К. А. ПУТИЛОВ

КУРС ФИЗИКИ

ТОМ II

УЧЕНИЕ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ

ИЗДАНИЕ ШЕСТОЕ

Допущено Министерством
высшего и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия
для студентов втузов

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1963

537
П 90

ОГЛАВЛЕНИЕ

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

УЧЕНИЕ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ

Глава I

Электрическое поле

§ 1. Исторические сведения 7
§ 2. Количество электричества. Закон Кулона 13
§ 3. Атомное строение электричества 16
§ 4. Напряженность электрического поля 20
§ 5. Теорема Остроградского — Гаусса 23
§ 6. Вектор электрической индукции 25
§ 7. Примеры применения теоремы Остроградского — Гаусса 30
§ 8. Потенциал электрического поля 33
§ 9. Формулы электростатики в практической системе единиц 39

Глава II

Проводники в электрическом поле

§ 10. Распределение электричества по поверхности заряженных проводников 42
§ 11. Электризация проводников в поле и деформация поля проводниками 45
§ 12. Контактная разность потенциалов 51
§ 13. Электроемкость 57
§ 14. Расчет электроемкости конденсаторов 60
§ 15. Электрическая энергия 64
§ 16. Энергия поля 66
§ 17. Электрометры 68
§ 18. О природе электрических явлений 71

Глава III

Диэлектрики в электрическом поле

§ 19. Дипольная и электронная поляризация диэлектриков. Сегнетоэлектрики 76
§ 20. Деформация поля диэлектриками 82
§ 21. Электрическая восприимчивость 87
§ 22. Электронная теория диэлектриков 90
§ 23. Пьезоэлектрические и пироэлектрические явления 95
§ 24. Электроконвекционные явления (электрофорез, электроэндосмос и др.) 98

Глава IV

Постоянный ток

§ 25. Величина тока. Электродвижущая сила и напряжение 102
§ 26. Закон Ома. Законы Кирхгофа 109
§ 27. Закон Джоуля — Ленца 119
§ 28. Дифференциальная форма законов Ома и Джоуля — Ленца. Соотношение аналогии между проводимостью и емкостью 125

Глава V

Ток в металлах

§ 29. Сведения об электропроводности. Термометры сопротивления, болометры, тензометры 130
§ 30. Закон Видемана — Франца. Теория электропроводности металлов 137
§ 31. Сверхпроводимость 145
§ 32. Термоэлектрические явления и их применение 149
§ 33. Зависимость термоэлектродвижущей силы от температуры спаев. Явление Пельтье 156

Глава VI

Ток в полупроводниках

§ 34. Полупроводники 162
§ 35. Понятие о зонной теории электропроводности 163
§ 36. Применения полупроводников 169

Глава VII

Ток в электролитах

§ 37. Электролиз. Законы Фарадея Электрохимические эквиваленты. Потенциалы разложения 177
§ 38. Вторичные реакции на электродах. Применения электролиза . . 182
§ 39. Подвижность ионов и электропроводность растворов 185
§ 40. Гальванические элементы. Электрохимическая природа коррозии 192
§ 41. Электродные потенциалы 199
§ 42. Аккумуляторы 201
§ 43. Свободная энергия гальванической цепи. Концентрационные элементы 205

Глава VIII

Ток в газах

§ 44. Ионизация и электропроводность газов 212
§ 45. Типы и механизм разряда в газах 218
§ 46. Катодные и анодные лучи 223
§ 47. Тлеющий разряд 227
§ 48. Дуговой разряд 232
§ 49. Искровой разряд. Молния 235

Глава IX

Ток электронной эмиссии. Электронные лампы

§ 50. Термоэлектронная эмиссия Формула Ричардсона — Дёшмена . . 245
§ 51. Торможение электронного потока. Рентгеновы трубки 250
§ 52. Пустотные выпрямители тока (диоды, кенотроны) 253
§ 53. Усилительные электронные лампы (триоды) 257
§ 54. Фотоэлектрический эффект. Фотоэлементы. Фотореле 263
§ 55. Вторичная электронная эмиссия. Электронные умножители . . 269
§ 56. Динатронный эффект. Экранированные радиолампы 273

Глава X

Магнитное поле

§ 57. Исторические сведения. Закон Кулона для магнитных полюсов . 277
§ 58. Магнитные величины и соотношения, аналогичные электрическим 284
§ 59. Магнитное поле Земли 288
§ 60. Магнитное поле тока 290
§ 61. Закон Био и Савара 296
§ 62. Магнитодвижущая сила Поток индукции электромагнита 301
§ 63. Магнитные свойства веществ и их использование 307
§ 64. Электронная теория магнетизма 322

Глава XI

Действие магнитного поля на ток

§ 65. Формула Ампера и ее трактовка по Фарадею 334
§ 66. Работа, производимая током при перемещении проводника в магнитном поле. Электромоторы 340
§ 67. Отклоняющее действие магнитного поля на электронный поток (в вакууме и в металле) 347
§ 68. Электродинамические измерительные приборы. Гальванометры. Осциллографы 357
§ 69. Формулы электродинамики в практической системе единиц . . . 364

Глава XII

Электромагнитная индукция. Электромагнитное поле

§ 70. Понятие об электромагнитном поле. Электромагнитная индукция 372
§ 71. Закон Ленца. Картина электромагнитного поля по Фарадею . . . 377
§ 72. Закон Фарадея. Индукционное измерение магнитного потока и магнитодвижущей силы Вихревые токи 381
§ 73. Явление самоиндукции Индуктивность. Законы нарастания и спада тока при включении и выключении цепи 390
§ 74. Энергия магнитного поля тока. Индуктивность и энергия электромагнита. Индуктивность кабеля 395
§ 75. Взаимная индуктивность. Энергия взаимодействия токов. Коэффициент взаимной индукции катушек с общим сердечником . . . 401
§ 76. Уравнения Максвелла и уравнения Лорентца 404
§ 77. Электромагнитное происхождение массы электрона 420

Глава XIII

Переменный ток

§ 78. Генерирование переменного тока 429
§ 79. Работа генератора электрической энергии на нагрузку. Эффективные значения напряжения и величины тока 434
§ 80. Емкостное сопротивление и индуктивное сопротивление 438
§ 81. Активные и реактивные токи. Коэффициент мощности (cos φ). Потери (tg δ) 445
§ 82. Обобщенный закон Ома 450
§ 83. Электрический резонанс 453
§ 84. Трансформация тока 466
§ 85. Трехфазный ток. Синхронные и асинхронные моторы 470

Глава XIV

Электрические колебания и их применение

§ 86. Индуктор 476
§ 87. Колебательный контур 480
§ 88. Вибратор Герца (возбуждение колебательного контура индуктором). Токи Тесла 485

§ 89. Электромагнитные волны. Вектор Умова — Пойнтинга 490
§ 90. Излучение электрического диполя. Волны в двухпроводной линии. Антенны 495
§ 91. Распространение электромагнитных волн. Роль ионосферы. «Радиоокно» в космос 509
§ 92. Ламповые генераторы электрических колебаний 516
§ 93. Модуляция электрических колебаний 520
§ 94. Прием, детектирование и усиление радиосигналов. Супергетеродины 526
§ 95. Преобразование звуковых колебаний в электрические и электрических в звуковые. Электрозапись и воспроизведение звука . . 544
§ 96. Телевидение 559
§ 97. Сантиметровые волны и их распространение в волноводах 563
§ 98. Радиолокация. Генерирование ультракоротких волн (клистроны и магнетроны) 569

Предметный указатель 577

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ
УЧЕНИЕ ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ

ГЛАВА I
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

§ 1. Исторические сведения

Огромное значение электрических явлений для современной техники объясняется сочетанием ряда причин. Электроэнергию легко передавать на большие расстояния, что позволяет использовать для выработки электроэнергии естественные запасы энергии рек. Электроэнергия легко и с большим коэффициентом полезного действия может быть преобразована в другие виды энергии и применена, таким образом, для привода машин, для освещения, для химических процессов, для нагрева и т. д. Широчайшее применение в быту и технике получили самые разнообразные *электроаппараты*: телеграф, телефон, радиоаппараты, различные электроавтоматы, аппараты электрической сигнализации, аппараты электрического управления машинами на расстоянии, электромедицинские аппараты и т. д. *Электроизмерительные приборы* благодаря своей исключительной точности в настоящее время применяются во всех областях науки и техники. Кроме того, учение об электричестве имеет очень большое познавательное значение. Исследуя электрические явления, мы проникаем в строение вещества. Этим путем физика пришла к познанию строения атомов и к открытию способов освобождения атомной энергии, что приведет к новой эре в технике и в жизни человечества.

Некоторые электрические явления были известны еще в глубокой древности. Более 2500 лет назад Фалес Милетский указывал, что потертый о шерсть кусок янтаря приобретает свойство притягивать пушинки и другие легкие предметы. От греческого слова «электрон», означавшего «янтарь», и был впоследствии образован термин «электричество». Этот термин был введен в конце XV в. Гильбертом, который расширил наблюдения об электризации тел при трении.

В древности были известны и некоторые другие электрические явления. Но естественно, что пока не развилось учение об элек-

тричестве, никто не догадывался о связи этих явлений со свойствами потертого янтаря. Так, молния всегда приковывала к себе внимание людей и вызывала страх, находивший отражение в различных религиозных измышлениях. Издавна было замечено, что молния ударяет преимущественно в предметы, которые возвышаются над окружающей местностью. Это наблюдение было использовано еще за много сотен лет до нашей эры: при археологических раскопках в Египте на стенах разрушенных храмов были обнаружены надписи, поясняющие, что высокие мачты, заостренные сверху и установленные вокруг храма, служат для защиты от «небесного огня». Однако то, что молния является электрическим разрядом, впервые стало проясняться только во второй половине XVII в., когда вошли в употребление *электрические машины трения* и когда благодаря этим машинам оказалось возможным наблюдать искровые электрические разряды.

Любопытным примером издавна известных проявлений электричества может служить также свойство некоторых рыб вызывать при прикосновении к ним болевое ощущение в мышцах. В древней Греции это свойство рыб («электрического ската», «электрического угря») использовалось с лечебными целями. Лечение, возможно, не приносило пользы, но было весьма ощутительным, так как разряд, производимый электрическим угрем, происходит при напряжении около 300 вольт.

Изучение электрических явлений заметно продвинулось вперед только в XVIII в.

В 1729 г. Грей обнаружил различие между телами, проводящими электричество, и непроводниками. В 1734 г. Дюфе установил, что существуют два рода электричества. В 1746 г. в Лейдене впервые были проведены опыты с конденсаторами. В 1747 г. вышла из печати первая книга, специально посвященная сведениям об электричестве (эта книга была написана аббатом Нолле; первая книга о магнетизме, написанная Гильбертом, появилась в 1600 г.).

В 1749 г. Франклин открыл закон, что при всех видах электризации тел всегда одновременно появляются оба рода электричества в равных количествах.

В 1752—1753 гг. М. В. Ломоносов и его друг Рихман исследовали атмосферное электричество и обосновали способ защиты от молний посредством *молниеотводов* («громоотводов»). В июле 1753 г. во время опытов с атмосферным электричеством Рихман был убит шаровой молнией.

В 1758 г. петербургский академик Эпинус, проводя аналогию электрических сил с силами тяготения, ввел в нарождавшееся учение об электричестве представление о действии электрических сил на расстоянии. Как происходит передача электрического действия — этот вопрос не затрагивался в теории Эпинуса. Более того, последователи «теории дальнодействия» считали, что вопрос

о передаче электрического действия не имеет смысла, поскольку электрические силы рассматривались как некое «врожденное» свойство зарядов, существующее и мгновенно проявляющееся независимо от наличия и свойств среды.

Заинтересовавшее в те годы всех физиков явление электризации заземленных проводников при одном только приближении к ним заряженного тела (явление *электрической индукции* [1]) — электризации по влиянию), казалось, подтверждало взгляды Эпинуса о мгновенном действии зарядов на расстоянии. Эпинус и его последователи удачно объясняли многочисленные опыты, где сказывалось перераспределение зарядов в проводниках, происходившее вследствие взаимного отталкивания одноименных зарядов и вследствие притяжения и отталкивания со стороны окружающих наэлектризованных тел.

Теория дальнодействия господствовала в физике целое столетие. Споры велись только о том, имеется ли два разнородных электричества — положительное и отрицательное (дуалистическая теория), или же имеется только один род электричества, а его недостаток в телах кажущимся образом проявляется как электричество противоположного знака (монистическая теория).

Осуществляя опыты электризации проводников по влиянию, Эпинус почти одновременно с Франклином усовершенствовал электрический *конденсатор* [2]) — применил две проводящие пластины (в лейденских опытах первые самые примитивные конденсаторы представляли собой банки, где роль одной пластины играла вода, налитая в банку, а роль другой пластины — рука экспериментатора, державшего банку).

В 1775 г. Александр Вольта совместил в одном приборе электризацию трением и электризацию по влиянию. Этот прибор — *электрофор* [3]) — представляет собой каучуковый (эбонитовый) или же смоляной диск с хорошо отполированной поверхностью и на ней — второй металлический диск со стеклянной рукояткой. Вначале электризуют поверхность эбонитового диска, ударяя по ней мехом; потом ставят металлический диск, прикасаются к его внешней поверхности заземленным проводником и снимают зарядившийся по влиянию металлический диск. Использовав его заряд, опять прикладывают металлический диск к эбонитовому и снова получают такой же заряд. Почти через столетие после изобретения электрофора идея этого прибора была развита Гольцем, построившим первые электрофорные машины.

В 1785 г. Кулон открыл закон взаимодействия электрических зарядов. В следующем, 1786 г. Гальвани случайно обнаружил

---

[1]) От лат. inductio — наведение, возбуждение.
[2]) От лат. condensare — сгущать.
[3]) От греч. phoros — несущий.

явления, изучение которых привело в последующие годы к применению электрохимических источников электрического тока — *гальванических элементов* (первой батареей таких элементов был *вольтов столб*, состоявший из поочередно уложенных друг на друга медных и цинковых пластинок, каждая пара которых разъединялась суконной прослойкой, увлажненной в подкисленной воде).

В 1802 г. петербургский профессор Василий Владимирович Петров, применяя батарею гальванических элементов, впервые получил устойчивый разряд между угольными электродами. В. В. Петров исследовал свойства электрической дуги и обнаружил, что в дуге развивается очень высокая температура, под действием которой угли сильно накаляются и излучают яркий свет. При некоторых опытах В. В. Петров применял громадные вольтовы столбы, состоявшие иногда из 4200 медных и цинковых кружков. Свои опыты В. В. Петров описал в изданной в 1803 г. книге, которая заинтересовала многих изобретателей. Однако только к концу столетия, когда вошли в употребление *динамомашины* постоянного тока, «дуга Петрова» получила широкое применение, в особенности в устройстве прожекторов, в сварочных аппаратах и т. п.

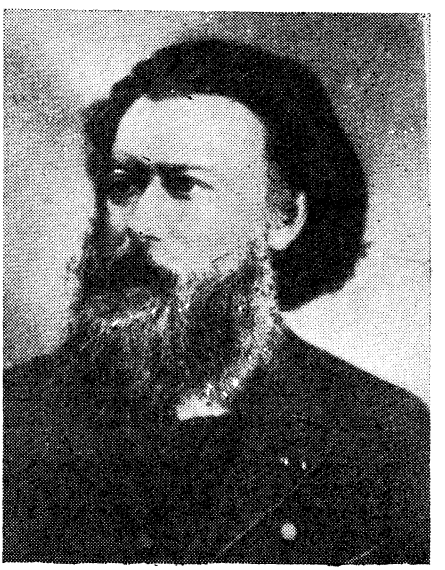
Важным этапом в развитии наших знаний об электричестве было сделанное в 20—30-х годах прошлого века открытие, что между электрическими и магнитными явлениями имеется тесная взаимосвязь. В 1820 г. Эрстед заметил, что магнитная стрелка отклоняется под действием электрического тока. В том же году был установлен закон действия тока на магнитные полюсы (закон Био и Савара). Тогда же, в 1820—1821 гг., Ампер разработал теорию, которая долгое время являлась основой электродинамики. Спустя десятилетие, в 1831 г., новый толчок к развитию электродинамики был дан Фарадеем, установившим, что при движении проводников вблизи магнитов, как и при движении магнитов вблизи проводников, в проводниках возникает («индуцируется») электрический ток. В 1833 г. петербургский академик Ленц установил закон, определяющий направление индуцированных токов, а еще через несколько лет (в 1837—1852 гг.) Фарадей развил учение о роли среды в явлениях электричества и магнетизма — учение об электрическом и магнитном «поле».

Фарадей обосновал взгляд, согласно которому пространство (среда), где действуют электрические и магнитные силы, «поле сил», находится в состоянии напряжения. Это напряжение поля сил сказывается, однако, не в механических деформациях среды, а в особых электрических и магнитных смещениях среды. По Фарадею, сущность электричества нужно искать не в зарядах, не в наэлектризованных телах, а в особом состоянии окружающей среды. Фарадей решительно отрицал возможность силового действия электрических зарядов на расстоянии без участия промежуточной среды. Он рассматривал взаимодействие электрических зарядов,

магнитов и токов как *следствие процессов, происходящих в электрическом и магнитном полях.*

Взгляды Фарадея получили математическое развитие в теории, которая была создана в 1855—1865 гг. Максвеллом. Уравнения, выведенные Максвеллом, поныне являются основой учения об электричестве и магнетизме — основой классической электродинамики.

Теория Фарадея — Максвелла вскрыла *электромагнитную природу световых явлений.* Электромагнитная теория света была развита Максвеллом в 1865 г. До этого времени было общепринятым введенное в физику Гюйгенсом и Гуком (в конце XVII в.) и развитое Френелем (в начале XIX в.) представление о свете как о механических колебаниях некоторой тончайшей, всепроникающей и заполняющей весь мир среды — *эфира.* Максвелл доказал, что электрические и магнитные взаимодействия распространяются с той же скоростью, что и свет,— около 300 000 *км* в секунду,— и что могут существовать *электромагнитные волны,* отличающиеся от света большей длиной волны. Такие волны были получены и исследованы в 1888 г. Герцем, а в 1895 г. применены Александром Степановичем Поповым в изобретенном им беспроволочном телеграфе, что положило начало развитию *радиосвязи.*



Павел Николаевич Яблочков (1847—1894).

В изобретении радио и во многих других технических применениях электричества первенство принадлежит русским ученым. Так, применение электрического тока для взрыва мин на расстоянии впервые было осуществлено в 1812 г. на Неве русским электротехником Павлом Львовичем Шиллингом. В 1832 г. П. Л. Шиллинг создал первый *электромагнитный телеграф,* который был использован для связи между Зимним дворцом и министерством путей сообщения. Первый самопишущий телеграфный аппарат был также создан в России Борисом Семеновичем Якоби в 1839 г.; в том же году этот аппарат был пущен в эксплуатацию — на год раньше, чем за границей Морзе построил телеграфную линию с самопишущими аппаратами. В 1850 г. Б. С. Якоби за пять лет до американца Юза создал первый буквопечатающий телеграфный аппарат.

Б. С. Якоби первый применил электролиз для покрытия предметов металлическим слоем, т. е. положил начало развитию гальванопластики.

В 1876 г. русский изобретатель Павел Николаевич Яблочков нашел способ практически использовать открытую В. В. Петровым электрическую дугу для освещения улиц и помещений. Сконструированная П. Н. Яблочковым *дуговая электрическая лампа* («свеча Яблочкова») представляла собой два расположенных на определенном расстоянии друг от друга угольных стержня, разъединенных не проводящей электричество гипсовой или глиняной прослойкой, которая по мере укорочения обгоравших в электрической дуге углей постепенно выгорала. Электрическая лампа Яблочкова была применена для освещения во многих городах: в Москве, Петербурге, Нижнем-Новгороде, Полтаве и др. В короткое время лучшие гостиницы, улицы и парки в ряде крупнейших городов Европы были оснащены электрическим освещением с применением электрических ламп Яблочкова. В эти первые годы расцвета электротехники принцип электрического освещения назывался в иностранных газетах «русским светом». Люди прошлого века, не избалованные светом тусклых свечей и керосиновых ламп, с восторгом встречали распространение «русского света».

Общепринятый в настоящее время способ освещения посредством *электрических ламп накаливания* также был изобретен в России в 1873 г. Александром Николаевичем Лодыгиным. В том же году одна из улиц Петербурга была освещена электролампами Лодыгина, а в следующем, 1874 г., Академия наук присудила Лодыгину Ломоносовскую премию, отметив, что изобретение ламп накаливания «обещает произвести переворот в важном вопросе об освещении». Эдисон в 1877 г. получил лодыгинские лампочки накаливания. Для усовершенствования ламп накаливания Эдисон проделал тысячи опытов по изучению угольных нитей, изготовленных различными способами, ввел откачку воздуха из баллона лампы и в 1880 г. наладил широкое производство электроламп.

Позже угольные лампы накаливания были заменены электролампами с нитями из тугоплавких металлов. В 1890 г. Лодыгин создал лампы с вольфрамовой нитью.

Принцип *передачи электрической энергии* током высокого напряжения был впервые предложен русским инженером Д. А. Лачиновым в 1880 г. В России были созданы и первые в мире *электродвигатели*, работающие на переменном токе,—трехфазные асинхронные моторы М. О. Доливо-Добровольского (1890).

Однако в производстве электроэнергии Россия в прошлом отставала от многих других стран, что сильно снижало ее промышленные возможности, так как каждый киловатт-час электроэнергии, стоящий всего несколько копеек, выполняет дневную работу одного человека. В 1913 г. все русские электростанции вырабатывали в год 1,9 млрд. *квт-ч*; их суммарная мощность была 1 млн. *квт*. В том же 1913 г. электростанции США имели суммарную мощность 6 млн. *квт* и вырабатывали в год 22 млрд. *квт-ч*. По первому плану электрификации, принятому по инициативе Владимира Ильича Ленина в 1920 г. и осуществленному к началу 30-х годов, было построено 30 электростанций с общей мощностью 1,5 млн. *квт* и производством в год 8,8 млрд. *квт-ч*. В последующие годы в СССР было построено более 300 крупных электростанций: Днепровская ГЭС (мощностью, после восстановления, 650 тыс. *квт*), Волжская ГЭС имени В. И. Ленина (мощностью 2,3 млн. *квт*) и др. [1]). В 1958 г. годовая выработка электроэнергии в СССР составила 233 млрд. *квт-ч*, а в 1965 г. она повысится до 520 млрд. *квт-ч*, т. е. окажется в 273 раза больше, чем была в царской России. В 70-х годах, после пуска Братской и Красноярской ГЭС (мощностью 4,5 и 5,0 млн. *квт*), Енисейской ГЭС (мощностью 6,0 млн. *квт*), сети крупных тепловых электростанций (мощностью по 1,0—2,4 млн. *квт*), а также атомных электростанций, годовая выработка электроэнергии в СССР достигнет 900—1000 млрд. *квт-ч*.

---

[1]) Перед последней мировой войной (в 1940 г.) в США годовая выработка электроэнергии составляла 170 млрд. *квт-ч*, что в 3,5 раза превышало производство (в том же 1940 г.) электроэнергии в СССР. Вследствие разрушений, причиненных войной, уровень выработки электроэнергии в 170 млрд. *квт-ч* был достигнут в СССР только в 1955 г.

§ 2. Количество электричества. Закон Кулона

Существуют два, и только два, рода электричества: *положительное* и *отрицательное*. Эти названия — «положительное» электричество и «отрицательное» — оправданы тем, что при появлении одного рода электричества всегда появляется равное количество другого рода электричества. (Так, при трении стекла о кожу стекло заряжается электричеством того рода, которое называют положительным, тогда как кожа заряжается в равной степени электричеством другого рода — отрицательным. При трении эбонита о шерсть шерсть заряжается положительным электричеством, а эбонит — отрицательным электричеством.)

Нет ни одного явления, при котором создавался бы или исчезал заряд одного рода; всегда происходит только то или иное распределение зарядов между различными телами. При соприкосновении заряженного и незаряженного тел заряд, не изменяясь по величине, распределяется между соприкасающимися телами. При трении и при всяком другом способе электризации одно тело электризуется положительно, другое — отрицательно, но так, что *алгебраическая сумма зарядов остается неизменной*. Это — закон сохранения электрического заряда, напоминающий собой закон сохранения количества вещества. Электрический заряд мы можем поэтому с полным правом называть *количеством электричества*. Закон сохранения количества электричества является одним из основных законов физики.

Взаимодействие наэлектризованных тел определяется законом Кулона: сила взаимодействия F двух точечных электрических зарядов Q_1 и Q_2 направлена по прямой, соединяющей точки, в которых расположены эти заряды Q_1 и Q_2; по величине указанная сила взаимодействия F *пропорциональна произведению электрических зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними*:

$$F = K\frac{Q_1 Q_2}{r^2}. \qquad (1)$$

Здесь K есть численный коэффициент, величина которого для случая зарядов, расположенных в вакууме, зависит только от выбранных единиц.

Если величины Q_1 и Q_2 имеют одинаковые знаки, то их произведение положительно; поэтому положительный знак силы в формуле Кулона означает отталкивание одноименных зарядов, а отрицательный знак — притяжение разноименных зарядов.

Применяя закон Кулона к определению взаимодействия между наэлектризованными телами и понимая под Q_1 и Q_2 суммарные электрические заряды этих тел, следует иметь в виду, что формула (1) справедлива только в том случае, когда линейные размеры наэлектризованных тел весьма малы в сравнении с расстоянием r между

этими телами. Если же линейные размеры наэлектризованных тел недостаточно малы в сравнении с расстоянием между телами, то в этом случае сила взаимодействия определится как равнодействующая всех сил, возбужденных всеми наэлектризованными точками тел.

Закон Кулона был установлен и многократно проверен посредством так называемых *крутильных весов*, изображенных на рис. 1. Шарикам n и m сообщают одноименный электрический заряд. Чтобы уравновесить силу отталкивания, возникающую между двумя одноименно заряженными шариками, закручивают (посредством поворота диска T) тонкую проволочку, на которой подвешено коромысло с шариком m. По углу кручения проволоки определяют силу взаимодействия наэлектризованных шариков.

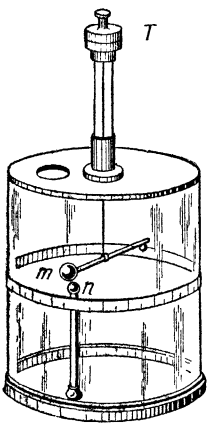


Рис. 1. Крутильные весы, при помощи которых Кулон в 1785 г. установил закон взаимодействия наэлектризованных тел.

За единицу электрического заряда принимают такой заряд, который действует на равный ему заряд, находящийся на расстоянии 1 *см*, с силой 1 дина. Нетрудно видеть, что при таком выборе единицы количества электричества коэффициент пропорциональности K в законе Кулона обращается в единицу.

Следовательно, в указанных единицах закон Кулона будет иметь вид

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \text{ дин.} \qquad (2)$$

Установленную таким образом единицу количества электричества называют *абсолютной электростатической единицей*. Впоследствии (§ 60) мы познакомимся с другой единицей количества электричества, выведенной из законов явлений электромагнетизма, которая носит название *абсолютной электромагнитной единицы* и в $3 \cdot 10^{10}$ раз превосходит электростатическую единицу. Мы будем абсолютные электростатические единицы обозначать CGSE.

В практических применениях электростатическая единица количества электричества не употребляется, так как она слишком мала и величины, встречающиеся в практике, выражались бы очень большими числами; поэтому за *практическую* единицу количества электричества принимают один *кулон*, причем

$$1 \text{ кулон} = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}.$$

Количество электричества, равное 1 кулону, иначе называют *ампер-секундой* (так как при токе в 1 ампер через поперечное сечение проводника в 1 сек. протекает количество электричества,

как раз равное 1 кулону). Сокращенно кулон принято обозначать через *к*.

Понятно, что если заряды Q_1 и Q_2 выражены в кулонах, r — в сантиметрах и F — в динах, то коэффициент пропорциональности K в формуле Кулона равен уже не единице, а $9 \cdot 10^{18}$.

Чтобы получить ясное представление о том, какое громадное количество электричества представляет собой кулон в сравнении с электростатической единицей, вычислим силу, с которой 1 кулон действует на другой такой же заряд, находящийся на расстоянии 1 *км*. По закону Кулона имеем:

$$F = \frac{9 \cdot 10^{18}}{(10^5)^2} \text{ дин} = 9 \cdot 10^8 \text{ дин, или в круглых числах } F = 900\ кГ.$$

Практически, однако, невозможно наэлектризовать тело так, чтобы заряд его сделался равным или близким 1 кулону. Такой заряд невозможно удержать на теле; он пробьет любую изоляцию. Мы умеем приводить в движение громадные количества электричества, но принуждены ограничиваться ничтожными зарядами, когда хотим иметь электрический заряд в покое.

Обращает на себя внимание формальная аналогия между законом Кулона и ньютоновым законом тяготения: в обоих случаях сила взаимодействия обратно пропорциональна квадрату расстояния и пропорциональна произведению зарядов или масс. Однако аналогия этим исчерпывается; она радикально нарушается уже тем, что одноименные заряды отталкиваются, а не притягиваются. Далее, картина электрических взаимодействий чрезвычайно усложняется (в сравнении с тяготением масс) влиянием, которое оказывают на взаимодействие зарядов находящиеся вблизи зарядов тела и сама среда, в которой помещены заряды. По отношению к электрическим зарядам все тела (вещества) могут быть разделены на два класса: на *изоляторы* (*диэлектрики*) и *проводники*. Вблизи зарядов изоляторы «поляризуются», а проводники «электризуются по влиянию» (эти явления подробно рассмотрены ниже). Что касается влияния среды, то опыт показывает, что *сила взаимодействия двух наэлектризованных тел, погруженных в какую-либо диэлектрическую среду, всегда меньше, чем в пустоте, в некоторое число раз* ε, *характерное для данной среды*. Закон Кулона в этом случае должен быть записан следующим образом:

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{\varepsilon r^2}. \tag{3}$$

Величину ε называют *диэлектрической проницаемостью среды*, или, иначе, *диэлектрической постоянной среды*. Диэлектрическая постоянная вакуума равна (при применении системы единиц CGSE) единице.

§ 3. Атомное строение электричества

Электричество имеет дискретное строение. Существуют электрические заряды только вполне определенной величины— «атомы электричества». Они строго одинаковы по величине. Нет более крупных или более мелких «атомов электричества». На основании последних измерений элементарный электрический заряд (отрицательный заряд *электрона*) считают равным

$$e = 4{,}803 \cdot 10^{-10} \text{ эл.-ст. ед. количества электричества.}$$

В настоящее время общеизвестно, что электроны входят в состав всех атомов химических элементов и могут существовать в свободном состоянии, образуя своим движением электрический ток в металлах и в вакууме.

В 1932 г. были открыты частицы с таким же по величине, как у электронов, но положительным зарядом и с такой же массой, какую имеют электроны; эти частицы называют *позитронами*. До открытия позитронов предполагали, что положительное электричество всегда неразрывно связано с атомами веществ. Обнаружилось, что позитроны в отличие от электронов весьма недолговечны: их заряд нейтрализуется (аннигилирует) в сочетании с зарядом электрона; при этом образуется электромагнитное излучение с очень малой длиной волны. Положительные заряды ядер атомов всегда кратны заряду электрона, причем порядковый номер элемента в периодической таблице Менделеева точно указывает число элементарных положительных зарядов ядра.

Даже в ядрах атомов, где заряды находятся в наибольшем сближении, по-видимому, не происходит слияния электрических зарядов. Не подлежит сомнению, что все более крупные заряды представляют собой конгломерат раздельно существующих элементарных зарядов: электронов и заряженных остовов атомов — *ионов*. Атом, утративший один, два, три своих нормальных электрона,— это соответственно одновалентный, двухвалентный, трехвалентный положительный ион (*катион*). Атом, захвативший избыточные электроны сверх нормального числа, определяемого зарядом ядра, является отрицательным ионом соответствующей валентности (*анионом*). Ионы могут также представлять собой тесную группу атомов — осколок молекулы, целую молекулу, ассоциацию молекул — с недостатком или избытком электронов.

Очевидно, что дискретность электричества сохраняется вследствие взаимного отталкивания одноименных зарядов. Но почему низшим пределом делимости электричества является именно заряд электрона, а не какой-либо иной, больший или меньший заряд? Почему именно положительное электричество связано с ядрами атомов? Какое строение имеют электроны и позитроны? Ответа на эти вопросы мы еще не имеем.

Атомное строение электричества было установлено в последние два-три десятилетия прошлого века. Это открытие было подготовлено изучением электролиза и исследованием явлений разряда в разреженных газах, когда образуется поток электронов, движущихся от катода к аноду (катодные лучи), и встречный поток положительных ионов газа (анодные лучи).

Основные законы электролиза были обнаружены еще Фарадеем в 1833 г. Фарадей экспериментально доказал, что при перемещении к электродам авогадрова числа ионов, имеющих валентность n, отношение количества перенесенного электричества к валентности ионов всегда равно одному и тому же заряду, который получил название *заряда Фарадея* и который по позднейшим измерениям оказался равным

$$\frac{Q}{n} = F = 96\,500 \text{ кулонов.}$$

Отсюда был сделан правильный вывод, что валентные ионы любой химической природы имеют в n раз больший заряд, чем одновалентные. Далее, стало очевидным, что заряд e одновалентного иона равен частному от деления заряда Фарадея на число Авогадро:

$$e = \frac{F}{N_{\text{Ав}}} = \frac{96\,500 \cdot 3 \cdot 10^9}{6{,}025 \cdot 10^{23}} = 4{,}80 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE.}$$

Стремление понять физический смысл законов электролиза неизменно привлекало мысль физиков к идее об атомном строении электричества. Обоснованно и довольно подробно теория атомного строения электричества была высказана Вебером в статьях 1862, 1871 и 1875 гг. В этих статьях Вебера содержится много правильных догадок об электронной проводимости металлов, о строении диэлектриков, о происхождении магнитных свойств тел и т. д. Вебер писал, что положительные и отрицательные элементарные заряды неодинаково связаны с массивными ядрами атомов: ядра атомов заряжены одним родом электричества, а частицы другого рода электричества, масса которых мала в сравнении с массой ядра, вращаются вокруг ядра. В этом предвидении фактов, которые были открыты много позже, Вебер ошибся только в знаке зарядов (он предполагал, что легчайшие частицы электричества заряжены положительно, а ядра — отрицательно).

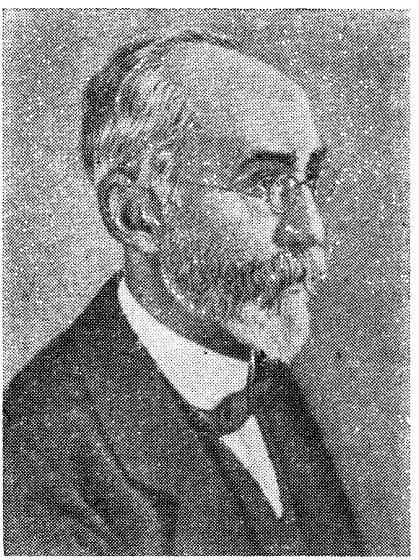
В 70-х годах XIX в. новые указания на атомное строение электричества были даны опытами Крукса и других по исследованию катодных лучей.

В 1881 г. идея атомного строения электричества была поддержана Гельмгольцем. «Если применить,— писал он,— атомную теорию к электрическим процессам, то в соединении с законами Фарадея она приводит к поразительным следствиям. Допуская существование химических атомов, мы принуждены заключить отсюда

далее, что также и электричество, как положительное, так и отрицательное, разделяется на определенные количества, которые играют роль атомов электричества».

В 1887—1888 гг. идея атомного строения электричества была подкреплена учением Сванте Аррениуса о роли ионов в химических процессах.

Стройная, физически обоснованная и развитая математически электронная теория была создана в конце прошлого века и в начале нашего столетия главным образом трудами голландского ученого Лорентца (и отчасти Дж. Дж. Томсона, Лармора, Абрагама и др.). Теория Лорентца синтезировала максвеллову теорию непрерывного электромагнитного поля с фактами дискретности электрических зарядов и присутствия электронов в атомах вещества.



Гендрик Антоон Лоренц (1853—1928).

В последующие годы замечательная по своей глубине и ясности электронная теория Лорентца была дополнена в основном по двум направлениям: в 1905—1908 гг. Альберт Эйнштейн, продолжая исследования Лорентца и Пуанкаре, построил электродинамику явлений, происходящих при движении электронов со скоростями, близкими к скорости света («теорию относительности»); в более поздние годы — с 1913 и, в особенности, с 1926 г.— электронная теория была дополнена выводами, сделанными в связи с развитием квантовой физики.

Следует отметить, что одно из основных положений электронной теории, а именно утверждение, что все элементарные электрические заряды строго одинаковы, долгое время вызывало сомнения. Неоднократно высказывалось предположение, что обычно наблюдаемые электроны не представляют собой наименьших электрических зарядов, какие могут существовать в природе. Делались гипотезы о существовании частиц, имеющих заряд в десятки, в сотни или в тысячи раз меньший, чем заряд одного электрона; этим никогда не наблюдавшимся дробным от электрона зарядам было дано даже особое название — *субэлектроны*. Гипотеза субэлектронов не получила никакого подтверждения.

Наиболее точные опыты по определению заряда электрона и по выяснению вопроса о существовании субэлектронов были произведены (1909—1914) американским физиком Милликеном.

Милликен наблюдал движение мельчайших заряженных электричеством капелек. При помощи особого пульверизатора мелкие капельки масла вдувались в камеру *A*, где они медленно падали на дно (рис. 2). Многие из этих капелек благодаря трению в пульверизаторе оказывались заряженными. Некоторые из них, падая, попадали в отверстие *a* и сквозь него в электрическое поле конденсатора. Здесь движение капелек могло быть наблюдаемо сквозь

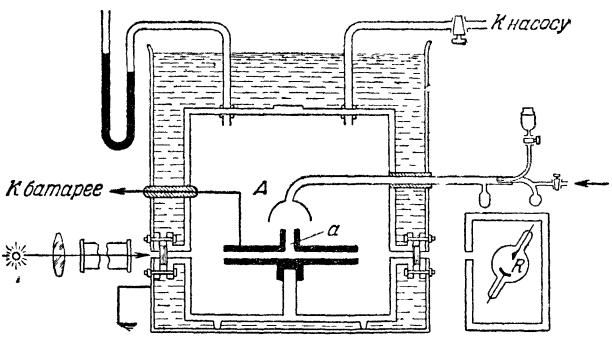


Рис. 2. Схема милликеновой камеры для наблюдения наэлектризованных капелек.

небольшое окошечко при помощи короткофокусной трубы. Производя перезарядку конденсатора и меняя таким образом направление электрического поля в конденсаторе, можно было заставлять двигаться одну и ту же капельку то вверх, то вниз, не выпуская ее в то же время из поля зрения трубы. По напряжению, которое нужно было создавать на обкладках конденсатора, чтобы силой поля уравновесить тяжесть капельки, можно было определить заряд капельки. Опыт показал, что капельки всегда несут на себе заряды, к р а т н ы е заряду одного электрона.

Во многих случаях движение одной и той же капельки можно было наблюдать в течение нескольких часов. В продолжение этого времени заряд капли несколько раз вдруг резко менялся благодаря случайному присоединению к ней ионов воздуха. Изменение заряда всегда происходило на величину заряда одного или двух электронов. Таким образом, было доказано, что *заряд электрона представляет собой не какую-либо среднестатистическую величину, но является истинным атомом электричества.*

К тому же выводу привели и опыты акад. Абрама Федоровича Иоффе (1912 г.). В этих опытах проводилось наблюдение мельчайших металлических пылинок, заряженных отрицательно, взвешен-

ных в электрическом поле плоского конденсатора и освещавшихся ультрафиолетовым светом небольшой интенсивности. Под действием света отрицательный заряд металлических пылинок уменьшался. Явление потери отрицательного электрического заряда металлами при освещении их ультрафиолетовым светом было изучено еще в 1888 г. русским ученым А. Г. Столетовым (впоследствии это явление было названо фотоэффектом). Опытами А. Ф. Иоффе было доказано, что уменьшение заряда металлических пылинок под действием света происходит прерывисто, внезапно, всегда на величину заряда электрона.

Милликен на основании своих многократно воспроизведенных опытов пришел к заключению, что численное значение заряда электрона равно $4{,}770 \cdot 10^{-10}$ абс. эл.-ст. ед. количества электричества. В последние годы на основании всей совокупности экспериментов по определению заряда электрона считают, что заряд электрона равен

$$e = (4{,}8029 \pm 0{,}0002) \cdot 10^{-10} \text{ абс. эл.-ст. ед. количества электричества.}$$

Эта величина заряда электрона соответствует значению числа Авогадро

$$N_{\text{Ав}} = 6{,}025 \cdot 10^{23}$$

и значению заряда Фарадея

$$F = 96\,520 \text{ кулонов.}$$

Указанные значения $N_{\text{Ав}}$ и F принимают в «физической» шкале, когда атомные веса элементов определяют, исходя из того, что атомный вес изотопа кислорода O^{16} равен в точности шестнадцати. Имеет применение и так называемая «химическая» шкала, в которой атомные веса элементов определяют, исходя из соглашения, что число 16 точно определяет атомный вес природной смеси нескольких изотопов кислорода. В этой «химической» шкале число Авогадро и заряд Фарадея получаются в 1,000272 раза меньшими, т. е. $6{,}023 \cdot 10^{23}$ и 96 496 кулонов.

§ 4. Напряженность электрического поля

Электрическим полем называют *особую форму материи*, скрытые, еще не разгаданные движения которой проявляются в пространстве (даже в абсолютном вакууме) в виде *электрических сил*, т. е. сил, действующих на электрические заряды и вызываемых электрическими зарядами, причем величина этих сил *не зависит от скорости движения зарядов*. В рассматриваемой части электрического поля может и не быть электрических зарядов; но когда туда внесен «пробный» электрический заряд, он сразу оказывается под действием электрической силы, вызванной в данной точке поля зарядами, которые расположены в других частях поля.

Исследуя электрическое поле посредством пробного заряда, предполагают, что пробный заряд мал и что поэтому он не изменяет существенно поля.

Вектор, изображающий силу, которая действует в какой-либо точке пространства на единицу количества положительного электричества, называют *напряженностью* электрического поля.

Поскольку может оказаться, что единица количества электричества является зарядом, который недостаточно мал как «пробный» заряд для изучаемого электрического поля, то более точным определением напряженности поля будет такое определение: напряженность электрического поля — это вектор, указывающий направление силы, действующей на положительный пробный заряд, и численно равный отношению величины этой силы к величине пробного заряда.

Наряду с названием «напряженность поля» иногда употребляют также другое — *сила поля* [1]).

Электрическое поле в каждой своей точке характеризуется определенным численным значением и направлением напряженности поля в этой точке.

Если в каком-либо месте электрического поля, где напряженность поля есть $\boldsymbol{E}$, мы поместим заряд, содержащий Q единиц количества электричества, то сила $\boldsymbol{F}$, действующая на этот заряд, будет, очевидно, направлена в ту же сторону, что и напряженность поля $\boldsymbol{E}$, когда взятый нами заряд положителен, или в сторону прямо противоположную, когда он отрицателен; по величине сила F будет в Q раз больше напряженности поля:

$$F = QE. \tag{4}$$

Из закона Кулона вытекает, что напряженность поля точечного заряда Q в точке A, удаленной на расстояние r от заряда, численно равна

$$E = \frac{Q}{\varepsilon r^2} \tag{5}$$

и направлена по радиусу-вектору, проведенному из точки, в которой находится заряд, в точку A (в сторону *от* заряда, если заряд положителен, и *к* заряду, если заряд отрицателен).

Когда на небольшом расстоянии друг от друга имеются два равных и противоположных по знаку заряда, т. е. в случае электрического *диполя* [2]), напряженность поля в какой-либо точке, лежащей на оси диполя и удаленной от центра диполя на расстояние r (большое сравнительно с расстоянием l между зарядами диполя), равна, очевидно, разности напряженностей полей, образованных

[1]) Понятие «напряженность» поля не следует путать с термином напряжение. В электротехнической литературе слово «напряжение» употребляется почти как синоним слова «потенциал» (понятие напряжения пояснено в §§ 11 и 26).

[2]) От греч. di(s) — дважды и polos — полюс.

зарядами диполя $+Q$ и $-Q$:

$$E = \frac{Q}{\varepsilon\left(r - \frac{\lambda}{2}\right)^2} - \frac{Q}{\varepsilon\left(r + \frac{\lambda}{2}\right)^2} \approx 2\frac{M_e}{\varepsilon r^3}, \tag{6}$$

где $M_e = Q\lambda$ — *момент диполя.*

Таким образом, в точках, лежащих на оси диполя, напряженность поля *пропорциональна моменту диполя и обратно пропорциональна кубу расстояния от центра диполя.*

В направлении, проходящем через центр диполя и перпендикулярном к оси диполя, напряженность поля численно оказывается в два раза меньшей, т. е. равной $\frac{M_e}{\varepsilon r^3}$. (Ориентация вектора напряженности в различных точках поля, образованного диполем, показана на рис. 4, стр. 25.)

В общем случае, когда поле образовано несколькими зарядами (сколь угодно большим числом зарядов), для того чтобы найти напряженность поля, надо геометрически сложить, последовательно применяя правило параллелограмма, напряженности полей, образованных отдельными зарядами.

Абсолютной электростатической единицей напряженности E электрического поля является напряженность такого поля, которое действует на электростатическую единицу количества электричества с силой, равной 1 дине. Эта единица напряженности поля не имеет особого названия.

На практике пользуются единицей, в 300 раз меньшей, которую обозначают так: *вольт, деленный на сантиметр*, или в 1 *в/см* (§ 8).

Если от некоторой точки поля передвигаться по направлению напряженности поля в данном месте к смежной точке, затем от этой второй точки — по направлению напряженности поля в этой точке к третьей и т. д., то в поле будет описана линия, которая называется *силовой линией.* Направление силовых линий в каждой точке поля совпадает, таким образом, с направлением напряженности поля.

Электрические силовые линии соответствуют путям, вдоль которых стал бы двигаться в электрическом поле точечный заряд (если бы он был лишен инерции).

Силовым линиям следует приписать направление: за положительное принято то направление силовой линии, по которому стал бы двигаться положительный заряд; противоположное направление назовем отрицательным. Положительному направлению силовой линии соответствует направление от положительного заряда к отрицательному.

Положительный электрический заряд есть источник силовых линий, отрицательный — место их вхождения.

В «источниках» и «местах вхождения», т. е. в положительных и отрицательных зарядах, начинаются и кончаются силовые линии.

Две силовые линии поля никогда не пересекаются; если бы они пересеклись, это означало бы, что одной и той же точке пространства соответствуют два различных направления силы поля, что, понятно, невозможно.

В расположении и в форме силовых линий сказываются все особенности поля. Силовые линии поля, образованного уединенным точечным зарядом, расходятся по радиусам. Силовые линии между двумя наэлектризованными плоскостями представляют собой семейство параллельных прямых.

§ 5. Теорема Остроградского — Гаусса

Представление о силовых линиях позволяет внести наглядность и простоту в изучение электрических явлений.

Через каждую точку поля можно провести силовую линию. Число силовых линий ничем не ограничено; вычерчивая поле, их можно было бы рисовать и очень густо и, наоборот, на больших расстояниях друг от друга. Сделаем соглашение выбирать *густоту линий*, изображающих поле, так, чтобы эта густота определяла величину напряженности поля: будем проводить столько линий, чтобы *через каждый квадратный сантиметр сечения, перпендикулярного к линиям, проходило число линий, равное численному значению напряженности поля*. Если напряженность поля равна E единиц, то через 1 *см*^{2} поперечного сечения нужно провести E линий.

Этот способ изображения электрических полей обладает весьма важным достоинством: одни и те же линии изображают поле на всем его протяжении, причем по общему числу линий, выходящих наружу из какой-либо замкнутой поверхности, можно судить о количестве электричества, содержащегося в пространстве, ограниченном этой поверхностью.

В самом деле, окружим какой-либо точечный заряд Q шаровой поверхностью с радиусом r. Так как силовые линии поля направлены по радиусам, а поверхность шара везде перпендикулярна к радиусу, то через каждый квадратный сантиметр поверхности шара, по условию, должно проходить число линий, равное напряженности поля на этой поверхности, т. е. $\frac{Q}{\varepsilon r^2}$ линий, где ε есть диэлектрическая постоянная среды (мы предполагаем, что среда однородна). Поверхность шара равна $4\pi r^2$. Следовательно, общее число линий N, выходящих наружу из всей шаровой поверхности, равно

$$N = 4\pi r^2 \cdot \frac{Q}{\varepsilon r^2} = \frac{4\pi Q}{\varepsilon}.$$

Для положительного заряда число линий N положительно, для отрицательного заряда N отрицательно, т. е. линии входят в поверхность шара.

Это число, как видим, не зависит от r. Как на близких расстояниях, так и на далеких избранное нами изображение поля, при котором густота силовых линий выражает напряженность поля, осуществляется при помощи одних и тех же линий. Линии начинаются или кончаются только на зарядах.

Остроградский и Гаусс доказали, что приведенная выше формула для числа линий N может быть распространена на любое число как угодно расположенных зарядов.

Теорему Остроградского — Гаусса можно сформулировать следующим образом: *при сделанном соглашении, что густота силовых линий в каждом месте изображает напряженность поля, из всякой замкнутой поверхности, охватывающей заряды Q_1, Q_2, Q_3, ..., выходит алгебраическое число линий*

$$N_{\text{силов}} = \frac{4\pi}{\varepsilon}(Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots). \tag{7}$$

Если мы проведем замкнутую поверхность, не содержащую внутри себя зарядов или же содержащую внутри себя равное число положительных и отрицательных зарядов, то алгебраическое число линий, выходящих из этой поверхности, будет равно нулю: из поверхности будет выходить столько же линий, сколько входит в нее.

Рис. 3. Силовая трубка.

Рассмотрим ту часть электрического поля, где нет зарядов и где диэлектрическая среда однородна. В этой части поля представим себе пучок силовых линий. Ограничим эти силовые линии поверхностью, которая всюду касательна к направлению поля, и двумя плоскостями, перпендикулярными к силовым линиям (рис. 3). Выделенная таким образом часть поля представляет собой «трубку силовых линий», или, иначе, «фарадееву силовую трубку». Так как внутри силовой трубки нет электрических зарядов, то согласно теореме Остроградского — Гаусса число силовых линий, входящих в трубку через сечение S_1, будет равно числу силовых линий, выходящих из нее через сечение S_2. Иными словами, ни одна из силовых линий не кончается внутри трубки и не начинается там, а все силовые линии, не прерываясь, пронизывают оба поперечных сечения трубки. При этом согласно сделанному соглашению густота силовых линий (измеряемая их числом на 1 *см*^{2} сечения, перпендикулярного к линиям) всюду по длине силовой трубки равна напряженности поля. Если площадь сечения S_2 в n раз больше, чем площадь сечения S_1, то это означает, что напряженность поля вдоль силовой трубки уменьшается так, что в сечении S_2 напряженность поля в n раз меньше, чем в сечении S_1.

Следует отметить, однако, что для случаев, когда диэлектрическая среда неоднородна, изображение поля посредством силовых

линий и силовых трубок утрачивает свою простоту. Из уравнения (7) видно, что число силовых линий зависит от диэлектрической постоянной. Стало быть, в неоднородной среде число линий в силовой трубке может измениться вследствие изменения диэлектрической постоянной среды. В неоднородной среде изображение поля, как показано в следующем параграфе, нужно строить иначе.

При графическом изображении поля густота силовых линий, пересекающих перпендикулярную к ним прямую в любом месте поля, изображает напряженность поля. Это позволяет вычерчивать сложные поля, образованные несколькими зарядами, по способу, указанному Максвеллом: сначала вычерчивают два уже известных поля, например поля точечных зарядов (рис. 4); получается сетка

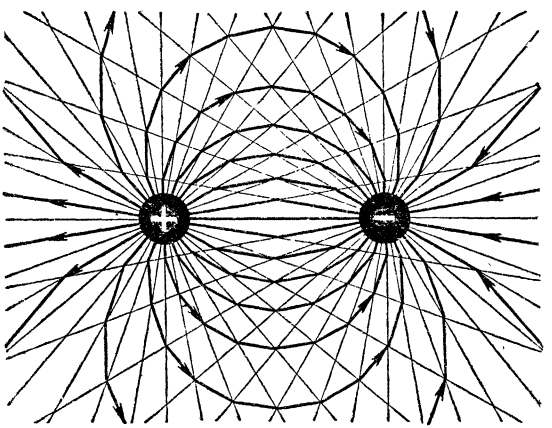


Рис. 4. Вычерчивание поля по способу Максвелла.

четырехугольных ячеек, в которых одна диагональ пропорциональна геометрической сумме напряженностей полей, а другая — их разности; соединяя соответственные углы этих ячеек, получают картину суммарного поля. Затем так же суммируют полученное поле с полем третьего, четвертого и т. д. зарядов. Во многих случаях этот графический метод анализа поля оказывается практически наиболее удобным.

§ 6. Вектор электрической индукции

Если электрическое поле заполнено различными диэлектриками, то в этих случаях теорема Остроградского — Гаусса в приведенной выше формулировке для расчетов непригодна.

Так, например, представим себе, что точечный заряд Q помещен в центре воздушного пузырька, который находится, скажем, в масле с диэлектрической постоянной ε (диэлектрическая постоянная

воздуха близка к единице). Тогда вокруг заряда в воздухе имеются $4\pi Q$ линий и густота их у самой поверхности воздушного пузырька, имеющего форму шара с радиусом r, равна $\frac{Q}{r^2}$. По другую сторону этой поверхности, в масле, напряженность поля и густота линий равны $\frac{Q}{\varepsilon r^2}$, т. е. в ε раз меньше, и общее число выходящих из поверхности линий тоже в ε раз меньше: оно равно $\frac{4\pi Q}{\varepsilon}$ вместо $4\pi Q$. При переходе через границу раздела диэлектриков, таким образом, потеряно некоторое число линий (рис. 5).

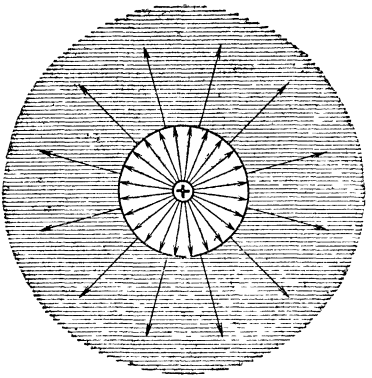


Рис. 5. Электрический заряд расположен в центре воздушного пузырька, находящегося в масле. На поверхности раздела воздух — масло часть силовых линий прерывается.

В нашем случае силовые линии перпендикулярны к поверхности раздела. В общем случае, когда силовые линии проходят под углом к поверхности раздела, нормальные составляющие векторов напряженностей электрического поля испытывают такой же скачок, как и в разобранном случае, *т.е. нормальная составляющая напряженности всегда уменьшается во столько раз, во сколько возрастает диэлектрическая постоянная.*

Если одна среда имеет диэлектрическую постоянную ε_1, а другая ε_2, то скачок нормальных составляющих напряженностей поля определяется следующим уравнением:

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}, \qquad (8)$$

где E_{n1} — нормальная составляющая напряженности поля в первой среде, а E_{n2} — нормальная составляющая напряженности поля во второй среде *Тангенциальные составляющие* E_t, параллельные границе раздела, при переходе из одной среды в другую *изменяются непрерывно, без скачка.* Благодаря этому происходит «преломление» силовых линий на границе двух сред (рис. 6). Чтобы сохранить все преи-

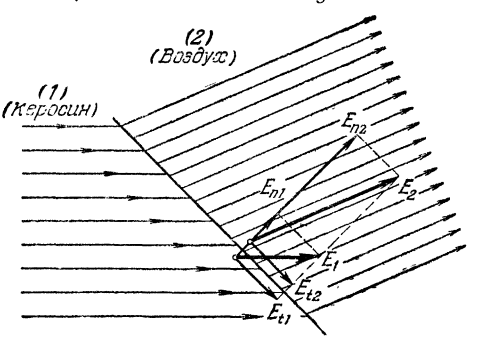


Рис. 6. Преломление силовых линий на границе двух диэлектриков — керосина (*1*) и воздуха (*2*). Поскольку $\varepsilon_1 = 2$, а $\varepsilon_2 = 1$, то по уравнению (8) $E_{n2} = 2E_{n1}$, тогда как $E_{t2} = E_{t1}$. Вследствие этого вектор $\boldsymbol{E}_2$ больше, чем $\boldsymbol{E}_1$, и имеет другое направление.

мущества, которые вытекают из теоремы Остроградского — Гаусса, *вместо напряженности, которая испытывает скачок на поверхности раздела двух сред, надо ввести новую величину, для которой такого скачка не имелось бы.* Нетрудно указать такую величину. Так как при переходе в среду с диэлектрической постоянной ε сила поля E и число линий, ее изображающих, уменьшаются в ε раз, то введем векторную величину для электрического поля: $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$. Очевидно, что эта величина остается неизменной при переходе в новую среду ($\boldsymbol{E}$ уменьшается во столько же раз, во сколько раз возрастает ε). Вектор $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$ называют *электрической индукцией.*

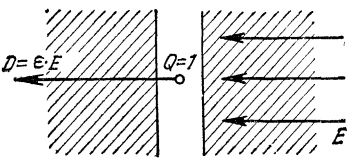


Рис. 7. Индукция поля в диэлектрике измеряется силой, действующей на заряд $Q=1$ в узком поперечном зазоре.

Каков физический смысл вектора электрической индукции? Чтобы разобраться в этом, вспомним, что вектор напряженности $\boldsymbol{E}$ в любой точке электрического поля и в любой среде представляет собой силу, которая действовала бы на единицу положительного электричества, помещенную в этой точке поля. Теперь представим себе, что в среде с диэлектрической постоянной ε образован бесконечно тонкий вакуумный зазор, грани которого перпендикулярны к направлению поля в рассматриваемом месте (рис. 7). Если в эту вакуумную щель поместить точечный «пробный» заряд величиной в единицу положительного электричества, то сила, с которой поле будет действовать на этот заряд, окажется равной не $\boldsymbol{E}$, а индукции $\boldsymbol{D}$. Действительно, на гранях раздела среды, имеющей диэлектрическую постоянную ε, и вакуума, диэлектрическая постоянная которого равна единице, напряженность поля испытывает скачок согласно уравнению (8):

$$\varepsilon\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_{\text{зазор}\,(\perp)}.$$

А так как, по определению, $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$, то, стало быть,

$$\boldsymbol{E}_{\text{зазор}\,(\perp)} = \boldsymbol{D}.$$

Итак, *вектор электрической индукции представляет собой силу, действующую на точечный заряд в единицу положительного электричества, когда этот заряд помещен в бесконечно узком зазоре, грани которого перпендикулярны к направлению поля.*

Заметим, что если бы тонкий вакуумный зазор был расположен не перпендикулярно к силовым линиям, а параллельно им (рис. 8), то сила, действующая на пробный заряд, помещенный в такую параллельную щель, была бы равна E:

$$\boldsymbol{E}_{\text{зазор}\,(\parallel)} = \boldsymbol{E}.$$

Это объясняется тем, что, как отмечено выше, тангенциальные составляющие напряженности поля не испытывают скачка на границе раздела двух сред.

Название вектора («вектор индукции») указывает на связь этого вектора с явлением электризации по влиянию — с явлением электростатической индукции. И в самом деле, при определенных, и притом наипростейших, условиях электризация проводников по влиянию действительно пропорциональна величине вектора $\boldsymbol{D}$. Подробнее это пояснено в следующем параграфе.

(Вместо вектора электрической индукции нередко вводят в рассмотрение вектор *электрического смещения*, отличающийся от вектора электрической индукции коэффициентом $\frac{1}{4\pi}$, так что $\boldsymbol{D}_{\text{смещ}} = \frac{\varepsilon}{4\pi}\boldsymbol{E}$; некоторые авторы называют этот вектор *электрической возбужденностью*.)

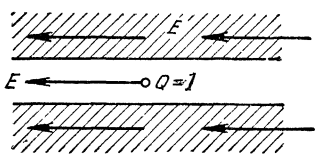


Рис. 8. Напряженность поля в диэлектрике измеряется силой, действующей на заряд $Q = 1$ в узкой продольной щели.

Так же как раньше поле изображалось при помощи силовых линий, густота которых измеряла силу поля, мы можем теперь изображать *линии индукции*, совпадающие по направлению с силовыми линиями (только в кристаллах индукция может не совпадать по направлению с силой поля). Чтобы изобразить величину индукции, мы опять *условимся проводить через* 1 *см*^{2} *поперечного сечения столько линий индукции, сколько абсолютных электростатических единиц в числе* D.

Главное преимущество индукции заключается в безусловной применимости теоремы Остроградского — Гаусса: *общее алгебраическое число линий индукции* N, *проходящих через любую замкнутую поверхность, не зависит от диэлектрических свойств среды и равно*

$$N_{\text{инд}} = 4\pi (Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots), \tag{9}$$

где Q_1, Q_2, ... — заряды, находящиеся внутри этой поверхности (см. предпоследний абзац предыдущего параграфа).

В пустоте число линий индукции и число силовых линий совпадают.

Число линий индукции, проходящих сквозь какую-либо поверхность, проведенную в поле, называют *потоком индукции* сквозь данную поверхность.

Очевидно, что в равномерном поле поток индукции через площадку в 1 *см*^{2}, расположенную перпендикулярно к направлению поля, равен численному значению вектора индукции $\boldsymbol{D}$.

В неравномерном поле поток индукции через бесконечно малую площадку $dS_\perp$, перпендикулярную к $\boldsymbol{D}$, равен $D \cdot dS_\perp$.

Если площадка dS расположена под острым углом к направлению поля и $dS_\perp$ есть проекция площадки dS (рис. 9), то поток индукции через площадку dS будет таким же, как и через площадку $dS_\perp$, т. е. равным $D \cdot dS_\perp$. Иначе говоря, он равен $D \cdot \cos\theta \cdot dS$ (так как $dS_\perp = dS \cdot \cos\theta$). Произведение $D \cdot \cos\theta \cdot dS$ можно записать и так: $D_n \cdot dS$, где D_n — проекция вектора $\boldsymbol{D}$ на нормаль к площадке dS. Итак, *поток индукции через площадку dS равен произведению $D_n\, dS$.*

Для вычисления потока индукции через некоторую поверхность S нужно образовать сумму потоков индукции через все элементарно малые площадки, из которых состоит поверхность S. Такая сумма бесконечно большого числа бесконечно малых слагаемых выражается интегралом, «распределенным по поверхности S»:

$$N_{\text{инд}} = \iint\limits_{(S)} D_n \cdot dS. \qquad (10)$$
(через S)

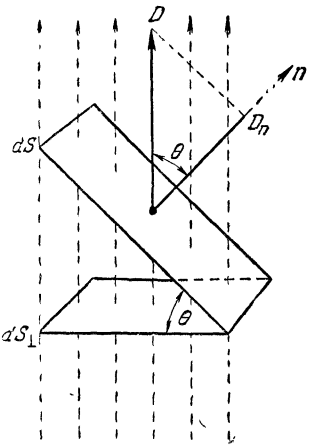


Рис. 9. Поток индукции через площадку dS равен $D \cdot dS_\perp = D \cos\theta \cdot dS = D_n dS$.

По теореме Остроградского — Гаусса поток электрической индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю, если внутри этой поверхности электрические заряды отсутствуют; поток электрической индукции равен нулю также и в том случае, если алгебраическая сумма зарядов, охватываемых поверхностью, равна нулю. Если же алгебраическая сумма зарядов в рассматриваемом объеме отлична от нуля и равна ΣQ, то поток индукции через поверхность, охватывающую этот объем, равен $4\pi\Sigma Q$.

Внешние заряды не влияют на величину потока индукции через замкнутую поверхность (сколько линий индукции от внешних зарядов входит через эту поверхность, столько и выходит).

Основываясь на теореме Остроградского — Гаусса в форме (9), еще раз обратимся к характеристике поля в бесконечно тонкой вакуумной полости, имеющей вид узкой щели, грани которой перпендикулярны к направлению поля в диэлектрике. Вследствие непрерывности линий индукции густота линий индукции в такой щели при достаточной протяженности ее граней будет такой же, как и в диэлектрике. Стало быть, если $\boldsymbol{D}$ есть вектор электрической индукции в диэлектрике, а $\boldsymbol{D}_{\text{зазор}}$ — то же в указанном вакуумном зазоре, то $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}_{\text{зазор}}$. Но индукция в вакууме совпадает по величине и направлению с напряженностью поля $\boldsymbol{E}_{\text{зазор}}$, следовательно,

$$\boldsymbol{E}_{\text{зазор}(\perp)} = \boldsymbol{D}. \qquad (11)$$

§ 7. Примеры применения теоремы Остроградского — Гаусса

Применим теорему Остроградского — Гаусса к вычислению вектора электрической индукции в некоторых частных случаях.

Рассмотрим электрическое поле сферы с зарядом Q, равномерно распределенным по поверхности. Из соображений симметрии замечаем, что силовые линии направлены по радиусам. Для определения индукции в точке M, удаленной от центра на расстояние r, проведем через M концентрическую сферическую поверхность (рис. 10). Тогда по теореме Остроградского — Гаусса

$$N = D \cdot 4\pi r^2 = 4\pi Q,$$

откуда

$$D = \frac{Q}{r^2},$$

$$E = \frac{Q}{\varepsilon r^2}. \qquad (12)$$

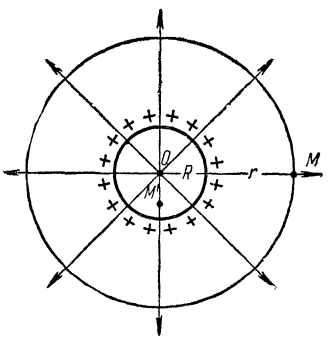


Рис. 10. Электрическое поле заряженной проводящей сферы радиуса R.

Следовательно, электрическое поле, создаваемое сферой, равномерно заряженной по поверхности, тождественно вне этой сферы полю точечного заряда, помещенного в центре сферы и равного заряду сферы.

Наибольшее значение индукции и напряженности поля наблюдается на поверхности сферы (при $r=R$, где R — радиус сферы):

$$D_{\text{макс}} = \frac{Q}{R^2},$$

$$E_{\text{макс}} = \frac{Q}{\varepsilon R^2}.$$

Введя поверхностную плотность заряда σ ($Q=4\pi R^2\sigma$), получим:

$$D_{\text{макс}} = 4\pi\sigma, \quad E_{\text{макс}} = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}. \qquad (12')$$

В любой точке M' внутри заряженной сферы электрическое поле равно нулю. Поток индукции через любую замкнутую поверхность внутри сферы равен нулю, поскольку внутри этой поверхности нет зарядов (они расположены только на поверхности сферы).

В качестве второго примера рассмотрим поле, образованное весьма длинным заряженным цилиндром (например, заряженной проволокой) с радиусом сечения r. В этом случае линии индукции, как и силовые линии, направлены по радиусам

круговых сечений цилиндра с одинаковой густотой во все стороны относительно оси цилиндра. Очевидно, что поток индукции через боковую поверхность коаксиального цилиндра радиуса R и длиной h (рис. 11) равен $2\pi RhD$; поток индукции через основания этого цилиндра равен нулю, так как вектор $\boldsymbol{D}$ параллелен основаниям. Если поверхностную плотность электричества на заряженном цилиндре обозначить через σ, то суммарный заряд на отрезке h заряженного цилиндра будет равен $Q=2\pi rh\sigma$.

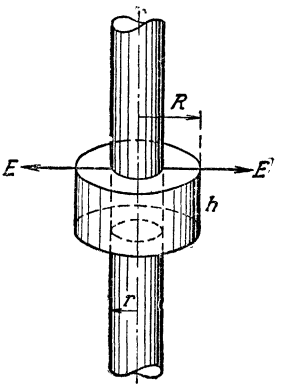


Рис. 11. К вычислению напряженности поля заряженного цилиндра

По теореме Остроградского — Гаусса

$$N = 2\pi RhD = 4\pi Q = 4\pi \cdot 2\pi rh\sigma.$$

Следовательно,

$$D = \varepsilon E = \frac{4\pi r\sigma}{R}, \qquad (13)$$

т. е. напряженность поля весьма длинного заряженного цилиндра обратно пропорциональна расстоянию от оси цилиндра.

Рассмотрим теперь поле между двумя бесконечно большими параллельными пластинами, заряженными разноименно, с поверхностной плотностью электричества $+\sigma$ (одна пластина) и $-\sigma$ (другая пластина). Поток индукции через боковую поверхность цилиндра, показанного на рис. 12, равен нулю, так как линии индукции, как и силовые линии, между пластинами направлены перпендикулярно к плоскости пластин и, следовательно, параллельны образующим цилиндра. Во внешнем пространстве поля нет, так как действие двух разноименно заряженных пластин (при их бесконечно большой величине и численно одинаковой плотности электризации) взаимно компенсируется. Следовательно, поток индукции через всю замкнутую поверхность цилиндра, показанного на рис. 12, равен SD, где S — площадь основания этого цилиндра, а D — вектор индукции в точке A (у того основания цилиндра, которое находится между пластинами). Количество электричества на отсекаемой цилиндром части пластины равно $+\sigma S$. По теореме Остроградского — Гаусса

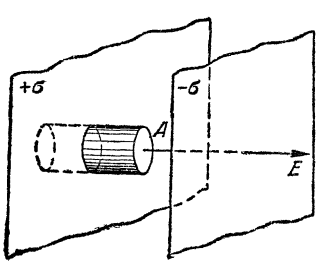


Рис. 12. К вычислению напряженности поля между заряженными пластинами.

$$N = SD = 4\pi Q = 4\pi\sigma S.$$

Следовательно,

$$D = \varepsilon E = 4\pi\sigma, \tag{14}$$

т. е. напряженность поля между двумя параллельными, бесконечно большими, разноименно заряженными пластинами во всех точках между пластинами имеет не только одинаковое направление, но и одинаковую величину.

В случае параллельных пластин ограниченного размера соотношение $D=4\pi\sigma$ остается справедливым для центральной части поля между пластинами (по мере приближения к краям пластин оно становится неточным, но погрешность является тем меньшей, чем меньше расстояние между пластинами в сравнении с размерами пластин).

Соотношением $D=4\pi\sigma$ можно воспользоваться при экспериментальном изучении любого электростатического поля. Если внести в изучаемое поле две тонкие металлические пластины, укрепленные

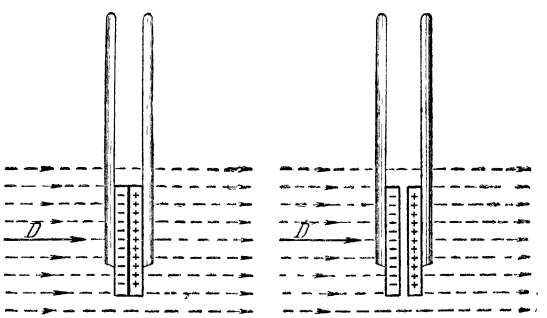


Рис. 13. Измерение электрической индукции поля посредством пластинок Ми.

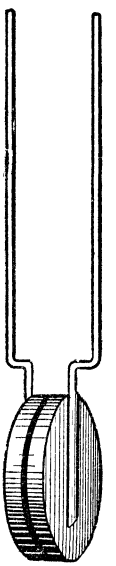


Рис. 14. Пластинки Ми.

на изоляторе (рис. 13 и 14), а затем, слегка раздвинув их, вынести из поля, то нетрудно измерить *индуцированный на них заряд*. Если пластины расположены перпендикулярно к линиям индукции, то плотность заряда (его отношение к площади пластин) пропорциональна величине вектора индукции. Если же пластины в момент разделения их в поле были расположены под острым углом к направлению линий индукции, то индуцированный на них заряд будет меньше, а именно, *плотность заряда будет пропорциональна проекции вектора D на нормаль к поверхности пластин*.

Описанный опыт придает наглядность потоку вектора электрической индукции как величине, пропорциональной плотности электричества, которое может быть индуцировано полем.

§ 8. Потенциал электрического поля

О величине силы мы судим или по ускорению, которое сила сообщает телу, или по величине вызываемой ею деформации тела, или, наконец, по величине работы, которую сила выполняет при перемещении ее точки приложения. Чтобы сделать этот последний способ математически точным и легко приложимым к практическим расчетам, вводится понятие об особой величине, имеющей размерность работы, отнесенной к единице массы (или к единице количества электричества, магнетизма и т. д.). Именно, каждая точка пространства, в котором действуют силы, характеризуется определенным значением потенциала (т. I, стр. 136) [1]. *Под потенциалом электрического поля в данной точке подразумевается работа, которая производится силами поля при перемещении из данной точки в бесконечность единицы количества положительного электричества.*

Когда при перемещении единицы положительного электричества из данной точки в пространство, где поля нет, силы поля действительно производят работу, то потенциал в этой точке положителен, и он тем более велик, чем больше указанная работа. Так, всюду вокруг положительного заряда, если нет поблизости отрицательных зарядов, потенциал электрического поля положителен.

Когда силы поля препятствуют перемещению единицы положительного электричества из рассматриваемой точки в бесконечность, то, значит, производимая ими работа является отрицательной и, следовательно, потенциал в данной точке отрицателен; по абсолютной же величине он тем более велик, чем бо́льшую работу нужно затратить против сил поля при упомянутом перемещении. Таким образом, потенциал электрического поля, образованного отрицательным зарядом, отрицателен; всегда отрицателен потенциал поля всемирного тяготения.

Если бы, повторяя рассуждения, приведенные в т. I на стр. 132—134, мы подсчитали работу, которую силы поля производят при перемещении в бесконечность единицы положительного электричества из точки, удаленной на расстояние r от единичного точечного заряда Q, то мы получили бы, что работа эта, т. е. потенциал в указанной точке, составляет:

$$V = \frac{Q}{\varepsilon r} \tag{15}$$

(здесь ε есть диэлектрическая постоянная среды, в которой находится заряд Q).

---

[1]) В ссылках параграфы и страницы первого тома курса указаны по изданию 1959 г.

Формулу (15) легко получить, применяя правила интегрирования. В любой точке сферы на расстоянии r от заряда (рис. 15) напряженность поля есть $E = \frac{Q}{\varepsilon r^2}$. При перемещении единицы положительного электричества от заряда Q на расстояние dr по направлению радиуса производится работа $E\,dr$. Суммарная работа равна интегралу от этой величины, взятому от r до $r=\infty$:

$$V = \int_r^{r=\infty} E\,dr = \frac{Q}{\varepsilon}\int_r^{r=\infty} \frac{1}{r^2}\,dr = \frac{Q}{\varepsilon r}.$$

Когда поле образовано несколькими (как угодно расположенными) зарядами Q_1, Q_2, ... и расстояния некоторой точки от этих

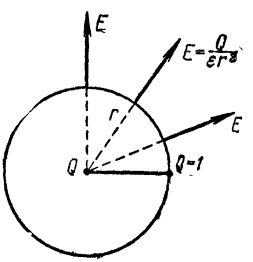


Рис 15. К выводу формулы для потенциала точечного заряда.

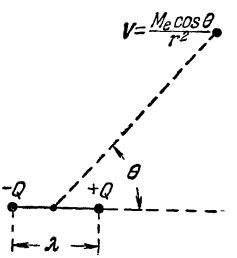


Рис. 16. К пояснению формулы потенциала диполя.

зарядов соответственно равны r_1, r_2, ..., то потенциал в этой точке равен *алгебраической сумме потенциалов* полей, образованных отдельными зарядами, так что (при $\varepsilon=1$)

$$V = \frac{Q_1}{r_1} + \frac{Q_2}{r_2} + \ldots \tag{16}$$

Вычисление показывает, что потенциал в какой-либо точке поля, образованного диполем, на расстоянии r от центра диполя (если r достаточно велико в сравнении с расстоянием между зарядами диполя) определяется формулой

$$V = \frac{M_e \cos\theta}{r^2}, \tag{17}$$

где $M_e = Q\lambda$ — момент диполя и θ — угол между направлением оси диполя и направлением радиуса-вектора, проведённого из центра диполя в рассматриваемую точку поля (рис. 16).

В высшей степени важно, что *работа перемещения заряда в электростатическом поле, так же как и работа перемещения массы в поле тяготения, не зависит от пути перемещения, а зависит*

только от начального и конечного положений перемещаемого заряда или массы (т. I, стр. 132). Для всего бесчисленного множества траекторий, которые можно провести между точками начального и конечного положений перемещаемого заряда, *работа перемещения одинакова и равна разности потенциалов этих точек, умноженной на перемещаемый заряд*:

$$A = Q(V_2 - V_1). \tag{18}$$

В связи со сказанным ясно, что при возвращении перемещаемого заряда в исходное положение, т. е. *при перемещении заряда по замкнутому контуру, работа равна нулю.*

Из самого определения потенциала как работы, производимой силами поля, следует, что вдоль силовой линии в положительном ее направлении потенциал уменьшается. *Поле стремится перемещать положительное электричество в направлении падения потенциала, а отрицательное электричество — в направлении возрастания потенциала.*

Так как в направлении, перпендикулярном к силовым линиям, заряды можно перемещать, не затрачивая работы (проекция силы на перемещение равна нулю), то, следовательно, поверхность, перпендикулярная во всех своих точках к направлению пронизывающих ее силовых линий, является поверхностью, объединяющей места одинакового потенциала. Поэтому *поверхность, всюду перпендикулярная к направлению силовых линий, называется эквипотенциальной поверхностью*, или, иначе, *поверхностью равного уровня* (рис. 17).

Заметим, что выражения «падение потенциала» и «поверхность равного уровня» возникли из аналогии электрических явлений с явлениями, которые можно наблюдать при течении жидкостей. В целях образности речи мы часто электричество уподобляем жидкости, мы говорим: «электричество течет», «электрический ток». Потенциал можно уподобить уровню жидкости или гидростатическому давлению. Действительно, положительное электричество движется от высшего потенциала к низшему, как жидкость течет от высшего уровня к низшему.

Для того чтобы определенное количество жидкости, например весом G, поднять с некоторого уровня h_1 на некоторый другой уровень h_2, необходимо затратить работу $A = G(h_2 - h_1)$; величина этой работы совершенно не зависит от того пути, по которому мы перемещаем жидкость. Точно так же в случае электрического поля работа при перемещении электричества Q от одного потенциала V_1 к другому V_2 не зависит от пути перемещения и выражается аналогичной формулой

$$A = Q(V_2 - V_1).$$

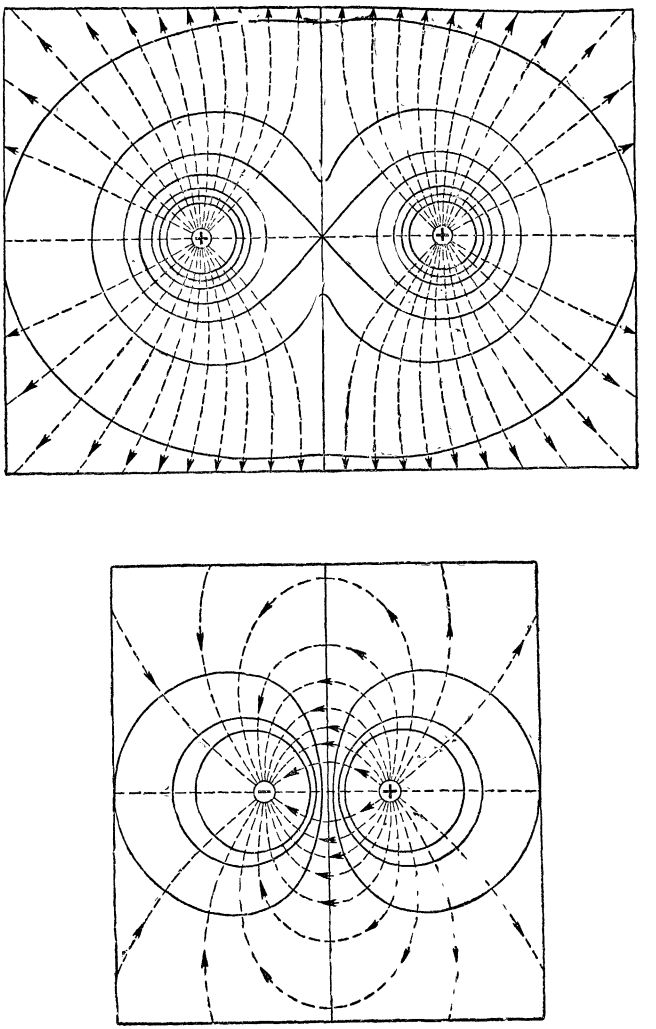


Рис. 17. Эквипотенциальные поверхности поля двух равных одноименных зарядов (наверху) и диполя (внизу). Пунктиром показаны силовые линии.

Как уже было упомянуто, эквипотенциальная поверхность всюду перпендикулярна к направлению вектора напряженности поля (к направлению силовых линий). Зная расположение всех эквипотенциальных поверхностей (т. е. зная значение потенциала во всех точках поля), нетрудно вычислить напряженность поля в любой точке. Действительно, представим себе, что через интересующую нас точку поля проведена эквипотенциальная поверхность $V_1=\text{const}$ (рис. 18). Проведем рядом вторую эквипотенциальную поверхность $V_2=V_1+dV=$ $=\text{const}$, где потенциал на бесконечно малую величину больше. Пусть от рассматриваемой точки поля эта вторая эквипотенциальная поверхность удалена (по нормали к первой поверхности) на расстояние dl. Напряженность поля есть сила, действующая на точечный заряд, равный 1 эл.-ст. единице количества электричества, помещенный в рассматриваемую точку поля, а убыль потенциала (V_1-V_2) есть работа, производимая полем при перемещении этого заряда; стало быть,

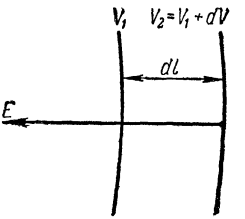


Рис. 18. К выводу формулы, определяющей напряженность поля как градиент потенциала: $-dV=Edl$.

$$E\cdot dl=-dV,$$

или

$$E=-\frac{dV}{dl}. \qquad (19)$$

Производную от потенциала по длине перемещения (в направлении нормали к поверхности уровня) называют *градиентом потенциала*. Градиент потенциала рассматривают как вектор, направленный в сторону наибольшего возрастания потенциала. Мы видим, что *вектор напряженности электростатического поля по величине равен, а по направлению противоположен градиенту электрического потенциала.*

Из самого определения потенциала следует и величина его единицы. *Абсолютной электростатической единицей потенциала является такая разность потенциалов, при прохождении которой одна абсолютная электростатическая единица количества электричества совершает работу, равную одному эргу.*

Если бы при перемещении по нормали к поверхности уровня изменение потенциала происходило равномерно, то напряженность поля была бы равна убыли потенциала, приходящейся на 1 *см*.

О напряженности в различных точках поля можно судить по тому, насколько близко расположены друг к другу поверхности уровня, потенциалы которых отличаются на единицу потенциала. Действительно, положив в формуле (19) $dV=1$, мы видим, что

напряженность поля в различных точках поля обратно пропорциональна удаленности Δl поверхностей уровня, отличающихся на единицу потенциала.

Когда напряженность поля имеет во всех точках одно и то же направление и одинаковую величину, то такое поле называют *однородным*. Иначе говоря, однородным является такое поле, в котором градиент потенциала всюду имеет одинаковое значение и одинаковое направление.

За практическую единицу потенциала принят *вольт*, который в 300 раз меньше абсолютной электростатической единицы потенциала:

$$1в = \frac{1}{300} \text{ абс. эл.-ст. ед. потенциала.}$$

На расстоянии 1 *см* от заряда в 1 эл.-ст. ед. количества электричества потенциал (в пустоте) равен 1 эл.-ст. ед. потенциала, или, что то же, 300 *в*.

Наиболее употребительные гальванические элементы дают на своих полюсах разность потенциалов около 1 *в*. Чтобы в воздухе получить электрическую искру длиной в 1 *мм*, необходима разность потенциалов между заряженными шариками примерно в 3000 *в*, или 10 эл.-ст. ед. потенциала.

Работа, которую надо затратить, чтобы перенести 1 кулон электричества из одной точки электрического поля в другую точку при разности потенциалов в этих точках в 1 *в*, равна 1 *дж*:

$$\text{кулон}\cdot\text{вольт} = 3\cdot 10^9 \frac{1}{300} \text{ эргов} = 10^7 \text{ эргов} = 1 \text{ джоулю.}$$

Напомним, что джоуль составляет примерно $\frac{1}{10}$ килограммометра $\left(\text{точнее, } \frac{1}{9{,}81}\ кГм\right)$ и эквивалентен 0,239 *кал*.

Поскольку заряд электрона равен $4{,}803\cdot 10^{-10}$ абс. эл.-ст. ед. количества электричества, или $1{,}601\cdot 10^{-19}$ кулона, то очевидно, что для перемещения электрона из одной точки поля в другую, где потенциал на 1 вольт больше, требуется затрата энергии

$$1 \text{ электрон-вольт} = 1{,}601\cdot 10^{-19}\ дж = 1{,}601\cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Эту величину энергии (в сокращенном обозначении *эв*), а также в миллион раз бо́льшую величину (*мегаэлектрон-вольт*, в сокращенном обозначении *Мэв*) в физических расчетах часто принимают в качестве единицы энергии.

Нередко в качестве единицы энергии применяют также *фарадей-вольт*. Это — работа, производимая зарядом в 1 фарадей при прохождении разности потенциалов в 1 *в*. Так как фарадей представляет собой суммарный заряд авогадрова числа электронов (при

электролизе — заряд грамм-эквивалента вещества):

$$1 \text{ фарадей} = N_{\text{Ав}} \cdot e = 96\,500 \text{ кулонам},$$

то, очевидно,

$$1 \text{ фарадей-вольт} = 96\,500 \textit{ дж} = 96{,}5 \cdot 10^{10} \text{ эргов} = 23{,}06 \textit{ кал}.$$

§ 9. Формулы электростатики в практической системе единиц

Как было упомянуто на стр. 14, практической единицей количества электричества является *кулон*, или, что то же, *ампер-секунда*:

$$1 \text{ кулон} = 1 \text{ ампер-секунда} = 3 \cdot 10^9 \text{ абс. эл.-ст. ед.}$$

В качестве единицы силы в практической электрической системе единиц (как и в системе МКС, т. I, стр. 87) принимают 1 ньютон, равный 10^5 динам. Эта сила на пути в 1 *м* производит работу, равную 1 *дж*; поэтому для ее обозначения можно пользоваться символом $\frac{\textit{джоуль}}{\textit{метр}}$.

Нетрудно сообразить, что если в законе Кулона

$$F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{\varepsilon r^2}$$

мы выразим заряды Q_1 и Q_2 не в абсолютных электростатических единицах, а в кулонах, а расстояние r—в метрах и пожелаем, чтобы сила F была выражена не в динах, а в ньютонах, то в правой части закона Кулона появится коэффициент, численно равный $\frac{(3 \cdot 10^9)^2}{(10^2)^2 \cdot 10^5} = 9 \cdot 10^9$. Чтобы не загромождать формулы этим числовым коэффициентом, а заодно избавиться и от того коэффициента, равного 4π, который, как можно видеть из предыдущих параграфов, фигурирует из геометрических оснований во многих формулах электростатики, поступают следующим образом. Коэффициент $9 \cdot 10^9$ переносят в знаменатель формулы Кулона и величину $\frac{\varepsilon}{9 \cdot 10^9}$ обозначают через $4\pi\varepsilon^*$:

$$\frac{\varepsilon}{9 \cdot 10^9} = 4\pi\varepsilon^*.$$

Иначе говоря, для характеристики диэлектрических свойств среды пользуются такими *числовыми выражениями диэлектрических постоянных в практической системе единиц*, которые пропорциональны «истинным» величинам диэлектрических постоянных ε:

$$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot \varepsilon. \tag{20}$$

Следует иметь в виду, что обычно применяемые в физике при пользовании абсолютной системой единиц числовые выражения диэлектрических констант ε только в условном смысле могут именоваться «истинными», так как остается открытым вопрос, надлежит ли считать диэлектрическую постоянную отвлеченным числом или этой величине следует приписать особую размерность, вытекающую из закона Кулона: $[\varepsilon] = \left[\frac{(\textit{заряд})^2}{(\textit{сила}) \cdot (\textit{длина})^2}\right]$. Принимая во внимание, что

электрический потенциал имеет размерность $\left[\frac{работа}{заряд}\right]$, или, что то же, $\left[\frac{сила \cdot длина}{заряд}\right]$, размерность диэлектрической постоянной в терминах практической системы единиц можно, очевидно, выразить так:

$$[\varepsilon^*] = \frac{кулон}{вольт \cdot м}.$$

Пользуясь абсолютной электростатической системой единиц, диэлектрическую постоянную обычно считают отвлеченной величиной; при этом для вакуума $\varepsilon_0 = 1$. Пользуясь практической системой единиц, диэлектрическую постоянную предпочитают считать величиной, имеющей упомянутую размерность; при этом вакууму приписывают числовое выражение диэлектрической постоянной, равное

$$\varepsilon_0^* = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{кулон}{вольт \cdot м}.$$

Итак, измеряя заряды Q_1 и Q_2 в кулонах, расстояние r—в сантиметрах и пользуясь числовыми выражениями диэлектрических постоянных в практической системе единиц, закон Кулона можно выразить следующей формулой:

$$F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4\pi\varepsilon^* r^2} \frac{джоуль}{м}. \tag{21}$$

В практической системе единицей электрического потенциала является такая разность потенциалов, при прохождении которой 1 кулон совершает работу, равную 1 *дж*. Проходя ту же разность потенциалов, одна абсолютная электростатическая единица, очевидно, совершит работу, в $3 \cdot 10^9$ раз меньшую, т. е. $\frac{1}{3} \cdot 10^{-9}$ *дж*, что составляет $\frac{1}{300}$ эрга. Стало быть,

$$1\ в = \frac{1}{300} \text{ абс. эл.-ст. ед. потенциала.}$$

Практической единицей напряженности E электрического поля служит 1 *в/м*, или, иначе говоря, напряженность такого поля, которое действует на заряд в 1 кулон с силой в *дж/м*. Нетрудно сообразить, что

$$1\ в/м = \frac{1}{30\,000} \text{ абс. эл.-ст. ед. напряженности.}$$

Все выведенные выше формулы и теоремы электростатики получены нами из закона Кулона в форме $F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{\varepsilon r^2}$, тогда как, применяя практическую систему единиц, следовало бы пользоваться законом Кулона в форме $F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4\pi\varepsilon^* r^2}$. Поэтому, применяя практическую систему единиц, нужно, очевидно, во всех формулах электростатики ε заменять через $4\pi\varepsilon^*$.

Руководствуясь этим правилом и считая все величины в приводимых ниже формулах измеренными в практических единицах, получаем, например:

для напряженности поля точечного заряда вместо формулы (5)

$$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon^* r^2} \frac{вольт}{м};$$

для силы, действующей на заряд в поле, сохраняется формула (4):

$$F = Q \cdot E \frac{джоуль}{м};$$

для числа силовых линий электрического поля вместо формулы (7)

$$N_{\text{силов}} = \frac{1}{\varepsilon^*}(Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots).$$

Применяя практическую систему единиц, вместо вектора электрической индукции ($D = \varepsilon E$) обычно рассматривают вектор *электрического смещения* $\boldsymbol{D}_{\text{смещ}}$, который, как уже было упомянуто на стр. 28, отличается от $\boldsymbol{D}$ множителем $\frac{1}{4\pi}$. Очевидно, что

$$\boldsymbol{D}_{\text{смещ}} = \varepsilon^* \boldsymbol{E} \ \frac{\textit{кулон}}{\textit{м}}.$$

Нетрудно сообразить, что теорема Остроградского—Гаусса [формула (9)] для числа линий смещения (для потока смещения) может быть записана следующим образом:

$$N_{\text{смещ}} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots$$

Применяя теорему Остроградского — Гаусса в этой форме к примерам, рассмотренным в § 7, получим:

для поля двух заряженных параллельных пластин

$$D_{\text{смещ}} = \sigma \ \frac{\textit{кулон}}{\textit{м}^2};$$

для поля заряженного цилиндра радиуса r *м* на расстоянии R *м* от оси цилиндра

$$D_{\text{смещ}} = \frac{r\sigma}{R} \ \frac{\textit{кулон}}{\textit{м}^2}.$$

ГЛАВА II

ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

§ 10. Распределение электричества по поверхности заряженных проводников

Когда мы заряжаем какой-нибудь изолятор трением или прикосновением другого заряженного тела, то заряды остаются в нем в тех именно местах, где они возбуждены, так что распределение зарядов на изоляторе может быть сделано произвольным. Мы можем, например, зарядить один конец стеклянной палочки положительным электричеством, а другой конец или не заряжать вовсе, или даже зарядить отрицательным электричеством.

Иначе обстоит дело в проводниках, где электричество может свободно передвигаться; там далеко не всякое распределение зарядов может оставаться неподвижным. Если представить себе какое-нибудь произвольное распределение зарядов на уединенном проводнике, то прежде всего разноименные заряды притянутся друг другом и взаимно уничтожатся, а оставшиеся одноименные заряды будут отталкиваться один от другого до тех пор, пока не займут крайних возможных положений на проводнике, т. е. пока не достигнут его поверхности, где проводник граничит с изолятором. Если у проводника две поверхности — наружная и внутренняя (например, если проводник — полый шар), то все заряды соберутся на наружной поверхности, потому что ее точки отстоят друг от друга дальше, чем точки внутренней поверхности.

Вообще *в проводниках электричество в состоянии равновесия распределяется по наружной поверхности.*

Если наэлектризованный проводник имеет шарообразную форму и удален от других наэлектризованных тел, то поверхностная плотность для всех точек его сферической поверхности будет одинакова. В случае проводника удлиненной формы наибольшая плотность оказывается на его концах, а наименьшая — в середине. Какова бы ни была форма наэлектризованного проводника, *наибольшая плотность электричества всегда оказывается в местах наибольшей выпуклости поверхности проводника*: на ребрах и остриях. Это объясняется тем, что заряды, взаимно отталкиваясь, стремятся занять положения наибольшей удаленности друг от друга, и, таким

образом, значительная часть общего заряда проводника оказывается вытесненной на выступающие наружу части поверхности. Переход заряда, сообщенного изнутри полому проводнику, на поверхность проводника остроумно использован в устройстве *электростатического генератора Ван-дер-Граафа*. Схема этого аппарата показана на рис. 19.

Два полых алюминиевых шара диаметром каждый в 4,5 *м* укреплены на полых цилиндрах, изготовленных из хорошего изолятора — текстолита. Внутри шаров и у основания каждого цилиндра

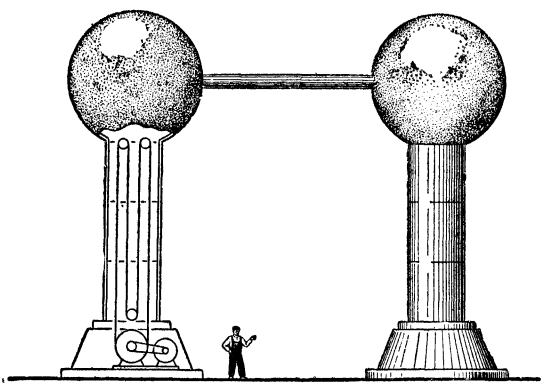


Рис. 19. Электростатический высоковольтный генератор Ван-дер-Граафа.

имеются шкивы; нижние шкивы вращаются мотором. Две бесконечные шелковые ленты, приводимые в движение нижними шкивами, служат для подачи зарядов внутрь шаров. Внизу эти ленты электризуются посредством щеток, подключенных к какому-либо источнику электрических зарядов, дающему постоянную разность потенциалов в несколько тысяч вольт. К одной ленте подводятся положительные заряды, к другой — отрицательные; наверху, внутри шаров, заряды стекают через острия на внутреннюю поверхность шаров и немедленно распределяются по наружной поверхности шаров. Указанным способом шары могут быть заряжены: один до потенциала $+5 \cdot 10^6$ *в*, другой до потенциала $-5 \cdot 10^6$ *в*. Дальнейшему повышению разности потенциалов свыше 10 млн. *в* препятствует утечка зарядов с наружной поверхности шаров, вызываемая возникновением светящегося тихого («коронного») разряда через воздух.

Первый электрический генератор с передачей зарядов посредством движущейся ленты (ремня) был построен в Московском высшем техническом училище имени Н. Э. Баумана проф. Угримовым. Без повышения потенциала методом подвода зарядов во внутреннюю полость металлических шаров генератор Угримова

давал потенциалы порядка 70 тыс. *в*. Сообщения об опытах Угримова были опубликованы в 1926 г., за несколько лет до сооружения первого генератора Ван-дер-Граафа.

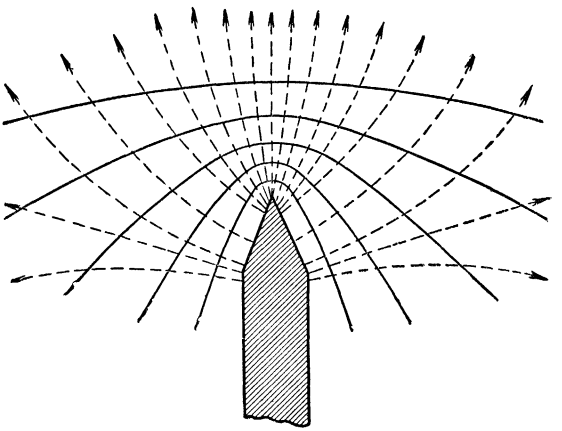


Рис. 20. Поле электрически заряженного острия. Сплошными линиями изображены сечения эквипотенциальных поверхностей, пунктирными — силовые линии.

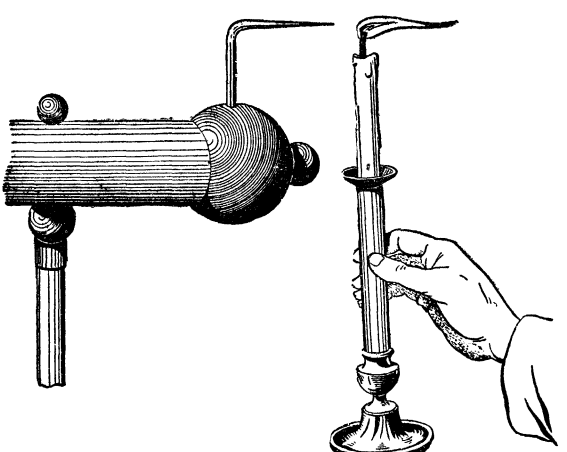


Рис. 21. «Электрический ветер».

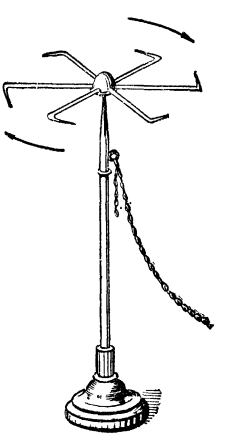


Рис. 22. Франклиново колесо.

В СССР генератор Ван-дер-Граафа на разность потенциалов в 4 млн. *в* был построен в 1936 г. в Харькове Украинским физико-техническим институтом.

Проводник, снабженный острием и наэлектризованный достаточно сильно, быстро теряет свой заряд. При этом имеет место яв-

ление, которое получило название *электрического ветра*. Благодаря тому, что плотность электричества на острие весьма велика, молекулы воздуха вблизи острия оказываются под действием значительных электрических сил (рис. 20); в поле этих сил молекулы воздуха расщепляются на ионы — части, заряженные положительно и отрицательно (воздух всегда несколько ионизирован; острие наэлектризованного тела увеличивает его ионизацию). Ионы, заряженные однородно с телом, отталкиваются от острия, а заряженные противоположно притягиваются к нему; последние, соприкасаясь с телом, нейтрализуются и постепенно разряжают проводник; первые, удаляясь от острия, вызывают «электрический ветер», который может, например, отклонить пламя поднесенной к острию свечи (рис. 21) или реактивно привести во вращение легкое металлическое колесико (рис. 22).

Свойство электричества так легко «стекать» с острия нужно всегда иметь в виду в тех случаях, когда мы желаем удержать заряд на каком-нибудь проводнике. Для этого недостаточно окружить этот проводник изоляторами, но необходимо еще самым тщательным образом удалить с его поверхности все острия или зазубрины так, чтобы поверхность проводника была совершенно гладкой.

§ 11. Электризация проводников в поле и деформация поля проводниками

В любом проводнике можно получить электричество без трения и без соприкосновения его с заряженным телом, путем одного только влияния, которое оказывает на этот проводник расположенное вблизи заряженное тело.

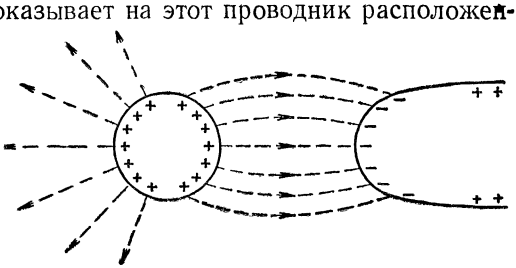


Рис. 23. Проводник в поле заряженного шара.

В каждом проводнике находится всегда и положительное, и отрицательное электричество в равных количествах. Когда к проводнику приближается наэлектризованное тело, то оно притягивает к себе разноименное и отталкивает одноименное с ним электричество; вследствие этого и вследствие свободного перемещения зарядов в проводнике плотность распределения зарядов становится неравномерной; при этом на ближайшей к влияющему телу части поверхности проводника сосредоточивается электричество, противоположное влияющему, тогда как на более удаленных частях поверхности — одноименное с влияющим (рис. 23). Это явление но-

сит название *электростатической индукции* [1]), или *электризации посредством влияния*. Плотность зарядов, индуцируемых на небольших металлических пластинах, внесенных в электрическое поле и ориентированных перпендикулярно к линиям сил, равна (будучи умноженной на 4π) электрической индукции. При иной ориентации пластин плотность индуцированных зарядов определяется проекцией вектора индукции на нормаль к пластинам (стр. 32).

Так как явление электростатической индукции заключается в разъединении зарядов, ранее содержавшихся в проводнике, то понятно, что *количества индуцированного положительного и отрицательного электричества всегда одинаковы.*

В растворах солей носителями электричества являются ионы. Здесь явление электростатической индукции сопровождается перемещением одновременно как отрицательных, так и положительных ионов.

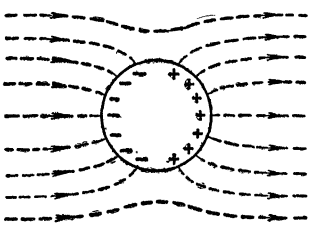


Рис. 24. Деформация однородного электрического поля, вызванная незаряженным металлическим шаром, внесенным в поле.

В металлах подвижностью обладает только отрицательное электричество, носителями которого являются электроны. Положительные остовы атомов (положительные ионы металла) закреплены силами взаимодействия в узлах кристаллической решетки. Приближение положительно заряженного тела к куску металла вызывает перемещение электронов к поверхности, обращенной к заряженному телу; в связи с этим перемещением электронов на противоположном конце куска металла обнаруживается недостаток числа электронов в сравнении с числом положительных ионов, т. е. обнаруживается равная по величине положительная электризация металла. Когда влияющее заряженное тело удалено, электроны тотчас равномерно распределяются по всему объему металла и реют между положительными ионами.

Проводник, внесенный в поле, электризуясь по влиянию, изменяет картину поля. На рис. 24 показана деформация однородного электрического поля, вызванная незаряженным металлическим шаром, внесенным в это поле.

Так как электрические заряды внутри проводника могут свободно перемещаться под действием электрических сил, то *для равновесия электричества на проводнике необходимо, чтобы действия всех электрических зарядов взаимно уничтожались во всех точках проводника.*

Если незаряженный проводник внесен в пространство, в котором действуют электрические силы, то тотчас возникает явление

---

[1]) От лат. induco — навожу.

электростатической индукции, т. е. начинается разъединение и перемещение зарядов, присущих самому проводнику (в растворах солей — ионов, в металлах — электронов). Явление это продолжается до тех пор, пока индуцированные заряды не распределятся на поверхности проводника таким образом, что обусловленные этими индуцированными зарядами силы для всех точек внутри проводника окажутся равными по величине, но обратными по направлению тем силам, которые в этих точках существовали до явления индукции. Индуцированные заряды уравновешивают для всех точек внутри проводника силы, вызванные действием внешних по отношению к проводнику наэлектризованных тел. Выражаясь фигурально, можно сказать, что явление индукции имеет назначение уничтожать электрические силы в пространстве, которое занято проводником.

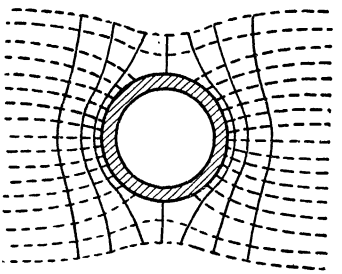


Рис. 25. Внутри полого металлического шара, внесенного в электрическое поле, нет действия сил внешнего электрического поля. (Сплошные линии указывают расположение эквипотенциальных поверхностей.)

Ту же самую мысль можно выразить и иначе. Можно сказать, что физическая сущность явления электростатической индукции заключается в экранировании электрических сил, причем это *экранирование распространяется на все пространство, ограниченное поверхностью проводника.*

Это последнее замечание весьма важно. Оно означает, что если в проводнике имеются полости, то, *после того как явление индукции закончилось, в полостях, так же как и во всех точках самого проводника, никаких электрических сил не существует.* Действительно, всегда можно себе представить, что проводник сначала не имел полостей (например, можно представить себе, что полости были заполнены ртутью), и что полости были образованы в нем после того, как установилось состояние равновесия индуцированных зарядов на его поверхности. Поскольку полость заполнена (скажем, ртутью), в ней, согласно сказанному выше, при равновесии не может существовать электрических сил; понятно, что извлечение ртути из полости не нарушит равновесия, и следовательно, нет оснований для возникновения электрических сил в полости после того, как ртуть из нее будет извлечена.

Рис. 25 показывает, как выглядит однородное электрическое поле после того, как в него внесен полый металлический шар.

Из сказанного можно сделать такой вывод. Если какое-нибудь тело окружено со всех сторон проводящей оболочкой и мы приблизим к этой оболочке с наружной стороны какое-нибудь наэлектри-

зованное тело, то хотя на оболочке и возникнет электричество через влияние, но на теле, находящемся внутри, никакого перераспределения электричества не обнаружится.

Вот почему обыкновенно электроскопы и электрометры бывают снабжены проводящей оболочкой; эта оболочка охраняет помещенные внутри части прибора, как, например, алюминиевые листочки, от электрического влияния посторонних наэлектризованных тел.

Впервые явление электрической защиты было обнаружено Фарадеем (1836), который произвел опыт, демонстрирующий это явление. Он поместился сам с электроскопом внутри металлической клетки. Клетка была изолирована от земли и к ней через сильные искры подводились заряды. Никаких отклонений электроскопа при этом не наблюдалось, и сам Фарадей не испытывал никаких ощущений при проскакивании электрических искр на поверхности клетки (*клетка Фарадея*).

Когда мы вносим в электрическое поле проводник, силы поля вызывают в проводнике такое перераспределение внутренних, присущих самому веществу проводника зарядов, что в результате во всех точках внутри проводника напряженность поля становится равной нулю.

Иными словами, *происходит выравнивание потенциала.* Ввиду свободной подвижности зарядов в проводнике равновесие зарядов в нем возможно только в том случае, если напряженность поля всюду внутри проводника равна нулю. Но раз напряженность поля равна нулю, значит, перемещение заряда не связано с затратой работы, следовательно, *при равновесии зарядов потенциал всюду внутри и на поверхности проводника одинаков.*

Проводник, внесенный в поле, электризуется влиянием поля и так изменяет поле, что *поверхность проводника становится эквипотенциальной поверхностью.* Линии сил, которые в начальный момент пронизывали проводник, скользят по поверхности проводника до тех пор, пока не займут положения, при котором все они окажутся *перпендикулярными к поверхности проводника.*

На рис. 26, *а* несколькими поверхностями уровня представлено электростатическое поле от точечного положительного заряда Q. Представим себе, что в поле внесен проводник, изображенный заштрихованной площадью; в первый момент каждая точка проводника имеет потенциал, соответствующий еще не измененному полю; в точке P_1 проводника потенциал больше, чем в точке P_2. Вследствие свободной подвижности электричества в проводнике в последнем немедленно начнется течение электричества от точек большего потенциала к точкам меньшего потенциала. В результате поверхность проводника сделается поверхностью уровня и силовые линии установятся нормально к поверхности проводника.

Алгебраическая сумма зарядов внутри проводника останется равной нулю, поэтому число силовых линий, входящих в проводник, будет равно числу выходящих. Поле, измененное проводником, изображено на рис. 26, *б* (пунктиром показаны силовые линии).

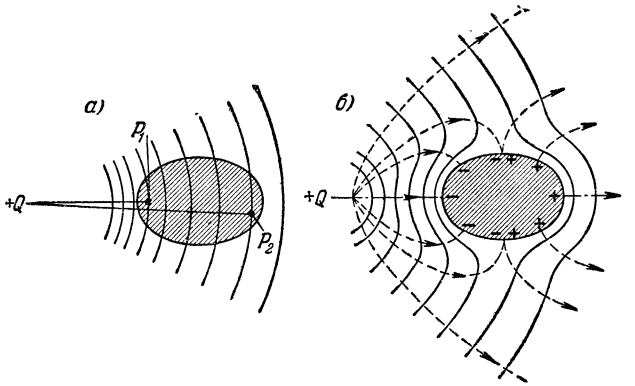


Рис. 26. Деформация поля, вызываемая проводником: *а* — поле точечного заряда $+Q$; *б* — присутствие проводника привело к деформации поля; поверхность проводника стала эквипотенциальной поверхностью (силовые линии перпендикулярны к поверхности проводника).

Благодаря явлению электростатической индукции *проводники притягивают свободные электрические заряды, оказавшиеся вблизи от них*. В некоторых случаях сила этого притяжения вычисляется легко. Пусть, например, заряд $+Q$ находится на расстоянии a от плоского массивного проводника, размеры которого велики в сравнении с a, так что этот проводник можно рассматривать как проводящее «полупространство» (рис. 27). Заряд $+Q$ индуцирует на поверхности проводника отрицательные заряды, которые и притягивают к себе заряд $+Q$. Чтобы вычислить эту силу притяжения, нет необходимости определять точное распределение индуцированных зарядов. Дело в том, что индуцированные на проводнике заряды создают *вне* проводника такое же поле, какое было бы создано «*электрическим изображением*» заряда $+Q$ в проводнике, т. е. зарядом $-Q$, расположенным на продолжении перпендикуляра, опущенного из $+Q$ на поверхность проводника; подобно зеркальному изображению, заряд $-Q$ нужно считать находящимся на та-

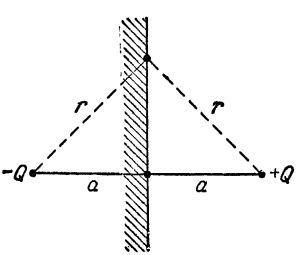


Рис. 27. Заряд $+Q$ индуцирует на поверхности проводника заряды, поле которых эквивалентно полю «электрического изображения» показанного на рисунке заряда $-Q$.

ком же расстоянии от поверхности проводника, на каком находится заряд $+Q$. В справедливости сказанного нетрудно убедиться, если учесть, что фактическое распределение индуцированных зарядов должно быть таким, чтобы поверхность проводника обращалась в эквипотенциальную поверхность. Но заряды $+Q$ и его «электрическое изображение» $-Q$, как расположенные симметрично по отношению к поверхности проводника, создают в любой точке указанной поверхности равные по величине и противоположные по знаку потенциалы $+\frac{Q}{r}$ и $-\frac{Q}{r}$, где r — расстояние какой-либо рассматриваемой точки поверхности от заряда $+Q$, а стало быть, и расстояние той же точки от заряда $-Q$.

Что поверхность проводника при симметрично расположенных зарядах $+Q$ и $-Q$ будет эквипотенциальной поверхностью, это сразу видно из рис. 17 на стр. 36. Если представленное там поле мы разрежем плоскостью, перпендикулярной к оси диполя, на две равные половины, то силовые линии поля будут всюду нормальны к указанной плоскости, а это и означает неизменность потенциала на плоскости.

Итак, заряды $+Q$ и $-Q$ обращают поверхность проводника в эквипотенциальную поверхность, а стало быть, заряд $-Q$ создает *вне* проводника такое же поле, как и фактически индуцированные на проводнике заряды.

Поэтому притяжение точечного заряда $+Q$ к проводнику будет таким же, как сила взаимного притяжения зарядов $+Q$ и $-Q$:

$$f = \frac{Q^2}{(2a)^2},$$

где a — расстояние заряда Q от поверхности проводника.

Аналогичным методом, но посредством несколько более сложного вычисления можно определить силу взаимного притяжения между точечным зарядом и проводящим шаром. Когда радиус r проводящего шара мал в сравнении с расстоянием a центра шара от точечного заряда Q (рис. 28), сила взаимного притяжения заряда и проводящего шара оказывается равной

$$f = \frac{2Q^2r^3}{a^5}.$$

Достаточно заземлить проводящий шар, и сила, с которой он будет притягивать свободный точечный заряд, при малых размерах шара окажется равной

$$f = \frac{Q^2r}{a^3}.$$

Земной шар в целом является проводником. Возможно, что Земле присущ некоторый электрический потенциал по отношению к удаленным точкам мирового пространства, и возможно, что другим небесным телам присущи другие значения потенциала.

Земля (если ее рассматривать отдельно от атмосферы) имеет отрицательный заряд порядка 500 000 кулонов. Примерно такой же положительный заряд распределен в атмосфере. Если бы заряда атмосферы не было, то Земля по отношению к каким-либо точкам мирового пространства, которые удалены от электрических зарядов, имела бы потенциал порядка 700 млн. *в*.

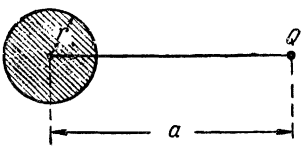


Рис. 28.

В электротехнике (а часто и в физике) *потенциал земли принимают условно равным нулю*. Термин «напряжение» обычно служит для обозначения потенциала поля по отношению к земле. Все проводники, которые соединены проводником с землей («заземлены»), в состоянии электрического равновесия имеют потенциал, по отношению к земле равный нулю. Но если состояние электрического равновесия нарушено, то потенциал заземленного (например, при помощи длинной тонкой проволоки) проводника по отношению к земле может быть и не равен нулю; тогда ток идет из проводника в землю, если напряжение проводника положительно, и в обратном направлении, если оно отрицательно.

В более широком смысле слова под «напряжением» понимают вообще разность потенциалов в двух точках проводника.

§ 12. Контактная разность потенциалов

Весьма важно, что *при соприкосновении проводников различной химической природы* электрическое равновесие устанавливается, вообще говоря, при *неодинаковых* потенциалах этих проводников. Для электрического равновесия необходимо, чтобы во всех точках внутри проводника потенциал был одинаков, но на границе соприкосновения (контакта) разнородных проводников значение потенциала может испытывать некоторый скачок, причем во всех точках другого проводника потенциал имеет также одинаковое значение, однако оно может быть отлично от значения потенциала в первом проводнике. Поле в каждом из соприкасающихся проводников отсутствует, но для перемещения небольшого пробного заряда Q из одного проводника в другой может потребоваться вследствие различной химической природы соприкасающихся проводников затрата некоторой работы A, пропорциональной величине заряда Q. Отношение этой работы к величине перемещаемого заряда и будет представлять собой разность потенциалов соприкасающихся про-

водников при их электрическом равновесии:

$$\frac{A}{Q} = V_2 - V_1.$$

Опыт показывает, что при соприкосновении разнородных проводников на границе соприкосновения действительно обнаруживается некоторая характерная для каждой пары проводников разность потенциалов, которую называют *контактной разностью потенциалов*. Величина этой контактной разности потенциалов зависит только от химической природы и молекулярного строения соприкасающихся проводников, а также от физических условий, определяемых температурой и давлением, но не зависит ни от размеров, ни от геометрической формы проводников, ни от площади поверхности, по которой они соприкасаются.

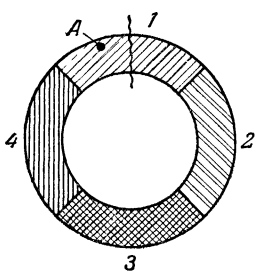


Рис. 29. Цепь разнородных проводников первого рода.

Каково происхождение контактной разности потенциалов и как связана ее величина с особенностями строения проводника? Эти вопросы мы только кратко рассмотрим в данном параграфе и остановимся на них дополнительно в § 33. Но прежде всего мы должны согласовать с выводами электростатики тот факт, что на поверхностях соприкосновения проводников различной химической природы могут существовать и обычно существуют скачки потенциала.

Если соприкосновение разнородных проводников не влечет за собой химического превращения соприкасающихся веществ, их называют *проводниками первого рода*. Проводниками первого рода являются металлы, сплавы, уголь, графит.

Рассмотрим «цепь», составленную из нескольких проводников первого рода (рис. 29). Обратим внимание на величину потенциала в какой-либо точке одного из этих проводников, например в точке A; пусть он равен V_2. Поскольку никакие химические или другие процессы в данном случае не являются источником электрического тока, то по принципу сохранения энергии рассматриваемая цепь проводников должна находиться в электрическом равновесии.

В электростатическом поле потенциал является величиной однозначной. Это означает, что если, отправляясь из точки A, мы будем перемещать единицу заряда в любом направлении, например по цепи проводников, и, проведя ее по замкнутому пути, вернемся в исходную точку A, то суммарная затрата работы алгебраически будет равна нулю, т. е. в данном случае будет равна нулю полная сумма контактных скачков потенциала; вследствие этого, вернувшись в точку A, мы обнаружим в ней то же значение потенциала, которое

было найдено до осуществления указанной «циркуляции»:

$$V_A + \sum \Delta V_{k,\,k+1} = V_A,$$

или

$$\sum \Delta V_{k,\,k+1} = 0,$$

где $\Delta V_{k,k+1}$ — контактная разность потенциалов между участками цепи k и $k+1$ (где $k=1$, 2, 3 и т. д.).

Итак, *для цепи, составленной во всех своих звеньях из проводников первого рода, полная сумма контактных скачков потенциала равна нулю.* Это утверждение называют законом Вольта.

Разрежем цепь проводников, представленную схематически на рис. 29 так, как показано на этом рисунке волнистой чертой, т. е.

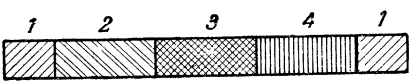


Рис. 30. Правильно разомкнутая цепь имеет на концах проводники одного рода

не по поверхности раздела разнородных проводников. Такая разомкнутая цепь проводников, имеющая на концах («на полюсах») проводники одного рода, называется *правильно разомкнутой цепью* (рис. 30). В такой цепи сохраняется та же полная сумма контактных скачков потенциала, которая по закону Вольта равна нулю. Стало быть, *разность потенциалов на полюсах правильно разомкнутой цепи, составленной из проводников первого рода, равна нулю.*

Следует иметь в виду, что для приведенного нами обоснования закона Вольта и теоремы о равенстве потенциалов на полюсах правильно разомкнутой цепи проводников первого рода существенное значение имело предположение, что на рассматриваемую цепь проводников не оказывается какого-либо энергетического воздействия. Если это условие не соблюдено, например, если один участок цепи мы будем нагревать, а другой охлаждать, то закон Вольта может нарушиться и на концах правильно разомкнутой цепи проводников первого рода может обнаружиться некоторая разность потенциалов (§ 33).

Если соприкосновение проводников вызывает химическую реакцию между ними, то проводник, в котором протекает химическая реакция, называют *проводником второго рода*, или *электролитом* (обычно это жидкости, в частности водные растворы многих веществ). Химическая реакция, протекающая в электролите и на поверхностях соприкосновения электролита с металлами, углем, может явиться причиной длительного нарушения электрического равновесия, т. е. причиной электрического тока. Условия, обеспечивающие

подобную «электрификацию» химических реакций, рассмотрены в главе VII.

Для цепи, составленной из проводников, среди которых имеются проводники второго рода, закон Вольта несправедлив. Полная сумма скачков контактных потенциалов в такой цепи, вообще говоря, отлична от нуля. Это связано с тем, что, когда такая цепь замкнута, в ней не устанавливается электрическое равновесие, а протекает электрический ток. Если же такая цепь разомкнута (подразумевается, что она правильно разомкнута), то между ее полюсами обнаруживается разность потенциалов, равная полной сумме контактных разностей потенциалов во всей цепи. Подробнее об этом сказано в §§ 24, 33 и 40.

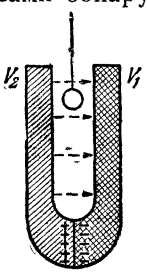


Рис. 31.

Скачки потенциала в электростатическом поле могут существовать не только на поверхностях соприкосновения проводников, но и на поверхностях соприкосновения проводника и диэлектрика, а также и на поверхностях соприкосновения двух диэлектриков.

Экспериментальные исследования показывают, что контактные разности потенциалов в большинстве случаев составляют десятые доли вольта, но во многих случаях они существенно больше вольта.

На рис. 31 представлена принципиальная схема возможного определения контактной разности потенциалов по измерению напряженности создаваемого ею электрического поля. Скачок потенциала имеет место на границе тесного соприкосновения металлов, например их спая, а также на границе металла и диэлектрика. Когда две электрически нейтральные пластины, допустим, цинковая и серебряная, приведены в тесное соприкосновение, то вследствие контактной разности потенциалов каждая из них электризуется; цинковая приобретает положительный заряд, а серебряная — отрицательный. Поверхности пластин будут эквипотенциальными поверхностями. Если некоторая часть пластин разъединена вакуумом, то в пространстве между этой частью пластин должно существовать электрическое поле, напряженность которого равна разности потенциалов (с учетом скачка потенциала на границе металл — вакуум), деленной на расстояние между пластинами.

В действительности измерение контактной разности потенциалов сопряжено со многими трудностями. Если придерживаться схемы, показанной на рис. 31, и для оценки поля между пластинами поместить туда легкий, например бузиновый, наэлектризованный шарик, подвешенный на нити, то ожидаемый эффект отклонения шарика и нити под действием поля, вызванного контактной разностью потенциалов, будет совершенно искажен явлением электрической индукции. Присоединение вольтметров к проводникам, контактный потенциал которых мы хотели бы измерить, сопряжено с созданием других контактов между этими проводни-

ками и проводами; это вводит в измерительную цепь новые скачки потенциалов.

Существование контактной разности потенциалов было обнаружено Александром Вольта на заре развития учения об электричестве, в 1797 г. Но вследствие трудностей измерения до сравнительно недавнего времени не было надежных данных о величинах контактных разностей потенциалов. Многие противоречия в сделанных измерениях были вызваны, между прочим, тем, что величина контактной разности потенциалов сильно зависит от состояния поверхностных слоев металлов и от наличия примесей в них.

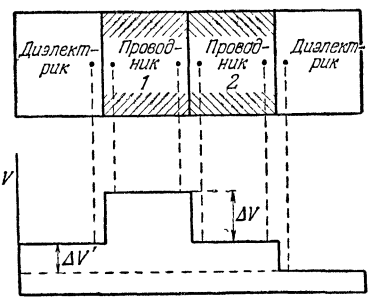


Рис. 32. Разность потенциалов $\Delta V'$, определяемая по полю в диэлектрике (см. рис. 31), отличается от действительной разности потенциалов ΔV при контакте проводников.

Следует отметить также, что измерения контактной разности потенциалов по схеме рис. 31 дают сумму, в которую входят скачок потенциала на границе соприкосновения двух металлов и два скачка потенциала при переходе из металлов в вакуум (рис. 32). Поэтому, во-первых, замена вакуума диэлектриком влияет на измеряемую суммарную разность потенциалов. Во-вторых, измерение суммарного скачка потенциала не позволяет однозначно определить скачок потенциала на поверхности соприкосновения двух проводников.

Как примирить универсальный факт скачка электрического потенциала на поверхностях раздела веществ с представлением о том, что равновесие осуществляется при выравнивании потенциалов? Чтобы получить правильный ответ на этот вопрос, нужно отказаться от изолированного рассмотрения электрических явлений вне их природной связи с другими явлениями, т. е. выйти за рамки классической электростатики и учесть действительную взаимосвязь электрических, химических и тепловых явлений.

В первом томе (§ 105, стр. 424, 425) было указано, что термодинамическое равновесие между разнородными веществами устанавливается при равенстве полных термодинамических потенциалов, вычисленных парциально для веществ-компонентов (иначе эти потенциалы называют «химическими»). Мы должны теперь принять во внимание, что, во-первых, термодинамическое равновесие — это сочетание равновесий в отношении всех макрофизических процессов, т. е. сочетание теплового, диффузионного, химического, электрического и других равновесий. Во-вторых, нужно иметь в виду, что электрический потенциал входит в полный термодинамический потенциал в качестве одного из слагаемых (другими

слагаемыми являются потенциал термического давления, потенциал сил химического сродства, потенциал сил тяготения и т. п.). Итак, электрическое равновесие между разнородными веществами — будь то проводники или изоляторы — должно существовать при равенстве полных термодинамических потенциалов, вычисленных парциально для частиц — носителей электрических зарядов, т. е. электронов или (в случае проводников второго рода) ионов. Для разных веществ эти полные потенциалы вообще неодинаковы. Поэтому при соприкосновении разнородных веществ *выравнивание этих полных потенциалов как раз и происходит за счет возникновения скачка электрического потенциала.*

Иначе говоря, контактная разность электрических потенциалов уравновешивается природным неравенством потенциалов других сил — сил «электронного термического давления» в металлах (§ 33), электрохимических сил в электролитах (§ 40), сил «сродства» электронов к атомам и молекулам в диэлектриках. Можно сказать также, что в слое соприкосновения разнородных веществ электрические заряды перемещаются внутренними — или, как их называют также, «сторонними» — силами до тех пор, пока эти силы не уравновешиваются силами, вызванными происшедшей электризацией соприкасающихся тел. Это означает также, что в слое соприкосновения разнородных веществ суммарная напряженность электрического поля слагается из силы, вызванной зарядами макроскопической электризации, происшедшей благодаря контакту, и внутренней, «сторонней» электрической силы, имеющей противоположное направление. При равновесии эта суммарная напряженность поля в слое соприкосновения проводников равна нулю.

Следует, однако, отметить, что в электростатике, где изучается поле неподвижных зарядов и где поневоле мы отвлекаемся от связи явлений с другими формами движения, не принято применять указанную суммарную напряженность поля. В электростатике под напряженностью поля подразумевают только первую из указанных составляющих суммарной напряженности поля, т. е. напряженность, создаваемую макроскопическими зарядами электризации тел.

По-видимому, допустимо считать, что при теснейшем сближении тел разноименные заряды контактной электризации размещены двойным слоем на расстоянии порядка межмолекулярных расстояний, т. е. порядка 10^{-8} *см*. Оценивая электростатическую напряженность поля в тончайшем слое соприкосновения тел как величину, равную контактной разности потенциалов, разделенной на упомянутое расстояние, мы приходим к выводу, что макроэлектростатическая напряженность поля здесь очень велика и имеет порядок 10^{8} *в/см*. Такова же, но обратна по направлению напряженность внутреннего электрического поля «сторонних» сил. Неудивительно, что эти мощные силы разрывают связь электронов с веществом про-

водника или диэлектрика и в первое же мгновение при соприкосновении тел приводят к их электризации, создавая этим контактный скачок потенциала.

Если можно было бы проводники, зарядившиеся вследствие контактной разности потенциалов, разъединить строго одновременно во всех точках поверхности соприкосновения, то, удаляя друг от друга эти противоположно заряженные проводники и, следовательно затрачивая работу на преодоление их взаимного притяжения, мы многократно повысили бы потенциал каждого из них. Однако на деле такой способ обнаружения контактной разности потенциалов у проводников невозможен. Поверхности всегда имеют микроскопические шероховатости, поэтому в какой-либо точке поверхности контакт будет нарушен позже, чем в других точках. К этому моменту потенциал разъединяемых проводников уже несколько возрастет, и вследствие проводимости соприкасавшихся веществ заряды стекут по «мостику» последнего контакта и нейтрализуются.

Из сказанного ясно, что электризация, возникающая при контакте диэлектриков, должна сохраняться при их разъединении, а установившаяся между ними при соприкосновении контактная разность потенциалов должна при разъединении диэлектриков многократно возрастать. Это подтверждается в явлениях «электризации тел при трении». Трение здесь играет, по-видимому, только ту роль, что обеспечивает последовательно тесное соприкосновение различных точек поверхностей тел. Электризация тел при трении возникает, вероятно, вследствие контактной разности потенциалов соприкасающихся диэлектриков. Вначале потенциал электризации незначителен — порядка нескольких вольт, но при разъединении тел потенциал возрастает в соответствии с работой, затрачиваемой на преодоление притяжения разноименных зарядов (аналогично возрастает потенциал заряженного конденсатора при раздвигании его пластин). В итоге потенциал электризации от контакта диэлектриков может достигать сотен вольт. Об этом свидетельствуют искорки, появляющиеся при сближении наэлектризованного «трением» тела с проводником.

§ 13. Электроемкость

Электроемкостью какого-нибудь проводника называют численную величину заряда, который сообщает этому проводнику потенциал, равный единице (при условии, что рассматриваемый проводник весьма удален от других проводников или же что другие проводники, находящиеся в поле, заземлены, т. е. что их потенциал равен нулю).

Когда мы заряжаем электричеством проводник, изолированный от влияния посторонних зарядов, электричество, сообщенное

проводнику, распределяется некоторым вполне определенным образом по его поверхности. Потенциал в любой точке проводника представляет собой алгебраическую сумму потенциалов всех отдельных зарядов, сообщенных проводнику. Пусть σ есть поверхностная плотность электризации проводника (т. е. количество электричества, приходящееся на единицу площади). На какой-либо площадке поверхности Δs находится количество электричества, равное $\sigma\Delta s$; потенциал, вызываемый этим количеством электричества в некоторой точке P проводника, удаленной на расстояние r от площадки Δs, равен $\frac{\sigma\Delta s}{r}$.

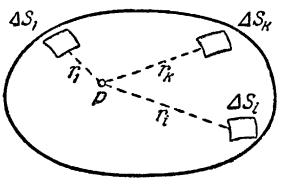


Рис. 33.

Чтобы получить полное значение потенциала в точке P, надо [согласно формуле (16) в § 8] просуммировать потенциалы, вызываемые зарядами, расположенными на различных площадках Δs_1, Δs_2, Δs_3,..., удаленных от точки P соответственно на расстояния r_1, r_2, r_3 и т. д. (рис. 33):

$$V = \frac{\sigma_1\Delta s_1}{r_1} + \frac{\sigma_2\Delta s_2}{r_2} + \frac{\sigma_3\Delta s_3}{r_3} + \ldots \qquad (1)$$

Так как при равновесии потенциал во всех точках проводника одинаков, то, следовательно, *распределение плотности электричества на проводнике* (σ_1, σ_2, σ_3, ...) *должно быть таково, чтобы написанная сумма для всех внутренних точек тела проводника имела одно и то же значение.*

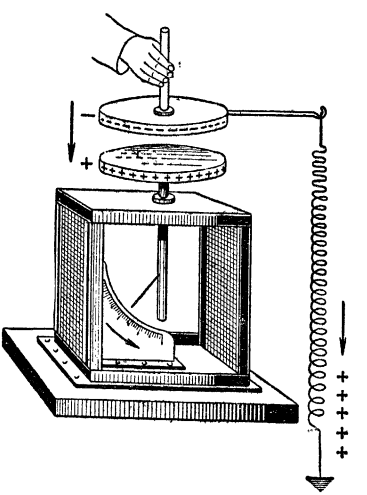


Рис. 34. Электроемкость проводника увеличивается, когда к нему приближают другой, заземленный проводник.

Представим себе, что заряд каждой элементарной площадки поверхности Δs мы увеличиваем в n раз, тогда и общий заряд проводника возрастет в n раз, в n раз возрастет значение каждого члена суммы в формуле (6) и, следовательно, в n раз возрастет значение потенциала проводника. Мы видим, таким образом, что *заряд и потенциал проводника являются величинами, пропорциональными друг другу.* Можно написать, следовательно, что

$$Q = CV, \qquad (2)$$

где коэффициент пропорциональности C есть не что иное, как электроемкость проводника (численная величина заряда,

при котором проводник приобретает потенциал, равный единице; $Q=C$, когда $V=1$).

Допустим, что данный проводник был заряжен положительно, и допустим, что мы приближаем к этому проводнику второй, заземленный проводник (рис. 34); на последнем через влияние появятся отрицательные заряды (положительные возникшие по влиянию заряды уйдут в землю). *Положительный потенциал первого проводника будет ослаблен действием отрицательных зарядов второго*, и если потенциал первого проводника был равен раньше, скажем, единице, то теперь он сделался меньше единицы; это означает, что электроемкость первого проводника благодаря приближению второго заземленного проводника увеличилась, так как, для того чтобы потенциал первого проводника снова сделался равен единице, надо увеличить положительный заряд этого проводника.

По указанной причине металлическая пластинка, отделенная тонким слоем изолятора от второй заземленной металлической пластинки, обладает большой электроемкостью; эти две пластинки образуют *электрический конденсатор*; емкость конденсатора тем больше чем ближе расположены его обкладки друг к другу и чем больше площадь обкладок.

Применим формулу (1) к простейшему случаю — к вычислению потенциала заряженного шарообразного проводника, удаленного от всех остальных проводников.

Так как потенциал во всех точках внутри проводника одинаков, то, желая отыскать значение потенциала проводника, мы можем выбрать любую точку внутри него и к этой точке применить формулу (1). Естественно, что в качестве такой точки мы выберем центр шара, по отношению к которому все элементарные участки поверхности Δs_1, Δs_2 и т. д. расположены симметрично, так что $r_1=r_2=r_3=\ldots$ $\ldots=R$, где R — радиус шара. Вынося в сумме, которая стоит в правой части формулы (1), величину $\frac{1}{R}$ за скобки, получаем в скобках значение общего заряда проводника $\sigma_1\Delta s_1+\sigma_2\Delta s_2+\sigma_3\Delta s_3+\ldots=Q$ и таким образом находим, что

$$V=\frac{Q}{R}, \quad \text{или} \quad Q=RV.$$

Сопоставляя это выражение с формулой (2), мы видим, что *выраженная в абсолютных электростатических единицах электроемкость шарообразного проводника измеряется радиусом шара, выраженным в сантиметрах*:

$$C=R.$$

Если проводящий заряженный шар находится в среде с диэлектрической постоянной ε, то, принимая во внимание, что внешнее поле шара таково же, как и поле точечного заряда, расположенного

в центре шара, мы находим по формуле (15) § 8, что потенциал на поверхности шара будет равен $\frac{Q}{\varepsilon R}$, и, стало быть, электроемкость шара, находящегося в среде с диэлектрической постоянной ε, равна

$$C = \varepsilon R. \tag{3}$$

Абсолютной единицей емкости является емкость проводника, который от заряда в одну абсолютную единицу количества электричества получает потенциал в одну абсолютную единицу потенциала (300 *в*). Такой емкостью обладает в вакууме шар радиусом 1 *см*.

Кроме абсолютной единицы емкости 1 *см*, в практической системе электрических мер пользуются емкостью в 1 фараду (сокращенно обозначаемую буквой F или *ф*). *Фарадой называется электроемкость проводника, который от заряда в* 1 *кулон получает потенциал в* 1 *в*.

Один кулон$=3\cdot10^9$ электростатических единиц электричества и

$$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ эл.-ст. ед. потенциала;}$$

поэтому из соотношения $C = \frac{Q}{V}$ следует, что

$$1 \text{ фарада} = 3\cdot10^9\cdot300 = 9\cdot10^{11} \text{ см}.$$

Миллионная доля фарады называется **микрофарадой** и обычно обозначается μF или *мкф*:

$$1\ \mu\text{F} = 9\cdot10^5 \text{ см}.$$

Небольшие емкости выражают или в абсолютных единицах, т. е. в сантиметрах, или же **в микромикрофарадах**. Эта единица емкости составляет 10^{-12} фарад, т. е. одну миллионную долю микрофарады; ее обозначают $\mu\mu$F. Часто эту единицу емкости называют также «пикофарадой» (*пф*). Очевидно, что

$$1 \text{ пф} = 1\ \mu\mu\text{F} = 0{,}9 \text{ см}.$$

Луна находится от Земли на расстоянии $3{,}8\cdot10^{10}$ *см*; емкость в одну фараду соответствует шару с радиусом, в 23 раза бо́льшим, чем расстояние от Земли до Луны. Емкость земного шара приблизительно равна 750 μF.

§ 14. Расчет электроемкости конденсаторов

Когда одна пластина конденсатора заряжена до потенциала V_1, а другая — до потенциала V_2, то внутри, между пластинами конденсатора, поверхности уровня расположены параллельно пластинам. Силовые линии электростатического поля между обкладками конденсатора идут перпендикулярно к поверхностям уровня. Поэтому внутри *плоского конденсатора* они представляют собой параллель-

ные прямые линии, направленные перпендикулярно к плоскостям конденсатора. Однако у краев конденсатора они изгибаются наружу (рис. 35).

Внутри плоского конденсатора, вдали от краев пластин, поле имеет всюду одинаковую напряженность, т. е. оно однородно. Однородность поля нарушается при приближении к краю пластин. Если бы пластины были бесконечного протяжения, то поле между ними всюду было бы строго однородным. Поэтому отклонения от однородности будут тем незначительнее, чем больше размеры пластин сравнительно с расстоянием d между пластинами. Таким образом, при достаточно малом расстоянии d влияние краев, нарушающее однородность, может не приниматься во внимание.

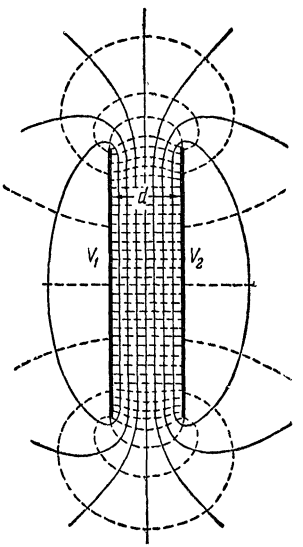


Рис. 35.

Пусть на одной из пластин находится заряд электричества $+Q$, а на другой пластине будет такой же заряд, но противоположный по знаку, т. е. $-Q$. Из заряда $+Q$ исходит $\frac{4\pi Q}{\varepsilon}$ силовых линий, которые заканчиваются на заряде $-Q$ [формула (7) § 5].

Силовой поток равен

$$N = ES = \frac{4\pi Q}{\varepsilon},$$

где E — напряженность поля между пластинами конденсатора, а S — площадь каждой пластины. Отсюда

$$E = \frac{4\pi Q}{\varepsilon S}. \qquad \text{(а)}$$

Перемещая единицу положительного электричества с одной пластины конденсатора на другую, мы должны (по определению понятия «разность потенциалов») затратить работу, равную $V_2 - V_1$. С другой стороны, мы можем сказать, что работа эта равна произведению силы E на длину пути перемещения d, т. е. равна Ed. Значит, $Ed = V_2 - V_1$, откуда

$$E = \frac{V_2 - V_1}{d}. \qquad \text{(б)}$$

Сопоставляя формулы (а) и (б), находим, что

$$\frac{4\pi Q}{\varepsilon S} = \frac{V_2 - V_1}{d},$$

или, если одна обкладка конденсатора заземлена ($V_1=0$),

$$Q = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} V.$$

Сравнивая это выражение с формулой $Q=CV$, мы видим, что емкость конденсатора равна

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d} \text{ см}. \tag{4}$$

Вычисление емкости плоского конденсатора по формуле (4) сопряжено с некоторой ошибкой (при радиусе пластин в 10 *см* и при удаленности их друг от друга на 1 *мм* ошибка составляет 3%): формула (13) не точна, так как при ее выводе мы оставили без внимания нарушение однородности поля у краев пластин.

Не останавливаясь на выводе, приведем формулы для вычисления емкости шаровых и цилиндрических конденсаторов. Емкость *шарового конденсатора*, образованного двумя концентрическими металлическими сферами радиусов r_1 и r_2, определяется формулой

$$C = \varepsilon \left(\frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}\right).$$

Емкость *цилиндрического конденсатора* определяется формулой

$$C = \frac{\varepsilon l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}}$$

(здесь r_2—радиус внешней обкладки, r_1—радиус внутренней обкладки, l—длина цилиндрического конденсатора).

Электроемкость двух шаров, имеющих радиусы r_1 и r_2 и расположенных на расстоянии между их центрами a, как показывает несложное вычисление, оказывается равной (для случая, когда расстояние между шарами превосходит их радиусы)

$$C = \frac{\varepsilon}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{2}{a}}.$$

Емкость *двух цилиндрических проводников* длиной l, расположенных параллельно друг другу на расстоянии a между их осями и имеющих радиусы r, равна (для случая, когда расстояние между проводниками во много раз больше радиуса проводников)

$$C = \frac{\varepsilon l}{4 \ln \frac{a}{r}}.$$

Электроемкость *одиночного провода* длиной l, имеющего радиус сечения r и расположенного на высоте h над землей, равна:

$$C = \frac{\varepsilon l}{2 \ln \frac{2h}{r}}.$$

Как известно, для получения больших емкостей применяют *параллельное* соединение конденсаторов (рис. 36). При таком соединении одна серия обкладок имеет потенциал V_1, другая V_2. Обозначим емкости отдельных конденсаторов C_1, C_2, C_3, ..., а их заряды Q_1, Q_2, Q_3, ... Учитывая, что

$$Q_1 = C_1(V_1 - V_2),$$
$$Q_2 = C_2(V_1 - V_2),$$
$$Q_3 = C_3(V_1 - V_2), \ldots,$$

и складывая все эти равенства, получаем:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots = (C_1 + C_2 + C_3 + \ldots)(V_1 - V_2),$$

или

$$Q = C(V_1 - V_2),$$

где C есть суммарная емкость параллельно соединенных конденсаторов, вычисляемая по формуле:

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + \ldots \tag{5}$$

Емкость батареи из параллельно соединенных конденсаторов равна сумме их емкостей.

Соединение конденсаторов, показанное на рис. 37, называется *последовательным*. В этом случае, если одной обкладке первого конденсатора сообщить заряд $+Q$, то на второй обкладке того же конденсатора индуцируется заряд $-Q$, а на соединенной с ней первой обкладке второго конденсатора появится заряд $+Q$ и т. д. [Равенство индуцированных зарядов следует (если не учитывать небольшого возможного рассеяния силовых линий на краях) из теоремы Остроградского — Гаусса.] Обозначим потенциалы последовательных обкладок через V_0, V_1, V_2, ... (рис. 37), а емкости конденсаторов через C_1, C_2, C_3, ... Очевидно, что

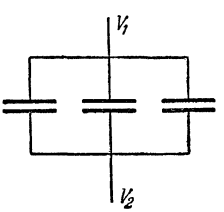


Рис. 36. Параллельное соединение конденсаторов.

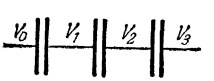


Рис. 37. Последовательное соединение конденсаторов.

$$Q = C_1(V_0 - V_1) = C_2(V_1 - V_2) = \ldots$$

Отсюда

$$\frac{Q}{C_1} = V_0 - V_1, \quad \frac{Q}{C_2} = V_1 - V_2, \ldots$$

Складывая указанные равенства, получаем:

$$Q\left(\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\ldots+\frac{1}{C_n}\right)=V_0-V_n,$$

или

$$Q=C(V_0-V_n),$$

где C есть емкость батареи последовательно соединенных конденсаторов, вычисляемая, как видно из предыдущего, по формуле

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}+\ldots \tag{6}$$

Если все конденсаторы одинаковы, то очевидно, что

$$C=\frac{C_1}{n}, \tag{7}$$

т. е. *емкость батареи из n одинаковых конденсаторов, соединенных последовательно, в n раз меньше емкости отдельного конденсатора.*

Из формулы (6) заключаем, что если соединить последовательно конденсатор с малой емкостью C_1 и конденсатор с большой емкостью C_2, то получаемая в итоге емкость будет *несколько меньше, чем меньшая из двух взятых емкостей*. Действительно, по формуле (6)

$$C=\frac{C_1C_2}{C_1+C_2}, \quad \text{или, что то же,} \quad C=\frac{C_1}{1+\frac{C_1}{C_2}}. \tag{8}$$

Отсюда ясно, что чем больше C_2 в сравнении с C_1, тем меньше знаменатель приведенной формулы отличается от единицы и, следовательно, тем ближе будет C к C_1. Например, если к конденсатору в 100 *см* последовательно присоединить конденсатор в 10 000 *см*, то получается емкость в 99 *см*.

§ 15. Электрическая энергия

Потенциальная энергия какой-либо совокупности зарядов представляет собой работу, которая может быть осуществлена зарядами при их удалении друг от друга на столь значительные расстояния, при которых силы взаимодействия между ними становятся исчезающе малыми.

Представим себе, что в пространстве на диэлектриках или на проводниках расположено некоторое (какое угодно) число зарядов, например заряды Q_1, Q_2, Q_3 и т. д. Подобная совокупность зарядов обладает потенциальной энергией W, которая аналогично потенциальной энергии тяготеющих масс определяется формулой

$$W=\frac{1}{2}(Q_1V_1+Q_2V_2+Q_3V_3+\ldots), \tag{9}$$

где V_1, V_2, V_3, ... суть значения потенциала поля в тех местах, где расположены заряды (например, V_1 есть потенциал, вызванный зарядами Q_2, Q_3, ... в той точке поля, где находится заряд Q_1).

От формулы (18) § 8, определяющей работу перемещения заряда в поле,

$$A = Q(V'' - V'),$$

приведенная выше формула отличается тем, что в правую часть ее входит *коэффициент, равный половине*. Происхождение этого коэффициента было пояснено в томе I (§ 34) при выводе аналогичной формулы для случая гравитационного поля.

Рассмотрим случай двух зарядов Q_1 и Q_2, расположенных в точках M_1 и M_2, в которых потенциалы соответственно равны V_1 и V_2, причем потенциал в точке M_2, где находится второй заряд, вызван первым зарядом, а потенциал в M_1 — вторым. Потенциальную энергию взаимодействия этих двух зарядов мы можем подсчитать двумя способами. Можно представить себе, что второй заряд остается неподвижным, а первый удаляется от него. Находясь под действием сил, исходящих от второго неподвижного заряда, и перемещаясь из места, где потенциал равен V_1, в место, настолько удаленное от второго заряда, что потенциал поля там равен нулю, этот первый заряд Q_1 может выполнить работу Q_1V_1. Когда этот первый заряд удалится на бесконечно большое расстояние от второго, то очевидно, что теперь становится возможным перемещать второй заряд как угодно, не затрачивая на это перемещение никакой работы. Значит, величина работы, полученной при удалении первого заряда, Q_1V_1, и есть потенциальная энергия взаимодействия двух рассматриваемых зарядов:

$$W = Q_1V_1.$$

Но с таким же правом мы могли бы предположить, что первый заряд остается неподвижным, а удаляется второй заряд. Мы получили бы тогда, что

$$W = Q_2V_2.$$

Не отдавая предпочтения ни одному из этих способов подсчета, можно написать, следовательно, что

$$W = \frac{1}{2}(Q_1V_1 + Q_2V_2).$$

Очевидно, что это рассуждение можно продолжить на случай трех, четырех и вообще какого угодно количества зарядов (при этом надо учесть, понятно, что потенциал в точке, в которой расположен заряд, обусловливается всеми остальными зарядами).

Из формулы (9) нетрудно получить выражение для энергии наэлектризованного проводника. При равновесии зарядов потенциалы

во всех точках проводника одинаковы:

$$V_1 = V_2 = V_3 = \ldots = V,$$

где V есть потенциал проводника. Вынося в формуле (9) V за скобки, получим в скобках суммарный заряд проводника:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots$$

Таким образом, находим, что энергия наэлектризованного проводника определяется простым соотношением

$$W = \frac{1}{2} QV. \tag{10}$$

Электрическая энергия проводника равна половине произведения его заряда на потенциал.

Потенциал проводника равен отношению заряда к емкости проводника: $V = \frac{Q}{C}$ [формула (2)]. Следовательно,

$$W = \frac{Q^2}{2C}. \tag{11}$$

Мы видим, что *электрическая энергия проводника при его заряжении возрастает пропорционально квадрату заряда.*

Другое, часто применяемое выражение для энергии наэлектризованного проводника мы получим, если в общем уравнении энергии (10) заменим заряд Q из формулы (2) через произведение CV:

$$W = \frac{CV^2}{2}. \tag{12}$$

Если в этих формулах заряд Q выражен в кулонах, потенциал в вольтах, а емкость в фарадах, то энергия будет выражена в джоулях.

§ 16. Энергия поля

Воспользуемся формулой (12) для электрической энергии и применим ее к плоскому конденсатору, емкость которого $C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$; разность потенциалов $V = E \cdot d$, где E — напряженность электрического поля в конденсаторе. Подставляя эти значения в выражение (12), получаем:

$$W = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} Sd. \tag{13}$$

В этой формуле Sd означает объем, занятый диэлектриком, разъединяющим обкладки конденсатора. Учитывая также, что напряженность поля E внутри, между пластинами конденсатора, всюду одинакова, мы видим, что электрическая энергия конденсатора равна величине, которая получается, если каждому кубическому

сантиметру поля конденсатора приписать энергию, равную $\frac{\varepsilon E^2}{8\pi}$ эргов (предполагаем, что E выражена в абсолютных электростатических единицах).

В связи с этим возникает необходимость разрешить вопрос, где же в действительности сосредоточена энергия конденсатора: на обкладках или в пространстве между обкладками.

Когда господствовала *теория дальнодействия*, считали, что энергия сосредоточена там, где находятся электрические заряды, т. е. на металлических пластинах конденсатора. По *теории близкодействия*, развитой Фарадеем и Максвеллом, электрическая энергия связана с особым напряженным состоянием материальной среды — поля, где проявляются электрические силы. Стало быть, с этой точки зрения, энергия конденсатора локализована в среде между обкладками конденсатора. Формула (13) показывает, что электрическую энергию можно представить как *сумму количеств энергии, распределенных по отдельным участкам объема поля* и зависящих по величине от напряженности поля. Результат этот, очевидно, имеет значение не только для конденсатора. Каково бы ни было распределение зарядов, везде, где имеется напряженность электрического поля E, эта напряженность поля указывает на некоторое особое состояние среды, на некоторые скрытые движения в среде, заполняющей пространство. Эти скрытые движения и проявляются в наличии электрического поля, в каждом объеме которого сосредоточено тем больше электрической энергии, чем больше тут напряженность поля.

Назвав энергию поля в единице объема *объемной плотностью энергии*, приходим к общему чрезвычайно важному заключению:

В электрическом поле с напряженностью E в вакууме объемная плотность энергии $w = \frac{E^2}{8\pi}$.

Для поля внутри диэлектрика с диэлектрической постоянной ε объемная плотность электрической энергии $w = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}$.

Суммарная энергия поля

$$W = \int \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}\, dV. \tag{14}$$

В согласии с законом сохранения энергии (главный смысл которого заключается во взаимопревращаемости различных видов энергии) энергия электрического поля может превращаться, например, в механическую энергию и, обратно, механическая энергия может быть превращена в энергию электрического поля. Обратимся опять к примеру плоского конденсатора. Разноименно заряженные пластины конденсатора притягиваются друг к другу. Обозначим эту силу притяжения пластин конденсатора друг к другу через F; площадь каждой пластины пусть будет S, а расстояние между ними d.

Из формулы для напряженности поля плоского конденсатора [формула (а) § 14] легко видеть, что если пластинам конденсатора мы предоставим возможность сближаться, то напряженность поля в пространстве между пластинами, а стало быть, и сила притяжения F пластин друг к другу будут оставаться неизменными. Следовательно, работа, которая может быть произведена пластинами конденсатора при их сближении до соприкосновения (когда произойдет нейтрализация заряда), равна произведению неизменной силы F на проходимый пластинами путь d.

Таким образом, энергия поля конденсатора $W=\frac{\varepsilon E^2}{8\pi}\cdot Sd$ [формула (13)] эквивалентна механической энергии Fd. Из равенства $Fd=\frac{\varepsilon E^2}{8\pi}\cdot Sd$ находим, что *пластины конденсатора притягиваются с силой, которая, будучи рассчитана на единицу площади пластины, равна плотности энергии поля*:

$$\frac{F}{S}=\frac{\varepsilon E^2}{8\pi}. \tag{15}$$

Силы взаимодействия между телами, находящимися в динамическом поле, обычно называют *пондеромоторными* [1]) *силами*. Происхождение пондеромоторных сил в электрическом поле можно было бы представить себе наглядно, если допустить, что электрические силовые линии, отвечающие некоторому особому состоянию среды (пространства), находятся в натяжении. Тогда следовало бы признать, что *продольное натяжение силовых линий измеряется плотностью энергии поля.*

Если с этой точки зрения обратиться к анализу изображений поля посредством силовых линий (например, по рис. 17), то обнаруживается, что наряду с натяжением должно существовать также *поперечное давление* силовых линий друг на друга, по величине одинаковое с натяжением. Существованием этого поперечного давления можно, например, объяснить упомянутую в § 14 неоднородность поля плоского конденсатора у краев пластин: силовые линии как бы выталкиваются из пространства между пластинами наружу (рис. 35).

§ 17. Электрометры

Для измерения заряда и потенциала проводников служат приборы, называемые *электрометрами*. Так как простейший электрометр с легкими алюминиевыми листочками недостаточно чувствителен, то часто применяют более чувствительные *струнные электрометры*. Схема одного из таких приборов показана на рис. 38.

Тончайшая платиновая нить диаметром 1—2 μ и длиной около 6 *см* слабо натянута между двумя лезвиями, которым сообщают

---

[1]) От лат. pondus — вес и motus — движение.

равные по величине, но противоположные по знаку вспомогательные заряды. Если упомянутую нить соединить с проводником, потенциал которого требуется измерить, то нить отклонится в ту или другую сторону, в зависимости от знака измеряемого потенциала.

Кирхгоф применил для измерения электростатических потенциалов чувствительные рычажные весы. Для этой цели он заменил одну чашку весов легкой металлической круглой пластиной C, под которой на изоляторе устанавливается другая пластина A (рис. 39); пластину A соединяют с проводником, потенциал которого требуется измерить, тогда как первую пластину C и коромысло весов заземляют; таким образом, одна чашка весов оказывается замененной плоским конденсатором. Чтобы поле этого конденсатора сделать возможно более однородным, верхнюю пластину C снабжают так называемым «защитным кольцом» B, которое, так же как и пластина C, заземляется.

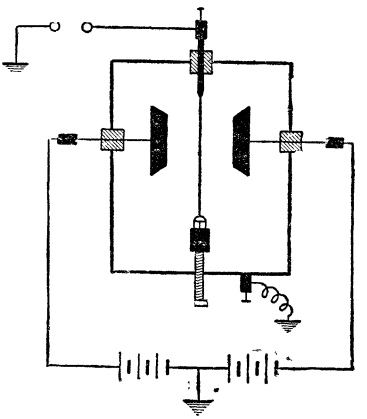


Рис. 38. Схема струнного электрометра. Потенциал определяется по отклонению платиновой нити в электрическом поле между двумя лезвиями.

Весы Кирхгофа для измерения напряжений иначе называют *абсолютным электрометром*. Этим прибором пользуются следующим

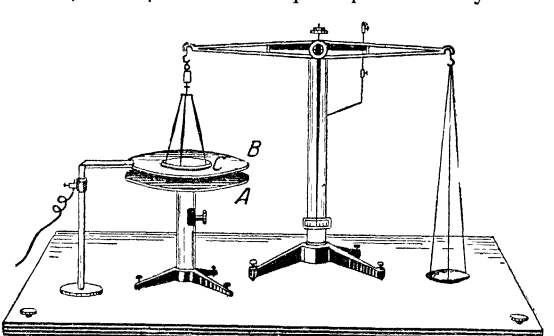


Рис. 39. Схема абсолютного электрометра Кирхгофа.

образом: вначале уравновешивают пластину C, затем соединяют пластину A с проводником, потенциал которого требуется узнать, и подводят эту пластину посредством микрометрического винта весьма близко, на определенное расстояние d к пластине C; после

этого, постепенно нагружая чашку весов, определяют силу отрыва пластины C от A и по формулам §§ 14 и 16 вычисляют потенциал.

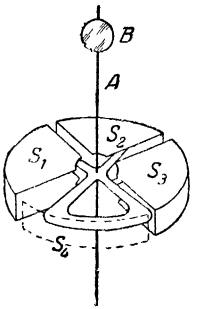


Рис. 40. Схема квадрантного электрометра.

Удобным и точным прибором является так называемый *квадрантный электрометр*, предложенный В. Томсоном (Кельвином). Схема главной части этого прибора показана на рис. 40. Тонкостенный полый металлический цилиндр высотой 1 *см* и диаметром 5 *см* разрезан на четыре квадранта S_1, S_2, S_3 и S_4. Внутри имеется легкая пластинка, вырезанная в виде восьмерки («стрелка»); пластинку стрелку изготовляют из слюды, покрытой тонким слоем металла, из алюминия или же из двух склеенных листиков «серебряной бумаги». Стрелка скреплена с тонким стерженьком A, на котором укреплено зеркальце B. Стерженек вместе со стрелкой и с зеркальцем подвешен на покрытой серебром тонкой кварцевой нити (толщиной в несколько микронов). Противоположно расположенные квадранты S_1 и S_3, а также S_2 и S_4 соединяются друг с другом. При измерении обеим парам квадрантов сообщают вспомогательные, равные по величине, но противоположные по знаку заряды; стрелку соединяют с телом, потенциал которого требуется измерить. Одной парой квадрантов стрелка притягивается, другой — отталкивается; о напряжении судят по углу кручения нити. Для определения этого угла поворота наблюдают, как «световой зайчик», отраженный от зеркальца B, перемещается по шкале, установленной на расстоянии 1—1,5 *м* от прибора, или же рассматривают в трубу отражение в зеркальце B делений шкалы (рис. 41).

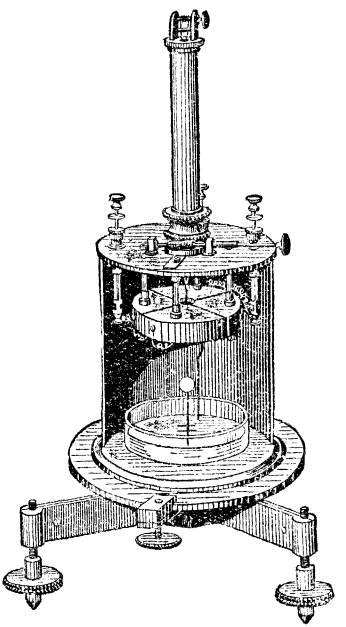


Рис. 41. Квадрантный электрометр Томсона

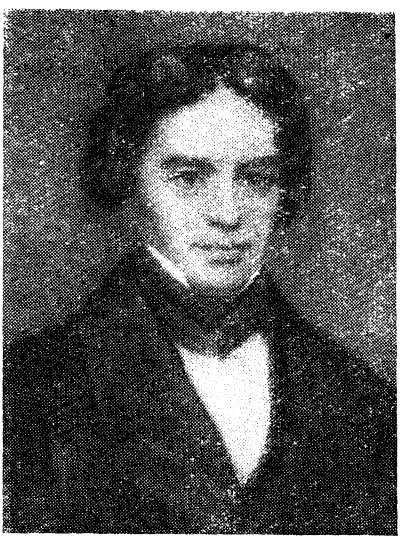
Наряду с вышеуказанным способом включения электрометра нередко пользуются также так называемым *идиостатическим* [1]) *включением*. В этом случае стрелку и одну пару квадрантов заземляют, а к другой паре квадрантов подводят измеряемое напряжение.

[1]) От греч. idios—собственный (так как вспомогательный заряд отсутствует).

При идиостатическом включении угол поворота стрелки и зеркальца приблизительно пропорционален квадрату измеряемого напряжения, тогда как при вышеуказанном «включении на стрелку» (со вспомогательными зарядами квадрантов) угол поворота стрелки в широких пределах пропорционален первой степени измеряемого напряжения.

§ 18. О природе электрических явлений

Соображения, изложенные в предыдущем параграфе, были применены Фарадеем для объяснения разнообразных электрических явлений. Фарадей обогатил физику своими экспериментальными исследованиями и открытиями, но весьма большую роль в развитии учения об электричестве сыграли также теоретические взгляды Фарадея. Первым успешным испытанием этих взглядов были замечательные по замыслу опыты самого Фарадея, приведшие к открытию явления экранирования электрических сил, явления электромагнитной индукции, явлений, обнаруживающих родство электромагнитных явлений и света, и др. По Фарадею, сущность электричества заключается не в зарядах, а в *силовых трубках*, заряды же представляют собой только окончания силовых трубок. Натяжение силовых трубок и их взаимное поперечное давление, если они не уравновешены, приводят силовые трубки поля в движение. Движение силовых трубок и скольжение их концов (зарядов) по проводнику сказываются как электрический ток и проявляются в возникновении магнитных сил. Воззрения и открытия Фарадея подсказали Максвеллу путь к построению плодотворной математической теории электричества.



Михаил Фарадей (1791—1867).

Теория Максвелла охватила громадную область электрических и магнитных процессов, установила взгляд на электрическое поле как на частный случай более общего электромагнитного поля, раскрыла электромагнитную природу световых явлений, привела к открытию радиоволн. Поныне теория Максвелла является

руководящей в классической физике и в электротехнике. Следует, однако, отметить, что воззрения Фарадея породили также стремление многих физиков объяснять природу электрических явлений только наличием силовых трубок, отвлекаясь, отказываясь от изучения электрических зарядов. Внимание и интерес к исследованию электрических зарядов восстановились только после того, как была обнаружена атомная природа электричества. В последующем в физике установился синтезирующий взгляд, что сущность электричества в равной мере заключается как в наличии зарядов, так и в наличии поля, окружающего, а вероятно, и пронизывающего эти заряды.

Фарадеево понимание природы электрических явлений было построено на сочетании двух основных идей. Первая — идея *близкодействия*, т. е. признание первенствующей роли среды; вторая — гипотеза (ранее развитая Эйлером), что электрические и магнитные процессы являются следствием механических напряжений и механических движений в *эфире*.

Косвенные, но убедительные доказательства, приведенные Фарадеем, что силовые трубки находятся в состоянии натяжения и оказывают друг на друга поперечное давление, побудили многих физиков пытаться свести электричество к механике. Фарадеевы силовые трубки пытались рассматривать как своеобразные упругие жгуты, порождаемые деформациями и движениями эфира. Смещениями эфира и механическим взаимодействием фарадеевых трубок пытались объяснить электрические и магнитные явления. На такие попытки было растрачено много сил и труда. Задача оказалась неразрешимой. Это является подтверждением диалектико-материалистического положения о несводимости одних форм движения к другим.

Взаимопревращаемость различных форм движения и наличие в электрических явлениях механических напряжений и движений длительное время истолковывались неправильно. Электричество ошибочно рассматривали как следствие механических процессов в эфире. Только постепенно стало складываться представление, что электричество лежит в основе строения вещества, что электрические явления всеобщи, что по своей природе они совершенно своеобразны и несводимы к каким бы то ни было механическим движениям.

В отличие от второй из двух указанных основных идей Фарадея, которая оказалась неверной, первая его идея, развитая им в стройную теорию о роли среды в электрических явлениях, вывела учение об электричестве на правильную, широкую дорогу развития. До исследований Фарадея большинство физиков придерживалось взглядов о мгновенном действии электрических сил на расстоянии. Философский порок этой теории заключался в том, что она отрывала материю от движения. Если возможно действие

сил на расстоянии без посредства среды, а действие влечет за собой движение, то, стало быть, возможна передача движения вне материальной среды, т. е. возможно движение без материи.

Это воззрение приводило к грубой физической ошибке — к представлению о мгновенности взаимодействия электрических зарядов. В действительности взаимодействие зарядов передается не мгновенно, но с некоторой, хотя и очень большой, однако конечной скоростью — со скоростью света, а именно со скоростью в вакууме около 300 000 *км/сек*.

Фарадей исходил из правильной точки зрения, что не могут существовать дальнодействия (мгновенные или немгновенные), не может быть передачи движения вне материи, что существуют только близкодействия, т. е. что *все взаимодействия передаются средой*. Но эта единственно правильная точка зрения приводит нас к труднейшему и поныне еще не решенному вопросу: каковы же свойства и каково строение среды — пространства, где какие-то скрытые движения порождают электрическое поле?

В прошлом столетии большинство ученых придерживалось мнения, что все мировое пространство заполнено мировым эфиром, который понимали как особую тончайшую упругую среду, причем считали, что деформации и механические движения эфира и проявляются в действии электрических и магнитных сил.

Множество трудов было посвящено выяснению свойств мирового эфира и попыткам обнаружить абсолютное движение тел относительно эфира. Однако ни теоретические, ни экспериментальные исследования в этой области не имели никакого успеха. Напротив, были установлены факты (мы рассмотрим их в Оптике), которые оказалось невозможным согласовать с какими бы то ни было теориями мирового эфира, трактующими процессы в эфире как механическое движение.

На этой почве некоторые физики обнаружили стремление вернуться к философским позициям теории дальнодействия (в варианте немгновенного дальнодействия). Эти физики объявили, что «пустота» (абсолютный вакуум) — это геометрическое понятие, а не физическая среда, что межзвездная и межатомная «пустота» не материальна и что поэтому электрическое поле не является объективной реальностью, а представляет собой условный способ математического описания явлений.

Это идеалистическое направление в учении об электричестве решительно отвергнуто физиками-материалистами. Крушение старых механических теорий мирового эфира показывает только, что строение вакуума более сложно, чем думали механисты, что мировой эфир нельзя представлять себе как мелкозернистую среду, имеющую сходство с легчайшим, но необычайно упругим газом, жидкостью или твердым телом, и что электрические явления не сводятся к механическим движениям в эфире.

Поле является объективной реальностью, видом материи. Оно обладает энергией, массой, количеством движения, какой-то структурой, т. е. поле имеет материальную основу.

Удовлетворительной «теории вакуума» еще не существует, но делаются попытки к построению такой теории. Пока еще нет даже общепринятого термина для обозначения материальной основы поля в совершенном вакууме. Слово «эфир» применяют неохотно, поскольку этот термин исторически связан с отвергнутыми механистическими теориями.

Представление об эфире связано с идеей «заполнения» пространства некоей средой. Правда, под мировым эфиром физики всегда понимали «всепроникающую» среду. Однако, строя догадки о свойствах этой среды, «всепроникаемость» эфира обычно рассматривали как следствие «особо тонкого» строения эфира. При старых представлениях об эфире как «заполнении» пространства средой казалось, что если бы нашелся столь «плотный» материал, который мог бы оттеснять эфир, как металлический поршень оттесняет газ, то можно было бы какую-то часть пространства освободить от «заполнявшего» ее эфира. Во всяком случае, представление об эфире было таким, что подобный мысленный эксперимент не противоречил пониманию мирового эфира как среды, «заполняющей» пространство. Но такое понимание материальной основы электрического поля в совершенном вакууме является ложным, чрезмерно упрощающим истинную картину. Материальную основу поля в вакууме нельзя представлять себе как среду, «заполняющую» пространство; материальная основа поля в вакууме принципиально неотделима от пространства.

Действительно, в какой-либо области космического пространства электрические, магнитные и гравитационные поля могут оказаться исчезающе слабыми, однако это не лишает такую область пространства способности передавать электрические, магнитные и гравитационные воздействия. Эти воздействия могут передаваться или какими-то процессами в непрерывной и принципиально неотделимой от пространства среде, или же упомянутые воздействия могут передаваться какими-то потоками дискретной [1]) материи, движущейся в пространстве.

В современной физике слова «совершенная пустота» означают такую область пространства, где в рассматриваемый момент времени не имеется молекул, атомов, электронов и других частиц вещества. Но «совершенная пустота» не лишена материи. Гравитационное, электрическое и магнитное поля остаются в пространстве. Они обладают энергией и массой, которые с той или иной плотностью распределены во всем пространстве. Поле материально; оно является некоторой формой движущейся материи, отличной от частиц веще-

---

[1]) От лат. discretus—прерывистый.

ства. Даже там, где интенсивность сил исчезающе мала, вероятно, остается материальная основа поля с «нулевыми уровнями» энергии и массы (т. е. с такими уровнями скрытых движений в поле, которые недостаточны, чтобы влиять на движение частиц вещества).

Мы еще не знаем картины тех скрытых движений материи, которые образуют поле сил. Мы еще не знаем также строения электронов и других так называемых «элементарных» частиц. Но можно предвидеть, что скрытые движения в поле связаны со строением элементарных частиц.

ГЛАВА III

ДИЭЛЕКТРИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

§ 19. Дипольная и электронная поляризация диэлектриков. Сегнетоэлектрики

В первом томе при изложении вопроса о природе молекулярных сил уже были сообщены некоторые сведения об электрических свойствах молекул (о дипольных моментах полярных молекул и о поляризуемости неполярных молекул; т. I, § 130). Напомним сказанное там и вслед за этим рассмотрим, как влияют электрические свойства молекул на поле в диэлектрике.

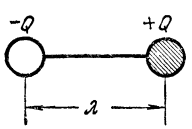


Рис. 42. Электрический момент диполя $\mu_e = Q\lambda$.

В каждой молекуле диэлектрика находится одновременно и положительное и отрицательное электричество в одинаковых количествах. Можно сказать поэтому, что молекула диэлектрика содержит в себе парные электрические заряды, является *электрическим диполем*. Произведение величины заряда Q на расстояние λ между зарядами называют *моментом диполя* μ_e (рис. 42 и стр. 21—22). Обычно момент μ_e диполя рассматривают как вектор, направленный по оси диполя в сторону положительного заряда. Следует отметить, что под «расстоянием между зарядами» в молекулярном диполе следует понимать расстояние между центрами размещения положительных и отрицательных зарядов, причем эти «центры размещения» определяются так же, как и центры масс. Для молекул, построенных из ионов, характерны значения дипольных моментов порядка 10^{-18}—10^{-17} эл.-ст. ед. количества электричества·*см* (заряд электрона $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ эл.-ст. ед., а молекулярные расстояния имеют порядок 10^{-8} *см*).

Ориентировка молекулярных электрических диполей настолько разнообразна, что диэлектрик в своем обыкновенном состоянии не обнаруживает заметной электризации. На рис. 43 показано подобное распределение парных зарядов в диэлектрике, причем схематично изображены молекулы диэлектрика: черные и белые кружки обозначают соответственно положительные и отрицательные заряды.

Если теперь приблизить к такому изолятору наэлектризованное тело, то все противоположные ему по знаку заряды притянутся им, а одноименные оттолкнутся. Хотя в диэлектрике и не происходит полного разделения зарядов, как в проводнике, но все же они способны несколько с м е щ а т ь с я, оставаясь внутри молекулы связанными друг с другом, а, кроме того, сами молекулы могут п о в е р т ы в а т ь с я. При этом заряд, противоположный заряду влияющего тела, станет немного ближе к этому последнему, тогда как одноименный заряд отодвинется дальше от влияющего тела. Такое смещение зарядов приводит диэлектрик в особое состояние, которое

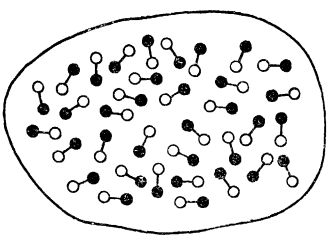


Рис. 43. Парные заряды в диэлектрике. При отсутствии поля молекулярные диполи ориентированы хаотически.

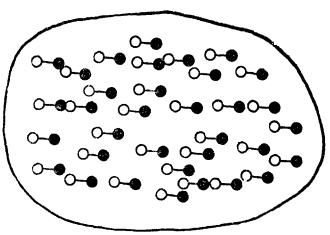


Рис. 44. Поляризация диэлектрика. Диполи ориентируются под действием электрической силы.

носит название *поляризации* диэлектрика и состоит *в определенной ориентировке молекулярных диполей* (рис. 44) *и в увеличении момента диполей.*

Конечно, вследствие постоянного теплового движения молекул и столкновения их друг с другом ориентировка молекулярных диполей будет постоянно сбиваться, но если температура не слишком велика, то все же в среднем итоге окажется некоторая средняя ориентировка, некоторая средняя поляризация диэлектрика и некоторая средняя электризация его поверхности.

Различают «жесткие» и «мягкие» диполи. Если под действием электрической силы молекулярные диполи только ориентируются, но момент их не возрастает (не происходит смещения внутримолекулярных электрических зарядов), то такие диполи называют *жесткими.* Если момент диполя под действием электрической силы возрастает, то такой диполь называют *мягким,* или *квазиупругим.*

Вещества, молекулы которых от природы (в отсутствие электрических сил) представляют собой электрические диполи, называют *полярными веществами.* Типичными представителями таких веществ являются вода, аммиак (NH_3), эфир, ацетон.

Наряду с полярными диэлектриками имеются и *неполярные диэлектрики,* молекулы которых (вследствие симметричного распределения внутримолекулярных зарядов), вообще говоря, не являются

диполями, но, однако, становятся диполями, когда они находятся под действием электрической силы. Электрическая сила раздвигает внутримолекулярные электрические заряды так, что центр положительных зарядов молекулы оказывается удаленным на некоторое (конечно, весьма малое) расстояние λ от центра отрицательных зарядов молекулы (рис. 45). Электрический дипольный момент такой молекулы тем более велик, чем больше указанное расстояние λ между центрами ее положительных и отрицательных зарядов. Это расстояние возрастает при увеличении действующей на молекулу электрической силы, поэтому и электрический момент $Q\lambda$ у такого

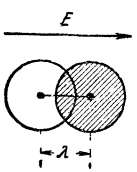


Рис. 45. Электрическая поляризация неполярных молекул.

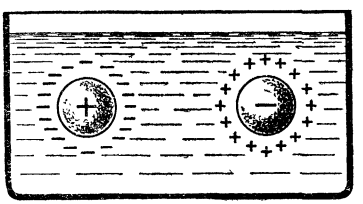


Рис. 46. Поляризация среды уменьшает силу взаимодействия между зарядами в ε раз.

мягкого диполя возрастает при увеличении действующей на молекулу электрической силы; в первом приближении считают, что *электрический момент мягкого диполя пропорционален напряженности поля в диэлектрике*:

$$\mu_e = Q\lambda = \alpha E. \qquad (1)$$

Коэффициент пропорциональности α называют *поляризуемостью молекулы*. Он тем более велик, чем легче происходит смещение электронов в молекулах. Поэтому этот вид поляризации диэлектриков называют *электронной поляризацией* в отличие от *дипольной поляризации*, проявляющейся в эффекте ориентации жестких диполей.

Совокупным влиянием дипольной и электронной поляризации объясняется ослабляющее действие диэлектрической среды на силу взаимодействия электрических зарядов.

Представим себе, что два противоположно наэлектризованных шарика взаимодействуют друг с другом в пустоте, а затем мы погружаем их в изолирующую жидкость, например в керосин. Сила взаимодействия между шариками при погружении в керосин уменьшается приблизительно вдвое против той силы, которая наблюдалась между ними в воздухе или в пустоте (диэлектрическая постоянная керосина ≈ 2). Уменьшение силы взаимодействия между шариками происходит оттого, что керосин поляризуется. У поверхности положительно заряженного шарика сосредоточиваются отрицательные заряды молекулярных диполей керосина (рис. 46), а около от-

рицательно заряженного шарика — положительные заряды. Легко видеть, что появившаяся в керосине поляризация должна уменьшить силу взаимодействия шариков. Это уменьшение силы взаимодействия вследствие поляризации среды формально учитывается в законе Кулона введением диэлектрической постоянной среды.

Численное значение диэлектрической постоянной вещества определяется электрическими свойствами молекул и числом их в единице объема. Чем больше полярность и поляризуемость вещества, тем более велика диэлектрическая постоянная. Если, однако, число молекул в единице объема мало, то эффект поляризации сказывается слабо, поэтому диэлектрическая постоянная всех газов очень близка к единице:

	ε		ε
Гелий	1,000074	Воздух	1,00059
Водород	1,00026	Пары воды	1,0078
Кислород	1,00055	Углекислота	1,00098
Азот	1,00061	Пары этилового спирта	1,0065

Эти данные (кроме паров воды и спирта) относятся к газам при нормальном атмосферном давлении и при температуре 0°. Диэлектрическая постоянная убывает с температурой (рис. 47) и растет

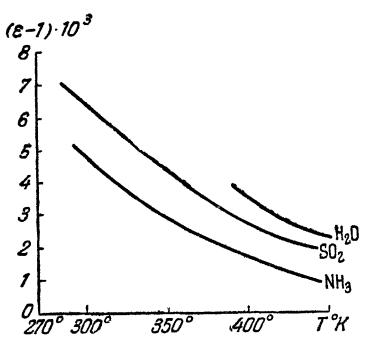


Рис. 47. Зависимость диэлектрической постоянной газов от температуры.

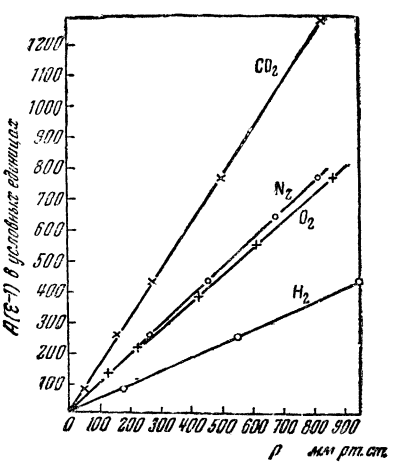


Рис. 48. Зависимость величины (ε — 1) для газов от давления. A — постоянная величина.

вместе с увеличением давления газа; величина (ε—1) приближенно пропорциональна плотности газа (рис. 48).

Твердые изоляторы имеют диэлектрическую постоянную, сильно зависящую от их молекулярного состава и структуры:

	ε		ε
Бумага	около 2	Дерево	от 2 до 8
Эбонит, сургуч, янтарь	от 2 до 3	Слюда	от 6 до 8
Парафин	около 2	Стекло обыкновенное	от 4 до 6
Сера	около 4	» оптическое (флинт)	до 10
Гуттаперча	около 4	Фарфор	6
		Мрамор	8

Диэлектрическая постоянная вещества в жидком состоянии обычно бывает больше, чем диэлектрическая постоянная того же вещества в твердом состоянии:

	ε		ε
Лед	2,85	Уксусная кислота твердая	4,1
Вода	81,7	» » жидкая	6,4
Этиловый спирт твердый	3,1	Синильная кислота твердая	6,4
» » жидкий	25,7	» » жидкая	95,0
Аммиак твердый	4,0	Бензол-ацетон твердый	2,8
» жидкий	16,2	» жидкий	15,4

С повышением температуры диэлектрическая постоянная жидких веществ уменьшается. На рис. 49 показано изменение диэлектрической постоянной этилового эфира в зависимости от температуры. Точка резкого возрастания диэлектрической постоянной соответствует температуре плавления. То, что в твердом состоянии большинство тел имеет диэлектрическую постоянную меньшую, чем в жидком, объясняется отсутствием или затрудненностью в твердом состоянии «ориентационного эффекта» (т. е. поворота дипольных молекул). По той же причине диэлектрическая постоянная твердых тел, как правило, мало зависит от температуры. Различие между полярными и неполярными веществами в отношении величины диэлектрической постоянной сильнее всего сказывается у жидкостей. Тепловое движение расстраивает ориентацию дипольных молекул, создаваемую электрическим полем. Поэтому при повышении температуры диэлектрическая постоянная полярных жидкостей существенно уменьшается. Диэлектрическая постоянная неполярных жидкостей мало зависит от температуры. На рис. 50 показан характерный для большинства веществ ход кривых, определяющих зависимость диэлектрической постоянной от температуры. Имеются вещества с громадным значением диэлектрической

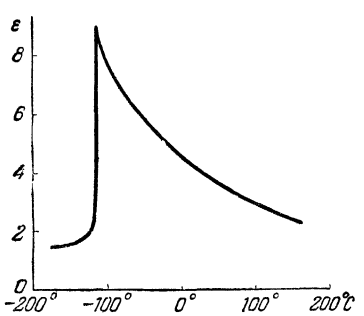


Рис 49. Диэлектрическая постоянная этилового эфира как функция температуры.

постоянной. Типичным представителем этой группы веществ является *сегнетова соль*, представляющая собой двойную натрокалиевую соль винной кислоты $NaKC_4H_6O_6 \cdot 4H_2O$; при комнатной температуре диэлектрическая постоянная сегнетовой соли достигает значения 10 000. Аномально большую диэлектрическую постоянную сегнетова соль имеет при температурах выше —20° С и ниже +25° С; вне этого интервала температур диэлектрические свойства сегнетовой соли сходны со свойствами обычных диэлектриков (рис. 51). Кристаллы фосфата калия KH_2PO_4 имеют аномально большую диэлектрическую постоянную в интервале температур от —190 до —130° С.

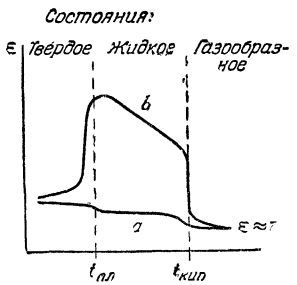


Рис. 50. Зависимость диэлектрической постоянной от температуры для неполярных (*a*) и полярных (*b*) веществ.

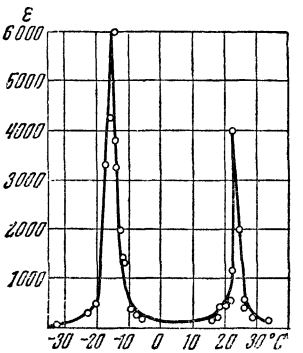


Рис 51. Диэлектрическая постоянная сегнетовой соли в зависимости от температуры для слабых полей.

Все вещества, имеющие аномально большую диэлектрическую постоянную, носят название *сегнетоэлектриков*. В отношении электрической поляризации сегнетоэлектрики обнаруживают полное сходство с намагничиванием железа: подобно железу, в котором наблюдаются (поясненные в § 63) явления остаточного намагничивания и магнитного гистерезиса, сегнетоэлектрики обнаруживают остаточную электрическую поляризацию и электрический гистерезис.

Диэлектрические свойства сегнетовой соли были обстоятельно изучены советскими учеными И. В. Курчатовым, П. П. Кобеко и др. в 1930—1934 гг. В 1944 г. советские физики Б. М. Вул и И. М. Гольдман обнаружили сегнетоэлектрические свойства у титаната бария $BaTiO_3$. Диэлектрическая постоянная титаната бария меньше, чем у сегнетовой соли и у фосфата калия, но все же достигает громадных значений 1000—2000 и при наличии некоторых примесей даже 8000 при 20° С. Практически титанат бария наиболее удобен для применения, так как сегнетоэлектрические свойства титаната бария сохраняются в широком интервале температур.

В меньшей мере сегнетоэлектрическими свойствами обладают и некоторые другие вещества: $NaNbO_3$, $PbZrO_3$ и т. д.

§ 20. Деформация поля диэлектриками

Влияние диэлектрика на электрическое поле заключается прежде всего в том, что диэлектрик ослабляет напряженность электрического поля. По обобщенному закону Кулона в однородной диэлектрической среде, имеющей диэлектрическую постоянную ε, электрические заряды взаимодействуют с силой, в ε раз меньшей, чем в вакууме. Соответственно и напряженность поля в однородной диэлектрической среде в ε раз меньше, чем в вакууме. Вместе с тем картина поля, даваемая линиями электрической индукции, остается в однородной диэлектрической среде такой же, как и в вакууме.

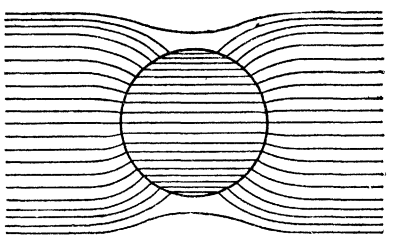


Рис. 52. Сгущение линий электрической индукции однородным диэлектрическим шаром, помещенным в однородном поле.

Когда только часть поля, образованного зарядами, размещенными в вакууме, заполнена кусками диэлектрика с диэлектрической постоянной ε, то напряженность поля E в этих диэлектрических телах ослабляется не в ε, а в несколько меньшее число раз. Поэтому *электрическая индукция* D, равная произведению напряженности поля на диэлектрическую постоянную, в диэлектрических телах *оказывается увеличенной* в сравнении с величиной, которую индукция имела бы в том же месте поля в отсутствие здесь диэлектрика. Таким образом, в отличие от однородной диэлектрической среды, которая не влияет на распределение линий индукции, неоднородная диэлектрическая среда вызывает перераспределение линий индукции. *Диэлектрические тела*, помещенные в электрическое поле, образованное в вакууме или в среде с меньшей диэлектрической постоянной, *сгущают в своем объеме линии электрической индукции*, как бы отбирая их у окружающего пространства (рис. 52); при этом общее число линий индукции в поле, конечно, не изменяется, так как по теореме Остроградского — Гаусса оно пропорционально количеству электричества в зарядах, образующих поле: $N=\sum 4\pi Q$. Линии электрической индукции в отличие от силовых линий не прерываются на границе двух диэлектриков. Это существенно облегчает исследование поля в неоднородной диэлектрической среде. Тем не менее построение полной картины поля при наличии в поле диэлектрических тел несимметричной формы является сложной задачей. Деформация поля, вызываемая диэлектрическими телами, заключается, как было пояснено выше, во-первых, в уменьшении напряженности поля в этих телах, а отчасти и около них, и, во-вторых, в сгущении линий индукции в диэлектрических телах. В

одних случаях, при заполнении большой части поля однородным диэлектриком, преобладает *эффект ослабления напряженности поля*; в других случаях, при наличии разъединенных диэлектрических тел, в деформации поля преобладает *эффект искажения хода линий индукции*. Характер деформации поля и величина деформации зависят от свойств, формы, размеров и расположения диэлектрических тел в поле, а также и от самого строения поля, т. е. от расположения зарядов, образующих поле. При всем разнообразии возможных здесь случаев все они имеют единую основу, а именно: *всегда деформация поля, вызываемая диэлектриками, представляет собой только проявление электрической поляризации диэлектрика.*

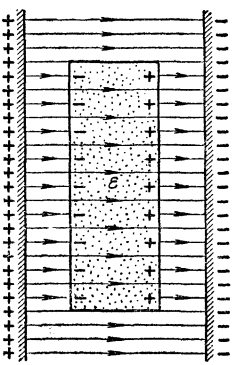


Рис. 53. Явление поляризации вызывает ослабление поля (уменьшение числа силовых линий) в диэлектрике.

Как уже было пояснено в предыдущем параграфе, поляризация диэлектрика состоит в том, что под действием поля внутримолекулярные положительные заряды смещаются в одну сторону, а отрицательные — в другую; так образуются мягкие диполи; в то же время жесткие молекулярные диполи, если они имеются, поворачиваются в направлении поля. В итоге диэлектрик приобретает некоторый *электрический момент M_e, равный геометрической сумме электрических моментов всех молекул диэлектрика.*

Момент, приходящийся на единицу объема диэлектрика, называют *поляризованностью диэлектрика* и обозначают через I:

$$\frac{M_e}{v} = I \tag{2}$$

(здесь v — объем, занятый диэлектриком).

Весьма замечательным является факт, что о б ъ е м н ы й эффект поляризации диэлектрика всегда приводит только к таким деформациям поля, которые можно считать вызванными проявлением п о в е р х н о с т н о й плотности зарядов поляризации.

Обратимся, например, к случаю поля, образованного двумя параллельными, бесконечно протяженными, противоположно заряженными пластинами, между которыми вначале был только вакуум, и тогда напряженность во всех точках поля была E^0, а затем в поле был внесен диэлектрик в форме тонкой пластинки, помещенной перпендикулярно к направлению поля (рис. 53). Допустим, что мы как-либо запечатлели картину поля, деформированного присутствием диэлектрика. Удалим теперь диэлектрик и постараемся в точности ту же деформацию поля, которая была вызвана присут-

ствием диэлектрика, вызвать внесением в поле дополнительных зарядов. Очевидно, что мы можем достигнуть этого, разместив дополнительные заряды в тех местах поля, где перед этим располагались грани пластины, перпендикулярные к направлению поля. Количество зарядов должно быть таким, чтобы электрический момент объема, поверхность которого раньше ограничивала пластинку, был как раз равен M_e. Если толщина пластинки есть l, то для достижения указанной цели на упомянутых гранях нужно будет разместить с равномерной плотностью противоположные по знаку количества электричества $+Q$ и $-Q$, определяемые из соотношения

$$M_e = Q \cdot l$$

и создающие поле, противоположное по направлению основному полю.

Эти заряды, которые нужно было бы разместить по поверхности, ограничивавшей диэлектрик, чтобы, изъяв диэлектрик, сохранить ту же деформацию поля, которая вызывалась поляризацией диэлектрика, называют *связанными зарядами поляризации*. Создаваемое ими поле называют *обратным полем*.

Можно доказать в самом общем виде, что, каковы бы ни были форма и число диэлектриков и каково бы ни было поле, деформированное их присутствием, всегда *можно, изъяв из поля все эти диэлектрики, сохранить вызванную ими картину поля, распределив по поверхностям, ограничивавшим ранее диэлектрики, некоторое количество зарядов* («зарядов поляризации»), алгебраическая сумма которых всегда равна нулю. Это так называемая *теорема эквивалентности поляризации диэлектрика и распределения по его поверхности зарядов поляризации*.

Указанные заряды поляризации можно рассматривать как вытесняемые на поверхность диэлектрика заряды элементарных молекулярных диполей; что касается всех остальных зарядов молекулярных диполей, не вытесненных наружу, а оставшихся внутри диэлектрика, то их действие вследствие равенства величин зарядов, противоположности их знаков и тесного расположения зарядов взаимно нейтрализуется.

Нетрудно убедиться, что поверхностная плотность зарядов поляризации σ может служить мерой поляризованности I равномерно поляризованного диэлектрика. Действительно, возвращаясь к рассмотренному нами случаю (рис. 53), обозначим площадь грани пластинки через S; тогда плотность зарядов поляризации

$$\sigma = \frac{Q}{S};$$

но $M_e = Q \cdot l$, а объем $v = S \cdot l$; стало быть,

$$I = \frac{M_e}{v} = \frac{Q \cdot l}{S \cdot l} = \frac{Q}{S} = \sigma,$$

т. е. *поляризованность равномерно поляризованного диэлектрика измеряется плотностью зарядов поляризации* на поверхностях, ограничивающих диэлектрическое тело и перпендикулярных к направлению поля.

В более общем случае, когда рассматриваемая площадка поверхности, ограничивающей диэлектрик, не перпендикулярна к линиям поля, но составляет с ними угол $\frac{\pi}{2} - \varphi$,

$$\sigma = I \cos \varphi. \tag{3}$$

Таким образом, для выяснения полной картины той деформации поля, которая создается внесением в электрическое поле диэлектрика, имеющего любую форму, нужно вычислить плотность зарядов поляризации σ. Распределение зарядов поляризации по поверхности диэлектрика определяется напряженностью установившегося в диэлектрике поля E, формой диэлектрика и его диэлектрической постоянной ε.

Рассмотрим несколько подробнее поляризацию диэлектрической пластины, помещенной в однородное электрическое поле, напряженность которого в вакууме при отсутствии пластины равна E^0 (рис. 53). Вследствие поляризации на гранях пластины, перпендикулярных к направлению поля, возникают заряды поляризации, имеющие плотность $\sigma = I$. Если, удалив диэлектрик, сохранить указанные заряды на поверхностях, которые ограничивали пластину, то действие этих зарядов останется равносильным действию поляризованного диэлектрика. Очевидно, что эти заряды создают обратное поле, напряженность которого по теореме Остроградского — Гаусса равна $E_{обр} = 4\pi\sigma$. Это поле направлено между гранями пластинки противоположно внешнему полю и поэтому оно ослабляет поле E^0, так что в итоге напряженность поля в объеме, который был занят диэлектрической пластиной, становится равной

$$E = E^0 - E_{обр}.$$

Такая напряженность поля E должна иметься и в поляризованном диэлектрике. Но, с другой стороны, если диэлектрическая пластина занимает все пространство между обкладками конденсатора, то напряженность поля в диэлектрике будет в ε раз меньше, чем в вакууме, т. е. $E = \frac{E^0}{\varepsilon}$. Когда диэлектрическая пластина занимает не все пространство между обкладками конденсатора, то сохраняется такое же соотношение $E^0 = \varepsilon E$, так как поток индукции через грани пластины, перпендикулярные к направлению поля, и в этом случае остается неизменным. Подставляя выражение $E^0 = \varepsilon E$ в предыдущее уравнение и учитывая, что $E_{обр} = 4\pi\sigma$, получаем:

$$E = \varepsilon E - 4\pi\sigma.$$

Отсюда находим, что *плотность зарядов поляризации на гранях диэлектрической пластины, перпендикулярных к направлению поля, определяется формулой*

$$\sigma = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E, \tag{4}$$

где E, как уже было отмечено, представляет собой напряженность поля в поляризованном диэлектрике.

Когда грани пластины составляют угол $\frac{\pi}{2} - \varphi$ с направлением поля, то сохраняется та же формула, но в нее вместо величины E должна быть поставлена нормальная составляющая напряженности поля в диэлектрике $E_n = E\cos\varphi$.

Аналогично решается задача для более общего случая, когда диэлектрическая пластина ε окружена средой ε_0 и находится в однородном поле, имеющем в среде ε_0 напряженность E^0. В этом случае $E_{\text{обр}} = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon_0}$ и $\varepsilon_0 E_n^0 = \varepsilon E_n$. Принимая это во внимание и в остальном повторяя приведенные выше рассуждения, нетрудно убедиться, что в указанном более общем случае плотность зарядов поляризации определяется формулой

$$\sigma = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{4\pi} E_n.$$

Эта формула остается справедливой для однородно поляризованных тел любой формы. Однако полное вычисление плотности зарядов поляризации для диэлектриков произвольной формы, помещенных хотя бы и в однородное поле, сопряжено с некоторыми трудностями. Дело в том, что поляризация диэлектрика определяется напряженностью поля E внутри диэлектрического тела, а напряженность поля в диэлектрическом теле в свою очередь сама зависит от плотности зарядов поляризации, которая должна быть найдена. Понятно, что задача становится еще более трудной, когда диэлектрическое тело помещено в неоднородное поле.

Для приложений важен случай *диэлектрического шара, помещенного в однородное поле*. Не приводя вычислений, отметим, что когда однородный диэлектрический шар с диэлектрической постоянной ε окружен средой с диэлектрической постоянной ε_0 и помещен в поле с постоянной по величине и направлению напряженностью, которая в среде ε_0 равна E^0, шар приобретает однородную по величине и направлению поляризованность:

$$I = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{4\pi} E,$$

где E—напряженность поля внутри диэлектрического шара, которая в этом случае оказывается связанной с напряженностью E^0 формулой

$$E = \frac{3\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} E^0.$$

Если эти соотношения сопоставить с (3), то для плотности зарядов поляризации на поверхности шара получается выражение

$$\sigma = \frac{3\varepsilon_0}{4\pi} \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \cdot E^0 \cos\varphi,$$

где φ—угол между радиусом шара, проведенным к данной точке его поверхности, и направлением поля.

Заряды поляризации создают обратное поле, которое всюду внутри шара одинаково и равно

$$E_{\text{обр}} = \frac{4\pi}{3\varepsilon_0} \cdot I = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \cdot E^0.$$

Это обратное поле ослабляет основное поле E^0, так что указанная выше действительная напряженность поля внутри шара равна $E = E^0 - E_{\text{обр}}$.

Следует обратить внимание на то, что вследствие постоянства поляризованности диэлектрического шара в однородном поле *суммарный диэлектрический момент* M_e шара, равный произведению поляризованности на объем шара, *оказывается пропорциональным кубу радиуса a шара*:

$$M_e = \frac{4}{3}\pi a^3 \cdot I = a^3 \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \cdot \varepsilon_0 E^0.$$

Приведенные формулы для шара остаются справедливыми и в предельном случае, когда диэлектрическая постоянная шара бесконечно велика, что соответствует случаю проводящего шара, находящегося в однородном поле и среде ε_0. Тогда напряженность поля внутри шара $E = 0$, а электрический момент шара, вызванный индуцированными на нем зарядами, равен

$$M_e = a^3 \varepsilon_0 E^0.$$

Наряду с задачей о вычислении деформации поля, производимой каким-либо диэлектрическим телом, внесенным в поле, немало приложений имеет близкая к ней задача о вычислении силы взаимодействия между зарядом, образующим поле, и диэлектрическим телом, помещенным в это поле.

Электрический заряд, находящийся вблизи диэлектрика, вызывает поляризацию диэлектрика, и вследствие этого заряд притягивается диэлектриком. Вычисления показывают, что заряд Q, находящийся на расстоянии a от большой плоской поверхности диэлектрика с диэлектрической постоянной ε, притягивается диэлектриком с силой

$$f = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cdot \frac{Q^2}{(2a)^2}.$$

Сопоставляя эту силу с силой притяжения заряда к проводнику (§ 11), мы видим, что для диэлектриков с большими значениями ε они близки по величине. Например, к оптическому стеклу, для которого $\varepsilon \approx 10$, заряд притягивается с силой, составляющей $^9/_{11}$ силы притяжения проводником того же заряда на том же расстоянии.

§ 21. Электрическая восприимчивость

Податливость вещества явлению электрической поляризации определяется отношением поляризованности I к напряженности поля E в диэлектрике; это отношение называют *электрической восприимчивостью* и обозначают через χ:

$$I = \chi E. \tag{5}$$

Определим связь электрической восприимчивости с диэлектрической постоянной ε.

Соотношение между этими величинами может быть получено сопоставлением формулы (5) с формулой (4), выведенной в предыдущем параграфе: $\chi = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ или $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$. Ввиду важности этого уравнения приведем еще второй его вывод.

Допустим, что где-либо в толще диэлектрика, заполняющего пространство между обкладками плоского конденсатора, имеется тонкий вакуумный зазор, перпендикулярный к направлению поля (рис. 54). Как уже было пояснено в § 6, напряженностью поля в таком зазоре $E_{\text{зазор}}$ измеряется электрическая индукция в диэлектрике (индукция в диэлектрике и в зазоре одинакова, $D = D_{\text{зазор}}$, а поскольку диэлектрическая постоянная вакуума $\varepsilon_0 = 1$, то индукция равна напряженности поля в зазоре):

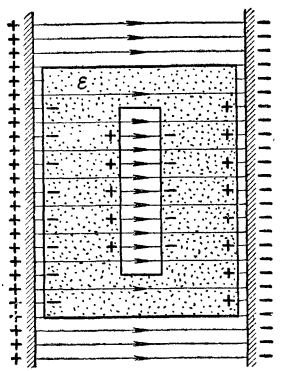


Рис. 54 Напряженность поля в зазоре. $E_{\text{зазор}} = \varepsilon E = E + 4\pi I$

$$D = \varepsilon E = E_{\text{зазор}}.$$

С другой стороны, очевидно, что поле в указанном зазоре слагается из поля, которое создается зарядами конденсатора при наличии между пластинами диэлектрика (напряженность этого поля E), и поля, создаваемого зарядами поляризации, распределенными с плотностью σ по поверхностям диэлектрика, ограничивающим зазор; напряженность этого поля обозначим E_σ:

$$\varepsilon E = E_{\text{зазор}} = E + E_\sigma.$$

По теореме Остроградского — Гаусса $E_\sigma = 4\pi\sigma$. Но плотность зарядов поляризации равна, как было доказано в предыдущем параграфе, поляризованности диэлектрика: $\sigma = I$, а по определению электрической восприимчивости $I = \chi E$. Стало быть, $E_\sigma = 4\pi\chi E$. Подставляя это выражение в предыдущее уравнение и сокращая все члены на E, получаем соотношение, связывающее ε с χ:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi \tag{6}$$

или, иначе,

$$\chi = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}. \tag{7}$$

Из приведенного в начале параграфа определения электрической восприимчивости мы видим, что эта величина является мерой податливости диэлектрика явлению поляризации: чем больше электрическая восприимчивость, тем сильнее поляризуется диэлектрик при заданной напряженности внутреннего поля в нем. Так как диэлект-

рическая постоянная вакуума равна единице, то формула (7) указывает, что податливость диэлектрика явлению поляризации пропорциональна превышению диэлектрической постоянной среды над диэлектрической постоянной вакуума.

Вернемся к уравнению $\varepsilon E = E + E_\sigma$, где $E_\sigma = 4\pi\sigma$, или, что то же, $E_\sigma = 4\pi I$. Рассматривая это уравнение как векторное, его можно переписать так:

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi\boldsymbol{I}. \tag{8}$$

Когда направления вектора напряженности поля в диэлектрике $\boldsymbol{E}$ и вектора поляризованности $\boldsymbol{I}$ совпадают, то это уравнение вследствие соотношений (5) и (6) равносильно обычному определению электрической индукции: $\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E}$.

Но в анизотропном диэлектрике возможны случаи, когда направления векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{I}$ не совпадают (например, если молекулярные заряды в кристалле раздвигаются под действием поля в направлении определенной кристаллографической оси, а кристалл ориентирован в поле так, что направление напряженности внутреннего поля не совпадает с этой осью). В подобных случаях *уравнение* (8) *рассматривают как определение вектора индукции в анизотропной среде.* Электрическая восприимчивость анизотропной среды может быть неодинаковой по различным направлениям; тогда и диэлектрическая постоянная, вычисляемая по уравнению (6), тоже будет иметь неодинаковые значения для различных направлений.

Электрическая восприимчивость всех веществ положительна, так как диэлектрическая постоянная у всех веществ больше единицы. Означает ли это, что когда мы вводим какую-либо диэлектрическую среду в пространство между наэлектризованными телами, которые раньше находились в вакууме, то сила взаимодействия наэлектризованных тел непременно уменьшается в ε раз, как это, казалось бы, следует из обобщенного закона Кулона? Здесь следует отметить, что закон Кулона определяет силу взаимодействия между *неизменными зарядами* В случае, когда наэлектризованные проводники соединены с источниками электродвижущей силы, которые поддерживают их потенциал постоянным, влияние диэлектрической среды сказывается, прежде всего, в том что потенциал проводников уменьшается в ε раз (иначе говоря, в ε раз увеличивается их взаимная электроемкость). Это приводит к притеканию новых зарядов от источников электродвижущей силы, причем потенциалы проводников приобретают первоначальную величину, когда заряд каждого из проводников увеличится в ε раз. В связи с этим произведение взаимодействующих зарядов проводников увеличивается в ε^2 раз, а так как сила взаимодействия между этими зарядами вследствие влияния среды в то же время уменьшается в ε раз, то в итоге *сила взаимодействия наэлектризованных проводников, потенциалы которых поддерживаются неизменными, благодаря влиянию среды*

возрастает в ε раз. На основании сказанного понятно, что в случае, когда один из взаимодействующих проводников изолирован (заряд его постоянен), а у другого проводника поддерживается постоянным его потенциал, свойства диэлектрической среды никак не сказываются на силе взаимодействия этих проводников.

§ 22. Электронная теория диэлектриков

Атомы всех веществ состоят из положительно заряженных ядер и обращающихся вокруг них электронов.

Электрон, быстро движущийся по замкнутой орбите, в среднем по времени действует на какой-либо внешний заряд так, как если бы электрон находился в центре орбиты. Поэтому в отсутствие электрического поля центр среднего по времени расположения внутриатомных отрицательных зарядов совпадает с центром положительных зарядов, и атом в целом является «электрически недеятельной» системой. Но когда атом помещен в электрическое поле, то под действием поля положительное ядро атома смещается в одну сторону, а центр среднего по времени расположения внутриатомных электронов смещается в противоположную сторону, и атом в целом превращается в диполь, электрический момент которого пропорционален напряженности поля.

Подобно атомам, молекулы некоторых веществ являются «электрически недеятельными» (*неполярными*) системами; они приобретают дипольный момент только под действием поля и при устранении поля утрачивают дипольный момент (*мягкие диполи*, § 19). Для молекул других веществ (в особенности для молекул, построенных из ионов), как уже упоминалось в § 19, является характерным, что центр внутримолекулярных положительных зарядов у них не совпадает с центром отрицательных зарядов (*полярные* молекулы), вследствие чего такие молекулы и в отсутствие поля постоянно обладают некоторым дипольным моментом (*жесткие диполи*).

Обозначим напряженность электрического поля, действующего на внутримолекулярные заряды, через $E_{\text{внутр}}$; тогда момент мягкого диполя выразится формулой (1):

$$\mu_e = \alpha E_{\text{внутр}},$$

где α — *коэффициент поляризации*, имеющий различную величину для молекул разного рода. Если N есть число молекул в единице объема диэлектрика и если поляризация диэлектрика обусловливается наличием одних только мягких диполей, то очевидно, что электрический момент единицы объема диэлектрика, т. е. величина поляризованности I, выразится формулой

$$I = N\alpha \cdot E_{\text{внутр}}. \tag{9}$$

Приведенная формула внешне сходна с формулой, определяющей поляризованность диэлектрика через электрическую восприимчивость χ и напряженность поля внутри диэлектрика [формула (5)]:

$$I = \chi E.$$

Существенное различие этих двух формул заключается в том, что вторая из них составлена в предположении, что диэлектрик является непрерывной средой, тогда как формула (9) учитывает дискретное молекулярное строение диэлектрика. Очевидно, что напряженность поля в пространстве, часть которого занята молекулами диэлектрика, довольно резко меняется от точки к точке, так как на основное электрическое поле накладывается поле близлежащих молекулярных диполей. Ясно, что в формуле (9) под величиной $E_{\text{внутр}}$ следует подразумевать некоторое пространственно среднее значение напряженности внутреннего поля в дискретном диэлектрике. Подсчет показывает, что

$$E_{\text{внутр}} = E + \frac{4}{3}\pi I. \tag{10}$$

Это уравнение получается, если, следуя Лорентцу, мы представим себе, что вокруг рассматриваемой молекулы как центра описана микроскопическая сфера, за пределами которой находятся другие молекулы диэлектрика. Поляризация диэлектрика создает внутри такого сферического зазора дополнительное поле. Если бы зазор представлял собой продольную по полю узкую щель, то напряженность поля в нем была бы равна E (§ 6). В поперечном к полю узком зазоре напряженность поля равна $E+4\pi I$. В малом сферическом зазоре поле имеет напряженность $E + \frac{4}{3}\pi I$. Слагаемое $\frac{4}{3}\pi I$ представляет собой поле, создаваемое зарядами поляризации, распределенными по сферической поверхности. (Для случая диэлектрического шара, помещенного в однородное поле в вакууме, как было указано в предыдущем параграфе, величина $\frac{4}{3}\pi I$ определяет «обратное поле» в объеме диэлектрического шара; нетрудно сообразить, что в вакуумной сферической полости такое же поле направлено противоположно, т. е. в ту же сторону, как и основное поле.)

Если сопоставить уравнения электронной теории диэлектриков (9) и (10) с формулой (8):

$$D = E + 4\pi I,$$

то получается замечательное соотношение

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{4\pi}{3} N_{A_{\text{В}}} \alpha = P, \tag{11}$$

где M — молекулярный вес и ρ — плотность вещества.

Действительно, из уравнений (9) и (10) следует, что

$$I = N\alpha\left(E + \frac{4}{3}\pi I\right).$$

С другой стороны, по формуле (8)

$$I = \frac{D-E}{4\pi},$$

поэтому

$$\frac{D-E}{4\pi} = N\alpha\left(E + \frac{D-E}{3}\right),$$

или

$$\frac{D-E}{D+2E} = \frac{4\pi}{3}N\alpha.$$

Разделив числитель и знаменатель левой части этого уравнения на E и заменив $\frac{D}{E}$ через диэлектрическую постоянную ε, приходим к уравнению

$$\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2} = \frac{4\pi}{3}N\alpha.$$

Так как число молекул в единице объема во столько же раз меньше числа Авогадро, во сколько раз масса единицы объема меньше массы моля, то $N = N_{Ав}\cdot\frac{\rho}{M}$. Заменив в предыдущем уравнении N через $N_{Ав}\cdot\frac{\rho}{M}$, получаем уравнение (11).

Соотношение (11) носит название уравнения Клаузиуса — Мосотти. (Любопытно, что указанными авторами уравнение (11) было выведено на основе гипотезы, что диэлектрик состоит из мельчайших проводящих, но не соприкасающихся друг с другом шариков, дипольно электризующихся в поле по влиянию.)

Величину P называют *мольной поляризацией*. Эта величина, имеющая порядок произведения коэффициента поляризации на число Авогадро, не должна зависеть от температуры. У некоторых веществ, например кислорода, азота, углекислоты, предельных углеводородов, мольная поляризация $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\cdot\frac{M}{\rho}$ действительно не зависит от температуры.

Вычисления, основанные на современной теории строения атома, показали, что *коэффициент поляризации α равен кубу радиуса атома*. Следовательно, величина $\frac{4\pi}{3}\alpha$ представляет собой объем атома, а величина $\frac{4\pi}{3}\alpha N_{Ав}$, т. е. мольная поляризация P, представляет собой собственный объем всех атомов вещества в 1 грамм-атоме. Этот вывод справедлив и для некоторых химически сложных ве-

ществ, молекулы которых не обладают жестким моментом (неполярные вещества). В этом случае величина P примерно равна собственному объему всех молекул в одном моле вещества. Ван-дер-вальсовская объемная поправка b (т. I, § 110) теоретически должна в четыре раза превышать собственный объем молекул. Следовательно, мольная поляризация P для неполярных веществ связана с ван-дер-вальсовской константой b простым соотношением

$$P = \frac{b}{4}.$$

У всех полярных веществ мольная поляризация значительно превышает величину $\frac{b}{4}$ и с повышением температуры не остается постоянной, но убывает.

Теория жесткодипольных (полярных) диэлектриков была разработана Дебаем по аналогии с ранее созданной Ланжевеном (1905 г.) теорией намагничивания парамагнитных веществ.

В отсутствие поля вследствие молекулярно-теплового движения диполи ориентированы беспорядочно, и в среднем по общему числу молекул проекция дипольного момента $\bar{\mu}_e$ на какое-либо направление равна нулю. Под действием поля молекулярные диполи ориентируются в определенном направлении (по полю), но молекулярно-тепловое движение в той или иной мере расстраивает эту ориентацию. При данной температуре, чем больше напряженность поля, тем большее число молекулярных диполей будет ориентировано по полю. О степени ориентации можно судить по величине *средней проекции дипольного момента* $\bar{\mu}_e$ *на направление поля* (рассчитанной на одну молекулу). Когда все молекулы ориентированы по полю, то $\bar{\mu}_e = \mu_e$, где μ_e — жесткий момент молекулярного диполя; когда ориентация отсутствует, то $\bar{\mu}_e = 0$. Параллельно с возрастанием степени ориентации отношение $\frac{\bar{\mu}_e}{\mu_e}$ возрастает от нуля до единицы. При температуре T и напряженности поля $E_{\text{внутр}}$ указанное отношение, как показывают вычисления, определяется так называемой *функцией Ланжевена*:

$$\frac{\bar{\mu}_e}{\mu_e} = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x}, \tag{12}$$

где

$$\operatorname{cth} x = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}}, \quad x = \frac{\mu_e E_{\text{внутр}}}{kT}$$

(k — больцманова постоянная).

При малых x, т. е. при малой напряженности поля или при достаточно высокой температуре, функция Ланжевена приобретает

значение $\frac{x}{3}$, так что в этом случае

$$\bar{\mu}_e = \frac{\mu_e x}{3} = \frac{\mu_e^2 E_{\text{внутр}}}{3kT}. \tag{13}$$

Эффект, вызванный ориентацией диполей, слагается с индуцированной поляризацией, вследствие чего уравнение (9) заменяется уравнением

$$I = N\left(\alpha + \frac{\mu_e^2}{3kT}\right) E_{\text{внутр}}. \tag{14}$$

В итоге вместо уравнения Клаузиуса — Мосотти получается нижеследующее уравнение Дебая:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\frac{M}{\rho} = P = \frac{4\pi}{3} N\left(\alpha + \frac{\mu_e^2}{3kT}\right). \tag{15}$$

Таким образом, по Дебаю, величина $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\frac{M}{\rho}$ при повышении температуры должна уменьшаться, что в действительности и имеет место для большинства веществ.

По уравнению Дебая, мольная поляризация $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\frac{M}{\rho}$ должна изменяться линейно относительно величины $\frac{1}{T}$. Прямые, показанные на рис. 55, построены по экспериментальным данным. Мы видим, что уравнение Дебая охватывает экспериментальные данные с большой точностью. По величине тангенса угла наклона «прямых Дебая» можно вычислить дипольные моменты молекул, так как согласно уравнению (15) тангенс угла наклона «прямой Дебая» пропорционален квадрату дипольного момента молекулы. Этим способом обычно и определяют дипольные моменты полярных молекул. Отрезки, отсекаемые «прямыми Дебая» на оси ординат, пропорциональны по уравнению (15) поляризуемости молекул α. Таким образом, измерение зависимости диэлектрической постоянной вещества от температуры позволяет вычислить и поляризуемость молекул, и их дипольный момент.

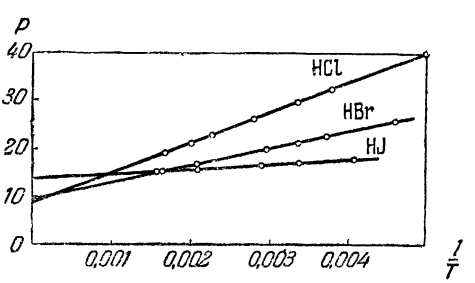


Рис. 55. Зависимость мольной поляризации от $\frac{1}{T}$. Прямые соответствуют уравнению Дебая, точки — экспериментальным данным.

В т. I, на стр. 517, указаны дипольные моменты ряда веществ. Большая диэлектрическая постоянная всегда свидетельствует о преобладающем влиянии ориентационного эффекта. Например, вода ($\varepsilon=81$) является типичным полярным веществом с моментом

$$\mu_e = 1{,}85 \cdot 10^{-18} \text{ эл.-ст. ед. заряда} \cdot см.$$

В последние годы множество исследований было посвящено выяснению связи между химическим строением молекулы и величиной ее электрического момента. Для молекулярной физики и для многих отделов физической химии эти исследования имеют главенствующее значение, так как позволяют по химической формуле вещества предугадать поведение этого вещества в различных химико-технологических процессах.

Симметрично построенные молекулы обычно неполярны, т.е. не обладают жестким дипольным моментом. Так, близки к нулю дипольные моменты двухатомных газов H_2, N_2, молекул тетраэдрической симметрии CH_4, CCl_4; неполярны также соединения парафинового ряда.

Ярко выраженными полярными веществами являются спирты и эфиры, имеющие дипольные моменты, в большинстве случаев близкие к вышеуказанному значению дипольного момента воды. Органические кислоты имеют дипольные моменты, близкие к величине $1{,}4 \cdot 10^{-18}$ эл.-ст. ед. заряда·*см*. Кетоны имеют дипольный момент $2{,}7 \cdot 10^{-18}$.

В сложных органических молекулах некоторым сочетаниям атомов («химическим связям») часто соответствуют вполне определенные дипольные моменты. Так, например, радикал C — O обладает дипольным моментом $0{,}7 \cdot 10^{-18}$, а радикал C=O обладает моментом $2{,}3 \cdot 10^{-18}$ эл.-ст. ед. заряда·*см*.

Поляризуемость атомов, как правило, приблизительно пропорциональна объему атома.

Элемент	F	Cl	Br	J	C	O
Поляризуемость $\alpha \cdot 10^{24}$ *см*^{3}	0,4	2,4	3,6	5,8	0,96	0,64

§ 23. Пьезоэлектрические и пироэлектрические явления

Поляризация кристаллического диэлектрика может происходить не только под действием электрического поля, но в случае некоторых кристаллов (из числа не имеющих центра симметрии) поляризация может быть вызвана механическим, а также и термическим воздействием. Электрическую поляризацию кристалла, вызванную его растяжением или сжатием, называют *пьезоэлектрическим эффектом* [1]), а поляризацию, происходящую при изменении температуры, называют *пироэлектрическим эффектом* [2]).

[1]) От греч. piezō — давлю.
[2]) От греч. pyr — огонь.

Пьезоэлектрические явления впервые были детально изучены братьями П. и Ж. Кюри (1880) на кристаллах турмалина и кварца. Эти явления можно наблюдать также на кристаллах сахара, сегнетовой соли, цинковой обманки и др. Наибольший эффект дают кристаллы сегнетовой соли, но практически применяются главным образом кристаллы кварца, обладающие большей прочностью.

Кристалл кварца имеет одну ось симметрии третьего порядка (эту ось называют «оптической осью») и три перпендикулярные к ней оси симметрии второго порядка, образующие между собой углы в 120°,— «электрические оси» (рис. 56). Для воспроизведения пьезоэлектрического эффекта из кристалла кварца вырезают прямоугольную пластинку с гранями, перпендикулярными к одной из электрических осей. Если такую пластинку сжимать или растягивать с боков (т. е. перпендикулярно к электрической оси — *поперечный эффект*), то на основных гранях пластинки вследствие поляризации появляются заряды противоположного знака, причем величина заряда строго пропорциональна сжимающей или растягивающей силе F:

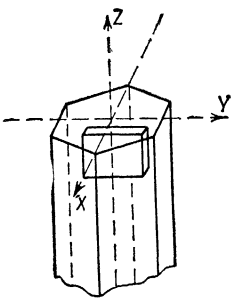


Рис. 56. Кристалл кварца.

$$Q = 6{,}45 \cdot 10^{-8} \frac{h}{l} F \text{ абс. эл.-ст. ед. заряда;}$$

здесь h — толщина пластинки, l — длина ее в направлении действия силы; h и l выражены в сантиметрах, F — в динах.

Если ту же пластинку сжимать или растягивать по толщине (т.е. параллельно электрической оси — *продольный эффект*), то на основных гранях пластинки появляются заряды, не зависящие от размеров пластинки:

$$Q = 6{,}45 \cdot 10^{-8} F \text{ абс. эл.-ст. ед. заряда.}$$

Если растяжение заменить на сжатие, то та грань пластинки, которая была заряжена положительно, теперь зарядится отрицательно, а другая грань пластинки, которая имела отрицательный заряд, получит положительный заряд. Переход от поперечной (по отношению к электрической оси) деформации — например, от поперечного растяжения — к продольной деформации (к продольному растяжению) также сопровождается переменой знаков зарядов (рис. 57).

Построен ряд приборов, где использован пьезоэлектрический эффект. Хорошо разработан и часто применяется *пьезоэлектрический манометр*: сочетание пьезокварца с электрическими приборами, которые позволяют усиливать и регистрировать колебания потенциала на пьезокварце, вызываемые изменениями давления. Этот метод точного, безынерционного измерения быстро меняющихся давлений

позволил разрешить ряд научных вопросов и нередко применяется в технике.

Пьезоэлектрический эффект обратим. А именно, если кварцевую пластинку — *пьезокварц* — поместить в электрическое поле (например, снабдив грани пластинки электродами и подведя к ним противоположные по знаку заряды), то пластинка деформируется по толщине и длине, как бы стремясь пьезоэлектрическим эффектом ослабить электрическое поле. Толщина пьезокварцевой пластинки изменяется пропорционально разности потенциалов, приложенной к граням пластинки.

Обратный пьезоэлектрический эффект (изменение размеров пьезокварца в электрическом поле) представляет собой частный случай более общего явления *электрострикции* — изменения размеров твердых и жидких диэлектриков при электрической поляризации.

Электрострикция пьезокварца используется по идее Ланжевена (1925 г.) для возбуждения ультразвуковых колебаний посредством *пьезокварцевых ультразвуковых генераторов*.

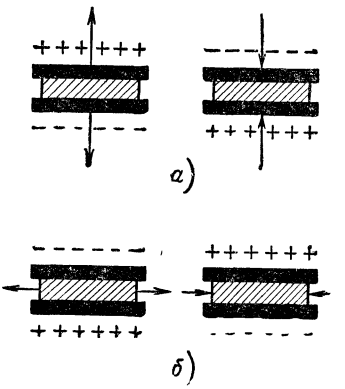


Рис. 57. *а* — поперечный пьезоэлектрический эффект; *б* — продольный пьезоэлектрический эффект.

Явление пироэлектричества обнаруживается почти у всех кристаллов. Однако нередко наблюдению этого явления препятствует электропроводность кристалла, вследствие которой образующиеся при нагревании или охлаждении заряды быстро стекают, нейтрализуются. Электризация возникает только вследствие процесса нагревания и охлаждения, и поэтому она наблюдается тем легче, чем быстрее происходит нагрев или охлаждение. Количество возникающего электричества примерно пропорционально разности температур. Отношение количества пироэлектричества к разности температур, вызвавшей электризацию, называют *пироэлектрической постоянной*:

$$\gamma = \frac{Q}{T_2 - T_1}.$$

Впервые пироэлектрические явления были обнаружены на кристаллах турмалина, но оказалось, что у кристаллов моногидрата сернокислого лития пироэлектрическая постоянная в 20 раз больше, чем у турмалина.

Теория пироэлектрических и пьезоэлектрических явлений была создана в 1914 г. С. А. Богуславским.

§ 24. Электроконвекционные явления (электрофорез, электроэндосмос и др.)

Электрическая поляризация и контактная электризация тел проявляются весьма разнообразно. Они приводят, в частности, к ряду *электроконвекционных* явлений, т. е. явлений, при которых наблюдается перемещение макроскопических количеств вещества под действием электрических сил.

В § 12 было пояснено, что возникновение контактной разности потенциалов при тесном соприкосновении разнородных тел происходит всегда и представляет собой результат выравнивания полных термодинамических потенциалов электронов в металлах или ионов в электролитах. Эта *контактная электризация* разнородных тел, проявляющаяся, в частности, в так называемой «электризации

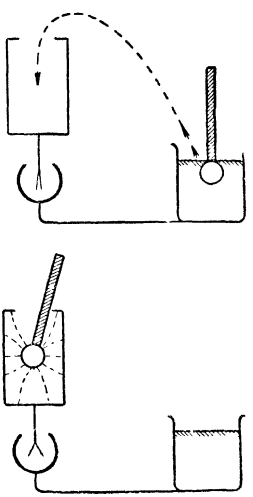


Рис. 58. Опыт, демонстрирующий электризацию при контакте.

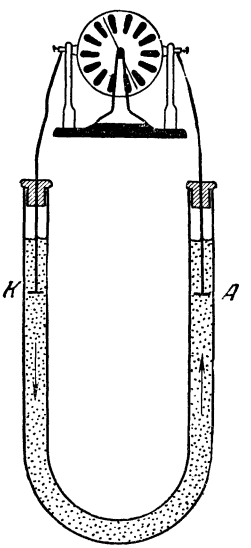


Рис. 59. Электрофорез.

при трении», обычно сопровождается (когда контакт окажется нарушенным) адсорбцией молекул и ионов на поверхностях, несущих заряды.

Частица какого-либо твердого вещества, погруженная в воду или другую жидкость, электризуется вследствие контактной разности потенциалов; жидкость приобретает противоположный заряд. На рис. 58 представлена схема опыта, доказывающего, что при погружении твердого тела в жидкость действительно происходит контактная электризация: парафиновый шарик на стеклянной ножке опускают в воду и затем переносят его в металлическую коробку («коробку Фарадея»), соединенную с электрометром. Этот опыт обнаруживает, что парафиновый шарик заряжается отрицательным электричеством, а вода приобретает положительный заряд.

Аналогично можно наблюдать контактную электризацию, погружая в ртуть стержень из стекла, сургуча, янтаря и т. д.

Электризация твердых частиц, взвешенных в жидкости, может быть обнаружена по их перемещению в электрическом поле. Схема такого опыта пока-

зана на рис. 59. Электрическое поле здесь создается между электродами *К* и *А* высоковольтной электрофорной машиной. В качестве «взвеси» можно взять любую металлическую суспензию в воде, взвесь глины, шеллака, крахмала, эмульсию водяных капель в анилине и т. д. Во всех перечисленных случаях взвешенные частицы или капельки заряжаются отрицательно и движутся к аноду. Их движение легко проследить, наблюдая взвесь в микроскоп. В других случаях взвешенные частицы, например частицы гидратов окисей металлов, метилвиолета, метиленовой сини и др., приобретают положительный заряд.

Описанное явление называют *электрофорезом* [1]) (часто его называют также *катафорезом*). Это явление было открыто Рейсом в 1807 г. в Москве; Рейс тогда же открыл и другое явление: *электроэндосмос* [2]). Электроэндосмос представляет собой электрофорез жидкости при неподвижности твердой фазы. Чтобы наблюдать перемещение жидкости в электрическом поле, в трубку с жидкостью помещают какое-либо пористое вещество — пемзу, пробку из ваты, войлока или песка и т. п. На рис. 60 показано, что вода, которая в большинстве случаев заряжается положительно, переместилась под действием электрического поля к катоду и уровень ее здесь несколько поднялся. Электроэндосмос можно осуществить, заменив пористое тело достаточно длинным и тонким капилляром.

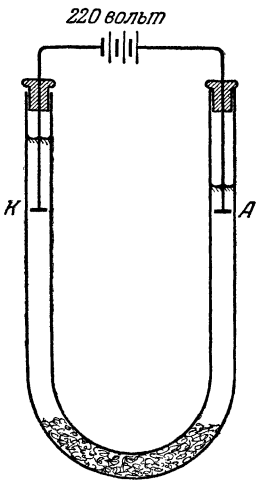


Рис. 60. Электроэндосмос.

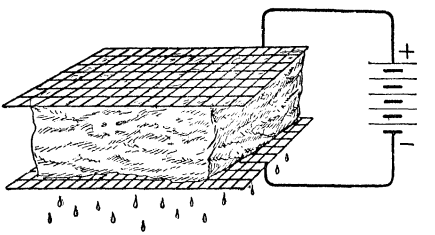


Рис. 61. Схема осуществления сушки посредством электроэндосмоса.

Электрофорез широко используется в коллоидной химии. Его применяют также при некоторых производственных процессах. Например, при производстве водонепроницаемых тканей при помощи электрофореза заполняют поры ткани тонко размельченным глиноземом или гидратом окиси алюминия.

Электроэндосмос довольно широко применяют в технике при холодной *электрической сушке* различных пористых и волокнистых веществ. На рис. 61 представлена схема опыта, поясняющего, как электроэндосмос используется для просушивания веществ. Тюк влажного пористого или волокнистого вещества помещают между металлическими сетками, которые служат электродами. Электроэндосмос заставляет воду перемещаться вниз, к катоду, и стекать сквозь сетку.

Электроконвекционные процессы применяют также при очистке каолина для производства высококачественного фарфора, при очистке фруктовых соков, при отделении эмульсий в нефтяной промышленности и т. д.

Электрофорез заключается в движении взвешенных в жидкости твердых частиц или капелек эмульсии под действием электрического поля. Но существует и обратное явление: вследствие движения взвешенных частиц в жидкости

---

[1]) От греч. phoros—несущий.
[2]) От греч. endon—внутри и osmos—толчок, движение.

возникает электрическое поле. На рис. 62 показана схема опыта, демонстрирующего явление, *обратное электрофорезу*. Песчинки падают через столб жидкости под действием силы тяжести. Между металлическими пластинками, помещенными у концов водяного столба, возникает электрическое поле, и вольтметр обнаруживает создавшуюся разность потенциалов.

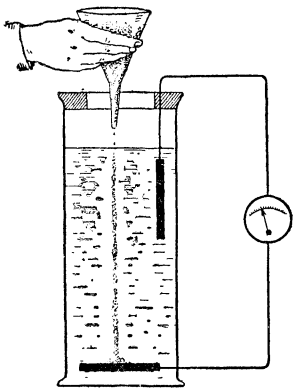


Рис. 62. Явление, обратное электрофорезу.

Существует также явление, *обратное электроэндосмосу*. Его открыл и исследовал в 1859 г. Квинке (рис. 63).

В цилиндрический сосуд подводится вода, которая действием избыточного давления Δp проталкивается через пористую пробку, разделяющую сосуд на две части. В левой и правой частях сосуда помещены платиновые пластинки, к которым припаяны провода, выведенные наружу для подключения к вольтметру. Проталкивание жидкости через пористое тело электризует жидкость, причем обычно так, что выходящая жидкость электризуется положительно, а жидкость, не успевшая проникнуть через пористую перегородку, приобретает отрицательный заряд. Возникающая на электродах разность потенциалов пропорциональна перепаду давления, проталкивающего жидкость; эта разность потенциалов зависит также от вещества жидкости и вещества перегородки, но не зависит ни от толщины, ни от величины поверхности пористой перегородки (если они не слишком малы). При проталкивании воды через пористую перегородку из кварцевого песка при разности давлений в одну атмосферу на электродах создается разность

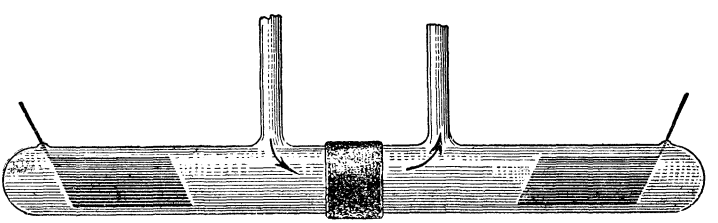


Рис. 63. Явление, обратное электроэндосмосу.

потенциалов около 7 *в*. При проталкивании воды через жженую глину под действием того же перепада давления в одну атмосферу создается разность потенциалов всего 0,4 *в*.

Теория описанных явлений была разработана Гельмгольцем, М. Смолуховским и др.

Вследствие электрической поляризации диэлектрики, внесенные в электрическое поле, оказываются под действием механической силы, которая увлекает диэлектрик в область максимальной напряженности поля. Притяжение наэлектризованными телами легких предметов — пушинок, пыли, кусочков бумаги — представляет собой простейший пример «пондеромоторного» действия электрического поля на диэлектрики. Это явление используют в технике, устраивая электрические улавливатели пыли, частиц дыма и т. п. (*электрофильтры*).

Капельки жидкого диэлектрика с большой диэлектрической постоянной, взвешенные в жидкости с меньшей диэлектрической постоянной, притягиваются наэлектризованным предметом, погруженным в жидкость. Иначе говоря, подобные капельки эмульсии, попадая в неоднородное электрическое поле, увлекают-

ся, подобно пушинкам в воздухе, в область максимальной напряженности поля (рис. 64).

Такие перемещения диэлектриков соответствуют принципу минимума потенциальной энергии. Действительно, возьмем, как наиболее простое, выражение потенциальной энергии металлического шарика радиуса r, имеющего заряд Q и находящегося в среде с диэлектрической постоянной ε:

$$W = \frac{Q^2}{2\varepsilon r} \qquad (16)$$

[эта формула получается из формул (11) и (3) главы II].

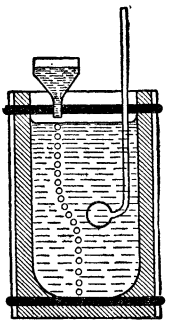


Рис. 64. Капли воды, падающие в легкое масло, притягиваются наэлектризованным телом.

Мы видим, что потенциальная энергия наэлектризованного шарика, или, иначе говоря, *энергия его электрического поля, убывает при увеличении диэлектрической постоянной вещества*, окружающего шарик. Механическая энергия перемещения диэлектрика с большой диэлектрической постоянной к наэлектризованному телу создается за счет убывания электрической энергии поля. Молекулярная картина этого явления состоит в том, что наэлектризованное тело поляризует диэлектрик и притягивает его с силой, которая равна геометрической сумме сил притяжения наэлектризованным телом всех молекулярных диполей диэлектрика.

Пузырьки любого газа в жидкости отталкиваются от наэлектризованного тела (рис. 65). Это понятно: жидкость как среда с большей, чем у газа, диэлектрической постоянной притягивается к наэлектризованному телу, что и создает в отношении пузырьков как бы выталкивательную силу, аналогичную архимедовой силе.

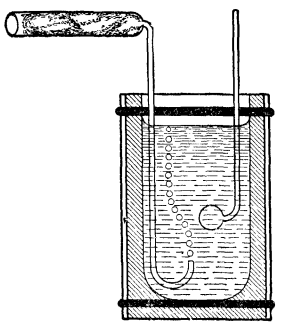


Рис. 65. Газовые пузырьки в жидкостях отталкиваются от наэлектризованного тела.

Немаловажную роль в явлениях природы играет электризация тел при их размельчении, диспергировании. Русский ученый Н. А. Гезехус (1901 г.) обнаружил, что во множестве случаев пыль, скользящая по поверхности тела, из которого она образовалась, электризуется отрицательно. Это можно проследить, царапая мрамор, гипс, эбонит, сухое дерево и т. п. Снежинки, поднимаемые ветром, также заряжаются отрицательно. Отрицательно заряжаются и брызги воды. Когда порывы ветра сообщают капелькам в облаках большую скорость и этим вызывают отделение от больших капелек мельчайших брызг, то облако мельчайших брызг оказывается заряженным отрицательно, а облака, которые составлены из более крупных капель, заряжаются положительно.

Более поздние экспериментальные исследования выявили ограниченную применимость правила Гезехуса; при диспергировании некоторых веществ (и в определенных условиях даже воды) мельчайшие брызги и пыль иногда заряжаются — в противоречии с правилом Гезехуса — положительно.

ГЛАВА IV

ПОСТОЯННЫЙ ТОК

§ 25. Величина тока. Электродвижущая сила и напряжение

Электрический ток представляет собой *движение электрических зарядов* и связанное с перемещением зарядов *движение электрического поля*.

Во многих случаях движение электрического поля, сопутствуя перемещению зарядов, происходит так, что силовые трубки поля скользят по поверхности проводника. В иных случаях происходит полная деформация электрического поля — его усиление или, наоборот, распад; иногда эти изменения электрического поля можно приближенно охарактеризовать как сокращение (при сближении разноименных зарядов) или, напротив, растяжение (при удалении зарядов) силовых трубок поля.

Под величиной I постоянного тока, или, как часто говорят, под «силой тока», подразумевают количество электричества, проходящего в одну секунду через поперечное сечение проводника. Таким образом, если за время t через поперечное сечение проводника проходит количество электричества Q, то величина тока равна

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

Если ток не постоянен, то под его величиной понимают отношение количества электричества, прошедшего через поперечное сечение проводника за элементарно малый промежуток времени, к этому промежутку времени, т. е.

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

Обращаясь к аналогии между электрическим током и током жидкости, мы видим, что величина тока соответствует в гидродинамических явлениях «секундному расходу жидкости», т. е. является обобщенной скоростью процесса. Поэтому нужно признать, что часто применяемое название этой величины — «сила тока» — искажает физический смысл величины I.

За единицу величины тока в практической системе единиц принимают такой ток, когда через поперечное сечение проводника в одну секунду проходит количество электричества, равное кулону; эту величину тока называют *ампером* в память о французском ученом Андрэ Ампере, который первый в 20-х годах XIX в. развил электродинамику. Очевидно, что

$$1 \text{ ампер} = 1\,\frac{\text{кулон}}{\text{сек}} = 3\cdot 10^{9} \text{ эл.-ст. ед. тока.}$$

Руководствуясь сведениями о взаимодействии токонесущих проводников (§ 65, формулы (3) и (4), где I дано в абсолютных электромагнитных единицах, составляющих 10 ампер, стр. 296 и 335—336) нетрудно обнаружить, что ток в 1 ампер, протекающий по двум длинным параллельным проводам весьма малого сечения, вызывает между ними силу взаимодействия $2\cdot 10^{-7}$ ньютонов, т. е. 0,02 дины.

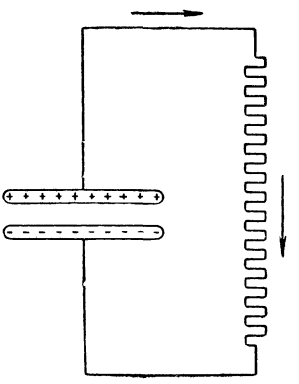


Рис. 66. Разрядный ток конденсатора возникает вследствие кулонова отталкивания одноименных зарядов.

Простейший по своему происхождению электрический ток возникает при нарушении ранее существовавшего электростатического равновесия (при «распаде» электрического поля). В этих случаях движение электричества вызывается кулоновым отталкиванием одноименных зарядов. Такой ток, однако, не постоянен и быстро прекращается: он ведет к выравниванию электрических потенциалов. Например, если пластины заряженного конденсатора соединить проводником (рис. 66), то возникнет ток разряда конденсатора. В своей начальной стадии этот процесс (подробнее о нем сказано в § 87), несомненно, вызывается кулоновыми силами и ведет к выравниванию потенциалов.

По исторически сложившейся традиции *за направление тока принимают то направление, по которому должно было бы двигаться положительное электричество*, т. е. направление падения потенциала. В действительности в проводниках первого рода электрический ток представляет собой движение электронов, которое происходит в сторону возрастания потенциала. В проводниках второго рода происходит встречное движение зарядов (ионов) противоположного знака. В этом случае при определении величины тока под количеством электричества, которое ежесекундно проходит через поперечное сечение проводника, понимают арифметическую сумму количеств электричества обоих знаков.

Причину, вызывающую или способную вызвать движение электрических зарядов, называют *электродвижущей силой* Под электродвижущей силой понимают величину, измеряемую *энергией*, которая *вносится или может быть внесена в цепь тока при перемещении по всей линии тока каждой единицы заряда.* Таким образом, под электродвижущей силой понимают однотипную энергетическую характеристику разнообразных процессов, вызывающих или способных вызвать электрический ток.

Существование электродвижущей силы как величины, которая в различных случаях вычисляется одним и тем же способом, связано с особыми свойствами электрического поля движущихся зарядов.

Электрическое поле, образованное движущимися зарядами, существенно отличается от электростатического поля. В электрическом поле, которое образовано движущимися зарядами, могут существовать *замкнутые силовые линии.* В этом случае работа перемещения «пробного» заряда зависит, как пояснено ниже, от пути перемещения. Действительно, возьмем две какие-либо точки на замкнутой силовой линии и переместим единицу положительного электричества из первой точки во вторую (рис. 67). Нетрудно сообразить, что затраченная работа («разность потенциалов» в этих точках) будет зависеть от того, как мы переместили заряд: «прямо» ли из первой точки во вторую или же предварительно провели заряд, один или несколько раз, вдоль всей замкнутой силовой линии. Очевидно, что, *перемещая единицу положительного электричества по направлению поля вдоль замкнутой силовой линии, мы будем каждый раз при совершении цикла получать некоторое количество работы, которая и является мерой электродвижущей силы* $\mathscr{E}$.

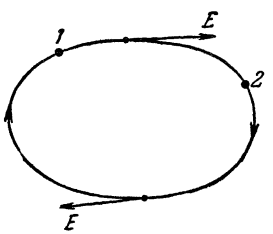


Рис. 67. Замкнутая силовая линия электрического поля, созданного движущимися зарядами.

Таким образом, про какие-либо две точки, лежащие на замкнутой силовой линии, можно сказать, что разность потенциалов для этих точек равна V_2-V_1, но с таким же основанием можно сказать, что упомянутая разность потенциалов равна $V_2-V_1+n\mathscr{E}$, где $\mathscr{E}$ есть электродвижущая сила, а n — любое целое число (число циклов, осуществленных попутно с перемещением заряда из точки *1* в точку *2*). Имея в виду эту *неоднозначность* потенциала, говорят, что поле, образованное движущимися зарядами, является в отличие от электростатического поля «непотенциальным полем».

По-прежнему понимая под напряженностью поля силу, действующую на положительную единицу заряда (независимо от того, вызвана ли эта сила кулоновым воздействием других зарядов или же она имеет какое-либо иное происхождение), обозначая по-прежнему

напряженность поля через E и учитывая, что *мерой электродвижущей силы является суммарная работа напряженности поля вдоль замкнутой силовой линии*, это единое для разнообразных случаев определение электродвижущей силы мы можем представить в виде формулы

$$\mathscr{E} = \oint E\,dl. \tag{1}$$

Здесь знак интеграла с пересекающим этот знак кружком означает, что интегрирование (суммирование элементарных работ) проводится вдоль замкнутой линии. Интеграл такого рода называют *циркуляцией* вектора $\boldsymbol{E}$.

В электростатическом поле нет замкнутых силовых линий. Потенциал электростатического поля всюду, во всех участках поля, имеет некоторые вполне определенные значения, он всюду *однозначен*. Циркуляция напряженности электростатического поля по всем замкнутым линиям равна нулю. Электродвижущие силы отсутствуют.

Но если в электростатическое поле внести проводник, который соединит заряженные тела, имевшие какую-то разность потенциалов, то равновесие нарушится, *деформированное поле уже не будет электростатическим* и существовавшая разность потенциалов сделается хотя бы кратковременно источником электродвижущей силы.

Особое, практическое значение имеет случай, когда замыкается цепь, содержащая проводники второго рода. В этом случае разность потенциалов при нарушении равновесия поддерживается действием электрохимических сил.

Электрическое поле разомкнутой цепи, содержащей гальванический элемент или аккумулятор, мало отличается от поля той же цепи, но замкнутой проводом, имеющим чрезвычайно большое сопротивление. Но в последнем случае в цепи циркулирует хотя бы исчезающе малый ток и ясно обнаруживается *замкнутость линии тока*, так как электричество нигде не накапливается, а, стало быть, обнаруживается также замкнутость хотя бы небольшой части силовых линий. С другой стороны, очевидно, что при разомкнутой цепи электрохимические силы и процессы, которые побуждают внутри электролита положительные заряды перемещаться к аноду [1]), уравновешены электростатическим отталкиванием положительных зарядов, уже собравшихся на аноде. Аналогичное равновесие существует и у другого электрода, зарядившегося отрицательно,— у катода [2]). Иначе говоря, итоговое, суммарное электрическое поле внутри электролита при разомкнутой цепи отсутствует. При замыкании внешней цепи проводником, имеющим чрезвычайно большое

---

[1]) От греч. anodos — путь вверх.
[2]) От греч. kathodos — схождение, спуск.

сопротивление, поле внутри электролита едва определяется; оно будет обладать ничтожной суммарной напряженностью, т. е. ничтожной густотой силовых линий, идущих здесь от катода к аноду (рис. 68). Так образуются замкнутые силовые линии, и из большого числа силовых линий внешнего поля между электродами замыкаются именно те линии, которые, нарушая электростатическое равновесие, создают поле в проводнике, замкнувшем цепь. Поскольку при состоянии, близком к равновесию, напряженность итогового электрического поля в электролите близка к нулю, то очевидно, что вычисление электродвижущей силы по формуле (1) в этом случае даст разность потенциалов на электродах:

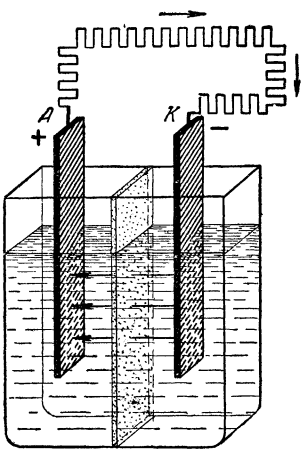


Рис. 68. При замыкании полюсов гальванического элемента в проводящей цепи образуются замкнутые силовые линии электрического поля.

$$\mathscr{E} = \oint E\,dl = V^+ - V^-.$$

Итак, *электродвижущая сила в цепи, содержащей гальванический элемент или аккумулятор, равна разности потенциалов, которая устанавливается на полюсах этой цепи в разомкнутом состоянии* (при этом имеется в виду, что цепь *разомкнута правильно*, т. е. что ее полюсы представляют собой проводники, одинаковые по своей химической природе). Сказанное справедливо и для других источников («генераторов») тока. Электродвижущая сила, создаваемая электрической машиной, равна разности потенциалов на ее разомкнутых клеммах.

Определяя электродвижущую силу по формуле (1), нередко расчленяют напряженность поля на два слагаемых: на «кулонову» силу $E^{\text{кул}}$, создаваемую в данной точке поля электростатическим действием зарядов, и на силу неэлектростатического происхождения, которую в этом смысле называют «сторонней», $E^{\text{стор}}$:

$$E = E^{\text{кул}} + E^{\text{стор}}.$$

Считая, что для кулоновой части напряженности поля циркуляция равна нулю,

$$\oint E^{\text{кул}} dl = 0,$$

можно уравнение (1) переписать так:

$$\mathscr{E} = \oint E\,dl = \oint E^{\text{стор}} dl. \qquad (2)$$

Стало быть, *электродвижущую силу можно рассматривать как энергию, вносимую в цепь тока действием сторонних сил* [1]).

Когда движение электрических зарядов происходит стационарно, т. е. когда по проводнику течет постоянный электрический ток, электрическое поле в н е проводника имеет много общего с электростатическим полем (потенциал здесь однозначен) и замкнутые силовые линии образуются только в поле в н у т р и проводника. Понятно, что поверхность проводника, по которому протекает постоянный ток, не является эквипотенциальной поверхностью, как в электростатическом поле. Вдоль проводника в направлении тока потенциал падает. Силовые линии внешнего электрического поля пересекают поверхность проводника, по которому течет постоянный ток, не перпендикулярно, как в электростатическом поле, а наклонно.

В конце § 11 было упомянуто, что потенциал проводника по отношению к земле часто называют *напряжением*.

Если в цепи поддерживается постоянный и не чрезмерно малый ток, то на полюсах генератора тока устанавливается разность потенциалов, меньшая, чем электродвижущая сила. Эту разность потенциалов называют *напряжением тока* (один из полюсов генератора тока часто бывает заземлен; но термин «напряжение тока» сохраняют и тогда, когда ни один из полюсов не заземлен). Иногда вместо «напряжение тока» говорят «вольтаж». Итак, *напряжение представляет собой часть электродвижущей силы и указывает работу, которую можно получить перемещая единицу положительного электричества «прямо»* (т. е. без совершения циклов по замкнутым силовым линиям) *от одного полюса генератора тока к другому полюсу по внешней цепи тока.*

Разность потенциалов в проводнике на каком-либо участке цепи тока часто называют *падением напряжения* (конечно, и в этом случае и вообще всегда, если не оговорено иное, разность потенциалов или падение напряжения определяют при «прямом» перемещении

---

[1]) Уравнение (2) является более узким, чем (1). Например, кратковременные электродвижущие силы, создающиеся при «распаде электростатического поля» и вызывающие разрядный ток, не учитываются уравнением (2). Многие авторы выделяют из «сторонних» сил еще ту силу, которая проявляется при электромагнитной индукции; тогда токи, возникающие в проводнике, когда он движется в магнитном поле, рассматривают, не вводя представления об индуцированных электродвижущих силах. Этим еще больше сужают трактовку электродвижущих сил, и в этом случае считают их происходящими только вследствие контакта разнородных тел. Если еще принять во внимание, что молекулярное электрическое поле, проявляющееся при электрохимических процессах, частью обусловлено кулоновым действием зарядов, связанных с ионами, а также электромагнитным действием внутриатомных зарядов, то становится очевидной крайняя условность представления о «сторонних» силах. В данном курсе трактовка электродвижущих сил по уравнению (2) упоминается только потому, что она принята в ряде других учебных руководств.

единицы заряда, т. е. без осуществления циклов по замкнутым силовым линиям).

Можно сказать, что если электродвижущая сила представляет собой меру энергии, вносимой в цепь тока при перемещении по цепи тока единицы заряда, то *напряжение тока представляет собой меру энергии, которая может быть отдана током во внешней цепи* также при перемещении единицы заряда.

В замкнутой цепи тока может быть объединено несколько источников тока. Их действие может или взаимно усиливаться, складываться, или же, при противоположном направлении создаваемого ими поля, взаимно ослабляться. Результирующая электродвижущая сила и в этом случае определяется так же, как и при наличии только одного источника тока, т. е. по уравнению (1). Результирующая электродвижущая сила, действующая в этом случае в цепи тока, равна алгебраической сумме электродвижущих сил, создаваемых отдельными источниками тока.

Из самого определения и физического смысла величин электродвижущей силы и падения напряжения следует, если принять во внимание принцип сохранения энергии, что *электродвижущая сила, действующая в замкнутой проводящей цепи, равна сумме падения напряжения во внешней части цепи и внутри источника тока*:

$$\mathscr{E} = \Delta V_{\text{внеш}} + \Delta V_{\text{внутр}}.$$

Когда цепь тока объединяет несколько источников тока, то *результирующая электродвижущая сила, представляющая собой алгебраическую сумму электродвижущих сил всех источников тока, равна алгебраической сумме падений напряжения на всех участках проводящей цепи*:

$$\mathscr{E}_{\text{рез}} = \sum \mathscr{E} = \sum \Delta V. \qquad (3)$$

Цепь электрического тока всегда является замкнутой. Часто цепь тока является вместе с тем замкнутой цепью проводников. При постоянном токе электричество нигде не накапливается; это прямо указывает на то, что движение электричества происходит по замкнутым линиям.

При токе, который не постоянен по величине, цепь тока может замыкаться через конденсатор. В этом случае в диэлектрике, который заполняет пространство между обкладками конденсатора, происходит смещение зарядов, сопутствующее изменению электрической поляризации диэлектрика. В совершенном вакууме между обкладками конденсатора, замыкающего цепь тока, происходят явления, сущность которых еще недостаточно выяснена, но которые соответствуют деформации фарадеевых силовых трубок. Об этих видах электрического тока в диэлектриках и в вакууме (о *токах смещения*) подробнее сказано ниже, при пояснении уравнений Максвелла (§ 76).

В ближайших главах рассматриваются обычный электрический *ток проводимости*, т. е. движение зарядов в проводниках первого и второго рода, а также явления электрического *пробоя* диэлектриков и *электронного и ионного тока в вакууме*.

Об одном из видов электрического тока — о *конвекционном токе*, когда движение зарядов в разрыве проводящей части цепи происходит совместно с перемещением капелек, крупинок или макроскопических масс вещества, связанных с перемещающимися зарядами, некоторые сведения уже сообщены в § 24, дополнительные сведения даны в § 76.

В ближайших главах излагается электрофизика постоянного тока. Далее будут рассмотрены способы возбуждения, свойства и некоторые применения переменного тока. Заключительные главы данной части курса посвящены обзору особых свойств и важнейших применений быстропеременных токов — электрических колебаний.

§ 26. Закон Ома. Законы Кирхгофа

На основе многочисленных опытов и руководствуясь формальной аналогией между постоянным электрическим током и установившимся, спокойным током жидкости, Ом в 1827 г. открыл закон, чрезвычайная точность которого была позже подтверждена самыми тщательными измерениями.

Закон Ома гласит:

Величина тока пропорциональна падению напряжения, т. е. разности потенциалов на концах проводника, и обратно пропорциональна сопротивлению проводника:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \tag{4}$$

Сопротивление же R, как показал Ом, зависит от длины проводника l, от площади его поперечного сечения S и, наконец, от того материала, из которого он изготовлен. Эта зависимость выражается формулой

$$R = \rho \frac{l}{S}. \tag{5}$$

Таким образом, *сопротивление проводника прямо пропорционально его длине и обратно пропорционально площади сечения*.

Коэффициент ρ, зависящий от материала проводника, называют его *удельным сопротивлением*.

Вместо понятия о сопротивлении проводника R часто применяют понятие о его *электропроводности*, подразумевая под этим величину, обратную величине сопротивления.

Точно так же вместо удельного сопротивления ρ часто применяют *удельную электропроводность* γ:

$$\gamma = \frac{1}{\rho}.$$

За практическую единицу сопротивления принимается сопротивление такого проводника, по которому при разности потенциалов на его концах, равной 1 вольту, проходит в секунду количество электричества в 1 кулон, т. е. проходит ток в 1 ампер. Такое сопротивление называют омом (*ом*).

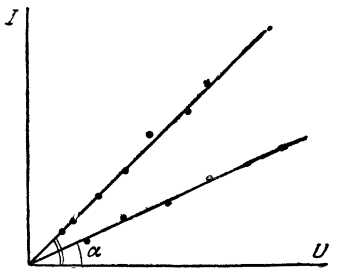


Рис. 69. Вольт-амперная характеристика по закону Ома. Для проводника с сопротивлением R наклон вольт-амперной характеристики определяется соотношением $\operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{R}$.

Сопротивление в миллион раз большее, чем ом, называют мегомом [1]) (сокращенно *мгом*). Иногда обозначают ом знаком Ω (греческая буква «омега»), а мегом — знаком $M\Omega$.

Если сопротивление R выражено в омах, длина l — в сантиметрах и сечение S — в квадратных сантиметрах, то удельное сопротивление ρ будет выражаться в *омосантиметрах*, т. е. в омах, помноженных на сантиметр.

В технике под удельным сопротивлением часто понимают сопротивление провода длиной 1 *м* с поперечным сечением 1 *мм*^{2}. Так как уменьшение поперечного сечения в 100 раз (1 *мм*^{2} вместо 1 *см*^{2}) приводит к увеличению сопротивления тоже в 100 раз и увеличение длины в 100 раз (1 *м* вместо 1 *см*) приводит к увеличению сопротивления еще в 100 раз, то очевидно, что

$$\rho_{\left(\text{в } ом\,\frac{мм^2}{м}\right)} = 10^4 \cdot \rho_{(\text{в } омосантиметрах)}.$$

На рис. 69 представлен график закона Ома. Каждая прямая соответствует определенному проводнику, который отличается от других проводников величиной электрического сопротивления. По оси абсцисс отложены величины падения напряжения на концах проводника U, а по оси ординат — величины тока в проводнике. Такой график называют *вольт-амперной характеристикой*. Как уже было сказано, закон Ома устанавливает прямую пропорциональность между величиной тока и падением напряжения на концах проводника. В вольт-амперной характеристике это соответствует прямым линиям, проходящим через начало координат. Тангенс угла наклона

---

[1]) От греч. megas—большой.

указанных прямых равен электропроводности $\frac{1}{R}$ взятых проводников.

Измерение сопротивлений чаще всего производят сравнением измеряемого сопротивления с эталонными сопротивлениями, которые изготовляют из проволок и пластинок таких металлов, проводимость которых мало меняется с изменением температуры. Набор эталонных сопротивлений, позволяющий путем комбинирования их получить все значения сопротивлений в некоторых пределах с интервалами в 0,01 ома, в 0,1 ома и в 1 ом, называют *магазином сопротивлений*.

Для регулировки величины тока применяют переменные сопротивления — *реостаты* разнообразных конструкций.

Закон Ома математически выражен выше в виде сочетания двух формул (4) и (5). Первую из них часто применяют для вычисления падения напряжения (падения потенциала) на концах проводника по величине тока и сопротивлению проводника:

$$V_1 - V_2 = IR. \qquad (6)$$

Коль скоро электрический ток I по всей длине цепи одинаков, то, очевидно, *падение потенциала в различных частях цепи будет пропорционально сопротивлению рассматриваемой части* (рис. 70).

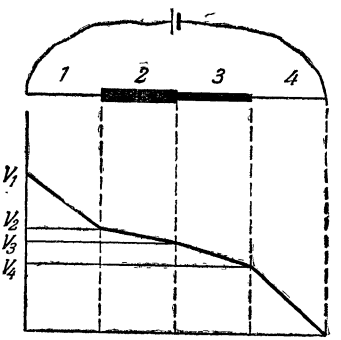


Рис. 70. Чем больше сопротивление отдельного участка проводника (участки *1* и *4*), тем больше в нем падение потенциала.

Движение электричества в проводниках, как показал Ом, можно уподобить движению с трением жидкости в какой-нибудь среде, например в песке, грунте или трубе с малым сечением. Законы этого движения аналогичны закону Ома для электрического тока. Величине электрического тока здесь соответствует количество воды q, протекающей ежесекундно через данное поперечное сечение, а разности потенциалов — разность давлений (напоров) или разность соответствующих манометрических высот $h_1 - h_2$. При токе жидкости

$$q = \frac{h_1 - h_2}{R}, \quad R = p\frac{l}{S},$$

где коэффициент p зависит от трения воды о песок или о стенки трубы.

Закон Ома справедлив как для проводников первого рода, так и для электролитов. Это — весьма точный и общий закон. Он справедлив не только для постоянного, но также и для переменного тока. Ограниченную применимость закон Ома имеет только в тех случаях,

когда «не хватает» частиц — носителей зарядов, что может наблюдаться при достаточно большом токе через слабо ионизированный газ и при разряде в вакууме. О таких отступлениях от закона Ома сказано в §§ 45 и 52.

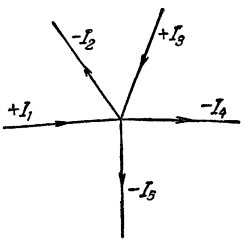


Рис 71. В точке встречи проводников алгебраическая сумма токов равна нулю.

Закон Ома определяет ток по падению напряжения или падение напряжения по величине тока для простейшей, неразветвленной цепи тока. В более сложных случаях расчет цепей тока производится на основе двух правил, указанных в 1847 г. Кирхгофом.

1. Снабдим токи, идущие по направлению к точке встречи нескольких проводников, знаком плюс (+), а токи, идущие от этой точки, знаком минус (—). Тогда согласно первому закону Кирхгофа *для каждой точки проводника алгебраическая сумма токов равна нулю* (рис. 71):

$$\sum I = 0.$$

Этот закон выражает то, что в любой момент времени в данную точку проводника притекает столько же электричества, сколько и утекает, так что в этой точке электричество не накопляется и не убывает.

2. Второй закон Кирхгофа относится к замкнутому контуру тока, состоящему из системы разветвленных проводников, и представляет собой обобщение закона Ома:

В замкнутом контуре тока алгебраическая сумма электродвижущих сил равна алгебраической сумме произведений токов на сопротивления отдельных участков цепи (рис. 72):

$$\sum \mathscr{E} = \sum IR.$$

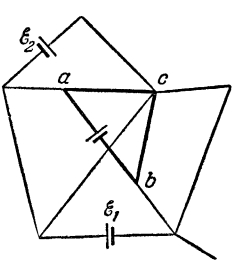


Рис. 72. В любом замкнутом контуре (например, *a*, *b*, *c*) алгебраическая сумма электродвижущих сил равна алгебраической сумме произведений величин токов на сопротивления отдельных участков цепи.

При этом токи, идущие в одном направлении следует считать положительными, идущие в противоположном направлении — отрицательными.

Вычисляя сумму произведений токов на сопротивления отдельных участков цепи, следует учитывать также и внутренние сопротивления источников тока.

Чтобы убедиться, что второй закон Кирхгофа представляет собой обобщение закона Ома, следует вспомнить сказанное в § 25. Там

было пояснено, что при наличии нескольких источников тока суммарная электродвижущая сила в замкнутой цепи равна сумме падений напряжения на всех участках цепи [формула (3)]. Заменяя падение напряжения на каждом участке цепи по закону Ома произведением из величины тока на сопротивление этой части цепи, получаем второй закон Кирхгофа.

Применим законы Кирхгофа к двум особенно важным случаям: к случаю последовательного соединения сопротивлений и к случаю параллельного соединения сопротивлений. В первом случае мы придем к закону Ома для замкнутой цепи. Во втором — к правилу, определяющему величину ответвленного тока.

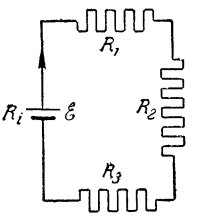


Рис. 73. Неразветвленная цепь тока.

Пусть имеется неразветвленная цепь тока (рис. 73), в которой действует электродвижущая сила гальванического элемента. Обозначим внутреннее сопротивление элемента через R_i, а сопротивления отдельных частей внешней цепи, замыкающей полюсы элемента, обозначим через R_1, R_2, R_3. Тогда на основании второго закона Кирхгофа, учитывая, что величина тока внутри элемента и во внешней цепи одинакова, получаем закон Ома для замкнутой цепи:

$$\mathscr{E} = I(R_i + R_1 + R_2 + R_3),$$

или

$$I = \frac{\mathscr{E}}{(R_i + R_1 + R_2 + R_3)}. \qquad (7)$$

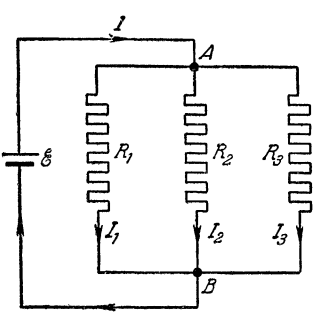


Рис. 74. Разветвление токов.

Мы видим, таким образом, что *общее сопротивление цепи, составленной из ряда последовательно соединенных сопротивлений, равно сумме отдельных сопротивлений.*

Для еще более общего случая, когда в замкнутой цепи действуют несколько источников электродвижущей силы, имеющих внутреннее сопротивление, равное ΣR_i, а сопротивление внешних участков цепи равно ΣR_e, согласно второму закону Кирхгофа, закон Ома должен быть записан в следующем виде:

$$I = \frac{\sum \mathscr{E}}{\sum R_i + \sum R_e}. \qquad \textbf{(7a)}$$

Теперь представим себе, что источник с электродвижущей силой $\mathscr{E}$ (рис. 74) замкнут проводником, который между точками A и B разветвляется на параллельные сопротивления R_1, R_2 и R_3.

Прилагая второй закон Кирхгофа к контуру тока AR_1BR_2, получим:

$$I_1R_1 - I_2R_2 = 0,$$

откуда

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1}. \tag{8}$$

Следовательно, *величины тока в двух параллельно включенных проводниках обратно пропорциональны сопротивлениям проводников.*

В каждом ответвлении величина тока по закону Ома будет:

$$I_1 = \frac{V_A - V_B}{R_1}, \quad I_2 = \frac{V_A - V_B}{R_2}, \quad I_3 = \frac{V_A - V_B}{R_3}.$$

По первому закону Кирхгофа, примененному к точке A или же к точке B,

$$I = I_1 + I_2 + I_3.$$

Следовательно,

$$I = (V_A - V_B)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}\right),$$

или

$$I = \frac{V_A - V_B}{R},$$

где R есть общее сопротивление разветвления; мы видим, что R определяется формулой

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}. \tag{9}$$

Итак, *общая проводимость разветвления равна сумме проводимостей каждой из ветвей.* Это справедливо для любого числа ветвей.

На практике ответвление тока часто приходится осуществлять так, чтобы через проводник с сопротивлением R_0 проходила определенная, например $\frac{1}{n}$, часть тока главной цепи I. Найдем сопротивление X, которое нужно приключить для этого к проводнику R_0. По формуле (8)

$$\frac{X}{R_0} = \frac{I_0}{I_X} \quad \text{и} \quad I = I_0 + I_X,$$

причем, по условию,

$$I_0 = \frac{1}{n} I, \quad \text{откуда} \quad I_X = \frac{n-1}{n} I.$$

Следовательно,

$$X = \frac{R_0}{n-1}. \qquad (10)$$

Таким образом, если через проводник R_0 нужно пропустить 0,1, или 0,01, или 0,001 тока в главной цепи, то к проводнику R_0 нужно параллельно приключить добавочный проводник [так называемый *шунт*[1])] с сопротивлением $X = \frac{1}{9}R_0$, или $\frac{1}{99}R_0$, или $\frac{1}{999}R_0$.

Приборы для измерения малых токов — *гальванометры* — часто приспособляют посредством шунта для измерения больших токов (рис. 75). Например, если приключить к гальванометру шунт, сопротивление которого в 999 раз меньше внутреннего сопротивления

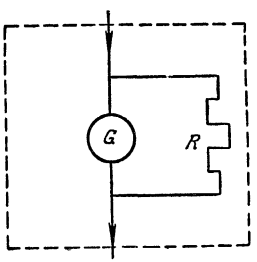


Рис. 75. Гальванометр с шунтом (схема некоторых амперметров).

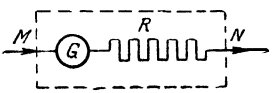


Рис. 76. Схема вольтметра. R — добавочное сопротивление.

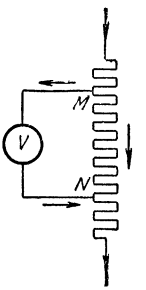


Рис. 77 Схема включения вольтметра.

гальванометра, то показания гальванометра, умноженные на 1000, дадут величину тока в главной цепи.

Если к чувствительному гальванометру вместо шунта присоединить последовательно достаточно большое сопротивление R, то получается прибор, пригодный для измерения напряжения тока,— *вольтметр* [добавочное сопротивление R обычно монтируют в коробке прибора и градуируют гальванометр так, чтобы отсчеты по его шкале непосредственно указывали разность потенциалов на зажимах MN прибора (рис. 76)]. Схема включения вольтметра показана на рис. 77. Очевидно, что чем больше сопротивление вольтметра (практически сопротивление R), тем меньше влияет приключение вольтметра на величину сопротивления цепи между точками M и N. Если сопротивление вольтметра недостаточно велико, то после приключения вольтметра сопротивление цепи между участками M и N сделается заметно меньше, чем было,и соответственно уменьшится падение напряжения на этом (теперь разветвленном) участке

[1]) От англ. shunt—запасный путь.

цепи, так что в этом случае показания вольтметра окажутся заниженными.

Ответвлением тока часто пользуются также для того, чтобы от источника большого напряжения тока получить ток меньшего напряжения. Для этой цели служат так называемые *потенциометры*, устройство которых понятно из рис. 78; на этом рисунке жирная стрелка символизирует контакт, скользящий по сопротивлению, на котором падает напряжение V_1-V_0; перемещая этот контакт, получаем в цепи ответвления, между клеммами *2* и *O*, любое падение напряжения V_2-V_0, меньшее, чем V_1-V_0.

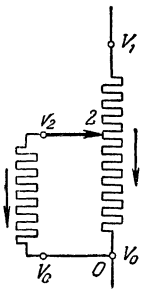


Рис. 78. Схема потенциометра (делителя напряжений).

В лабораторной практике часто применяют для измерения сопротивлений так называемый *мостик Уитстона*, схема которого показана на рис. 79.

На этом рисунке $\mathcal{E}$ означает источник тока, *G*—чувствительный гальванометр, *K*—ключ для замыкания тока, r_1, r_2, r_3 и r_4—сопротивления. Эти сопротивления всегда можно подобрать таким образом, что при замыкании ключа *K* ток в ветви *CB*, где включен гальванометр, будет отсутствовать. В этом случае потенциалы в точках *C* и *B* должны быть равны: $V_C=V_B$. Тогда весь ток, проходящий через сопротивление r_1, пройдет через сопротивление r_3, и весь ток, проходящий через сопротивление r_2, прой-

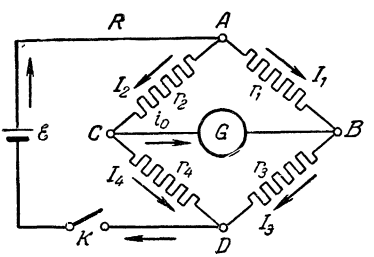


Рис. 79. Схема мостика Уитстона.

дет через сопротивление r_4; $I_1=I_3$ и $I_2=I_4$. Следовательно, принимая во внимание закон Ома и памятуя, что $V_C=V_B$, имеем:

$$\frac{V_A-V_B}{r_1}=\frac{V_B-V_D}{r_3} \quad \text{и} \quad \frac{V_A-V_B}{r_2}=\frac{V_B-V_D}{r_4},$$

откуда

$$\frac{r_1}{r_2}=\frac{r_3}{r_4},$$

т. е. *ток, проходящий через гальванометр, включенный по диагонали в мостик Уитстона, равен нулю, когда сопротивления ветвей мостика пропорциональны друг другу.*

Измеряемое сопротивление включают в качестве одной из ветвей мостика Уитстона ($r_1=r_X$); второй ветвью мостика является «переменное» (т. е. легко

изменяемое) сопротивление r_2; в две другие ветви включают постоянные сопротивления, составляющие удобное для вычислений отношение, например 1 : 1000, или 1 : 10, или 1 : 1 и т. п. Переменное сопротивление подгоняют так, чтобы при замыкании ключа K стрелка чувствительного гальванометра G не отклонялась ни в ту, ни в другую сторону. Тогда величину измеряемого сопротивления вычисляют из предыдущей формулы:

$$r_X = r_2 \left(\frac{r_3}{r_4}\right).$$

В качестве переменного сопротивления берут или магазин сопротивления (*магазинный мостик Уитстона*), или же потенциометр в виде струны, натянутой на шкалу—линейку, по которой перемещается движок с контактом (*линейный мостик Уитстона*).

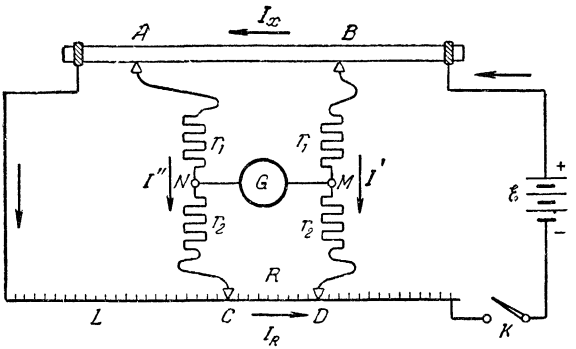


Рис. 80. Схема мостика Томсона

Для измерения очень малых сопротивлений применяют *мостик Томсона*; схема этого прибора показана на рис. 80. Здесь AB—испытуемый проводник с сопротивлением X; G—гальванометр, r_1 и r_1—два одинаковых магазинных сопротивления, включенных в две ветви мостика; r_2 и r_2—тоже одинаковые сопротивления, включенные в две другие ветви мостика; L—толстая нейзильберовая проволока, натянутая на линейку со шкалой; R—сопротивление части упомянутой проволоки между движками C и D; K—ключ, замыкающий цепь; $\mathcal{E}$—источник тока (батарея). Передвигая контакты C и D, подбирают такое сопротивление R, чтобы ток через гальванометр был равен нулю. В этом случае должны иметь место два уравнения, вытекающие из второго закона Кирхгофа, примененного к контурам $ABMN$ и $CDMN$:

$$I_X \cdot X + I'' r_1 - I' r_1 = 0,$$
$$I_R \cdot R + I'' r_2 - I' r_2 = 0.$$

По первому закону Кирхгофа $I_X = I_R$, следовательно,

$$\frac{X}{R} = \frac{r_1}{r_2}.$$

Когда имеется несколько источников тока (например, гальванические элементы, аккумуляторы, генераторы), то в зависимости от соотношения между сопротивлением внешней цепи и внутренним сопротивлением источника тока в одних случаях является более

выгодным последовательное включение источников тока, в других случаях более выгодным оказывается параллельное или же «смешанное» включение источников тока. Применим законы Кирхгофа для выяснения этого вопроса. Для упрощения предположим, что все рассматриваемые источники тока одинаковы и каждый из них дает электродвижущую силу $\mathscr{E}$ и имеет внутреннее сопротивление R_i. Ток во внешней цепи обозначим через I, а сопротивление внешней цепи — через R_e.

В случае последовательного включения n источников тока, применяя второй закон Кирхгофа, находим, что

$$\mathscr{E} + \mathscr{E} + \ldots = IR_e + IR_i + IR_i + \ldots, \quad \text{или} \quad n\mathscr{E} = I(R_e + nR_i),$$

откуда

$$I = \frac{n\mathscr{E}}{R_e + nR_i}. \tag{11}$$

В случае параллельного включения источников тока, применяя оба закона Кирхгофа, получаем:

$$I = nI_1, \quad \mathscr{E} = IR_e + I_1R_i,$$

где I_1— ток, проходящий через один из источников. Следовательно,

$$I = \frac{\mathscr{E}}{R_e + \frac{R_i}{n}}. \tag{12}$$

Итак, *при последовательном включении* n одинаковых источников тока электродвижущая сила образующейся «батареи» в n раз превышает электродвижущую силу отдельного источника тока, однако в этом случае *складываются не только электродвижущие силы, но также и внутренние сопротивления источников тока.* Такое включение является выгодным, когда внешнее сопротивление цепи весьма велико в сравнении с внутренним сопротивлением. В этом случае «батарея последовательного включения» может дать ток, почти в n раз превышающий ток от отдельного источника тока; при $R_e \gg nR_i$ по формуле (11) для последовательного включения

$$I \approx n\frac{\mathscr{E}}{R}.$$

Если же внешнее сопротивление цепи мало в сравнении с внутренним сопротивлением, то последовательное включение является бесполезным (при коротком замыкании ток от батареи окажется равным току от отдельного источника).

Напротив, параллельное включение является выгодным как раз, когда внешнее сопротивление цепи невелико в сравнении с внутренним. *При параллельном включении электродвижущая сила батареи остается такой же, как электродвижущая сила отдельного источ-*

ника тока, но зато благодаря разветвлению тока в n раз уменьшается внутреннее сопротивление.

Нередко применяют *смешанное* (групповое) соединение источников тока. Допустим, что n источников тока соединены последовательно, образуя группу, электродвижущая сила которой будет $n\mathscr{E}$, а внутреннее сопротивление nR_i. Если m таких групп соединить параллельно, то электродвижущая сила батареи останется равной $n\mathscr{E}$, а внутреннее сопротивление батареи будет $\frac{n}{m}R_i$, следовательно, величина тока, даваемая такой смешанной батареей, определится формулой

$$I = \frac{n\mathscr{E}}{R_e + \frac{n}{m} R_i}. \tag{13}$$

Мощность, отдаваемая источниками тока во внешнюю цепь, определяется произведением тока на падение напряжения во внешней цепи. *Отдаваемая мощность будет наибольшей* (§ 79), *когда сопротивление внешней цепи равно суммарному внутреннему сопротивлению источников тока.*

§ 27. Закон Джоуля — Ленца

Когда количество электричества Q переходит от потенциала V_1 к потенциалу V_2, то при этом совершается работа (§ 15)

$$A = QU,$$

где U — падение напряжения (разность потенциалов):

$$U = V_1 - V_2.$$

В электрическом токе происходит постоянное перемещение электричества от высшего потенциала к низшему; поэтому ток непрерывно производит работу, которая частично или полностью превращается в теплоту, нагревающую провода, по которым идет ток. Если величина тока равна I и ток проходил в течение t сек., то количество прошедшего за это время электричества $Q = It$, причем ток совершит работу

$$A = IUt.$$

Работа, совершаемая в единицу времени, называется мощностью, или эффектом, тока. Мы видим, что *мощность тока равна произведению величины тока на напряжение тока*:

$$P = IU. \tag{14}$$

Основываясь на законе Ома, можно в этой формуле I заменить отношением $\frac{U}{R}$, можно также U заменить произведением IR. Таким

образом, получаются *три выражения для мощности* постоянного электрического тока:

$$P = IU = \frac{U^2}{R} = I^2R, \tag{15}$$

равносильных для участков цепи, не содержащих электродвижущих сил.

Если величина тока выражена в амперах, а разность потенциалов — в вольтах, то работа тока выражается в джоулях, а мощность — в ваттах. 100 *вт* составляют 1 *гвт*; 1000 *вт* составляют 1 *квт*. Единица работы, равная работе тока мощностью в 1 *квт* в течение часа, называется *киловатт-часом*.

1 *квт-ч*$=3{,}6\cdot10^6$ *дж*.

Наглядное представление о величине работы, измеряемой одним киловатт-часом, можно получить, сопоставляя энергию, расходуемую на освещение, с работой электротрактора. Чтобы вспахать один гектар земли, электротрактор расходует в среднем около 40 *квт-ч*. Такое же количество энергии расходуется в месяц на освещение квартиры, где по 5 часов в день горят три лампы по 40 *вт* и две по 75 *вт*. (Действительно, в последнем случае расходуемая мощность будет: $40\cdot3+75\cdot2=270$ *вт* и, следовательно, расходуемая в месяц энергия составит $270\cdot5\cdot30=40\ 500$ *вт-ч*$=40{,}5$ *квт-ч*.)

Одна лошадиная сила соответствует мощности в 736 *вт*. Стало быть, киловатт-час представляет собой работу, в 1,36 раза превышающую непрерывную часовую работу лошадиной силы.

Если падение потенциала вдоль проводника с током обусловлено только сопротивлением проводника, то вся работа тока идет на нагревание проводника и соприкасающихся с ним тел.

Один джоуль эквивалентен 0,24 *кал*. Поэтому *в проводнике, не содержащем электродвижущих сил, на концах которого разность потенциалов равна одному вольту и по которому течет ток в один ампер, ежесекундно выделяется* 0,24 *кал тепла.*

Из приведенных выше формул для работы тока мы видим, что при токе I ампер в проводнике, сопротивление которого равно R омам, в течение t сек. должно выделяться количество тепла, равное

$$Q = IUt \text{ джоулей},$$

или

$$Q = 0{,}24I^2Rt \text{ кал}. \tag{16}$$

Когда указано напряжение, а не величина тока, то количество выделяющегося тепла можно найти по формуле

$$Q = 0{,}24\frac{U^2}{R}t \text{ кал}. \tag{17}$$

Понятно, что не все тепло, доставляемое током, идет на нагревание самого проводника; часть этого тепла передается окружаю-

щему проводник пространству путем теплопроводности, другая часть — путем лучеиспускания. Температура проводника не будет расти все время, а достигнет некоторого предела. Действительно, чем выше будет температура проводника, тем больше тепла будет он отдавать окружающему пространству; поэтому через некоторое время прибыль тепла вследствие превращения электрической энергии и убыль его путем теплопроводности и лучеиспускания уравновесятся и температура останется постоянной.

Закон теплового действия тока был экспериментально обнаружен в 1843 г. Джоулем и твердо установлен посредством тщательных измерений петербургским академиком Эмилием Христиановичем Ленцем в 1844 г. Теоретически этот закон впервые был обоснован в 1852 г. Клаузиусом, исходившим при этом из закона сохранения энергии.

Технические применения теплового действия тока многообразны: лампы накаливания, нагревательные приборы, электросварка и т. п.

Чтобы сосредоточить выделение мощности тока в нужном участке цепи, необходимо цепь тока составить так, чтобы сопротивление того участка, где должно быть сосредоточено тепловое действие тока, значительно превышало сопротивление всех остальных участков цепи. Действительно, когда проводники включены в цепь последовательно, то ток I в них одинаков и количество тепла, выделяемого в каждом проводнике ежесекундно [формула (16)], *прямо пропорционально сопротивлению проводника.* Поэтому нить лампочки накаливания, имеющая большое сопротивление, раскаляется, тогда как медные провода, ведущие к ней ток, остаются холодными. То же можно сказать о нагревательных приборах. По той же причине место плохого соединения двух проволок (плохой контакт) электрической сети сильно нагревается током (для предотвращения этого в электрических установках концы соединяемых проволок тщательно спаивают).

Сосредоточение отдаваемой мощности (при последовательном соединении проводников) в проводнике, имеющем большое сопротивление, используется, в частности, при *распылении металлов* током. В этом случае ток подводят по массивным проводникам к тонкой проволочке и почти вся мощность тока идет на нагревание этой тонкой проволочки. Если взять батарею конденсаторов большой емкости, зарядить ее до разности потенциалов в десятки тысяч вольт и затем через массивные проводники и тонкую серебряную или другую проволоку разрядить эту батарею конденсаторов, то получается столь интенсивный разогрев проволоки, что она, не успев расплавиться, распыляется со вспышкой ослепительного белого света. В таких опытах была достигнута температура порядка 20 000°, т. е. в три раза более высокая, чем температура поверхности Солнца. Распыление проволок током применяют для

покрытия поверхностей тонким слоем металла — для *металлизации поверхностей*.

При параллельном соединении токи в проводниках будут разные, зато все они имеют общее напряжение; количества тепла, выделяемого ежесекундно [формула (17)], в этом случае *обратно пропорциональны сопротивлениям*, т. е. явление как раз противоположно тому, что наблюдается при последовательном соединении проводников. Поэтому если лампочки накаливания включены в цепь параллельно, как это и делается обыкновенно, то лампочка с меньшим сопротивлением будет брать на себя больше энергии, чем лампочка с бо́льшим сопротивлением.

Одним из первых и, как оказалось позже, весьма важных применений теплового действия тока явилась открытая в 1802 г. В. В. Петровым *электрическая дуга*. Благодаря изобретениям П. Н. Яблочкова и В. Н. Чиколева электрическая дуга с 70-х годов XIX в. широко используется для электрического освещения в дуговых лампах и прожекторах.

Русской науке принадлежит приоритет и в области другого важного использования электрической дуги—для *сварки* металлов (рис. 81). Метод сварки

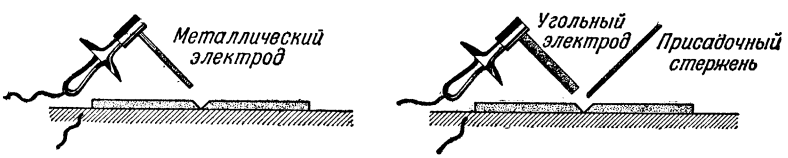


Рис. 81. Два способа дуговой сварки.

металлов посредством электрической дуги был впервые разработан Н. Н. Бенардосом в 1882 г. и усовершенствован в 1888 г. Н. Г. Славяновым. Теперь этот метод применяется во всем мире и имеет громадное значение для многих отраслей техники. Для электросварки применяют ток напряжением 25—35 *в* и величиной 200—800 *а*.

Электрическая сварка металлов может быть осуществлена и без образований видимой электрической дуги—посредством нагрева места соприкосновения тел током (*контактный метод*). В этом случае применяют ток небольшого напряжения, но очень большой величины (от 4000 до 25 000 *а*). Свариваемые металлические листы или другие детали приводят в соприкосновение давлением электродов последовательно каждый раз в одном каком-либо месте («точечная сварка» и «стыковая сварка») или же по шву («роликовая сварка»). При этом площадь истинной поверхности соприкосновения оказывается весьма незначительной. В связи с этим сопротивление контакта оказывается большим в сравнении с сопротивлением других участков цепи тока, составленной из хороших, массивных проводников. Поэтому в месте контакта при большом токе выделяется в доли секунды такое количество тепла, что металл здесь плавится. При прекращении тока образовавшийся расплав снова быстро кристаллизуется. В итоге образуется прочное сочленение листов металла по местам сварки.

Громадное значение для развития культуры имела изобретенная в 1872 г. Александром Николаевичем Лодыгиным *электрическая лампа накаливания*. Массовое производство этих ламп было налажено Эдисоном после ряда усовершенствований в 80-х годах XIX в. Вначале изготовлялись только «угольные лампы» (лампы с угольной нитью в пустотном баллоне), потреблявшие мощность в 4 *вт* на свечу. В 1890 г. А. Н. Лодыгин предложил изготовлять электролампы нака-

ливания с нитями из тугоплавких металлов: вольфрама, осмия и др. Но только через 20 лет (с 1910 г.), когда был найден способ производства тянутых вольфрамовых нитей, лампы с вольфрамовой нитью получили широкое распространение. Их стали называть «экономическими», так как в них расход мощности электрического тока был снижен примерно до 1,5 *вт* на свечу (пустотные лампы с вольфрамовой нитью часто называют также «пустотными лампами»).

В последующие годы было найдено, главным образом благодаря исследованиям Ленгмюра, что распыление вольфрамовой нити, вызываемое высокой температурой накала, можно уменьшить, если баллон лампы наполнять аргоном или азотом и скручивать нить вольфрама в тесную спираль. Такие лампы применяют в настоящее время и называют их «полуваттными» или «газонаполненными». Расход мощности в таких лампах действительно приближается к 0,5 *вт* на свечу, но только в очень больших лампах, тогда как в 100-ваттных лампах расходуется 1 *вт* на свечу. Средний срок службы газонаполненных ламп накаливания—около 800 часов. (Подробнее об электрической дуге сказано в § 48 данного тома; в т. III, § 76 рассмотрены газосветные, люминесцентные и другие лампы.)

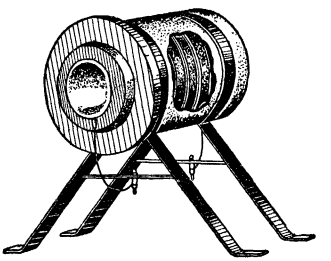


Рис. 82. Муфельная печь.

С развитием электропромышленности широко вошли в обиход разнообразные по своему назначению электрические нагревательные приборы и электропечи. При хорошей теплоотдаче в открытых бытовых нагревательных приборах для проволок из нихрома, никелина и других аналогичных сплавов допускается плотность тока (стр. 126) до 50 *а/мм*^{2}; в закрытых нагревательных приборах допускается плотность тока не более 8—10 *а/мм*^{2}.

В лабораторной практике часто применяют *муфельную печь* сопротивления, показанную на рис. 82. Эта печь представляет собой фарфоровую трубку с обмоткой из платиновой или иридиевой проволоки, а для сравнительно низких температур (до 800° С)—с обмоткой из проволоки, изготовленной из никелевых сплавов. Для уменьшения потерь на лучеиспускание трубка с обмоткой накаливания вставляется в другую трубку, причем промежуток между стенками трубок заполняется магнезией. Тигель с нагреваемым веществом вносят в цилиндрическую полость печи и устанавливают нужную температуру, регулируя реостатом силу тока, пропускаемого через обмотку печи.

Для расплава металлов служат *тигельные печи*, в которых тигель из огнеупорного материала окружен спиральной лентой из тугоплавкого металла (рис. 83).

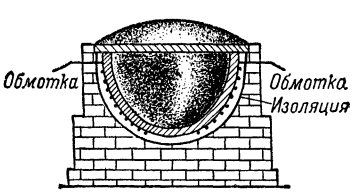


Рис. 83. Тигельная электропечь.

Для нагрева до 2000° С служат *криптоловые печи*, в которых между двумя металлическими электродами засыпана грубозернистая смесь из карборунда, графита и глинозема; эта смесь обладает большим сопротивлением и при прохождении через нее тока раскаляется. Еще более высокий нагрев осуществляется в *дуговых печах*, применяемых в электрометаллургии для выработки высококачественных сталей, содержащих примесь наиболее тугоплав-

ких металлов — вольфрама, молибдена и др. (сталеплавильная дуговая печь, рассчитанная на единовременную загрузку в 10 *т*, потребляет мощность около 3500 *квт*; более мощные печи используются для выплавки чугуна из руд).

Разрушение (*эрозию*) металла под действием сосредоточенного выделения джоулева тепла (в частности, при искровом разряде) в последние годы стали применять для обработки металлических изделий. Сконструированы станки для электроискровой прошивки тонких отверстий в металлических изделиях и др.

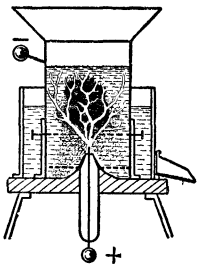


Рис. 84. Схема электрогидравлической дробилки.

Искровой высоковольтный разряд, осуществляемый под водой, сопровождается возникновением резких гидравлических ударов. В недавнее время ленинградский инженер Л. А. Юткин, изучив условия, при которых искровой разряд приводит к наибольшему *электрогидравлическому эффекту*, использовал этот эффект в ряде сконструированных им приспособлений. В частности, он показал, что гидроэлектрический эффект может быть с успехом применен для дробления каменных пород; электрогидравлическая дробилка, схема которой показана на рис. 84, не имеющая в отличие от обычных дробилок никаких вращающихся или движущихся частей, размельчает до 3—4 *мм* за один час 300 *кг* камней размером 5—8 *см* каждый.

Вследствие нагревания при большой величине тока провод плавится. Величины тока, расплавляющего провод диаметром 1 *мм*, для различных металлов таковы:

Материал	Ток (в амперах), расплавляющий провод диаметром в 1 *мм*
Свинец	10,8
Олово	12,8
Железо	24
Алюминий	59
Медь	80

При изменении диаметра провода величина тока, расплавляющего провод, изменяется приблизительно пропорционально диаметру в степени $^3/_2$ и может быть вычислена по формуле

$$I = I_{(\text{для } d = 1 \text{ мм})} \cdot d^{3/2}{}_{(\text{в мм})}.$$

В электротехнической практике допустимой величиной тока считается величина тока, в несколько (в 7—10) раз меньшая, чем ток, расплавляющий провод. Так, для медного провода диаметром в 1 *мм* допустимой считают величину тока в 11 *а*. Диаметр d (в *мм*) свинцовой проволоки, расплавляющейся при заданной величине тока (в амперах), можно найти по формуле, которая является следствием предыдущей формулы:

$$d \approx \frac{1}{5} \sqrt[3]{I^2}.$$

Железная и медная проволока плавится при той же величине тока, что и свинцовая, когда диаметр железной проволоки приблизительно в два раза, а медной—в четыре раза меньше диаметра свинцовой проволоки, вычисленного по только что приведенной формуле.

Теплота, выделяемая электрическим током, используется также и при устройстве электроизмерительных приборов. На рис. 85 показана схема *теплового амперметра*. Ток, подводимый к клеммам прибора, проходит через тонкую проволоку *ab*, которая от нагревания током удлиняется тем больше, чем больше сила тока. С проволокой *ab* скреплена тонкая проволока *Cd*, несколько оттянутая в сторону пружиной *T* и нитью *fe*, охватывающей блок стрелки. Когда проволока *ab* от нагревания током удлиняется, нить *fe* сильнее оттягивает в сторону проволоку *Cd* и, вращая на некоторый угол блок, поворачивает стрелку прибора. Винт *R*, регулирующий степень натянутости проволоки *ab*, служит для установки стрелки прибора на нуль.

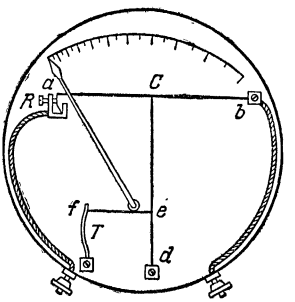


Рис. 85. Схема теплового амперметра.

§ 28. Дифференциальная форма законов Ома и Джоуля — Ленца. Соотношение аналогии между проводимостью и емкостью

Преобразуем закон Ома применительно к дифференциально малым участкам цепи. Для этого введем в формулу (4) закона Ома напряженность электрического поля внутри проводника, по которому течет электрический ток.

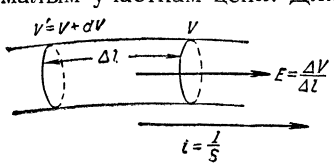


Рис. 86

Выделим элементарно малый по длине Δl участок проводника. Падение напряжения на его концах обозначим через ΔV (рис. 86). Тогда закон Ома для этого участка проводника напишется так:

$$I = \frac{\Delta V}{\rho \frac{\Delta l}{S}}.$$

Напряженность электрического поля определяется градиентом потенциала

$$E = \frac{\Delta V}{\Delta l}, \quad \text{или} \quad \Delta V = E \cdot \Delta l.$$

Подставив это выражение в вышеприведенную формулу, получим:

$$I = \frac{1}{\rho} \cdot ES.$$

Перепишем это соотношение, введя *плотность тока*, под которой будем понимать в случае равномерного распределения тока вектор, направленный по полю и численно равный отношению величины тока к площади поперечного сечения проводника,

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

Вместо удельного сопротивления введем удельную электропроводность $\gamma = \frac{1}{\rho}$. Таким образом, получаем следующее, часто применяемое выражение закона Ома:

$$i = \gamma E, \tag{18}$$

или в векторной форме:

$$\boldsymbol{i} = \gamma \boldsymbol{E}. \tag{18'}$$

Можно доказать, что это выражение остается справедливым и для случая неравномерного распределения тока по поперечному сечению проводника, когда плотность тока $i = \frac{dI}{dS}$ неодинакова в различных точках сечения проводника.

В указанной дифференциальной форме (18) закон Ома связывает вектор плотности тока с напряженностью электрического поля внутри проводника. В проводящей цепи замкнутые линии тока совпадают с линиями электрического поля. *Плотность электрического тока в любой точке проводника вычисляется как произведение удельной электропроводности среды на напряженность электрического поля в этой точке.*

Подобно закону Ома, закон Джоуля — Ленца тоже можно представить в дифференциальной форме. По закону Джоуля—Ленца количество тепла ΔQ, которое ежесекундно выделяется в элементарно малом объеме $\Delta l \cdot \Delta S$, пропорционально квадрату падения напряжения ΔV на концах рассматриваемого участка проводника и обратно пропорционально сопротивлению рассматриваемого участка проводника; если ΔQ и $\frac{\Delta V^2}{R}$ выражены в одинаковых единицах энергии, то

$$\Delta Q = \frac{1}{R} \cdot \Delta V^2.$$

Падение напряжения ΔV на элементарно малой длине проводника Δl связано с напряженностью поля E соотношением $\Delta V = E \cdot \Delta l$. Сопротивление рассматриваемого участка проводника равно:

$$R = \rho \frac{\Delta l}{\Delta S}.$$

Следовательно,

$$\Delta Q = \frac{1}{\rho \frac{\Delta l}{\Delta S}} \cdot E^2 (\Delta l)^2 = \gamma E^2 \cdot \Delta l \cdot \Delta S .$$

Обозначая количество тепла, ежесекундно выделяющегося в единице объема (т. е. «объемную плотность секундного выделения тепла»), через $Q' = \frac{\Delta Q}{\Delta l \cdot \Delta S}$, получаем:

$$Q' = \gamma E^2. \tag{19}$$

Это выражение закона Джоуля — Ленца можно переписать еще следующим образом, приняв во внимание (18):

$$Q' = iE.$$

Мы видим, таким образом, что *объемная плотность секундного выделения тепла электрическим током равна произведению плотности тока на напряженность электрического поля в рассматриваемом участке проводника.*

Здесь уместно отметить аналогию между дифференциальной формой закона Ома (18′) и выражением для вектора электрической индукции:

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon \boldsymbol{E}. \tag{19′}$$

Обе величины — вектор электрической индукции в диэлектрике и вектор плотности тока в проводнике — пропорциональны напряженности поля, но коэффициентом пропорциональности для вектора индукции является диэлектрическая постоянная среды, а для вектора плотности тока — удельная электропроводность среды.

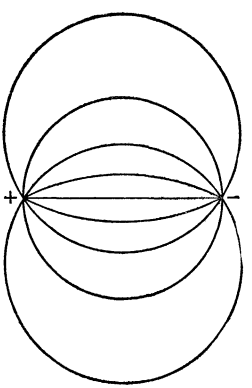


Рис. 87. Линии тока в тонкой металлической пластине

На рис. 87 показано распределение линий тока в весьма тонкой металлической пластине. Точка, из которой выходят эти линии, и точка, где они сходятся, соответствуют местам, в которых токонесущие провода прикасаются к пластине. Эта картина аналогична виду силовых линий поля, образованного разноименными зарядами.

Подобно преломлению линий электрической индукции на границе двух диэлектриков, линии тока также испытывают преломление на границе соприкосновения двух сред, имеющих неодинаковую удельную электропроводность. Такое преломление линий тока можно видеть на рис. 88. Здесь показано распределение линий тока в круглой пластине, спаянной из двух половин — медной и свинцовой; электроды помещены на окружности.

Указанное выше сходство формул для вектора плотности тока и вектора электрической индукции и соответствие в распределении линий тока и линий электрической индукции дополняются практически важной аналогией формул для вычисления проводимости и электроемкости.

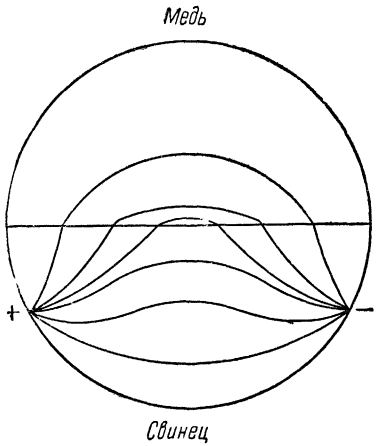


Рис. 88. Преломление линий тока на поверхности раздела меди и свинца.

По закону Ома электрическое сопротивление слоя, имеющего толщину l и площадь поперечного сечения S, равно

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

Следовательно, проводимость слоя

$$\frac{1}{R} = \gamma \frac{S}{l},$$

где γ—удельная проводимость среды. Вспомним, что электроемкость плоского конденсатора выражается формулой

$$C = \frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \frac{S}{l},$$

где ε—диэлектрическая постоянная среды, разделяющей пластины конденсатора, l—толщина слоя этой среды и S—площадь поперечного сечения слоя (площадь пластин конденсатора). Мы видим, что геометрические размеры l и S входят в указанные формулы совершенно аналогично. Поэтому отношение проводимости слоя среды к электроемкости плоского конденсатора, заключающего слой той же толщины и сечения, не зависит от геометрических характеристик и равно

$$\left(\frac{1}{R}\right) : C = 4\pi \frac{\gamma}{\varepsilon}. \tag{20}$$

Это соотношение между электропроводностью слоя и электроемкостью конденсатора, охватывающего слой, оказывается справедливым во всех случаях, для слоев какой угодно формы Возможность обобщения формулы (20), полученной нами для частного случая емкости плоского конденсатора и проводимости плоского слоя, объясняется следующим образом. Во-первых, в сложных случаях любой слой можно представить как совокупность элементарных почти плоских слоев. Во-вторых, закон суммирования емкостей тождествен закону суммирования проводимостей: при параллельном соединении емкости, так же как и проводимости, складываются; при последовательном соединении складываются их обратные величины.

Применим формулу (20) для определения сопротивления цилиндрического слоя изоляции в экранированном проводе, имеющем радиус сечения металлической жилы r_1, радиус металлического экрана r_2 и удельное сопротивление изоляции ρ. Электроемкость цилиндрического конденсатора как было упомянуто в § 14, выражается формулой

$$C = \frac{\varepsilon L}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}},$$

где L—длина, а r_1 и r_2—радиусы обкладок. Стало быть, по формуле (20) сопротивление цилиндрического слоя изоляции

$$R = \frac{\rho}{2\pi L} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Точно таким же способом из формулы для электроемкости двух цилиндрических проводников, приведенной в § 15, и формулы (20) находим, что сопротивление слоя изолирующей среды между двумя проводами, имеющими радиусы r_1 и r_2, при расстоянии a между их осями (когда оно значительно больше радиусов проводов) равно

$$R = \frac{\rho}{\pi L} \ln \frac{a}{r},$$

где L—длина каждого из параллельных проводов и ρ—удельное сопротивление среды.

Применим соотношение аналогии между емкостью и проводимостью для вычисления так называемого «переходного сопротивления» полусферического электрода, помещенного в среду с удельным сопротивлением ρ (рис. 89). Емкость шара радиуса r равна εr. Для рассматриваемой задачи вследствие симметрии можно принять в формуле (20) емкость полушария равной $\frac{1}{2}\varepsilon r$. Таким образом, находим, что «переходное сопротивление» полусферического электрода

$$R = \frac{\rho}{2\pi r}.$$

Наконец, тем же способом из формулы для электроемкости двух шаров, имеющих радиусы r_1 и r_2 и расположенных друг от друга на расстоянии a, которое значительно больше их радиусов (§ 14), получаем, что сопротивление промежутка между этими шарами при удельном сопротивлении среды ρ равно

$$R = \frac{\rho}{4\pi}\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{2}{a}\right).$$

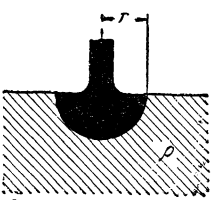


Рис. 89. Полусферический электрод в среде с удельным сопротивлением ρ.

Нередко соотношение аналогии между проводимостью и емкостью применяется для вычисления электроемкости на основании результатов измерения проводимости. Этим методом пользуются, например, для определения весьма малых емкостей между электродами радиоламп. Погружая изготовленный металлический каркас сетчатых электродов радиолампы в жидкость с небольшой и точно измеренной проводимостью, измеряют сопротивление между электродами и по формуле (20) вычисляют их взаимную электроемкость.

ГЛАВА V

ТОК В МЕТАЛЛАХ

§ 29. Сведения об электропроводности. Термометры сопротивления, болометры, тензометры

Из всех металлов наибольшую удельную электропроводность имеет серебро. Электропроводность меди только на 10% меньше электропроводности серебра, притом медь во много раз дешевле, поэтому применяемые в электротехнике высококачественные проводники — жилы проводов и кабелей — чаще всего изготовляются из меди, очищенной от всех примесей. Сопротивление 1 *м* медной проволоки при сечении в 1 *мм*^{2} (т. е. диаметром около 1,13 *мм*) составляет 0,0175 ома. Медная проволока сечением в 1 *мм*^{2} имеет сопротивление в 1 ом при длине 57 *м*. Заметим, что вес такого провода составляет 1 *кГ* при длине провода 110 *м*.

Медные провода часто заключены в резиновую изоляцию. В этих случаях поверхность медного провода покрывают полудой для предотвращения химического взаимодействия меди с резиной.

Наряду с медью для изготовления телеграфных проводов и проводов линий высокого напряжения широко применяют железо. Для предохранения от ржавчины железо оцинковывают. Железо обладает большой механической прочностью; оно значительно дешевле меди, но его удельное сопротивление примерно в шесть раз больше, чем у меди.

Для изготовления проводов применяют также алюминий, удельное сопротивление которого только в полтора раза превышает сопротивление меди.

Удельные сопротивления и удельные проводимости некоторых металлов, сплавов и углей указаны в таблице на стр. 131.

Сопротивление химически чистых металлов с повышением температуры возрастает, увеличиваясь с каждым градусом примерно на четыре тысячных сопротивления при 0° С.

Для многих химически чистых металлов даже при значительном нагревании сохраняется пропорциональность между увеличением сопротивления и приростом температуры что позволяет вычислить сопротивление при температуре $t°$ С по формуле

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

Электрическое сопротивление и электропроводность металлов, сплавов и углей (при температуре 18° С)

	Удельное сопротивление [1]) в *ом·см*	Удельная проводимость [2]) в $ом^{-1} \cdot см^{-1}$
Чистые металлы		
Серебро	$0{,}0158 \cdot 10^{-4}$	$63{,}3 \cdot 10^{4}$
Медь	$0{,}0175 \cdot 10^{-4}$	$57 \cdot 10^{4}$
Золото	$0{,}022 \cdot 10^{-4}$	$45{,}4 \cdot 10^{4}$
Алюминий	$0{,}027 \cdot 10^{-4}$	$37 \cdot 10^{4}$
Вольфрам	$0{,}053 \cdot 10^{-4}$	$18{,}8 \cdot 10^{4}$
Цинк	$0{,}06 \cdot 10^{-4}$	$17 \cdot 10^{4}$
Никель	$0{,}073 \cdot 10^{-4}$	$13{,}7 \cdot 10^{4}$
Железо	$0{,}1 \cdot 10^{-4}$	$10 \cdot 10^{4}$
Платина	$0{,}108 \cdot 10^{-4}$	$9{,}3 \cdot 10^{4}$
Олово	$0{,}113 \cdot 10^{-4}$	$8{,}8 \cdot 10^{4}$
Свинец	$0{,}208 \cdot 10^{-4}$	$4{,}8 \cdot 10^{4}$
Сурьма	$0{,}34 \cdot 10^{-4}$	$2{,}5 \cdot 10^{4}$
Ртуть	$0{,}954 \cdot 10^{-4}$	$1{,}05 \cdot 10^{4}$
Висмут	$1{,}18 \cdot 10^{-4}$	$0{,}84 \cdot 10^{4}$
Сплавы		
Латунь (66% меди и 34% цинка)	$0{,}063 \cdot 10^{-4}$	$15{,}8 \cdot 10^{4}$
Нейзильбер (65% меди 20% цинка и 15% никеля)	$0{,}31 \cdot 10^{-4}$	$3{,}2 \cdot 10^{4}$
Манганин (85% меди, 12% марганца и 3% никеля)	$0{,}39 \cdot 10^{-4}$	$2{,}6 \cdot 10^{4}$
Никелин (54% меди, 20% цинка и 26% никеля)	$0{,}42 \cdot 10^{-4}$	$2{,}4 \cdot 10^{4}$
Реотан (84% меди, 12% марганца и 4% цинка)	$0{,}45 \cdot 10^{-4}$	$2{,}2 \cdot 10^{4}$
Константан (58,8% меди, 40% никеля и 1,2% марганца)	$0{,}47 \cdot 10^{-4}$	$2{,}1 \cdot 10^{4}$
Нихром (67,5% никеля, 15% хрома, 16% железа и 1,5% марганца)	$1{,}05 \cdot 10^{-4}$	$0{,}95 \cdot 10^{4}$
Угли		
«Металлизованные» угольные нити ламп накаливания (прессованные и сплавленные порошки)	$3 \cdot 10^{-4}$	$0{,}33 \cdot 10^{4}$
Обыкновенные угольные нити ламп накаливания и угли дуговых фонарей	$40 \cdot 10^{-4}$	$0{,}02 \cdot 10^{4}$

[1]) Если отбросить множитель 10^{-4}, то эти числа дают (в омах) сопротивление проволоки длиной 1 *м* с поперечным сечением в 1 $мм^2$

[2]) Если отбросить множитель 10^{4}, то числовые данные представляют собой длину (в метрах) проволоки, которая имеет сопротивление в 1 ом при поперечном сечении в 1 $мм^2$.

где R_0 — сопротивление при 0° С и α — температурный коэффициент сопротивления.

Для некоторых металлов $\alpha \approx 0{,}0367 = {}^1/_{273}$. Следовательно, в этих случаях сопротивление примерно пропорционально абсолютной температуре:

$$R \approx R_0 \frac{T}{T_0}.$$

Это означает, что при нагревании от 0 до 135° С сопротивление металла возрастает примерно в полтора раза, а при таком же охлаждении оно убывает примерно в два раза.

Температурные коэффициенты некоторых металлов и сплавов в области комнатных температур приведены в таблице.

Температурные коэффициенты некоторых металлов и сплавов

Металл	Температурный коэффициент	Сплав	Температурный коэффициент
Серебро	0,0037	Латунь	0,0015
Алюминий	0,0038	Нихром	0,0002
Цинк	0,0039	Никелин	0,00002
Медь	0,004	Манганин	0,000008
Свинец	0,0041	Константан	0,000004
Железо	0,006		

Эта таблица показывает, что константан и манганин отличаются исключительным постоянством удельного сопротивления. При уменьшении абсолютной температуры в пять раз (от 0° С, т. е. 273° К, до 56° К) сопротивление манганина уменьшается только на 5%. Самые тонкие манганиновые провода изготовляют диаметром 4μ; их покрывают стеклянной изоляцией; километр такого провода весит меньше 1 *г*.

На рис. 90 представлена зависимость сопротивления некоторых металлов от температуры. Рис. 91 показывает, во сколько раз изменяется сопротивление железа, свинца и меди при нагревании их от 0° С на несколько сотен градусов. Мы видим, что повышение температуры железа до 600° С вызывает почти восьмикратное увеличение его удельного сопротивления. Повышение температуры до 500° С вызывает примерно трехкратное увеличение сопротивления меди. Сопротивление константана при этом остается почти неизменным.

Зависимостью электропроводности от температуры часто пользуются для измерения температуры посредством так называемых термометров сопротивления и болометров (а также термисторов, § 36).

Термометр сопротивления представляет собой проволоку (в большинстве случаев из чистой платины, никеля или железа), намотанную на крестообразную катушку из слюды и включенную в качестве одного из плеч в измерительный мостик Уитстона. В другой измерительной схеме термометр сопротивления включают в цепь тока небольшой величины и напряжение на термометре сопротивления, меняющееся в зависимости от температуры среды, подводят

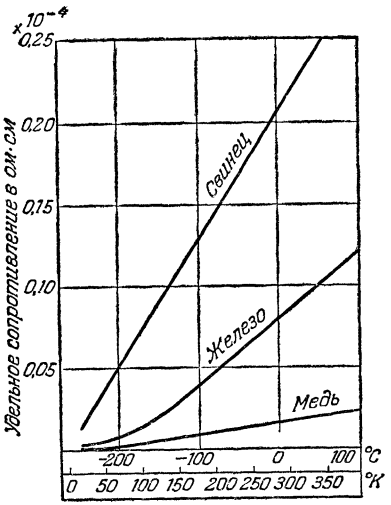


Рис. 90. Температурный ход удельного сопротивления чистых металлов.

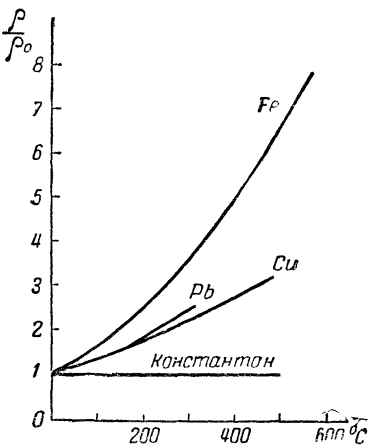


Рис 91 Изменение удельного сопротивления металлов, отнесенного к сопротивлению при 0° С, в зависимости от температуры.

к прибору, который многократно усиливает это напряжение. Термометры сопротивления позволяют измерять температуру с точностью до тысячных долей градуса. Термометры сопротивления часто применяют для измерения высоких температур порядка нескольких сотен градусов, но эти термометры в особенности незаменимы при измерении низких температур. Термометры, предназначенные для измерения низких температур, часто изготовляют не из платиновой проволоки, а из свинцовой или золотой.

Болометры [1]) представляют собой как бы разновидность термометров сопротивления, приспособленных для измерения теплового излучения. Вместо проволоки в болометрах применяют тончайшие ленты-лепестки из платины или никеля толщиной в доли микрона (около 0,05 μ). Для изготовления таких тонких платиновых лент покрывают платиновую жесть наплавленным на нее слоем серебра,

[1]) От греч. bolos — бросание, излучение.

в 10—20 раз более толстым, чем сама платиновая жесть, после чего прокатывают листы до толщины порядка микрона. Полученную тончайшую фольгу нарезают на узкие зигзагообразные полосы. Изготовленные таким образом полоски фольги укрепляют на изоляторе и тогда стравливают серебро, после чего покрывают их платиновой чернью или сажей, чтобы увеличить поглощение лучей (рис. 92). Рамку с зачерненной платиновой тончайшей лентой помещают в баллон; проволочные отводы от концов платиновой ленты выводят наружу и откачивают воздух из баллона. Посредством чувствительной или усиливающей аппаратуры измеряют сопротивление болометра (обычно в схеме мостика Уитстона) и по величине этого сопротивления определяют температуру, приобретенную металлической лентой вследствие поглощенного ею теплового излучения; таким образом судят об интенсивности излучения. Малейшее изменение интенсивности излучения почти мгновенно сказывается на изменении сопротивления болометра.

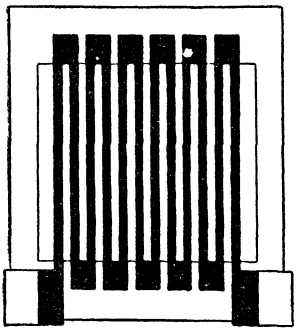


Рис. 92. Болометр.

Чувствительность болометров, подключенных к усиливающей аппаратуре, чрезвычайно велика: они реагируют на поток энергии в десятые и даже сотые доли эрга в секунду.

Удельное сопротивление металлов зависит не только от температуры, но также и от механических воздействий. При растяжении удельное сопротивление большинства металлов возрастает. Кроме того, при растяжении проволоки ее сопротивление возрастает также согласно закону Ома вследствие увеличения длины проволоки и уменьшения ее поперечного сечения. В целом эффект изменения сопротивления проволоки при растяжении оказывается довольно значительным.

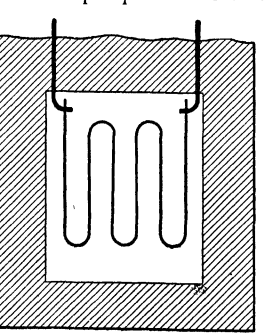


Рис. 93. Проволочный тензометр.

Зависимостью сопротивления проволоки от степени ее растяжения пользуются для измерения деформаций и механических напряжений. С этой целью изготовляют так называемые *тензометры*[1]) *сопротивления* («проволочные тензометры»). Тензометр сопротивления представляет собой тонкую константановую (реже нихромовую) проволоку диаметром в несколько сотых миллиметра, которую

[1]) От лат. tendere — натягивать.

изгибают, как показано на рис. 93, и плотно приклеивают бакелитовым или целлюлозным лаком к исследуемой детали с таким расчетом, чтобы при деформации этой детали проволока тензометра испытывала растяжение. Проволочный тензометр включают в цепь тока и падение напряжения на нем подают на усилитель. При увеличении длины проволочки вследствие растяжения на 1% ее сопротивление увеличивается на 2—3%. Проволочные тензометры широко применяются для исследования деформаций и усилий в разнообразных машинах и сооружениях (измеряемой величиной является относительная деформация; усилия определяют по закону Гука).

При плавлении удельное сопротивление многих металлов, например меди, серебра, цинка, свинца, олова и др., возрастает примерно в два раза. Исключение составляет висмут, удельное сопротивление которого при плавлении, напротив, убывает более чем в два раза; эта аномалия связана с аномальным изменением плотности — жидкий висмут более плотен, чем твердый (подобно воде).

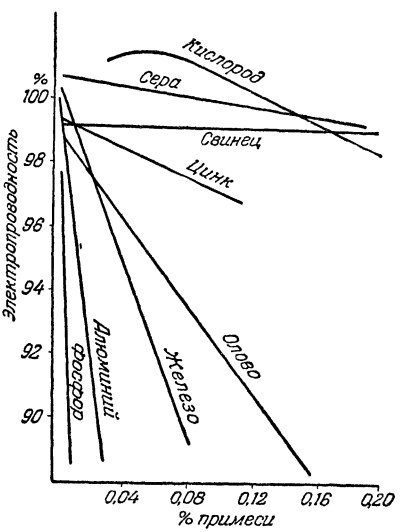


Рис. 94. Влияние примесей на электропроводность меди.

Сопротивление некоторых металлов — алюминия, натрия, цезия — возрастает при плавлении только в полтора раза, а сопротивление ртути — в четыре раза.

Удельное сопротивление расплавленных металлов увеличивается при повышении температуры менее резко, чем у металлов в твердом состоянии. Так, например, температурный коэффициент сопротивления ртути $\alpha=0{,}00092$. Опыты И. К. Кикоина показали, что сопротивление жидкого металла при повышении температуры остается постоянным, если одновременно с нагреванием металла увеличивать давление на него так, чтобы плотность металла, несмотря на повышение температуры, сохранялась неизменной.

В монокристаллах некубической системы обнаруживается анизотропия электропроводности, причем наибольшее сопротивление наблюдается в направлении, в котором атомы металла дальше всего отстоят один от другого, т. е. в направлении, перпендикулярном к плоскостям спайности.

На удельное сопротивление металлов чрезвычайно сильное влияние оказывают даже незначительные примеси. На рис. 94 показано

влияние примесей на электропроводность меди; на оси абсцисс отложен процент примесей, на оси ординат указано относительное (в процентах) изменение электропроводности меди.

Из этого рисунка видно, как резко уменьшается электропроводность меди при самых ничтожных содержаниях других металлов; например, примесь железа в количестве одной десятой доли процента понижает электропроводность меди более чем на 10%. Такое же понижение электропроводности меди (на 10%) вызывается присутствием одной тысячной доли процента фосфора.

Аналогичная (и, как видно из вышеприведенного примера, весьма сложная) картина влияния примесей на электропроводность наблюдается для всех металлов. Например, чистый никель более электропроводен, чем чистое железо, тем не менее добавка 2% никеля к железу увеличивает сопротивление железа в полтора раза. Чистая медь имеет электропроводность, в три раза бо́льшую, чем чистый цинк, тем не менее добавка 2% меди к цинку не повышает, но понижает электропроводность цинка почти на 20%; интересно, что последующие добавки меди вплоть до 5% и более уже не оказывают никакого влияния на электропроводность цинка.

Сопоставим удельное сопротивление металлов с удельным сопротивлением других тел.

Удельное сопротивление *полупроводников* — ряда минералов, в частности многих окислов металлов и соединений металлов с серой,— в противоположность тому, что наблюдается у металлов, с повышением температуры убывает и в некотором интервале температур убывает чрезвычайно резко: в сотни, тысячи, миллионы раз.

У многих *электролитов*, например у водных растворов кислот, солей, щелочей, удельное сопротивление в сотни тысяч — миллионы раз больше, чем у металлов. С повышением температуры оно не возрастает, как у металлов, а несколько уменьшается.

Удельное сопротивление высококачественных *изоляторов* в 10^{15}—10^{20} раз превышает сопротивление металлов. Меньшее из этих чисел (10^{15}) характеризует отношение расстояния от Земли до Солнца к толщине листка бумаги.

Хорошими и часто применяемыми изоляторами являются: каучук, добываемый из сока некоторых растений; резина, являющаяся продуктом соединения каучука с серой («вулканизированный каучук»); синтетический каучук, получаемый химическим путем из спирта, ацетилена и других веществ; эбонит — соединение каучука с 30% серы и 5% сажи; слюда и меканит, который представляет собой склеенные шеллаком и спрессованные листки слюды; гетинакс, или изолит, и текстолит — листы бумаги, а в текстолите — слои хлопчатобумажной ткани, пропитанные бакелитовым лаком и спрессованные при нагревании под большим давлением; фибра — картон, обработанный хлористым цинком; фарфор, мрамор, пара-

фин, парафинированное дерево, целлулоид, церезин (искусственный воск). Наибольшее удельное сопротивление порядка 10^{16}—10^{18} *ом. см* (при 18° С) имеют эбонит, церезин, слюда и парафин.

Имеется немало жидкостей, которые служат отличными изоляторами. Об этом свидетельствует приводимая здесь таблица удельных сопротивлений некоторых жидкостей-изоляторов.

Жидкость	Удельное сопротивление в *ом·см*
Этиловый спирт	$5 \cdot 10^5$
Дистиллированная вода . . .	10^5—10^6
Чистейшая, перегнанная вода в вакууме	10^8
Трансформаторное масло	10^{13}—10^{14}
Керосин	10^{16}
Жидкий воздух	10^{18}

При повышении температуры сопротивление изоляторов сначала медленно, затем все более резко уменьшается. Иногда нагревание на 10° ведет к уменьшению сопротивления изолятора во много раз.

Таким образом, только у металлов удельное сопротивление возрастает при повышении температуры. У электролитов, у полупроводников и изоляторов при повышении температуры удельное сопротивление уменьшается. Даже уголь, который, подобно металлам, является проводником первого рода, отличается от металлов тем, что его удельное сопротивление при повышении температуры несколько убывает.

§ 30. Закон Видемана — Франца. Теория электропроводности металлов

Не подлежит сомнению, что при прохождении электрического тока через металлический проводник носителями заряда являются электроны. Но как происходит движение электронов в металле в отсутствие электрического поля — на этот вопрос нелегко ответить.

Основатели классической электронной теории проводимости Друде и Лорентц считали, что внутри пространственной решетки, образованной ионами металла, имеется значительное количество *свободных* электронов, которые, участвуя в тепловом движении, составляют как бы *электронный газ*, заполняющий пространство между ионами.

Друде показал, что, исходя из представления об электронном газе и пользуясь основными закономерностями кинетической

теории, можно объяснить качественно, а в некоторых случаях и количественно некоторые важные свойства металлических проводников. Электрическое поле несколько упорядочивает движение электронов: на хаотическое движение электронов в электронном газе налагается перемещение электронов в направлении электрического поля. Действие электрического поля на свободные электроны в металле можно в некоторой мере уподобить явлению ветра, когда воздух, состоящий из беспорядочно движущихся молекул, перемещается в направлении падения давления.

Руководствуясь представлением об электронном газе в металлах, нетрудно было понять, почему все металлы обладают большой теплопроводностью. Участвуя в тепловом движении, свободные электроны в металле благодаря своей большой подвижности должны облегчать выравнивание теплового состояния тела. Теплопроводность металла, так же как и электропроводность, должна определяться свойствами электронного газа.

Поэтому следует ожидать существования зависимости между коэффициентом теплопроводности и удельной электропроводностью одного и того же металла. Такая зависимость действительно существует и носит название закона Видемана и Франца, открытого ими в 1853 г.:

$$\frac{\text{коэффициент теплопроводности}}{\text{удельная электропроводность}} = a \cdot T, \qquad (1)$$

т. е. *отношение коэффициента теплопроводности к удельной электропроводности пропорционально абсолютной температуре.* При этом коэффициент пропорциональности примерно одинаков для большинства металлов. Это видно из помещенной здесь таблицы, где a — отношение коэффициента теплопроводности в *эрг/град·см·сек* к температуре и к удельной электропроводности в *1/ом·см*.

Константа Видемана — Франца

Металл	a	Металл	a
Алюминий	$2{,}1 \cdot 10^6$	Свинец	$2{,}5 \cdot 10^6$
Медь	$2{,}25 \cdot 10^6$	Олово	$2{,}5 \cdot 10^6$
Серебро	$2{,}35 \cdot 10^6$	Платина	$2{,}6 \cdot 10^6$
Цинк	$2{,}45 \cdot 10^6$	Железо	$2{,}9 \cdot 10^6$

Рассмотрим, как по теории Друде и Лорентца объясняется электрическое сопротивление металла. Свободные электроны в металле под действием электрического поля начинают двигаться ускоренно. Если бы не было пространственной решетки металла, происходило бы непрерывное возрастание тока. Однако столкновения электронов

с положительными ионами металла (расположенными в узлах кристаллической решетки) коренным образом меняют картину. В промежутке между двумя столкновениями электрон движется ускоренно, причем его ускорение пропорционально напряженности электрического поля и величине его заряда и обратно пропорционально массе:

$$j = \frac{eE}{m}.$$

Если обозначить через τ среднее (для всех электронов) время свободного пробега (от молекулы до молекулы), то скорость к концу пробега будет $j\tau$, а средняя скорость в течение промежутка времени τ будет равна

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \cdot j\tau = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{eE}{m}\right) \tau.$$

Таким образом, средняя скорость упорядоченного движения зарядов в проводнике пропорциональна напряженности электрического поля.

Если n есть число электронов в 1 $см^3$ электронного газа, то очевидно, что плотность тока i будет выражаться произведением заряда n электронов на среднюю скорость их перемещения в направлении тока:

$$i = \bar{u}ne.$$

Подставляя сюда полученное выше выражение для средней скорости $\bar{u}$, находим:

$$i = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{eE}{m}\right) \tau ne.$$

Сравнивая эту формулу с законом Ома:

$$i = \gamma E,$$

где γ — электропроводность металла, мы видим, что

$$\gamma = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{m} n\tau.$$

Но среднее время свободного пробега $\tau \frac{\lambda}{v}$, где λ — длина свободного пробега электрона и v — средняя скорость теплового движения электронов. Таким образом,

$$\gamma = \frac{e^2 n\lambda}{2mv}. \qquad (2)$$

Для вычисления коэффициента теплопроводности металлов K Друде применил к электронному газу в металле известную формулу

кинетической теории газов (т. I, § 93):

$$K = \frac{1}{3} v\lambda \cdot c_v \rho.$$

Здесь v — средняя скорость теплового движения, λ — средняя длина свободного пробега.

Произведение удельной теплоемкости газа при постоянном объеме c_v на плотность газа ρ представляет собой теплоемкость единицы объема газа Число электронов в единице объема (в 1 *см*^{3}) выше было обозначено через n; каждый свободный электрон должен иметь три степени свободы, поэтому теплоемкость единицы объема электронного газа должна быть равна $\frac{3}{2}kn$, где k — постоянная Больцмана.

Стало быть, если теплопроводность металла создается главным образом теплопроводностью электронного газа, то коэффициент теплопроводности металлов должен выражаться формулой

$$K = \frac{1}{2} kvn\lambda. \tag{3}$$

Как в формулу для электропроводности, так и в формулу для теплопроводности входят число свободных электронов n в единице объема металла и средняя длина свободного пробега электрона в металле λ. Это — величины неизвестные, и поэтому непосредственная проверка формул (2) и (3) невозможна. Но в обе формулы величины n и λ входят в виде произведения, поэтому они сокращаются для отношения коэффициента теплопроводности к удельной электропроводности металла:

$$\frac{K}{\gamma} = \frac{kmv^2}{e^2}.$$

Если свободные электроны участвуют в тепловом движении, то средняя квадратичная скорость должна быть связана с абсолютной температурой соотношением

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

Друде не учитывал различия тепловых скоростей электронов и поэтому должен был отождествить скорости v и c. Тогда получается нижеследующее теоретическое выражение закона Видемана — Франца:

$$\frac{K}{\gamma} = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T. \tag{4}$$

Стало быть, константа a в законе Видемана—Франца, по теории Друде, должна быть равна

$$a = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2.$$

Здесь k — постоянная Больцмана ($k=1{,}38\cdot10^{-16}$ *эрг/град*) и e — заряд электрона, выраженный в кулонах. Таким образом,

$$a = 3\left(\frac{k}{e}\right)^2 = 3\left(\frac{1{,}38\cdot10^{-16}}{1{,}60\cdot10^{-19}}\right)^2 = 2{,}23\cdot10^6.$$

Это теоретическое значение константы закона Видемана — Франца удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями, что видно из вышеприведенной таблицы.

Следует отметить, что закон Видемана — Франца верен только в области нормальных и высоких температур и не подтверждается в области низких температур. На рис. 95 представлены значения константы закона Видемана — Франца, вычисленные по экспериментальным данным. Мы видим, что при низких температурах у разных металлов обнаруживается неодинаковое отклонение от закона Видемана — Франца. При всем том теоретическое предвычисление константы закона Видемана — Франца, хотя бы только и для достаточно высоких температур, несомненно представляет выдающееся достижение классической теории электропроводности металлов.

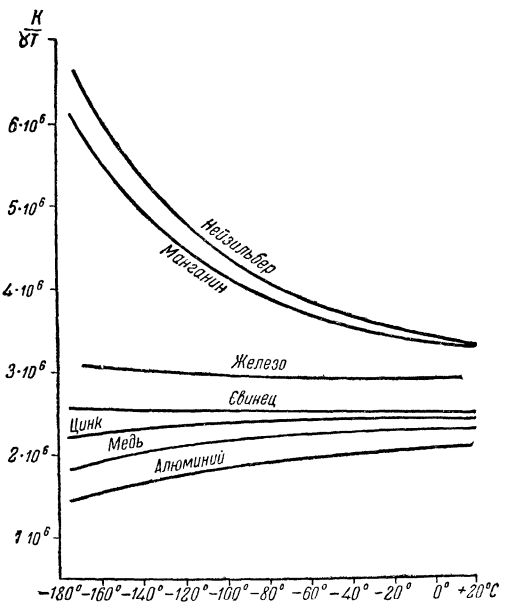


Рис. 95. При низких температурах значения константы закона Видемана — Франца для разных металлов оказываются неодинаковыми.

Однако теория Друде — Лорентца, как пояснено ниже, не свободна от внутренних противоречий, и в последующие годы сложились иные представления о состоянии электронов в металлах и о природе электропроводности металлов.

При построении теории электропроводности металлов Друде исходил из упрощающего предположения, что все свободные электроны, участвуя в тепловом движении, имеют одинаковую скорость v. Из соотношения $\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2}kT$ эта скорость получается значительно

большей, чем скорости газовых молекул (при 0° С она составляет примерно 60 *км/сек*).

Лорентц, развивая теорию Друде, предположил, что скорости электронов распределены, как скорости газовых молекул, по закону Максвелла (т. I, § 82). Это привело к некоторому изменению численного коэффициента в формуле (4), но вместо уточнения теории неожиданно обнаружилось расхождение с данными опыта.

Указанная неудача в развитии теории связана с основным недостатком теории Друде — Лорентца: в этой теории *неверным является представление о роли электронов в тепловом движении*, и поэтому теория приводит *к неправильному выводу о теплоемкости металлов*.

Действительно, чтобы формулы (2) и (3) объясняли большую электропроводность и большую теплопроводность металлов, необходимо предположить, что число свободных электронов n в каждой единице объема металла велико, например по одному электрону на каждый атом металла. Но в таком случае весьма значительной должна быть также теплоемкость электронного газа — примерно 3 калории на грамм-атом, как теплоемкость любого одноатомного газа. Но тогда общая грамм-атомная теплоемкость металла была бы равна не 6 калориям, как это установлено опытами Дюлонга и Пти, а 9 калориям, чего на самом деле нет.

Теплоемкость металла полностью объясняется колебательным движением ионов металла, каждый из которых имеет шесть степеней свободы (три соответствуют кинетической и три потенциальной энергии колебаний).

Чтобы примирить теорию Друде — Лорентца с фактическим значением теплоемкости металлов, необходимо предположить, что число свободных электронов в металле, участвующих в тепловом движении, мало и что поэтому электроны не вносят заметной доли в энергию теплового движения. Но тогда остались бы необъясненными большие величины коэффициентов электропроводности и теплопроводности металлов.

Выход из этого противоречия был указан в 1924 г. советским физиком Яковом Ильичом Френкелем и в 1927 г. немецким физиком Зоммерфельдом. Работы Френкеля, Зоммерфельда и вслед за ними Блоха, Кронига и др. положили начало развитию квантовой теории электропроводности металлов.

Представление об электронном газе в металлах подверглось серьезному пересмотру. Я. И. Френкель первый указал, что электроны в металле нельзя считать «свободными» и участвующими самостоятельно в тепловом движении. Электроны, увлекаемые электрическим полем при прохождении электрического тока, правильнее считать с в я з а н н ы м и с ионами металла, но так, что каждый из этих электронов принадлежит не одному какому-либо иону, как

в парáх металла, но одновременно или же последовательно принадлежит ряду смежных ионов. Те электроны, которые в отдельном изолированном атоме наиболее удалены от ядра атома и при химических процессах легко отщепляются от атома (периферические, или так называемые «валентные», электроны), в кристалле металла составляют *общую собственность всех смежных атомов металла.* Движение этих электронов, сделавшихся общей принадлежностью ряда атомов, остается подчиненным тем же законам (квантовым законам), как и движение внутриатомных электронов. Но «обобществленные» электроны «странствуют» по кристаллу, сохраняя свою весьма большую скорость орбитального движения, которая не зависит от температуры. Под действием электрического поля указанные электроны перемещаются преимущественно в направлении поля, обеспечивая большую электропроводность. Это представление об «электронах проводимости» позволяет понять черты сходства и различия хороших и плохих проводников и непроводников.

Электронной проводимостью обладают не только металлы, графит, уголь, но и многие полупроводники, например закись меди (Cu_2O), окись цинка (ZnO), сернистый свинец (PbS) и некоторые другие минералы. При низких температурах, например при температуре жидкого воздуха, они практически совершенно не проводят электричества, являются изоляторами. С повышением температуры полупроводники обнаруживают все возрастающую электропроводность, и при комнатной или более высокой температуре некоторые из них оказываются хорошими проводниками.

В одной из своих статей Я. И. Френкель, поясняя новое представление об электронах проводимости, писал:

«В твердых электронных проводниках и полупроводниках *энергия ионизации*, т. е. энергия, необходимая для отрыва электрона из отдельного атома, гораздо меньше, чем в случае газов. Оно и понятно. В газе атомы находятся в среднем на больших расстояниях друг от друга. Когда газ конденсируется в твердое тело, атомы его сближаются на малые расстояния. При таких условиях для освобождения электрона из атома достаточно сообщить электрону энергию, значительно меньшую той, которая необходима для удаления его из изолированного атома.

Представим себе, что мы сообщаем изолированному атому энергию, соответствующую его *возбуждению*, т. е. переходу электрона с нормальной орбиты на орбиту увеличенных размеров (без отрыва от атома). Если этот возбужденный атом ввести в кристалл, то может оказаться, что размеры возбужденной орбиты будут больше, нежели расстояния между двумя соседними атомами; в этом случае рассматриваемый электрон окажется в равной мере связанным как с исходным атомом, так и с соседними; он начнет переходить от одного „хозяина“ к другому и окажется, если можно так выразиться, „коллективизированным“...

У полупроводников мы имеем дело с небольшой степенью коллективизации, возрастающей с повышением температуры. У металлов уже при абсолютном нуле температуры имеется практически сплошная коллективизация наружных, или «валентных», электронов.

Размеры наружных электронных орбит у металла значительно больше, чем в случае атомов металлоида. При сближении атомов металла друг с другом эти орбиты наружных электронов начинают проникать в область соседних атомов так далеко, что вращение какого-либо электрона вокруг одного и того же атома становится невозможным и электрон оказывается коллективизированным.

У полупроводников коллективизация электронов быстро возрастает с повышением температуры. Это изменение превалирует над изменением всех других факторов, вследствие чего электропроводность у полупроводников повышается с повышением температуры.

У металлов коллективизация электронов от температуры не зависит, так как является полной уже при абсолютном нуле. Поэтому в этом случае на первый план выступает зависимость электропроводности от других факторов, а именно, от длины свободного пробега электронов λ и от скорости v. Оказывается, что длина свободного пробега электронов в металлах обратно пропорциональна абсолютной температуре. Опыт показывает, что электропроводность металлов также обратно пропорциональна абсолютной температуре. Отсюда следует, что скорость электронов v не должна зависеть от температуры. Это обстоятельство легко обосновать и теоретически.

Движение коллективизированных электронов вовсе не является тепловым движением в обычном смысле этого слова. Оно представляет собой наследие того движения, которое совершается электронами в отдельных атомах газа. Когда атомы металлического пара сочленяются друг с другом в твердое металлическое тело, то орбиты электронов перекрываются и электроны начинают перемещаться по всему металлу; скорость, которую они при этом имеют, должна сохранить примерно такую же величину, как и в изолированном атоме, т. е. величину, которая не зависит от температуры и которая составляет около 1000 *км/сек*».

Зоммерфельд показал, что энергии электронов, обеспечивающих проводимость, распределены не по классической статистике, т. е. не по закону Максвелла — Больцмана, а по квантовой статистике — по закону Ферми (т. I, § 85), причем при нормальных температурах состояние электронов проводимости является «вырожденным»; это означает, что энергия электронов не зависит от температуры. В случае газа это могло бы быть только при температуре, близкой к абсолютному нулю (т. I, стр. 341, рис. 189, верхняя кривая, участок около оси ординат). В металлах вследствие связи электронов с ионами и большой концентрации электронов состояние вырождения сохраняется для огромного большинства электронов

даже при температурах в тысячи градусов. Только у незначительной части электронов при достаточно высоких температурах энергии оказываются распределенными по закону, близкому к закону Максвелла — Больцмана, что проявляется при «испарении» электронов из металлов (§ 50).

Вследствие того, что энергия подавляющего большинства электронов в металле не зависит от температуры, их доля в теплоемкости, очевидно, равна нулю, так как теплоемкость является не чем иным, как приращением внутренней энергии при повышении температуры на один градус.

Вычисление по принципам квантовой статистики средней длины свободного пробега λ электронов в металле обнаружило, что $\frac{1}{\lambda}$ изменяется для разных металлов так, как показано на рис. 96. Поэтому электрическое сопротивление, пропорциональное величине $\frac{1}{\lambda}$, при высоких температурах растет примерно пропорционально абсолютной температуре, а при низких — несколько медленнее. Для константы закона Видемана — Франца Зоммерфельд получил вместо коэффициента 3 коэффициент $\frac{\pi^2}{3}$, что лучше соответствует данным опыта.

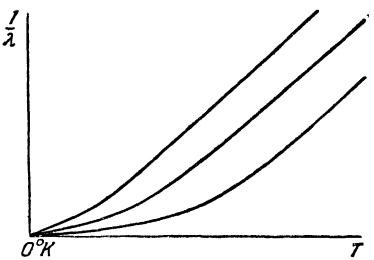


Рис. 96. Зависимость между длиной λ свободного пробега электронов в металле и абсолютной температурой (по выводам квантовой статистики)

Последующее развитие квантовой теории электропроводности позволило с единой точки зрения (на основе представления об энергетических зонах) объяснить разнообразные электрические свойства проводников, изоляторов и полупроводников. Об этом рассказано в § 35.

§ 31. Сверхпроводимость

В 1911 г. голландский ученый Камерлинг-Оннес, изучая электропроводность ртути при весьма низких температурах, открыл интереснейшее явление — *сверхпроводимость*. Явление сверхпроводимости заключается в том, что ртуть, свинец, цинк, алюминий и некоторые другие металлы при глубоком охлаждении до весьма низкой температуры внезапно при 2—8° К полностью утрачивают свое сопротивление электрическому току.

Электрическое сопротивление при понижении температуры уменьшается плавно и в области весьма низких температур обычно

с определенным замедлением (рис. 97). Но у некоторых металлов при характерной для каждого из них температуре — при «точке превращения в сверхпроводник» — сопротивление вдруг скачком убывает по меньшей мере в десятки миллиардов раз, вероятно до полного исчезновения (рис. 98). Во всяком случае, несмотря на исключительную чувствительность применяемых методов измерения, электрическое сопротивление в состоянии сверхпроводимости оказывается необнаружимо малым и, возможно, нулевым.

Когда через тонкую свинцовую проволоку, находящуюся в состоянии сверхпроводимости, проходит ток плотностью в тысячи

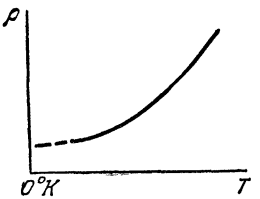


Рис. 97. Обычный характер зависимости сопротивления от температуры в области низких температур.

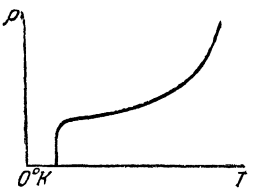


Рис. 98. Скачок исчезновения сопротивления для сверхпроводника.

ампер на квадратный сантиметр, никакого падения потенциала между концами проволоки не замечается. Не замечается также никакого выделения тепла током.

Ток, однажды возбужденный в замкнутом сверхпроводящем кольце, не уменьшается в величине десятки часов — все время, пока сохраняется состояние глубокого охлаждения, обеспечивающее сверхпроводимость.

Переход в состояние сверхпроводимости не сопровождается какими-либо резкими изменениями других свойств металла (не считая магнитных). Исследованиями Кеезома и де Гааза установлено, что переход в состояние сверхпроводимости не связан с какими-либо изменениями в строении кристаллической решетки. Установлено, что в момент возникновения сверхпроводимости (в ненамагниченном металле) не происходит ни выделения, ни поглощения тепла; коэффициент теплового расширения не изменяется; только теплоемкость (весьма малая при низких температурах) испытывает небольшой скачок в сторону возрастания.

Опыты, проведенные Шенбергом (1937 г.), показали, что интенсивное намагничивание сверхпроводника способно разрушить его сверхпроводимость. Это обстоятельство налагает ограничение на допустимую плотность тока в сверхпроводнике: магнитное поле чрезмерно большого тока вызывает исчезновение сверхпроводимости. Однако при уменьшении величины тока или при более глу-

боком охлаждении состояние сверхпроводимости вновь восстанавливается.

Ряд исследований показал, что в совершенно чистом металле в состоянии сверхпроводимости весь ток проходит по поверхности металла, сам же металл становится непроницаемым для магнитного и электрического полей. Таким образом, термин «*сверхпроводимость*» оказалось возможным рассматривать как имеющий даже геометрический смысл, а именно смысл такого состояния металла, когда ток проходит «сверх» (или «поверх») металла, не проникая внутрь. Естественно, что физические и химические особенности металла не сказываются в виде сопротивления току, который протекает «поверх» металла. Но это, конечно, еще не объясняет сущности явления.

Тонкие эксперименты, осуществленные членом-корр. Академии наук СССР А. И. Шальниковым, доказали, что глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник составляет десятитысячные доли миллиметра. Последующие опыты А. И. Шальникова (1947 г.) обнаружили, что переход к сверхпроводимости куска металла при глубоком охлаждении происходит через промежуточное состояние, когда (в согласии с теорией, развитой акад. Л. Д. Ландау) наблюдается расслоение металла на тонкие слои сверхпроводимости, чередующиеся со слоями нормальной проводимости.

Явление сверхпроводимости обнаружено у 23 металлов и у многих сплавов. Температуры, при которых металл, когда его охлаждают, внезапно обнаруживает сверхпроводимость,— точки превращения в сверхпроводник — для некоторых металлов приведены в помещенной здесь таблице.

Точки превращения в сверхпроводник по шкале абсолютной температуры

Металл	°K	Металл	°K
Технеций	11,7	Олово	3,69
Ниобий	9,22	Алюминий	1,14
Свинец	7,26	Уран	1,30
Ванадий	4,3	Цинк	0,79
Ртуть	4,19	Гафний	0,35

Рис. 99 показывает, как происходит падение сопротивления, когда металл охлажден до точки превращения в сверхпроводник.

Металлы, которые при глубоком охлаждении становятся сверхпроводниками, при комнатной температуре отнюдь не являются лучшими проводниками. Напротив, у лучших проводников — меди,

серебра и золота — состояние сверхпроводимости не обнаружено, несмотря на то, что их охлаждение доводилось до температур, предельно близких к абсолютному нулю.

Все металлы, превращающиеся при глубоком охлаждении в сверхпроводники, составляют в периодической системе элементов Д. И. Менделеева компактную группу, очерченную на рис. 100 рамкой.

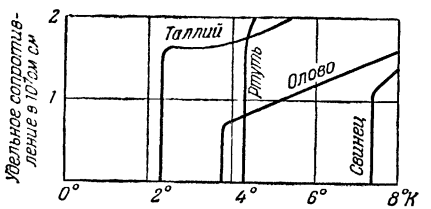


Рис. 99. Температурный ход удельного сопротивления металлов близ абсолютного нуля (сверхпроводимость).

Явление сверхпроводимости наблюдается также у многих сплавов. Замечательно, что сверхпроводящими сплавами при низких температурах оказываются не только сплавы металлов-сверхпроводников, но также некоторые сплавы с преобладанием металла, который в чистом виде не обнаруживает сверхпроводимости. Имеются даже такие сверхпроводящие сплавы и соединения, которые

Период	Ряд	Г р у п п ы								
		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	0
I	1	H								He
II	2	Li	Be	B	C	N	O	F		Ne
III	3	Na	Mg	Al 1,14°	Si	P	S	Cl		Ar
IV	4	K	Ca	Sc	Ti 0,53°	V 4,3°	Cr	Mn	Fe Co Ni	
	5	Cu	Zn 0,79°	Ga 1,06°	Ge	As	Se	Br		Kr
V	6	Rb	Sr	Y	Zr 0,7°	Nb 9,2°	Mo	Tc 11,7°	Ru Rh Pd	
	7	Ag	Cd 0,54°	In 3,37°	Sn 3,69°	Sb	Te	J		Xe
VI	8	Cs	Ba	La 4,71°	Hf 0,35°	Ta 4,38°	W	Re 0,95°	Os Ir Pt	
	9	Au	Hg 4,12°	Tl 2,39°	Pb 7,26°	Bi	Po			Rn
VII	10	Fr	Ra	Ac	Th 1,37°	Pa	U 1,30°			

Рис. 100. Положение сверхпроводящих элементов в периодической системе Менделеева. Цифры под символами элементов — температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

полностью состоят из элементов, не принадлежащих к сверхпроводникам. Таковы сплавы висмута и золота Au_2Bi, карбиды молибдена и вольфрама (MoC, Mo_2C, WC). Полупроводник CuS при 1,6° K становится сверхпроводником.

Самыми высокими точками превращения в состояние сверхпроводимости обладают: ниобий Nb (9,2° K), карбид ниобия NbC (10,1° K), сплав олова и ниобия (18° K), и наивысшей точкой — нитрид ниобия NbN (23° K).

Почти полвека явление сверхпроводимости оставалось малопонятным. Только в 1957 г. американским физикам Бардину, Куперу, Шриферу и в более полной форме академику Николаю Николаевичу Боголюбову удалось, наконец, создать удовлетворительную теорию сверхпроводимости.

Оказалось, что сверхпроводимость объясняется во многих отношениях аналогично явлению *сверхтекучести* жидкостей. Как было упомянуто в т. I на стр. 367, сверхтекучесть наблюдается у жидкого гелия II при температурах ниже 2,18° K; жидкий гелий вследствие сверхтекучести обладает аномально большой теплопроводностью (почти в полтора миллиона раз большей, чем вода, в две тысячи раз большей, чем медь, взятые при комнатной температуре).

В одной из своих статей (1958 г.) Н. Н. Боголюбов пишет:

«...Выяснилась следующая картина движения сверхтекучей жидкости: в противоположность движению обычной жидкости или газа, в которых отдельные частицы движутся беспорядочно, движение сверхтекучей жидкости проявляет высокую степень упорядоченности. Это обусловлено тем, что частицы сверхтекучей жидкости сильно взаимодействуют друг с другом. Особенно сильным это взаимодействие оказывается для частиц с противоположно направленными скоростями. Правильный учет этого взаимодействия составлял особую трудность при создании теории сверхтекучести. Аналогичную трудность таила в себе и теория сверхпроводимости...

До сих пор в физике существовало общее мнение, что вряд ли возможно глубокое сходство в поведении системы, состоящей из атомов гелия, и системы, образованной из электронов. Дело в том, что статистические свойства этих частиц, которые и определяют поведение составленных из них систем, весьма различны: ядра гелия подчиняются статистике Бозе, а электроны подчиняются статистике Ферми [1]).

Общую картину поведения электронов в сверхпроводящем состоянии можно представить себе следующим образом. Свободные электроны металла образуют в этом состоянии связанный «коллектив», по своим свойствам подобный тому, который в теории сверхтекучести называется конденсатом... Движение такого коллектива в целом является устойчивым. При дополнительной стабилизации действием магнитного поля это движение (электрический ток в металле) не встречает сопротивления».

Н. Н. Боголюбов, в прошлые годы усовершенствовавший теорию сверхтекучести жидкостей, применил созданный им математический метод к анализу условий возникновения и характера движения упомянутого «коллектива-конденсата» электронов. Н. Н. Боголюбов показал, что хотя электрическое отталкивание электронов препятствует их сочленению в связанный «коллектив», но в меньшей мере, чем считали Бардин, Купер и Шрифер. Американские физики, придерживаясь предположения, что электроны группируются парами, получили ряд формул для величин, характеризующих состояние сверхпроводимости; те же формулы, наряду с некоторыми новыми заключениями, дает более строгая теория Н. Н. Боголюбова.

§ 32. Термоэлектрические явления и их применение

Как было пояснено в § 12, на границе соприкосновения разнородных тел, как правило, возникает контактная разность потенциалов. Напомним, что разность электрических потенциалов

[1]) См. т. I, § 85.

выравнивает то первоначальное различие термодинамических потенциалов электронов, которое имело место в двух средах до соприкосновения тел. Дело в том, что термодинамические потенциалы электронов в разных телах вообще неодинаковы. При соприкосновении тел вследствие первоначального неравенства термодинамических потенциалов электронов электроны переходят из одной среды в другую. Это вызывает электризацию соприкасающихся тел. Мерилом указанной электризации, которая в итоге приводит к выравниванию термодинамических потенциалов электронов в обеих средах, и является образующаяся контактная разность электрических потенциалов.

В замкнутой электрической цепи, состоящей из проводников первого рода и имеющей во всех своих частях одинаковую температуру, устанавливается равновесие, при котором алгебраическая сумма контактных разностей потенциалов для любого направления обхода цепи равна нулю. Иначе был бы нарушен принцип сохранения энергии.

Когда в цепи имеются проводники второго рода, электрический ток длительно поддерживается протеканием химической реакции. В этом случае равновесие достигается тогда, когда завершаются химические процессы.

Но и в цепи, состоящей только из проводников первого рода, нетрудно нарушить равновесие. Для этого достаточно создать неравенство температур вдоль цепи и, в особенности, неравенство температур в местах контакта разнородных проводников.

Чтобы создать и длительно поддерживать неравенство температур в проводящей цепи, нужно в одних местах производить нагревание, в других — охлаждение, т. е. подводить и отбирать тепло. Небольшая часть подводимого тепла при этом превращается в энергию электрического тока. Электрический ток образуется потому, что при неодинаковой температуре контактов алгебраическая сумма контактных разностей потенциалов оказывается уже не равной нулю, но отличной от нуля на некоторую величину, представляющую собой электродвижущую силу теплового происхождения— *термоэлектродвижущую силу*:

$$\sum \Delta V = \mathscr{E}.$$

Составим замкнутую цепь из двух или большего числа разнородных металлов так, чтобы один из их спаев был нагрет, а другой — охлажден, и включим в цепь гальванометр (рис. 101). Гальванометр покажет, что в цепи протекает электрический ток, вызванный электродвижущей силой в несколько тысячных долей вольта (при разности температур спаев в сотни градусов).

Опыт нетрудно видоизменить, чтобы, несмотря на малую величину термоэлектродвижущей силы, величина тока в цепи оказалась

значительной. Для этого замкнутую термоэлектрическую цепь нужно осуществить так, чтобы она имела малое сопротивление.

Возьмем два разнородных металлических стержня: один — более длинный — из меди, другой — короткий — из железа или, лучше, из висмута. Из медного стержня сделаем дугу с отогнутым концом, а другим, коротким (железным или висмутовым) стержнем замкнем часть этой дуги, спаяв концы стержня с обеими ветвями медной дуги. Если теперь один конец медной дуги нагревать, расположив его над пламенем горелки, а другой, отогнутый конец охлаждать, опустив его в сосуд со льдом (рис. 102), то спай *1* приобретет и будет удерживать более высокую температуру, чем спай *2*.

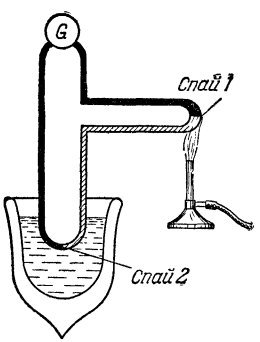


Рис. 101. Схема термоэлектрической цепи.

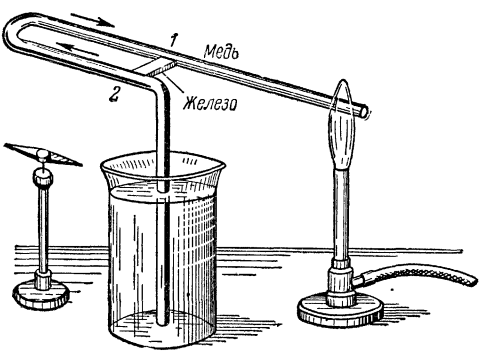


Рис. 102. Термоэлектрическая цепь с малым сопротивлением.

По замкнутой части дуги пойдет электрический ток. Термоэлектродвижущая сила будет незначительной — одна тысячная доля вольта (1 *мв*) для меди — железа и 3 *мв* для меди — висмута. Но ток может оказаться большим, порядка десятков ампер, поскольку сопротивление замкнутой цепи мало.

О величине тока можно судить по магнитному действию тока. Магнитная стрелка, расположенная в «термоэлементе», как показано на рис. 102, резко отклоняется, как только начинают нагревать один из спаев.

Если виток, представленный на рис. 102, охвачен железным сердечником и якорем, что схематически изображено на рис 103, то получившийся электромагнит может удержать гирю в несколько килограммов.

Описанное явление термоэлектричества было открыто Зеебеком (1821 г.) и подробно изучено Беккерелем, В. Томсоном и киевским физиком Михаилом Петровичем Авенариусом.

Представление о величинах термоэлектродвижущей силы при разных спаях можно получить из приводимой таблицы.

Термоэлектродвижущие силы (в милливольтах) при температурах спаев 0 и 100°С

Спай [1])	$\mathscr{E}$ в *мв*	Спай [1])	$\mathscr{E}$ в *мв*
Висмут — сурьма	10,0	Медь — железо	1,1
Висмут — платина	6,5	Платина — медь	0,75
Висмут — свинец	6,0	Платина — серебро	0,71
Константан — железо	5,2	Платина — платина и родий (10%)	0,64
Константан — медь	4,2	Платина — платина и родий (5%)	0,55
Никель — железо	3,2	Ртуть — платина	0,00
Серебро — железо	2,6		
Платина — железо	1,7		
Никель — платина	1,6		

[1]) В нагретом спае ток идет от первого металла ко второму.

В цепи медь — железо (рис. 102) ток идет в горячем спае от меди к железу. На этом основании говорят, что медь положительна по отношению к железу, а железо отрицательно по отношению к меди. Вообще, металл, от которого идет ток через более *нагретый* спай, называют *положительным*. Электроны перемещаются в противоположном направлении: в нагретом спае электроны переходят от отрицательного металла к положительному.

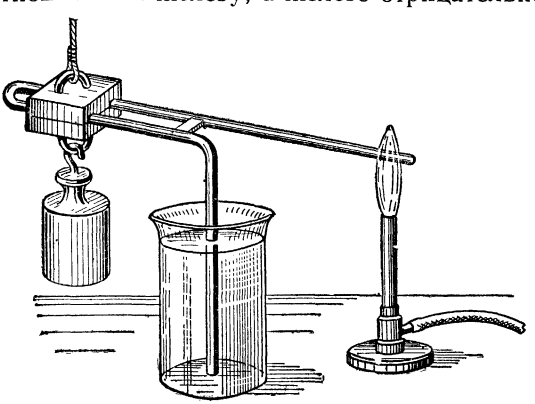


Рис 103. Электромагнит, питаемый током термоэлемента способен удержать гирю весом в несколько килограммов.

Для заданной температуры спаев можно расположить металлы в ряд так, чтобы каждый из металлов по отношению к последующему был положителен, а по отношению к предыдущему отрицателен. При комнатных температурах спаев этот ряд таков: (+) натрий, калий, висмут, никель, кобальт, ртуть, платина, золото, медь, олово, алюминий, свинец, цинк, серебро, кадмий, железо, мышьяк, сурьма (—).

Величина термоэлектродвижущей силы при заданных температурах спаев весьма сильно зависит от наличия примесей в металлах. Наличие примесей настолько изменяет величину термоэлектродвижущей силы, что это сказывается на положении металла в ряду, определяющем направление тока.

На величину термоэлектродвижущей силы значительное влияние оказывает механическая и термическая обработка, которой подвергались испытуемые образцы. Можно даже составить термоэлектрическую цепь из двух различно закаленных или неодинаково деформированных образцов одного и того же металла. Образец, подвергнутый закалке, в нагретом спае отнимает электроны у незакаленного, т. е. ток идет (в смысле кажущегося движения положительных зарядов) к незакаленному металлу. Деформации создают у различных металлов неодинаковую полярность.

Следует отметить, что некоторые полупроводники в сочетании с металлами дают значительно бо́льшую термоэлектродвижущую силу, чем любая комбинация металлов. Например, при разности температур спаев в 100° термоэлемент медь — окись меди дает термоэлектродвижущую силу около 100 *мв*, а термоэлемент Cu_2O—Fe_3O_4 — около 120 *мв*.

В сплавах, представляющих собой тонкую металлическую смесь кристаллических зерен двух металлов (например, в сплавах олова с кадмием), термоэлектродвижущие силы определяются по правилу смешения. В сплавах, представляющих собой твердые растворы и образующих смешанные кристаллы, например в сплавах меди с никелем, зависимость термоэлектродвижущей силы от концентрации компонентов выражается U-образной кривой, т. е. для всех концентраций термоэлектродвижущие силы оказываются значительно меньшими, чем следовало бы по правилу смешения. При некоторых концентрациях компонентов возникают интерметаллические соединения, что преобразуе́т кристаллическую структуру; например, в случае сплавов меди с алюминием резко изменяется вид кривой, выражающей зависимость термоэлектродвижущей силы от состава сплава: появляются подъемы и провалы с точками максимумов и перегибов. Поэтому экспериментальное изучение зависимости термоэлектродвижущей силы сплавов от концентрации компонентов является чу́вствительным методом физико-химического анализа сплавов.

На рис. 104 показана схема подключения гальванометра к термопаре, предназначенной для измерения температур. Спай (или место сварки) двух разнородных проволок *1* и *2* помещают туда, где нужно измерить температуру. Противоположные концы проволок соединяют с проводами, ведущими к гальванометру, помещая контакты в термостат.

Для измерения высоких температур (до 1600° С) применяют обычно термопары из платины и платины — родия. Термопару

размещают в трубке из огнеупорного материала (рис. 105). Конец *a*, где находится спай обоих металлов, вставляют в печь, температуру которой желают измерить; клеммы *b* и *c* соединяют с гальванометром, проградуированным на градусы температуры.

Для измерения еще более высоких температур применяют термопару иридий — иридий с родием (температура плавления платины 1774° С, тогда как температура плавления иридия 2454° С).

Для измерения относительно невысоких температур (до 500° С) чаще всего применяют термопары медь — константан и железо —

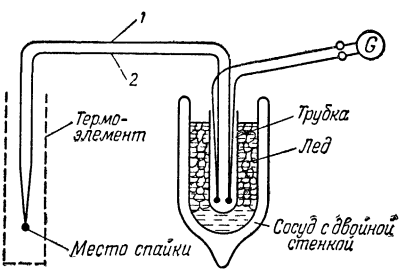


Рис 104. Схема измерения температуры посредством термопары.

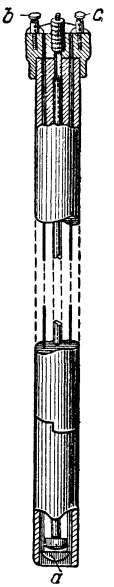


Рис. 105. Термопара.

константан. Термоэлектродвижущие силы для наиболее распространенных термопар приведены в помещенной ниже таблице (температура холодного спая равна 0° С).

Термопары	Термоэлектродвижущие силы (в милливольтах) при температуре горячего спая в °С			
	100°	500°	1000°	1500°
Медь — константан	4,2	26,3	—	—
Никель — платина	1,6	5,55	9,59	—
Платина — платина + родий (5%) .	0,55	3,22	6,79	10,5
Платина — платина + родий (10%) .	0,64	3,37	8,80	14,0
Платина — платина + иридий (10%)	1,25	7,37	15,0	15,7

Для точных измерений мощности теплового излучения нередко применяют так называемые *термоэлектрические столбики*. Термостолбик представляет собой систему нескольких термопар, соединенных последовательно таким образом, что все, например, нечетные спаи нагреваются, а четные охлаждаются.

Термостолбики Меллони, которые некоторое время были самым чувствительным прибором, изготовлялись из тонких прутиков сурьмы, чередовавшихся с прутиками висмута. Большое число таких термоэлементов монтировалось так, чтобы все нечетные спаи лежали на одной стороне, а четные — на другой (рис. 106).

На рис. 107 представлена схема термостолбика из тончайших листиков константана и манганина толщиной менее сотой доли миллиметра. Средние спаи зачернены и подвергаются нагреву измеряемым потоком излучения; боковые спаи охлаждаются массивной рамкой из слоновой кости или медной оправой прибора, от которой отделены изолирующей, но теплопроводной прокладкой. Концы *a* и *b* ряда спаянных полосок подключаются к гальванометру.

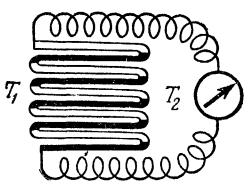


Рис. 106. Схема соединения термоэлементов в термостолбике.

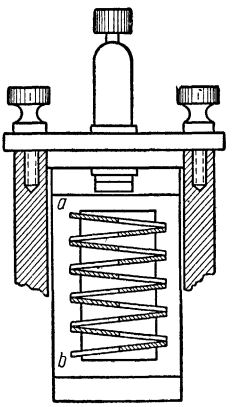


Рис. 107. Схема термостолбика из константановых и манганиновых листков.

Термостолбики дают электродвижущую силу порядка миллионной доли вольта, когда мощность поглощаемого излучения составляет всего десятки эргов в секунду.

Не меньшую чувствительность имеют *вакуумные термоэлементы* (рис. 108). В таком термоэлементе тончайшие полоски константана и манганина (*1* и *2*) припаяны к толстым медным или никелевым стержням, которые обеспечивают охлаждение боковых спаев, тогда как средний спай константана и манганина подвергается нагреванию измеряемым излучением. В баллоне создают высокий вакуум, чтобы уменьшить потери тепла и получить более сильное нагревание среднего спая термоэлемента.

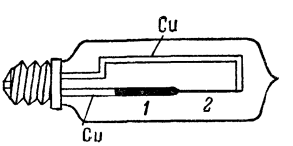


Рис. 108. Вакуумный термоэлемент.

Термоэлектрический эффект используют также для устройства чувствительных приборов, измеряющих величину весьма малых переменных токов. Схема таких приборов пояснена на рис. 109 и носит название *термоэлектрического креста*. К двум достаточно толстым подводящим ток проводам *N* и *M* припаивают к каждому

по одной проволочке из разных металлов, например к одному проводу припаивают константановую проволочку, к другому —железную. Эти проволочки сплетены накрест (одна пропущена в петлю другой) и в месте сплетения спаяны или сварены. Свободные концы этих проволочек подключены к чувствительному милливольтметру.

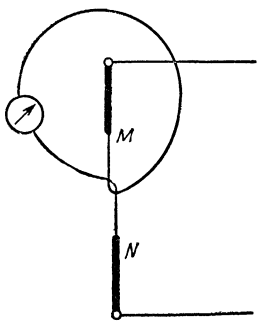


Рис. 109. Схема термоэлектрического креста.

Ток, подводимый по проводам N и M, проходя через припаянные к этим проводам проволочки, нагревает место их спая, тогда как другие их концы, подключенные к гальванометру, остаются холодными. Таким образом, величина тока измеряется термоэлектрическим эффектом. На шкале милливольтметра наносят деления, прямо показывающие величину измеряемого тока.

Энергия термоэлектрического тока возникает за счет энергии источника тепла. За счет затраты тепла происходит ускорение теплового движения электронного газа, которое и проявляется в виде термоэлектрического тока. С этой точки зрения термопара представляет собой прибор, превращающий теплоту в электрическую энергию.

Попытки создания технического прибора, основанного на этом принципе и специально предназначенного для превращения тепла в электроэнергию, делались неоднократно; однако такие приборы — *термобатареи* — мало применяются, так как термобатарея отдает в виде электрической энергии всего несколько процентов затраченной теплоты.

§ 33. Зависимость термоэлектродвижущей силы от температуры спаев. Явление Пельтье

Большое число исследований было посвящено выяснению зависимости термоэлектродвижущей силы от температуры спаев. Раньше чем говорить о результатах экспериментального исследования этого вопроса, подойдем к нему с точки зрения теории электронного газа в металлах. Естественно предположить, что в различных металлах плотность электронного газа неодинакова и неодинаковы средние энергетические уровни электронов. Тогда мы вправе ожидать некоторого, однако *неполного, выравнивания концентраций электронов* на границе соприкосновения металлов, т. е. перехода электронов из одного металла в другой. При этом тот металл, в котором число электронов уменьшается, будет заряжаться положительно, другой— отрицательно. *Равновесие осуществится при достижении равенства термодинамических потенциалов электронов*, в то время как их концентрации в соприкасающихся телах могут оставаться неоди-

наковыми (подобно тому как неодинаковы концентрации насыщенного раствора в двух соприкасающихся разнородных растворителях).

Перемещение некоторого числа электронов из одного металла в другой создает между этими металлами *контактную разность потенциалов*, возникающую как бы вследствие диффузии электронного газа.

По классической электронной теории Друде и Лорентца давление электронного газа в металле пропорционально абсолютной температуре и числу свободных электронов в единице объема (это число свободных электронов зависит от свойств металла): $p=knT$.

Поэтому *разность давлений электронного газа на грани соприкосновения металлов зависит от свойств соприкасающихся металлов и пропорциональна абсолютной температуре.* То же можно сказать и об *уравновешивающей эту разность давлений контактной разности потенциалов.*

В кольцевом проводнике, спаянном из двух разнородных металлов, в местах спаев образуются контактные разности потенциалов, которые противоположны друг другу и при одинаковой температуре спаев взаимно компенсируются. Но если один из спаев нагреть, то для этого спая *контактная разность потенциалов возрастет пропорционально абсолютной температуре.* Компенсация этой разности потенциалов противоположной разностью потенциалов другого спая, оставленного холодным, нарушится, и в цепи обнаружится *термоэлектродвижущая сила, пропорциональная разности температур спаев*:

$$\mathscr{E} = a(T_2 - T_1). \tag{5}$$

Из теории электронного газа в металлах нетрудно получить и более развернутую формулу термоэлектродвижущей силы. Пользуясь формулами, приведенными в т. I, §§ 102 и 105, и вводя вместо давления концентрацию частиц n, термодинамический потенциал $\Phi=U-TS+pv$ можно написать для газа так:

$$\varphi = A - kT \ln n + f(T).$$

Здесь φ — термодинамический потенциал, отнесенный к одной частице: $\varphi = \frac{\Phi}{N_{Ав}}$, k—постоянная Больцмана, A—энергия частицы и $f(T)$ — член, зависящий от температуры.

Если это выражение применить для электронного газа в металле, то величина A будет иметь смысл средней энергии «свободного» электрона в металле по отношению к состоянию электрона вне металла. Поэтому эту величину называют *работой выхода электрона.*

Пусть для ненаэлектризованного металла работа выхода будет A^0. Для того же металла, заряженного до потенциала V, она будет:

$$A = A^0 + V \cdot e,$$

где e — заряд электрона. Заметим, что и для электрически нейтрального металла работу выхода часто выражают значением потенциала V^0, подобранного так, чтобы произведение его на заряд электрона было равно работе выхода (подробнее о работах выхода сказано в § 50).

Считают, что в вышеприведенном выражении для термодинамического потенциала электронов функция $f(T)$ является универсальной, т. е. имеет одинаковое значение при равных температурах для электронного газа в разных металлах. Поэтому для контакта двух разнородных металлов при равновесии, когда возникшая контактная разность потенциалов $V_2 - V_1$ приводит к выравниванию термодинамических потенциалов электронов ($\varphi_2 = \varphi_1$), получается:

$$A_2^0 + V_2 e - kT \ln n_2 = A_1^0 + V_1 e - kT \ln n_1,$$

откуда

$$\Delta V = V_2 - V_1 = \frac{A_1^0 - A_2^0}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}. \qquad (6)$$

Мы видим, таким образом, что контактная разность потенциалов слагается из величины, которая зависит от *разности работ выхода электронов*, и величины, которая определяет *изотермическую работу изменения концентрации электронов*, отнесенную к одному электрону. Первая величина — разность работ выхода — значительно больше второй и обычно имеет порядок нескольких вольт или десятых долей вольта. Но работа выхода мало зависит от температуры, и поэтому для холодного и горячего спаев разности работ выхода в алгебраической сумме (при обходе цепи в одном направлении) сокращаются.

Оценим порядок второго концентрационного члена в выражении контактной разности потенциалов для комнатной температуры (290°К); при этом допустим, что концентрации электронов различаются не более чем в два-три раза, например в 2,7 раза, так что $\ln \frac{n_2}{n_1} \approx 1$, и учтем, что 1 абс. эл.-ст. ед. потенциала составляет 300 *в*:

$$\frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} = \frac{1{,}4 \cdot 10^{-16} \cdot 290}{4{,}8 \cdot 10^{-10}} \cdot 1 \cdot 300 \approx 0{,}025 \text{ в}.$$

Вероятно, отношение концентраций электронов в большинстве случаев оказывается не таким большим, как было принято нами в приведенном расчете. Поэтому концентрационный член в выражении контактной разности потенциалов имеет порядок нескольких милливольт.

Поскольку второй (концентрационный) член в уравнении (6) пропорционален абсолютной температуре, то для горячего спая он больше, чем для холодного, и поэтому в термоэлектрической цепи

обнаруживается электродвижущая сила, равная

$$\mathscr{E} = (T_2 - T_1)\cdot\frac{k}{e}\ln\frac{n_2}{n_1}. \qquad (7)$$

Эта формула дает правильный порядок величины термоэлектродвижущей силы — милливольты при разности температур спаев в сто или несколько сотен градусов. Но формула (7) не точна: при выводе ее было принято приближенное, далеко не точное, выражение для термодинамического потенциала электронов; далее, была игнорирована возможная зависимость работы выхода от температуры, не учитывалось возможное различие температурного члена $f(T)$ для электронного газа в разных металлах и, наконец, весь вывод формул (6) и (7) был основан на классической теории электронного газа в металлах, а эта теория, как пояснено в § 30, не точна.

По формуле (7) термоэлектродвижущая сила должна быть пропорциональна разности температур спаев. Экспериментальные данные показывают, что в большинстве случаев зависимость термоэлектродвижущей силы от температур спаев более сложна. Имеются, однако, и некоторые такие сочетания металлов, для которых термоэлектродвижущая сила в довольно широких пределах пропорциональна разности температур спаев. Таковы термоэлектрические цепи, построенные из меди и серебра, платины и железа, висмута и меди и т. д.

Для одного и того же металла в сочетании его последовательно с рядом других металлов зависимость термоэлектродвижущей силы от температуры спаев в большинстве случаев оказывается неодинаковой. Так, например, как показывает рис. 110, для термоэлектрических цепей, построенных из железа и никеля, железа и иридия, железа и золота, железа и нейзильбера, электродвижущая сила приблизительно пропорциональна разности температур спаев, причем для железа—нейзильбера эта прямолинейная зависимость оправдывается точнее, чем для других упомянутых сочетаний. Но на том же рисунке мы видим, что для термоэлектрической цепи железо—медь, а также железо—молибден зависимость электродвижущей силы от температуры имеет совершенно иной характер: при некоторой разности температур спаев электродвижущая сила достигает максимума, потом убывает и даже меняет знак.

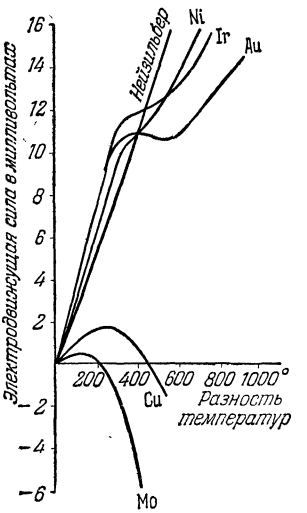


Рис. 110. Зависимость термоэлектродвижущей силы от разности температур спаев (при контакте железа с другими металлами)

Довольно общий и более или менее точный закон зависимости термоэлектродвижущих сил от температур спаев был установлен еще в 1863 г. М. П. Авенариусом:

$$\mathscr{E} = \alpha\,(t_2 - t_1)\cdot\left[t_m - \frac{1}{2}(t_2 + t_1)\right] \qquad (8)$$

Проверкой формулы Авенариуса и определением констант в ней занимались многие ученые в разных странах мира. В итоге было установлено, что закон

Авенариуса справедлив для большинства термоэлектрических цепей в области нормальных и высоких температур. Но этот закон становится неточным при низких температурах и совершенно неприменим при температурах жидкого воздуха.

Закон Авенариуса выражает параболическое изменение термоэлектродвижущей силы и может быть представлен графически так, как это показано на рис. 111 и пояснено подписью под этим рисунком.

При любой температуре холодного спая t_1 (не превышающей, однако, величины t_m) термоэлектродвижущая сила достигает максимума, когда температура нагретого спая становится равной t_m. Эту температуру t_m называют *нейтральной точкой*.

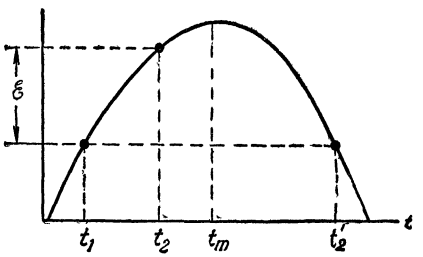


Рис. 111. График закона Авенариуса. Термоэлектродвижущая сила определяется разностью ординат, которые соответствуют температурам нагретого и холодного спаев t_1 и t_2.

Когда разность температур спаев в два раза превышает ту разность температур, при которой термоэлектродвижущая сила имеет максимум, то термоэлектродвижущая сила делается равной нулю (t_2' на рис. 111) и при дальнейшем повышении температуры нагретого спая направление тока меняется на обратное.

Температуру нагретого спая, при которой термоэлектродвижущая сила делается равной нулю, когда холодный спай имеет температуру 0° С, называют *инверсионной температурой*. По закону Авенариуса, инверсионная температура равна удвоенной температуре нейтральной точки: $t_{инв}=2t_m$. Из формулы Авенариуса следует также, что когда температура холодного спая

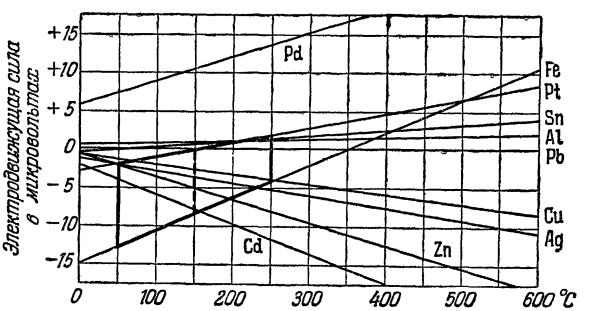


Рис. 112. Диаграмма Тэта. Чтобы найти термоэлектродвижущую силу некоторой пары металлов (например, Fe и Pt) при температурах t_1 и t_2 двух спаев (например, 50 и 250°), нужно вычислить площадь трапеции; на рисунке трапеция изображена утолщенными линиями. Высотой трапеции служит разность температур t_2-t_1, а полусумма оснований есть заключенная между линиями (Fe и Pt) часть той ординаты, которая соответствует средней арифметической температуре спаев. Для взятого примера $\frac{1}{2}(t_1+t_2)=150°$ и средняя линия трапеции соответствует примерно 9 микровольтам; стало быть, электродвижущая сила $\mathscr{E}\approx 9\ (t_2-t_1)$ *мкв* $=1{,}8\cdot10^{-3}$ *в*.

отличается от 0° С и равна t_1, то исчезновение термоэлектродвижущей силы будет наблюдаться при той температуре нагретого спая t_2, которая в сумме

с температурой t_1 холодного спая равна инверсионной температуре ($t_1 + t_2 = 2t_m = t_{инв}$).

Итоги многочисленных измерений термоэлектродвижущих сил часто представляют в виде диаграмм, позволяющих быстро определять термоэлектродвижущую силу для любой пары металлов при любой температуре спаев. Такие диаграммы, построенные в соответствии с законом Авенариуса, уточненным экспериментальными поправками, были впервые предложены Тэтом (1874 г.). Подпись под рис. 112 поясняет применение диаграммы Тэта.

Термоэлектрические явления обратимы. Это установил еще в 1834 г. Пельтье. Если пропускать электрический ток через кольцо, спаянное из двух разнородных металлов, то, как показывает опыт, места спаев приобретают определенную разность температур; эта разность температур меняет знак при изменении направления тока.

По теории электронного газа *явление Пельтье* объясняется следующим образом. Для одного из спаев движение электронов, порождаемое внешней электродвижущей силой, совпадает с тем, которое порождается разностью давлений электронного газа, в другом спае они противоположны. Таким образом, разность давлений электронного газа в первом спае содействует движению электронов как носителей тока, ускоряя их движение. Энергия, затрачиваемая на это ускорение, получается за счет внутренней энергии места спая; в связи с этим температура спая понижается. Во втором спае разность давлений электронного газа противодействует движению электронов как носителей тока; в этом спае внешний источник электроэнергии затрачивает дополнительную работу, направленную на преодоление указанной разности давлений, вследствие чего температура спая повышается. В итоге спаи, имевшие одинаковую температуру, приобретают под действием тока температуры тем более различающиеся, чем больше величина тока; причем когда ток совпадает по направлению с тем током, который возник бы при нагревании данного спая, то этот спай охлаждается. Количество тепла, поглощаемое вследствие явления Пельтье, определяется соотношением

$$Q = I \cdot T \frac{d\mathcal{E}}{dT} \cdot t, \tag{9}$$

где I—величина тока, $\mathcal{E}$—термоэлектродвижущая сила, создаваемая разностью температур спаев, T — абсолютная температура и t — время, в течение которого проходит ток I.

Долгое время явление Пельтье не было практически использовано. Только в последние годы применение полупроводников позволило использовать охлаждение, вызываемое явлением Пельтье (стр. 176).

ГЛАВА VI

ТОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

§ 34. Полупроводники

Большинство окружающих нас тел — полупроводники. К ним относятся многие минералы, окислы, соединения металлов с серой, селеном и теллуром (сульфиды, селениды и теллуриды), а также многие органические соединения. К полупроводникам относится и большинство элементов IV, V и VI групп периодической системы Менделеева. На рис. 113 показано положение в системе Менделеева элементов, обнаруживающих свойства полупроводников. Слева и снизу от них расположены типичные металлы, а справа и вверху — типичные диэлектрики.

Группа / Период	II	III	IV	V	VI	VII	
II	Be	B	C	N	O	F	
III		Al	Si	P	S	Cl	
IV		Ga	Ge	As	Se	Br	
V		In	Sn	Sb	Te	J	
VI			Pb	Bi	Po	At	

Рис 113 Положение полупроводниковых элементов в периодической системе Менделеева

Из числа элементов ярко выраженными полупроводниками являются кремний и германий, широко применяемые в полупроводниковых приборах. Большинство полупроводников — это твердые кристаллические вещества; однако полупроводниковые свойства обнаруживаются и у некоторых жидких и стеклообразных тел.

В полупроводниках прохождение тока не сопровождается никакими химическими изменениями; это свидетельствует о том, что носители тока в них — электроны, а не ионы.

По электропроводности (при комнатных температурах) полупроводники занимают среднее место между металлами и диэлектриками. Металлы имеют удельное сопротивление от 10^{-6} до 10^{-4} *ом·см*, полупроводники — от 10^{-4} до 10^{11} *ом·см*, а диэлектрики — от 10^{11} до 10^{18} *ом·см*.

Характерным общим свойством всех полупроводников является резкое изменение их электропроводности под действием различных

внешних факторов, например температуры, освещения, давления, сильного электрического поля и т. д. Кроме того, электропроводность полупроводников может изменяться в миллионы раз под влиянием ничтожных примесей.

Все это объясняется небольшой (в сравнении с металлами) концентрацией свободных электронов в полупроводниках и ее зависимостью от внешних факторов. Для металлов концентрация свободных электронов имеет порядок $n=10^{22}—10^{23}$ $см^{-3}$, а для некоторых полупроводников при комнатной температуре $n=10^{10}$ $см^{-3}$, а при 700° С $n=10^{18}$ $см^{-3}$.

Основное отличие полупроводника от металла состоит в том, что в металле уже при абсолютном нуле имеются свободные электроны в концентрации, которая практически не изменяется с повышением температуры, тогда как в полупроводниках, чтобы перевести электроны в свободное состояние, нужно затратить энергию w (нагреванием или освещением). Чем больше значение энергии w, тем в меньшей степени зависит электропроводность полупроводника от температуры и других внешних влияний. Очень большие значения энергии w характерны для изоляторов. Так, например, для чистого германия $w=0{,}75$ *эв*, а для NaCl $w=10$ *эв*.

§ 35. Понятие о зонной теории электропроводности

Электроны, которые обеспечивают проводимость твердого тела, называют *электронами зоны проводимости*, причем под словом «зона» понимают совокупность тесно расположенных энергетических уровней. При изложении квантовых законов мы поясним (т. III, § 60) весьма важный и общий принцип, определяющий распределение электронов по возможным энергетическим уровням, так называемый *принцип Паули*. Пока отметим только, что по этому принципу все электроны. принадлежащие к одной системе, имеют различные квантовые состояния.

При равновесии система имеет наименьшую энергию. Но принцип Паули осложняет дело. По принципу Паули пребывание электронов в тождественных, неразличимых друг от друга квантовых состояниях невозможно. Поэтому при достаточном числе электронов все допустимые по квантовым законам энергетические состояния с минимальной энергией («низшие энергетические уровни») оказываются как бы з а п о л н е н н ы м и. Поскольку эти состояния с небольшой энергией «заняты» некоторыми электронами, то по принципу Паули, «запрещающему» пребывание электронов в тождественных состояниях, остальным электронам «приходится» занимать еще незанятые уровни с большей энергией.

Когда N одинаковых атомов объединяются в один кристалл, то на энергетическое состояние электронов начинает влиять взаимодействие атомов. В результате этого взаимодействия любое энерге-

тическое состояние электрона расщепляется на N близких состояний, в каждом из которых может находиться только один электрон. Таким образом, вместо отдельных энергетических уровней в атоме — в кристалле образуются широкие энергетические полосы, или, как их называют, *зоны*, число уровней в которых равно числу атомов в кристалле (рис. 114).

В любом твердом теле, как в диэлектрике, так и в проводнике, имеются электроны, пребывающие на низших энергетических уровнях и «заполняющие» все эти уровни. Такие электроны называют

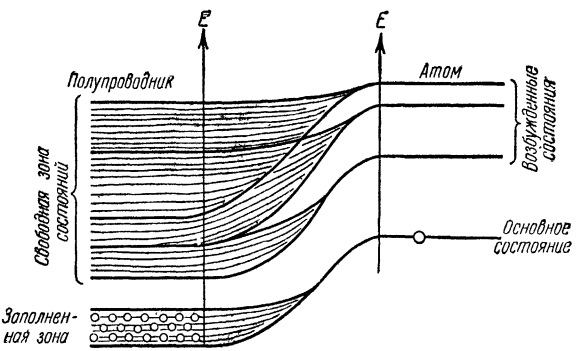


Рис. 114. Энергетические состояния электронов. Справа — в изолированном атоме, слева — в полупроводнике.

электронами заполненной зоны. Они не участвуют ни в электропроводности, ни в теплопроводности. Если совокупность возможных квантовых уровней полностью заполнена электронами (насыщена ими в смысле принципа Паули), то такая система электронов оказывается как бы скованной, лишенной способности участвовать в явлении электрического тока. Электрическое поле, действуя на электрон, должно было бы сообщить ему дополнительную скорость и тем самым «поднять» его на близлежащий более высокий энергетический уровень. Но если все возможные энергетические уровни уже «заняты», то это не может случиться.

В явлении электрического тока могут участвовать только те электроны, которые находятся на верхних энергетических уровнях, и притом в такой зоне, где над уровнями, заполненными электронами, расположены уровни, не заполненные электронами. Конечно, вышележащие и еще не заполненные электронами энергетические уровни всегда имеются, но может случиться, что они отделены от зоны заполненных уровней большим скачком энергии. В этом случае, т. е. когда зона незаполненных уровней отделена от зоны заполненных уровней большой разностью энергий, электрическое поле, способное сообщить электрону только небольшую дополнительную энергию, очевидно, не может перебросить элект-

рон с занятого им уровня на какой-либо другой уровень и, стало быть, тело не будет обладать электропроводностью.

Из сказанного ясно, что энергетическое состояние электронов в проводниках и непроводниках можно представить весьма грубой схемой, изображенной на рис. 115. Мы несколько приблизились бы к действительности, если бы вообразили огромное число электронов и огромное число энергетических уровней. При этом следует учесть, что распределение энергетических уровней неравномерно и различно для тел разной природы. Рис. 115 указывает только на основное различие между проводниками электричества и непроводниками.

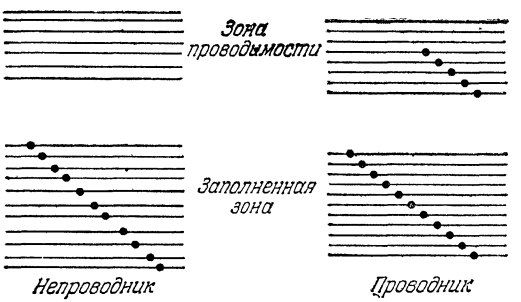


Рис. 115. Энергетические схемы непроводника и проводника.

Наличие электронов в незаполненной зоне — в зоне проводимости — делает тело проводником электричества. В металлах таких электронов множество даже при абсолютном нуле температуры. В диэлектриках их нет. В полупроводниках они имеются в ограниченном числе.

Достаточно интенсивное нагревание приводит к перебросу электронов из заполненной зоны в зону проводимости. Высококачественные изоляторы характеризуются большой разностью энергий между высшими уровнями заполненной зоны и низшими уровнями незаполненной зоны. Поэтому существенная электронная проводимость обнаруживается у них только при очень высоких температурах. Для полупроводников, напротив, характерно близкое расположение упомянутых зон (рис. 116). Поэтому, хотя при низких температурах они совершенно не проводят электричества, но уже при небольшом повышении температуры многие электроны в полупроводнике перескакивают в незаполненную зону и полупроводник приобретает электропроводность.

Весьма замечателен особый вид электропроводности, который проявляется благодаря участию в явлении электрического тока электронов заполненной зоны, когда эта зона вследствие перескока из нее в верхнюю зону некоторых электронов становится частично

незаполненной (как это видно, например, из рис. 116). Возникшие на некоторых уровнях «свободные места» под действием электрического поля заполняются электронами с нижележащих уровней. Новообразовавшиеся свободные места также заполняются электронами, имевшими еще меньшую энергию и получившими дополнительную энергию в электрическом поле. Таким образом, «свободное место» (иначе говоря, «дырка») перемещается в направлении, противоположном перемещению электронов. Дырка перемещается как положительный заряд. Но это движение дырки в действительности является только проявлением перемещений ряда электронов под действием поля.

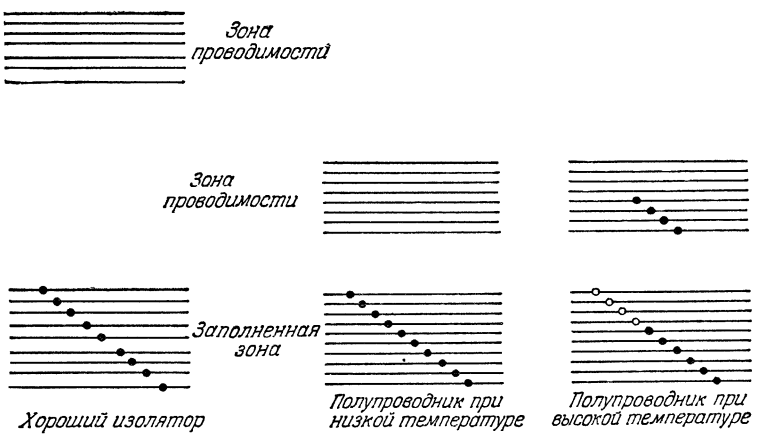


Рис. 116. Сопоставление энергетических схем хорошего изолятора и полупроводника.

Нечто подобное можно иногда наблюдать в лекционном зале, где обнаружились свободные места в передних рядах. Слушатели из следующих рядов пересаживаются поближе к лектору, а их места занимают те, кто находится еще дальше. Так свободные места движутся от лектора, обнаруживая этим перемещение слушателей ближе к лектору.

Электропроводность полупроводников слагается из электронной проводимости и *дырочной проводимости*.

Электрические свойства полупроводников в большой мере зависят от наличия примесей. Влияние примесей может сделать электропроводность полупроводника преимущественно электронной или же, наоборот, преимущественно дырочной. Вместе с дополнительными атомами и электронами примеси привносят промежуточные энергетические уровни между заполненной зоной и зоной проводимости. На рис. 117 представлена энергетическая схема полупроводника с примесью атомов, которая сообщает полупроводнику

преимущественно электронную проводимость (такие примеси называют *донорами*). В этом случае промежуточные уровни, созданные примесью и заполненные электронами, расположены близко к зоне проводимости. При повышении температуры электроны

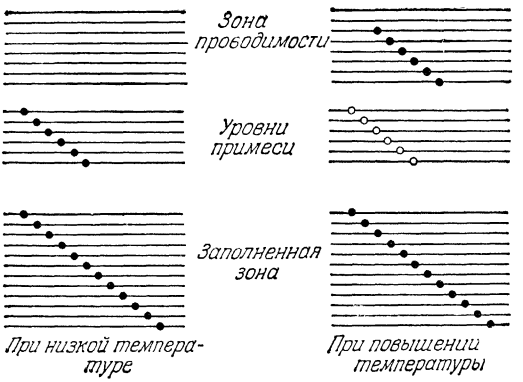


Рис. 117. Влияние донора на энергетическую схему электронных уровней в полупроводнике.

с промежуточных уровней, созданных примесью, легче могут перескочить в зону проводимости, чем электроны из заполненной зоны.

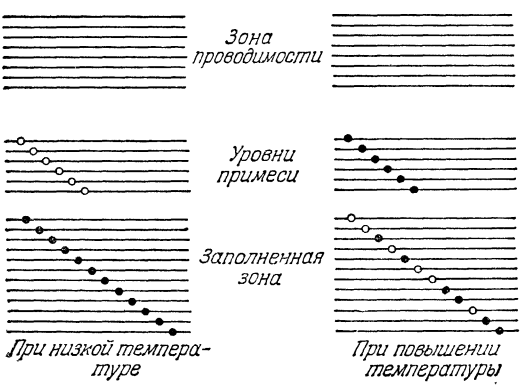


Рис. 118. Влияние акцептора на энергетическую схему электронных уровней в полупроводнике.

Несмотря на возникновение электронной проводимости, «свободные места» в основной заполненной зоне могут и не образоваться; дырочная проводимость может отсутствовать.

Примесь других атомов может сообщать полупроводнику преимущественно дырочную проводимость (такие примеси называют *акцепторами*). Избыток этих атомов приводит к появлению проме-

жуточных уровней, не занятых электронами и близко расположенных к заполненной зоне (рис. 118). При повышении температуры электроны из заполненной зоны перескакивают на эти промежуточные уровни и в заполненной зоне образуется большое число дырок, что и обеспечивает электропроводность, несмотря на отсутствие электронов в зоне проводимости.

Для лучшего понимания природы проводимости, создаваемой примесью, рассмотрим детальнее то действие, которое производит атом примеси в кристаллической решетке типичного полупроводника — германия. Германий является четырехвалентным элементом четвертой группы периодической системы Менделеева. В кристаллической решетке германия каждый атом взаимодействует с четырьмя ближайшими, соседними атомами; в этом взаимодействии

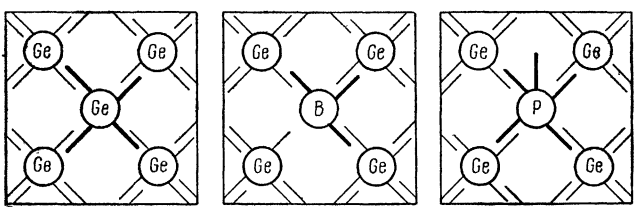


Рис. 119. Электронные связи в кристаллических решетках: *а* — чистого германия; *б* — при наличии примеси бора; *в* — при наличии примеси фосфора.

участвуют восемь электронов: четыре электрона из внешней оболочки атома и четыре электрона из внешних оболочек соседних атомов (рис. 119).

Допустим, что на место одного из атомов германия попадает посторонний атом с другой валентностью. Тогда система валентных связей вблизи атома примеси нарушится. При этом происходит одно из двух:

1) если атом примеси является представителем пятой группы, т. е. пятивалентным (например, атом P или As), то пятый валентный электрон атома примеси, оказывающийся лишним, легко отделяется от него и блуждает по кристаллу; при наличии приложенного электрического поля этот электрон становится электроном проводимости, т. е. такая примесь оказывается донором (рис. 117);

2) если атом примеси в решетке германия является представителем третьей группы (бор, алюминий или индий), т. е. трехвалентным, то такой атом способен присоединить к себе один электрон, заимствуя его от соседнего атома германия, на что необходима затрата некоторой энергии, сообщаемой тепловым движением или фотонами. В решетке германия при этом образуется вакантное электронное место («дырка»). Это вакантное место не остается постоянно в каком-либо узле, но вследствие переходов электронов на

это вакантное место оно блуждает хаотически по кристаллу. В электрическом поле движение дырки приобретает направленность: электроны во время переходов будут преимущественно смещаться против поля, сама же дырка будет двигаться по полю, подобно носителю положительного заряда (эстафетное движение электронов сводится к движению дырки).

Полупроводники, обладающие преимущественно электронной проводимостью, называются *полупроводниками типа n* (negativ — отрицательный), а полупроводники, обладающие дырочной проводимостью, — *типа p* (positiv — положительный).

§ 36. Применения полупроводников

Термисторы. Как уже было указано, с повышением температуры электропроводность всех полупроводников (в отличие от электропроводности металлов) резко возрастает, что является результатом увеличения с ростом температуры концентрации электронов проводимости. В первом приближении для небольшого интервала температур зависимость электропроводности σ от температуры для полупроводников может быть выражена формулой

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{w}{kT}},$$

где k — постоянная Больцмана и w — энергия, необходимая для перевода электрона в зону проводимости (энергия активации). Вблизи абсолютного нуля все полупроводники становятся хорошими изоляторами. Опыт показывает, что у некоторых полупроводников при повышении температуры на 1° электропроводность увеличивается на 3—6%, а при повышении на 10°—приблизительно на 75%.

Высокая чувствительность сопротивления полупроводников к изменению температуры позволяет применять их в разнообразных областях техники.

Приборы, основанные на сильной зависимости величины сопротивления полупроводника от температуры, называются *термисторами.*

Для изготовления термисторов используются оксидные полупроводники, обладающие значительной величиной отрицательного температурного коэффициента сопротивления, например смеси двуокиси титана и окиси магния, окиси никеля в соединении с окислами марганца и др. Термисторы изготовляют в виде цилиндрических стержней, трубок, прямоугольных столбиков, бусинок или тонких нитей. Для предохранения от механических повреждений их заключают в баллончики из стекла, керамики или металла (конечно, с изоляцией от него).

К числу основных параметров термистора относятся: 1) сопротивление его при комнатной (20° С) температуре (у разных образцов оно колеблется от тысячи омов до мегома), 2) величина температурного коэффициента сопротивления (в процентах на градус) при той же комнатной температуре; 3) тепловая инерция, измеряемая временем, в течение которого сопротивление термистора изменяется до определенной величины; 4) максимально допустимая эксплуатационная температура; 5) теплоемкость и ряд других параметров.

Термисторы различают по назначению и конструкции.

Измерительные термисторы применяются для измерения температур и влажности воздуха. В этих приборах ток, проходящий через термистор, столь мал что не вызывает сколько-нибудь заметного его разогрева; величина разогрева термистора меняется только вследствие изменения температуры окружающей среды.

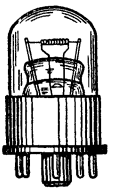


Рис. 120. Термистор косвенного подогрева.

Конструктивное оформление измерительных термисторов весьма разнообразно, в зависимости от назначения. Часто встречаются «бусинковые» термисторы, представляющие собой очень маленькую бусину (размером не более точки от остро отточенного карандаша), сделанную из полупроводника и помещенную в тонкую стеклянную трубку. Диаметр трубки около 3 *мм*, длина около 7—8 *мм*. Малые размеры такого термистора резко снижают инерционность прибора и позволяют применять его для измерения температур малых объектов; они получили широкое применение и в медицинской практике для измерения температур в различных органах и тканях; их применяют и для измерения температур в потоках газов и жидкостей для измерения влажности воздуха и т. п.

Кроме измерительных термисторов, употребляются: *термисторы прямого подогрева*, отличающиеся тем, что сопротивление их меняется за счет джоулева тепла, и *термисторы с косвенным подогревом*, в которых полупроводник нагревается значительно выше температуры окружающей среды при помощи постороннего источника тепла (например, подогревной обмоткой) (рис. 120).

С помощью термисторов прямого подогрева решают следующие задачи:

1) осуществляют стабилизацию напряжения при не слишком больших колебаниях его и при небольших величинах тока (например, в телеграфных линиях). При увеличении напряжения на термисторе ток I в нем растет, что приводит к нагреву, а значит, и к уменьшению сопротивления R термистора; в итоге падение напряжения на термисторе $\Delta V = IR$ остается приблизительно постоянным;

2) поддерживают постоянство сопротивлений электрических цепей. При этом используют то, что термисторы имеют отрицательный температурный коэффициент, тогда как остальные элементы схемы, обычно изготовляемые из металла, имеют положительный температурный коэффициент. Поэтому при последовательном соединении металлического проводника и термистора можно так подобрать величины их сопротивлений, что изменения температуры (вызванные током или внешними причинами) практически не повлияют на их суммарное сопротивление;

3) заменяют движковые реостаты; при прохождении тока по термистору он нагревается, что автоматически уменьшает его сопротивление;

4) создают «выдержку времени». Часто бывает необходимо, чтобы ток в цепи нарастал постепенно. Конструируют термисторы, нагревание которых током и в связи с этим падение их сопротивления до необходимой величины продолжаются нужный промежуток времени (от миллисекунды до нескольких минут).

Термисторы с косвенным подогревом и термисторы специальной конструкции также находят широкое применение в технике: например для сигнализации о перегреве отдельных частей машины; о недостаточной смазке; об изменении уровня жидкости в резервуарах; о повышении температуры выше заданного предела в различных местах самолета, корабля или здания и во многих других случаях.

Фотосопротивления. Переход электронов полупроводника в зону проводимости может вызываться не только повышением температуры, но также и непосредственно поглощением фотона (внутренний фотоэффект; § 54).

Энергия фотонов зависит только от частоты света и выражается формулой $\varepsilon = h\nu$, где $h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ *эрг·сек* есть постоянная Планка. Например, для желтого света энергия фотона составляет около 2 *эв*. Для большого числа полупроводников этой энергии вполне достаточно для перебрасывания электронов в зону проводимости. Существуют даже такие полупроводники, у которых энергия переброса электронов равна всего нескольким десятым электрон-вольта; на сопротивление этих полупроводников влияют не только видимые, но и далекие инфракрасные лучи.

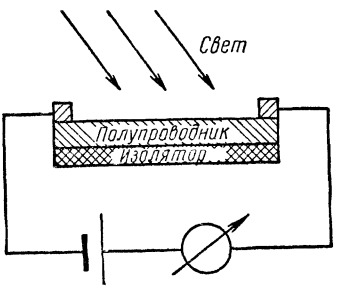


Рис. 121. Схема фотосопротивления

Приборы, основанные на изменении сопротивления полупроводников в зависимости от освещенности, называются *фотосопротивлениями* (рис. 121).

В видимой области спектра наиболее употребительными полупроводниками для фотосопротивлений являются: селен, германий, сернистый кадмий и сернистый таллий; для инфракрасной же части употребляются сернистый, селенистый и теллуристый свинец.

Зависимость фототока от величины светового потока Ф, называемая световой характеристикой фотосопротивления, имеет нелинейный характер. В большинстве случаев эту зависимость можно выразить формулой

$$I = \gamma \Phi^n,$$

где $n > 0$ и всегда меньше единицы. γ называется *интегральной чувствительностью* фотосопротивления и показывает величину фототока при световом потоке, равном единице (измеряется в микроампер-люменах).

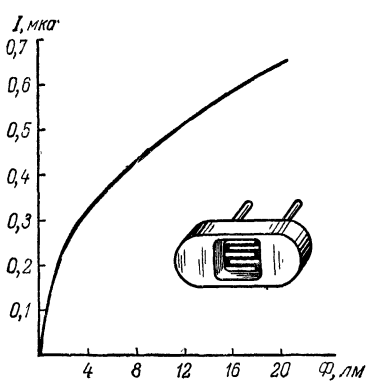


Рис. 122. Световая характеристика ФС-А1.

На рис. 122 представлена световая характеристика для фотосопротивлений ФС-А1 (сернисто свинцовые), выпускаемых нашей промышленностью.

Из световой характеристики следует, что интегральная чувствительность фотосопротивления убывает с возрастанием светового потока. Например, чувствительность селеновых фотосопротивлений падает от 800—1000 *мка/лм* при слабых освещенностях до 100—200 *мка/лм* при сильных световых потоках. Нелинейность зависимости I от Ф является одной из причин, ограничивающих применение фотосопротивлений в ряде областей.

Вольт-амперные характеристики фотосопротивлений имеют линейный характер.

Все фотосопротивления обладают инерционностью; это значит, что фототок достигает своего значения в цепи фотосопротивления не мгновенно, а лишь через некоторый промежуток времени τ. Также и спадание фототока до нуля после прекращения освещения происходит не сразу. Инерционность полупроводниковых фотосопротивлений делает их малопригодными в случаях высокочастотной пульсации светового потока.

Фотосопротивления получили широкое применение в автоматике, в управлении техническими процессами на расстоянии. Ими пользуются также для сортировки изделий по их окраске или по размерам.

Ограничители перенапряжений (варисторы). Опыт показывает, что при несильных электрических полях (до нескольких сотен вольт на сантиметр) закон Ома для полупроводников остается справедливым; однако при сильных полях наблюдаются заметные отступления от него. Так, для германия отступления от закона Ома начинаются уже при $E_к$=900 *в/см*, для кремния—при $E_к$=2500 *в/см*. Эти поля называются критическими. Значение их зависит от природы полупроводника, температуры и концентрации примесей.

Исходя из формулы закона Ома $I=\sigma E$ и учитывая, что $I=env$, получаем $\sigma=\frac{env}{E}=eni$, где u—подвижность электронов, т.е. средняя добавочная скорость, которую приобретают электроны в поле с E=1 *в/см*. Из указанного выражения для σ следует, что закон Ома должен выполняться лишь в том случае, если подвижность u и концентрация n носителей тока остаются постоянными при изменениях E. Тогда плотность тока будет пропорциональна напряженности поля, как и должно быть по закону Ома. Следовательно, отступление от закона Ома, наблюдаемое в полупроводниках, связано с влиянием сильных полей на подвижность и концентрацию электронов.

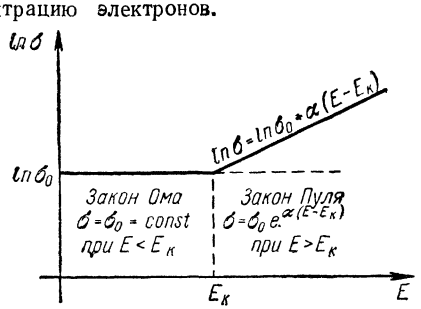


Рис. 123. Зависимость электропроводности полупроводников от напряженности поля.

Теория электропроводности полупроводников действительно показывает, что при увеличении E свыше определенного значения должно наблюдаться увеличение подвижности электронов и рост их концентрации. Последнее зависит от того, что 1) сильное поле изменяет энергетическое состояние электрона в атоме, вследствие чего энергия, которую нужно затратить для перебрасывания электрона в зону проводимости, уменьшается; 2) в сильных полях свободный электрон приобретает энергию, достаточную для ионизации атома решетки или атома примеси, что приводит к увеличению концентрации электронов проводимости.

Эмпирически зависимость электропроводности полупроводника от напряженности поля выражается законом Пуля:

$$\sigma=\sigma_0 e^{\alpha(E-E_к)};$$

здесь α—коэффициент, зависящий от температуры, $E_к$—критическое поле. На рис. 123 приведен график этого закона.

Полупроводниковые сопротивления, проводимость которых резко возрастает при увеличении напряженности электрического поля, получили название *варисторов*.

Варисторы из карбида кремния (86%) и связки применяются в виде дисков (*вилитовые диски*) в разрядниках, защищающих высоковольтные линии электропередач от грозовых перенапряжений. Схема вентильного разрядника показана на рис. 124. Он состоит из искровых промежутков, соединенных последовательно с вилитовым сопротивлением. Провод высокого напряжения через разрядник соединен с землей. Пока напряжение на проводе не превышает определенной величины, провод надежно изолирован от земли искровыми промежутками и сопротивлением полупроводника. При появлении перенапряжения, например от удара молнии, происходит пробой искровых промежутков и вилитовое сопротивление попадает под большое напряжение. Его сопротивление резко падает, и большой импульс тока уходит в землю. После исчезновения перенапряжения весь разрядник оказывается под рабочим напряжением провода, при котором сопротивление вилита вновь возрастает, ограничивая ток в землю, в результате чего электрическая дуга в искровых промежутках гаснет, разрядник автоматически отключает линию электропередачи от земли и вновь может принять новую волну перенапряжения.

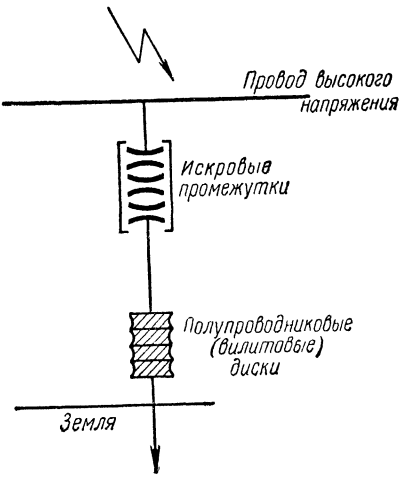


Рис. 124. Схема вентильного разрядника (ограничителя перенапряжения).

Полупроводниковые выпрямители. При контакте некоторых полупроводников иногда обнаруживается униполярная проводимость: ток легко проходит в одном направлении и почти не проходит в обратном. Это имеет место в особенности тогда, когда один из полупроводников обладает электронной проводимостью, другой — дырочной. При указанных в верхней части рис. 125 направлениях поля электроны в полупроводнике *I* и дырки в полупроводнике *II* смещаются к поверхности контакта и электроны переходят из *I* в *II*, заполняя дырки. При обратном направлении поля электроны и дырки смещаются от поверхности контакта и электропроводность нарушается. (Приведенное объяснение униполярной проводимости в полупроводниках было развито советским физиком Б. И. Давыдовым.)

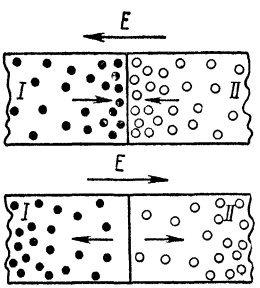


Рис. 125. Схема, поясняющая одностороннюю проводимость контакта двух полупроводников.

Односторонняя проводимость соприкасающихся разнородных проводников применяется в *полупроводниковых выпрямителях*.

например в *купроксных* выпрямителях, где осуществляется контакт между слоем закиси меди на медной шайбе и пластиной свинца, цинка или алюминия (рис. 126). Элементы купроксного выпрямителя соединяют последовательно, прижимая их один к другому при

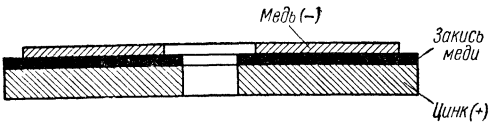


Рис 126 Схематический разрез купроксного выпрямителя.

помощи болта и гаек (рис. 127), причем между отдельными элементами располагают пластины для охлаждения, так как допустимая температура нагрева для такого выпрямителя невелика (около 40° С). Катодом в этих выпрямителях служат медные пластины. Купроксные выпрямители пригодны для напряжений не более 12—15 *в* на каждый элемент.

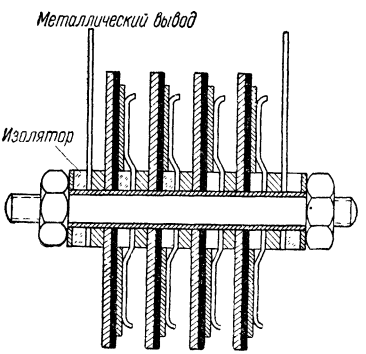


Рис 127 Схема сборки купроксного выпрямителя

На рис. 128 представлен аналогичный элемент *селенового* выпрямителя. На железную шайбу нанесен слой никеля, на нем расположен тонкий слой кристаллического селена толщиной 0,05—0,01 *мм*; в качестве второго электрода применена пластинка из тройного сплава легкоплавких металлов — кадмия, висмута и олова. Железная никелированная шайба служит анодом. Вольт-амперная характеристика селенового выпрямителя показана на рис. 129. Допустимое напряжение для этих выпрямителей составляет 20—25 *в* на элемент при плотности тока до 50 *ма/см*^{2}.

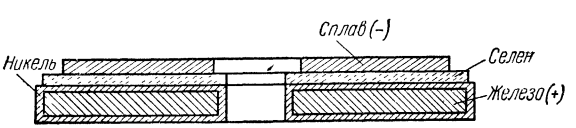


Рис. 128 Элемент селенового выпрямителя.

Униполярная проводимость границы между полупроводником и металлом играет существенную роль в действии так называемых *вентильных элементов* (стр. 267). Выпрямляющее действие, воз-

никающее при контакте двух полупроводников или полупроводника и металла, получило также широкое применение в полупроводниковых диодах и триодах, для изготовления которых применяют чаще всего германий и кремний. Такие полупроводниковые диоды и триоды имеют ряд преимуществ перед ламповыми. Они более прочны, имеют большой срок работы, значительно меньшие габариты. По сравнению с ламповыми полупроводниковые диоды и триоды имеют меньший уровень собственных шумов, больший коэффициент выпрямления и потребляют значительно меньше энергии.

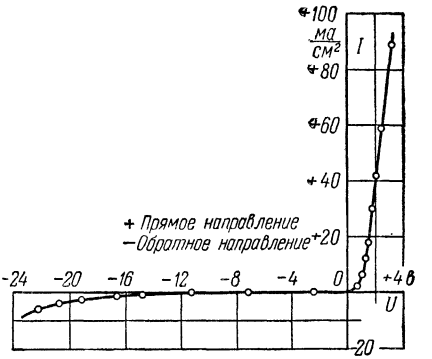


Рис. 129. Вольт-амперная характеристика селенового выпрямителя.

Термоэлектрогенераторы. В полупроводниках кинетическая энергия теплового движения свободных электронов увеличивается пропорционально абсолютной температуре. Отсюда следует, что если в полупроводнике создать разность температур, то на горячем конце концентрация свободных электронов увеличится. Поэтому в полупроводнике начнется перемещение их (диффузия) в направлении от горячего конца к холодному; более холодный конец полупроводника зарядится отрицательно а горячий—положительно, так как он теряет часть электронов, переходящих к холодному концу (рис. 130). В результате появится разность потенциалов между концами полупроводника. В дырочном полупроводнике горячий конец, напротив, заряжается отрицательно, а холодный — положительно.

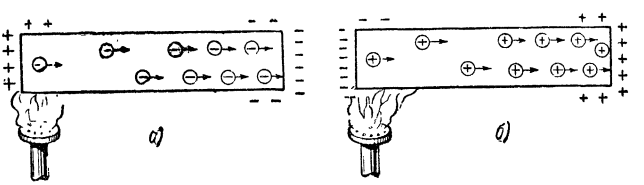


Рис. 130. Термоэлектродвижущая сила в полупроводниках: *а* — в электронном; *б* — в дырочном.

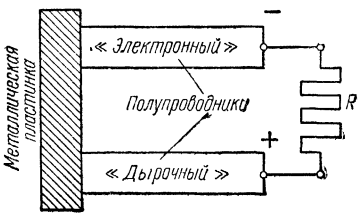


Рис. 131. Полупроводниковый термоэлемент.

Процесс диффузии зарядов, вызванный наличием градиента температуры, будет продолжаться до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не скомпенсирует этот диффузионный поток электрическим током обратного направления. Это равновесие и определит возникшую термоэлектродвижущую силу.

Обычно полупроводниковый термоэлемент состоит из двух полупроводников разного типа, соединенных металлической пластинкой (рис. 131). В месте

соединения полупроводники нагреваются, а другие концы их охлаждаются воздухом или иным способом и являются полюсами термоэлемента, к которым присоединяется внешняя цепь. Из термоэлементов составляют термоэлектрические батареи.

Величина термоэлектродвижущей силы элемента определяется по формуле

$$\mathscr{E} = (\alpha_1 + \alpha_2)(T_1 - T_2),$$

где α_1 и α_2—термоэлектродвижущие силы в каждом полупроводнике при разности температур на его концах в 1° С. Коэффициент полезного действия современных полупроводниковых термобатарей составляет 6—7%.

Если пропускать через термоэлемент электрический ток, то наблюдается обратный эффект (явление Пельтье): один из спаев нагревается, а другой—охлаждается. Этим явлением можно воспользоваться для создания полупроводниковых холодильников.

ГЛАВА VII

ТОК В ЭЛЕКТРОЛИТАХ

§ 37. Электролиз. Законы Фарадея. Электрохимические эквиваленты. Потенциалы разложения

Вещества, проводящие ток и *при этом разлагающиеся*, называют проводниками второго рода, или *электролитами*, а самое разделение их электрическим током — *электролизом*. К электролитам относятся растворы кислот, щелочей и солей как в воде, так и в других растворителях. Кроме того, электролитической проводимостью обладают расплавленные соли.

Не следует, однако, думать, что электролитическая проводимость всегда связана с расплавленным или растворенным состоянием вещества. Медь, будучи расплавлена, остается проводником первого рода (проводя ток, она при этом химически не изменяется). Прохождение тока через раствор натрия в жидком аммиаке также не сопровождается процессом разложения. С другой стороны, некоторые соли уже в твердом состоянии, особенно при нагревании, обнаруживают электролитическую проводимость.

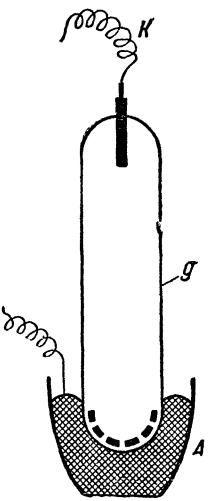


Рис 132. Электролиз стекла.

Наиболее наглядный пример электролиза твердого тела представляет собой электролиз стекла (сплав натриевой и кальциевой солей кремнекислоты). Анодом (A, рис. 132) является амальгама (ртутный раствор) натрия, находящаяся в нагретом до 300° фарфоровом тигле, катодом (K) — алюминиевая проволока; g — стеклянная трубка с очень разреженным гелием. Мы имеем, следовательно, цепь: алюминиевый катод — разреженный гелий — нагретое стекло — амальгама натрия. Вследствие большого сопротивления этой цепи источник тока должен давать напряжение не менее 200 *в*. Как только цепь замкнута, наличие в ней тока обнаруживается свечением гелия, наполняющего трубку, а разложение стекла — выделением на внутренней стенке трубки одной из составных частей стекла, натрия, в виде блестящего металлического зеркала (на рис. 132 отмечено пунктиром).

При *электролитической проводимости* носителями тока являются ионы. В электролитических растворах расщепление молекул на ионы производится действием растворителя. Об этом явлении — об *электролитической диссоциации* — уже было рассказано в т. I, § 121.

Разность потенциалов на электродах, погруженных в электролит, определяет напряженность электрического поля в электролите и заставляет ионы с отрицательным зарядом (*анионы*) передвигаться к аноду, с положительным зарядом (*катионы*) — к катоду. Скорость их движения зависит от природы ионов, от вязкости окружающей среды и от напряжения тока. Чем выше напряжение, тем значительнее скорость ионов. При высоком напряжении и малом удалении друг от друга электродов скорости ионов достигают таких размеров, что возникает искровой разряд. В этом случае свободные ионы, устремляясь к электродам, приобретают столь большую кинетическую энергию, что все встреченные на своем пути молекулы они ударами разбивают на ионы, что влечет за собой резкое увеличение электропроводности и соответственно стремительное возрастание тока. Если разность потенциалов на электродах сравнительно невелика, процесс перенесения электричества протекает менее бурно, соударение ионов с молекулами не вызывает их диссоциации и проявляется только в выделении тепла.

Достигнув электрода, ионы нейтрализуются: анионы отдают аноду свои избыточные электроны, которые переходят во внешнюю металлическую цепь и движутся в ней к катоду; у катода катионы приобретают недостававшие им электроны.

Пусть идет электролиз $CuCl_2$ (хлорной меди). К катоду стремятся электроны по металлической цепи и сюда же подходят ионы из раствора электролита. Ион Cu^{++} есть атом меди, лишенный двух электронов; получая их от насыщенного электронами катода, ион Cu^{++} превращается в незаряженный атом металла. Обозначая свободный электрон через e, мы можем написать реакцию на катоде в такой форме:

$$Cu^{++} + 2e = Cu.$$

Cl^--ионы, имеющие избыточные электроны, притягиваются анодом и передают ему свои избыточные электроны, превращаясь в незаряженные атомы хлора:

$$2Cl^- = 2Cl + 2e.$$

Эта нейтрализация ионов на поверхности электродов является необходимым звеном в прохождении тока через гальваническую цепь, так как иначе в электродах и вблизи них в электролитическом растворе скопились бы громадные заряды, противодействующие дальнейшему течению тока.

Прямым следствием процесса электролиза является, таким образом, накопление у электродов продуктов химического разложения электролита. Эти продукты разложения электролита могут или оставаться в растворенном состоянии, или отлагаться на электродах, или же выделяться, как при разложении воды, в виде газов.

Количество веществ, выделяющихся при электролизе на электродах, определяется законами, которые были экспериментально установлены в 1833 г. Фарадеем. Физический смысл законов Фарадея уже пояснен в § 3 в связи с вычислением заряда электрона. Здесь мы приведем ту формулировку законов Фарадея, которая принята в электрохимии, и установим вытекающее из законов Фарадея представление об электрохимических эквивалентах.

Первый закон Фарадея гласит: *при электролизе за время t на электродах выделяются количества вещества q, пропорциональные количеству электричества Q, прошедшего за то же время через электролит*:

$$q = aQ. \tag{1}$$

Здесь a — коэффициент пропорциональности, различный для разных веществ, но не зависящий ни от формы электродов, ни от расстояния между ними, ни от силы тока, ни от температуры, ни от давления. Очевидно, что этот коэффициент пропорциональности a в первом законе Фарадея равен тому количеству вещества, которое выделяется из электролита на одном из электродов при прохождении через электролит единицы количества электричества (величину a называют *электрохимическим эквивалентом*).

Второй закон Фарадея: *при прохождении тока последовательно через несколько электролитов количества веществ, выделяющихся за некоторый промежуток времени t в разных электролитах, пропорциональны так называемым грамм-эквивалентам этих веществ.* Грамм-эквивалентом называют число граммов, равное $\frac{A}{z}$, где A — атомный или молекулярный вес ионов, нейтрализующихся на электроде, z — *валентность* иона, т. е. число, указывающее, сколько атомов (ионов) водорода способен данный ион заместить или же связать в химическом соединении.

Второй закон Фарадея, очевидно, можно выразить уравнением

$$a = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{z}, \tag{2}$$

где F есть некоторая универсальная константа.

Соединяя оба закона Фарадея, мы видим, что количества веществ, выделяющихся при электролизе на электродах, могут быть вычислены по уравнению

$$q = \frac{A}{zF} \cdot Q. \tag{3}$$

В случае постоянного тока I, протекающего через электролит в течение времени t, $Q=It$, и поэтому предыдущее уравнение можно переписать так:

$$q = \frac{A}{zF} \cdot It. \tag{4}$$

Каков физический смысл константы F? Когда на электродах выделяются грамм-эквиваленты веществ $\left(q = \frac{A}{z}\right)$, то $F=Q$. Следовательно, величина F представляет собой заряд, переносимый 1 грамм-эквивалентом какого-либо вещества. Этот заряд носит название *фарадей*. Опыт показал, что $F=96\,496$ кулонам (в химической шкале, или 96 520 кулонам в физической шкале; стр. 20).

Если при электролизе на электродах нейтрализуются одновалентные ионы, то прохождение через электролит 1 фарадея (96 496 кулонов) сопровождается выделением на каждом электроде авогадрова числа атомов, т. е. 1 грамм-атома вещества. Если же носителями тока в электролите являются z-валентные ионы, т. е. ионы, имеющие z-кратный заряд электрона, то *прохождение через электролит 1 фарадея сопровождается выделением на электродах* $\frac{1}{z}$ *авогадрова числа атомов, т. е. 1 грамм-эквивалента.*

Как уже упоминалось [формула (1)], весовые количества a разных простых веществ, выделяемые при электролизе одним и тем же количеством электричества, называют *электрохимическими эквивалентами*: $a = \frac{I}{F} \cdot \frac{A}{z}$.

Электрохимическим эквивалентом 1 фарадея является 1 грамм-эквивалент $\left(\frac{1}{z}\right.$ грамм-атома; для серебра, атомный вес которого 107,9 и валентность 1, это будет 107,9 *г*; для двухвалентной меди, атомный вес которой 63,6, это будет $\frac{63{,}6}{2} = 31{,}8$ *г* и т. д.)

Электрохимическим эквивалентом 1 кулона является $\frac{1}{96\,496}$ грамм-эквивалента, или, что то же, $\frac{1}{96\,496 \cdot z}$ грамм-атома. В практических расчетах часто пользуются электрохимическими эквивалентами 1 кулона, а также нередко 1 ампер-часа (3600 кулонов); значения этих электрохимических эквивалентов приведены в таблице на стр. 181.

В теоретических расчетах всегда представляется более удобным рассматривать электрохимические эквиваленты 1 фарадея, т. е. грамм-эквиваленты. В связи с этим принято измерять концентрацию растворов числом грамм-эквивалентов, содержащихся в 1 *л*.

Раствор, содержащий 1 грамм-эквивалент в литре, называют нормальным раствором электролита. Если в литре раствора содержится не 1 грамм-эквивалент, а, например, 0,01 грамм-эквивалента, то говорят, что концентрация раствора равна 0,01 нормального (это кратко обозначают так: 0,01N).

Наряду с указанным смыслом термина «нормальный раствор» в электрохимии часто пользуются этим термином для обозначения *раствора, содержащего* $\frac{1}{z}$ *авогадрова числа ионов в литре.* Таким образом, следует различать: 1) концент-

Электрохимические эквиваленты

Анионы	Число граммов в 1 грамм-эквиваленте	1 кулон выделяет миллиграммов	1 ампер-час [1] выделяет граммов	Катионы	Число граммов в 1 грамм-эквиваленте	1 кулон выделяет миллиграммов	1 ампер-час [1] выделяет граммов
Cl^-	35,5	0,3672	1,322	Ag^+ . . .	107,9	1,118	4,025
$CO_3^=$ . . .	30,0	0,3108	1,119	Al^{+++} . .	9,0	0,0936	0,3369
NO_3^- . . .	62,0	0,642	2,312	Ca^{++} . . .	20,1	0,2077	0,748
$O^=$	8,0	0,0829	0,2983	Cu^+	63,6	0,659	2,372
OH^- . . .	17,0	0,1762	0,634	Cu^{++} . . .	31,8	0,3294	1,186
$SO_4^=$ . . .	48,0	0,4975	1,791	Fe^{++} . . .	27,9	0,2895	1,042
				Fe^{+++} . .	18,6	0,1930	0,695
				H^+	1,008	0,01044	0,03759
				Na^+ . . .	23,0	0,2388	0,860
				Zn^{++} . .	32,7	0,3387	1,219

[1]) 1 ампер-час разлагает 336 *мг* воды и выделяет 626 *см*³ гремучего газа при 0° и 760 *мм*.

рацию раствора, определяемую сопоставлением с нормальным раствором электролита, и 2) концентрацию раствора, определяемую сопоставлением с нормальным раствором ионов. Так определяемые концентрации численно совпадают только в случае полной диссоциации электролита, т. е. для разбавленных растворов и для сильных электролитов.

Заметим, что концентрацию раствора, выражаемую числом грамм-эквивалентов в литре, т. е. сопоставлением концентрации раствора (или концентрации ионов) с концентрацией нормального раствора, часто называют *эквивалентной концентрацией*. Так, говорят, что раствор имеет эквивалентную концентрацию в $^1/_{10}$, или в $^1/_{10}$ нормального.

Энергия источника тока при электролизе тратится, с одной стороны, на перемещение ионов в электролите, с другой—на разрядку ионов на электродах. Работа, затраченная на перемещение ионов—на преодоление вязкости растворителя,—превращается в тепло, а энергия, затраченная на разрядку ионов,—в химическую энергию полученных при электролизе продуктов. Соотношение этих двух затрат энергии зависит от величины тока, а следовательно, от приложенного напряжения.

Опыт показывает, что *электролиз каждой соли начинается с определенного, характерного для нее напряжения* (*потенциал разложения*); *если напряжение будет ниже, постоянный ток вообще не будет проходить через раствор*. Если напряжение только на бесконечно малую величину будет превышать потенциал разложения данной соли, то энергия тока будет использована с максимальным коэффициентом полезного действия, но электролиз затянется на бесконечно долгое время, так как скорость перемещения ионов к электродам будет бесконечно мала. Чтобы электролиз протекал достаточно быстро, напряжение тока должно значительно превышать потенциал разложения, но при этом избыточная часть электроэнергии будет обращена в тепло. Например, если производить электролиз при напряжении тока, вдвое превышающем потенциал разложения, то 50% энергии пойдет на химическую работу и 50% превратится в тепло.

Пользуясь тем, что каждый электролит имеет свой потенциал разложения, можно из смеси солей выделять в определенной последовательности один за другим содержащиеся в солях металлы, постепенно поднимая напряжение. На этом основан *электрохимический анализ*.

Ниже (в § 41) пояснены причины, обусловливающие существование потенциала разложения.

§ 38. Вторичные реакции на электродах. Применения электролиза

Для применений электролиза главное значение имеют явления, происходящие на поверхности электродов, где электронный поток в металлических частях цепи сменяется ионными потоками в электролите. Ионы не способны проникнуть в металл, как электроны не способны перейти в раствор. Движение тех и других останавливается на поверхности электрода, и здесь происходит их взаимная нейтрализация.

Первичные продукты электролиза чаще всего вступают в химическую реакцию с электролитом, и на электродах выделяются продукты вторичных, побочных реакций. В промышленных применениях электролиза электролит составляют так, чтобы дать вторичным химическим реакциям нужное направление.

Первичные продукты электролиза могут вступить также в химическое взаимодействие с материалом самих электродов. Обычно это представляется нежелательным. Тогда применяют электроды из химически инертных и нерастворимых материалов (платина, графит).

Побочные реакции могут заключаться также во взаимодействии катодных и анодных продуктов электролиза. Этого можно избежать, разделяя анодное и катодное пространства ванны пористой перегородкой, не задерживающей движения ионов, но препятствующей непосредственному смешению анодного и катодного растворов.

Вследствие вторичных реакций конечные продукты электролиза обычно отличаются от тех, которые возникают вначале. Рассмотрим наиболее важные для применений случаи электролиза, сопровождающегося побочными реакциями.

1. На катоде выделяется металл, разлагающий воду. Если подвергать электролизу водный раствор обыкновенной соли ($NaCl$), то выделяющийся на катоде натрий, очевидно, не сохранится в металлическом виде, а, действуя на воду, будет выделять из нее водород и образовывать едкий натр. Вместе с хлором, выделяющимся на аноде, мы имеем, следовательно, три продукта электролиза, из которых едкий натр представляет наибольшую промышленную ценность. Ради получения едкого натра и водорода *электролиз раствора поваренной соли* производят в крупном масштабе. Едкий натр и хлор служат основой для ряда химических производств, водород применяется для автогенной сварки, для синтеза аммиака и т. д.

2. На аноде разряжается остаток кислородной кислоты. При *электролизе раствора глауберовой соли* Na_2SO_4 ион $SO_4^{=}$, разрядившись на аноде, превращается в молекулу SO_4, в которой сера имеет валентность 8, тогда как максимальная ее валентность 6. Поэтому молекула SO_4 является неустойчивой и отщепляет лишний кислород, превращаясь в молекулу серного ангидрида SO_3, которая в свою очередь соединяется с водой и образует серную кислоту H_2SO_4. Имеем, следовательно, четыре продукта электролиза: H_2 и $NaOH$ на катоде, O_2 и H_2SO_4 на аноде. Этот случай электролиза представляет для нас большой интерес в связи с наличием в Карабугазском заливе неисчерпаемых запасов глауберовой соли, которую можно таким путем превращать непосредственно в важнейшие химические продукты—в серную кислоту и едкий натр.

3. Выделяющийся на аноде кислород окисляет материал анода. Если какая-либо слабая кислородная кислота (например, хромовая) подвергается электролизу при алюминиевом аноде, то освобождающий-

ся на аноде кислород окисляет алюминий, образуя на его поверхности тончайшую стеклообразную пленку Al_2O_3, обладающую высокой механической и диэлектрической прочностью. Этот тип электролиза, так называемый *анодный процесс*, получил широкое распространение в качестве лучшего способа поверхностной обработки деталей из алюминия и его сплавов, предназначенных для автомобилей и для самолетов, в целях предохранения их от коррозии.

Кроме того, электролитическое окисление алюминия дает возможность изготовлять конденсаторы большой емкости при их малом объеме. Алюминиевая жесть и электролит, в который она погружена, являются обкладками этого конденсатора, а образованный на жести слой Al_2O_3 является разделяющим их диэлектриком. Ввиду крайней тонкости этого слоя расстояние между обкладками очень мало и соответственно емкость такого *электролитического конденсатора* велика.

Образование изолирующего окисного слоя на алюминии имеет еще одно своеобразное применение: электролитический сосуд с алюминиевым электродом и раствором буры, включенный в цепь переменного тока, проводит ток только в одном направлении — «выпрямляет» ток (*электролитический выпрямитель*).

В случае алюминиевого анода цепь побочных реакций на аноде обрывается на образовании окисла, так как окись алюминия нерастворима в кислотах. Окислы других металлов в кислотах растворимы, и цепь побочных реакций на аноде обогащается еще одним звеном.

Борис Семенович Якоби (1801—1874).

4. Окись металла реагирует с кислотой. При электролизе медного купороса $CuSO_4$ на катоде осаждается медь, а на аноде, как и в случае электролиза глауберовой соли, образуются O и H_2SO_4. Если в качестве анода взята медная пластинка, электролитический кислород окисляет медь, а серная кислота растворяет окись меди, вновь образуя медный купорос. Электролиз сводится к осаждению меди на катоде и растворению медного анода. Состав электролита при этом не меняется, так как каждой распавшейся молекуле $CuSO_4$ отвечает образование новой молекулы $CuSO_4$ у анода. В результате медь как бы переносится с анода на катод.

Данный тип электролиза лежит в основе почти всех видов гальванического покрытия (*гальваностегии*) [1]. Деталь, подлежащую покрытию тем или иным металлом, помещают в качестве катода в раствор соли этого металла. В качестве анода берут пластины металла, предназначенного служить покрытием.

При электролитическом осаждении металла последний оседает преимущественно на тех участках катода, где силовые линии поля сгущаются, т. е. на остриях и ребрах. Поэтому при гальваническом осаждении металлов, чтобы получить равномерный слой, недостаточно пользоваться одной анодной пластинкой. Желательно покрываемый предмет окружать анодными пластинками со всех

[1]) От имени итальянского физика Гальвани и греч. stegē—покрытие.

сторон, чтобы обеспечить равномерное распределение силовых линий по всей поверхности катода.

Метод гальванических покрытий был впервые разработан в 1838 г. русским академиком Б. С. Якоби. Им же была создана *гальванопластика*—электролитическое воспроизведение предметов. Для воспроизведения рельефных изображений или предметов с них сначала изготовляют вдавливанием негатив из воска, гуттаперчи или гипса. Покрывая поверхность негатива тонким графитовым порошком, делают ее проводящей, после чего электролитически осаждают на ней металл.

Широчайшее применение в настоящее время имеют: гальванотехническое *оцинкование*—покрытие цинком железных предметов, в частности железных проволок, *никелирование*, *хромирование* и *покрытие кадмием* многих деталей в машиностроении и разнообразных изделий. Медные и никелевые гальванотехнические покрытия используют в типографском деле, серебряные и золотые—в ювелирном и т. д. На гальванотехнические процессы ежегодно в мире расходуется ток (считая на непрерывную работу) в десятки миллионов ампер.

Электролитические процессы, аналогичные тем, которые служат для гальванотехнических покрытий, применяют в промышленности для *электролитического получения металлов* из растворов их солей и для *электролитической очистки* (*рафинировки* [1]) *металлов*. Электролизом ежегодно добывают сотни тысяч тонн меди из растворов медного купороса, большие количества цинка и других металлов.

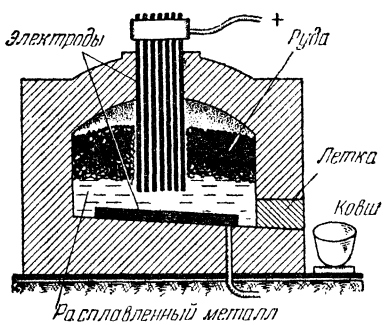


Рис. 133. Схема электролитической печи.

Поскольку малейшие примеси существенно снижают электропроводность меди, то медь, из которой изготовляют провода электролитически очищают до степени чистоты в 99,99%. На одну эту очистку меди ежегодно в мире расходуется ток (считая на непрерывную работу) в сотни миллионов ампер.

Наряду с электролизом водных растворов солей громадное промышленное значение имеет *электролиз расплавленных солей*. Из расплавленного едкого натра (NaOH) электролизом при температуре около 330° С добывают натрий. Из расплавов $MgCl_2$ и $CaCl_2$ добывают магний и кальций. Особенно важным является электролитическое получение алюминия из расплава, который представляет собой раствор глинозема (Al_2O_3) в криолите (Na_3AlF_6). Электролиз ведут при 900° С в электролизере, который построен из железа, а внутри выложен плотно запрессованной угольной массой. Эта угольная масса служит катодом, сверху расположены угольные аноды (рис. 133). Выделяющийся на катоде алюминий получается в расплавленном состоянии. В связи с особым значением алюминия для самолетостроения производство алюминия осуществляется в некоторых странах, в частности в СССР, в большом масштабе. О количестве электроэнергии, потребной для этой цели, можно судить по расходу электроэнергии на производство 1 *т* алюминия—приблизительно 25 000 *квт-ч*.

Следует отметить еще одно применение электролиза—*электролитическую полировку поверхностей*. Этот новый метод обработки поверхностей металлических изделий в недавнее время был разработан советскими инженерами. В данном случае электролиз используется не для осаждения металла, а для растворения различных случайных выступов на поверхности металлического изделия. Когда изделие служит в электролитической ванне анодом, то на всех микроско-

---

[1]) От франц. rafiner—очищать.

пических выступах поверхности изделия происходит сгущение силовых линий электрического поля, вследствие чего металл здесь растворяется быстрее чем на гладких местах поверхности.

Явление электролиза наряду с другими механическими и тепловыми процессами использовано также в изобретенном советскими инженерами способе *анодно-механической резки металлов*. Резка металла по этому способу производится тонким быстро вращающимся металлическим диском, который смачивается электролитом особого состава. Этот диск служит катодом, а разрезаемый металл—анодом. В местах их контакта благодаря большой плотности тока происходит быстрое растворение металла. Бруски твердого сплава «победита» разрезаются указанным способом в десятки раз быстрее, чем при использовании «алмазного диска».

§ 39. Подвижность ионов и электропроводность растворов

Электропроводность электролитов зависит от числа ионов в единице объема и от подвижности ионов.

Подвижность ионов определенного сорта выражается скоростью их перемещения в растворителе под действием электрического поля с падением потенциала в 1 в на 1 см.

Движение ионов можно обнаружить, например, проводя электролиз бесцветного раствора азотнокислого калия (KNO_3) в U-образной трубке, на дно которой посредством особой воронки осторожно введен ярко окрашенный раствор марганцовокислого калия ($KMnO_4$), причем этот раствор взят такой концентрации, чтобы его плотность по возможности не отличалась от плотности раствора азотнокислого калия. При включении тока движение ионов MnO_4^-, сообщающих раствору окраску, проявляется в перемещении к аноду границы окрашенной части электролита (рис. 134). Это перемещение ионов происходит со скоростью около 1 *мм/мин*, когда напряженность поля в электролите составляет примерно 3 *в/см*.

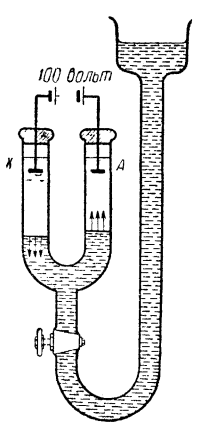


Рис. 134. Прибор для демонстрации движения ионов при электролизе.

В подобных опытах можно непосредственно измерить подвижность различных окрашенных (или окрашивающих индикаторы) разновидностей ионов. Однако удобнее пользоваться другими, окольными, но более точными методами измерения подвижностей. Результаты этих измерений представлены в таблице на стр. 186. Численные значения экстраполированы для бесконечно больших разведений соответствующих электролитов. (Иногда подвижностью ионов называют произведение приведенных в данной таблице чисел на заряд, равный фарадею, т. е. на 96 500 кулонов.)

Как видно из таблицы, подвижности различных ионов независимо от знака и величины их зарядов имеют близкие значения (несколько десятитысячных долей сантиметра в секунду, или, что то же,

Подвижности v_- и v_+ некоторых ионов в водном растворе при 18° С[1])

в $\frac{см/сек}{вольт/см}$

Катионы	v_+	Анионы	v_-
H_3O^+	$31{,}5 \cdot 10^{-4}$	OH^-	$17{,}4 \cdot 10^{-4}$
Na^+	$4{,}35 \cdot 10^{-4}$	Cl^-	$6{,}5 \cdot 10^{-4}$
Ag^+	$5{,}6 \cdot 10^{-4}$	NO_3^-	$6{,}2 \cdot 10^{-4}$
Zn^{++}	$4{,}8 \cdot 10^{-4}$	$SO_4^{=}$	$6{,}8 \cdot 10^{-4}$
Fe^{+++}	$4{,}6 \cdot 10^{-4}$	$CO_3^{=}$	$6{,}2 \cdot 10^{-4}$

[1]) При повышении температуры на 1° подвижности ионов возрастают примерно на 2%.

доли миллиметра в минуту для поля 1 *в/см*). Но подвижности гидроксония H_3O^+ и гидроксила OH^- превосходят остальные в несколько раз. Это явление связано, по-видимому, с тем, что ионы гидроксила и гидроксония построены из тех же элементов (H^+ и $O^=$), из которых построены молекулы растворителя (воды), и механизм их движения в растворе несколько иной, чем в случае других ионов; их перемещение к электродам осуществляется, по-видимому, «эстафетным» путем. Так, в случае гидроксония H_3O^+ его протон H^+ передается близлежащей незаряженной молекуле воды, которая сама теперь становится ионом гидроксония, и таким же порядком эстафета идет далее, по направлению к катоду, так, как это наглядно представлено на рис. 135. Вполне очевидно, что такое фиктивное движение гидроксония должно происходить быстрее, чем если бы гидроксоний, подобно другим ионам, перемещался сам. Любопытно, что приблизительно так представлял себе вначале механизм электролиза основатель теории электролиза выдающийся литовский физик и химик Гроттус, еще не знавший о существовании в растворах свободных ионов.

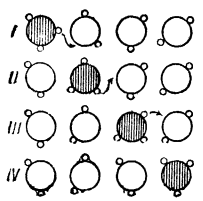


Рис. 135. Фиктивное движение ионов гидроксония при электролизе.

Покажем, как при помощи таблицы подвижностей ионов вычисляется электропроводность растворов, настолько разбавленных, чтобы ионы были достаточно удалены друг от друга и вследствие этого, с одной стороны, не сцеплялись в молекулы, а с другой,— не тормозили движения друг друга своими собственными электрическими полями. Пусть в растворе содержится по n положительных и отрицательных ионов в каждом кубическом сантиметре и имеется

падение потенциала 1 *в/см*; катод находится слева, анод — справа. Подвижности анионов и катионов обозначим, как в вышеприведенной таблице, через v_- и v_+. Представим себе площадку размером 1 *см*², перпендикулярную к направлению силовых линий. В течение 1 сек. эту площадку пересекут, двигаясь слева направо, все анионы, которые в начальный момент были удалены от нее не далее чем на v_- сантиметров, т. е. содержались в объеме слоя, основанием которого служит выбранная площадка, а высотой — v_-. Объем этого слоя $(1 \times v)$ *см*³, в нем содержится nv_- анионов, и если заряд каждого равен ze, то количество отрицательного электричества, которое они перенесут с собой через рассматриваемое сечение, равно nv_-ze.

Рассуждая аналогично, для катионов мы найдем, что количество положительного электричества, ежесекундно переносимого ими через ту же площадку, но в противоположном направлении, составляет nv_+ze.

Согласно определению удельная электропроводность раствора (как и всякого проводника) есть количество электричества, переносимое через 1 *см*² поперечного сечения проводника в течение секунды, при падении потенциала в 1 *в* на 1 *см*. При этом, с формальной точки зрения, перенос положительного электричества справа налево эквивалентен переносу такого же количества отрицательного электричества слева направо. Следовательно, удельная электропроводность раствора

$$\gamma = zen(v_+ + v_-). \tag{5}$$

В этой формуле en есть заряд всех ионов одного знака, находящихся в 1 *см*³ раствора. Между тем нам известно, что заряд $\frac{1}{z}$ числа Авогадро каких-либо ионов равен 96 500 кулонам. Обозначим через C концентрацию ионов, выраженную числом грамм-эквивалентов в 1 *л*, т. е. выраженную сопоставлением имеющейся концентрации ионов с концентрацией ионов в *нормальном растворе* (стр. 180). В случае полной диссоциации C указывает, во сколько раз число ионов одного знака, содержащихся в 1 *л* раствора, превышает $\frac{1}{z}$ числа Авогадро. Очевидно, что в этом случае

$$1000\,n = \frac{N}{z}C \quad \text{и} \quad 1000\,zen = Ne \cdot C = 96\,500\,C,$$

а следовательно,

$$\gamma = 96{,}5C(v_+ + v_-). \tag{6}$$

Если в растворе не два вида ионов, а больше, то вообще

$$\gamma = 96{,}5(C_1v_1 + C_2v_2 + C_3v_3 + \ldots),$$

т. е. доля участия каждого вида ионов в электропроводности пропорциональна их концентрации, с одной стороны, и подвижности,—

с другой. Например, электропроводность 0,001 N раствора азотной кислоты

$$\gamma = 0{,}001 \cdot 96{,}5 \cdot \frac{31{,}5 + 6{,}2}{10\,000} = 0{,}00038 \frac{1}{ом \cdot см}.$$

Здесь мы воспользовались правом считать сильные электролиты (какова азотная кислота) в разбавленных растворах (0,001 N) полностью диссоциированными и считать поэтому заданное значение концентрации 0,001 одинаково относящимся как к концентрации самой азотной кислоты, так и каждого из ее ионов.

Формула (6) показывает, что *удельная электропроводность* γ достаточно разбавленных растворов должна возрастать пропорционально увеличению концентрации раствора.

У достаточно разбавленных растворов такая пропорциональность между удельной электропроводностью и концентрацией действительно имеется. Примером могут служить числа, приведенные в таблице.

Электропроводность растворов хлористого калия при 18° С

Концентрация раствора C в грамм-эквивалентах на литр	0,01	0,1	1,0
Удельная электропроводность раствора γ в $1/ом \cdot см$	0,0012	0,011	0,098
Отношение удельной электропроводности к концентрации, увеличенное в 1000 раз («эквивалентная электропроводность»), $\frac{\gamma}{C} \cdot 1000$	120	110	98

В более концентрированных растворах пропорциональность между концентрацией и удельной электропроводностью, требуемая найденным выше соотношением, нарушается. Наблюденная электропроводность γ обычно оказывается менее вычисленной γ_0, т. е. $\frac{\gamma}{\gamma_0} < 1$. Это имеет две причины. Прежде всего в случае мало разбавленных растворов нет полной диссоциации электролита; в каждый данный момент часть ионов связана в молекулы и не участвует в проведении электрического тока. Поэтому отношение $\frac{\gamma}{\gamma_0}$ должно быть равно степени диссоциации α электролита в данном растворе. В связи с этим измерение электропроводности растворов является весьма простым, удобным и широко применяемым способом определения степени диссоциации; полученные таким способом значения α согласуются со значениями α, вычисленными для тех же растворов на основании закона Оствальда (т. I, § 121). Однако согласование с законом Оствальда имеет место только для слабых электролитов.

Изменение электропроводности сильных электролитов с концентрацией происходит не так, как можно было бы ожидать на основании закона действующих масс. Здесь при высоких концентрациях уменьшается не число ионов, фактически участвующих в проведении тока, а уменьшаются v_+ и v_-, т. е. их подвижности. Противоположно заряженные ионы притягиваются, что уменьшает их подвижность, и соответственно уменьшается электропроводность. Полный расчет этих влияний очень сложен; он выполнен Дебаем.

Рис. 136 показывает, какая сложная зависимость существует между удельной электропроводностью растворов сильных электролитов и концентрацией, выраженной в единицах нормального раствора. Аналогичный вид имеют кривые, характеризующие зависимость электропроводности от концентрации, выраженной в процентах по весу. Эти графики показывают, что удельная электропроводность электролитов возрастает до определенной концентрации раствора и потом убывает. Например, среди растворов соляной кислоты наибольшую электропроводность имеет примерно пятинормальный раствор (около 20% HCl по весу).

В таблице на стр. 190 приведены значения удельного сопротивления и удельной электропроводности для растворов различной концентрации. Мы видим, что удельное сопротивление наиболее электропроводных электролитов почти в миллион раз превышает удельное сопротивление меди.

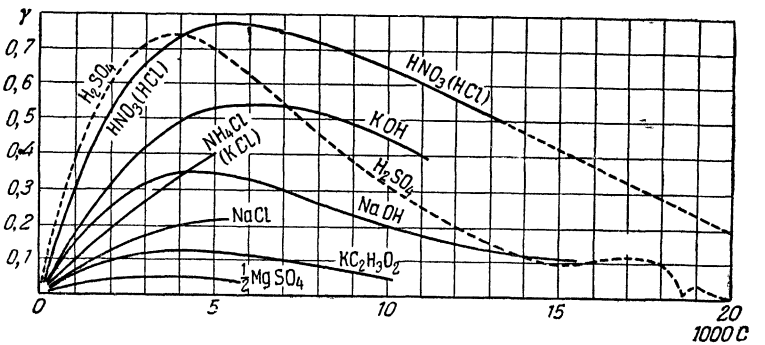


Рис. 136. Зависимость удельной электропроводности сильных электролитов от концентрации, выраженной в грамм-эквивалентах на литр.

По формуле (6), которая, впрочем, справедлива только для слабых электролитов и при достаточно больших разбавлениях, отношение удельной электропроводности к грамм-эквивалентной концентрации раствора должно быть одинаковым для растворов всех концентраций. Указанное отношение, увеличенное в 1000 раз, называют *эквивалентной электропроводностью*:

$$\lambda = \frac{\gamma}{C} \cdot 1000.$$

По формуле (6) эквивалентная электропроводность должна выражаться как произведение суммы подвижностей ионов на заряд Фарадея:

$$\lambda = 96\,500\,(v_+ + v_-).$$

Для удобства сопоставления различных электролитов и для выявления того, в какой мере свойства какого-либо электролита отличаются от свойств слабого, разбавленного, полностью диссоциированного электролита, в электрохимии результаты измерения электропроводности растворов почти всегда выражают в виде значений эквивалентной электропроводности.

Из определения эквивалентной электропроводности $\lambda = \frac{\gamma}{C} \cdot 1000$, как нетрудно сообразить, следует, что для нормального раствора (1 грамм-эквивалент в литре, $C = 1$) эквивалентная электропроводность представляет собой электропроводность одного литра раствора, налитого в виде слоя между плоскими электродами, раздвинутыми на расстояние 1 *см* один от другого. Для двухнормального

Удельное сопротивление и электропроводность некоторых электролитов (водных растворов) при 18° С

Растворенное вещество и его концентрация в процентах по весу		Сопротивление 1 *см*³ раствора в омах	Удельная электропроводность в 1/*ом см*
Соляная кислота HCl . . .	5	2,5	0,40
	20	1,3	0,77
	40	1,9	0,53
Серная кислота H_2SO_4 . .	5	4,8	0,21
	20	1,5	0,67
	30	1,4	0,71
	40	1,5	0,67
Азотная кислота HNO_3 . .	10	2,1	0,475
	20	1,5	0,67
	30	1,3	0,47
	40	1,4	0,71
Едкий натр NaOH	5	5,1	0,196
	10	3,2	0,31
	20	3,0	0,33
	40	8,3	0,12
Нашатырь NH_4Cl	5	10,9	0,092
	10	5,6	0,18
	20	3,0	0,33
Поваренная соль NaCl . .	5	14,9	0,097
	20	5,1	0,196
Цинковый купорос $ZnSO_4$.	5	52,4	0,019
	20	21,3	0,047
Медный купорос $CuSO_4$ . .	5	52,9	0,019
	15	23,8	0,042
Для сравнения:			
Медь Cu		$1,8 \cdot 10^{-6}$ (!)	$5,7 \cdot 10^{5}$

раствора ($C=2$) из той же формулы для λ следует, что λ представляет собой электропроводность ½ литра раствора, налитого в виде слоя между плоскими электродами, раздвинутыми по-прежнему на 1 *см*. Стало быть, и в этом случае берется слой, содержащий один грамм-эквивалент раствора. Вообще, *эквивалентная электропроводность есть электропроводность такого слоя раствора, который содержит один грамм-эквивалент растворенного вещества между электродами, отстоящими друг от друга на* 1 *см*.

Удельная электропроводность — это электропроводность неизменного количества раствора (1 *см*³), содержащего в зависимости от концентрации разные количества растворенного вещества. В противоположность этому эквивалентная электропроводность — это электропроводность различных количеств раствора, содержащих неизменное количество (1 грамм-эквивалент) растворенного вещества, причем в обоих случаях расстояние между электродами равно 1 *см*.

Эквивалентная электропроводность как сильных, так и слабых электролитов возрастает с уменьшением концентрации. На рис. 137 показан характерный для большинства электролитов вид кривых, определяющих зависимость эквивалентной электропроводности от концентрации. В таблице приведены значения эквивалентной электропроводности для некоторых электролитов.

Эквивалентная электропроводность некоторых электролитов в водных растворах при 18° С

Концентрация в грамм-эквивалентах на литр	HCl	H_2SO_4	NaOH	NaCl	$AgNO_3$	$CuSO_4$
1,0	300	199	158	74	68	26
0,5	327	220	175	81	77	31
0,1	350	233	195	92	94	44
0,05	358	253	200	95	100	51
0,01	369	307	208	102	108	72
0,005	372	330	211	104	110	81
0,001	377	360	215	106	113	98
0,0005	378	371	216	107	114	103

Обратимся к вопросу о пределах применимости закона Ома к электролитам. Из теории движения тел в вязкой среде известно, что скорость установившегося (стационарного) движения в вязкой среде пропорциональна действующей на тело силе. Движущийся к электроду ион удовлетворяет тем условиям, для которых выведено это соотношение; поэтому скорость движения иона должна быть пропорциональна действующей на ион силе, т. е. произведению напряженности поля на заряд иона. Если напряжение тока а следовательно, и напряженность поля увеличатся в k раз, то во столько же раз увеличится скорость движения всех присутствующих в растворе ионов, во столько же раз увеличится и количество ежесекундно переносимого ими через любое поперечное сечение проводника электричества, т. е. величина тока.

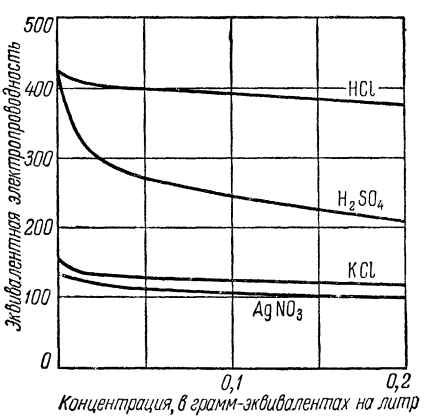


Рис. 137. Изменение эквивалентной электропроводности с изменением концентрации.

Таким образом, в случае электролитов закон Ома должен быть справедлив в тех пределах, в которых сохраняется пропорциональность между скоростью движения ионов и действующей на них электрической силой. Эти пределы очень широки. В недавнее время доказано, что отклонения от закона Ома становятся заметными лишь при напряжениях порядка 10^6 *в/см*. При этих напряжениях скорости движения ионов становятся сравнимы со скоростью движения пассажирских поездов.

§ 40. Гальванические элементы. Электрохимическая природа коррозии

При погружении металла в электролит обычно наблюдается их взаимная электризация и между ними устанавливается определенная контактная разность потенциалов: металл заряжается отрицательно, жидкость — положительно. Это объясняется *электролитической упругостью растворения* металлов — их способностью переходить в раствор в виде ионов. Электроны, принадлежавшие атомам металла, остаются при этом в металле и сообщают ему отрицательный заряд:

$$Zn \longrightarrow \underset{\text{(переходит в раствор)}}{Zn^{++}} + \underset{\text{(остаются в металле)}}{2e}$$

Особенность данного случая растворения твердого тела в жидкости заключается в том, что перешедшие в раствор ионы металла не удаляются от металлической пластинки, а удерживаются возле нее силами притяжения, исходящими от оставшихся в металле электронов. Вдоль поверхности металлической пластинки образуется *двойной электрический слой* из электронов и ионов. *Металл заряжается отрицательно,* раствор — положительно.

Переход ионов из металла в раствор, очевидно, будет продолжаться лишь до тех пор, пока между металлом и раствором не возникнет напряжение, достаточное для того, чтобы воспрепятствовать дальнейшему «растворению» металла. Сколько ионов перейдет таким образом в раствор и какова будет вследствие этого разность потенциалов между металлом и раствором,— зависит от природы металла и растворяющей его жидкости и от того, имелись ли уже ранее в растворе ионы данного металла в виде какой-либо его соли. Если концентрация последней достаточно велика, двойной слой может и не образоваться, раствор как бы насыщен ионами данного металла. В этом случае следует предположить, что упругость растворения металла численно равна осмотическому давлению ионов металла в растворе. Отсюда: *для численной характеристики электролитической упругости растворения, недоступной прямому измерению, можно измерять вместо нее осмотическое давление ионов металла в таком растворе его соли, в котором металл самопроизвольно не растворяется и из которого он самопроизвольно не высаживается.*

Сказанное можно также сформулировать следующим образом. Равновесие между металлом и электролитом устанавливается тогда, когда достигается равенство термодинамических потенциалов ионов металла в обеих средах, т. е. в растворе и в кристаллической решетке. Удобной, однако не вполне точной мерой этих термодинамических потенциалов металлических ионов служат: для раствора —

осмотическое давление ионов, для кристаллической решетки — электролитическая упругость растворения.

Если металл погрузить в раствор его соли, еще более концентрированный, т. е. как бы пересыщенный его ионами, некоторая часть последних выделится на металле и *металл зарядится положительно*; анионы же скопятся близ поверхности металла в растворе, и последний зарядится отрицательно.

На рис. 138 представлена схема простого опыта, в котором контактная разность потенциалов, устанавливающаяся на границе металл — электролит, проявляется в наличии электрического поля между металлической пластинкой и электролитом, поднятым полоской фильтровальной бумаги F. Силовые линии этого поля начинаются на зарядах поверхности электролита в фильтровальной бумаге и кончаются на зарядах, распределенных по выступающей части металлической пластинки.

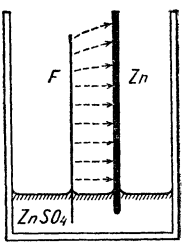


Рис 138. Электрическое поле между металлом и электролитом, поднятым полоской фильтровальной бумаги F.

Когда металл погружают в электролит, происходит частичное растворение металла, заключающееся в переходе в раствор положительных ионов металла и связанной с этим электризации металла и раствора. Получающиеся при этом заряды сосредоточены в месте соприкосновения металла и электролита, в слое молекулярной толщины. Поэтому возникает вопрос: каково происхождение зарядов, обнаруживаемых в описанном выше опыте на свободной поверхности жидкости и на выступающем из раствора конце металлической пластинки? Легко понять, что появление в растворе у погруженного в него металла положительных ионов, перешедших в раствор из металла, должно вызвать перераспределение уже имевшихся в растворе ионов. Скопление положительных ионов около металла вызовет перемещение в этот слой из соседнего слоя раствора отрицательных ионов, и в то же время часть положительных ионов из этого слоя будет оттеснена в более удаленный от металла слой. Подобные же смещения произойдут и в соседнем слое: часть имевшихся в нем отрицательных ионов перейдет в первый слой и взамен их сюда прибудут отрицательные ионы из следующего, третьего, слоя, а избыток положительных ионов вытеснится в третий слой и т. д. Таким образом, для каждого из внутренних слоев раствора убыль ионов каждого знака в один соседний слой будет компенсирована прибылью их из другого, соседнего, слоя, прилежащего с противоположной стороны. Это не будет иметь места лишь для последнего слоя, непосредственно прилежащего к свободной поверхности жидкости; следовательно, в этом слое получится некоторый избыток положительных ионов, и он окажется положительно заряженным.

С другой стороны, отрицательные ионы, переместившиеся в ближайший к металлу слой, примут на себя часть силовых линий, исходящих из перешедших в раствор положительных ионов металла, и тем самым «освободят» часть электронов двойного слоя. Эти электроны получат возможность перейти в выступающий над уровнем жидкости конец металлической пластинки и зарядят его отрицательно.

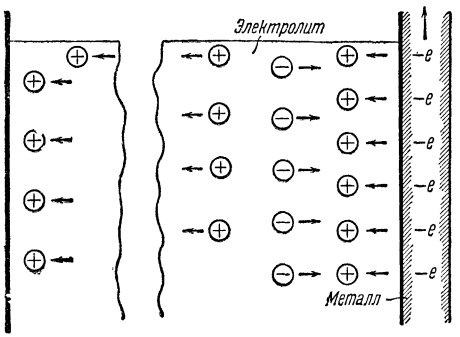


Рис. 139. Схема перераспределения (смещения) ионов в электролите при переходе в раствор положительных ионов металла.

Грубая схема описанного перераспределения ионов в растворе при переходе в раствор положительных ионов металла дана на рис. 139.

Металл и раствор, в который он погружен, представляют собой *полуэлемент*; несмотря на наличие разностей потенциалов и электропроводность всех своих составных частей, «полуэлемент» не дает электрического тока, так как все здесь находится в состоянии равновесия. Возьмем теперь два подобных полуэлемента, например медь в растворе медного купороса и цинк в растворе цинково-

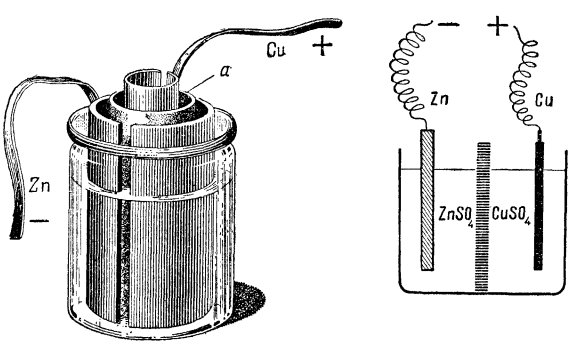


Рис. 140. Элемент Даниэля и его схема; *a* — пористый сосуд ($\mathscr{E} \approx 1{,}1$ *в*).

го купороса, приведем их в соприкосновение через пористую перегородку (рис. 140) и соединим цинковую и медную пластинки какой-либо металлической проволокой. *Цинк имеет несравненно бо́льшую упругость растворения, чем медь, поэтому цинковая пластинка приобретает более сильный отрицательный заряд, чем медная.* Электроны с цинковой пластинки переместятся

по проволоке на медную. Тем самым нарушится равновесие в двойном слое цинковой пластинки; часть образующих его ионов цинка устремится в раствор. Точно так же нарушится равновесие в двойном слое медной пластинки, отрицательный заряд которой усилился за счет электронов, прибывших из цинка. Здесь, наоборот, часть ионов меди, образующих двойной слой, соединится с избыточными электронами и осядет на пластинку уже в виде атомов.

Однако указанными процессами равновесие не будет восстановлено. «Двойной слой» цинка разрушен. Цинк стремится восстановить его, посылая в раствор новые ионы, но он не в состоянии *удержать* эти ионы близ своей поверхности, так как электроны, которые были связаны с этими ионами силами притяжения, непрерывно будут удаляться в медную пластинку, где они нейтрализуют прибывающие из раствора ионы меди. Так будет продолжаться до тех пор, пока либо не растворится весь цинк, либо не израсходуются все ионы меди.

В течение процесса раствор в цинковом полуэлементе обогащается положительными ионами, а в медном — обедняется ими. Вследствие этого раствор должен был бы получить в одной части положительный, а в другой — отрицательный заряд. На самом деле этого не происходит, так как одновременно с движением электронов по проволоке от цинкового электрода к медному в растворе от медного электрода к цинковому движутся через пористую перегородку отрицательные ионы. В конечном счете в описанном элементе протекает, следовательно, превращение цинка в сульфат цинка, а медь осаждается из раствора сульфата меди:

$$Zn + CuSO_4 = Cu + ZnSO_4.$$

Из всего сказанного выше ясно, что напряжение на полюсах разомкнутого гальванического элемента (электродвижущая сила) зависит не от его геометрических свойств (величина и форма электродов, объемы омывающих электроды жидкостей, способ их разобщения), но исключительно от химической природы материалов, взятых для электродов и электролитических растворов, а также от концентрации последних.

Мы рассмотрели простейший гальванический элемент, известный под названием *элемента Даниэля* (см. рис. 140). Оценим, что существенно и что несущественно в его конструкции. Цинковый электрод, конечно, необходим, так как цинк является прямым участником химической реакции, энергия которой питает элемент. Наоборот, несущественно, что в качестве второго электрода мы взяли именно медь. Этот второй электрод в химической реакции не участвует; он служит лишь передатчиком электронов, нейтрализующих ионы меди. Поэтому ничто не изменилось бы, если бы в качестве второго электрода мы взяли какой-либо другой электропро-

водящий материал с низкой упругостью растворения, например платину или уголь. Тотчас по замыкании тока на платине или на угле осадился бы тончайший слой меди, и в последующем элемент работал бы так же, как если бы электрод с самого начала был медным.

Из двух примененных электролитов, наоборот, наибольшее значение имеет медный купорос, так как именно он является наряду с цинком участником реакции, энергия которой питает элемент. Однако вместо сернокислой меди мы могли бы взять любую другую соль меди. Существенно лишь, чтобы имелись ионы меди независимо от того, в виде какой соли они введены в раствор. Сернокислый же цинк опять-таки может быть заменен солью какого-либо другого металла, например поваренной солью.

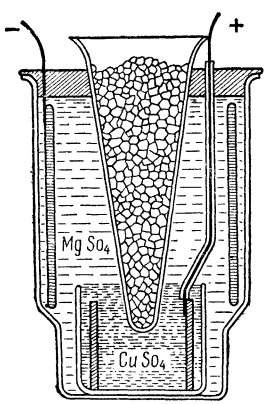


Рис. 141. Часто применяемое устройство элемента Даниэля (элемент Мейдингера).

Заменяя цинк другими металлами с высокой упругостью растворения или медный купорос солями других металлов с низкой упругостью растворения, мы получаем ряд новых гальванических элементов.

Следует указать на роль пористой перегородки. Ее назначение заключается лишь в том, чтобы воспрепятствовать непосредственному действию медного купороса на цинк. При непосредственном действии медного купороса на цинк энергия реакции выделилась бы в виде теплоты в самом гальваническом элементе, вместо того чтобы превратиться в электрический ток. В некоторых конструкциях гальванических элементов пористая перегородка не нужна. Она не была бы нужна и в рассмотренном элементе Даниэля, если бы применяемый в нем цинк был идеально чист; химически чистый цинк, как показывает опыт, не взаимодействует с медным купоросом при непосредственном соприкосновении. Скопившиеся вблизи поверхности цинка в двойном слое положительные ионы цинка отталкивают одноименно заряженные ионы меди и препятствуют их соприкосновению с металлическим цинком.

На рис. 141 показана схема одного из применяемых в технике вариантов элемента Даниэля — *элемента Мейдингера*. Здесь цинк находится в растворе сернокислого магния ($MgSO_4$), медь — в насыщенном растворе медного купороса. Расход медного купороса при работе элемента автоматически пополняется растворением запасенных в элементе кристаллов $CuSO_4 \cdot 5H_2O$. Пористая перегородка в этом элементе отсутствует, так как смешиванию растворов противодействует разность их плотностей.

В технике чаще всего применяют *элементы Лекланше*, водоналивные и сухие. Схема водоналивного элемента Лекланше дана на рис. 142. В этом элементе цинк помещен в раствор нашатыря (NH_4Cl). Растворяясь, цинк вытесняет ионы NH_4^+; образуется хлористый цинк. Для устранения выделения пузырьков водорода на аноде, которым служит угольный стержень, этот угольный стержень помещают в смесь перекиси марганца и графита (графит служит для придания смеси электропроводности, а перекись марганца, реагируя с водородом, образует воду и окись марганца). Сухой элемент Лекланше не нуждается в заливке водой, так как он содержит готовый электролит в виде сгущенного крахмалом раствора нашатыря.

Сухие батареи, широко применяемые для питания анодных цепей радиоаппаратов (БАС-60 и БАС-80), дают приблизительно 0,3—0,4 ампер-часа на 1 *кг* веса батареи; они рассчитаны на сопротивление цепи в несколько тысяч омов.

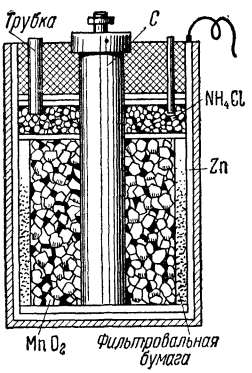


Рис. 142. Водоналивной элемент Лекланше ($\mathcal{E} \approx 1,5$ *в*).

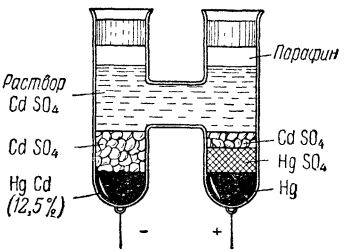


Рис. 143. Кадмиевый нормальный элемент Вестона. Электродвижущая сила при 18° равна 1,0183 *в*.

В лабораторной практике для измерительных установок часто применяют *кадмиевый нормальный элемент Вестона*, устройство которого пояснено рисунком 143.

Гальванические элементы возникают также, вопреки нашему желанию, всюду, где мы имеем дело с металлическими конструкциями, созданными из разнородных металлов с различной упругостью растворения. Это приводит к коррозии [1]) металлов. На поверхности металла всегда имеется тончайшая адсорбированная из воздуха пленка влаги, содержащая водородные ионы, получающиеся частью от диссоциации самой воды, частью от насыщения пленки углекислотой из воздуха.

Например, в металлической конструкции, состоящей из медных и железных частей, мы имеем гальванический элемент следующего рода:

$$Fe \mid H^+ \mid Cu,$$

[1]) От лат. corrosio — разъедание.

который должен действовать согласно следующей реакции:

$$Fe + 2H^{+} = Fe^{++} + 2H,$$

т. е. железо будет разрушаться, выделяя в раствор ионы, вследствие чего образуется (в итоге вторичных реакций) ржавчина, а на поверхности меди будет выделяться водород. Благодаря медленности процесса кислород из атмосферы успевает диффундировать к местам выделения водорода и окислять последний в воду. Следовательно, такая конструкция уподобляется короткозамкнутому элементу с деполяризатором.

Вообще говоря, необходимо всячески избегать соприкосновения металлов, имеющих сильно разнящиеся упругости растворения. Однако в известных случаях это становится, наоборот, желательным и используется именно как мера борьбы с коррозией. Довольно широко применяется для защиты ответственных частей той или иной металлической конструкции так называемый *метод протекторов*. В паровые котлы вводятся листы цинка, металлически связанные со стенками котла. Цинк обладает большей упругостью растворения, чем железо. Он становится в получившемся гальваническом элементе отрицательным электродом и подвергается растворению, в то время как на стенках котла и в дымогарных трубах выделяется водород. На рис. 144 показано, как применяется способ протекторов для защиты ответственных частей морских судов.

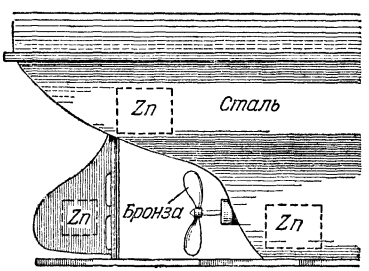


Рис. 144. Метод протекторов.

Для борьбы с коррозией часто применяют лакокрасочные и эмалевые покрытия металла. Широко распространено также покрытие железа цинком, оловом и хромом. Оцинкованное или хромированное железо не разрушается коррозией даже в том случае, если в слое покрытия имеются глубокие царапины. Это объясняется тем, что в данном случае (когда железо покрыто более электроотрицательным металлом) в гальваническом микроэлементе, возникающем у царапины, железо является анодом и не растворяется, а, напротив, покрывается пленкой цинка или хрома. Таким образом происходит самовосстановление покрытия в том месте, где оно оказалось случайно нарушенным (рис. 145). В связи со сказанным покрытия металла более электроотрицательным металлом называют *анодными покрытиями*.

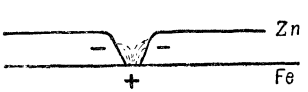


Рис. 145. Гальванические микроэлементы в царапине оцинкованного железа в некоторой мере восстанавливают пленку покрытия.

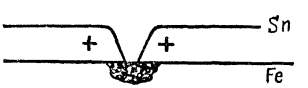


Рис. 146. В местах царапин луженого железа происходит быстрая коррозия металла.

Противоположная картина наблюдается при нарушении слоя полуды — слоя олова на железе. Такое покрытие называют *катодным* (железо в гальванических микроэлементах, возникающих в царапинах луженого железа, является катодом); в местах, где полуда поцарапана, железо, как известно, быстро ржавеет (рис. 146).

§ 41. Электродные потенциалы

Желая измерить в полуэлементе напряжение V_1 между электродом и раствором обычным путем, мы неизбежно должны были бы подвести напряжение раствора к измерительному прибору посредством того или иного провода, но в месте соприкосновения провода и раствора образуется новое напряжение V_2, поэтому может быть измерена лишь разность между искомым и вторым, также неизвестным напряжением.

Для практических целей, однако, важно знать не столько абсолютные значения потенциалов, сколько их относительные значения для разных металлов. Поэтому принято соглашение за нулевой электродный потенциал считать потенциал, обнаруживаемый водородом при соприкосновении с таким раствором, в котором концентрация водородных ионов нормальная (1 грамм-эквивалент в 1 *л*). Свободный водород не обладает, однако, необходимым для электрода свойством — электропроводностью. В качестве *водородного электрода* применяют платиновую пластинку, находящуюся в атмосфере водорода. Водород сильно растворим в платине и в этом состоянии обнаруживает, подобно металлам, вполне определенную электролитическую упругость растворения. Пластинка частично погружена в двухнормальный раствор серной кислоты. Двухнормальный раствор ее берется потому, что молекула серной кислоты отщепляет в водном растворе лишь один из двух протонов, а следовательно, двухнормальный раствор серной кислоты является как раз однонормальным в отношении водородных ионов (или, точнее, ионов гидроксония). Устройство водородного электрода показано на рис. 147.

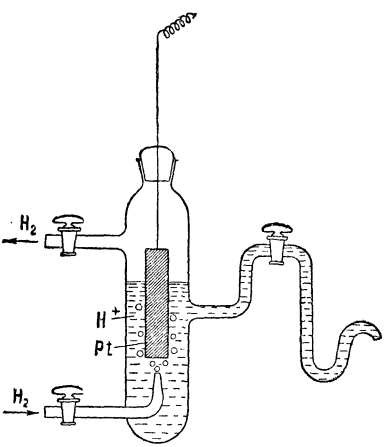


Рис. 147. «Водородный электрод».

Составив элемент из такого водородного полуэлемента и другого изучаемого полуэлемента, включают элемент в измерительную установку и найденное значение электродвижущей силы приписывают изучаемому полуэлементу как его потенциал относительно нормального водородного электрода.

В следующей таблице приведены электродные потенциалы некоторых металлов при соприкосновении с *нормальными растворами их ионов*, т. е. растворами, содержащими 1 грамм-эквивалент ионов в 1 *л* (нормальные потенциалы). Потенциалы опре-

делены для комнатной температуры относительно «водородного электрода».

Нормальные потенциалы

Металл	Ионы	Нормальный потенциал в вольтах	Металл	Ионы	Нормальный потенциал в вольтах
Барий	Ba^{++}	—2,92	Кадмий . .	Cd^{++}	—0,4
Кальций . . .	Ca^{++}	—2,84	Никель .	Ni^{++}	—0,23
Натрий . . .	Na^{+}	—2,71	Олово . .	Sn^{++}	—0,14
Магний . . .	Mg^{++}	—2,38	Свинец . . .	Pb^{++}	—0,13
Алюминий . .	Al^{+++}	—1,66	Олово . .	Sn^{++++}	+0,05
Марганец . . .	Mn^{++}	—1,05	Медь . .	Cu^{++}	+0,345
Цинк	Zn^{++}	—0,76	Серебро . .	Ag^{+}	+0,80
Хром	Cr^{++}	—0,56	Ртуть . . .	Hg^{+}	+0,86
Железо	Fe^{++}	—0,44	Золото . . .	Au^{+}	+1,7

При помощи этой таблицы можно вычислять электродвижущую силу гальванических элементов, составленных из приведенных полуэлементов в любой комбинации. Например, для разобранного выше элемента Даниэля имеем:

$$\overbrace{(-)Zn/Zn^{++}}^{V_1} \quad \overbrace{Cu/Cu^{++}(+)}^{V_2}$$

$$-0{,}76 \quad + \quad (-0{,}34) = -1{,}10 \text{ в}.$$

Потенциал медного полуэлемента мы взяли с обратным знаком (— 0,34 вместо + 0,34) потому, что под V_2, как явствует из формулы элемента Даниэля, следует разуметь не потенциал металла по отношению к раствору, а, наоборот, потенциал раствора по отношению к металлу, т. е. обратную по знаку величину. При этом расчете мы пренебрегли скачком потенциала на границе между растворами медной и цинковой солей, так как этот скачок относительно мал.

Если бы мы избрали за нулевой электрод не водородный, а, например, свинцовый, то потенциалы всех электродов уменьшились бы на одну и ту же величину (0,13 *в*), но разность любой пары этих потенциалов, представляющая электродвижущую силу соответствующего элемента, осталась бы прежней. Произвол в выборе нулевого потенциала не отражается, таким образом, на вычислении электродвижущих сил.

Из сказанного выше следует, что два куска одного и того же металла, погруженные в электролит, еще не образуют элемента. Между обоими кусками металла не существует напряжения, так как по отношению к электролиту установка является вполне симметричной. В ней не могут происходить какие-либо процессы или

реакции, которые заставляли бы электроны перемещаться в каком-либо одном направлении. Например, стрелка вольтметра не отклоняется, если вольтметр приключен к двум платиновым электродам, погруженным в раствор серной кислоты. Но если через эту систему пропускать некоторое время ток из постороннего источника тока, а затем, выключив источник тока, вновь включить вольтметр, то между электродами обнаружится напряжение порядка 1—2 *в*, как и в ранее рассмотренных гальванических элементах.

Это напряжение называют *поляризационным напряжением*. Оно направлено противоположно прилагавшемуся извне напряжению. Нетрудно понять причину его возникновения. При электролизе на платиновых электродах выделяются водород и кислород, образующие на них тонкие газовые пленки. Если прервать электролиз, выключив ток, то насыщающие один из электродов атомы водорода в силу высокой упругости растворения водорода будут снова переходить в раствор в виде ионов, заряжая раствор положительно, электрод же получит при этом отрицательный заряд.

Точно так же осевшие на другом электроде атомы кислорода будут стремиться вступить в раствор в виде отрицательных ионов. Таким образом, мы имеем дело с гальваническим элементом, в котором источником электрической энергии является реакция образования воды путем соединения водорода с кислородом, т. е. процесс, обратный тому, который фактически осуществляется при электролизе водного раствора серной кислоты. Подобного рода *электрохимическая поляризация*, т. е. возникновение встречного гальванического элемента, имеет место почти при любом случае электролиза. Очевидно, что *при электролизе ток будет проходить через электролит лишь в том случае, если приложенное извне напряжение больше встречного напряжения гальванического элемента, образованного выделяющимися на электродах продуктами электролиза.*

Отсюда становится очевидным физический смысл потенциалов разложения, о которых шла речь в § 37.

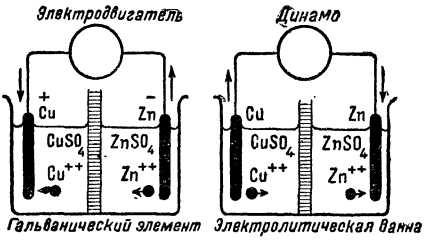


Рис. 148. Элемент Даниэля как аккумулятор. Стрелки сверху указывают направления движений электронов.

§ 42. Аккумуляторы

Сопоставляя гальванический элемент с электролитической ванной, в которой производится электролиз, мы видим, что они тождественны по конструкции, но все явления в том и в другом происходят в обратном порядке. На рис. 148 показана схема действия элемента Даниэля как гальванического элемента и как электроли-

тической ванны. Все процессы в гальванической ванне и в гальваническом элементе имеют обратное направление; в частности, электромотор — поглотитель энергии — обратился в динамомашину — источник электроэнергии (рис. 148).

Отсюда следует, что, пропуская через полуизрасходованный элемент ток, обратный тому току, который производится элементом, можно з а р я д и т ь элемент, т. е. вызвать в нем образование нового запаса тех химических веществ, расходование которых обусловливается действием элемента.

На этом основано изготовление *аккумуляторов*. Аккумуляторы — те же гальванические элементы, но материалы для электродов и электролиты в них подобраны с таким расчетом, чтобы обратимость достигалась наиболее легко. Аккумуляторы по частичном израсходовании можно вновь заряжать (восстанавливать) током.

Отметим, что мы здесь говорим только об обратном протекании процессов, а не об их полной термодинамической обратимости. В какой мере процессы в гальваническом элементе и в аккумуляторе термодинамически необратимы, т. е. в какой мере они будут сопровождаться рассеянием энергии тока в тепло, это зависит от режима работы гальванического элемента и аккумулятора. Чем меньше ток, тем в большей мере прямые и обратные процессы в элементе и в аккумуляторе приближаются к ходу равновесных, термодинамически обратимых процессов.

Трудность в подыскании химического процесса, на основе которого может быть построен аккумулятор, заключается в том, чтобы исключить побочные физические процессы, которые в условиях работы аккумулятора не были бы обратимы. Вполне очевидно, например, что обычный тип гальванического элемента с двумя разделенными пористой перегородкой жидкостями и с растворяющимися металлическими электродами нужным условиям не удовлетворяет, так как происходящие в нем диффузионные процессы не могут быть обращены.

На практике наибольшее распространение имеют *свинцовые* аккумуляторы, которые называются также *кислотными* аккумуляторами, и так называемые *щелочные* аккумуляторы. Свинцовые аккумуляторы были изобретены в 60-х годах XIX в. французским физиком Плантэ и усовершенствованы в 1881 г. Фором. Первые варианты щелочных аккумуляторов были созданы Эдисоном в 1903 г.

Свинцовый аккумулятор в незаряженном виде с электродами, еще не подвергнутыми «формовке током», состоит из двух и более свинцовых пластин, отлитых в виде решеток; отверстия их замазывают тестом из окиси свинца (порошка свинцового глета PbO ярко-красного цвета) и воды. Для «формовки» электродов их погружают в раствор серной кислоты, подвергая действию тока, превращающего окись свинца в недоокисную соль серной кислоты Pb_2SO_4 (являю-

щуюся неустойчивым соединением). Чтобы зарядить аккумулятор, пластины присоединяют к противоположным полюсам источника тока. Происходит электролиз, причем Pb_2SO_4 на катоде восстанавливается водородом в губчатый (с сильно развитой поверхностью) металлический свинец, а на аноде кислородом превращается в пористый слой перекиси свинца Pb_2O_5. После достаточно долгого пропускания тока мы будем иметь одну пластину чистого свинца, другую — покрытую перекисью свинца, а концентрацию серной кислоты в растворе — увеличившейся. При разрядке аккумулятора все процессы происходят в обратном направлении, возвращая в виде электрического тока энергию, затраченную при зарядке.

В основном эти процессы могут быть выражены следующей формулой:

$$Pb_2SO_4 + H_2O + 2PbO_2 \underset{\text{разрядка}}{\overset{\text{зарядка}}{\rightleftarrows}} Pb_2 + H_2SO_4 + Pb_2O_5. \qquad (7)$$

При разрядке аккумулятора концентрация серной кислоты понижается в несколько раз. В связи с этим о степени разрядки нормально заправленного аккумулятора можно судить по удельному весу раствора серной кислоты в аккумуляторе. После зарядки (формовки током) отрицательные пластины, состоящие в основном из губчатого свинца, имеют светло-серый цвет, а положительные, насыщенные перекисью свинца, имеют темно-красный цвет.

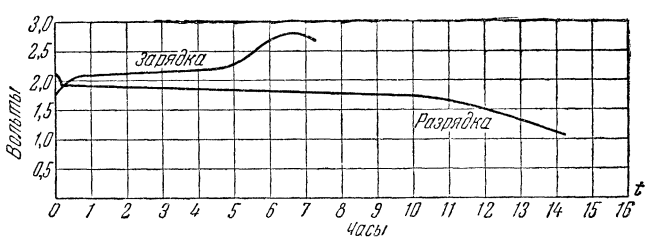


Рис. 149. Напряжение свинцового аккумулятора при разрядке и зарядке.

На рис. 149 приведены кривые, показывающие, как изменяется со временем напряжение, даваемое свинцовым аккумулятором при разрядке, и какое напряжение приходится подводить при его зарядке (зарядка ведется так, чтобы температура электролита не поднималась выше 40° С). К концу зарядки выделение на электродах пузырьков водорода и кислорода создает высокое поляризационное напряжение. Зарядку считают законченной, когда напряжение достигает приблизительно 2,6—2,7 *в*. Разрядку следует производить, не превышая установленного для данного аккумулятора предельного тока (в несколько ампер), и следует прекращать, когда напряжение падает до 1,8 *в*. Из рис. 149 можно заключить, что свин-

цовый аккумулятор отдает около 80% подведенной к нему электроэнергии.

Внутреннее сопротивление заряженного, хорошо сформованного аккумулятора незначительно — сотые, даже тысячные доли ома. Но при разрядке, по мере образования на пластинах сернокислого свинца, имеющего плохую проводимость, внутреннее сопротивление аккумулятора возрастает.

Свинцовые аккумуляторы дают примерно 20 *а-ч* на каждый килограмм веса аккумулятора, что соответствует запасу электроэнергии на каждый килограмм веса аккумулятора около 35—40 *вт-ч*. Это означает, что аккумулятор отдает около 70 000 кулонов на каждый килограмм своего веса.

Емкость аккумуляторов сильно зависит от величины разрядного тока: она наибольшая при малом разрядном токе, уменьшается до 65% при разрядном токе 10 *а* и почти наполовину при токе 20 *а*. Емкость свинцовых аккумуляторов возрастает с повышением концентрации кислоты до некоторого предела; при дальнейшем увеличении концентрации кислоты емкость аккумуляторов начинает уменьшаться. Максимум емкости соответствует приблизительно той концентрации кислоты (около 30% при удельном весе 1,224), когда раствор имеет наибольшую электропроводность.

Химические процессы, вызываемые кислородом воздуха, уменьшают емкость аккумуляторов — со временем происходит *саморазрядка* аккумулятора. Даже лучшие аккумуляторы теряют в течение месяцев до половины своего заряда; емкость аккумуляторов обычного типа снижается от саморазрядки примерно на 1% в сутки. Саморазрядка свинцовых аккумуляторов чрезвычайно ускоряется при наличии в веществах электродов или раствора ничтожного количества примесей некоторых благородных металлов, в особенности платины: одна десятитысячная доля процента платины в веществе электродов может вызвать саморазрядку аккумулятора в течение двух часов. Поэтому при изготовлении электродов для свинцовых аккумуляторов производится самая тщательная очистка свинца. Примеси железа и других посторонних металлов в растворе не должны превышать 0,02%.

В *щелочных аккумуляторах* Эдисона действующей массой катода являлось порошкообразное железо, а анода — гидроокись никеля $Ni(OH)_2$. В качестве электролита был применен 21%-ный раствор едкого кали (KOH). В этом случае процессы зарядки и разрядки определяются формулой

$$Fe(OH)_2 + 2Ni(OH)_2 \underset{\text{разрядка}}{\overset{\text{зарядка}}{\rightleftarrows}} Fe + 2Ni(OH)_3. \qquad (8)$$

При разрядке железо окисляется, а перекись никеля частично восстанавливается; при зарядке аккумулятора находящиеся в железе окислы восстанавливаются и образуется вновь перекись

никеля, тогда как электролит остается неизменным. Зарядка состоит, по существу, в переносе кислорода в одном направлении, от железа к никелю, а разрядка — в обратном.

В настоящее время в щелочных аккумуляторах в качестве действующей массы отрицательных пластин вместо мелкозернистого железа применяют металлический кадмий с примесью окислов железа; для положительных пластин по-прежнему используют гидроокись никеля, смешанную для увеличения проводимости с графитом; электролитом служит раствор едкого кали или едкого натра (удельный вес раствора 1,2). Электроды щелочных аккумуляторов изготовляют в виде пакетов из стальной ленты с большим числом отверстий для прохода электролита к действующей массе, закладываемой в этот стальной пакет. При сборке пластины изолируют одну от другой эбонитовыми стержнями.

Кривые напряжения разрядки и зарядки щелочных аккумуляторов приведены на рис. 150. Среднее рабочее напряжение

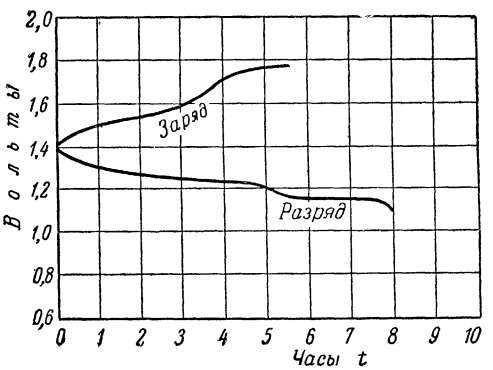


Рис. 150. Напряжение щелочного аккумулятора при разрядке и зарядке.

щелочных аккумуляторов значительно ниже, чем свинцовых, и составляет 1,2 *в*. Они дают около 15 *а-ч* на каждый килограмм веса аккумулятора. Коэффициент полезного действия у щелочных аккумуляторов меньше, чем у свинцовых. Преимуществом щелочных аккумуляторов являются их меньший вес, простота ухода за ними, а также то обстоятельство, что случайные непродолжительные замыкания не приносят им такого вреда, как свинцовым аккумуляторам. Саморазрядка нормально не превышает 15% в месяц.

§ 43. Свободная энергия гальванической цепи. Концентрационные элементы

Для выяснения энергетических соотношений, имеющих место в работающих гальванических элементах, рассмотрим еще раз элемент Даниэля. Теплота Q происходящей в нем реакции (§ 40)

определена калориметрическим путем и составляет $1{,}03 \cdot 10^5$ *дж* на каждый грамм-эквивалент. Энергия, доставляемая элементом Даниэля, может быть в свою очередь рассчитана путем следующего рассуждения. Замкнув элемент на достаточно большое сопротивление, мы можем практически всю доставляемую им энергию реализовать во внешней цепи. При этом напряжение на полюсах элемента практически останется равным 1,08 *в*, как и в разомкнутом элементе. Использование каждого грамм-эквивалента цинка связано с перемещением во внешней цепи 96 500 кулонов и, следовательно, доставляет работу

$$A = 1{,}08 \cdot 96\,500 = 1{,}05 \cdot 10^5 \text{ дж}.$$

Следовательно, здесь практически $Q = A$.

Подобная эквивалентность между количеством энергии Q, выделяемой химической реакцией в калориметре, и электроэнергией A, отдаваемой ею же в гальваническом элементе, наблюдается не всегда. Часто энергия реакции не может быть полностью реализована в виде работы электрического тока и частично выделяется внутри элемента в форме тепла.

Однако наибольший интерес представляет собой возможность конструировать элементы, для которых $A > Q$, т. е. производимая элементом работа превышает теплоту совершающейся в нем реакции. Осуществимы даже гальванические элементы, работающие за счет реакций с отрицательным «тепловым эффектом реакции». Во всех подобных случаях, помещая работающий элемент в калориметр, можно установить понижение температуры. Это указывает на то, что *источником работы гальванического элемента, если не исключен теплообмен его с окружающей средой, является не внутренняя, а свободная энергия* F (т. I, § 105). Если от элемента берется ток очень малой величины, то элемент действительно удовлетворяет термодинамическому определению изотермически обратимо работающей машины и производимая им работа должна быть равна убыли его свободной энергии.

Когда при работе гальванического элемента не происходит выделения газов, то эту термодинамическую систему, поставленную в условия неизменной температуры и неизменного давления, с большим приближением можно считать имеющей неизменный объем. Поэтому в этом случае можно применить уравнение Гиббса—Гельмгольца в том виде, в каком оно выведено в т. I [§ 107, формула (29)].

Подставляя в уравнение Гиббса—Гельмгольца выражение изотермической работы гальванического элемента как произведения электродвижущей силы на заряд Фарадея и обозначая теплоту реакции, выраженную в джоулях и отнесенную к одному грамм-эквиваленту, через $\frac{Q}{z}$, получаем нижеследующее термодинамическое уравнение, связывающее электродвижущую силу в вольтах и температурный коэффициент электродвижущей силы с теплотой реакции:

$$\mathscr{E} - T\frac{d\mathscr{E}}{dT} = \frac{Q_{(\text{в джоулях})}}{z \cdot 96\,500}. \tag{9}$$

Мы видим, что в зависимости от того, увеличиваются ли при повышении температуры производимая элементом работа и пропорциональная ей электродвижущая сила элемента или они уменьшаются с повышением температуры, т. е. в зависимости от знака $\frac{d\mathscr{E}}{dT}$, производимая элементом работа $A=\mathscr{E}\cdot 96\,500$ может быть меньше или больше, чем тепловой эффект реакции, причем в последнем случае добавочная энергия заимствуется в форме притекающего к элементу тепла из окружающей среды.

Так как 1 калория равна 4,18 *дж* и $\frac{96\,500}{4{,}18}\approx 23\,000$, то

$$\frac{Q_{(\text{в джоулях})}}{z\cdot 96\,500}=\frac{Q_{(\text{в калориях})}}{z\cdot 23\,000}.$$

Поскольку изменение свободной энергии равно изотермической работе, а работа, производимая «электрифицированной» химической реакцией в гальваническом элементе, равна произведению электродвижущей силы на переносимый заряд, то очевидно, что разность свободных энергий ΔF исходных веществ и продуктов реакции можно вычислить на основании измерения электродвижущей силы гальванической цепи:

$$F_{\text{исх. вещ.}}-F_{\text{прод. реакции}}=z\cdot 23\cdot\mathscr{E}_{(\text{в вольтах})}\,\frac{\text{ккал}}{\text{моль}}. \qquad (10)$$

Таким образом, свободная энергия различных процессов становится доступной непосредственному измерению, если для рассматриваемого процесса можно построить гальванический элемент и измерить его напряжение. Ценность этого, в сущности единственного, *способа прямого измерения свободной энергии* умаляется лишь сравнительно узким кругом процессов, доступных подобной электрификации. К числу их, кроме рассматривавшихся нами до сих пор химических реакций, могут быть присоединены и некоторые физические процессы. Применяя чувствительный вольтметр, можно измерить, например, энергетический эффект наклепа металлической пластинки, кручения или растягивания проволоки и тому подобных механических деформаций металла. Для этого составляется гальванический элемент из деформированного и недеформированного кусков металла, погруженных в раствор соответствующей соли. Различное содержание энергии в электродах обнаруживается появлением между ними определенной разности потенциалов. Деформированный электрод как обладающий большей удельной энергией при этом растворяется, а на недеформированном осаждается металл из раствора. Два вполне тождественных образца металла, помещенных в растворе его солей один над другим и соединенных проволокой, также могут служить источником тока, поддающегося измерению прецизионными измерительными приборами; здесь растворяется верхний электрод, наращивается нижний, а источником электрической энергии является разность гравитационных потенциалов.

Большой интерес представляют собой так называемые *концентрационные элементы*, в которых для совершения работы используются разности концентраций растворов.

В обычных условиях выравнивание концентраций происходит путем диффузии. Диффузия принадлежит к числу типично необратимых процессов. Но, разделяя участки раствора с различной концентрацией и соответственно с различным осмотическим давлением полупроницаемой перегородкой, мы могли бы провести про-

цесс выравнивания концентраций обратимо и заставить существующую в растворе разность осмотических давлений совершить определенную работу, причем необходимая для этого энергия была бы заимствована в форме тепла из внешней среды (выравнивание концентрации в растворах, подобно расширению газов в пустоту, практически не сопровождается изменением внутренней энергии системы).

Та же цель может быть достигнута следующим образом. Введем в оба участка раствора — с большой и малой концентрацией — по электроду из того металла, соль которого содержится в растворе (рис. 151). Каждый электрод примет вполне определенный равновесный потенциал, величина которого зависит от концентрации, или, точнее, от осмотического давления ионов этого металла в растворе, причем электрод, погруженный в более слабый раствор, зарядится, очевидно, сильнее, чем погруженный в крепкий раствор (§ 40). Если оба электрода соединить теперь проволокой, первый электрод будет выделять ионы в раствор и посылать электроны в проволоку; второй, наоборот, будет принимать электроны и собирать ионы из раствора, отлагая их на себе в виде металлического слоя. Это будет продолжаться, очевидно, до тех пор, пока концентрация обоих омывающих электроды растворов (благодаря непрерывной убыли соли в концентрированном растворе и прибыли эквивалентного количества ее в разбавленном растворе) не сравняются. Итак, выравнивание концентраций совершилось и при этом (если мы озаботились, чтобы тепловые потери во внешней цепи тока были малы) совершилось обратимо.

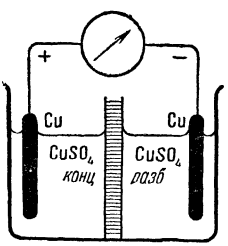


Рис. 151. Концентрационный элемент.

Рассчитаем напряжение на полюсах концентрационного элемента, один полюс которого омывается раствором с концентрацией ионов C_1, другой — с концентрацией ионов $C_2 < C_1$. Предположим, что объемы обоих растворов настолько велики, что прибыль некоторого количества соли в одном и убыль ее в другом растворе существенно не изменяют концентрации ионов C_1 и C_2. Тогда перенос во внешней цепи $z \times 96\,500$ кулонов, где z — валентность ионов в растворе, соответствует перемещению 1 моля соли из раствора C_1 в раствор C_2. Так как осмотические давления растворов[1]) пропорциональны их концентрациям, то при этом производится работа (т. I, §§ 79 и 120)

$$A = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = RT \ln \frac{C_1}{C_2}.$$

[1]) Здесь имеется в виду только та часть осмотического давления, которая производится диссоциированной на ионы частью растворенного вещества.

Именно эта работа «осмотического расширения», произведенного обратимо и изотермично, и реализуется в виде электрической энергии элемента.

Следовательно

$$96\,500\,\mathscr{E}z = RT\ln\frac{C_1}{C_2}$$

(где $\mathscr{E}$ — искомое напряжение), или, использовав числовое значение R в джоулях и введя модуль перехода от натуральных логарифмов к десятичным:

$$\mathscr{E} = \frac{1{,}98\cdot 10^{-4}}{z}\cdot T\cdot\log\frac{C_1}{C_2}\ \text{вольт.} \qquad (11)$$

Мы пренебрегли здесь скачком потенциала в месте соприкосновения концентрированного и разбавленного растворов. Он также легко может быть рассчитан и равен, как показывает теория, нулю, если подвижности аниона и катиона соли одинаковы; если же они значительно разнятся друг от друга (как это, например, имеет место в практически важном случае кислот), выражение, связывающее осмотическую и электрическую энергию, нуждается в исправлении и принимает следующий вид:

$$\mathscr{E} = \frac{1{,}98\cdot 10^{-4}}{z}\cdot T\cdot\frac{2v_+}{v_+ + v_-}\log\frac{C_1}{C_2}, \qquad (12)$$

где v_+ — подвижность катиона, а v_- — подвижность аниона.

Подсчитаем, с какими порядками потенциала мы имеем здесь дело. Формула (11) показывает, что абсолютные значения концентраций несущественны; электродвижущая сила определяется их отношением. Пусть один раствор в 10 раз [1]) крепче другого; подвижности ионов одинаковы, температура — комнатная (300 °К). Тогда $\mathscr{E}=0{,}026$ *в*.

Итак, электродвижущие силы концентрационных элементов — такого порядка, что легко доступны измерению. Результаты подобных измерений обычно хорошо согласуются с электродвижущими силами, вычисленными по формуле (12). Учитывая это и пользуясь таблицей нормальных потенциалов, легко можно вычислить электродвижущие силы любых элементов, электроды которых омываются не нормальными по концентрации ионов (1 грамм-эквивалент ионов в 1 *л*) растворами их солей, а растворами любой, но известной концентрации. Следует лишь сообразить, что увеличению (уменьшению) концентрации ионов соли в 10^n раз близ электрода соответствует уменьшение (увеличение) его потенциала примерно

[1]) Необходимо подчеркнуть, что здесь мы говорим не просто о концентрации соли, а о концентрации ионов, т. е. принимаем в расчет лишь диссоциированную часть.

на $n \cdot 0{,}026$ *в*. Геометрической прогрессии концентраций — при полной диссоциации на ионы — соответствует, следовательно, арифметическая прогрессия потенциалов.

Однако уравнение (12) не является строгим соотношением. В самом деле, раз мы воспользовались при его выводе выражением работы расширения идеального газа, мы тем самым пренебрегли электростатическими взаимодействиями между ионами. Уравнение (12) должно поэтому давать достаточно точные результаты лишь применительно к разбавленным растворам. Более строгий расчет электродных потенциалов с учетом ионных взаимодействий излагается в учебниках физической химии.

Самым важным из практических применений концентрационных элементов является применение их для *измерения ионных концентраций* в растворах. Установлено, что во многих, преимущественно химических, производственных процессах концентрация определенных разновидностей ионов, особенно ионов водорода, или, точнее, ионов гидроксония (*активная кислотность* среды), является столь же важным фактором нормального режима процесса, как, например, температура, и поэтому должна непрерывно контролироваться. Контроль осуществляют путем измерения электродвижущей силы концентрационного элемента, который составляется следующим образом.

Два платиновых электрода, непрерывно насыщаемых водородом, погружают: один—во взятую пробу жидкости, другой—в стандартный раствор кислоты, содержащий 1 грамм-эквивалент H_3O^+-ионов в литре. Измеряют электродвижущую силу $\mathcal{E}$ этого элемента и далее производят расчет по формуле (11).

В данном случае концентрация H_3O^+-ионов в стандартном полуэлементе равна единице ($C_1=1$). Следовательно, $\log \frac{C_1}{C_2} = -\log C_2$, т. е. электродвижущая сила элемента, разделенная на коэффициент пропорциональности формулы (11) $\left(\frac{1}{z} \cdot 1{,}98 \cdot 10^{-4} T\right)$, дает значение взятого со знаком минус логарифма искомой концентрации H_3O^+-ионов в испытуемой жидкости. Эту величину—*отрицательный десятичный логарифм концентрации водородных ионов* ($-\log C_2$)— *обозначают через* pH *и называют водородным показателем*:

$$\mathrm{pH} = -\log C_2.$$

Очевидно, что водородный показатель нормального раствора H_3O^+-ионов ($C_2=1$) равен нулю; при меньшей кислотности ($C_2<1$) водородный показатель положителен и тем более велик, чем меньше кислотность; при кислотности большей, чем кислотность нормального раствора H_3O^+-ионов ($C_2>1$), водородный показатель отрицателен и алгебраически тем более мал, чем больше кислотность.

Опыт показывает, что концентрация H_3O^+-ионов в химически чистой воде при комнатной температуре соответствует значению 7, т. е. концентрация H_3O^+-ионов равна 10^{-7} нормального раствора ионов. Такова же, конечно, и концентрация ионов OH^-. Если испытуемая жидкость имеет еще меньшую концентрацию H_3O^+-ионов (водородный показатель больше 7), то это свидетельствует о щелочной реакции жидкости.

Для измерения водородных показателей пользуются также наборами органических красок, обладающих свойством изменять оттенок в определенном для каждой краски относительно узком интервале значений водородного показателя.

Например, лакмус меняет свой цвет из красного в синий через разные оттенки фиолетового при изменении водородного показателя от 6 до 8.

При этих и других подобных измерениях и работах приходится часто иметь дело со стандартными растворами, водородный показатель которых точно известен. Приготовлять их не всегда легко.

Чрезвычайно трудно приготовить, например, химически чистую воду, водородный показатель которой был бы действительно равен 7. Если бы она и была приготовлена, то при первом соприкосновении с воздухом она поглотила бы углекислоту, и водородный показатель резко понизился бы. Но можно приготовить растворы, водородный показатель которых сохраняется даже при некотором нарушении первоначального состава раствора благодаря определенным регулирующим его химическим реакциям.

ГЛАВА VIII

ТОК В ГАЗАХ

§ 44. Ионизация и электропроводность газов

Исторически исследование электрического тока в газах и в вакууме оказалось для развития физики чрезвычайно важным, и вместе с тем оно обогатило технику исключительно ценными применениями. Догадка об атомном строении электричества, возникшая на основе фарадеевых законов электролиза, выросла в уверенность именно благодаря исследованиям электрических явлений в газах. А когда атомное строение электричества было доказано на опыте, то началось быстрое развитие электронной физики.

Подобно току в электролитах, электрический ток в газах обусловлен перемещением ионов в направлении поля. Однако в газах наряду с ионами большую роль в явлениях электрического тока играют также свободные электроны. Глубокое отличие тока в газах от тока в электролитах состоит в том, что *ток в газах, вообще говоря, не сопровождается электролизом*. Это означает, что при ионизации газов не происходит распада молекул на обычные химические ионы. В отличие от растворов ионизация газов не связана непременно с электролитической диссоциацией молекул. Ионизация здесь имеет совершенно иной характер. Опыт показывает, что даже такие газы, как гелий, неон, аргон, молекулы которых состоят всего из одного атома, могут быть ионизированы и в ионизированном состоянии они приобретают электропроводность.

Ионизация газа состоит в *отщеплении электрона от нейтральной молекулы и в присоединении некоторой части свободных электронов к нейтральным молекулам и атомам*. Молекула, от которой оторван один из периферических электронов, становится положительным ионом. В некоторых газах, например в кислороде и сернистом ангидриде, отделившийся электрон при одной из ближайших встреч с другой нейтральной молекулой соединяется с нею, превращая ее в электроотрицательный ион. Про такие газы говорят, что молекулы их обладают определенным «сродством к электрону». Это означает, что присоединение, «прилипание», электрона к нейтральной молекуле приводит в подобных случаях к такой перестройке электронной оболочки молекулы, что в итоге энергия молекулы, захватившей лишний электрон, оказывается меньше энергии

нейтральной молекулы на некоторую величину, которую и называют *энергией сродства к электрону*.

Установлено, что при определенных условиях образуются отрицательно заряженные газовые ионы: H^-, O^-, O_2^-, OH^-, H_2O^-, NO_2^-, NO_3^-, CO^-, CO_2^-, Cl^-, Br^-, J^- и др. Однако число образующихся отрицательных ионов обычно невелико. В инертных газах—в аргоне, неоне, гелии, криптоне, ксеноне — и в азоте отрицательные ионы не возникают. При разряде в газах значительно бо́льшую роль играют положительные газовые ионы. Так, в воздухе образуются положительные ионы O^+, O_2^+, N^+, N_2^+, NO^+ [1]).

Чтобы отщепить электрон от нейтральной молекулы или атома и превратить их, таким образом, в положительный ион, необходимо затратить определенную энергию, которую называют *энергией ионизации*. Обе величины — энергию ионизации и энергию сродства к электрону — принято измерять той разностью потенциалов U, проходя которую в электрическом поле электрон приобретает указанную энергию:

$$eU_{\text{ион}} = \mathscr{E}_{\text{ион}}, \quad eU_{\text{срод}} = \mathscr{E}_{\text{срод}}.$$

Эти потенциалы называют *потенциалом ионизации* и *потенциалом сродства к электрону*. Потенциал ионизации обычно составляет несколько вольт. Положительным сродством к электрону обладают немногие вещества.

Значения этих величин для некоторых веществ указаны в приводимых здесь двух таблицах.

Потенциалы ионизации

	$U_{\text{ион}}$ в вольтах		$U_{\text{ион}}$ в вольтах
$H \to H^+$	13,5	$Na \to Na^+$	5,1
$H_2 \to H_2^+$	15,4	$K \to K^+$	4,3
$O \to O^+$	13,5	$Hg \to Hg^+$	10,4
$O_2 \to O_2^+$	12,5	$CO \to CO^+$	14,1
$N \to N^+$	14,5	$CO_2 \to CO_2^+$	14,4
$N_2 \to N_2^+$	15,8	$H_2O \to H_2O^+$	13,2
$He \to He^+$	24,5	$NO \to NO^+$	9,5
$Ne \to Ne^+$	21,5	$NH_3 \to NH_3^+$	11,1

[1]) Считается, что отрицательные ионы воздуха (при концентрации их порядка десятков тысяч в 1 *см*³) оказывают благоприятное физиологическое воздействие на здоровье человека. В связи с этим промышленность выпускает специальные комнатные *аэроионизаторы*, в которых производится разряд с отрицательно заряженного острия или используются радиоактивные вещества, излучающие электроны.

Напомним (стр. 38), что работу, производимую зарядом 1 электрона при прохождении разности потенциалов в 1 *в*, часто принимают в качестве единицы энергии.

Потенциалы сродства к электрону

	$U_{срод}$ в вольтах		$U_{срод}$ в вольтах
$H \rightarrow H^-$	0,76	$J \rightarrow J^-$	3,30
$O \rightarrow O^-$	3,80	$S \rightarrow S^-$	2,06
$F \rightarrow F^-$	4,03	$C \rightarrow C^-$	1,37
$Cl \rightarrow Cl^-$	3,74	$Hg \rightarrow Hg^-$	1,79

Очевидно, что числовые значения ионизационных потенциалов и потенциалов сродства к электрону, приведенные в помещенных выше таблицах, можно рассматривать также как величины энергии ионизации и энергии сродства к электрону, выраженные в электронвольтах.

Ионизация газа вызывается разнообразными явлениями, при которых молекулам газа доставляется энергия, необходимая для отщепления электронов. Лучшие *ионизаторы* газа — *рентгеновы лучи* и *радиоактивные вещества*. Интенсивная ионизация газа происходит при «бомбардировке» молекул газа весьма быстро движущимися частицами — *корпускулярными лучами*. Ионизацию газа вызывают также *ультрафиолетовые лучи*, некоторые *химические реакции* и интенсивное нагревание.

Ионизация, вызываемая соударением молекул в их тепловом движении,— *термоионизация* — становится заметной только при весьма высоких температурах — для нормального давления при температурах порядка 10 000°. Например, как показывают вычисления, водород и азот термически ионизированы на 50% при температурах соответственно 16 000 и 17 000° (в случае давления в одну атмосферу). Та же степень ионизации в 50% достигается у паров железа, меди и серебра при температуре 10 500—11 000° (также в случае давления в одну атмосферу).

Пламя (в связи с химическими процессами в нем) даже при невысокой температуре вызывает существенную ионизацию газа. Это легко обнаружить, внося пламя горелки, или свечи, или даже просто тлеющую лучину в воздушное пространство между обкладками заряженного конденсатора (рис. 152). Проводящая цепь, для которой зазор в конденсаторе являлся местом разрыва, при приближении пламени оказывается замкнутой, и гальванометр, включенный в цепь последовательно с аккумуляторной батареей, показывает наличие тока проводимости.

Посредством аналогичного опыта легко обнаруживается ионизация газа, вызываемая при нормальной температуре и нормальном давлении рентгеновыми лучами, радиоактивным излучением или ультрафиолетовыми лучами. При этом пучок лучей, выделенных посредством диафрагмы, направляют в газовый зазор между обкладками конденсатора, заряженного от высоковольтной батареи, или вообще в газовый зазор между электродами (рис. 153).

Конечно, было бы совершенно неправильно представлять себе ионизацию под действием хотя бы самых сильных ионизаторов в виде

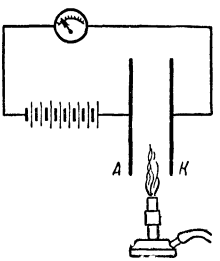


Рис. 152. Опыт, показывающий ионизирующее действие пламени.

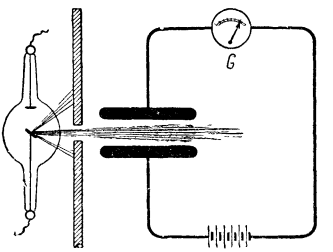


Рис. 153. Опыт, показывающий ионизирующее действие рентгеновых лучей.

бурного процесса, охватывающего сразу все молекулы газа. Процесс отщепления электронов охватывает далеко не все молекулы, а только немногие из них. Сильнейший ионизатор — соль радия, взятая в количестве 1 миллиграмма, в 1 сек. может вызвать в ближайших слоях воздуха на каждые 100 миллионов молекул образование только одного иона.

Следует также иметь в виду, что при ионизации газов, так же как и при электролитической диссоциации растворов, параллельно с процессом ионизации безостановочно протекает процесс *молизации* — воссоединения (*рекомбинации*) ионов и электронов в нейтральные молекулы.

Если удалить ионизатор, то процесс рекомбинации ионов немедленно, в течение долей секунды, уничтожит почти все свободные ионы. Поэтому при нормальных условиях газ проводит электричество только под действием ионизатора и быстро теряет электропроводность, если ионизатор устранен.

При прохождении электрического тока через газ на электродах наблюдаются совершенно иные явления, чем при токе в электролитах. Благодаря малой вязкости газов *подвижность газовых ионов в тысячи раз больше подвижности ионов в электролитах*. Подвижность ионов у большинства двухатомных газов равна $1 - 2\frac{см/сек}{в/см}$. Поэтому при большой напряженности электрического поля в разрядном промежутке газовые ионы приобретают весьма большую скорость

движения. Ударяясь с этой большой скоростью о поверхность электрода, они *выбивают из металла электроны*. Электроны, выбитые из анода, тут же снова улавливаются анодом, тогда как электроны, выбитые из катода, отбрасываются полем катода в глубину разрядного промежутка и увеличивают здесь электропроводность газа. Таким образом, поверхность катода, бомбардируемого положительными ионами газа, становится источником ионизации газа.

Подвижность свободных электронов в газе во много раз больше, чем подвижность газовых ионов. Поэтому электроны под действием поля приобретают особенно большую скорость движения. Ударяясь о встречные молекулы, эти *разогнанные полем электроны ионизируют молекулы газа*.

Пробегая разность потенциалов в U вольт, электрон приобретает энергию, равную $1{,}6\cdot10^{-12}\cdot U$ эргов.

Если электрон проходит разность потенциалов U без соударения с атомами, то его кинетическая энергия будет равна работе электрических сил, следовательно,

$$\frac{mv^2}{2} = U \text{ эв}.$$

Из этого соотношения, зная массу электрона m и напряжение U, пробегаемое электроном (без потери энергии на соударения), легко вычислить приобретаемую электроном скорость:

$$v = \sqrt{\frac{2U}{m}}. \qquad (1)$$

Так как электрон в 1840 раз легче атома водорода, то, следовательно,

$$m = \frac{1}{1840\cdot N_{Ав}} \text{ г}.$$

Учитывая, что 1 *эв*$=1{,}6\cdot10^{-12}$ эргов, находим:

$$v = \sqrt{2\cdot1840\cdot6{,}06\cdot10^{23}\cdot1{,}6\cdot10^{-12}U} \text{ см/сек},$$

или окончательно:

$$v \approx 600\sqrt{U} \text{ км/сек}.$$

Подставляя в эту формулу величины ионизационных потенциалов, приведенные в помещенной выше таблице, мы видим, что электрон ионизирует газовые молекулы, когда скорость его движения достигает примерно 2000 *км/сек*, т. е. в тысячу раз превышает скорость артиллерийского снаряда дальнобойного орудия.

Приведенная ниже таблица, рассчитанная по формуле (1), показывает, какие огромные скорости приобретает электрон, пробежав (без потери энергии на соударения) сравнительно небольшие разности потенциалов U.

Разность потенциалов U в вольтах	1	25	100	1000	10 000	63 000
Скорость электрона v в *км/сек* .	600	3000	6000	19 000	60 000	150 000
Скорость электрона v в долях скорости света	$\frac{1}{500}$	$\frac{1}{100}$	$\frac{1}{50}$	$\frac{1}{16}$	$\frac{1}{5}$	$\frac{1}{2}$

Для весьма больших разностей потенциалов, когда скорость электронов становится близкой к скорости света, в приведенный нами расчет должна быть введена поправка на зависимость массы электрона от скорости (§ 77). Если ввести эту поправку, то обнаруживается, что ни при какой разности потенциалов скорость электрона не может стать равной скорости света.

Казалось бы, что, подобно электронам, и положительные ионы, разогнанные полем, сталкиваясь с нейтральными частицами газа, также должны вызывать ионизацию газа. Но в действительности *при относительно небольших энергиях* порядка десятков электрон-вольт (и даже при энергиях в сотни и тысячи электрон-вольт) *соударения положительных ионов с частицами газа непосредственно не приводят к ионизации газа.* Это существенное различие бомбардировки частиц газа электронами и положительными ионами (при указанных энергиях) объясняется совокупностью ряда причин и в особенности тем, что отщепляемый электрон отталкивается электроном, столкнувшимся с частицей газа, и, наоборот, притягивается положительным ионом. Сказывается также и то, что для электрона длина свободного пробега больше, чем для иона. Если представлять себе дело так, что положительный ион, разогнанный полем, испытывает соударения с периферическим электроном нейтральной частицы, то в этом случае условия для отщепления электрона становятся особенно неблагоприятными: в связи с большим различием масс энергия, отдаваемая электрону при упругом ударе, мала. Ионизация при соударении ионов с частицами газа зависит от химической природы столкнувшихся частиц; такие соударения являются, собственно, элементарным актом химической реакции.

Положение в корне меняется при очень *больших энергиях* бомбардирующих частиц (порядка миллионов электрон-вольт, т.е. энергий, характерных для явлений радиоактивности). В этом случае ионы оказываются более эффективными ионизаторами газа, чем электроны.

Однако и в явлениях разряда положительные ионы высвобождают электроны, но не из частиц газа, а *из металла*; бомбардируя поверхность катода, они, как уже упоминалось, вырывают из катода электроны.

Существует еще один важный вид ионизации газа. Когда электрон или ион, разогнанный действием электрического поля, сталкивается с молекулой, он, не ионизируя ее, может привести ее в «возбужденное состояние» — вызвать некоторое изменение в движении электронов, связанных с молекулой, вибрацию атомных ядер и вообще «поднять молекулу на более высокий энергетический уровень». В следующий момент эта «возбужденная» молекула отдает свою избыточную энергию в форме излучения — испускает фотон. Фотон поглощается какой-либо другой молекулой, которая при этом может ионизироваться. Такая внутренняя *фотонная ионизация* газа благодаря большой скорости распространения излучения приводит к особо быстрому развитию в разрядном промежутке каналов повышенной электропроводности газа.

§ 45. Типы и механизм разряда в газах

Если через какой-либо газ пропускать ток, постепенно меняя вольтаж, то легко заметить, что первоначально при повышении вольтажа ток увеличивается, но потом, достигнув предельной величины, приобретает постоянное значение (*ток насыщения*) (рис. 154).

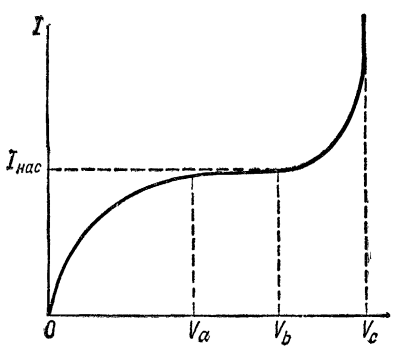


Рис. 154. Зависимость тока в газах от разности потенциалов. В пределах от V_a до V_b наблюдается ток насыщения, при V_c наступает пробой.

Если степень ионизации газа велика, а вольтаж незначителен, то *величина тока будет возрастать* приблизительно пропорционально скорости передвижения свободных ионов к электродам, т.е. *пропорционально произведению подвижности ионов на напряженность поля*. В этом случае удельная электропроводность газа определяется формулой (5), выведенной в § 39. Величина тока пропорциональна числу ионов, достигающих электродов за 1 сек.

При повышении вольтажа в связи с ростом скорости движения ионов число ионов, достигающих электродов за 1 сек., а стало быть, и величина тока возрастают. Но это возрастание может продолжаться только до тех пор, *пока число новообразующихся ионов восполняет их убыль*. Очевидно, что когда число ионов, достигающих электродов за 1 сек., сделается равным числу ионов, образующихся за то же время в газоразрядном промежутке, то дальнейшее возрастание тока окажется невозможным и новое повышение вольтажа уже не изменит этого «тока насыщения». Понятно также, что ток насыщения будет тем больше, чем сильнее ионизирован газ действием ионизатора.

Действительно, допустим, что в газовом промежутке между плоскими электродами ионизатор создает ν пар ионов в 1 сек. (Эту величину называют *активностью ионизатора*.) Число ν' пар ионов, рекомбинирующихся в 1 сек. в 1 *см*^{3}, пропорционально концентрации ионов, т. е. $\nu'=\alpha n_+ n_-$, где α — *коэффициент рекомбинации*, зависящий от рода и состояния газа. Например, для воздуха при нормальных условиях $\alpha = 2\cdot 10^{-6}$ *см*$^3\cdot$*сек*$^{-1}$. Когда концентрации n_+ и n_- одинаковы, $\nu'=\alpha n^2$. Число пар ионов, уносимых током из каждого кубического сантиметра за 1 сек., $\nu''=\frac{I}{eSd}=\frac{j}{ed}$, где e — заряд иона, S — площадь каждого из электродов, d — расстояние между ними и j — плотность тока. При установившемся равновесии $\nu=\nu'+\nu''$, или

$$\nu = \alpha n^2 + \frac{j}{ed}. \qquad (2)$$

Если ток мал $\left(\frac{j}{ed} \ll \alpha n^2\right)$, то $\nu \approx \alpha n^2$, т. е. концентрация ионов почти постоянна и зависит только от активности ионизатора. В этом случае удельная электропроводность газового промежутка между электродами определяется, как и для электролитов, формулой (5), поясненной на стр. 187: $\gamma=en(v_+ + v_-)$, а плотность тока ($j=\gamma E$), поскольку $n=\text{const}$, пропорциональна напряженности поля, а стало быть, она пропорциональна и приложенному к электродам напряжению. На рис. 154 это соответствует начальному почти прямолинейному участку зависимости тока от разности потенциалов.

По мере увеличения напряжения и плотности тока концентрация ионов n вследствие уноса ионов током уменьшается, что сказывается в уменьшении удельной электропроводности, и рост плотности тока отстает от роста напряженности поля. Когда $\frac{j}{ed} \gg \alpha n^2$, кривая, характеризующая зависимость тока от разности потенциалов, асимптотически приближается к горизонтальной линии — достигается плотность тока насыщения $j_{\text{нас}}=\nu ed$. Измеряя ток насыщения, нетрудно определить активность ионизатора ν.

Поскольку прохождение тока через газ прекращается при прекращении действия ионизатора, такой ток называют *несамостоятельным разрядом*. При достаточно высокой разности потенциалов на электродах начавшийся разряд сам создает необходимые для его поддержания ионы. В этом случае ток не прекращается при прекращении действия ионизатора, и поэтому такой разряд называют *самостоятельным разрядом*. Поясним, как он происходит.

В электрическом поле электроны и ионы, как следует из формулы (1), имеют значительные скорости. Когда в газе нормальной плотности вольтаж между электродами, удаленными один от другого на расстояние 1—2 *см*, повышен до нескольких десятков тысяч вольт, то скорости эти, несмотря на малую длину свободного пробега,

достигают таких размеров, что при столкновении с разогнанными электронами молекулы подвергаются ионизации. Отщепленные электроны и новообразованные ионы, ускоряемые полем, в свою очередь вызывают ионизацию встречных молекул. Число заряженных частиц возрастает в геометрической прогрессии, и целая *лавина электронов и ионов* устремляется к электродам. Условия возникновения лавин и их роль в явлениях *электрического пробоя газа* (т. е. в явлениях, характеризующих переход несамостоятельного разряда в самостоятельный) были выяснены в 1910 г. теорией Таунсенда, которая была дополнена и развита В. Роговским (в 1932 и последующие годы).

При несамостоятельном разряде в некоторых случаях (например, когда разряд в газе поддерживается электронами, вырываемыми из катода фотоэффектом (§ 54), и когда приложенное к электродам напряжение достаточно велико, но не настолько велико, чтобы вызвать пробой) также могут возникать электронные лавины, что приводит к увеличению тока в несколько раз. Это было обнаружено опытами А. Г. Столетова в Москве в 1888 г. Изменяя разность потенциалов между электродами (при одном и том же числе электронов, вырываемых фотоэффектом из катода), А. Г. Столетов открыл, что усиление тока за счет возникающих электронных лавин подчинено простому закону: *максимальный ток наблюдается для исследуемого газа всегда при одном и том же отношении напряженности поля к давлению* (это отношение $\frac{E}{p}$ называют *константой Столетова*). Закон Столетова объясняется тем, что при малой плотности газа благодаря большой длине свободного пробега электронные лавины образуются при соответственно меньших напряжениях.

Та же причина обусловливает открытый Пашеном закон, что *пробой газа происходит при определенном, характерном для каждого газа отношении напряженности поля к давлению.* Если давление газа увеличить в несколько раз, а расстояние между электродами во столько же раз уменьшить, то *пробивное напряжение* сохраняется.

В случае нормальной и повышенной плотности газа вслед за пробоем газа устанавливается *дуговой разряд*. Если плотность газа мала, а следовательно, свободный пробег значителен, то при падении потенциала вблизи катода порядка 150—300 *в* положительные ионы приобретают на пути к катоду настолько большую скорость, что, ударяясь о поверхность катода, выбивают из катода электроны, которые, устремляясь к аноду, поддерживают ионизацию газа; такой тип разряда называют *тлеющим разрядом*.

На рис. 155 представлена характерная для всех газов диаграмма распределения областей: тихого (несамостоятельного) разряда, тлеющего разряда и дугового разряда. По оси ординат в этой диаграм-

ме отложены величины плотности тока, а по оси абсцисс — отношение давления газа к напряженности электрического поля. Понятно, что когда имеется какое-либо неизменное расстояние между электродами и какая-то неизменная плотность газа, то плотность тока и характер разряда будут полностью зависеть от вольтажа между электродами.

При некоторых формах разряда (а также в некоторых зонах тлеющего и дугового разрядов) характер явлений определяется наличием так называемой *газоразрядной плазмы*, которая представляет собой высокоионизированный (иногда почти полностью ионизированный) газ с чрезвычайно большим числом свободных электронов, имеющих огромную скорость хаотического движения и в то же время дрейфующих по направлению к аноду. Алгебраически пространственный заряд плазмы часто бывает близок к нулю.

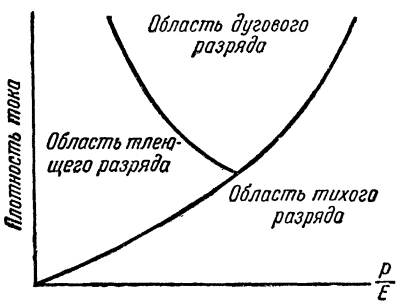


Рис. 155. Зависимость типа разряда от плотности тока и давления газа.

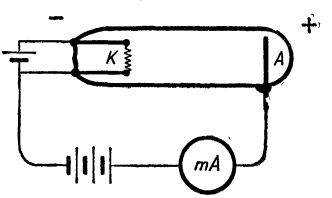


Рис. 156. Схема измерения термоэлектронной эмиссии.

При движении в поле электроны приобретают энергию. При упругих соударениях с частицами газа электроны вследствие своей малой массы отдают только ничтожную часть энергии. Но соударения с частицами газа вызывают хаотические изменения в направлении движения электронов. Таким образом, энергия, приобретаемая электронами при движении в поле, рассеивается в энергию их хаотического движения. В итоге средняя кинетическая энергия хаотического движения электронов в газоразрядной плазме оказывается значительно больше средней энергии нейтральных частиц газа. Иначе говоря, *электронный газ в плазме имеет как бы более высокую температуру*, чем действительная температура газа в плазме. Эта разность между условной температурой электронного газа в плазме и действительной температурой газа может составлять десятки тысяч градусов.

В радиолампах и в электронно-ионных приборах, применяемых в автоматике и в лабораторной практике, газоразрядная плазма создается *искусственным нагреванием катода*. При накаливании металла происходит *эмиссия электронов* — испускание, как бы испарение электронов (*термоэлектронная эмиссия*). На рис. 156 показана схема опыта, позволяющего измерить термоэлектронную эмиссию.

Электроды заключены в эвакуированный сосуд и к ним приложено напряжение порядка нескольких сотен вольт. При холодном катоде ток отсутствует. Но когда катод накален током аккумулятора, миллиамперметр, включенный в цепь, замыкающую электроды, обнаруживает ток электронной эмиссии. Если разность потенциалов на электродах обеспечивает ток насыщения, то величина тока термоэлектронной эмиссии оказывается зависящей только от природы и температуры катода.

Электроны, эмиттированные катодом, и ионизированный ими разреженный газ и образуют в электровакуумном приборе газоразрядную плазму. При большом вакууме преобладает электронная плазма и на характере разряда сказывается ее отрицательный пространственный заряд.

Разрядный ток в высоком вакууме может поддерживаться не только упомянутой термоэлектронной эмиссией, но также эмиссией электронов некоторыми веществами под действием света — *фотоэффектом*.

Вырывание электронов из металла может производиться действием самого электрического поля, если напряженность поля вблизи поверхности металла весьма велика (*автоэлектронная*, или *холодная эмиссия*). Вычисление показывает, что для преодоления сил, удерживающих электрон в металле,— для преодоления этого «энергетического барьера» была бы необходима громадная напряженность поля порядка миллионов вольт на сантиметр. В действительности холодная эмиссия наблюдается при меньших напряженностях. При определенных условиях для некоторых веществ она обнаруживается при относительно небольших напряженностях поля. Электроны, которые в этих случаях не могут получить извне энергию, достаточную для преодоления энергетического барьера их связи с веществом, как бы «просачиваются» через этот барьер. В связи со сказанным холодную эмиссию, наблюдаемую при напряженностях поля, недостаточных для преодоления энергетического барьера, называют *эффектом просачивания*, или *туннельным эффектом*. Это явление представляет большой интерес, так как просачивание электронов через энергетический барьер объясняется проявлением у электронов, как и у всех мельчайших частиц, совершенно особых, так называемых *волновых свойств частиц* (т. III, §§ 62 и 63).

Выше были кратко охарактеризованы важнейшие типы стационарного, непрерывного электрического разряда в газах: тихий разряд, тлеющий разряд, дуговой разряд и разряд, поддерживаемый электронной эмиссией. Важнейшими типами нестационарного, прерывистого разряда являются: *искровой разряд* и его мощная разновидность — *молния*. Даже при постоянном напряжении на электродах искровой разряд прерывист. В явлениях искры и молнии большую роль играют электронные лавины; в каналах искры и молнии образуется газоразрядная плазма. Однако экспериментал-

ные исследования показали, что в своей начальной стадии искра и молния развиваются быстрее, чем это могло бы быть вследствие распространения электронных лавин, образуемых соударением электронов с частицами газа. Обнаружилось, что здесь главную роль играет фотонная ионизация газа (о которой сказано в последнем абзаце предыдущего параграфа). Фотонная ионизация приводит к развитию в газе каналов повышенной электропроводности — так называемых *стримеров*. Теория стримеров была предложена Миком и Лебом в 1940 г. и уточнена советскими учеными.

В областях неравномерного электрического поля — у поверхности электродов с малым радиусом кривизны — при нормальной и повышенной плотностях газа наблюдается особый тип разряда — *коронный разряд*. При коронном разряде, так же как и при искровом, большую роль играют фотонная ионизация газа и вызываемое ею развитие стримеров. В короне имеют место прерывистые явления, которые сказываются в характерном шипении короны.

§ 46. Катодные и анодные лучи

В 1879 г. Крукс обнаружил существование особых *катодных лучей*, представляющих собой не что иное, как *поток электронов в вакууме*.

Явление разряда в трубках с разреженным газом давно привлекало внимание физиков красотой и загадочностью, но долгое время самое важное в нем — образование катодных лучей — ускользало от научного исследования.

При пропускании тока довольно высокого напряжения через атмосферный воздух, заключенный в трубку длиной 15—20 *см*, ни искрового, ни тлеющего разряда при нормальном давлении воздуха не наблюдается. Происходит тихий разряд, зависящий от действия внешних ионизаторов. Однако достаточно, не изменяя разности потенциалов, удалить из трубки часть воздуха при помощи насоса, как начинается *тлеющий разряд*, происходящий при полном отсутствии внешних ионизаторов. При этом между электродами появляется в виде колеблющейся ленты фиолетово-розовое сияние (если трубка была наполнена другим газом, а не воздухом, то цвет этого сияния будет другой, в зависимости от химической природы газа). Недалеко от катода сияние это слегка сужается и принимает голубоватый оттенок. При близком рассматривании легко обнаружить, что сияние не во всех частях одинаково ярко и что в двух-трех местах оно прерывается почти совершенно темными полосами. Особенно заметны эти полосы при давлении приблизительно в одну тысячную атмосферы.

От анода сияние исходит в виде сплошной кисти, простирающейся почти на две-трети всей длины трубки — *положительное свечение*, затем следуют *темное пространство Фарадея*, тонкий, ярко светя-

щийся *второй катодный слой*, *темное пространство Крукса* и сияние, со всех сторон окружающее катод,— *первый катодный слой* (рис. 157).

При постепенном увеличении степени разрежения область положительного свечения отступает все ближе к аноду, причем иногда (в зависимости от напряжения и от природы взятого для опыта газа) также разбивается на целый ряд полос, отмежеванных друг от друга темными промежутками.

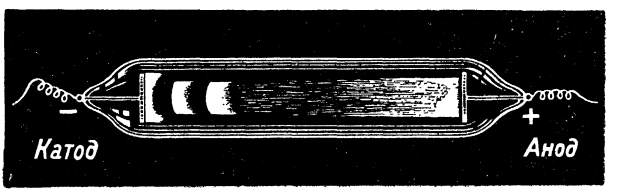


Рис. 157. Тлеющий разряд в эвакуированной трубке.

При разрежении в одну стотысячную атмосферы (менее 0,01 *мм* рт. ст.) круксово темное пространство распространяется на всю трубку, и несмотря на то, что ток все еще протекает через газ, свечение совершенно исчезает. Только при пристальном рассматривании на

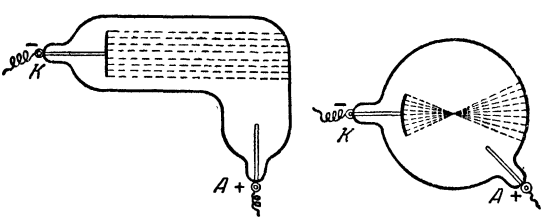


Рис. 158. Катодные лучи направлены перпендикулярно к катоду независимо от положения анода.

темном фоне можно уловить пучок лучей, выходящих нормально к поверхности катода и придающих окружающему газу по большей части фиолетовый оттенок. Падая на стекло, лучи эти, получившие название катодных лучей, заставляют последнее *флуоресцировать* ярко-зеленым светом. Следя за местонахождением пятна флуоресценции при изменении положения катода, легко видеть, что катодные лучи распространяются прямолинейно (рис. 158).

Проникающая способность катодных лучей невелика. Помещая на их пути тонкие металлические пластинки, например медные, серебряные, цинковые и т. п., можно получить на флуоресцирующем стекле трубки резко очерченную тень. Слой воздуха толщиной в несколько сантиметров для «медленных» катодных лучей (получаемых

при напряжении в несколько киловольт) является уже совершенно непрозрачным. Однако, применяя для хорошо эвакуированных трубок большие напряжения (десятки киловольт), можно получить катодные лучи («быстрые»), обладающие довольно значительной проницаемостью. Для исследования явлений, вызываемых катодными лучами, Ленард применил трубки с окошком, сделанным из металлической решетки, прикрытой тончайшим лепестком алюминия или стекла.

Почти все твердые тела флуоресцируют под действием катодных лучей, причем, как общее правило, можно заметить, что цвет флуоресценции не зависит от цвета тела в обыкновенных световых лучах. Красивое зрелище представляет собой флуоресценция алмазов (ярко-зеленого цвета). Способность катодных лучей вызывать

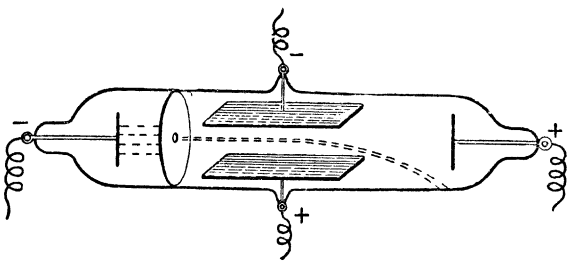


Рис. 159. Отклонение катодных лучей в электрическом поле.

флуоресценцию использована в устройстве важного прибора — катодного осциллографа (§ 68). Катодные лучи действуют на фотографическую пластинку (вызывают ее почернение).

Вопрос о природе катодных лучей в свое время породил много споров, продолжавшихся 15 лет. Немецкие физики во главе с Герцом и Гольдштейном утверждали, что катодные лучи имеют такую же волновую природу, как и световые лучи, и отличаются от них только меньшей длиной волны. Большинство английских физиков, и в особенности Крукс, настаивало, что катодные лучи следует рассматривать как поток движущихся с громадной скоростью материальных частиц. В 1895 г. это было доказано Перреном.

Что катодные лучи действительно представляют собой поток электронов, это можно подтвердить целым рядом опытов. Во-первых, катодные лучи отклоняются электрическим полем (рис. 159), во-вторых, характер этого отклонения соответствует отрицательному заряду (тот же рисунок), в-третьих, в наличии отрицательных зарядов можно убедиться и непосредственным исследованием катодных лучей с помощью электроскопа (рис. 160) и, наконец, катодные лучи производят несравненно больший механический и тепловой эффект, чем возможно было бы того ожидать в случае, если бы они имели волновую природу.

Наряду с катодными лучами при специальном устройстве разрядной трубки можно наблюдать *анодные лучи*, представляющие

собой молекулярный пучок движущихся с большой скоростью положительных ионов газа. Анодные лучи были открыты в 1886 г. Гольдштейном. Экспериментально их свойства были впервые всесторонне исследованы Дж. Томсоном и Вином.

Анодные лучи часто называют также *каналовыми лучами*. Это название возникло в связи с тем, что в катоде разрядной трубки, предназначенной для наблюдения положительных ионных лучей, просверливали каналы, чтобы через них положительные ионы проникали в другую часть трубки (рис. 161); в исследовательских приборах в этой второй части трубки откачкой поддерживается более высокий вакуум.

Часть положительных ионов при случайных соударениях со свободными электронами и с отрицательными ионами газа нейтрализуется или даже заряжается отрицательно. Наряду

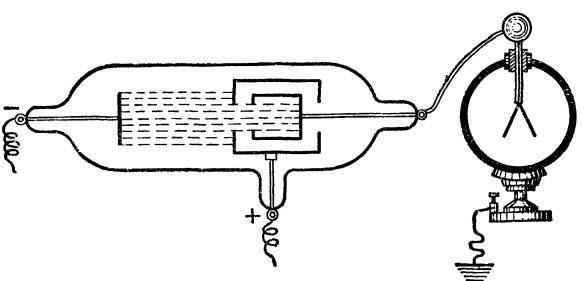


Рис. 160. Опыт Перрена. Внутрь трубки помещен цилиндр; соединенный с ним электроскоп обнаруживает, что цилиндр благодаря падающим на него катодным лучам приобретает отрицательный заряд.

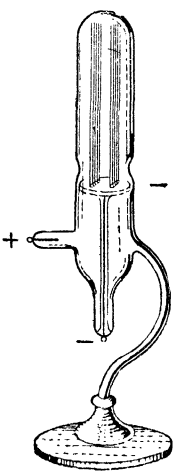


Рис. 161. Разрядная трубка для наблюдения анодных лучей.

с этим удары, наносимые ионами анодных лучей встречным молекулам, вовлекают нейтральные молекулы (иногда распадающиеся на атомы) в общий поток лучей. Таким образом, состав анодных лучей оказывается неоднородным: преобладают положительные ионы, но встречаются и нейтральные молекулы и атомы.

Дж. Томсон использовал анодные лучи для точного сопоставления массы ионов (т. III, § 85). Этот метод «масс-спектрального анализа» в 1919 г. был усовершенствован Астоном и позже многими другими физиками. В масс-спектрографах и в различных других современных приборах для получения потока положительных ионов применяются разнообразные конструкции *ионных источников*. Часто ионизацию разреженного газа вызывают электронами, испускаемыми накаленной (вспомогательным током) вольфрамовой спиралью, служащей катодом, причем электроны в некоторых конструкциях ионных источников ускоряются постоянным электрическим полем, тогда как в других случаях необходимую им для ионизации газа энергию сообщают переменным электрическим полем высокой частоты.

Анодные лучи можно получить не только состоящими из частиц газа, находящегося в трубке, но и из частиц самих электродов. Для этого изготовляют один из электродов — анод — из иодистых соединений металлов, а для увеличения его электропроводности прибавляют к ним угольный порошок. При пропускании постоянного электрического тока с напряжением около 4000 *в* из анода исходят лучи, представляющие собой поток положительных ионов металла (например, ионов натрия, лития, стронция и т. д. в зависимости от того, какой металл в соединении с иодом был взят в качестве материала для изготовления анода).

§ 47. Тлеющий разряд

Явления, происходящие в вакуум-трубке при тлеющем разряде, уже были описаны выше (§ 46). Там же пояснены термины, определяющие основные зоны тлеющего разряда: первый катодный слой, темное катодное (круксово) пространство, второй катодный слой, темное анодное (фарадеево) пространство, анодное свечение.

Когда мы соединяем электроды эвакуированной трубки с полюсами источника высокого напряжения, то свободные положительные ионы, всегда имеющиеся в газе, устремляются к катоду. При небольших разрежениях скорости их недостаточны для того, чтобы при соударении с поверхностью катода вызвать вырывание из вещества катода электронов, однако если разрежение и, следовательно, средний свободный путь значительны, то скорость положительных ионов достигает «критической величины», и *катод под влиянием бомбардировки ионами становится источником электронов, выбрасываемых* в окружающее катод пространство и устремляющихся к аноду.

Удары электронов о нейтральные молекулы газа возбуждают свечение газа и частично ионизацию газа. В *темном круксовом пространстве* (которое в действительности тоже светится, но кажется темным по контрасту с яркими катодными слоями) скорость электронов быстро возрастает. *Второй катодный слой* является областью наиболее интенсивных соударений электронов с нейтральными молекулами. Эти соударения тормозят движение электронов. В темном фарадеевом пространстве электроны движутся к аноду с меньшей скоростью, чем в круксовом пространстве.

Движение электронов и ионов с неравномерной скоростью создает неравномерное распределение их зарядов в пространстве между электродами; это существенно деформирует поле между электродами; падение потенциала вдоль вакуум-трубки делается неравномерным, что в свою очередь усугубляет неравномерность распределения зарядов по пространству.

В итоге устанавливается то характерное для тлеющего разряда изменение потенциала вдоль трубки, которое представлено на рис. 162 (измерение потенциала производят, смещая электроды относительно зонда, рис. 163). При удалении от анода потенциал медленно падает в области положительного свечения, почти не изменяется в области тлеющего свечения (второй катодный слой) и резко

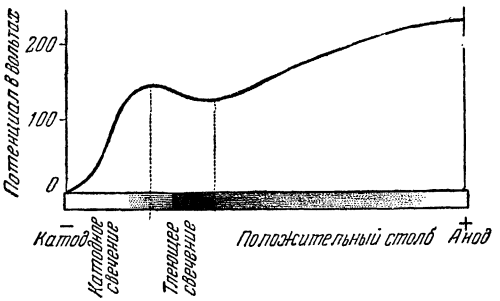


Рис. 162. Распределение потенциала при тлеющем разряде.

падает близ катода в области круксова темного пространства. Это резкое падение потенциала близ катода, так называемое *катодное падение потенциала*, имеет ту или иную величину (порядка 100—300 *в*) в зависимости от природы газа и вещества катода.

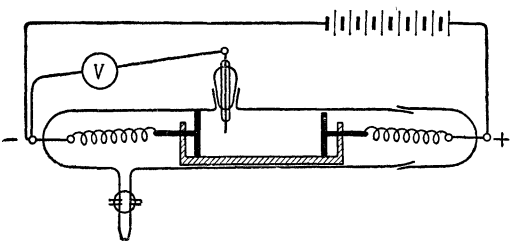


Рис. 163. Схема опытов по измерению потенциала в различных точках газоразрядной трубки.

Длина l круксова темного пространства, где имеет место катодное падение потенциала, определяется свободным пробегом ионов и поэтому возрастает при уменьшении плотности газа; произведение длины l на давление газа остается постоянным:

$$lp = \text{const}.$$

Кинетическая энергия, накапливаемая электронами при пробеге круксова пространства, является достаточной для ионизации газа в области тлеющего свечения (второго катодного слоя); здесь образуются положительные ионы, необходимые для поддержания разряда. Если анод приближать к катоду, то располо-

жение катодных слоев не изменяется и только укорачивается область положительного свечения (рис. 164). Но если анод приблизить до тлеющего свечения, то приостанавливается нормальное образование положительных ионов, необходимых для поддержания разряда, и разряд прекращается.

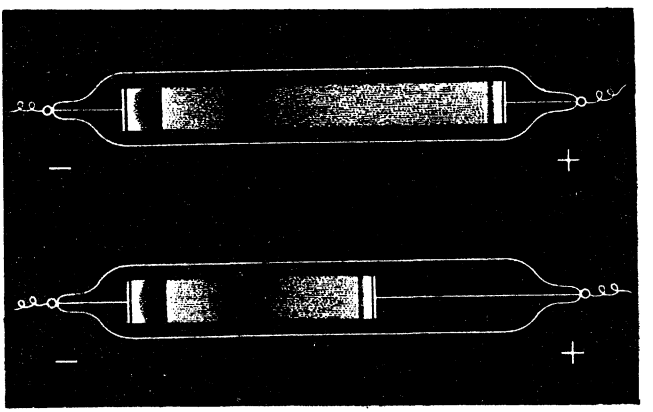


Рис. 164. Положение анода не влияет на расположение катодных слоев при тлеющем разряде.

Форма и расположение *столба положительного свечения* зависят от внутренних очертаний трубки (рис. 165). Когда расстояние между электродами меньше того, которое нужно, чтобы на нем поме-

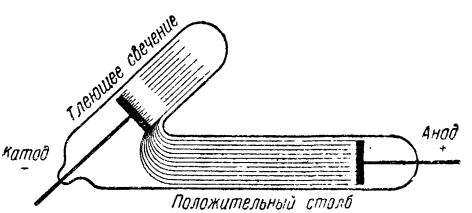


Рис. 165. Влияние расположения электродов и формы трубки на вид тлеющего разряда.

стились темное катодное пространство и светящиеся катодные слои, то тлеющий разряд может избрать себе более длинный путь (рис. 166).

Положительный столб нередко распадается на отдельные чередующиеся светлые и темные полосы — *страты*. В этом случае тлеющий разряд называют *слоистым* (рис. 167).

Если сопоставлять тлеющий разряд в одном и том же газе, но при катодах, изготовленных из разных металлов, то обнаруживается,

что *катодное падение потенциала пропорционально работе выхода электрона из металла* (о работах выхода сказано в § 33). Коэффициент пропорциональности в этой линейной зависимости между катодным падением потенциала и работой выхода неодинаков для газов различной химической природы (рис. 168).

Температура газа у самого катода выше, чем в соседних зонах тлеющего разряда. Положительные ионы, бомбардирующие катод, вырывают из катода не только электроны, но и нейтральные атомы металла: происходит *распыление металла*, из которого изготовлен катод. Чем больше масса ионов, ударяющихся о катод, тем сильнее происходит катодное распыление металла. Поэтому в тяжелых га-

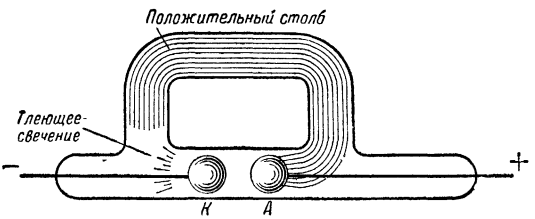


Рис. 166. В случае слишком малого расстояния между электродами тлеющий разряд осуществляется по более длинному пути.

зах распыление больше, чем в легких. Понятно, что катодное распыление тем более велико, чем больше плотность тока. Наиболее легко распыляются висмут, сурьма, свинец, кадмий, серебро. Катодное распыление применяют для получения тонких металлических слоев на стекле, слюде и (когда желают получить тонкую металлическую пленку) на веществах, которые легко удалить растворением.

Положительное свечение тлеющего разряда используют в качестве источника света (в так называемых *газосветных трубках*, содержащих инертные газы). Яркость свечения положительного столба зависит от плотности тока, от давления и химической природы газа и от влияния стенок разрядной трубки При малых давлениях газа положительное свечение заполняет все сечение цилиндрической разрядной трубки. При давлениях порядка нескольких десятков миллиметров ртутного столба, а также при увеличении тока положительный столб суживается, отделяясь от стенок трубки. При давлениях порядка одной или нескольких атмосфер положительное свечение приобретает вид ярко светящегося шнура, расположенного по оси трубки. Такое *отшнурование* положительного столба происходит потому, что температура газа у стенок трубки меньше, чем в осевой области. В связи с этим плотность газа около оси меньше, чем у стенок; стало быть, свободный пробег электронов около оси больше, и поэтому здесь устанавливается более высокая степень ионизации газа; это приводит к тому, что плотность разрядного тока по оси

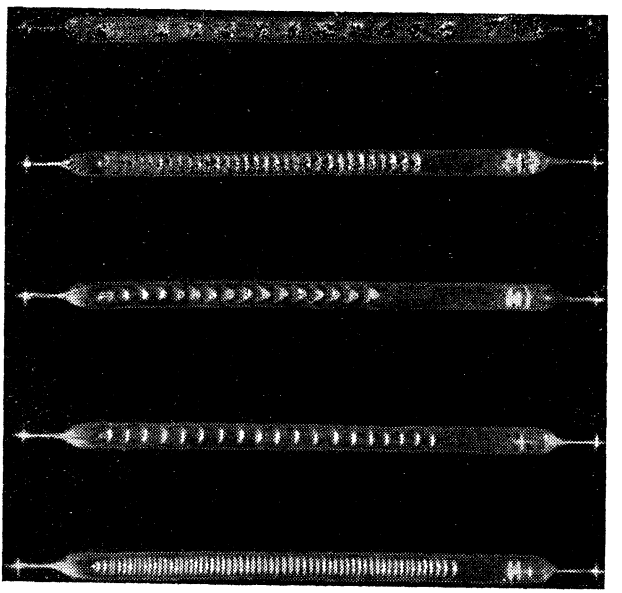


Рис. 167. Некоторые формы страт в слоистом положительном столбе.

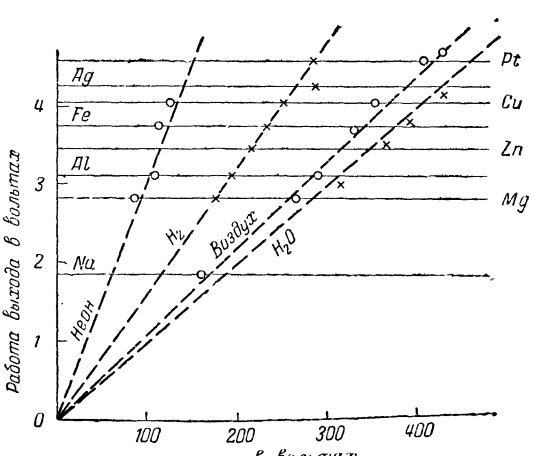


Рис. 168. Катодное падение потенциала пропорционально работе выхода электрона из металла.

оказывается больше, что в свою очередь вызывает еще большее нагревание газа. В парах ртути при давлении в 1 атмосферу температура газа в отшнурованном положительном столбе равна 5000—6000°К, а при давлении 200—300 атмосфер она достигает 8000—10 000°.

§ 48. Дуговой разряд

Электрическая дуга образуется при большой плотности разрядного тока и при катодном падении потенциала всего в два-три десятка вольт. В обычных условиях дуговой разряд поддерживается эмиссией электронов с поверхности накаленного ударами ионов катода (это было установлено в 1905 г. акад. В. Ф. Миткевичем). Наряду с термоэлектронной эмиссией электропроводность дуги вследствие высокой температуры поддерживается *термической ионизацией*. Во многих других отношениях дуговой разряд имеет много общего с тлеющим разрядом, в особенности если дуга зажжена при относительно низком давлении (и, как свойственно дуге, при большой плотности тока). Вид дуги при низком давлении показан на рис. 169. При больших давлениях положительный столб дуги имеет вид более или менее тонкого ярко светящегося шнура. На рис. 170 показаны характерный вид дуги и зоны разряда при нормальном давлении.

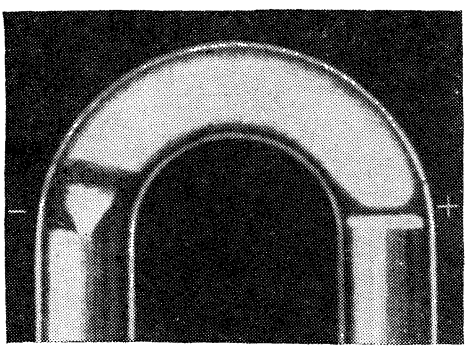


Рис. 169. Дуговой разряд при пониженном давлении.

Рис. 170. Дуга при нормальном давлении.

В случае дуги разряд на катоде сосредоточен в небольшом светлом *катодном пятне*. При атмосферном давлении плотность разрядного тока у катодного пятна для угольного катода равна 470 *а/см*^{2},

для железного катода 7200 *а/см*², для дуги с ртутными электродами 4000 *а/см*². По мере горения дуги угольный катод заостряется, а на аноде, наоборот, образуется углубление — *положительный кратер дуги*. В зоне положительного свечения температура газа для дуги при атмосферном давлении достигает 6000° К. Для дуги при давлении в десятки и сотни атмосфер температура газа в отшнурованном положительном столбе дуги доходит до 10 000°. Температура положительного кратера и катодного пятна существенно ниже. Так, при атмосферном давлении температура накаленной поверхности анода для угольного и вольфрамового анода равна примерно 4200° К, а температура катодного пятна 2000—3000°. То обстоятельство, что катод имеет меньшую температуру, чем анод, объясняется, во-первых, тем, что анод бомбардируется преимущественно электронами, катод — ионами, которые имеют меньший свободный пробег и соответственно меньшую энергию, и, во-вторых, тем, что часть энергии, доставляемой при разряде катоду, расходуется на термоэлектронную эмиссию.

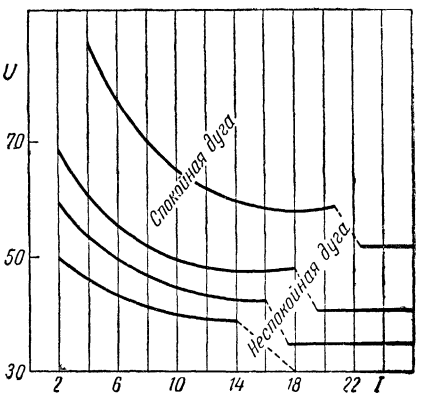


Рис. 171. Вольт-амперная характеристика дуги при различных расстояниях между электродами.

При увеличении величины тока электропроводность дуги сильно возрастает, так как усиливаются термоэлектронная эмиссия и термоионизация. Сопротивление между углями дуги убывает при увеличении тока приблизительно по закону $R = \frac{a}{I} + \frac{b}{I^2}$. Для дуги между металлическими электродами показатель степени во втором члене отличен от 2 и неодинаков для разных металлов.

Влияние пространственных зарядов в дуге проявляется в возникновении существенной (порядка 10 *в*) обратной электродвижущей силы $U_{об}$, которая должна быть преодолена напряжением U, приложенным к электродам:

$$U = U_{об} + IR.$$

В итоге при увеличении тока разность потенциалов на электродах уменьшается; так, для дуги между углями

$$U = (a + U_{об}) + \frac{b}{I}.$$

Получается характерная для дуги *падающая вольт-амперная характеристика* (рис. 171). При увеличении тока до некоторой

критической величины разность потенциалов на электродах резко падает, примерно на 10 *в*, и горение дуги делается неспокойным (дуга начинает шипеть). Чем больше расстояние между электродами, тем больше должно быть напряжение, поданное на электроды дуги, и тем выше расположена вольт-амперная характеристика.

Если вследствие случайного охлаждения газоразрядного промежутка величина тока в дуге падает, то, как ясно из сказанного выше, напряжение на электродах должно быть увеличено, иначе дуга гаснет (сближением электродов можно, конечно, поддержать горение дуги, пока катод не остыл). Чтобы обеспечить устойчивое горение дуги, во внешнюю цепь последовательно с дугой вводят сопротивление реостата («успокоительное» сопротивление). При случайном уменьшении тока в дуге падение напряжения на успокоительном сопротивлении тоже уменьшается, а стало быть, при неизменности подведенного напряжения соответственно увеличивается та часть его, которая приходится на долю дуги.

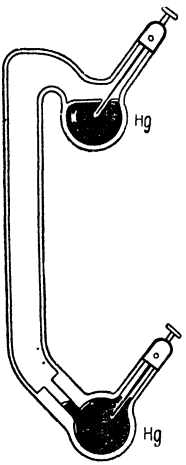


Рис. 172. Ртутная дуговая лампа.

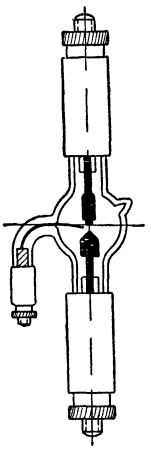


Рис. 173. Лампа СВД.

Электрическая дуга имеет разнообразное применение. О применении ее для электросварки сказано в § 27. При использовании дуги для освещения угли изготовляют с каналом, высверленным по оси и набитым в виде фитиля солями металлов, пар которых повышает светоотдачу пламени дуги (*фитильные угли*). Подобные, так называемые *пламенные дуги* потребляют около 0,2 *вт* на свечу вместо 1 *вт*, как обыкновенные дуги с чистыми углями. При использовании дуг в *прожекторах* применяют ток в сотни амперов; получаемый при этом свет дуги в сотни тысяч свечей концентрируется прожектором до миллиардов свечей.

Широкое распространение имеют *ртутные дуговые лампы* с ртутными же электродами в кварцевых баллонах—«искусственное горное солнце» (рис. 172). Для зажигания такой лампы ее наклоняют; струйка ртути соединяет электроды, и при повороте лампы к вертикальному положению в месте разрыва струйки образуется дуга.

В настоящее время дуговой разряд широко применяется в *лампах «сверхвысокого» давления* (лампы СВД). Эти лампы представляют собой толстостенные шарообразные кварцевые колбы со впаянными в них вольфрамовыми электродами (рис. 173). Зажигание лампы производится от источника высокого напряжения при помощи третьего электрода. Дуговой разряд осуществляется в парах ртути при давлении около 100 атмосфер или же лампы наполняют инертным газом (неоном, аргоном, криптоном, ксеноном) при давлении порядка 20 атмосфер.

В химических производствах широкое применение имеют *дуговые электрические печи*, в которых нагревание дуговым разрядом сочетается с нагреванием током проводимости. Эти печи служат для плавления реагирующих веществ

и в то же время для осуществления реакции при высокой температуре. Так получают, например, миллионы тонн карбида кальция CaC_2 из извести и кокса. (При воздействии воды на карбид кальция образуется ацетилен, который используется для автогенной сварки, для синтеза органических соединений, для переработки в цианид кальция $CaCN_2$, служащий удобрением, и т. д.) В химической промышленности дугу используют также для осуществления ряда реакций; например, был разработан и применялся способ получения окиси азота из воздуха (по уравнению $N_2+O_2 \rightleftarrows 2NO$) с последующим окислением до NO_2 в целях производства азотной кислоты. Имеется способ обработки бензина в газовом разряде для повышения его горючих свойств. В газовой смеси водорода и азота разряд (в особенности тлеющий) приводит к образованию аммиака NH_3. Тихий разряд применяют для выработки озона из кислорода и т. д.

В электротехнике дуговой разряд используют в приборах, служащих для выпрямления тока, например в ртутных выпрямителях.

§ 49. Искровой разряд. Молния

Электрическая искра имеет вид тонкой, прихотливо изогнутой и ярко светящейся полоски, которая обычно сильно разветвлена (рис. 174). Этот светящийся канал искры никогда, однако, не бывает хоть сколько-нибудь похож на те остроугольные зигзаги, посредством которых принято условно изображать молнию. Полоска искры

Рис. 174. Характерный вид искры.

с огромной быстротой пронизывает разрядный промежуток, гаснет и вновь возникает. Фотографирование искры посредством камеры с быстро движущимся объективом (камеры Бейса) или с быстро движущейся пленкой показывает, что по одному и тому же каналу искры, который иногда деформируется, пробегает несколько разрядов. Для исследования отдельных стадий развития искры применяют фотозатворы, управляемые высокочастотным током и основанные на применении явления Керра (§ 95). Одно из первых исследований строения искры было выполнено проф. Д. А. Рожанским в 1911 г. Д. А. Рожанский производил фотографирование искры, отклоняя искру действием магнитного поля.

Пробой газа, завершающийся искровым разрядом, происходит при определенной напряженности поля, которая должна быть тем больше, чем больше плотность газа и чем меньше его начальная ионизация.

Ниже приведены числовые данные, характеризующие величину искрового промежутка в комнатном воздухе. Напряженность электрического поля близ электродов сильно зависит от кривизны

поверхности электрода, поэтому минимальные напряжения, при которых для данного расстояния между электродами начинается лавинный разряд, неодинаковы для электродов различной формы; между остриями искровой разряд начинается при более низком напряжении, чем между шарами или плоскими электродами.

Величина искрового промежутка в комнатном воздухе

Напряжение (в вольтах)	Промежуток между остриями (в *мм*)	Промежуток между шарами (в *мм*)		Промежуток между плоскостями (в *мм*)
		при диаметре шара 5 *см*	при диаметре шара 30 *см*	
20 000	15,5	5,8	6,0	6,0
40 000	45,5	13	13	13,7
100 000	220	45	35,7	36,7
200 000	410	262	75,3	75,3
300 000	600	530	126	144

В комнатном воздухе обычно содержится лишь очень незначительное число ионов, примерно несколько тысяч в кубическом сантиметре (при нормальном электрическом состоянии атмосферы у поверхности земли—в среднем около 700 пар ионов в 1 $см^3$). Когда

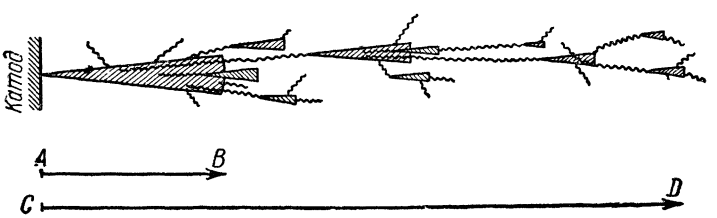


Рис. 175. Схема развития отрицательного стримера

к электродам приложено достаточно высокое напряжение, то начинается рост электронных лавин, но благодаря малому начальному числу ионов требуется время, чтобы начавшийся процесс завершился образованием искры. Если соединить электроды с источником тока высокого напряжения на чрезвычайно короткое время, то развитие электронных лавин не успеет завершиться искровым разрядом. Измерение времени, в течение которого в газе благодаря развитию лавин образуются каналы повышенной электропроводности, показало, что в данном случае большую роль играет ф о т о н н а я и о н и з а ц и я.

На рис. 175 представлена схема, поясняющая, почему рост электропроводящего канала, или, как говорят, распространение *стри-*

мера, происходит б ы с т р е е, чем продвижение электронной лавины. На этом рисунке лавины условно показаны в виде заштрихованных конусов, а волнистыми линиями изображены пути фотонов. Нужно представить себе, что внутри каждого конуса, изображающего развивающуюся лавину, газ ионизируется ударами электронов; новоотщепленные электроны, разгоняемые полем, ионизируют встречаемые ими частицы газа, и таким образом лавинно нарастает число электронов, движущихся к аноду, и число положительных ионов, дрейфующих к катоду. Левые концы волнистых линий показывают атомы, которые были «возбуждены» ударом электрона и вслед за тем испустили фотон. Двигаясь со скоростью 300 000 *км/сек*, фотоны обгоняют лавину и в каком-то месте, которое изображено концом волнистой линии, ионизируют частицу газа. Отщепленный здесь электрон, устремляясь к аноду, порождает новую лавину далеко впереди первой лавины. Таким образом, пока первая лавина вырастает, скажем, на величину малой стрелки AB, показанной на рис. 175, намечающийся канал повышенной электропроводности газа, т. е. стример, распространяется на величину большой стрелки CD, показанной на том же рисунке. В следующей стадии отдельные лавины в отрицательном стримере, нагоняя друг друга, сливаются, образуя целостный канал ионизированного газа (на рисунке первая лавина уже нагнала вторую, а четвертая нагнала пятую).

Физико-математические условия, при соблюдении которых может происходить развитие стримеров, были теоретически изучены Миком и Лебом (1940 г.). Как уже было пояснено выше, *отрицательный стример* представляет собой, в сущности, *ускоренное действием фотоионизации продвижение электронных лавин и их слияние в общий электропроводящий канал.*

Совершенно иное строение и существенно иные свойства имеет положительный стример. Общей чертой его с отрицательным стримером является только фотоионизация, которая в обоих случаях играет главенствующую роль.

Положительный стример представляет собой канал газоразрядной плазмы, стремительно вырастающий от анода к катоду. На рис. 176 схематически пояснено, как происходит развитие такого канала. Возникновению положительного стримера предшествует пробег электронных лавин по газоразрядному промежутку. Они оставляют на своем пути большое число новообразованных положительных ионов, концентрация которых особенно велика там, где лавины получили свое наибольшее развитие, т. е. около анода (рис. 176, наверху слева). Если концентрация положительных ионов здесь достигает *определенной величины* (близкой к 10^{12} ионам в 1 *см*^{3}), то, во-первых, обнаруживается интенсивная фотоионизация, во-вторых, электроны, освобождаемые частицами газа, поглотившими фотоны, притягиваются положительным пространственным зарядом в головную часть положительного стримера, и, в-третьих, вследствие фотоионизации концентрация положительных ионов на пути стримера к катоду возрастает. На рис. 176 пути фотонов показаны волнистыми линиями; фотоны выбрасываются в разные стороны из области положительного пространственного заряда (короткие стрелки указывают направление движения отщепленных электронов); видно, что многие *электроны вовлекаются в область наибольшей концентрации положительных ионов—в головную часть положительного стримера.* Насыщение электронами пространства, заполненного положительными зарядами, превращает эту область в *газоразрядную плазму.*

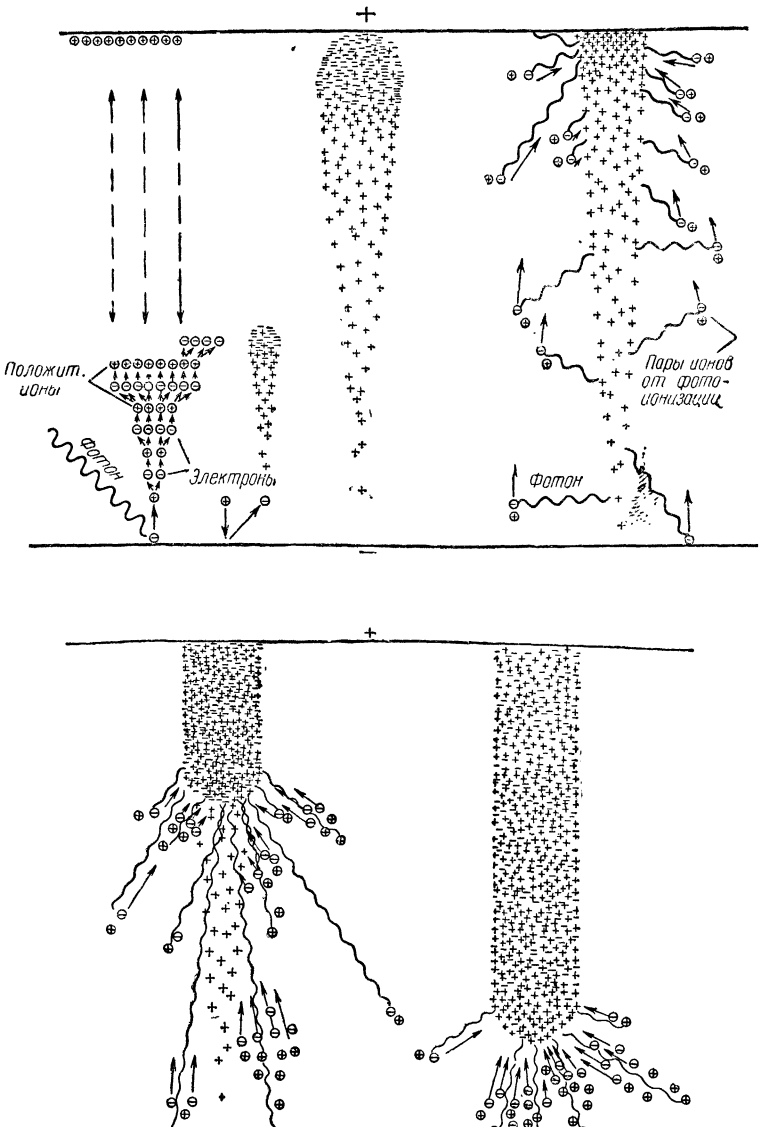


Рис. 176. Схема возникновения и развития положительного стримера.

Так формируется в газе канал, обладающий высокой электропроводностью. Формирование этого канала с газоразрядной плазмой и является развитием положительного стримера (рис. 176). Если на пути прорастания этого канала в направлении к катоду в головной части стримера имеется достаточная концентрация положительных ионов, то стример продвигается с громадной скоростью. В противном случае он обрывается.

Поясненные выше схемы развития стримеров дают только приблизительное представление о подготовительной стадии искрового разряда. Действительная картина развития стримера более сложна, так как образующиеся пространственные заряды резко искажают электрическое поле, вызвавшее возникновение стримера.

В длинных газоразрядных промежутках неравномерности поля и недостаточная фотоионизация по направлению кратчайшего расстояния от головной части стримера к электроду приводят к искривлениям канала и возникновению многочисленных ответвлений.

Развитие положительных стримеров начинается у положительного электрода в местах наибольшей напряженности поля: около острых выступов, острых кромок и других неровностей поверхности анода. Поэтому при разряде между острием и диском часто наблюдаются искры, соединяющие положительное острие с центром отрицательного диска, и искры, соединяющие кромки положительно заряженного диска с отрицательным острием (рис. 177); в первом случае пробой происходит при меньшем напряжении.

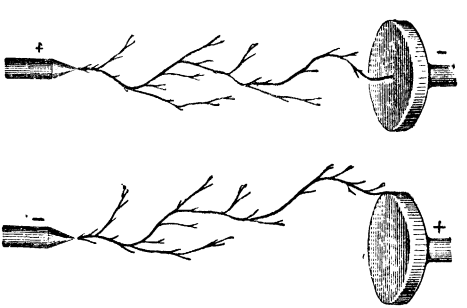


Рис. 177. Характерный вид искрового разряда между острием и диском при большом разрядном промежутке.

Рис. 178. Фотография искры на движущейся пленке.

Деформации поля зарядами, образующимися в стримере, и сочетание сложных процессов, происходящих в стримере, приводят к тому, что искровой разряд часто развивается толчками. При этом

новый стример пробегает путь, проложенный предыдущим угасшим стримером. На рис. 178 представлена фотография единичного искрового разряда на быстро движущейся фотопленке. Здесь видно толчкообразное развитие искры и видно, что отрицательный и положительный стримеры растут навстречу друг другу. Когда головки стримеров встречаются, образуется проводящий канал, по которому и происходит разряд.

Аналогичная, но еще более сложная картина обнаруживается при развитии *молнии*. Начальной стадией является развитие *пилотирующего стримера молнии*, свечение которого почти неуловимо. Обычно пилотирующий стример распространяется от отрицательно заряженного облака. По еще узкому каналу повышенной ионизации, образованному пилотирующим стримером молнии, устремляются со скоростью порядка тысяч километров в секунду мощные электронные лавины, создающие довольно яркое свечение. Электропроводность канала при этом чрезвычайно возрастает и сечение канала расширяется. Эту стадию называют развитием *лидера молнии*. При малой начальной ионизации воздуха развитие лидера происходит скачкообразно — с остановками на десятки миллисекунд через каждые 5—10 *м* его распространения (такие лидеры называют «ступенчатыми» в отличие от так называемых «стрельчатых», которые распространяются с непрерывной стремительностью).

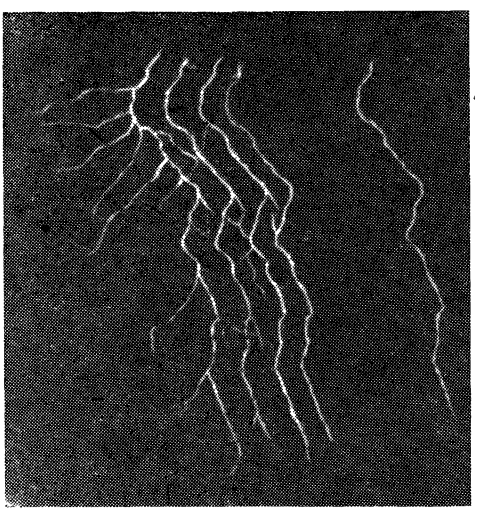


Рис. 179. Фотография молнии на движущейся пленке. Здесь паузы между первыми ударами 0,03 сек.; последняя пауза в четыре раза длиннее.

При приближении лидера к земле в земле индуцируются заряды противоположного знака, и от высоких зданий, молниеотводов, деревьев вырастает *встречный лидер*. В момент его слияния с лидером, опускающимся от облака, т. е. когда разрядный промежуток между облаком и землей оказывается замкнутым электропроводящим каналом, по этому каналу пробегает *главный разряд молнии* со скоростью порядка десятков тысяч километров в секунду. Если канал имел разветвления (а так обычно и бывает), то главный разряд распространяется по всем ответвлениям Диаметр основного канала

молнии обычно имеет величину 10—20 *см* и наиболее яркое свечение в нижней части. В канале создается повышенное давление, которое после удара молнии вызывает разрыв канала, что и порождает явление грома. Заряд, переносимый молнией, обычно составляет несколько кулонов и часто несколько десятков кулонов. Мгновенное значение величины тока молнии часто составляет десятки, а иногда и сотни тысяч амперов.

Молниевой разряд уносит заряды обычно только из некоторой части облака. К этому месту устремляются заряды из других частей облака. Поэтому чаще всего вслед за первым ударом молнии через

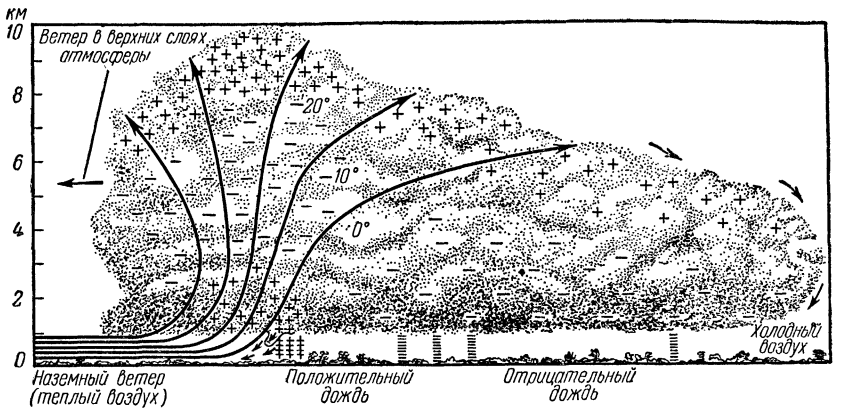


Рис. 180. Схема грозового (кучево-дождевого) облака.

сотые доли секунды по тому же, но иногда несколько деформированному или иначе разветвленному каналу происходят *повторные удары молнии* (два, три и больше); каждому из них предшествует лидер, восстанавливающий электропроводность канала. Рис. 179 воспроизводит картину пяти ударов молнии по одному каналу, снятых на движущуюся пленку. В некоторых случаях сильный ветер так смещает канал молнии, что даже при фотографировании обычным аппаратом можно различить отдельные удары разрядов.

На рис. 180 показана схема наиболее часто встречающегося распределения зарядов в грозовом облаке. На переднем крае облака и по нижней части его обычно распределены отрицательные заряды. Здесь же имеется область положительных зарядов; положительно заряжена также вся верхняя часть облака. Направление ветра (на рисунке оно указано стрелками), уносящего облако, обычно противоположно наземному ветру. Вначале сильный дождь уносит из облака положительный заряд, позже идет умеренный отрицательно заряженный дождь.

В отсутствие грозы электрическое поле в атмосфере направлено сверху вниз, так как *земля заряжена отрицательно, а положительный заряд рассеян в атмосфере.*

Когда отсутствуют возмущающие влияния, создаваемые, в частности, грозовыми облаками, напряженность электрического поля в атмосфере уменьшается с высотой. У земли напряженность электрического поля имеет порядок 100—150 *в/м*. На высоте 6 *км* она равна 10 *в/м*, а на высоте 9 *км* примерно 5 *в/м*. Напряженность поля на высоте 20 *км* в 100 раз меньше, чем у земли.

Это быстрое уменьшение напряженности электрического поля с высотой показывает, что в сравнении с однородным полем электрическое поле в атмосфере весьма усложнено зарядами, распределенными в атмосферном воздухе.

При грозах напряженность поля в атмосфере может в 100 и 1000 раз превышать нормальную.

Под грозовым облаком направление поля чаще всего *меняется на обратное*, от земли к отрицательно заряженному нижнему краю облака, а напряженность поля вблизи земли перед молниевым разрядом может достигать 200—300 тысяч вольт на метр. Разность потенциалов между облаком и землей перед ударом молнии часто составляет сотни миллионов, а иногда и миллиарды вольт. Большинство ударов молний происходит от отрицательно заряженных облаков. Молнии нередко имеют в длину несколько километров. Часто молниевые разряды происходят между отдельными тучами. Наблюдались грозы, при которых насчитывалось 4—7 тысяч ударов молний за час. На земном шаре в среднем за сутки происходит около 44 тысяч гроз (единовременно в среднем около 1800 гроз) и ежеминутно происходит несколько тысяч ударов молний.

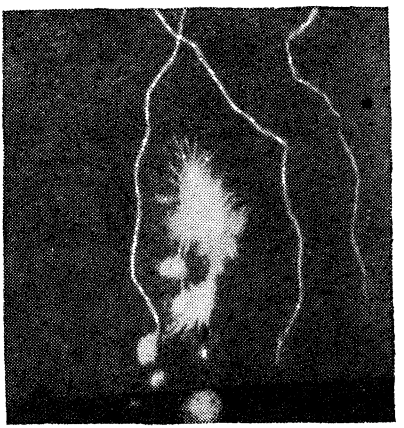


Рис. 181. Фотография шаровой молнии

В редких случаях наблюдаются молниевые разряды совершенно иного типа. На рис. 181 воспроизведена одна из фотографий *шаровой молнии*. По описанию наблюдателей шаровые молнии обычно имеют вид светящихся шаров диаметром около 10—20 *см*, а иногда и нескольких метров. Шаровые молнии передвигаются плавно, с небольшой скоростью и в некоторых случаях скачкообразно. Отмечены случаи, когда шаровые молнии, касаясь земли или каких-либо предметов, взрывались и причиняли сильные разрушения.

Многочисленные попытки лабораторного воспроизведения такого типа разряда не дали удовлетворительных результатов, несмотря на то, что некоторым исследователям (Плантэ в 1883 г., Н. А. Гезехусу в 1900 г., Кэвуду и др.) уда-

валось получать разряды шарового типа. На рис. 182 пояснен опыт Плантэ. Если, применяя высоковольтный источник постоянного напряжения, анод погрузить в электролит и подносить к поверхности электролита катод, то зажигается дуговой разряд. Но когда в электролит погружен катод и к поверхности электролита подносится анод, дуга не может образоваться, так как исключается возможность накала и термоэлектронной эмиссии из катода. Плантэ обнаружил, что в этом случае при соблюдении определенных условий между анодом и поверхностью электролита образуется светящийся и быстро вращающийся шарик, который через некоторое время проскальзывает по поверхности электролита к катоду.

Одна из многочисленных гипотез, предложенных для объяснения шаровой молнии (гипотеза Мейснера), трактует этот тип разряда как завихрение

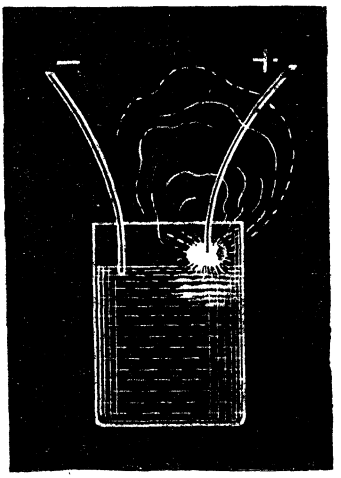


Рис. 182. Схема опыта Плантэ.

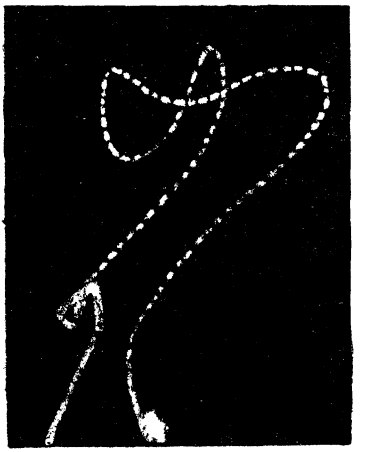


Рис. 183. Фотография четочной молнии.

газоразрядной плазмы, происходящее в изгибе линейной молнии. По другой гипотезе (Матиаса) предполагается, что в шаровой молнии химически аккумулируется энергия разряда, причем образуются неустойчивые, способные разлагаться со взрывом высшие соединения азота с кислородом.

Иногда молния оказывается состоящей из нескольких десятков небольших светящихся шаров (диаметром меньше 10 *см*), удаленных один от другого на расстояние менее метра. Этот вид разряда называют *четочной молнией* (рис. 183). Приемлемой, достаточно обоснованной теории шаровых и четочных молний еще не имеется.

Если при использовании высокого постоянного напряжения между электродами поставлена пластина из твердого диэлектрика (стекла, эбонита и т. п.) и пластина эта имеет такую толщину, что искра ее не пробивает, а ширину не слишком большую, то наблюдается *скользящий искровой разряд*, который проходит по поверхности пластины и огибает ее. Для исследования этого разряда его создают на фотографической пластинке и потом проявляют ее (рис. 184). Получаемые таким путем изображения разряда называют *фигурами Лихтенберга*. Их радиус пропорционален напряжению разрядного импульса. Этим пользуются (применяя особые приборы для фотографирования скользящего разряда — клидонографы) при массовом, статистическом исследовании молний.

В СССР ведется систематическое изучение молний и методов грозозащиты. Ведущая роль в этой области принадлежит высоковольтной лаборатории Энергетического института Академии наук СССР.

Когда напряжение недостаточно велико для пробоя газоразрядного промежутка, на электродах наблюдается особый тип разряда—*корона*.

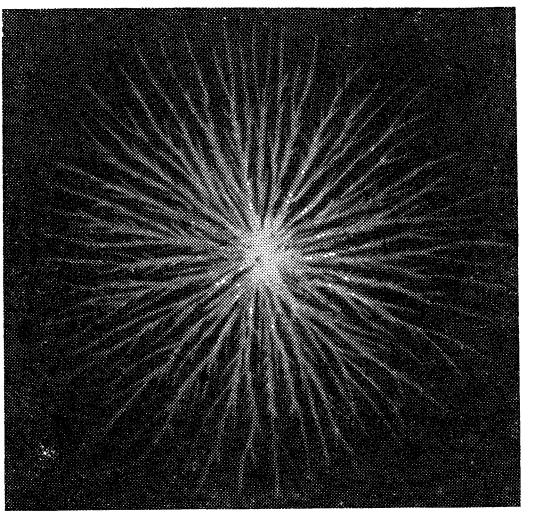


Рис. 184. Скользящий разряд от положительного электрода.

Коронный разряд на высоковольтных сетях вызывает утечки электроэнергии.

Исследование короны показало, что на положительном электроде коронный разряд при относительно невысоких напряжениях состоит из ряда электронно-лавинных импульсов, длящихся каждый десятитысячные доли секунды. При более высоком напряжении прерывистость явлений менее сказывается и основную роль играют стримеры, обрывающиеся там, где напряженность поля слишком мала для их распространения. Строение и характер свечения коронного разряда на отрицательном электроде в некоторой мере сходны с околокатодной зоной тлеющего разряда.

ГЛАВА IX

ТОК ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

§ 50. Термоэлектронная эмиссия. Формула Ричардсона — Дёшмена

Большое число применений имеет ток в высоком вакууме, когда носителями тока являются электроны, испускаемые катодом. Эмиссия (испускание) электронов из металла, как уже указывалось в § 45, может вызываться различными причинами. В вакуум-трубках при возникновении тлеющего разряда и при образовании катодных лучей электроны вышибаются из поверхностного слоя металла ударами положительных ионов. При глубоком вакууме, когда давление разреженного газа составляет миллионные доли миллиметра ртутного столба, число ионов, бомбардирующих катод, становится недостаточным для поддержания заметной эмиссии электронов, вырываемых из катода, и образования ощутимых катодных лучей не наблюдается. Но и при таком глубоком вакууме эмиссия электронов оказывается значительной, если катод накален (*термоэлектронная эмиссия*) или если на катод направлены достаточно интенсивные лучи света (*фотоэлектронная эмиссия*). Эмиссия электронов может быть также вызвана бомбардировкой поверхности некоторых тел потоком электронов (*вторичная электронная эмиссия*).

Кроме того, эмиссия электронов, как это уже указывалось в § 45, может быть вызвана интенсивным электрическим полем (*автоэлектронная*, или холодная, *эмиссия*). Напряженность поля, способного вырывать электроны из металла, имеет порядок величины в несколько миллионов вольт на 1 *см*. Однако некоторая автоэлектронная эмиссия наблюдается и при относительно небольших напряженностях поля (*эмиссия эффекта просачивания*, или *туннельного эффекта*, § 45).

В различных электронных приборах применяются все виды эмиссии, но чаще всего используется наиболее удобно управляемая термоэлектронная эмиссия.

Выбрасывание электронов накаленным катодом происходит вследствие увеличения энергии движения полусвободных электро-

нов металла за счет притока тепла. При повышении температуры металла электроны незаполненной зоны (§ 35), переходя на высшие энергетические уровни, приобретают энергию, достаточную для преодоления работы выхода (§ 33).

Приложенное к электродам трубки напряжение не оказывает влияния на число электронов, выбрасываемых ежесекундно из вещества катода; при наличии электрического поля вырвавшиеся из вещества катода электроны движутся от катода под действием электрического поля; если же поля нет, они падают обратно, но на их место вылетают другие, и в пространстве над поверхностью накаленного металла образуется своеобразное *электронное облако*.

Образование электронного облака над поверхностью накаленного металла представляет собой явление, аналогичное испарению жидкости. Чем выше температура металла, тем большее количество электронов покидает поверхность накаленного металла. Каждый электрон, покидая металл, должен преодолеть притяжение со стороны положительных ионов металла. Поэтому из «электронного газа», содержащегося внутри металла, вырываются наружу только те электроны, кинетическая энергия которых превосходит «работу выхода».

Электронное облако представляет собой отрицательный заряд, расположенный в пространстве близ поверхности накаленного металла. В отличие от обычного поверхностного заряда электронное облако называют *пространственным зарядом*.

С повышением температуры поток электронов, выбрасываемых накаленным металлом, растет сперва медленно, а потом все быстрее и быстрее. Ричардсон вывел теоретически формулу, выражающую зависимость интенсивности испускания электронов от температуры испускающего тела. Если накаленный металл представляет собой катод вакуумной трубки, к которой приложено такое напряжение, что *все* испускаемые металлом электроны увлекаются электрическим полем, то интенсивность испускания электронов будет измеряться величиной *тока эмиссии*, приходящегося *на каждый квадратный сантиметр накаленной поверхности металла*. Указанную величину i_s называют также *плотностью тока эмиссии при токе насыщения*. (Если к электродам приложено слишком малое напряжение, то не все испускаемые металлом электроны увлекаются полем, и плотность тока будет меньше, чем при токе насыщения, т. е. меньше, чем i_s.)

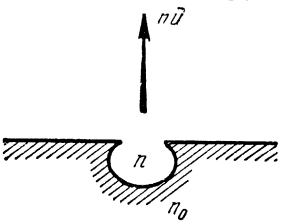


Рис 185

Для пояснения формулы Ричардсона представим себе, что в накаленном металле у поверхности его имеется полуоткрытая полость (рис. 185). При статистическом равновесии концентрация n электро-

нов в этой полости согласно e-положению Больцмана (т. I, § 98) будет равна

$$n = n_0 e^{-\frac{A}{kT}},$$

где n_0 — концентрация свободных (или, вернее, полусвободных) электронов в металле, A — работа выхода электрона из металла, равная разности потенциальных энергий электрона в металле и вне металла: $A = e(V - V_0)$; k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура.

Число электронов, ежесекундно вылетающих из отверстия рассмотренной полости, отнесенное к площади отверстия, т. е. плотность тока термоэлектронной эмиссии, является величиной, пропорциональной произведению средней скорости теплового движения электронов в полости (а средняя скорость пропорциональна $\sqrt{T}$) на концентрацию электронов в полости. Стало быть,

$$i_s = B'\sqrt{T}\, e^{-\frac{A}{kT}}. \tag{1}$$

Это и есть формула Ричардсона.

Здесь T — абсолютная температура, e — основание натуральных логарифмов ($e \approx 2{,}718$), B' и A — постоянные величины, имеющие различные значения для различных металлов.

Так как константа A стоит в показателе степени, то ее величина оказывает гораздо большее влияние на величину плотности тока эмиссии i_s, чем коэффициент B'; чем меньше константа A, тем больше (при прочих равных условиях, т. е. при заданных T и B') плотность тока эмиссии.

По смыслу вывода формулы Ричардсона коэффициент B' пропорционален числу электронов в единице объема электронного газа внутри металла. Эмиссионная константа A представляет собой работу выхода электрона.

Опыты показали, что ток эмиссии возрастает с повышением температуры несколько быстрее, чем следует по закону Ричардсона (1). При выводе формулы эмиссии Ричардсон исходил из представления, что скорости движения электронов в металле распределены по закону Максвелла. Однако в действительности (как было пояснено в § 30) электронный газ в металле уже при нормальных температурах находится в вырожденном состоянии и подчиняется статистике Ферми.

Основываясь на квантовой теории, Дёшмен (1923 г.) показал, что формула Ричардсона должна быть заменена следующей формулой:

$$i_s = BT^2 e^{-\frac{A}{kT}}. \tag{2}$$

В этой формуле константа B теоретически должна была бы быть одинаковой для всех металлов и равной

$$\frac{4\pi mek^2}{h^3} = 120 \frac{a}{см^2\ град}$$

(здесь m и e — масса и заряд электрона, k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка). Для некоторых чистых металлов эта константа действительно близка к указанному значению, но для других металлов она имеет величину, в некоторых случаях примерно в два раза меньшую (Ba, Ta, Mo, Pd), в иных случаях — во много раз бо́льшую.

Константа A в законе Ричардсона — Дёшмена имеет тот же смысл и ту же величину, что в законе Ричардсона (1), а именно, A представляет собой работу выхода электрона из металла. Теоретически разность работы выхода электрона из двух каких-либо металлов (A_1—A_2) должна быть равной контактной разности потенциалов этих металлов в вакууме, что в общем подтверждается на опыте в тех случаях, когда константы B для этих металлов одинаковы.

Эмиссионные константы

Вещество катода	B, $a/см^2\ град$	A, электрон-вольт [1])
Молибден	55	4,20
Тантал	60	4,19
Платина		
обезгаженная	32	5,32
необезгаженная	1700	6,3
Цезий	162	1,81
Барий	60	2,11
Уголь	30	4,34
Вольфрам	60	4,53
с мономолекулярной пленкой тория	30	2,63
с мономолекулярной пленкой цезия	3,2	1,36
оксидированный	0,2	1,35
торированный	2,5	2,55

[1]) Очевидно, что пользуясь формулой (2) и применяя значение постоянной Больцмана $k=1{,}38\cdot10^{-16}$ *эрг/град*, надо и работу выхода A выражать в эргах (1 *эв*$=4{,}80\times\times10^{-10}\cdot\frac{1}{300}=1{,}60\cdot10^{-12}$ *эрг*) или же применять значение $k=8{,}616\cdot10^{-5}$ *эв/град*

Если приводимые выше численные значения константы A умножить на авогадрово число, то получившиеся числа будут означать как бы скрытую теплоту испарения «грамм-атома электронов».

На рис. 186 показано, как возрастает с повышением температуры плотность тока эмиссии для вольфрама. При повышении температуры вольфрама от 2000 до 2100°, т. е. всего на 5%, плотность тока эмиссии увеличивается почти вчетверо.

Повышение температуры вольфрама от 2000 до 3000° приводит к увеличению плотности тока термоэлектронной эмиссии в миллионы раз.

Некоторые примеси оказывают чрезвычайно сильное влияние на величину электронной эмиссии. Это влияние примесей было подробно изучено многими учеными и в особенности Ленгмюром (1913—1923 гг.). Вольфрам, покрытый тончайшей пленкой тория, дает испускание электронов, которое при температурах порядка 1000—1500° К в миллионы и миллиарды раз превышает испускание чистого вольфрама. Такое же и еще большее увеличение эмиссии вызывается пленкой цезия, бария и окисей некоторых металлов. Ток эмиссии в 150 *ма* на 1 *см*² поверхности накаленного чистого вольфрама получается при температуре примерно 2300° К; при накаливании «оксидированного» вольфрама та же плотность тока эмиссии получается при температуре примерно 1300° К. Подвергнутый специальной обработке *торированный* и *оксидированный* вольфрам имеет широчайшее применение в приборах, основанных на явлении электронной эмиссии.

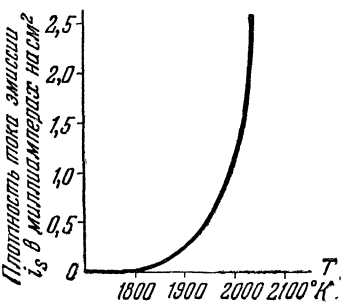


Рис. 186. График закона Ричардсона для вольфрама.

В целях сопоставления накаливаемые катоды характеризуют отношением полного тока эмиссии к мощности, расходуемой на накал катода. Вольфрамовые проволоки при температуре накала 2450°—2500° К дают ток эмиссии в 3—4 *ма* на каждый ватт мощности тока накала. (Повышение температуры накала вольфрамовых нитей свыше 2600° чрезмерно сокращает срок их службы.) Катоды оксидированного вольфрама дают при нормальной для них температуре накала около 1000° К ток в 30—50 *ма/вт*; почти такую же эмиссию дают катоды из торированного вольфрама при нормальной для них температуре накала 1850° К. Однако при высоких напряжениях между анодом и катодом оксидированные и торированные катоды быстрее разрушаются от бомбардировки катода положительными ионами остатков газа.

Для использования термоэлектронной эмиссии применяют катоды двух типов: *прямого накала*, накаляемые непосредственно током от аккумулятора или переменным током низкого напряжения от трансформатора, и *косвенного накала* (*подогревные*). В катодах косвенного накала (рис. 187) проволока, накаляемая током, помещена

внутри узкого керамического цилиндра и служит только для нагрева этого цилиндра; термоэлектронная эмиссия осуществляется внешней металлизированной поверхностью цилиндра (цилиндрик катода поверх слоя металла покрыт тонким слоем окиси кальция с прибавкой редких земель).

Термоэлектронная эмиссия получила наиболее широкую область применения в электронных лампах, которые имеют разнообразное радиотехническое назначение и различное устройство, но вместе с тем имеют одну общую черту. А именно, в электронных лампах в отличие от других термоэлектронных приборов так размещают электроды, чтобы создаваемое ими поле, налагаясь на поле пространственного заряда (облака электронов у поверхности накаленного катода), позволяло бы при небольших изменениях напряжения, подводимого к вспомогательным электродам, получать резкие и возможно большие изменения величины термоэлектронного тока, проходящего через лампу. С этой целью аноды и дополнительные сетчатые электроды электронных ламп устраивают обычно в виде коаксиальных цилиндров строго рассчитанных размеров и помещают накаливаемый катод по оси цилиндра. Действие электронных ламп разобрано в §§ 52 и 53.

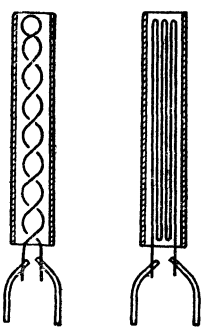


Рис. 187. Катоды косвенного накала (подогревные).

Об одном из важных применений термоэлектронной эмиссии — об «электронной пушке», служащей для получения электронного луча в катодных осциллографах, — рассказано в § 68. В электронной пушке электроны, испускаемые накаленным катодом, получают значительное ускорение в электрическом поле между катодом и кольцевыми анодами. Этот метод ускорения электронного потока применяется во многих электронных приборах и, в частности, в высоковольтных (на миллионы вольт) электронных трубках, предназначенных для атомно-ядерных исследований.

Устройство этих трубок и других мощных ускорительных приборов атомно-ядерной физики, в которых также используется термоэлектронный ток (бетатронов), и методы расчета ускорительных и фокусирующих полей пояснены в разделах физики атома и электронной оптики в третьем томе курса.

§ 51. Торможение электронного потока. Рентгеновы трубки

Среди разнообразных применений электронного потока, испускаемого накаленным катодом и ускоряемого действием электрического поля, особое место занимает использование явлений, возникающих при *внезапном торможении* быстро двигавшихся электронов.

Эти явления были открыты в 1895 г. Рентгеном, который, экспериментируя с катодными лучами, заметил, что из тех мест вакуум-трубки, на которые падают катодные лучи, исходят лучи иной природы (некорпускулярные «X-лучи»), невидимые глазом, но действующие на фотографическую пластинку и вызывающие флуоресценцию некоторых веществ (например, сернистого цинка, платиносинеродистого бария и т. п.). Лучи эти проходят через стекло и через многие вещества, непрозрачные для лучей видимого света (например, через картон, дерево, через органические ткани). Различными веществами эти лучи поглощаются тем сильнее, чем больше атомный номер элементов, из которых состоит вещество.

Лучи эти (называемые ныне лучами Рентгена) ионизируют газы, делая их электропроводящими. В магнитном и электрическом полях лучи Рентгена не отклоняются.

Наиболее интенсивное рентгеновское излучение можно получить, поставив на пути катодного пучка пластинку, изготовленную из тяжелого металла, например из вольфрама или платины,— так называемый *антикатод*.

Рентгеновы лучи, подобно лучам видимого света, представляют собой электромагнитные волны, но с очень малой длиной волны. Самые короткие волны видимого спектра имеют длину $4 \cdot 10^{-5}$ *см*. Длина волны самых длинных («мягких») рентгеновых лучей измеряется несколькими ангстремами, а самых коротких («жестких») — долями ангстрема (1 ангстрем равен 10^{-8} *см*).

Рентгеново излучение возникает при внезапной остановке электронов у поверхности анода (антикатода). Каждый движущийся электрон, подобно электрическому току, несет за собой магнитное поле. Резкая остановка электрона приводит к быстрому уничтожению сопровождающего его магнитного поля; при этом в соседних точках индуцируется по законам электродинамики электрическое поле, которое, исчезая, возбуждает вновь магнитное поле, и т. д.; таким образом, возникает и распространяется короткий электромагнитный импульс. Чем быстрее электрон, тем резче его остановка у анода, тем меньше длина волн образующегося при этом рентгенового излучения торможения, тем излучение это, как говорят, «жестче».

Следует, однако, отметить, что такая трактовка возникновения сплошного рентгенова спектра недостаточна для объяснения особенностей распределения в нем энергии по длинам волн. В частности, с точки зрения классических представлений необъяснимо существование *границы сплошного спектра со стороны малых длин волн*, определяемой формулой

$$\lambda_{\text{мин}} = \frac{12\,300}{V} \text{ ангстрем},$$

где V — разность потенциалов между электродами трубки, выраженная в вольтах.

Существование этой границы сплошного спектра объясняется тем, что при торможении наиболее быстрых электронов, получивших в электрическом поле энергию eV, излучаются фотоны $h\nu = eV$.

Кроме излучения торможения, вещество антикатода испускает (при достаточно больших скоростях электронов) еще так называемое *характеристическое излучение*, вся энергия которого падает на определенные характерные для данного вещества антикатода длины волн (линейчатый рентгеновский спектр). Полная теория рентгеновского спектра создана на основе квантовых представлений о природе рентгеновых лучей (т. III, § 61).

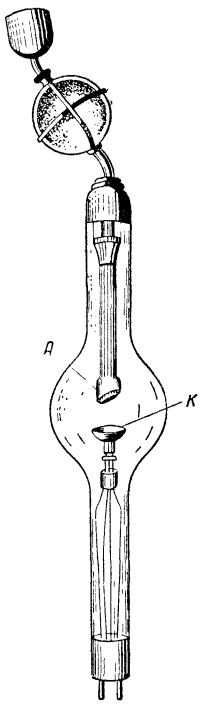


Рис. 188. Рентгенова трубка

Рентгеновы лучи нашли широкое применение в медицине и в технике. В связи с этим чрезвычайно развилась техника получения рентгеновых лучей и их использования — рентгенотехника. В то же время изучение свойств рентгеновых лучей дало ценнейший материал для теоретической физики.

Установка для получения рентгеновых лучей состоит из аппарата, дающего постоянный по направлению «выпрямленный» ток высокого напряжения, и рентгеновой трубки (рис. 188). Рентгенова трубка имеет накаляемый катод. В стеклянном баллоне, из которого выкачан воздух до вакуума 10^{-6}—10^{-7} *мм* ртутного столба, находится заключенная в металлический цилиндр плоская вольфрамовая спираль K, являющаяся катодом; эта спираль накаливается током от специального трансформатора накала. Анодом (или, иначе, «антикатодом») служит вольфрамовая или платиновая пластинка A (в некоторых специальных трубках пластинка из молибдена, серебра, меди или железа), впаянная в основание пустотелого медного цилиндра. Анод нагревается падающим на него потоком электронов; его охлаждают водой.

Если повышать температуру накала нити катода, увеличивая ток накала, то электронная эмиссия спирали возрастает и соответственно увеличивает интенсивность рентгенова излучения при неизменном «качестве» лучей.

При увеличении напряжения, приложенного к трубке, также увеличивается интенсивность рентгенова излучения, но при этом возрастает «жесткость» лучей, т. е. способность их проходить сквозь вещество — «проникающая способность».

Как было упомянуто, питание рентгеновых трубок производится выпрямленным током высокого напряжения. Для выпрямления

тока, получаемого от трансформатора, чаще всего служат электровакуумные трубки особого устройства — *кенотроны*. Кенотрон представляет собой откачанную до крайних пределов разрежения трубку с накаленным катодом. Катодом кенотрона служит накаливаемая посторонним током вольфрамовая спираль, анодом служит танталовый кружок или шарик. Прохождение тока через такую трубку обусловлено эмиссией электронов от раскаленного катода к аноду; если анод не нагрет, то в обратном направлении ток проходить не может. Ток не проходит в обратном направлении даже при напряжении в сотни тысяч вольт. (Подробнее о кенотронах сказано в следующем параграфе.)

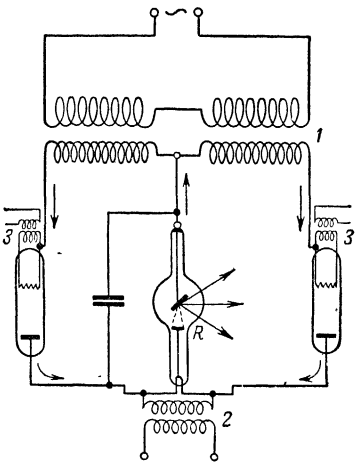


Рис. 189. Схема рентгеновой установки.

На рис. 189 показана простейшая схема питания рентгеновой трубки током. На схеме: *1* — трансформатор высокого напряжения, *2* и *3* — трансформаторы накала рентгеновой трубки и кенотронов, *R* — рентгенова трубка.

В медицине применяют для диагностики рентгеновы трубки на напряжения около 60 000 *в* при величине тока от 10 до 400 *ма* (величину тока соразмеряют со временем просвечивания; когда пользуются током 200—400 *ма*, то производят включение только на 5—10 сек.). В технике пользуются установками и трубками двух типов: на большие напряжения до 250 000 *в* и на сравнительно малые напряжения 30 000—80 000 *в*.

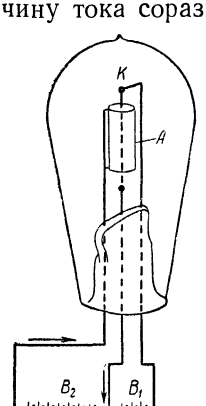


Рис. 190. Схема диода.

§ 52. Пустотные выпрямители тока (диоды, кенотроны)

Как уже упоминалось, на использовании термоэлектронной эмиссии основано устройство важнейшей части радиотехнической аппаратуры — *электронной лампы*. Схема простой *двухэлектродной* электронной лампы — пустотного выпрямителя тока — показана на рис. 190. Внутри стеклянного баллона, из которого воздух тщательно удален, находятся два электрода. Один из этих электродов (нить *K*) выполнен в виде металлической проволочки, накаливаемой

электрическим током от низковольтного трансформатора накала или же от батареи B_1 (часто применяется подогревный катод, рис. 187, стр. 250). Второй электрод — металлический цилиндр A — охватывает первый.

Электрод K окружен пространственным отрицательным зарядом — электронным облаком. Число электронов в этом электронном облаке увеличивается при повышении температуры нити (§ 50); теряя электроны, электрод K заряжается положительно. Если этот электрод заземлить и сообщить второму электроду, цилиндру A, некоторый положительный заряд $+Q$, то электроны пространственного заряда будут притягиваться положительным зарядом; известная часть электронов, заряд которой численно равен Q, устремится от K к цилиндру A. Это движение электронов будет продолжаться до тех пор, пока заряд $+Q$ не будет полностью нейтрализован.

Если постоянно возобновлять положительный заряд на цилиндре A и, с другой стороны, пополнять убыль электронов в K (для этого нужно подключить к электродам источник достаточно высокого постоянного напряжения, например аккумуляторную батарею B_2), то внутри лампы установится постоянный ток электронов от K к цилиндру A и в цепи источника напряжения (через батарею B_2) будет идти постоянный электрический ток.

От чего зависит количество электронов, пробегающих в единицу времени путь между анодом и катодом? Очевидно, что число электронов, увлекаемых анодом A, пропорционально заряду, который ему сообщен. Если между нитью и анодом приложено напряжение V, то этот заряд равен

$$Q = CV,$$

где C — емкость между нитью и анодом, которые образуют цилиндрический конденсатор. Следовательно, количество увлекаемых электронов зависит от расположения и размеров анода и от приложенного к нему напряжения.

Чем ближе поверхность анода к нити, тем больше емкость C и тем больше влияние анода на электроны пространственного заряда. Чем выше напряжение, приложенное между нитью и анодом, тем больше количество увлекаемых электронов; следовательно, ток в анодной цепи электронной лампы будет возрастать при увеличении напряжения V. Однако это возрастание тока в цепи анода при увеличении напряжения является ограниченным. В самом деле, оно может продолжаться только до тех пор, пока имеется запас электронов в пространственном заряде (рис. 191).

Предельный ток называют *током насыщения* электронной лампы. Нужно, однако, заметить, что пространственный заряд при этом не исчезает и кривая распределения потенциала остается криволинейной. При отсутствии зарядов между анодом и нитью распределение

потенциала подчинялось бы прямолинейному закону. Практически полное уничтожение пространственного заряда наступает лишь при очень больших анодных напряжениях.

Напряжение, при котором устанавливается ток насыщения, зависит от емкости между нитью и анодом: чем меньше емкость, т. е. чем дальше поверхность анода от нити, тем большее напряжение необходимо для достижения тока насыщения.

На рис. 192 графически представлена зависимость тока в анодной цепи от напряжения, приложенного между анодом и нитью. Такие графики обычно называются *характеристиками лампы*. На рис. 192 приведены характеристики двухэлектродной лампы для разных температур катода. Как видим, для более высоких температур ток насыщения получается большим. Характеристика лампы на значительном участке близка к прямой линии. Иногда, идеализируя, ее принимают за прямолинейную от нуля и до тока насыщения.

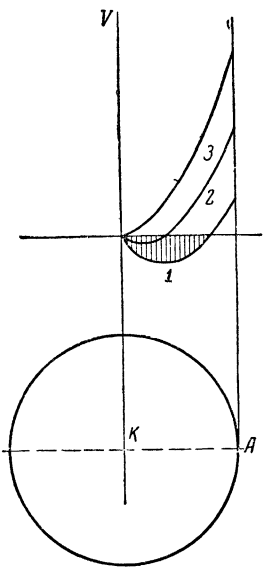


Рис. 191. Распределение потенциала в электронной лампе при малом анодном напряжении (*1*) и при увеличении напряжения между анодом и нитью (*2*, *3*).

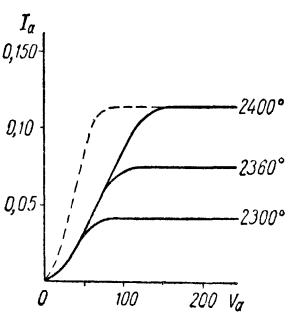


Рис. 192. Характеристика двухэлектродной лампы с вольфрамовой нитью для различных температур нити.

Поступая так, мы предполагаем, что в области положительных напряжений на аноде вплоть до тока насыщения лампа ведет себя, как обычный проводник, подчиняющийся закону Ома, т. е. ток через лампу пропорционален приложенному к ней напряжению:

$$I_a = \frac{V_a}{R_i}. \qquad (3)$$

Мы видим, что лампу можно характеризовать определенным, ей присущим сопротивлением, так называемым *внутренним сопротивлением лампы*. Очевидно, чем круче идет характеристика лампы,

тем меньше внутреннее сопротивление лампы. Внутреннее сопротивление лампы и ее ток насыщения являются величинами, характеризующими двухэлектродную лампу с достаточной полнотой.

Действительная характеристика лампы не прямолинейна; тем не менее сохраняют представление о внутреннем сопротивлении лампы, но определяют эту величину, дифференцируя выражение закона Ома (3) в предположении, что хотя бы для относительно небольшого участка характеристики R_i=const:

$$R_i = \frac{dV_a}{dI_a}. \tag{4}$$

Таким образом, *дифференциальным внутренним сопротивлением лампы* называют отношение дифференциально малого прироста анодного напряжения к тому приросту тока в лампе, который вызывается этим увеличением анодного напряжения.

Начальные участки характеристик двухэлектродной лампы для разных температур, как показывает рис. 192, совпадают. Здесь характеристика является наиболее криволинейной. В этой области сравнительно малых напряжений между анодом и катодом зависимость тока от напряжения определяется законом Богуславского — Ленгмюра:

$$I_a = KV_a^{\frac{3}{2}}. \tag{5}$$

Здесь K — константа, характеризующая размеры и форму электродов и не зависящая от температуры катода.

На рис. 192 пунктиром представлена характеристика лампы, имеющей большую емкость C, т. е. такой лампы, у которой анод расположен ближе к нити. Ток насыщения для такой лампы достигается при меньших значениях напряжения и характеристика ее идет круче.

Что получится, если мы сообщим аноду не положительный заряд, а отрицательный, например приложим обратное напряжение между электродами, переменив полюсы батареи? Очевидно, что в этом случае тока не будет, так как электроны не будут увлекаться к цилиндру A. Следовательно, электронная лампа обладает односторонней (*униполярной*) проводимостью и может служить для выпрямления тока. Такие лампы, предназначенные для выпрямления тока, получаемого от трансформатора или от динамо-машин переменного тока, как уже упоминалось в предыдущем параграфе, называют *кенотронами*; двухэлектродные лампы, применяемые в радиоприемниках для выпрямления высокочастотных токов, носят название *диодных детекторов*.

§ 53. Усилительные электронные лампы (триоды)

Описанный выше диод имеет сравнительно ограниченный круг применения. Более важным типом электронной лампы является *триод* (*трехэлектродная лампа*). Схема триода показана на рис. 193. Мы видим, что все отличие заключается в спиральном электроде D, окружающем катод. В триоде ток зависит не только от напряжения, приложенного к аноду, но и от знака и величины заряда электрода D, который носит обычно название *сетки* или *управляющего электрода*.

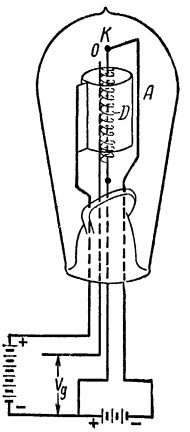


Рис. 193 Схема триода.

Когда сетке D сообщен отрицательный заряд, то это тормозит движение электронов от нити к аноду (к цилиндру A). Очевидно, что если сообщить сетке D достаточно большой отрицательный заряд, то движение электронов от катода к аноду станет невозможным.

Если сетка заряжена положительно, то некоторые увлекаемые ею электроны, падая на сетку, частью нейтрализуют ее положительный заряд. Однако большинство электронов вследствие большого расстояния между витками спирали пролетит по инерции мимо проводников сетки и достигнет анода; следовательно, при положительном потенциале сетки (положительном заряде на сетке) ток в анодной цепи растет. Мы располагаем, таким образом, возможностью *изменять ток в анодной цепи лампы, изменяя напряжение между сеткой и нитью.*

На первый взгляд может показаться, что в этом нет особого преимущества триода в сравнении с диодом. В самом деле, ведь и в двухэлектродной лампе мы имеем возможность влиять на ток в цепи анода, изменяя напряжение между анодом и нитью. Однако нетрудно понять, что влияние напряжения сетки на анодный ток проявляется гораздо резче, чем воздействие (на ток) анодного напряжения.

Действительно, поскольку сетка находится значительно ближе к катоду, чем анод, то даже при небольшом отрицательном заряде сетка будет сильнее отталкивать электроны, эмиттируемые катодом, чем анод притягивать их. При положительном потенциале анода (по отношению к катоду) в 100—200 *в* отрицательный потенциал сетки всего в несколько вольт может полностью приостановить ток через лампу — «запереть лампу». Рис. 194 показывает создающуюся при этом картину поля в триоде.

С другой стороны, даже при небольшом положительном потенциале сетка будет сообщать эмиттированным электронам ускорение от катода большее, чем более удаленный анод.

Оценим действие сетки количественно. Число электронов, увлекаемых сеткой и анодом, определяется величиной положительного

заряда этих электродов. При этом почти все увлекаемые сеткой электроны проходят через ячейки сетки и достигают анода, лишь небольшая часть их составляет ток сетки.

Таким образом, ток анода определяется суммарным зарядом Q сетки и анода:

$$Q = C_a V_a + C_g V_g.$$

Здесь C_a — емкость между анодом и катодом, C_g — емкость между сеткой и катодом, V_a и V_g — соответствующие напряжения. Мы видим, что если C_g (как обычно бывает) значительно больше C_a, так как спираль сетки расположена ближе к катоду, чем

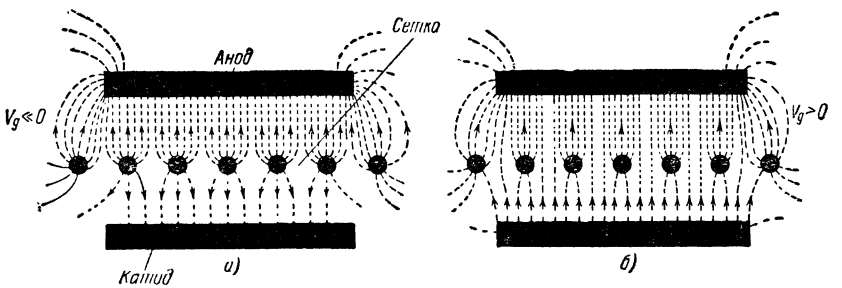


Рис. 194. Картина поля в триоде при различных значениях потенциала сетки V_g. Стрелки показывают направление сил, действующих на электроны; *а* — лампа «заперта», *б* — проходит анодный ток.

поверхность анода, то влияние V_g на величину Q значительно сильнее, чем влияние V_a.

Обозначим:

$$\frac{C_g}{C_a} = \mu$$

(эту величину называют *коэффициентом усиления лампы*; важное замечание о таком определении коэффициента усиления сделано ниже). Тогда, очевидно,

$$Q = C_a(V_a + \mu V_g). \tag{6}$$

Мы видим, что можно представить себе трехэлектродную лампу обладающей только анодом и не имеющей сетки, но тогда для достижения той же величины анодного тока нам пришлось бы приложить к аноду не напряжение V_a, а напряжение $V_a + \mu V_g$.

Таким образом, если для диода исчерпывающей характеристикой являлась зависимость между напряжением на аноде и током в анодной цепи, то, чтобы получить аналогичную характеристику триода, мы должны откладывать на оси абсцисс не V_a, а $V_a + \mu V_g$. Это суммарное напряжение, которое определяет собой электронный ток, носит название *управляющего напряжения*.

Мы видим, что, оставляя напряжение на аноде постоянным, можно в широких пределах изменять анодный ток, регулируя управляющее напряжение за счет изменения напряжения V_g сетки.

Этот результат чрезвычайно важен. Дело в том, что коэффициент усиления μ зависит от устройства лампы и может быть сделан весьма большим. С другой стороны, важно то, что благодаря чрезвычайно малой массе электронов управление анодным током в электронной лампе практически безынерционно. Изменение тока (достигающего в мощных лампах десятков ампер) мгновенно следует за изменением напряжения на сетке. Именно это обстоятельство и делает электронную лампу столь необходимой в технике быстропеременных токов («токов высокой частоты»).

Мы видели в § 52, что двухэлектродная лампа характеризуется ее внутренним сопротивлением и током насыщения. Для трехэлектродной лампы дело обстоит несколько сложнее.

Прежде всего, следует отметить, что, определяя коэффициент усиления μ как отношение емкости сетка — катод C_g к емкости анод — катод C_a, нельзя пользоваться обычными значениями межэлектродной емкости холодной лампы.

Как показывает более полная теория лампы, межэлектродные емкости C_g и C_a зависят от многих факторов и в зажженной лампе не могут быть приняты такими же, как в незажженной. Если бы мы сообщили аноду и сетке одинаковый потенциал по отношению к катоду, то величина μ указывала бы, во сколько раз число силовых линий, исходящих из катода и перехватываемых сеткой, превышает число силовых линий, достигающих анода. Понятно, что пространственный заряд сильно влияет на распределение силовых линий; будучи сосредоточен между катодом и сеткой, он значительно увеличивает емкость C_g (как бы приближает поверхность катода к сетке). Поэтому электродные емкости, определенные для незажженной лампы, не пригодны для вычисления коэффициента усиления μ по формуле $\mu = \frac{C_g}{C_a}$. Здесь должны разуметься динамические емкости, зависящие от режима работы лампы. Их определение является затруднительным, поэтому коэффициент усиления, как пояснено ниже, вычисляют иначе.

Если бы мы решили заменить триод диодом, то, как было показано, для сохранения прежней величины тока мы должны были бы приложить к аноду управляющее напряжение $V_a + \mu V_g$. Для прямолинейного участка характеристики[1]), где справедлив закон Ома, сопротивление лампы, как и в случае двухэлектродной лампы,

[1]) Для начального криволинейного участка характеристики зависимость тока от управляющего напряжения выражается согласно закону Богуславского — Ленгмюра (§ 52) формулой

$$I_a = K V_{\text{упр}}^{\frac{3}{2}}.$$

называют *внутренним сопротивлением* R_i:

$$I_a = \frac{V_{\text{упр. анода}}}{R_i} = \frac{1}{R_i}(V_a + \mu V_g). \tag{7}$$

В общем случае для криволинейных участков характеристики под внутренним сопротивлением лампы понимают аналогично случаю диода:

$$R_i = \frac{dV_a}{dI_a} \quad (\text{при } V_g = \text{const}). \tag{8}$$

Коэффициент усиления лампы μ показывает, во сколько раз напряжение, приложенное к сетке, действует сильнее, чем то же напряжение, приложенное к аноду; иначе говоря, он показывает, на сколько милливольт нужно уменьшить анодное напряжение, чтобы сохранить неизменным ток при повышении потенциала сетки на 1 *мв*. Точнее,

$$\mu = -\frac{dV_a}{dV_g} \quad (\text{при } I_a = \text{const}). \tag{9}$$

Легко видеть, что такое определение μ совпадает с тем, которое получается из дифференцирования уравнения (7), поскольку для прямолинейного участка характеристики R_i=const.

Величину, обратную коэффициенту усиления, называют *проницаемостью лампы*:

$$D = \frac{1}{\mu}.$$

Кроме указанных независимых параметров триода (тока насыщения, R_i и μ), часто пользуются еще одним параметром (который зависит от R_i и μ) — так называемой *крутизной лампы* S Крутизна лампы показывает, на сколько миллиамперов возрастает ток при увеличении напряжения сетки на 1 *в*. Точнее,

$$S = \frac{dI_a}{dV_g} \quad (\text{при } V_a = \text{const}). \tag{10}$$

Крутизну лампы называют также *проводимостью лампы по сетке*. Это название имеет следующее происхождение. Если бы, заменяя триод диодом, мы расположили анод на месте сетки, то для сохранения прежнего тока нужно было бы приложить к сетке (ставшей теперь анодом) управляющее напряжение $V_g + \frac{V_a}{\mu}$ (это видно из формулы (6), если в ней за знак скобок вынесено не C_a, а C_g). Таким образом,

$$I_a = SV_{\text{упр. сетки}} = S\left(V_g + \frac{V_a}{\mu}\right). \tag{11}$$

Величина S больше $\frac{1}{R_i}$ в μ раз. Действительно, сравнивая оба выражения для анодного тока (7) и (11), получаем:

$$S = \frac{\mu}{R_i}. \tag{12}$$

Это соотношение между основными величинами, характеризующими трехэлектродную лампу, было дано Баркгаузеном.

Руководствуясь дифференциальным определением параметров лампы (8), (9), (10), уравнение Баркгаузена можно вывести просто из выражения полного дифференциала тока:

$$dI_a = \left(\frac{\partial I_a}{\partial V_a}\right)_{V_g} dV_a + \left(\frac{\partial I_a}{\partial V_g}\right)_{V_a} dV_g = \frac{1}{R_i} dV_a + S\, dV_g.$$

Отсюда при $I_a = \text{const}$

$$-\left(\frac{\partial V_a}{\partial V_g}\right)_{I_a} = \mu = SR_i.$$

Обычно характеристики усилительных ламп представляют в виде графиков зависимости тока от напряжения на сетке (*сеточные характеристики*) или от напряжения на аноде (*анодные характеристики*) [1].

На рис. 195 приведена сеточная характеристика одной из усилительных ламп.

Для определения параметров лампы, например при анодном напряжении в 200 *в*, в прямолинейном участке кривой, изображающей для этого напряжения зависимость тока от потенциала сетки, строят треугольник, как показано на рис. 195 пунктиром. В рассматриваемом случае ΔI_a (вертикальный катет треугольника, изображенного на рис. 195 пунктиром) ≈ 2 *ма* и ΔV_g (горизонтальный катет) ≈ 1 *в*, стало быть,

$$S \approx 2 \text{ ма/в}.$$

В приведенном примере $\Delta V_a \approx 40$ *в*, а $\Delta I_a \approx 2$ *ма*, следовательно,

$$R_i = 20 \text{ в/ма} = 20\,000 \text{ омов}.$$

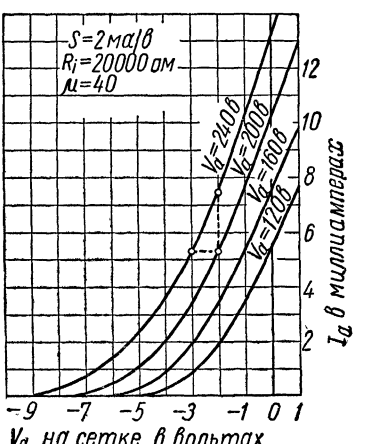


Рис. 195. Сеточная характеристика триода.

Как видно из рис. 195, при изменении анодного напряжения на 40 *в* характеристика смещается в горизонтальном направлении (т. е. с сохранением $I_a = \text{const}$) на 1 *в* сеточного напряжения. Следовательно, $\mu \approx 40$.

Параметры электронных ламп и ток насыщения имеют в зависимости от типа лампы самое разнообразное значение. Так, у усилительных трехэлектродных ламп радиоприемников R_i бывает порядка 10 000—50 000 омов; μ около 10—60, соответствующая крутизна получается порядка 1—2 *ма/в*, ток насыщения 10—40 *ма*, напряжение источника тока в анодной цепи 100—240 *в*.

Для мощной же лампы на 20 *квт*: $\mu = 40$, $S = 25$ *ма/в*, $R_i = 1600$ омов, ток насыщения 15 *а*, рабочее анодное напряжение 10 000 *в*. «Нить» такой лампы

[1]) Потенциал катода считают равным нулю.

представляет собой вольфрамовую проволоку толщиной 1 *мм*. Ток, потребный для накала такой «нити», достигает 50 *а*.

Чтобы разобраться в том, как проявляется усилительное действие трехэлектродной лампы обратимся к схеме, изображенной на рис. 196. Здесь показано, что в цепь анода лампы включается некоторое сопротивление, так называемая *анодная нагрузка*. Для отдачи максимальной мощности анодную нагрузку бывает выгодно брать такой же, каково внутреннее сопротивление лампы. Потенциал V_a анода лампы равен, очевидно, потенциалу анодной батареи $V_{бат}$ за вычетом падения напряжения на анодной нагрузке, падение же напряжения на анодной нагрузке определяется величиной тока, проходящего через лампу:

$$V_a = V_{бат} - I_a R_a. \tag{13}$$

Небольшое увеличение потенциала сетки ΔV_g вызывает сильное увеличение анодного тока ΔI_a. Соответственно резко возрастает падение напряжения на

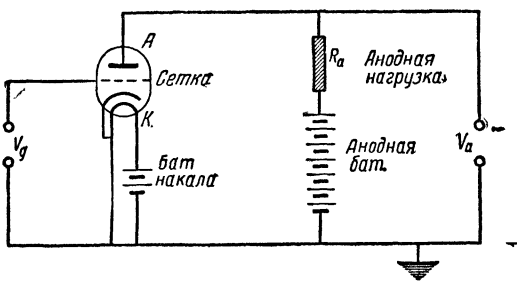


Рис. 196. Схема использования триода для усиления электрических колебаний

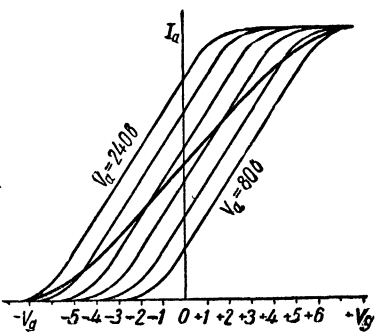


Рис. 197. Динамическая характеристика триода.

анодной нагрузке $\Delta I_a R_a$. Это мгновенно приводит к многократному в сравнении с ΔV_g уменьшению потенциала анода: $-\Delta V_a = \Delta I_a R_a$. По формуле (7)

$$\Delta I_a = \frac{1}{R_i}(\Delta V_a + \mu \Delta V_g).$$

Подставляя сюда $\Delta I_a = -\frac{\Delta V_a}{R_a}$, находим, что

$$-\Delta V_a = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_a}} \Delta V_g. \tag{14}$$

Отношение $-\frac{\Delta V_a}{\Delta V_g}$ показывает, во сколько раз получаемое изменение напряжения на анодной нагрузке превосходит тот сдвиг напряжения, который был сообщен сетке. Мы видим, таким образом что *электронная лампа в каскаде усилителя на сопротивлениях увеличивает колебания напряжения, подведенные к сетке, в* $\frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_a}}$ раз.

Если для лампы, имеющей определенную нагрузку R_a в цепи анода, мы выразим графически зависимость тока от напряжения на сетке (при $V_{бат}$=const), то получим так называемую *динамическую характеристику* лампы (рис. 197). Наклон динамической характеристики — ее крутизна — всегда меньше наклона статических характеристик.

§ 54. Фотоэлектрический эффект. Фотоэлементы. Фотореле

Когда на поверхность проводника падают лучи света, то металл испускает электроны и сам заряжается поэтому положительно. Это явление испускания электронов освещаемой поверхностью металла носит название *фотоэлектрического эффекта*, или сокращенно *фотоэффекта*.

Фотоэффект был открыт в 1887 г. немецким физиком Г. Герцом и изучен профессором Московского университета Александром Григорьевичем Столетовым в 1888—1890 гг. Столетов установил, что металл (первые опыты проводились с цинком), заряженный отрицательно, быстро утрачивает свой заряд, если на поверхность металла направить лучи света, и в особенности ультрафиолетовые лучи (рис. 198). Столетов измерял величину разрядного тока и обнаружил, что, во-первых, разрядный ток мгновенно прекращался при выключении света и, во-вторых, величина разрядного тока, измеряющаяся, очевидно, количеством электронов, вырываемых светом из металла, пропорциональна падающей на поверхность металла энергии излучения данного спектрального состава. Последующими опытами было показано, что скорость выбрасываемых из металла электронов возрастает с уменьшением длины волны излучения, иначе говоря, скорость электронов возрастает при увеличении частоты излучения.

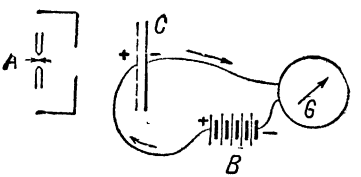


Рис. 198. Схема опытов А. Г. Столетова. *A* — источник света (дуга), *C* — катод, на освещенную поверхность которого лучи света проникают через металлическую сетку, служащую анодом.

В высшей степени важная особенность явления фотоэффекта заключается в том, что для каждой данной металлической поверхности существует вполне определенная минимальная частота излучения, способного вырывать из металла электроны; освещение металла лучами меньшей частоты не дает никакого эффекта.

Перечисленные свойства фотоэффекта необъяснимы с точки зрения волновой природы света; они, однако, легко могут быть поняты с точки зрения квантовой теории. Исходя из теории квантов, Эйнштейн (1905 г.) дал простое уравнение, вскрывающее сущность фотоэффекта.

Квант радиации (излучения) с частотой ν имеет энергию, равную $h\nu$ ($h=6{,}62\cdot10^{-27}$ *эрг·сек* — постоянная Планка; т. I, § 90). Представим себе, что вся эта энергия переходит к некоторому электрону, находившемуся внутри атома вещества. Если A_1 есть работа, потребная для вырывания электрона из атома (т. е. для ионизации атома), и A_2 — работа, необходимая для выведения электрона сквозь поверхностный слой вещества, то кинетическая энергия электрона,

вырвавшегося наружу, будет:

$$K = h\nu - (A_1 + A_2). \qquad (15)$$

В этом уравнении Эйнштейна содержится объяснение всех основных свойств фотоэффекта. Мы видим, что для вылета электронов необходимо освещать поверхность тела лучами такой частоты ν, чтобы $h\nu$ было больше суммы $A_1 + A_2$. Кинетическая энергия, а следовательно, и скорость вылетающих электронов тем более велики, чем больше частота излучения ν, т. е. чем меньше длина волны. Число выброшенных электронов определяется числом падающих на поверхность тела квантов, поэтому количество испускаемых в секунду электронов пропорционально мощности поглощаемой телом радиации.

При освещении рентгеновыми лучами, имеющими очень большую частоту, происходит выбрасывание электронов, которые были расположены глубоко внутри атома (для них работа вырывания A_1 велика). Освещение видимыми и ультрафиолетовыми лучами вызывает всегда освобождение самого внешнего в атоме электрона.

От описанного выше *нормального* фотоэффекта отличают так называемый *селективный* (избирательный) фотоэффект, наблюдаемый у щелочных металлов. Особенность селективного фотоэффекта заключается в том, что при освещении щелочного металла радиацией, имеющей некоторую определенную длину волны, обнаруживается максимум электронной эмиссии; если освещать тот же металл лучами большей или меньшей частоты, то выбрасывается меньшее число электронов.

Фотоэффект практически безынерционен: время запаздывания фотоэффекта по отношению к моменту освещения поверхности во всяком случае не превышает $3 \cdot 10^{-9}$ сек.

Если электроны вырываются действием радиации из атомов вещества, но при этом остаются внутри тела, а не выбрасываются наружу, то электропроводность вещества возрастает. Этим явлением *внутреннего* фотоэффекта объясняется резкое увеличение электропроводности селена, когда он подвергается освещению (стр. 171).

Приборы для наблюдения и использования фотоэффекта — *фотоэлементы* — устраивают обычно следующим образом (рис. 199). Часть внутренней поверхности колбы покрывают слоем металла (например, слоем натрия, калия, цезия и т. д., обычно эти металлы наносят на «подслой» из серебра), этот слой металла служит катодом. Часть колбы оставляют прозрачной для освещения катодного слоя.

Внутри колбы помещают второй электрод — анод, представляющий собой сетку, кольцо или просто металлический ввод в центре. Колба откачивается, и между электродами накладывается разность потенциалов. Электроны, выбрасываемые под действием света из катодного слоя металла, устремляются к аноду и обусловливают прохождение тока.

Для наблюдения фотоэффекта включают в цепь гальванометр. Получаемый ток зависит от освещенности и составляет обычно доли миллиампера. При постоянной освещенности фототок сначала растет с напряжением, но при увеличении напряжения до 200—250 *в* все электроны, выбрасываемые катодом, улавливаются анодом, достигается ток насыщения и дальнейшее повышение напряжения уже не приводит к увеличению тока.

Фотоэффект с чистых металлических поверхностей достаточен для использования только при освещении ультрафиолетовыми лучами. При изготовлении технических фотоэлементов металлический катод особым образом «обрабатывается» (его подвергают действию серы, водорода, кислорода), что повышает его чувствительность.

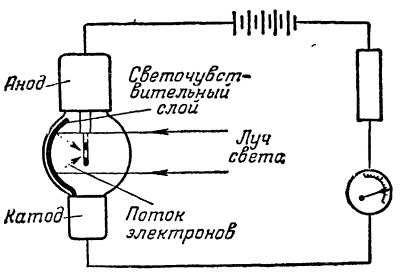


Рис. 199. Фотоэлемент.

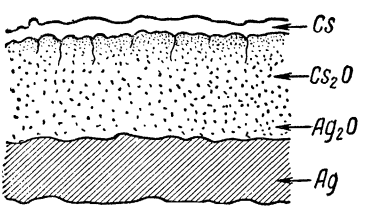


Рис. 200. Строение кислородно-цезиевого катода.

Для усиления фототока колбу фотоэлемента наполняют инертным газом (неоном или аргоном); в этом случае каждый фотоэлектрон, двигаясь с большой скоростью к аноду, вызывает по пути ионизацию многих атомов газа, что порождает ионный ток, в несколько раз больший, чем ток фотоэлектронной эмиссии.

Высокой чувствительностью к видимым и инфракрасным лучам обладают фотоэлементы с *кислородно-цезиевыми катодами*. Для получения таких катодов внутреннюю поверхность стеклянной колбы покрывают (химическим способом) слоем серебра. Поверхность этого слоя серебра окисляют разрядом в кислороде. На эту «подстилку» осаждают пары цезия (перегонкой при температуре 180—190°). В результате такой обработки катод оказывается состоящим из четырех слоев (рис. 200): серебра, окиси серебра, окиси цезия и тонкой поверхностной пленки адсорбированного цезия. Свет вырывает электроны из атомов цезия, ионизируя атомы цезия, которые быстро вновь нейтрализуются свободными электронами серебра, проникающими на поверхность через слои окислов серебра и цезия.

Кислородно-цезиевые фотокатоды дают в вакуумных фотоэлементах ток порядка 15—20 *мка/лм*, а в газонаполненных фотоэлементах — до 70—150 *мка/лм*; они наиболее чувствительны к лучам

с длиной волны 0,62 μ (оранжево-желтый цвет), но пригодны и для инфракрасных лучей с длиной волны до 1,1 μ.

Строение, аналогичное кислородно-цезиевому фотокатоду, и сходные с ним свойства (даже бо́льшую чувствительность) имеют активированные кислородом *сурьмяно-цезиевый* и *висмуто-цезиевый катоды*.

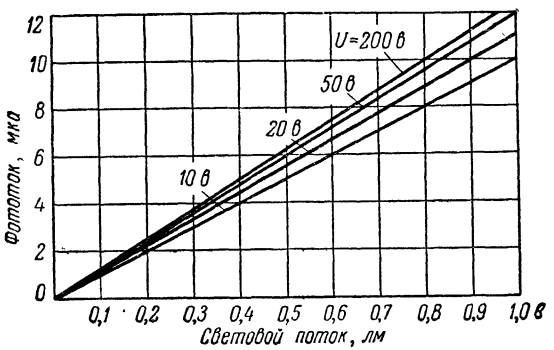


Рис. 201. Световая характеристика вакуумного кислородно-цезиевого элемента.

Высокой чувствительностью (до 80—100 *мка/лм*) отличаются *сурьмяно-калиево-натриевые фотокатоды* (их называют также *мультищелочными*); при добавлении цезия чувствительность мультищелочных фотокатодов удалось повысить до 180 *мка/лм*. Однако вся эта группа фотокатодов пригодна только для видимого света.

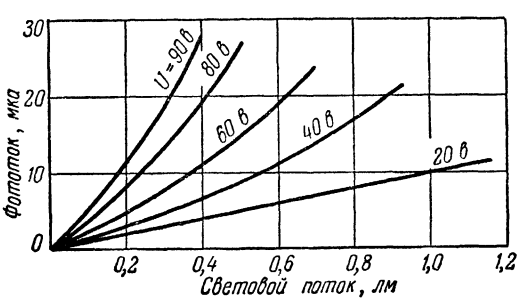


Рис. 202 Световая характеристика газонаполненного фотоэлемента.

В вакуумных фотоэлементах ток строго пропорционален световому потоку (рис. 201), в газонаполненных фотоэлементах линейная зависимость между током и световым потоком сохраняется только для небольших анодных напряжений или малых световых потоков (рис. 202). Газонаполненные фотоэлементы в тысячи раз более

инерционны, чем вакуумные, но все же инерционность их невелика (порядка 10^{-6} сек.).

Большое распространение получили *фотоэлементы с запирающим слоем*. Эти фотоэлементы не требуют внешнего источника тока. Такой фотоэлемент (рис. 203) представляет собой две изготовленные из металла и полупроводника пластинки соприкасающиеся друг с другом и покрытые сверху тонким полупрозрачным слоем металла (или же сетчатым электродом). Верхний слой металла (или сетчатый электрод) соединяют проводником с нижней пластинкой. Под действием света на границе между металлом и полупроводником, обладающей униполярной проводимостью (стр. 173), возникает электродвижущая сила, возрастающая с увеличением светового потока.

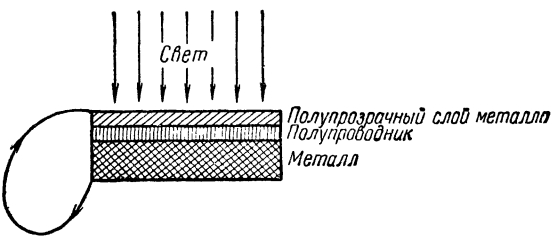


Рис 203. Фотоэлемент с запирающим слоем

До недавнего времени из фотоэлементов с запирающим слоем практически использовались главным образом *меднозакисные (купроксные) элементы* (слой закиси меди на меди). Эти фотоэлементы имеют внутреннее сопротивление порядка 400 омов. При сопротивлении внешней цепи 100—300 омов их фототок равен примерно 80—100 *мка/лм*. В настоящее время применяются более совершенные *сернисто-серебряные фотоэлементы* (ФЭСС), чувствительность которых достигает 2000—5000 *мка/лм*; они восприимчивы не только к видимым лучам, но и к инфракрасным лучам (с длиной до 1,35 μ). Еще более чувствительны *сернисто-таллиевые фотоэлементы* (до 4000—6000 *мка/лм*), полупроводниковый слой в них создают из смеси сернистого таллия с теллуром, осаждая их возгонкой в вакууме на железную пластинку; верхний полупрозрачный электрод образуют распылением золота.

Фотоэлементы позволяют преобразовать изменения интенсивности и изменения окраски света в электрические токи. На этом основаны их многочисленные применения. В соединении с ламповыми усилителями фотоэлементы сделали возможным осуществление чувствительных автоматов, реагирующих на изменения освещенности: открывающих двери, включающих и выключающих освещение, управляющих светофорами, сортирующих мелкие предметы и т. д.

Действие *фотореле*, применяемых в указанных и аналогичных случаях, понятно из рис. 204.

Часто вместо электроламповых усилителей и электромагнитных приборов в фотоавтоматах применяют *тиратроны*. Тиратрон

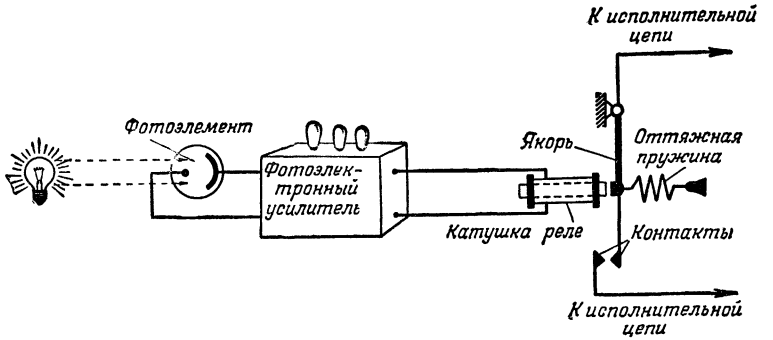


Рис. 204. Схема фотореле.

представляет собой трехэлектродную лампу, наполненную парами ртути или аргоном и отличающуюся чрезвычайно крутой характеристикой: при недостаточных напряжениях сетки анодный ток не проходит через тиратрон, а при определенном напряжении сетки

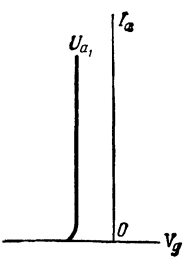


Рис. 205. Вольт амперная характеристика тиратрона.

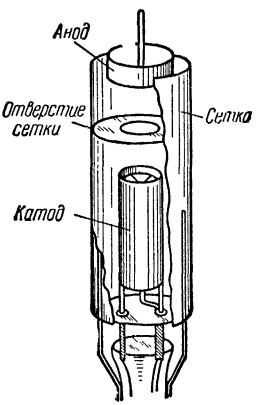


Рис. 206. Тиратрон.

он сразу достигает максимальной величины (тиратрон «зажигается», замыкая цепь анодного тока). Такая практически вертикальная характеристика (рис. 205) объясняется тем, что по устройству тиратрона, в котором управляющий электрод (сетка) представляет собой цилиндр с отверстием (рис. 206), при достаточно большом отрицательном потенциале сетка тормозит и отбрасывает обратно к

катоду все испускаемые накаленным катодом электроны. А когда при определенном потенциале сетки начинает преобладать поле анода, то электроны, увлекаемые полем анода, ионизируют газ, порождают электронные лавины и зажигающийся разряд в тиратроне замыкает цепь анодного тока. При этом потенциал сетки, если он и изменится, уже не влияет на разряд, а внутреннее падение напряжения между анодом и катодом благодаря резкому уменьшению сопротивления снижается в зажженном тиратроне до 15—20 *в*. Если анодное напряжение выключено хотя бы на стотысячные доли секунды,— разряд погасает.

Ток фотоэлемента сообщает сетке тиратрона потенциал, нужный для зажигания тиратрона. Анодный ток тиратрона приводит в действие приборы автоматической сигнализации, небольшие моторчики или электромагнитные приборы, замыкающие цепь тока еще большей величины.

В разнообразных фотоавтоматах нередко используют невидимые ультрафиолетовые и инфракрасные лучи. В этом случае лучи прожектора пропускают через особые фильтры, например через тонкую пластинку эбонита, через «черное» стекло (марблит) и т. п. Отражая невидимый луч от хорошо замаскированных зеркал, которые отбрасывают луч на спрятанный фотоэлемент, осуществляют надежную фотоохрану складов, зданий, путей. При этом приборы автоматической сигнализации (а в условиях войны и автоматической защиты) регулируют так, чтобы они приходили в действие, когда невидимый луч фотоограждения где-либо прерван. Человек, прошедший через такую невидимую для него линию охраны, сам не зная того, мгновенно приводит в действие приборы сигнализации или защиты.

Благодаря фотоэлементам (в сочетании с электронно-ламповыми усилителями) оказалось возможным осуществить звуковое кино (§ 95) и телевидение (§ 96).

§ 55. Вторичная электронная эмиссия. Электронные умножители

Когда на поверхность металла в вакууме падает ток электронов, то, как показал Ланге (1925 г.), не все электроны поглощаются металлом — часть их отражается поверхностью металла. Наряду с этим при достаточно большой скорости электронов, бомбардирующих поверхность металла, из металла вышибаются электроны, образующие вместе с отраженными электронами встречный поток, в котором число электронов иногда в несколько раз превышает число электронов первичного потока, направленного на поверхность металла. Это явление носит название *вторичной электронной эмиссии*. Аналогичное вышибание электронов (вторичная эмиссия) наблюдается также при бомбардировке электронами диэлектриков, например стекла.

Максимум вторичной электронной эмиссии из металлов имеет место в том случае, когда электроны, бомбардирующие поверхность металла, имеют скорость порядка 0,04 скорости света (такую скорость электроны приобретают, пробегая падение потенциала в несколько сотен вольт). При дальнейшем увеличении скорости электронов, бомбардирующих поверхность металла, число вышибаемых электронов уменьшается.

Величину вторичной эмиссии характеризуют коэффициентом δ, представляющим собой отношение числа вышибленных и отраженных электронов к числу первичных электронов. Для большинства металлов вторичная электронная эмиссия не очень велика, для хорошо обезгаженных металлов $\delta_{макс}=1{,}4$; адсорбированный газ увеличивает вторичную эмиссию до $\delta_{макс}=3$ (рис. 207).

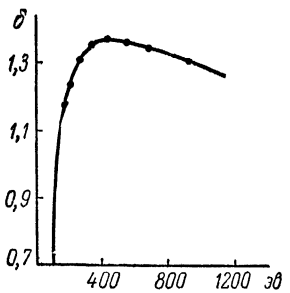


Рис. 207. Характерная для металлов зависимость вторичной электронной эмиссии от энергии первичных электронов

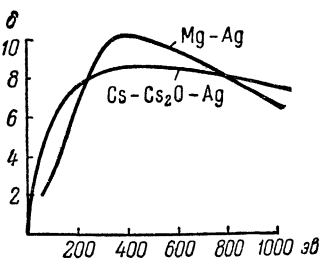


Рис. 208. Зависимость вторичной эмиссии от энергии первичных электронов для кислородно-цезиевого катода и активированного кислородом серебряно-магниевого катода.

У некоторых полупроводников и диэлектриков вторичная электронная эмиссия больше, чем у металлов (зависимость же ее от энергии первичных электронов приблизительно такая же, как и у металлов). Для германия (с примесью таллия) $\delta_{макс}=1{,}7$; для стекла и слюды $\delta_{макс}=2—3$, а для кристаллов галоидных соединений щелочных металлов (LiF, NaCl, KCl, NaJ и ряда других) $\delta_{макс}=5—6$.

Особенно большую величину вторичная эмиссия имеет для кислородно-цезиевых и аналогичных им катодов, применяемых в фотоэлементах; в этом случае $\delta_{макс}=8—10$ (рис. 208).

Тонкие пленки некоторых полупроводников на металле иногда дают аномально большую вторичную электронную эмиссию. Впервые это было установлено в 1936 г. Молтером для пленки окиси алюминия, обработанной в парах цезия. Коэффициент δ вторичной электронной эмиссии оказался достигающим значения

нескольких тысяч. Позже были исследованы случаи аномально большой вторичной электронной эмиссии для пленок хлористого калия, окиси магния и др. Эти опыты подтвердили, что коэффициент δ при небольшой толщине активированных пленок полупроводника может иметь (неустойчиво) значения сотен и тысяч. По-видимому, здесь происходит следующее. Вследствие вторичной эмиссии сначала небольшого числа электронов, которое соответствует нормальным величинам коэффициента δ, внешняя поверхность полупроводниковой пленки заряжается положительно до потенциала по отношению к металлу под пленкой в несколько десятков вольт. Поскольку толщина пленки мала (порядка 10^{-5} *см*), это создает в пленке электрическое поле большой напряженности (несколько миллионов вольт на сантиметр). Такое поле является достаточным, чтобы вызвать автоэлектронную эмиссию (стр. 222) из металла, на который нанесена полупроводниковая пленка. Ток этой эмиссии в итоге и сказывается в аномальном увеличении δ.

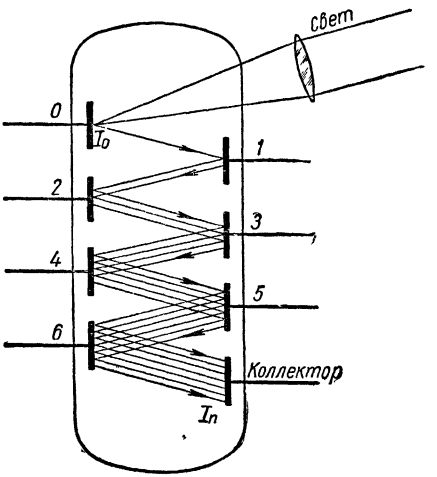


Рис. 209. Схема электронного умножителя.

Явление вторичной эмиссии использовано в устройстве *электронного умножителя* — прибора, предназначенного для многократного усиления электронных потоков, в частности для усиления слабых фототоков. Схема электронного умножителя фототока показана на рис. 209. На этом рисунке цифрами обозначены электроды. Лучи света, фокусируемые линзой, падая на электрод *0*, вырывают из него вследствие фотоэффекта электроны, которые, приобретая ускорение в электрическом поле, бомбардируют фотокатод *1* и вышибают из него в δ раз большее число электронов вторичной эмиссии. Эти электроны, приобретая ускорение в электрическом поле, бомбардируют электрод *2* и в свою очередь вышибают из него электроны вторичной эмиссии в количестве, которое в δ^2 раз превышает число первичных фотоэлектронов. Последний электрод, служащий анодом, называют *коллектором*. Если это $(n+1)$-й по счету электрод, то умножитель усиливает фототок I_0 до величины I_n по закону

$$I_n = I_0\delta^n. \tag{16}$$

Такое усиление может быть получено только в том случае, если все электроны вторичной эмиссии направлены на следующий

электрод (сфокусированы на нем). Для управления с указанной целью траекториями электронов применяют электрическое поле или магнитное, или же оба поля совместно.

Промежуточные электроды (на рис 209 электроды *1—6*), называемые *эмиттерами*, должны удовлетворять иным требованиям, чем фотокатод (сохранять высокие значения коэффициента δ при повышенной плотности тока, при разогреве, не изменять свойств при длительной бомбардировке электронами и т. п.). Этим требованиям лучше всего удовлетворяют *кислородно-магниевые*, *сурьмяно-цезиевые* и *медно-бериллиевые* эмиттеры; способы их изготовления были установлены в итоге очень большого числа опытов.

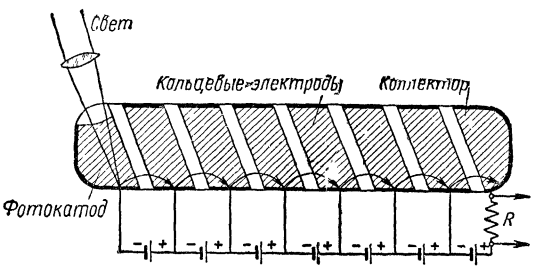


Рис. 210. Схема электронного умножителя Кубецкого.

Начиная с 1934 г. рядом исследователей (Л. А. Кубецким, В. К. Зворыкиным и др.) были сконструированы электронные умножители различных систем. На рис. 210 представлена схема прибора, сконструированного Кубецким. Электродам здесь придана форма колец; между соседними кольцами накладывается разность потенциалов около 200 *в*; поперечное магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом, искривляет траектории электронов так, что электроны, вышибленные из кольца, попадают на соседнее кольцо. Зворыкину удалось найти для эмиттеров такую форму (в виде ковшей-полуцилиндров, рис. 211), при которой потоки электронов, испускаемых фотокатодом, и вторичных электронов правильно фокусируются: пучок электронов в умножителе в каждом каскаде все более сжимается. При указанной форме эмиттеров только в последних каскадах умножителя сказывается влияние пространственного заряда, нарушающего сжатие пучка.

Такая же форма эмиттеров принята и в некоторых наших отечественных фотоэлектронных умножителях, например в ФЭУ-17 (рис. 212). В этом 13-каскадном приборе эмиттеры изготовлены из никеля с сурьмяно-цезиевым слоем. На каждый каскад подается рабочее напряжение в 50—75 *в* (общее рабочее напряжение 650—950 *в*). Предельный ток, не вызывающий заметного нарушения параметров прибора («утомления» эмиттеров в последних каскадах), равен,

по измерению в анодной цепи, приблизительно 100 *мка*. Интегральная чувствительность достигает 100 *а/лм*.

В фотоумножителях ВЭИ (тоже 13-каскадных) применены кислородно-магниевые эмиттеры. Это позволяет доводить выходной ток до 5—7 *ма* (причем сохраняется линейность световой характеристики), а при меньших токах обеспечивает большой срок службы фотоумножителя: порядка 15 000 часов.

Фотоэлектронные умножители дают усиление первоначального фототока в сотни тысяч и миллионы раз. Один такой прибор, напоминающий по внешнему виду радиолампу, нередко заменяет многокаскадный ламповый усилитель (например, в

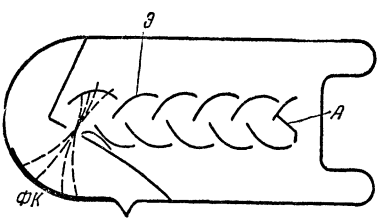


Рис. 211. Схема электронного умножителя Зворыкина *ФК* — фотокатод, *Э* — эмиттеры, *А* — анод.

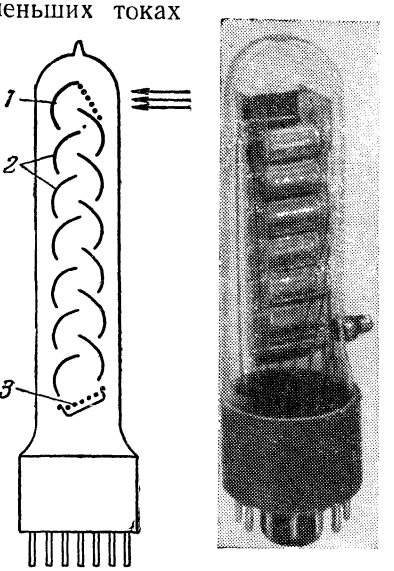


Рис. 212. Схема и вид ФЭУ-17. *1* — фотокатод, *2* — эмиттеры, *3* — анод.

звуковоспроизводящей киноаппаратуре без других усилительных устройств может возбуждать громкоговоритель мощностью 3 *вт*).

Применяются и однокаскадные фотоумножители (например, ФЭУ-1 и ФЭУ-2), имеющие чувствительность 600—700 *мка/лм*; они более чувствительны и более удобны, чем газонаполненные фотоэлементы.

§ 56. Динатронный эффект. Экранированные радиолампы

Вторичная электронная эмиссия наблюдается и в радиолампах. Электроны, эмиттированные катодом, приобретают в радиолампе при высоком анодном напряжении большую скорость движения; падая на поверхность анода, эти электроны вышибают из анода вторичные электроны. При наличии дополнительных сеток, близко расположенных к аноду, электроны вторичной эмиссии, вышибленные из анода, улавливаются полем этих сеток и в радиолампе

создается обратный ток, который ухудшает характеристику радиолампы. Это явление в радиолампах называют *динатронным эффектом*.

Динатронный эффект особенно заметно проявляется в так называемых *экранированных лампах*. Экранированные лампы отличаются от триодов наличием дополнительной сетки, которую устраивают с двоякой целью: для повышения коэффициента усиления и для увеличения устойчивости работы лампы.

Как было пояснено выше [при обосновании формулы (6)], коэффициент усиления лампы μ тем более велик, чем меньше динамическая емкость между анодом и катодом C_a в сравнении с емкостью сетка — катод C_g. Чтобы уменьшить емкость между управляющей сеткой и анодом, вблизи анода часто помещают дополнительную сетку (рис. 213), на которую подают постоянное положительное напряжение, обычно порядка 30—60% анодного напряжения. Понятно, что эта дополнительная сетка с положительным потенциалом перехватывает на себя значительную часть силовых линий, исходящих из анода, и таким образом значительно ослабляет поле анода у катода, а также и около управляющей сетки. Это сказывается на электроемкости анод—катод (и анод—управляющая сетка) так, как если бы анод был отодвинут, т. е. сильно уменьшает эти емкости Поэтому указанный четвертый электрод лампы называют *экранирующей сеткой*. Резкое уменьшение емкости C_a, вызываемое экранирующей сеткой, приводит к значительному увеличению коэффициента усиления μ и внутреннего сопротивления R_i. Лампы с экранирующей сеткой (*экранированные лампы*, или, иначе, *тетроды*) имеют μ порядка 1000 и более и R_i порядка одного миллиона омов; крутизна их мало отличается от крутизны триодов (около 1 *ма/в*).

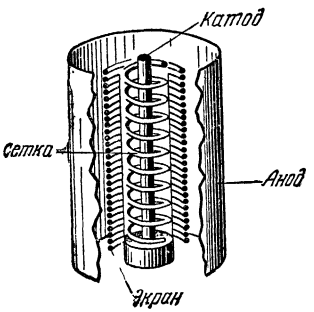


Рис. 213. Электроды и сетки экранированной лампы.

Емкость анод — управляющая сетка в экранированных лампах, предназначенных для усиления электрических колебаний высокой частоты, весьма мала (порядка сотых долей сантиметра). Это благоприятно сказывается на устойчивости работы лампы, так как при большом коэффициенте усиления емкость анод — сетка является каналом, по которому усиленные колебания передаются из анодной цепи обратно в цепь сетки, что может привести к самовозбуждению собственных колебаний в усилителе (§ 92).

Наряду с указанными важными преимуществами экранированной лампы ее существенным недостатком является резкий изгиб (провал) на некотором участке вольт-амперной характеристики лампы (рис. 214); провал характеристики вызывается динатронным эф-

фектом. Этот недостаток устраняют тем, что между экранной сеткой и анодом помещают еще одну сетку, соединяемую с катодом, так называемую *противодинатронную сетку*, которая отбрасывает

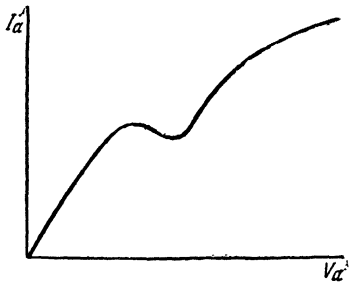


Рис. 214. Анодная характеристика экранированной лампы с провалом, который вызван обратным током вторичной электронной эмиссии.

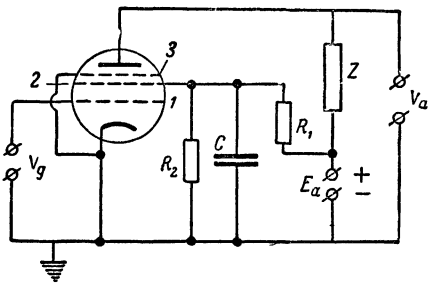


Рис 215. Схема использования пентода для усиления электрических колебаний. *1* — управляющая сетка, сопротивления R_1 и R_2 образуют потенциометр, определяющий напряжение на экранной сетке *2*; конденсатор *C* устраняет колебания этого напряжения, существующие в анодной цепи; *3* — противодинатронная сетка.

электроны вторичной эмиссии, но мало влияет на электроны основного потока, так как они подходят к этой сетке, уже имея

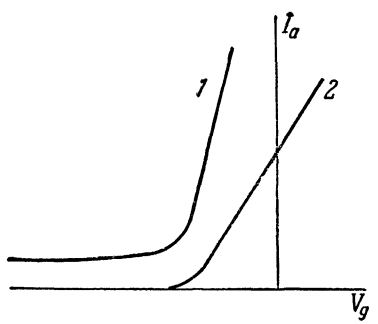


Рис. 216. Сеточные характеристики пентода варимю (*1*) и пентода с управляющей сеткой равномерной густоты (*2*).

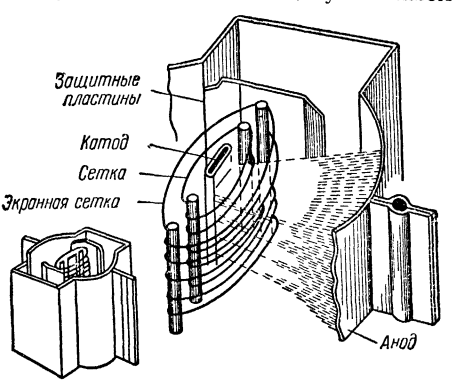


Рис. 217. Электроды в лучевом тетроде.

большие скорости, и поэтому легко пронизывают ее. Такие экранированные лампы с пятью электродами — *пентоды* — имеют широчайшее применение в радиотехнике. Схема включения пентода показана на рис. 215, где нагрузка *Z* может быть или обычным

анодным сопротивлением (в усилителях на сопротивлениях), или сопротивлением колебательного контура (в резонансных усилителях).

Пентоды, предназначенные для усиления колебаний высокой частоты (или, как говорят сокращенно, высокочастотные пентоды), часто устраивают с такой управляющей сеткой, которая имеет вид спирали с переменным шагом. Это не изменяет характеристики лампы в области численно малых потенциалов сетки. Но при больших отрицательных потенциалах сетки густая часть сетки не пропускает электронов, ток проходит только через редко намотанную часть спирали, и поэтому коэффициент усиления и крутизна уменьшаются (рис. 216). Такие лампы называют *варимю* [1]), их используют в схемах с автоматической регулировкой усиления.

В экранированных лампах, которые применяют в выходных каскадах усилителей, для устранения динатронного эффекта вместо дополнительной сетки устраивают особые защитные пластины, которые ограничивают выход электронов к аноду так, что электронные лучи концентрируются на некоторой части поверхности анода, где создается пространственный заряд, препятствующий обратному току вторичной эмиссии (рис. 217). Такие лампы называют *лучевыми тетродами*. Их динамическая характеристика при правильном режиме оказывается почти такой же прямолинейной, как у пентодов, а внутреннее сопротивление — значительно меньшим.

---

[1]) От лат. varia—разный и «мю» (μ)—обозначение коэффициента усиления.

ГЛАВА X

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

§ 57. Исторические сведения. Закон Кулона для магнитных полюсов

Магнитное поле проявляется тогда, когда имеется электрическое поле и когда при этом *электрическое поле перемещается*. Например, магнитным полем всегда окружен проводник, по которому идет ток. Оно создается также током в электролитах, электрическими разрядами в газах, катодными и анодными лучами. Оно проявляется при движении наэлектризованных тел, при движении электронов в атомах, при вибрациях атомных ядер в молекулах, при изменении ориентации элементарных диполей в диэлектриках и т. д.

Магнитное поле порождается движением электрического поля. Если электрическое поле перемещается, то в той области, где перемещается электрическое поле, всегда возникает магнитное поле. Магнитное поле возникает также всегда, когда *изменяется напряженность* электрического поля.

Магнитное поле — это та же форма материи, которая представляет собой основу электрического поля, но в состоянии и н ы х скрытых движений, возникающих вследствие перемещения электрического поля и проявляющихся в пространстве (даже в совершенном вакууме) в виде *особого рода сил*, которые легко распознаются по своему действию на магниты, но, в сущности, являются *силами, действующими только на движущиеся электрические заряды*; действие тех же сил на намагниченные тела и возникновение этих сил при намагничивании объясняются наличием в этих телах быстро движущихся внутримолекулярных электрических зарядов.

Хотя, таким образом, природа магнитного поля более сложна, чем природа электрического поля, но исторически магнитные силы были открыты и стали использоваться раньше, чем электрические.

Магнитные силы были открыты раньше электрических потому, что в природе имеются вещества — «естественные магниты», которые позволяют легко обнаружить магнитное поле Земли. Еще в глубокой древности была найдена руда, обладающая магнитными

свойствами,— *магнетит* (иначе «магнитный железняк»). Эта руда в основном состоит из закись-окиси железа $FeO \cdot Fe_2O_3$. В СССР богатейшие залежи магнитных руд имеются на Урале (Магнитогорск), в Курской области, в Днепропетровской области (Кривой Рог) и т. д.

Свойства магнетита — притяжение друг к другу кусков этой руды, притяжение ими железа, стали и сохранение в стальных предметах, соприкасавшихся с магнетитом, магнитных свойств (намагничивание стали) — не могли остаться незамеченными. Было наблюдено также, что стерженек магнетита или намагниченной стали, подвешенный по оси, проходящей через его центр тяжести, всегда устанавливается по направлению, почти совпадающему с меридианом. В эпоху развития мореплавания применение такой стрелки — *магнитного компаса* — сделалось общепринятым. Магнитная стрелка применялась для ориентации еще в древнем Китае 3000 лет назад (там изготовлялись для знатных лиц прогулочные тележки, оснащенные магнитным указателем, который постоянно, какие бы повороты ни делала дорога, указывал на юг).

Точные законы взаимодействия магнитов были установлены в 1785 г. Кулоном почти одновременно с открытием закона взаимодействия электрических зарядов. Существование магнитного поля тока впервые было обнаружено в 1820 г. датским физиком Эрстедом. Тогда же французским физиком Ампером была разгадана природа магнетизма как проявления движения электрических зарядов. В конце того же 1820 г. Био и Савар открыли закон, точно определяющий магнитное поле тока. В 1883 г. Фарадей и русский ученый Ленц установили законы взаимопревращения электрической и магнитной энергии. Догадка Ампера об электрическом происхождении магнитных свойств веществ в полной мере была доказана экспериментами и развита в строгую теорию только в XX в.

В прежнее время физики полагали, что существуют «магнитные заряды», или «магнитные массы», которые так же связаны с магнитным полем, как электрические заряды связаны с электрическим полем. Эта аналогия, казалось, подтверждалась сходством законов взаимодействия между электрическими зарядами и между магнитными полюсами. К тому же оба закона Кулона в известной мере сходны с ньютоновым законом всемирного тяготения. Однако издавна известен факт, что в отличие от положительных и отрицательных зарядов, которые существуют независимо друг от друга, положительные и отрицательные «магнитные массы» («северный и южный магнетизм») ни при каких условиях не могут быть разъединены. Переломленный магнит остается магнитом, на сколько бы частей он ни был разломан. Поэтому предположение о существовании магнитных масс было малоправдоподобным, и догадка Ампера о том, что магнитные свойства вызываются молекулярными токами, была встречена сочувственно. Но в те же годы бы-

ли разработаны математические методы, сводившие решение всех задач «магнитостатики» к решению аналогичных задач электростатики, и физикам казалось, что для развития и, в особенности, для простейшего изложения этих методов удобно применять терминологию, возникшую из гипотезы о «магнитных массах». Строго говоря, в этой терминологии не было необходимости, так как для использования упомянутых математических приемов достаточно было руководствоваться вполне обоснованным понятием о *магнитных полюсах* как о тех местах, где наблюдается наибольшая интенсивность (концентрация) магнитного поля.

В силу привычки понятие о магнитных полюсах подменялось метафизическим представлением о магнитных массах — источниках магнитного поля. Этот подход к трактовке магнетизма длительное время господствовал во всех учебных руководствах, а отчасти и в научной литературе. Когда обнаружилось, что действительными «источниками» магнитного поля и магнитных свойств веществ являются молекулярные токи, а не какие-то фиктивные, не существующие в действительности магнитные массы, то, сохраняя старый строй изложения, стали делать соответствующие оговорки.

Не удивительно, что в последнее время это вызвало стремление перестроить учение о магнетизме на совершенно иных началах. Как всегда бывает в подобных случаях, отдельные авторы впали в другую крайность: радикально устраняя из учения о магнетизме метафизическое измышление о магнитных массах, решили попутно изгнать из физики и представление о магнитных полюсах. Предложено несколько остроумных, однако искусственных, малоубедительных способов трактовки магнетизма без использования основанного на наблюдениях и экспериментах понятия о магнитных полюсах.

Такую трактовку магнитных явлений нельзя признать удачной. Магнитные полюсы — это не выдумка, а реальность. Не случайно все историческое развитие экспериментального исследования магнетизма опиралось на представление о магнитных полюсах.

Несомненно, что для любой физической теории можно придумать много способов ее изложения. Но полезен только тот строй изложения, который, во-первых, с возможной полнотой отражает действительный путь развития физики и, во-вторых, с наибольшей ясностью опирается на понятия, раскрытые в простейших наблюдениях и экспериментах. Например, можно построить механику, не пользуясь понятием силы (как это сделал Герц). Недавно было предложено изложение ньютоновой динамики без использования ньютонова понимания инерции. Можно изложить термодинамику, не применяя понятия энтропии. Имеются даже попытки изложить учение о тепловых явлениях, не пользуясь понятием тепла, и т. д. Такие приемы изложения отдельных разделов физики вследствие отрыва от действительного развития физики обычно быстро

обнаруживают свою бесплодность, а в учебниках приносят больше вреда, чем пользы.

По указанным соображениям в данном курсе отброшено только измышление о фиктивных магнитных массах, но полностью сохранено понятие о магнитных полюсах.

Представление о магнитных полюсах с наибольшей полнотой и отчетливостью связывает теорию с экспериментальными фактами. Это объясняется тем, что в представлении о магнитных полюсах отражены объективные, реальные особенности магнитного поля. Имеем ли мы дело с природными магнитами, с искусственно намагниченными телами, с электромагнитами, с большими или сколь угодно малыми магнитами,— изучение их поля показывает, что всегда имеются места, где поле наиболее сконцентрировано, где интенсивность его максимальна, и таких мест всегда имеется непременно *два*. Они во многом сходны, но некоторые их свойства по знаку противоположны. В этих местах, где поле наиболее сконцентрировано, и в близлежащих областях локализуется значительная часть энергии магнитного поля.

Магнитные полюсы — не «точки», а более или менее протяженные области, но нередко их можно приближенно рассматривать как «точки». Здесь положение приблизительно такое же, как и в механике, которая в определенных случаях рассматривает реальные тела как материальные точки (т. I, § 2).

Первое представление о структуре магнитного поля дают общеизвестные картины, получаемые при помощи железных опилок, насыпанных на лист картона, который подносят к магниту и слегка встряхивают. В этом простейшем опыте факт размешения намагнитившихся опилок по силовым линиям поля обнаруживает существование скрытых движений в материи, образующей магнитное поле. Более полную картину поля мы получаем, помещая в него крохотные магнитные стрелки: факт определенной ориентации магнитных стрелок с ясностью показывает полярность линий поля, т. е. вскрывает, что в линиях поля нужно различать положительное и отрицательное направления.

Тот конец магнитной стрелки, который в магнитном поле Земли обращается к северу, называют *северным*, или *положительным*, полюсом, а противоположный — *южным*, или *отрицательным*. Общеизвестно, что одноименные магнитные полюсы отталкиваются, а разноименные притягиваются. Стало быть, у северного географического полюса Земли расположен ее южный магнитный полюс (рис. 218). Линии внешнего поля магнита считают направленными от северного (положительного) полюса к его южному (отрицательному) полюсу, а внутри магнита они замыкаются.

Детальное изучение поля прямолинейного магнита показывает, что наибольшая концентрация линий поля имеет место не на концах магнита, а на некотором расстоянии от концов. Так, у тонких

намагниченных стальных проволок (таких, с какими проводил свои классические опыты Кулон) длиной 68 *см* полюсы расположены на расстоянии около 2 *см* от концов.

Опытами Кулона было доказано, что магнитные полюсы характеризуются *величиной полюса* (величиной магнетизма), которая проявляется аналогично величине электрического заряда в силе взаимодействия полюсов. *Единицу величины магнитного полюса* устанавливают по динамическому эффекту взаимодействия равных полюсов с силой в 1 единицу на расстоянии единицы длины. Вместо слов «единица величины магнитного полюса» сокращенно говорят «единица магнетизма» (это нередко приводит к совершенно непозволительному смешению понятий «полюс» и «магнитная масса»; представление о реальной динамической величине полюса непроизвольно подменяется какой-то фантастической субстанцией магнетизма).

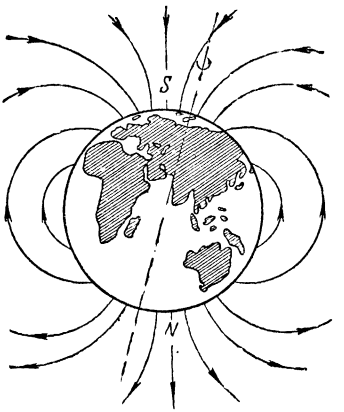


Рис. 218 Направление силовых линий магнитного поля Земли.

В «абсолютной» магнитной системе единиц (по Гауссу) за единицу величины магнитного полюса принимают величину такого магнитного полюса, который действует на равный ему полюс, расположенный в вакууме на расстоянии 1 *см*, с силой в 1 дину, причем влияние других полюсов устраняется их удаленностью (а на практике учитывается расчетом). Если для магнитного полюса величиной в 1 абсолютную магнитную единицу сила его взаимодействия с некоторым другим полюсом на расстоянии 1 *см* равна не 1 дине, а m дин, то это означает, что второй полюс имеет величину m абсолютных магнитных единиц.

Можно составить наглядное представление о величине абсолютной единицы магнитного полюса, если учесть, что для вязальной спицы толщиной в 1 *мм*, намагниченной до насыщения, величина каждого магнитного полюса равна приблизительно 12 единицам.

При исследовании длинных тонких магнитов Кулон (1785 г.) установил, что магнитные полюсы притягиваются (разноименные) или отталкиваются (одноименные) согласно тому же закону, как и электрические заряды, а именно: *два магнитных полюса взаимодействуют с силой, пропорциональной произведению их величин m_1 и m_2 и обратно пропорциональной квадрату расстояния r между полюсами*:

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2} \text{ дин}$$

(здесь r выражено в сантиметрах).

Среда оказывает влияние на взаимодействие магнитных полюсов. Это влияние характеризуется особой величиной, которую, по предложению В. Томсона, называют *магнитной проницаемостью* среды и обозначают через μ. В однородной изотропной среде сила взаимодействия магнитных полюсов определяется обобщенным законом Кулона:

$$F = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}. \qquad (1)$$

Вещества, имеющие μ больше единицы, называют *парамагнитными*; следовательно, *в парамагнитной среде магнитные взаимодействия слабее, чем в пустоте.*

Вещества, для которых μ меньше единицы, называют *диамагнитными; в диамагнитной среде полюсы магнита взаимодействуют сильнее, чем в пустоте.*

Численное значение магнитной проницаемости μ, подобно численному значению диэлектрической постоянной ε, находится в зависимости от атомного строения вещества.

Для громадного большинства тел μ мало отличается от единицы, всего на несколько миллионных или тысячных долей больше или меньше ее. Только три элемента — железо, никель и кобальт — резко выделяются из среды остальных. Для них μ выражается сотнями и тысячами. Магнитные свойства этих элементов и в других отношениях отличаются от остальных. Группа этих трех веществ получила (по имени важнейшего ее представителя — железа) название *ферромагнитных* тел [1]). Некоторые сплавы металлов, не заключающие ни одного из этих трех элементов, также оказываются ферромагнитными.

У ферромагнитных веществ μ не есть величина постоянная, а зависит от величины магнитных сил.

Желая изучить не только направление линий магнитного поля, но и величину сил, действующих в поле, иногда пользуются длинным тонким «пробным» магнитом, величина полюсов которого предварительно измерена. Внося один конец такого магнита в изучаемую область поля и ориентируя «пробный» магнит так, чтобы другой его полюс находился в области, где поле не интенсивно, можно измерить силу, действующую на магнитный полюс, помещенный в изучаемой области.

Силу, действующую на северный магнитный полюс величиной в 1 магнитную единицу, называют *напряженностью магнитного поля* и обозначают через H.

Абсолютной единицей напряженности магнитного поля является напряженность такого поля, которое действует на магнитный полюс в 1 абсолютную магнитную единицу с силой в 1 дину. Эта единица

---

[1]) От лат. ferrum — железо.

напряженности магнитного поля носит название *эрстед* (ее обозначают через *э* или *Ое*).

Если в каком-либо месте поля, где напряженность поля есть H эрстед, мы поместим магнитный полюс m абсолютных единиц, то сила, действующая на этот полюс, будет равна

$$F = mH \text{ дин.}$$

(Ясно, что при m отрицательном, т. е. для южного магнитного полюса, сила также будет иметь отрицательный знак; это означает, что в данном случае она направлена противоположно вектору напряженности поля.)

Нередко напряженность магнитного поля определяют, измеряя момент сил, ориентирующих крохотную магнитную стрелку по направлению линий поля, и затем вычисляя (по измеренному моменту) те силы, которые действуют на полюсы стрелки. Измерение момента сил, ориентирующих магнитную стрелку в поле, осуществляют, например, посредством спирально изогнутой пружинки: закручивая ее, отклоняют стрелку на тот или иной угол от ее положения равновесия в поле. В *эрстедометре* В. К. Аркадьева (рис. 219) роль магнитной стрелки

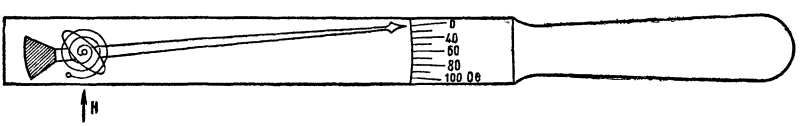


Рис. 219. Эрстедометр Аркадьева.

выполняет крохотный железный эллипсоид, вращающийся на оси с пружинкой и скрепленный с легчайшей стрелкой-указателем (прибор устанавливают так, чтобы ось эллипсоида составляла угол в 45° с направлением поля). Аналогично устроен эрстедометр Дюпуи (в нем вместо железного эллипсоида применен кристалл углекислого железа).

Для определения напряженности поля по измерению момента сил, поворачивающих стрелку в магнитном поле, часто применяют другой способ: к магнитной стрелке, установившейся по направлению поля, приближают другой магнит, поле которого хорошо изучено. По углу поворота стрелки в новое положение равновесия, зная напряженность поля вспомогательного магнита, нетрудно вычислить напряженность основного поля. Этот способ применен во многих *магнитометрах*, служащих для точного измерения напряженности магнитного поля Земли.

Одним из способов определения напряженности однородного магнитного поля служит измерение периода качания магнитной стрелки в поле. Для намагниченного стержня или стрелки, у которых магнитные полюсы m находятся на расстоянии λ друг от друга, период качания в однородном магнитном поле с напряженностью H определяется формулой (§ 58)

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{H \cdot m\lambda}},$$

где I—момент инерции стержня или стрелки относительно оси подвеса.

Для измерения напряженности сильных магнитных полей пользуются особыми свойствами висмутовой проволоки, сопротивление которой существенно

изменяется в зависимости от напряженности магнитного поля (в два раза при возрастании H от 0 до 20 000 эрстед). Висмутовую проволоку, согнутую в спираль, как показано на рис. 220, вносят в исследуемую область поля и при этом измеряют ее сопротивление.

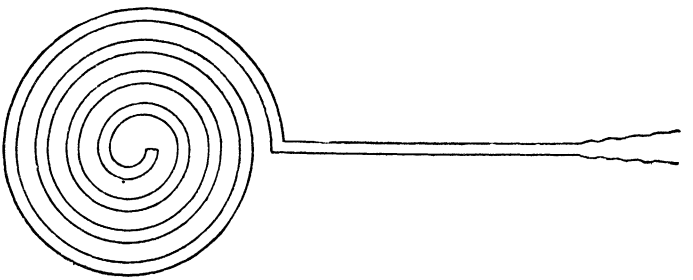


Рис. 220 Схема висмутовой спирали.

§ 58. Магнитные величины и соотношения, аналогичные электрическим

Из закона Кулона следует, что напряженность поля уединенного магнитного полюса m (например, полюса очень длинного тонкого магнита, другой полюс которого находится за пределами рассматриваемой области пространства) на расстоянии r от полюса равна

$$H = \frac{m}{\mu r^2}. \qquad (2)$$

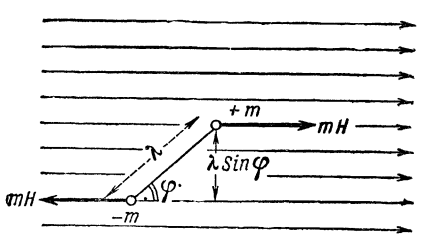


Рис 221 Плечо сил, поворачивающих стрелку в однородном магнитном поле, равно $\lambda \sin\varphi$, и поэтому момент сил $M = Hm\cdot\lambda\sin\varphi$.

Эта формула аналогична формуле, определяющей напряженность электрического поля уединенного заряда. Поэтому при исследовании поля магнитов можно использовать некоторые понятия и математические приемы электростатики.

Так, например, тонкий намагниченный стержень можно рассматривать как *диполь*. Произведение полюса m магнитного диполя на расстояние λ называют *магнитным моментом*:

$$M_m = m\lambda. \qquad (3)$$

Эту величину, как и электрический момент, считают вектором, направленным по оси диполя.

Когда магнитный диполь помещен в однородное магнитное поле (рис. 221), момент сил, поворачивающих диполь, равен

$$M = HM_m \sin\varphi, \qquad (4)$$

где φ — угол, составляемый осью диполя с направлением поля. Наибольшим этот момент сил, действующих на диполь, будет в том случае, если ось диполя перпендикулярна к направлению поля $\left(\varphi = \frac{\pi}{2} \text{ и } \sin\varphi = 1\right)$:

$$M_{\text{макс}} = HM_m.$$

При малых отклонениях диполя (магнитной стрелки) от равновесного положения в поле

$$\sin\varphi \approx \varphi \quad \text{и} \quad M = HM_m\varphi.$$

Стало быть, для крутильных колебаний произведение напряженности поля на магнитный момент диполя играет роль «коэффициента возвращающего момента»; подставляя его в известную формулу для крутильных колебаний (т. I, § 57, формула (12)], получаем для периода колебаний магнитной стрелки формулу, приведенную в конце предыдущего параграфа.

Когда поле образовано несколькими магнитными полюсами, напряженность магнитного поля можно определить (так же, как и напряженность электрического или гравитационного поля), складывая геометрически напряженности полей, образованных отдельными магнитными полюсами.

Напряженность поля магнитного диполя, очевидно, должна выражаться соотношениями, аналогичными напряженности поля электрического диполя (§ 4); на расстоянии r от центра диполя в направлении его оси (при $r \gg \lambda$) напряженность поля равна

$$H = \frac{2M_m}{r^3}. \tag{5}$$

Для того же расстояния в направлении, перпендикулярном к оси, она в два раза меньше. Вычисление показывает, что в направлении, которое составляет угол φ с осью диполя, напряженность поля на расстоянии r от оси диполя равна:

$$H = \frac{M_m}{\mu r^3}\sqrt{1 + 3\cos^2\varphi}.$$

Изображая магнитное поле посредством силовых линий, придерживаются соглашения выбирать *густоту линий* так, чтобы эта густота определяла величину напряженности поля: если напряженность поля равна H эрстед, то через площадку в 1 *см*^{2} (перпендикулярную к направлению линий) проводят H линий.

Подобно тому как в электрическом поле на границе двух диэлектрических сред часть силовых линий прерывается, точно так же и в магнитном поле часть силовых линий прерывается на границе сред, имеющих неодинаковую магнитную проницаемость. Иначе говоря, нормальная (к поверхности раздела) составляющая

напряженности магнитного поля испытывает скачок при переходе из одной среды в другую, причем

$$\mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2} \tag{6}$$

[аналогично уравнению (8) § 6].

Тангенциальные составляющие напряженности магнитного поля изменяются (при переходе через границу раздела сред) непрерывно. Поэтому на границе раздела двух сред происходит «преломление» магнитных силовых линий.

Как и в случае электрического поля, более удобно изображение магнитного поля посредством *линий индукции*. Вектор $\boldsymbol{B}$ магнитной индукции определяется аналогично вектору $\boldsymbol{D}$ электрической индукции уравнением

$$\boldsymbol{B} = \mu \boldsymbol{H}, \tag{7}$$

а в анизотропной среде — более общим уравнением

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + 4\pi \boldsymbol{I}, \tag{8}$$

где $\boldsymbol{I}$ — намагниченность среды [§ 21, формула (8)].

Абсолютная единица магнитной индукции носит название *гаусса* (очевидно, что в вакууме число гауссов совпадает с числом эрстед).

Через 1 *см*^{2} поперечного сечения проводят столько линий индукции, сколько единиц в числе B.

Магнитную индукцию в любой среде можно рассматривать как напряженность поля в бесконечно узком зазоре, который расположен перпендикулярно к направлению поля (§ 6):

$$B = H_{\text{зазор}}.$$

Число линий магнитной индукции, проходящих сквозь какую-либо поверхность S, проведенную в поле, называют *потоком магнитной индукции* и обозначают через Φ:

$$\Phi = \iint_S B_n \cdot dS \tag{9}$$

[сравнить с формулой (10) в § 6]. Абсолютную единицу потока магнитной индукции (1 гаусс·1 *см*^{2}) называют *максвеллом*.

Часто пользуются в 10^8 раз большей единицей магнитного потока, которую называют *вольт-секундой* (это последнее название пояснено в § 72).

Следует иметь в виду, что при графическом изображении магнитного поля почти *всегда вычерчивают линии индукции*, а не силовые линии. При этом *густоту линий* выбирают так, чтобы число линий индукции, проходящих через площадку в 1 *см*^{2} (перпендикулярную к направлению линий), было равно B (или, в условно упрощенном чертеже, пропорционально B).

Так как никаких «магнитных зарядов» не существует и в теле магнита к любому магнитному полюсу подходит столько же линий магнитной индукции, сколько исходит из него наружу (рис. 222), то по теореме Остроградского — Гаусса (§ 5) *поток магнитной индукции через любую замкнутую поверхность в магнитном поле алгебраически всегда равен нулю*:

$$\Phi_{(\text{через замкн. пов.})} = 0. \tag{10}$$

Это означает, что линии магнитной индукции не имеют начала и конца, т. е. всегда представляют собой *замкнутые кривые*.

Применяя теорему Остроградского — Гаусса не к алгебраическому, а к арифметическому числу линий индукции (т. е. оставляя временно без внимания то обстоятельство, что от магнитного полюса исходит наружу столько же линий индукции, сколько подходит к нему в теле магнита) и повторяя рассуждения, которые были приведены в связи с обоснованием теоремы Остроградского — Гаусса в электростатике (§ 5), мы приходим к выводу, что *магнитный полюс величиной в m магнитных единиц связан с $4\pi m$ линиями магнитной индукции*. Однако *эта связь магнитного полюса с линиями магнитной индукции существенно отличается от численно такой же связи заряда с линиями электрической индукции*. Действительно, в случае заряда Q электростатических единиц линии электрической индукции в числе $4\pi Q$ исходят от заряда $+Q$, как бы зарождаясь в нем. В случае магнитного полюса величиной в m магнитных единиц линии магнитной индукции в числе $4\pi m$ исходят из этого полюса, но *столько же линий магнитной индукции* с противоположной стороны (или из тела магнита) и подходит к полюсу, т. е. указанное число линий индукции *проходит через полюс* и ни одна из них не начинается и не кончается в нем. Указанное число линий магнитной индукции является, в сущности, мерой величины полюса как места наибольшей концентрации поля.

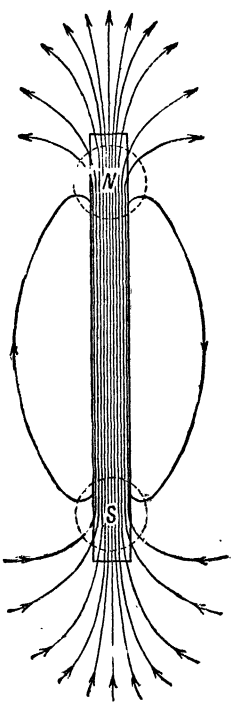


Рис. 222. Линии магнитной индукции стержневого магнита.

Так, если поперечное сечение полюса магнита измеряется площадью S, то магнитная индукция в случае однородности поля здесь равна:

$$B = \frac{4\pi m}{S} \tag{11}$$

(это ясно из того, что число линий индукции, связанных с полюсом m, равно $4\pi m$, а, стало быть, поток индукции, проходящий через площадку S, равен

$$\Phi = BS = 4\pi m).$$

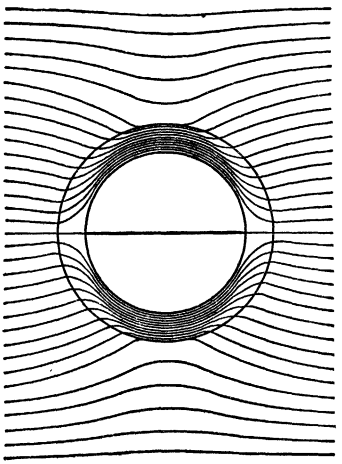


Рис. 223. Железное кольцо в однородном магнитном поле (сгущение линий индукции в железе).

В ферромагнитных телах происходит сгущение линий магнитной индукции подобно сгущению линий электрической индукции в диэлектриках (рис. 223).

Плотность энергии магнитного поля определяется формулой, аналогичной формуле для плотности энергии электрического поля (§ 16), а именно:

$$w = \frac{\mu H^2}{8\pi}. \qquad (12)$$

Как и в электрическом поле, картина линий магнитной индукции всегда получается такой, как если бы в поле, которое изображается этими линиями, существовали *натяжение* (по линиям поля) и боковое *давление* (в направлении, перпендикулярном к линиям поля); величины продольного натяжения и равного ему поперечного давления в любом месте равны плотности энергии поля:

$$p = \frac{\mu H^2}{8\pi}. \qquad (12a)$$

Если в этой формуле напряженность поля H выражена в эрстедах, то величина напряжения p, отнесенная к 1 *см*^{2} площадки, перпендикулярной к силовым линиям, а также и величина бокового давления окажутся выраженными в *дин/см*^{2}.

§ 59. Магнитное поле Земли

Магнитные полюсы Земли не совпадают с географическими полюсами и со временем изменяют свое положение. Так, в 1600 г. магнитный полюс в северном полушарии находился на широте 78° и западной долготе 59°, а в последние десятилетия его положение определялось широтой около 71° и долготой 96°. Иначе говоря, магнитный полюс северного полушария в 1600 г. находился на расстоянии около 1300 *км* от географического полюса, а теперь его удаленность от географического полюса возросла приблизительно до 2100 *км* (он отстоит на несколько сотен километров от берегов Северной Америки).

Магнитное поле Земли на экваторе направлено горизонтально, у магнитных полюсов Земли—вертикально и всюду в других местах—под некоторым углом к горизонтальной плоскости, который называют *магнитным наклонением* и из-

меряют посредством *инклинаторов* [1]). Горизонтальная составляющая напряженности магнитного поля Земли почти всюду направлена под некоторым углом к направлению географического меридиана; этот угол называют *магнитным склонением*, его измеряют при помощи *деклинаторов* [2]). Простейшим деклинатором является магнитный *компас*.

Напряженность магнитного поля Земли невелика: от 0,34 эрстеда на экваторе до 0,66 эрстеда у полюсов. Исключением являются отдельные *районы магнитной аномалии*, где напряженность магнитного поля Земли больше в связи с залежами магнетитовых и других железных руд. Так, в районе сильнейшей в мире Курской магнитной аномалии над мощными пластами железных руд вертикальная составляющая напряженности поля в некоторых местах достигает 2 эрстед; эти места окаймлены полосами, где горизонтальная составляющая напряженности поля при резких изменениях склонения вместо нормальной для этой широты величины (около 0,2 эрстеда) достигает 1,1 эрстеда.

Хотя напряженность магнитного поля Земли невелика, но поле это настолько обширно, что в целом энергия его весьма значительна. Земля имеет примерно

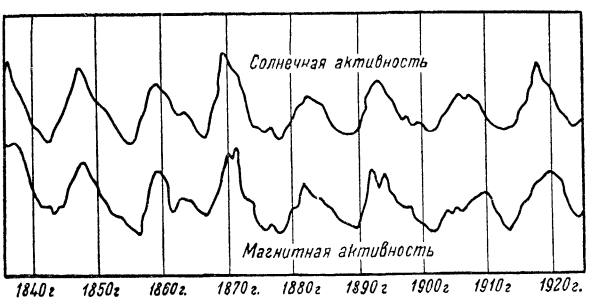


Рис. 224. Связь магнитной активности Земли (амплитуды суточных колебаний склонения — нижняя кривая) и солнечной активности, характеризуемой числом солнечных пятен (верхняя кривая).

такое же магнитное поле, как лучший стальной шарообразный магнит диаметром 600 *км*. Чтобы создать поток магнитной индукции, равный тому, каким обладает Земля, нужно было бы охватить Землю по экватору проводником и пропускать по этому проводнику ток величиной в 660 млн. амперов.

Следует иметь в виду, что напряженность земного магнитного поля часто выражают не в эрстедах, а пользуются единицей, в 100 000 раз меньшей, которую обозначают греческой буквой γ (гамма).

Для геофизической разведки руд измерения напряженности магнитного поля Земли выполняют с точностью до десятых и даже сотых долей процента. При таких точных измерениях было обнаружено, что магнитное поле Земли не постоянно и испытывает, кроме *вековых изменений*, происходящих одновременно со смещением магнитных полюсов, также и *суточные колебания*, амплитуда которых то возрастает, то убывает одновременно с изменением магнитного состояния Солнца (приблизительно каждые 11 лет на поверхности Солнца наблюдается максимум «солнечных пятен», что сказывается на магнитном состоянии Земли; рис. 224). Иногда обнаруживаются резкие и весьма значительные изме-

---

[1]) От лат. inclinare—н а к л о н я т ь.
[2]) От лат. declinatio—о т к л о н е н и е.

нения магнитного поля Земли («магнитные бури»), которые совпадают с извержениями Солнцем потоков ионизированных газов (солнечных протуберанцев [1])).

Для изучения магнитного поля Земли составляют «магнитные карты», на которых соединяют линиями местности, имеющие одинаковые значения величин, характеризующих магнитное поле. Линии, указывающие места, где горизонтальные или же вертикальные составляющие поля имеют одинаковые значения, называют *изодинамами* [2]), линии равных склонений—*изогонами* [3]), линии равных наклонений — *изоклинами* [4]).

В 1838 г. Гаусс впервые подверг математическому анализу своеобразное распределение магнитных изолиний. В конце прошлого века накопленные измерения были систематизированы, уточнены и расширены крупнейшим русским магнитологом Эрнестом Егоровичем Лейстом. В 1902—1904 гг. Николай Алексеевич Умов решил задачу, начатую Гауссом, и создал метод математической интерпретации всех главных особенностей магнитного поля Земли.

На некотором удалении от Земли магнитное поле Земли приближенно можно рассматривать как поле магнитного диполя с магнитным моментом $8{,}1 \cdot 10^{25}$ *эрг/гс* (при этом указанный диполь следует считать расположенным в нескольких сотнях километров от центра Земли к югу).

Происхождение магнитного поля Земли до настоящего времени не выяснено. Было предложено много гипотез, но все они оказались неудовлетворительными.

§ 60. Магнитное поле тока

Неподвижный электрический заряд и неподвижный магнитный полюс не взаимодействуют друг с другом. Между ними нет ни силы притяжения, ни силы отталкивания, и эти силы не возникают между ними ни при каких обстоятельствах, если они остаются неподвижными друг относительно друга. Однако достаточно привести электрический заряд или магнитный полюс в движение, как тотчас между ними появляется сила взаимодействия, стремящаяся вращать их друг относительно друга. Сила эта возрастает при увеличении скорости их относительного движения и, помимо того, зависит от угла, образуемого направлениями их движения.

При движении зарядов и при перемещении связанного с зарядами электрического поля возникает магнитное поле. Вокруг движущегося электрического заряда появляются замкнутые линии магнитных сил; линии эти в виде концентрических окружностей охватывают траекторию заряда. Когда по проводнику проходит ток, вокруг проводника образуются замкнутые линии магнитной индукции, концентрическими кольцами охватывающие проводник: магнитные силы во всех точках плоскости, перпендикулярной к оси прямого тока, направлены по касательной к окружности, проведенной из точки пересечения оси тока с плоскостью, и лежат в этой плоскости. Силы, действующие в магнитном поле тока, убывают с увеличением расстояния от оси тока.

---

[1]) От лат. protuberare — вздуваться.
[2]) От греч. isos — равный и dynamis — сила.
[3]) От греч. gōnia — угол.
[4]) От греч. klino — наклоняю.

Направление магнитного поля связано с направлением тока правилом буравчика:

Если поступательное движение винта означает направление тока в проводе, то направление вращения ручки буравчика будет соответствовать направлению линий магнитного поля (рис. 225).

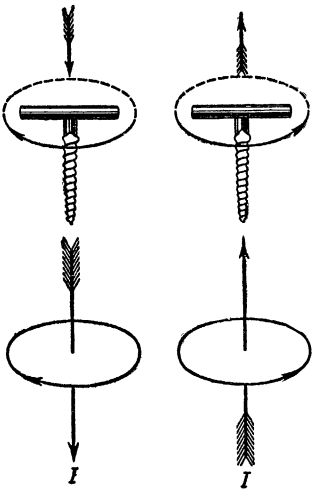


Рис. 225. При поступательном движении буравчика в направлении тока вращательное движение рукоятки буравчика указывает направление силовых линий магнитного поля тока.

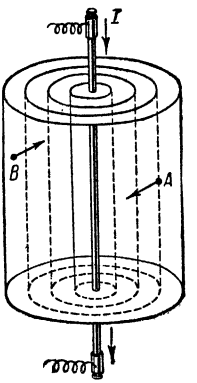


Рис. 226. Вид магнитного поля прямолинейного тока в пространстве.

Правилом буравчика можно пользоваться также для определения направления тока по направлению его магнитных силовых линий.

Если ввинчивать буравчик по направлению магнитной линии, то направление поворота ручки укажет направление тока в контуре, охватывающем эту силовую линию.

Наряду с правилом буравчика часто пользуются также следующим правилом: *если смотреть по направлению тока, то магнитные линии будут направлены в сторону движения стрелки часов.*

Вид магнитного поля в пространстве для случая *прямолинейного тока* может быть представлен как ряд коаксиальных цилиндрических поверхностей, имеющих своей осью ось тока (рис. 226). Магнитные силы в поле прямого тока в любой его точке (например, в точках A и B; рис. 226) всегда направлены по касательным к цилиндрической поверхности, проходящей через эту точку, и перпендикулярны к образующей, на которой лежит данная точка.

На рис. 227 представлена картина магнитного поля *кругового тока*. Строение поля в этом случае пояснено также на рис. 228. Детальное исследование поля кругового тока показывает, что поле

это аналогично полю «магнитного листка». Под *магнитным листком* понимают элементарно тонкий магнит, например тончайший слой, вырезанный из стержневого магнита перпендикулярно к его оси. Магнитный листок также можно представить себе как плотную совокупность элементарно малых магнитов, ориентированных одинаково так, что на одну поверхность листка выходят все северные полюсы, на другую — все южные полюсы этих малых магнитиков. Поле магнитного листка как совокупности магнитных диполей характеризуется, так же как и поле диполя, *магнитным моментом*, причем в случае плоского листка магнитный момент его равен произведению суммы величин магнитных полюсов, распределенных по одной из поверхностей листка, на толщину листка.

Когда ток обтекает обмотку цилиндрической катушки с тесно

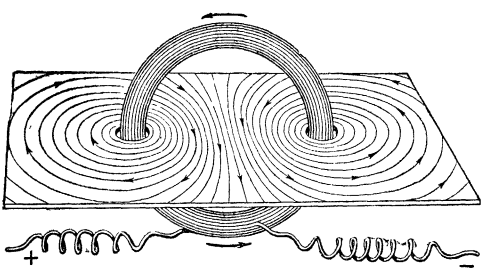


Рис. 227. Магнитное поле кругового тока.

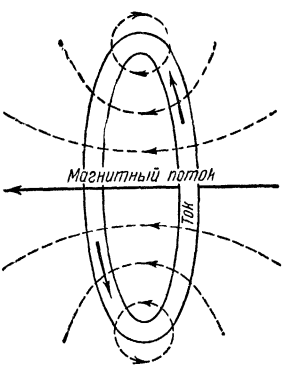


Рис. 228. Вид магнитного поля кругового тока в пространстве.

расположенными витками (*соленоид*[1])), то результирующее магнитное поле такой совокупности круговых токов оказывается подобным полю стержневого магнита; это соответствие понятно, так как магнит можно рассматривать как наложенные один на другой магнитные листки, а поле каждого такого листка аналогично полю отдельного витка соленоида. Поле соленоида становится еще более сходным с полем магнита, когда внутрь соленоида введен железный *сердечник* (рис. 229). Железо намагничивается полем тока, и поток магнитной индукции в соленоиде сильно возрастает. Получаемые таким образом *электромагниты* имеют широчайшее применение в технике, и в особенности в приборостроении.

Исследование взаимосвязи электрического тока и магнитного поля, образуемого током, показывает, что магнитное поле является не каким-то второстепенным, побочным проявлением тока, но представляет собой одну из важнейших, основных сторон того явления,

[1]) От греч. solen — трубка и eidos — вид.

которое мы называем током. Другая сторона того же явления — это движение зарядов и движение электрического поля, связанного с зарядами.

В связи со сказанным следует отметить существенное отличие движений, изучаемых в электродинамике, от движений, изучаемых механикой. Движения, изучаемые механикой, суть перемещения, т. е. изменения места, в котором находится рассматриваемое тело или точка, со временем. Механическое перемещение согласно диалектическому пониманию движения является неотъемлемой принадлежностью всякого изменения, происходящего в природе. Что́ бы ни изменялось в окружающей нас природе, мы всегда вправе утверждать, что вместе с этим изменением происходит то или иное перемещение. Это перемещение может быть, и очень часто в физических явлениях бывает, недоступно нашему непосредственному наблюдению. Таковы, например, перемещения атомов и молекул, которыми сопровождается молекулярно-тепловая форма движения, или же перемещения, которые происходят при химическом соединении между атомами реагирующих веществ и внутри них.

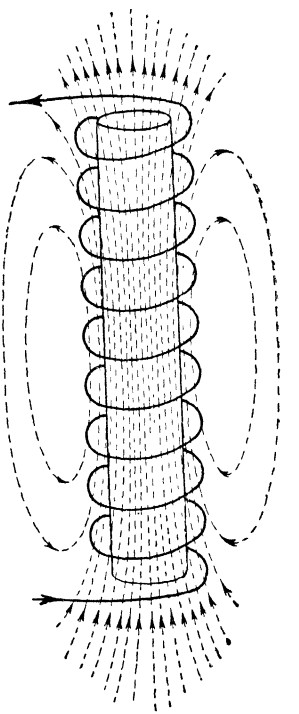


Рис. 229. Поле электромагнита. Положения полюсов электромагнита определяются «правилом правой руки»: если четыре пальца указывают направление тока в витках, то большой палец укажет положение северного полюса.

Из того, что перемещение сопровождает все изменения, происходящие в природе, не следует, однако, что всякое изменение в природе, т. е. движение, понимаемое в широком смысле, может быть сведено к одним только перемещениям, сопутствующим данному процессу. Подобное стремление характерно для механистического понимания природы, но, как показывает вся история физики, оно не приводит к положительным результатам.

Процесс электрического тока сопряжен *с перемещением носителей электричества*, каковыми могут являться электроны, ионы или более крупные электрически заряженные частицы. Тем не менее *явление электрического тока не может быть сведено к одним только перемещениям зарядов.*

Заряды перемещаются вместе с электрическим полем, которое неразрывно связано с ними. А движение электрического поля слагается из таких скрытых движений материи, образующей поле, которые проявляются в качестве магнитного поля. Поэтому

электрический ток всегда, неизбежно, по самой своей сущности сопряжен с магнитным полем, окружающим проводник в виде замкнутых магнитных силовых линий.

Напряженность этого магнитного поля в любой его точке пропорциональна величине тока, а самое его возникновение *неизбежно сопутствует всякому электрическому току*, будь это ток в металлическом проводнике или в электролите или же ток, вызванный движением заряженных частиц в вакууме. Таким образом, магнитное поле действительно является важнейшим проявлением того, что мы называем электрическим током.

Магнитное поле не может быть получено отдельно и независимо от тока. Магнитные поля намагниченных тел также связаны с токами, но только с токами внутриатомными, вызываемыми движением электронов в атомах и вращением электронов вокруг своей оси. Таким образом, магнитное поле стального магнита является *результирующим эффектом огромного числа микроскопических внутриатомных токов.*

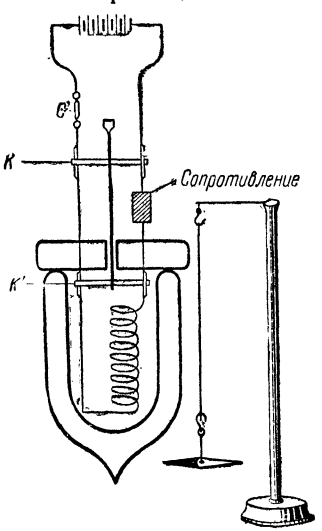


Рис. 230. Опыт с соленоидом в условиях сверхпроводимости.

Итак, явление электрического тока заключает в себе два неотделимых друг от друга факта: 1) перемещение зарядов, 2) существование сопутствующего току магнитного поля.

Картина механического движения носителей заряда — электронов, ионов в различных проводниках (в металлах, электролитах, газоразрядной плазме и т. п.) весьма различна и с количественной и с качественной стороны; тем не менее это нисколько не отражается на основном проявлении электрического тока — на магнитном поле тока.

Магнитное поле ни в какой мере не зависит от физических свойств проводника и всецело определяется величиной тока.

Неразрывная связь явлений тока и магнитного поля с особой наглядностью обнаруживается в опытах со сверхпроводниками. Погрузим соленоид, питаемый током от батареи элементов, в криостат с жидким гелием (рис. 230). Если повернуть вращаемый вокруг вертикальной оси контакт KK' в положение, показанное на рис. 230, то сопротивление внешней цепи батареи уменьшится (параллельное включение), предохранитель C перегорит и соленоид окажется замкнутым через цепь, состоящую из одних сверхпроводников. Так как сопротивление цепи в этих условиях равно нулю, то ток не будет вызывать никакого нагревания проводников. Магнитное поле соле-

ноида будет оставаться неизменным. Но магнитное поле является необходимым и достаточным условием существования тока в проводе. Поэтому ток будет продолжаться длительное время. Чтобы обнаружить существование тока в только что описанном опыте, мы имеем только одно средство — наблюдать действие его магнитного поля. Для этого вблизи криостата достаточно поместить чувствительный магнитометр (магнитную стрелку). Отклонение магнитометра будет длиться все время, пока в соленоиде существует ток.

В опытах, произведенных Камерлинг-Оннесом в Лейдене, ток в сверхпроводниках наблюдался в продолжение десятков часов, при этом не было замечено ощутимого уменьшения напряженности магнитного поля.

Величина тока, которую часто неудачно называют «силой тока», в действительности является, как пояснено в § 25, обобщенной скоростью. Под обобщенной скоростью вообще понимают быстроту изменения какой-либо величины, хотя бы, например, быстроту прироста числа жителей города. Величиной тока измеряется быстрота переноса количества электричества. Вместе с тем величина тока полностью определяет магнитное поле тока, и в этом отношении в величине тока как бы синтезируется вся весьма сложная картина действительных перемещений и механических скоростей электрически заряженных частиц.

Однозначная зависимость между величиной тока и напряженностью магнитного поля (на каком-либо заданном расстоянии от проводника при неизменной его форме) позволяет установить особую, электромагнитную, меру тока.

Вспомним, что абсолютной электростатической единицей тока называют величину такого тока, в котором в 1 сек. через поперечное сечение проводника проходит 1 абсолютная электростатическая единица количества электричества.

Эта единица тока очень мала. Поэтому на практике пользуются другой единицей — *ампером*, равным $3 \cdot 10^9$ электростатическим единицам тока.

В теоретических расчетах наряду с электростатическими единицами количества электричества и тока применяют еще так называемые электромагнитные единицы этих величин.

Электромагнитной единицей тока называют величину такого тока, который, проходя по длинному прямолинейному проводнику, действует на магнитный полюс величиной в 1 магнитную единицу, помещенный на расстоянии одного сантиметра от проводника, с силой 2 дины[1]). И соответственно *электромагнитной единицей количества электричества* называется такое количество электричества, которое проходит в 1 сек. через поперечное сечение

[1]) В этом определении указана сила в 2 дины (а не в 1 дину) потому, что в противном случае в приводимый ниже закон Био и Савара (§ 61) пришлось бы ввести коэффициент пропорциональности, отличный от единицы.

длинного прямолинейного проводника, когда ток таков, что действует на магнитный полюс в 1 магнитную единицу, помещенный на расстоянии 1 *см* от проводника, с силой 2 дины.

В отличие от абсолютных электростатических единиц, обозначаемых символом CGSE, абсолютные электромагнитные единицы обозначают символом CGSM.

Опытом обнаружено, что *электромагнитные единицы количества электричества и тока в* $3 \cdot 10^{10}$ *раз больше электростатических единиц*. Отсюда заключаем, что *ток* в 1 CGSM *равен* 10 *амперам*. Число $3 \cdot 10^{10}$ часто называют веберовым числом по имени ученого, который первый измерил отношение электромагнитных единиц к электростатическим.

Веберово число совпадает с численным значением скорости света в пустоте, измеренной в сантиметрах в секунду. Это совпадение не случайно; оно имеет место потому, что свет представляет собой электромагнитное явление.

§ 61. Закон Био и Савара

В основе всех расчетов магнитных действий тока и многих других расчетов, связанных с теорией электромагнитного поля, лежит закон, открытый в 1820 г. французскими учеными Био и Саваром, сделавшими измерения, и Лапласом, который обобщил результаты измерений. Эти ученые показали, что во всех случаях силу магнитного поля тока можно вычислить, геометрически суммируя (по правилу многоугольника) силы, вызываемые отдельными малыми участками тока.

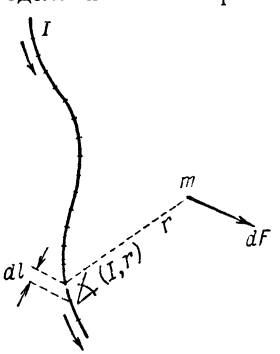


Рис. 231. К закону Био и Савара. Действие элемента тока на магнитный полюс.

Био, Савар и Лаплас установили, что если тонкий проводник, по которому течет ток, представлять себе разбитым на отдельные малые участки (рис. 231), то силу dF, с которой взаимодействует каждый участок тока с магнитным полюсом, надо считать, во-первых, пропорциональной *длине участка* dl, во-вторых, силу эту надо считать *прямо пропорциональной произведению величины полюса* (m) *на величину тока* (I) *в проводнике и обратно пропорциональной квадрату расстояния* (r) *от данного участка проводника до полюса*.

В этой (еще неполной) формулировке закон Био и Савара напоминает собой законы Кулона для электрических зарядов и магнитных полюсов. Дело осложняется, однако, тем, что величина dF *зависит еще от угла между направлением элемента тока и направ-*

лением радиуса-вектора, проведенного от элемента тока к магнитному полюсу. А именно, сила взаимодействия элемента тока и магнитного полюса является наибольшей, когда ток направлен под прямым углом к радиусу-вектору, проведенному от элемента тока к магнитному полюсу. Когда же указанный угол равен нулю (т. е. направления элемента тока и радиуса-вектора совпадают), то сила взаимодействия между элементом тока и магнитным полюсом обращается в нуль. Вообще же магнитная сила, определяемая законом Био и Савара, *пропорциональна синусу упомянутого угла*, так что в общем случае закон Био и Савара выражается формулой

$$dF = \frac{ml \cdot \sin(\boldsymbol{l}, \boldsymbol{r})}{r^2} \cdot dl. \qquad (13)$$

Каждая такая элементарная сила dF направлена *перпендикулярно к плоскости, проведенной через полюс и элемент тока*, в сторону, определяемую правилом буравчика. Если в приведенной формуле m измерено в абсолютных магнитных единицах, I — в абсолютных электромагнитных единицах величины тока, а dl и r — в сантиметрах, то dF будет выражена в динах.

Пользуясь понятием о *векторном произведении* (т. I, стр. 39) и рассматривая элемент $d\boldsymbol{l}$ тока и расстояние $\boldsymbol{r}$ от него до магнитного полюса как векторы, закон Био и Савара можно представить в следующем виде:

$$d\boldsymbol{F} = \frac{ml}{r^3}[d\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{r}]. \qquad (14)$$

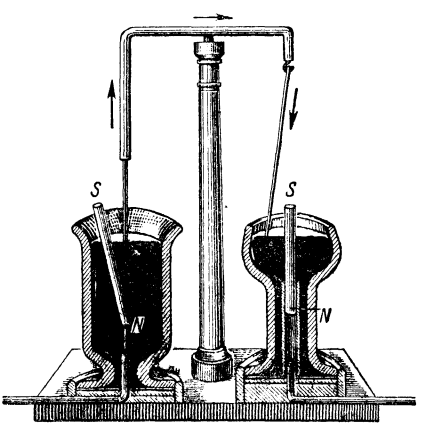


Рис. 232. Прибор Фарадея для демонстрации действия тока на магнитный полюс (левая часть) и действия магнитного полюса на ток (правая часть).

Для демонстрации действия тока на магнитный полюс, казалось бы, необходимо изолировать магнитный полюс от другого, противоположного по знаку магнитного полюса, что, конечно, невозможно. Однако это затруднение, как показано Фарадеем в 1821 г., можно обойти, расположив магнит относительно тока таким образом, чтобы один из полюсов магнита оказался на оси вращения другого полюса. На рис. 232 изображен *прибор Фарадея*, позволяющий одновременно демонстрировать действие тока на магнитный полюс и действие магнитного полюса на ток (которое рассмотрено в § 65). В этом приборе имеются два сосуда (они показаны в разрезе), в которые наливают ртуть. Цепь тока указана стрелками. В левом

сосуде стержневой магнит удерживается от всплывания в ртути гибкой нитью, причем нижний полюс магнита находится на оси, вокруг которой при пропускании тока через прибор начинает вращаться другой полюс магнита. В правом сосуде оба полюса магнита расположены на оси, вокруг которой при пропускании тока вращается гибкий проводник (один его конец закреплен наверху, а другой скользит по поверхности ртути).

Заметим, что *магнитные свойства среды не оказывают никакого влияния на напряженность магнитного поля, создаваемого током*: в закон Био и Савара магнитная проницаемость среды μ вовсе не входит.

Выражение (13), представляющее закон Био и Савара в дифференциальной форме, показывает, что элементарная сила dF, с которой бесконечно малый участок тела действует на магнитный полюс, обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Отсюда совсем не следует, что и вся сила F, с которой ток конечной длины действует на магнитный полюс, также обратно пропорциональна квадрату расстояния. Сила F может быть найдена геометрическим суммированием бесконечно малых воздействий dF для всех элементов тока, причем мы, вообще говоря, получим иную степень расстояния.

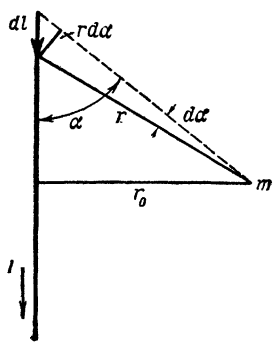


Рис. 233.

Так, например, напряженность поля, создаваемого прямолинейным током, обратно пропорциональна первой степени расстояния от линии тока. Очевидно, что когда все элементы тока лежат на одной прямой, то все обусловленные этими элементами тока силы $d\boldsymbol{F}$ в какой-либо рассматриваемой точке поля, где находится полюс m, направлены в одну сторону (на рис. 233 перпендикулярно к плоскости чертежа, к читателю), и, стало быть, в данном случае геометрическое суммирование сил $d\boldsymbol{F}$ сводится к их простому арифметическому сложению:

$$\frac{F}{m} = H = \int_0^l \frac{I \sin\alpha \cdot dl}{r^2}.$$

Легко видеть, что $dl = \frac{r\,d\alpha}{\sin\alpha}$, а следовательно, $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r\sin\alpha}$, но $r\sin\alpha = r_0$ и поэтому $\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r_0}$. Таким образом,

$$H = \frac{I}{r_0}\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha \cdot d\alpha = \frac{I}{r_0}(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2),$$

где α_1 и α_2 — углы, определяющие предельное положение радиусов-векторов, проведенных из концов проводника в рассматриваемую точку поля.

Для бесконечно длинного прямолинейного проводника $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_2 = \pi$ и, следовательно, $\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2 = 2$, т. е.

$$H = \frac{2I}{r} \text{ эрстед.} \tag{15}$$

Если величина тока I выражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2I}{r} \text{ эрстед.} \tag{15а}$$

Мы видим, что *напряженность поля прямого тока в любой точке прямо пропорциональна величине тока и обратно пропорциональна первой степени расстояния между этой точкой и током.*

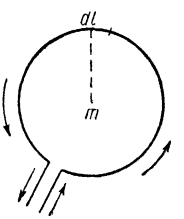


Рис. 234.

Задача геометрического суммирования сил, с которыми действуют на магнитный полюс отдельные участки тока, наиболее легко разрешается для случая, когда магнитный полюс помещен в центре кругового тока (рис. 234). Представим себе, что круговой ток разделен на весьма большое число малых участков dl. Сила dF, с которой каждый такой участок действует на магнитный полюс m, помещенный в центре кругового тока, для всех участков одинакова и направлена в одну и ту же сторону. Синус угла между направлением тока в каждом из этих участков и радиусом равен единице. Следовательно, по закону Био и Савара

$$F = \int dF = \int \frac{Im}{r^2} dl.$$

Вынося за знак интеграла одинаковую для всех участков величину $\frac{Im}{r^2}$ и учитывая, что суммарная длина всех участков кругового тока равна $2\pi r$, находим:

$$F = \frac{2\pi Im}{r} \text{ дин.}$$

Отсюда заключаем, что напряженность поля в центре кругового тока выражается такой формулой:

$$H = \frac{2\pi I}{r} \text{ эрстед,} \tag{16}$$

где I выражено в CGSM, а r — в сантиметрах.

Если величина тока выражена в амперах, то

$$H = \frac{1}{10} \cdot \frac{2\pi I}{r} \text{ эрстед.} \qquad (16')$$

Исследуя расчетом напряженность магнитного поля кругового тока в различных точках пространства, Ампер доказал замечательную теорему о том, что магнитное поле кругового тока таково же, как поле магнитного листка. А именно:

Андре Мари Ампер (1775—1836).

Круговой ток, имеющий величину I единиц CGSM, *создает такое же магнитное поле, как если бы площадь, обтекаемая током, представляла собой бесконечно тонкий магнит* (магнитный листок) *с магнитным моментом, равным произведению величины тока I на площадь S, обтекаемую током* (выраженную в квадратных сантиметрах):

$$M_m = IS. \qquad (17)$$

На основании сказанного Ампер и высказал догадку, что намагничивание тел объясняется внутримолекулярными круговыми токами. Как упоминалось в § 57, природа этих *амперовых молекулярных токов* была установлена только в XX в.

Ампер первый изучил магнитное взаимодействие токов и разработал математические основы электродинамики. Замечательный трактат Андре Мари Ампера «Теория электродинамических явлений, выведенная из опыта» был опубликован в 1827 г. Максвелл называл Ампера «Ньютоном электричества». Ампер проявил исключительную прозорливость не только в вопросах физики. Он с большой убежденностью защищал идею об эволюции организмов — идею, которая в те годы, задолго до работ Дарвина, вызывала только насмешки.

Когда имеется n витков кругового тока (сжатый соленоид), то магнитный момент эквивалентного магнита равен

$$M_m = In \cdot S. \qquad (17')$$

Соотношения (17) и (17′) были проверены экспериментально и подтверждены Вебером.

§ 62. Магнитодвижущая сила. Поток индукции электромагнита

Представим себе, что вокруг длинного прямолинейного проводника мы перемещаем по дуге окружности, преодолевая силы поля, положительный магнитный полюс $m=1$.

Работа, которую надо затратить, чтобы n раз обвести этот полюс вокруг проводника, равна произведению действующей на него силы H [формула (15)] на длину пути, т. е. на $2\pi r \cdot n$; следовательно, если ток I выражен в единицах CGSM, то указанная работа равна

$$\mathscr{M} = 4\pi In \frac{\text{эрг}}{\text{единица магнитного полюса}}. \tag{18}$$

По определению понятия «потенциала» указанная работа равна приращению потенциала. В электростатическом поле потенциал при перемещении заряда по любой замкнутой траектории приобретает первоначальное значение, если мы возвращаемся в исходную точку. Мы видим, что эта *однозначность потенциала не имеет места в магнитном поле тока.*

Из написанной формулы явствует, что работа, которую надо затратить, чтобы обвести магнитный полюс вокруг прямолинейного проводника, не зависит от того, по какой окружности осуществляется перемещение; *для окружностей всех радиусов эта работа одинакова.* Можно доказать, что *работа эта не зависит также от формы контура,* описываемого нами вокруг проводника, и *не зависит от формы проводника.* Во всех случаях она определяется при $m=1$ формулой (18). Эту работу называют *магнитодвижущей силой.*

Иначе говоря, магнитодвижущая сила определяется интегралом от произведения элемента пути на проекцию напряженности магнитного поля на путь, причем интеграл берется по любому замкнутому контуру, охватывающему канал тока:

$$\mathscr{M} = \oint H_l \, dl. \tag{19}$$

Приведенное формальное определение магнитодвижущей силы, как легко видеть, аналогично определению электродвижущей силы. Под электродвижущей силой мы понимаем энергетическую меру процессов, вызывающих явление электрического тока; *магнитодвижущая сила является энергетической мерой процессов, которые проявляются в образовании потока магнитной индукции.*

Выше уже было отмечено, что напряженность H магнитного поля тока не зависит от магнитных свойств среды. Вследствие этого *магнитная индукция тока* ($B=\mu H$) *пропорциональна магнитной проницаемости среды.*

Это обстоятельство используют при изготовлении *электромагнитов*; провод, по которому течет ток, наматывают в виде катушки на железный *сердечник*. Когда внутрь соленоида вставлен железный сердечник, число линий магнитной индукции (поток индукции) возрастает в μ раз. Линии индукции сгущаются сердечником; бо́льшая часть линий индукции выходит через полюсы электромагнита; между полюсами электромагнита образуется сильное поле. Линии индукции, выходящие наружу между витками проволоки, составляют *магнитную утечку*.

Почему соленоид, внутри которого находится железный сердечник, обладает несравненно более сильным внешним полем, чем в том случае, когда сердечника нет? Это объясняется намагничиванием железа в поле соленоида. Лишь немногие вещества способны увеличивать первоначальное поле соленоида в значительное число раз. Сюда относятся, помимо железа и стали, никель, кобальт, а также некоторые сплавы, иногда состоящие из таких веществ, которые сами по себе не обладают указанным свойством. Вещества, способные намагничиваться, подобно железу, и усиливать внешнее поле соленоида, как уже упоминалось (§ 57), носят название *ферромагнетиков*. Рассмотрим несколько подробнее, в чем состоит роль ферромагнитного сердечника, помещенного внутрь соленоида.

Закон Био и Савара устанавливает непосредственную связь между величиной тока, идущего по проводу определенной формы, и напряженностью магнитного поля, создаваемого в среде, окружающей этот ток, независимо от магнитных свойств этой среды. Основываясь на этом законе, который является одним из наиболее общих законов электродинамики, мы можем утверждать, что если по проводу данной длины и формы идет ток I, то вокруг провода создается магнитное поле, напряженность которого будет одинакова как в том случае, когда проводник находится в вакууме, так и в том случае, когда он окружен некоторой средой.

Применяя только что сказанное к случаю пустого соленоида и к случаю соленоида, внутри которого помещен ферромагнитный сердечник, мы можем утверждать, что напряженность магнитного поля внутри ферромагнитного сердечника будет такой же, как и внутри соленоида без всякого сердечника.

Но мы не должны упускать из виду, что энергия магнитного поля одной и той же напряженности, созданного в одинаковом объеме пустого соленоида или соленоида, заполненного веществом ферромагнетика, различна. Плотность энергии магнитного поля пропорциональна как квадрату напряженности поля, так и магнитной проницаемости среды, т. е. величине μ. Плотность энергии магнитного поля определяется выражением $\frac{\mu H^2}{8\pi}$. Поэтому *в каждом кубическом сантиметре поля при напряженности H внутри ферромагнетика, обладающего проницаемостью μ, находится количество энергии,*

в μ раз большее, чем в 1 см² поля, созданного в вакууме и обладающего той же напряженностью H. Этот факт получает особенную важность, если принять во внимание, что ферромагнетики как раз характеризуются большими значениями проницаемости μ.

Увеличение магнитной энергии в соленоиде при помещении внутри него сердечника легко наблюдать по искре, которая возникает в разрыве контакта, когда быстро прерывают ток, идущий через соленоид. Энергия этой искры получается за счет энергии магнитного поля соленоида благодаря явлению самоиндукции (§ 73). Величина и яркость искры в соленоиде, содержащем железный сердечник, во много раз больше, чем при отсутствии сердечника.

Магнитная индукция в случае пустого соленоида ($\mu=1$) равна напряженности поля, т. е. $B_{\text{вакуум}}=H$, тогда как индукция в ферромагнетике $B_{\text{ф}}=\mu H$, где H имеет то же значение, что и в предыдущем случае. Общий поток магнитной индукции, проходящий через соленоид, найдем, умножая эти значения индукции на площадь сечения соленоида. Мы видим, таким образом, что *благодаря увеличению плотности магнитной энергии в ферромагнитном сердечнике, который намагничивается током, поток магнитной индукции*, как отмечено выше, *оказывается при наличии сердечника в μ раз больше, чем при отсутствии последнего.*

Произведем расчет величины потока магнитной индукции через полюсы дугообразного или подковообразного электромагнита, изогнутого так, что межполюсное пространство его мало (рис. 235). Обозначим число витков проволоки соленоида буквой n, длину сердечника соленоида — буквой l, площадь его поперечного сечения S, длину межполюсного пространства l_0 и площадь полюсного наконечника S_0 (будем считать, что l и l_0 выражены в сантиметрах, а S и S_0 —в квадратных сантиметрах).

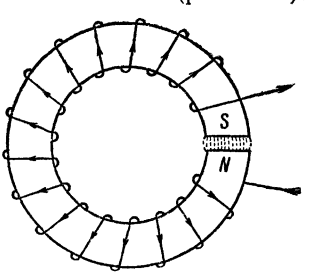


Рис. 235. К выводу формулы Гопкинсона.

Представим себе, что магнитный полюс величиной в 1 магнитную единицу мы перемещаем внутри соленоида вдоль всей изогнутой оси соленоида против сил поля, проводим по необходимости через полюсное пространство и возвращаем его, совершив замкнутый путь, в исходное положение. Какую работу нам придется затратить на это перемещение? Мы обвели полюс вокруг n проводов с током I ампер в каждом. Следовательно, по формуле (18) затраченная нами работа должна быть равна $\frac{4\pi}{10}In$ эргов. С другой стороны, мы можем сказать, что работа эта равна произведению силы на длину пути перемещения, т. е. равна $Hl+H_0l_0$, где H есть напряженность поля внутри соленоида, а H_0— напряженность поля в межполюсном

пространстве. Приравнивая эти два выражения для работы, получим:

$$Hl + H_0 l_0 = \frac{4\pi}{10} In.$$

Поток магнитной индукции через полюсы электромагнита равен

$$\Phi = \mu HS = \mu_0 H_0 S_0,$$

где μ — магнитная проницаемость сердечника, а μ_0 — магнитная проницаемость воздуха в зазоре или, вообще, среды, заполняющей межполюсное пространство. Выражая H и H_0 через Φ и подставляя в предыдущее уравнение, находим:

$$\Phi\left(\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}\right) = \frac{4\pi}{10} In.$$

Следовательно, число линий магнитной индукции электромагнита определяется формулой

$$\Phi = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{In}{\frac{l}{\mu S} + \frac{l_0}{\mu_0 S_0}} \text{ максвелл.} \qquad (20)$$

Произведение In называют числом *ампер-витков*. Формулу (20) называют формулой Гопкинсона.

Следует обратить внимание на аналогию, существующую между формулой Гопкинсона, определяющей поток магнитной индукции, и законом Ома, определяющим величину электрического тока. Место, занимаемое в законе Ома электродвижущей силой, в формуле Гопкинсона для потока индукции занимает магнитодвижущая сила $\mathscr{M} = 4\pi In$. Место, занимаемое в законе Ома электрическим сопротивлением, в формуле Гопкинсона занимает так называемое *магнитное сопротивление цепи* R_m, которое, подобно электрическому сопротивлению, пропорционально длине цепи и обратно пропорционально площади ее поперечного сечения:

$$R_m = \frac{l}{\mu S}.$$

Если магнитная цепь состоит из отдельных звеньев, имеющих неодинаковую магнитную проницаемость, то общее магнитное сопротивление цепи равно сумме магнитных сопротивлений отдельных звеньев цепи:

$$R_m = \frac{l_1}{\mu_1 S_1} + \frac{l_2}{\mu_2 S_2} + \ldots \qquad (21)$$

Здесь мы имеем аналогию с тем, как складываются электрические сопротивления проводников, соединенных последовательно. При этом магнитная проницаемость оказывается величиной, аналогичной удельной проводимости.

Соответственно двум правилам Кирхгофа для цепей электрического тока, для магнитной цепи и ее разветвлений существуют правила

$$\sum \Phi = 0, \tag{22}$$

$$\sum \mathscr{M} = \sum \Phi R_m. \tag{23}$$

Среди многочисленных применений электромагнитов часто встречаются разнообразные устройства, где используется притяжение электромагнитом железного «якоря». Притягивающее действие электромагнита связано с продольным натяжением магнитных силовых линий. Если вплотную у полюса магнита находится плоская железная пластина, то все линии магнитной индукции, выходящие из полюса параллельным пучком, пройдут через узкий воздушный зазор и затем через притягиваемую пластину.

Железная пластина («якорь») в указанном положении удерживается силой продольного натяжения силовых линий в зазоре между якорем и полюсом. Натяжение силовых линий, т. е. механическая сила, с которой поле действует на 1 *см*^{2} сечения, перпендикулярного к его направлению, определяется величиной $\frac{\mu H^2}{8\pi}$ *дин/см*^{2}. Для зазора $\mu=1$ и натяжение равно $\frac{H^2_{заз}}{8\pi}$, где $H_{заз}$ — напряженность в зазоре (в вакууме или в воздухе — это практически безразлично), создаваемая и током и намагниченным сердечником электромагнита.

Но напряженностью поля в узком зазоре как раз измеряется (как пояснено в § 58 и подробнее в § 6) индукция поля: магнитная индукция в ферромагнетике равна магнитной индукции в зазоре, а $B_{заз}=H_{заз}$. Стало быть,

$$H_{заз} = B_{заз} = B = \mu H,$$

где H — напряженность поля, создаваемая током. Следовательно,

$$P = \frac{\mu^2 H^2}{8\pi} \text{ дин/см}^2. \tag{24}$$

Величина H, стоящая в этой формуле, подсчитывается для соленоида на основании формулы Гопкинсона (20), где $\Phi=\mu HS$, или приближенно:

$$H \approx \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{In}{l}.$$

Подъемная сила, действующая на площадку в S *см*^{2}, будет, очевидно, равна

$$F = PS = \frac{\mu^2 H^2 S}{8\pi} \text{ дин/см}^2. \tag{25}$$

Мощные электромагниты нередко применяются для подъема и переноса железных предметов. Электромагниты послужили основой для развития телеграфной связи, сигнализации, автоматического управления на расстоянии.

На рис. 236 пояснено устройство электромагнитного *реле*, замыкающего цепь сильного тока, когда через обмотку электромагнита проходит слабый ток. Чтобы увеличить чувствительность реле, в ферромагнитную цепь сердечника вводят постоянный, например стальной, магнит NS; он создает в железных частях сердечника намагниченность, которая должна быть равна примерно половине максимально возможной намагниченности; пружина, удерживающая якорь, выбирается так, чтобы при отсутствии тока ее жесткость уравновешивала притяжение якоря сердечником. Посредством подобного реле при телеграфировании вводится в действие цепь местного источника тока. Этот же принцип так называемого *поляризованного реле* использован в слуховых трубках телефона, где роль сердечника выполняет гибкая железная мембрана.

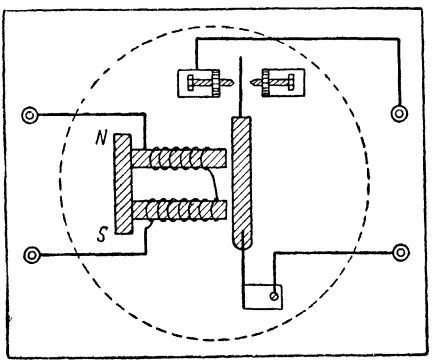


Рис. 236. Схема электромагнитного реле.

Первый в мире электромагнитный телеграф был создан в 1832 г. русским электротехником Павлом Львовичем Шиллингом (аппараты Морзе появились в 1840 г.). Принцип действия электромагнитного телеграфа пояснен на рис. 237. Первый буквопечатающий телеграфный аппарат с синхронно вращающимися колесами на отправительной и приемной станциях был создан также русским ученым Борисом Семеновичем Якоби в 1850 г. (рис. 238), за пять лет до появления аппаратов Юза.

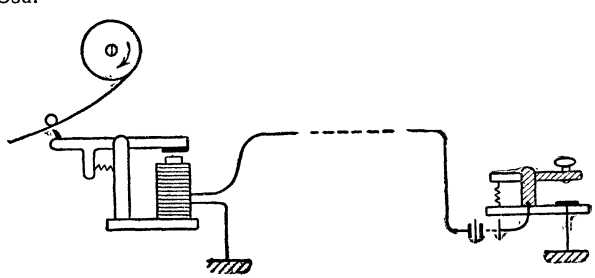


Рис. 237. Схема электромагнитного телеграфа.

Весьма важным применением электромагнитов является их широкое использование в устройстве электрических машин—в электрогенераторах и электродвигателях.

На использовании электромагнитов основано множество измерительных приборов и лабораторных аппаратов.

Лабораторные электромагниты, применяемые для исследования магнитных свойств веществ, создают (при весе электромагнита около 0,5 *т* и потребляемой мощности в несколько киловатт) поле в несколько десятков тысяч эрстед в объеме порядка 1 *см*³. Советский физик П. Л. Капица разработал метод реализации (на доли секунды) рекордных по своей интенсивности магнитных полей

с напряженностью порядка миллиона эрстед; для этого ток в несколько десятков тысяч ампер пропускают через обмотку соленоида, но столь кратковременно, что обмотка не успевает перегореть.

Для научных исследований нередко применяют также электромагниты, которые имеют большую площадь и длину зазора между полюсами. Так, например, при исследовании космических лучей (т. III, глава XIII) в 1950—1952 гг. Физическим институтом Академии наук Армянской ССР был применен электромагнит, создававший однородное магнитное поле в 6000 эрстед протяженностью 80×20 *см* при длине зазора в 10 *см*.

Огромные электромагниты весом в тысячи тонн, потребляющие мощность в десятки тысяч киловатт, применяют для изучения атомно-ядерных процессов (т. III, глава XIV).

§ 63. Магнитные свойства веществ и их использование

Как упомянуто в § 57, все вещества по величине их магнитной проницаемости μ принято разделять на три группы, а именно, на вещества: *диамагнитные*, у которых μ меньше единицы, *парамагнитные*, у которых μ несколько больше единицы, и *ферромагнитные*, у которых μ велико и изменяется в зависимости от напряженности поля.

Возбуждение магнитных свойств в парамагнитных и ферромагнитных веществах при приближении к ним магнита или при помещении их в магнитное поле тока представляет собой явление, которое в некоторой мере сходно с поляризацией диэлектрика.

При приближении наэлектризованного тела к диэлектрику диэлектрик поляризуется; электрические диполи в диэлектрике обращаются к наэлектризованному телу зарядами противоположного знака, и поэтому диэлектрик в пустоте всегда притягивается наэлектризованным телом. При удалении влиявшего наэлектризованного тела поляризация исчезает.

Точно так же и магнитные свойства большинства тел почти исчезают, коль скоро устранена причина, вызывавшая их. Все

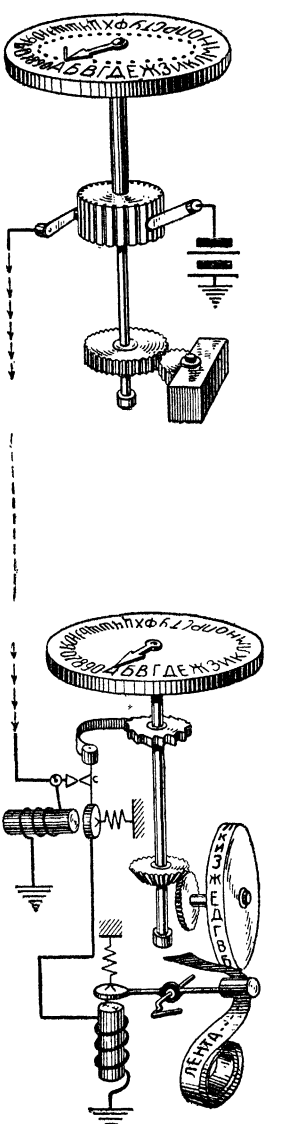


Рис. 238. Схема буквопечатающего телеграфного аппарата Якоби (вверху — передающий аппарат, внизу — принимающий).

эти тела, в той или иной мере намагничивающиеся в магнитном поле, размагничиваются при устранении поля.

Исключение составляют сталь, магнетит и некоторые специальные сплавы. Магнитные свойства стали, возбужденные магнитным полем, длительно сохраняются при удалении последнего. Сталь служит поэтому материалом для изготовления искусственных магнитов (в особенности хромовая, вольфрамовая и кобальтовая сталь).

Любое вещество, способное намагничиваться, представляют себе состоящим из бесчисленного множества молекулярных магнитов, которые размещены в беспорядке. Каждой молекуле этого вещества (железа, никеля и т. д.) приписывают, таким образом, свойства элементарного магнита.

Благодаря беспорядочному размещению молекулярных магнитов общее их действие равно нулю и вещество не намагничено. На эти молекулярные магниты действуют, во-первых, упругие силы, которые их удерживают в положении равновесия, и, во-вторых, сила, аналогичная трению,— *коэрцитивная* [1]) (задерживающая) сила. Когда какое-либо вещество, способное намагничиваться, например железо, внесено в пространство, где действуют магнитные силы, внешние магнитные силы ориентируют молекулярные магнитики, железо поляризуется. После того как все молекулярные магниты уже установились в направлении внешних магнитных сил, дальнейшее увеличение поляризации становится невозможным, достигается состояние *магнитного насыщения*.

Если устранить действие внешних магнитных сил, вызвавших намагничивание, то упругие силы начинают поворачивать молекулярные магнитики в прежнее положение; однако вследствие параллельной ориентировки молекулярные магниты действуют друг на друга, и упругие силы уже не в состоянии возвратить их полностью в прежнее беспорядочное состояние; получается явление *остаточного магнетизма*. Ориентированное расположение молекулярных магнитиков является, в сущности, неустойчивым, но оно поддерживается коэрцитивной силой, о происхождении которой могут быть сделаны различные гипотезы.

С изложенной точки зрения, *вещество является тем более намагниченным, чем бо́льшая степень упорядоченности достигнута в расположении молекулярных магнитов.*

Каково бы ни было происхождение коэрцитивной силы, можно с уверенностью сказать, что тепловое движение молекул должно разрушать ориентацию молекулярных магнитиков. Действительно, опыт показывает, что при нагревании намагничивание ослабевает.

При сильном нагреве (железа до 770°, никеля до 358°С) *вещество теряет способность к остаточному намагничиванию.*

---

[1]) От лат. coercitio—удерживание.

Остаточная намагниченность уменьшается также при сотрясениях, так как сотрясения расстраивают ориентацию молекулярных магнитов. Но в процессе намагничивания те же сотрясения играют благоприятную роль, так как они ослабляют силу трения между элементарными магнитиками. Железный стержень в магнитном поле намагничивается сильнее, если слегка ударять по этому стержню молотком.

Заметим, что если мы хотим долго сохранять постоянные магниты намагниченными, то необходимо, прежде всего, охранять их от действия посторонних магнитных полей. Для этого их делают подковообразными и «замыкают» при хранении небольшим куском железа — якорем. Кроме того, необходимо охранять магниты от больших сотрясений и резких изменений температуры.

Так как по обобщенному закону Кулона сила взаимодействия магнитных полюсов обратно пропорциональна магнитной проницаемости среды, то очевидно, что в парамагнитной среде магнитные полюсы взаимодействуют с силой меньшей, чем в вакууме, а в диамагнитной среде, наоборот, с силой большей, чем в вакууме.

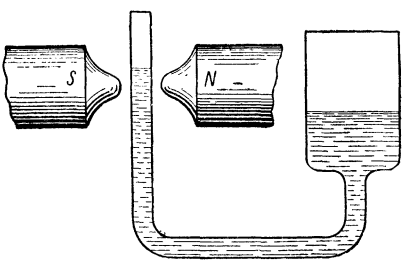


Рис. 239. Магнитные силы втягивают парамагнитную жидкость в пространство между полюсами магнита.

Увеличение силы взаимодействия магнитных полюсов в диамагнитной среде обусловливается тем, что диамагнитная среда намагничивается противоположно парамагнитной среде. Парамагнитное тело, помещенное между полюсами магнитов, намагничивается так, что вблизи положительного полюса магнита в парамагнитном теле появляется отрицательный полюс. Образовавшиеся разноименные полюсы притягиваются друг к другу, поэтому *парамагнитные тела всегда втягиваются в пространство между полюсами сильного магнита* (рис. 239). В противоположность этому диамагнитное тело, помещенное между полюсами магнита, намагничивается так, что близ каждого полюса магнита в диамагнитном теле образуются одноименные магнитные полюсы, поэтому *диамагнитное тело выталкивается из пространства между полюсами магнита* (рис. 240 и 241).

Вследствие намагничивания тело приобретает некоторый магнитный момент $\boldsymbol{M}_m$, равный геометрической сумме магнитных моментов всех молекул тела. Магнитный момент, приходящийся на единицу объема намагниченного тела, называют *намагниченностью* и обозначают через $\boldsymbol{I}_m$:

$$\frac{\boldsymbol{M}_m}{v} = I_m,$$

При однородности и изотропности вещества для стержня, параллелепипеда или цилиндра, имеющих длину l и намагниченных так, что их торцовые поверхности, имеющие площадь s, перпендикулярны к направлению поля, намагниченность, как нетрудно сообразить, равна

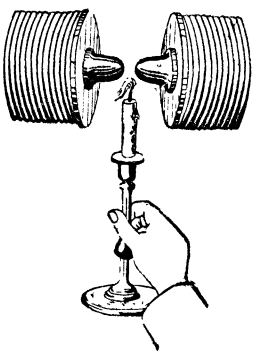


Рис. 240. Пламя выталкивается из пространства между полюсами магнита, так как газы, составляющие пламя, диамагнитны.

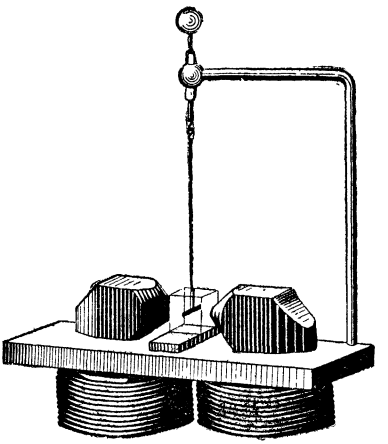


Рис. 241. Стерженек, изготовленный из парамагнитного вещества, будучи подвешен между полюсами магнита, устанавливается вдоль прямой, проходящей через полюсы магнита; стержень из диамагнитного вещества устанавливается перпендикулярно к этой линии.

величине магнитных полюсов, вызванных магнитной поляризацией среды на каждом квадратном сантиметре торцовой поверхности:

$$I_m = \frac{m}{s}. \tag{26}$$

Действительно, в этом случае, если принять за магнитные полюсы торцовые поверхности и считать здесь поле однородным, магнитный момент намагниченного тела $M_m = ml$, а объем тела $v = sl$, стало быть,

$$I_m = \frac{M_m}{v} = \frac{ml}{sl} = \frac{m}{s}$$

(рис. 242).

Податливость вещества намагничиванию определяется отношением намагниченности I_m к напряженности поля H, вызывающего намагничивание; это отношение называют *магнитной восприимчивостью* вещества и обозначают через χ_m:

$$I_m = \chi_m \cdot H. \tag{27}$$

Магнитная восприимчивость χ_m связана с магнитной проницаемостью μ уравнением, которое аналогично уравнению, определяющему связь электрической восприимчивости χ с электрической проницаемостью, т. е. с диэлектрической постоянной ε (§ 21).

Представим себе, что какое-либо вещество намагничивается током, пропущенным через соленоид. В вакууме магнитная индукция внутри соленоида была бы равна напряженности магнитного поля, создаваемого током: $B=H$. При наличии сердечника, имеющего μ, отличную от единицы, индукция будет $B=\mu H$, где H — та же самая напряженность поля, так как она согласно закону Био и Савара не зависит от свойств среды. Допустим, что в веществе, из которого изготовлен сердечник, имеется тонкий зазор, перпендикулярный к направлению поля (рис. 243). Напряженностью тока в этом зазоре и будет определяться новое значение магнитной индукции (при наличии сердечника и при прежней величине тока): $H_{заз}=\mu H$. Но напряженность поля в этом зазоре можно рассматривать как сумму напряженности H поля, создаваемого током, и напряженности H_m поля, вызванного намагничиванием сердечника:

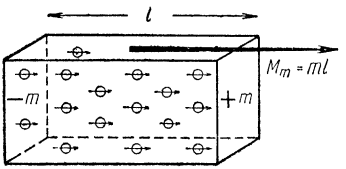


Рис. 242.

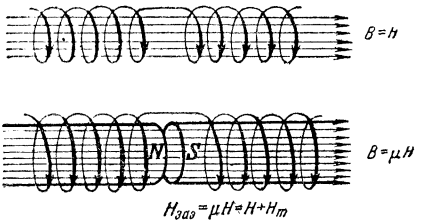


Рис. 243. К выводу уравнения $\mu = 1 + 4\pi\chi_m$.

$$H_{заз} = \mu H = H + H_m. \qquad (28)$$

Поскольку зазор настолько тонок, что поле в нем может считаться однородным, напряженность поля, созданного магнитными полюсами m, которые представляют собой проявление магнитной поляризации сердечника, может быть вычислена по формуле (11) § 58:

$$H_m = 4\pi \frac{m}{s},$$

где s — площадь поперечного сечения сердечника.

А так как по сказанному выше $\frac{m}{s} = I_m$, где I_m — намагниченность сердечника, и, с другой стороны, $I_m=\chi_m H$, то, стало быть,

$$H_m = 4\pi\chi_m H,$$

и следовательно, уравнение (28) можно переписать так:

$$\mu H = H + 4\pi\chi_m H.$$

Сокращая все члены этого уравнения на H, получаем зависимость между χ_m и μ:

$$\mu = 1 + 4\pi\chi_m, \tag{29}$$

или

$$\chi_m = \frac{\mu - 1}{4\pi}. \tag{30}$$

Мы видим, таким образом, что магнитная восприимчивость χ_m парамагнитных и ферромагнитных веществ является положительной величиной, тогда как у диамагнитных веществ (для которых $\mu < 1$) магнитная восприимчивость χ_m является величиной отрицательной. Это означает, что в изотропных парамагнитных и ферромагнитных веществах элементарные (молекулярные) магниты располагаются при намагничивании в направлении поля, тогда как в диамагнитных веществах элементарные магниты располагаются при намагничивании противоположно направлению поля.

В монокристаллах магнитная восприимчивость, вообще говоря, не одинакова для различных направлений, и в связи с этим вектор намагниченности $\boldsymbol{I}_m$ может составлять тот или иной угол с вектором напряженности поля $\boldsymbol{H}$.

Парамагнитными телами являются марганец, хром, платина, алюминий, растворы солей железа.

Наибольшей диамагнитностью обладает висмут. В меньшей мере диамагнитны цинк, свинец, медь, серебро, золото, сера, воск, смолы, бо́льшая часть солей, некоторые газы. Вода слабо диамагнитна.

Ниже приведены величины магнитной проницаемости для некоторых веществ.

Магнитная проницаемость некоторых веществ

Парамагнитные вещества	$\mu-1$	Диамагнитные вещества	$1-\mu$
Азот	$0{,}013\cdot10^{-6}$	Водород	$0{,}063\cdot10^{-6}$
Воздух	$0{,}38\cdot10^{-6}$	Бензол	$7{,}5\cdot10^{-6}$
Кислород	$1{,}9\cdot10^{-6}$	Вода	$9{,}0\cdot10^{-6}$
Эбонит	$14\cdot10^{-6}$	Медь	$10{,}3\cdot10^{-6}$
Алюминий	$23\cdot10^{-6}$	Стекло	$12{,}6\cdot10^{-6}$
Вольфрам	$176\cdot10^{-6}$	Кварц	$15{,}1\cdot10^{-6}$
Платина	$360\cdot10^{-6}$	Каменная соль	$12{,}6\cdot10^{-6}$
Жидкий кислород	$3400\cdot10^{-6}$	Висмут	$176\cdot10^{-6}$

Ферромагнитные вещества, которые отличаются большими значениями магнитной проницаемости, обладают соответственно большей величиной магнитной восприимчивости. Помимо этого, характерной особенностью ферромагнитных веществ является непо-

стоянство величины μ: *магнитная проницаемость ферромагнетика зависит от напряженности созданного в нем магнитного поля.*

В качестве примера рассмотрим кривую, представленную на рис. 244. Здесь по оси абсцисс отложены значения напряженности магнитного поля внутри ферромагнетика, а по оси ординат — соответствующие значения магнитной проницаемости μ. Кривая относится к железу и показывает, что μ при слабых полях мало. Затем, по мере увеличения напряженности намагничивающего поля H величина μ также начинает возрастать, сначала медленно, а затем быстро, достигая максимума при напряженности намагничивающего поля около 2,5 эрстеда.

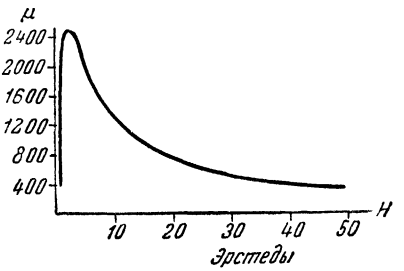


Рис 244. Зависимость магнитной проницаемости от напряженности поля для железа.

При дальнейшем увеличении напряженности μ снова уменьшается и при весьма сильных полях приближается к единице. Отсюда, между прочим, следует, что в случае очень сильных полей железо и другие ферромагнетики, применяемые в качестве сердечника электромагнита, утрачивают ту роль, которая была пояснена в предыдущем параграфе (поэтому в опытах по реализации рекордных полей железо не применяют).

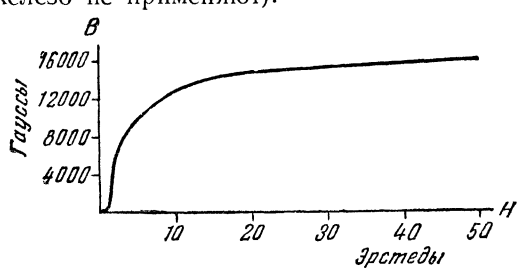


Рис. 245. Зависимость магнитной индукции от напряженности поля для железа.

Вследствие зависимости проницаемости μ от H индукция B в случае ферромагнетика уже не является величиной, прямо пропорциональной напряженности поля. Несмотря на то, что мы, как всегда, имеем право написать в данном случае соотношение $B=\mu H$, надо твердо помнить, что здесь само μ зависит от H. Каждому значению H будет соответствовать особое значение μ.

Воспользовавшись данными относительно зависимости μ от H, т. е. кривой рис. 244, нетрудно установить зависимость B от H. На рис. 245 представлена получающаяся при этом кривая (ординаты

точек этой кривой получены путем перемножения значений μ и H кривой рис. 244). На рис. 246 приведены зависимости B от H для различных ферромагнетиков.

Характерные черты магнитных свойств ферромагнетиков впервые экспериментально выяснены выдающимся русским физиком Александром Григорьевичем Столетовым (1872 г.). А. Г. Столетов показал, что при увеличении напряженности поля намагниченность I_m железа сначала возрастает весьма быстро, потом всё медленнее, постепенно

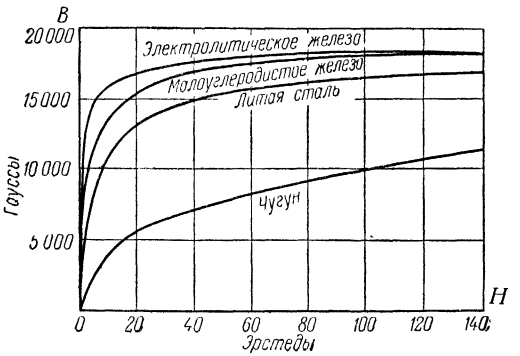


Рис 246. Зависимость индукции от напряженности поля в железе, стали и чугуне.

приближаясь к предельной величине I_s *намагниченности насыщения*. Так, из рис. 246 можно видеть, что при увеличении напряженности намагничивающего поля от 0 до 80 эрстед магнитная индукция в электролитическом железе возрастает от 0 почти до 19 000 *гс*; при увеличении напряженности поля до 200 эрстед магнитная индукция в железе приближается к величине 21 600, которая соответствует намагниченности насыщения и которую поэтому условно называют *максимальной индукцией*. Для железа намагниченность насыщения $I_s \approx 1700$ и $B_{\text{макс}} = 21600$ *гс*. Поскольку намагниченность насыщения достигается для большинства материалов при относительно небольшой напряженности намагничивающего поля, то $B_{\text{макс}} = 4\pi I_s$. Рассматривая магнитную индукцию как произведение μH, можно сказать, что при дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля возрастание H почти компенсируется уменьшением магнитной проницаемости. Но так как $B = H + 4\pi I_m$, то в очень сильных полях при намагниченности, достигшей насыщения (когда $I_m = I_s = \text{const}$), магнитная индукция возрастает линейно в соответствии с ростом напряженности поля. Так, для железа при $H = 25\,000$ эрстед $B \approx 46\,000$ *гс*, а при $H = 50\,000$ эрстед $B \approx 72\,500$ *гс*.

А. Г. Столетов обнаружил, что особенности ферромагнетиков не исчерпываются поясненной выше зависимостью μ и B от напряжен-

ности намагничивающего поля. Помимо этого, как показал А. Г. Столетов, *на значение* μ *оказывают влияние также и предварительные намагничивания, которым ранее подвергался ферромагнетик.* Таким образом, μ или B являются не только функцией от H, но также зависят и от предшествовавшего магнитного состояния ферромагнетика.

Александр Григорьевич Столетов (1839—1896)

Чтобы познакомиться с этим явлением, представим себе, что в соленоид вложен стержень из ферромагнетика. Пропустив ток через обмотку соленоида и увеличивая постепенно его силу, а следовательно, и напряженность намагничивающего поля H, мы вызовем постепенное возрастание индукции в сердечнике. Если ферромагнетик ранее не подвергался намагничиванию, то кривая, выражающая зависимость B от H, будет носить название основной кривой намагничивания. Она будет иметь вид, подобный тем кривым, которые изображены на рис. 246. На рис. 247 OD представляет собой эту кривую. Дойдя до точки D, мы будем иметь индукцию $B_{макс}$, представляющую наибольшее значение индукции при данном поле $H_{макс}$.

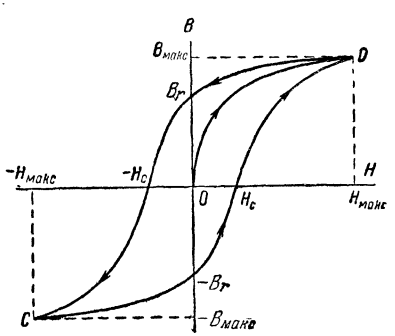


Рис. 247. Петля гистерезиса

Если вслед за этим начать ослаблять намагничивающее поле H, уменьшая силу тока в обмотке, то B, разумеется, начнет также уменьшаться. Однако это уменьшение B происходит с отставанием от основной кривой намагничивания. Точки при уменьшении B уже не ложатся на кривую OD, а размещаются по кривой DB_r, лежащей выше OD. Это отставание носит название *гистерезиса.*

Очевидно, гистерезис обусловлен тем, что ферромагнетики обладают способностью сохранять в себе остаточное намагничивание, несмотря на то, что поле, которым оно было создано, уменьшилось.

Если напряженность намагничивающего поля уменьшится до нуля, то, как показывает рис. 247, кривая DB_r придет в точку B_r. Это означает, что при исчезновении намагничивающего поля в ферромагнетике сохраняется *остаточная индукция*, равная B_r.

Устранить остаточный магнетизм, т. е. B_r, можно полем обратного направления.

Если напряженность обратного поля $-H$ будет постепенно возрастать, то кривая размагничивания из точки B_r пойдет к точке $-H_c$. Абсцисса $-H_c$, таким образом, представляет ту напряженность поля, при помощи которой уничтожается остаточная индукция B_r. Эта напряженность H_c является, следовательно, мерой той «прочности», с которой удерживается остаточное намагничивание в ферромагнетике. Вследствие этого величину H_c принято называть *задерживающей*, или *коэрцитивной*, *силой*.

Дальнейшее увеличение H в отрицательную сторону вызовет в сердечнике индукцию обратного направления, причем возрастание B в этом случае будет идти по кривой $-H_cC$, аналогичной DH_c. При последующем уменьшении H до нуля мы получим отрицательную остаточную индукцию $-B_r$.

Снова переменив здесь направление тока и увеличивая его, мы пойдем по отрезку кривой $-B_rH_c$, где H_c — опять-таки коэрцитивная сила, необходимая для уничтожения $-B_r$. При дальнейшем увеличении тока кривая от точки H_c пойдет вверх и замкнется в точке D.

Описанный круговой процесс называется *гистерезисным* циклом, а изображающая его замкнутая кривая — *петлей гистерезиса*. Площадь, очерченная петлей гистерезиса, определяет рассеяние энергии в тепло при перемагничивании.

Если постепенно увеличивать амплитуду H намагничивающего и размагничивающего поля, то петля гистерезиса достигает некоторых предельных очертаний — *максимальной петли*, характерной для вещества; совокупность получаемых таким образом циклов называют *гнездом петель гистерезиса*. Термины «намагниченность насыщения» ($B_{макс}$) и «коэрцитивная сила» (H_c), поясняемые рассмотренным рис. 247, относятся, строго говоря, к максимальной петле гистерезиса.

Наиболее полной характеристикой различия свойств ферромагнетиков является форма максимальной гистерезисной петли. На рис. 248 представлены для сравнения петли установившегося режима мягкого железа и закаленной стали. Крутой ход намагничивания и размагничивания в мягком железе обусловлен, как нетрудно понять, малой величиной коэрцитивной силы H_c. Для химически чистого железа H_c не превышает 0,03 эрстеда. Наоборот, пологая петля стали имеет бо́льшие отрезки на оси абсцисс, что соответствует значительной коэрцитивной силе. Коэрцитивная сила для стали в высокой степени зависит от ее состава.

С другой стороны, следует отметить, что, несмотря на столь большое различие в «прочности намагничивания» железа и стали, их остаточный магнетизм отличается незначительно, причем у железа (вопреки распространенному убеждению) он больше, чем у стали. В этом нас убеждает сравнение отрезков на осях ординат на рис. 248.

При нагревании намагниченность насыщения ферромагнитного вещества уменьшается: предельная высота кривых индукции B в зависимости от напряженности намагничивающего поля H снижается (как это показано на рис. 249 для железа). При приближении к некоторой температуре θ, которая носит наз-

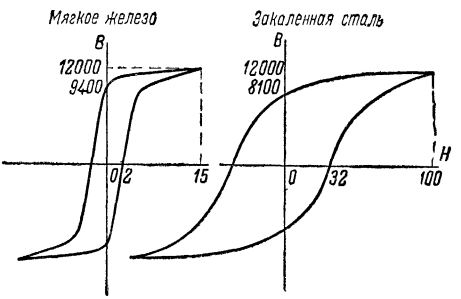


Рис. 248. Максимальные гистерезисные петли для железа и стали.

вание *точки Кюри*, намагниченность насыщения быстро падает. Выше этой температуры вещество утрачивает свои ферромагнитные свойства; оно становится парамагнитным и его магнитная восприимчивость определяется законом Кюри — Вейса:

$$\chi' = \frac{C}{T-\theta}, \qquad (31)$$

где C — константа Кюри, θ — точка Кюри, а χ' — удельная магнитная восприимчивость (χ' в отличие от χ отнесено к единице массы, а не к единице объема).

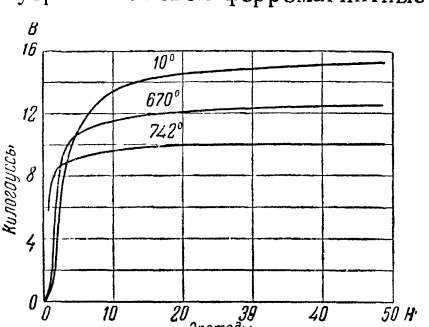


Рис. 249. Зависимость индукции в железе от намагничивающего поля при разных температурах.

Для железа точкой Кюри является температура 769° С ($\theta = 769 + 273 = 1042°$ К). При этой температуре изменяется кристаллическое строение железа: α-железо переходит в β-железо. На положение точки Кюри довольно сильное влияние оказывают примеси.

Точки Кюри некоторых металлов

	θ, °C		θ, °C
Железо электролитическое	769	Магнетит	585
Железо весьма чистое, переплавленное в водороде .	774	Сплав Гейслера (79% Cu, 14% Mn, 7% Al) . . .	200
Кобальт	1140	Гадолиний	20
Никель	358		

Замечательным является тот факт, что многие сплавы обладают лучшими магнитными свойствами, чем чистые металлы. Высокими магнитными качествами обладают *сплавы железа с никелем*. Сплавы, содержащие 40—80% никеля, обнаруживают весьма малую величину потерь на гистерезис. Сплав, содержащий 78% никеля, так называемый *пермаллой* [1]), обладает исключительной способностью намагничиваться в самых слабых полях порядка сотых, даже тысячных долей гаусса (на рис. 250 сопоставлена магнитная проницаемость пермаллоя и чистого железа).

От материалов, применяемых для изготовления постоянных магнитов, требуются большие значения коэрцитивной силы H_c и остаточной индукции B_r (*магнитная твердость*). Этими свойствами обладают углеродистые и хромистые стали и, в особенности, стали с большим содержанием вольфрама и кобальта. В таблице на стр. 319 указаны значения коэрцитивной силы и остаточной индукции для некоторых материалов.

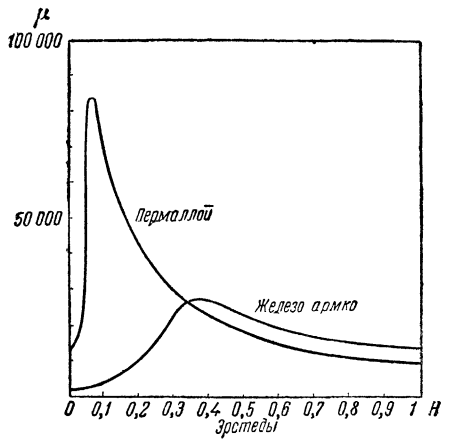


Рис. 250. Магнитная проницаемость пермаллоя и чистого железа.

Материалы, применяемые в технике переменных токов, должны легко, без заметных гистерезисных потерь, подвергаться перемагничиванию. Поэтому они должны отличаться самой малой величиной коэрцитивной силы и в то же время большой величиной магнитного насыщения. Такие свойства называют *магнитной мягкостью*. Этими свойствами обладают чистое железо, железо с примесью кремния и некоторые специальные сплавы.

Как видно из приводимой таблицы, сплавы железа с никелем (пермаллой и гиперник) отличаются магнитной мягкостью и высоким значением магнитной проницаемости. Вместе с тем для чистого никеля $\mu_{макс}=300$, $H_c=7{,}5$ эрстеда и $B_r=3400$ *гс*; для кобальта $\mu_{макс}=175$, $H_c=12$ эрстед и $B_r=3000$ *гс*.

Указанный в таблице сплав кобальта, никеля и железа—*перминвар*—отличается тем, что его магнитная проницаемость при небольших напряженностях намагничивающего поля (до 3 эрстед) остается почти постоянной (сохраняя величину около 500), тогда как у многих других ферромагнетиков она в том же интервале изменяется в десятки, сотни и даже тысячи раз.

Полная картина намагничивания ферромагнитного тела определяется не только свойствами ферромагнитного вещества, но и *формой тела*. Здесь можно было бы повторить многое из того, что было сказано в § 20 о поляризации ди-

[1]) От лат. permeare—проходить насквозь и англ. alloy—сплав.

Свойства магнитно-твердых материалов

	Коэрцитивная сила H_c в эрстедах	Остаточная индукция B_r в гауссах
Магнетит ($FeO \cdot Fe_2O_3$)	50	6 000
Углеродистая сталь (1% C)	40—60	9 000—7 000
Хромовая сталь (3% Cr, 1% C)	60—80	10 500—8 500
Вольфрамовая сталь (6% W, 1% C)	60—80	11 500—9 500
Кобальтовая сталь (15—30% Co, 5% W, 5% Cr, 1% Mo)	200—300	9 000—8 000
Никель-алюминиевая сталь (25% Ni, 12% Al)	700	5 000
Титаново-кобальтовая сталь (10% Ti, 30% Co)	900	7 000
Спрессованный материал из размельченного твердого раствора кобальтового феррита ($CoFe_2O_4$) в магнетите ($FeO \cdot Fe_2O_3$)	600	4 000

Свойства магнитно-мягких материалов

	Коэрцитивная сила H_c в эрстедах	Насыщение $B_{макс}$ в гауссах	$\mu_{макс}$	Остаточная индукция B_r в гауссах
Весьма чистое железо после отжига в водороде	0,025	21 600	280 000	(2 000)
Мягкое железо	0,5	21 500	8 000	8 400
Трансформаторное кремнистое железо (1% Si)	0,7	25 000	10 000	15 000
То же (4% Si)	0,35	20 000	15 000	5 000
Углеродистое железо (0,1% C)	3,0	18 000	3 000	10 000
Чугун (3% C) отожженный	4,6	16 000	2 000	4 000
Пермаллой (78% Ni, 22% Fe)	0,06	10 000	80 000	5 000
Гиперник (50% Ni, 50% Fe)	0,05	11 000	70 000	6 000
Перминвар (45% Ni, 25% Co, 30% Fe)	1	16 000	2 000	4 000

электриков. Методы вычисления магнитного момента намагниченного тела и электрического момента поляризованного диэлектрика во многом сходны. Напряженность внешнего поля, в которое мы вносим ферромагнитное тело, уменьшается внутри ферромагнитного тела на величину, которую называют *обратным* (или *размагничивающим*) *полем*. В частности, для ферромагнитного шара (аналогично формуле, приведенной на стр. 87)

$$H_{обр} = \frac{4}{3}\pi I_m.$$

Вычисление обратного поля и учет его влияния на остаточную намагниченность тела (это влияние не одинаково для тел разной формы) во многих случаях представляют довольно сложную задачу. Выдающиеся по своему практическому значению теоретические и экспериментальные исследования в этой области (а также в области исследования магнитных свойств тел в знакопеременных полях

высокой частоты) были выполнены Владимиром Константиновичем Аркадьевым. Полученные им и другими учеными выводы освещены в обширной монографии В. К. Аркадьева «Электромагнитные процессы в металлах» (1934—1936гг.).

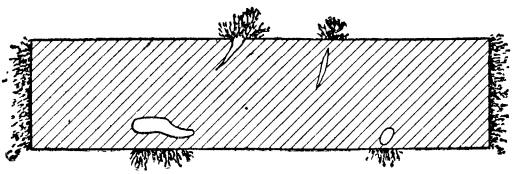


Рис. 251. Железные опилки притягиваются к намагниченному телу не только у полюсов, но и вблизи трещин и пустот.

Если внутри намагничиваемого тела имеются неоднородности, например вкрапления вещества с иным значением магнитной проницаемости, трещины, пустоты, то это существенно сказывается на той *деформации внешнего намагничивающего поля*, которая вызывается намагничиванием такого тела у его поверхности. Посыпая такое тело железными опилками и слегка встряхивая его, можно заметить, что опилки собираются не только у полюсов намагниченного тела, но и в тех местах его поверхности, под которыми имеются трещины, пустоты или вкрапления постороннего вещества (рис. 251). Это обстоятельство было использовано рядом советских ученых, создавших так называемый *порошковый метод магнитной дефектоскопии*. Этот метод сейчас широко применяется для обнаружения невидимых глазом пороков в ответственных деталях машин, изготовляемых из железа и стали. Проверяемое изделие намагничивают током и поливают керосином, в котором взвешены мельчайшие пылинки ферромагнетика.

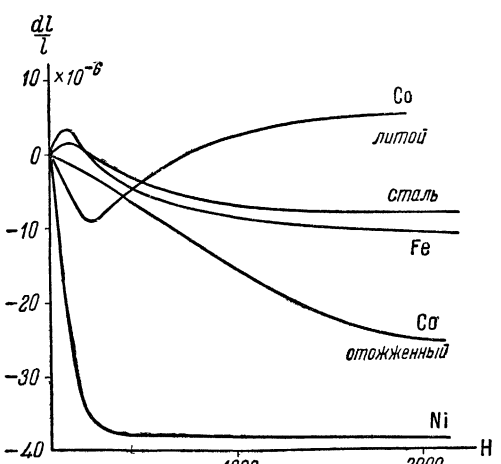


Рис. 252. Изменение длины при намагничивании (магнитострикция).

На том же принципе выявления каким-либо способом неоднородностей магнитного поля, вызываемых пороками изделия, основаны и другие методы *магнитной дефектоскопии*. Так, например, для проверки состояния рельсов, в которых со временем образуются трещинки, способные привести к железнодорожной катастрофе, применяют магнитный дефектоскоп следующего устройства. По рельсам катится тележка с электромагнитами которые намагничивают некоторый участок рельса. Между полюсами электромагнитов помещено чувствительное реле; оно автоматически сигнализирует о наличии неоднородностей поля, вызываемых трещинками в рельсах. Аналогично устроены магнитные дефектоскопы для проверки на заводе некоторых серийно выпускаемых деталей машин.

При намагничивании происходит некоторое изменение размеров тела — *магнитострикция*. На рис. 252 показано относительное изменение длины стерж-

ня из стали, железа, никеля и кобальта при увеличении напряженности намагничивающего поля от 0 до 2000 эрстед. Из этого рисунка видно, что наиболее сильная магнитострикция наблюдается у никеля: при напряженности намагничивающего поля порядка 250 эрстед длина никелевого стержня или пластины сокращается примерно на 3 тысячных доли процента. Такие небольшие

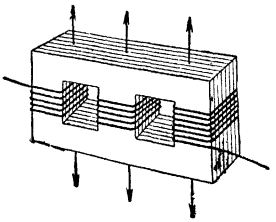


Рис. 253. Пакет никелевых пластин магнитострикционного излучателя.

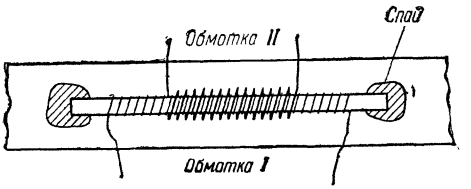


Рис. 254. Схема магнитного (пермаллоевого) тензометра.

изменения намагничиваемого тела оказались тем не менее достаточными для практического применения магнитострикции в излучателях ультразвуковых волн. На рис. 253 пояснена принципиальная схема *магнитострикционного ультразвукового излучателя*: переменный ток, производя частые перемагничивания пакета никелевых пластин, вызывает пульсирующее изменение их размеров, что́ и порождает в окружающей среде ультразвуковые волны. При этом увеличение амплитуды колебания продольных размеров никелевых пластин достигается резонансом между частотой намагничивающего тока и частотой собственных механических колебаний излучателя. Подобного рода излучатели используются, в частности, для измерения глубины дна по принципу эхолота (в этом случае их монтируют на днище корабля).

Следует отметить, что у некоторых ферромагнитных тел магнитная проницаемость существенно изменяется, когда тело растягивают или сжимают в пределах упругой деформации. Например, для железо-никелевых сплавов (с содержанием никеля 60÷65%) относительное изменение магнитной восприимчивости $\frac{\Delta\chi_m}{\chi_m}$ в 200—300 раз превышает величину относительной упругой деформации $\frac{\Delta l}{l}$. На основе этого Н. С. Акулов

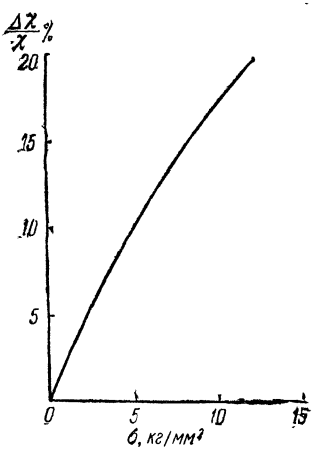


Рис. 255. Характеристика магнитного пермаллоевого тензометра.

разработал *магнитный метод измерения деформаций и упругих напряжений*. На рис. 254 показана схема магнитного тензометра, изготовленного из пермаллоевой полоски, концы которой припаивают или приклеивают к поверхности деформируемой детали. Полоска имеет две маленькие обмотки: одна из них питается током звуковой частоты, в другой индуцируется ток (§ 72), электродвижущую силу которого измеряют. Эта индуцированная электродвижущая сила зависит от потока магнитной индукции в полоске пермаллоя, а поток индукции в соответствии с величиной магнитной восприимчивости зависит от механического напряжения, которое растягивает тензометр (рис. 255).

Высокие магнитные свойства некоторых ферромагнетиков были использованы во второй мировой войне в *магнитных минах*. Магнитные мины, установленные на некоторой глубине, взрываются в момент, когда над миной, не касаясь ее, проходит корабль. Массивный металлический корпус корабля, намагничиваясь в магнитном поле Земли, создает на расстоянии 10—15 *м* поле напряженностью в сотые доли эрстеда. Когда корабль проходит над миной, магнитное реле мины, реагируя на местное искажение магнитного поля Земли, вызываемое кораблем, замыкает цепь тока портативной батареи гальванических элементов, что́ приводит к взрыву запала, а вследствие детонации и к взрыву мины.

Чтобы обезопасить корабль от магнитных мин, в корпусе корабля прокладывают кабели в виде ряда витков обмотки и пропускают через них постоянный ток, размагничивающий металлические части корабля. Очистку фарватера от магнитных мин осуществляют специальные легкие суда, которые посредством кабелей («электромагнитных тралов») создают достаточно далеко за кормой сильное магнитное поле, вызывающее взрыв магнитных мин.

Разработка высококачественных ферромагнитных материалов позволила улучшить электрические машины и разнообразные приборы автоматической сигнализации и управления, увеличить дальность телеграфной и телефонной связи, повысить чувствительность многих измерительных приборов, в частности *приборов магнитной разведки руд*, усовершенствовать электроакустические аппараты, в том числе аппараты звукового кино, осуществить *магнитную запись звука* (§ 95) и т. д.

Свойства парамагнитных веществ при сверхнизких температурах используются в *магнитном методе глубокого охлаждения тел* (стр. 329).

§ 64. Электронная теория магнетизма

После того как Ампер высказал догадку, что никаких «магнитных зарядов» не существует и что намагничивание тел объясняется молекулярными круговыми токами (§§ 57 и 61), прошло почти сто лет, когда, наконец, это предположение было с полной убедительностью доказано прямыми экспериментами. Вопрос о природе магнетизма был решен опытами в области так называемых *магнетомеханических явлений*. Методы осуществления и расчета этих опытов были разработаны на основе развитых Резерфордом в 1911 г. и Бором в 1913 г. представлений о строении атомов (впрочем, некоторые близкие по замыслу эксперименты проводились и раньше, в частности Максвеллом, но безуспешно).

При исследовании явлений радиоактивности Резерфордом было установлено, что *электроны в атомах вращаются по замкнутым орбитам вокруг положительно заряженных ядер атомов*; Бор показал при теоретическом анализе спектров, что только некоторые из этих орбит устойчивы; наконец, вслед за этим (в 1925 г., также на основе анализа спектров) было обнаружено *вращение электронов вокруг своей оси*, как бы аналогичное суточному вращению Земли; совокупность этих данных привела к ясному пониманию природы амперовых круговых токов. Стало очевидным, что основными элементами магнетизма в веществах является: или вращение электронов вокруг ядер, или вращение электронов вокруг своей оси, или же оба эти вращения одновременно.

При постановке в 1914—1915 гг. первых успешных магнетомеханических опытов, которые пояснены ниже, вначале предполагалось, что магнитные свойства веществ полностью определяются орбитальным движением электронов вокруг ядер. Однако количественные результаты упомянутых опытов показали, что свойства ферромагнитных и парамагнитных веществ определяются не движением электронов по орбитам, а вращением электронов вокруг своей оси.

Чтобы понять замысел магнетомеханических опытов и правильно оценить выводы, к которым привели эти опыты, нужно вычислить отношение магнитного момента кругового тока, создаваемого движением электрона, к механическому моменту количества движения электрона.

Величина любого тока, как известно, определяется количеством электричества, проходящего через поперечное сечение в единицу времени; очевидно, что величина тока, эквивалентного орбитальному вращению электрона, равна произведению заряда электрона e на число оборотов в единицу времени $\frac{v}{2\pi r}$, где v — скорость движения электрона и r — радиус орбиты. Указанное произведение выражает величину эквивалентного тока в электростатических единицах. Чтобы получить величину тока в электромагнитных единицах, указанное произведение нужно разделить на скорость света (стр. 296); таким образом,

$$i = \frac{ev}{2\pi rc}.$$

Круговой ток образует такое же магнитное поле, как магнитный листок с моментом, равным произведению тока на обтекаемую им площадь [формула (17)]:

$$\mathcal{M}_m = i \cdot \pi r^2.$$

Таким образом, мы видим, что движение электрона вокруг ядра сообщает атому магнитный момент, равный

$$\mathcal{M}_m = \frac{erv}{2c}. \tag{32}$$

Сопоставляя этот магнитный момент с механическим моментом количества движения электрона:

$$L = mvr,$$

находим, что *отношение магнитного момента к механическому импульсу не зависит ни от скорости движения электрона, ни от радиуса орбиты:*

$$\frac{\mathcal{M}_m}{L} = \frac{e}{2cm}. \tag{33}$$

И действительно, более полная теория показывает, что уравнение (33) является справедливым не только для круговых орбит, но также и для эллиптических орбит электрона.

Вращение электрона вокруг своей оси сообщает самому электрону некоторый магнитный момент. Вращение электрона вокруг своей оси называют *спином* (от английского слова «спин», означающего вращение вокруг оси). Если предположить, что электрон имеет шарообразную форму и что заряд электрона распределен с равномерной плотностью по сферической поверхности, то вычисления показывают, что *отношение спинового магнитного момента электрона M'_m к механическому импульсу вращения электрона вокруг своей оси в два раза больше, чем аналогичное отношение для орбитального движения*:

$$\frac{\mathcal{M}_m}{L'} = \frac{e}{cm}. \qquad (34)$$

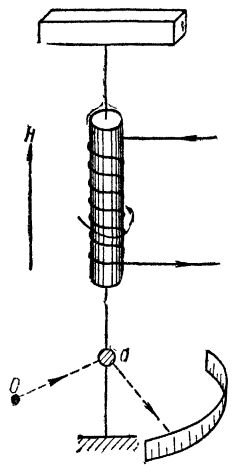


Рис. 256. Схема опыта Эйнштейна и де Гааза. *a* — зеркальце, *O* — источник света.

Изложенные соображения о пропорциональности магнитного момента и импульса вращения указывают на то, что в известных условиях магнитные явления могут оказаться связанными с гироскопическими эффектами. Эту связь магнитных явлений с гироскопическими эффектами пытался экспериментально обнаружить еще Максвелл, но только Эйнштейну и де Гаазу (1915 г.), А. Ф. Иоффе и П. Л. Капице (1917 г.) и Барнету (1914 г. и 1922 г.) впервые удалось произвести удачные опыты. Эйнштейн и де Гааз установили, что железный стержень, подвешенный в соленоиде в качестве сердечника, при намагничивании током, пропускаемым через соленоид, приобретает импульс вращения (рис. 256). Чтобы получить заметный эффект, Эйнштейн и де Гааз воспользовались явлением резонанса, производя периодическое перемагничивание переменным током с частотой, совпадающей с частотой собственных крутильных колебаний стержня [1]).

Эффект Эйнштейна и де Гааза объясняется следующим образом. При намагничивании оси элементарных магнитов — «электронных волчков» — ориентируются в направлении магнитного поля; геометрическая сумма импульсов вращения «электронных волчков» становится отличной от нуля, а так как в начале опыта импульс вращения железного стержня (рассматриваемого как механическая система атомов) был равен нулю, то по закону сохранения импульса вращения

[1]) Идея этого опыта была предложена Ричардсоном (1907 г.).

(т. I, § 38) вследствие намагничивания стержень в целом должен приобрести импульс вращения, равный по величине, но противоположный по направлению геометрической сумме импульсов вращения «электронных волчков».

Барнет произвел опыт, обратный опыту Эйнштейна и де Гааза, а именно, Барнет вызвал намагничивание железного стержня, приведя его в быстрое вращение; намагничивание происходило в направлении, противоположном оси вращения. Подобно тому как вследствие суточного вращения Земли ось гирокомпаса принимает положение, параллельное земной оси (т. I, § 38), точно так же в опыте Барнета оси «электронных волчков» принимают положение, параллельное оси вращения железного стержня (при этом вследствие того, что заряд электрона отрицателен, направление намагниченности будет противоположно оси вращения стержня).

В опытах А. Ф. Иоффе и П. Л. Капицы (1917 г.) железный намагниченный стержень, подвешенный на нити, подвергался быстрому нагреванию выше точки Кюри. При этом упорядоченное размещение «элементарных волчков», оси которых вследствие намагниченности были ориентированы по полю параллельно оси стержня, утрачивалось и заменялось хаотическим распределением направления осей, так что суммарный магнитный и механический моменты «элементарных волчков» оказывались близкими к нулю (рис. 257). В силу закона сохранения момента количества движения железный стержень при размагничивании приобретал импульс вращения.

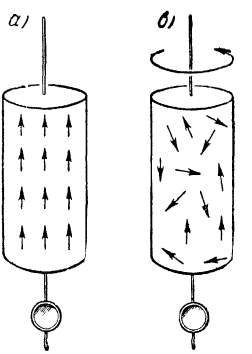


Рис. 257. Схема, поясняющая идею опыта Иоффе — Капицы. *а* — железный стержень намагничен; *б* — стержень размагничен нагреванием выше точки Кюри.

Измерение магнитного момента и импульса вращения в опытах Эйнштейна и де Гааза, в опытах Барнета и в опытах Иоффе и Капицы, которые были неоднократно повторены многими учеными, показало, что отношение этих величин определяется формулой (34), а не формулой (33). Это указывает на то, что *основным элементом магнетизма в железе (и вообще в ферромагнитных телах) является спин — осевое вращение электронов, а не орбитальное движение электронов вокруг положительных ядер атомов.*

Однако и орбитальное движение электронов сказывается на магнитных свойствах веществ: *магнитный момент атомов, ионов и молекул представляет собой геометрическую сумму спиновых и орбитальных магнитных моментов* (впрочем, строение атомов таково, что определяющую роль в этой сумме опять-таки имеют спиновые моменты).

Когда суммарный магнитный момент частицы равен нулю, то вещество оказывается диамагнитным. Формально диамагнитные вещества характеризуются магнитной проницаемостью меньшей, чем единица ($\mu < 1$), и, следовательно, отрицательной магнитной восприимчивостью ($\chi_m < 0$); это означает, что диамагнитные вещества намагничиваются в направлении, противоположном напряженности намагничивающего поля.

Электронная теория объясняет *диамагнетизм* влиянием магнитного поля на орбитальное движение электронов вокруг ядер. Это движение электрона, как уже было пояснено, эквивалентно току. Когда на атом начинает действовать магнитное поле и напряженность его возрастает от нуля до некоторого значения H, «индуцируется добавочный ток», который согласно закону Ленца (§ 71) имеет такое направление, что созданный этим «добавочным током» магнитный момент всегда направлен противоположно возросшему от нуля до H полю. Если намагничивающее поле перпендикулярно к плоскости орбиты, то оно просто изменяет скорость движения электрона по орбите, и это измененное значение скорости сохраняется все время, пока атом пребывает в магнитном поле; если же поле не перпендикулярно к плоскости орбиты, то возникает и устанавливается прецессионное движение оси орбиты вокруг направления поля (аналогично прецессии оси волчка вокруг вертикали, проходящей через точку опоры волчка) (т. I, § 38).

Вычисления приводят к нижеследующей формуле для магнитной восприимчивости диамагнитных веществ:

$$\chi_m = -\frac{Nze^2}{6m} r^2; \tag{35}$$

здесь e и m — заряд и масса электрона, z — число электронов в атоме, N — число атомов в единице объема вещества, r — средний радиус электронных орбит.

Таким образом, диамагнитный эффект является общим свойством всех веществ; однако этот эффект мал, и поэтому он может быть наблюдаем только в том случае, если нет противоположного ему сильного парамагнитного эффекта.

Теория парамагнетизма была разработана Ланжевеном в 1905 г. и развита на основе современных представлений Флеком, Стонером и др. (в 1927 и в последующие годы). В зависимости от строения атома магнитные моменты, создаваемые отдельными внутриатомными электронами, могут или взаимно компенсироваться, так что атом в целом оказывается немагнитным (подобные вещества проявляют диамагнитные свойства), или же результирующий магнитный момент μ атома оказывается отличным от нуля. В этом последнем случае, как показывает квантовая механика, магнитный момент μ атома (точнее, его электронной оболочки) закономерно выражается (т. III, §§ 59, 67—70) через своего рода «атом магнетизма» μ_0. По квантовой

механике этим «атомом магнетизма» является магнитный момент μ_0, создаваемый вращением электрона вокруг ядра,— *магнетон Бора*, равный

$$\mu_0 = \frac{eh}{4\pi cm} = 0{,}9273 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гс}$$

(здесь e — заряд электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света, m — масса электрона).

Точно такой же магнитный момент имеет каждый электрон независимо от его движения вокруг ядра, но вследствие своего строения или, как условно говорят, вследствие своего вращения вокруг оси [1]). *Магнитный момент спина* равен магнетону Бора, тогда как механический момент спина [в соответствии с формулами (33) и (34)] равен половине орбитального момента электрона.

Поль Ланжевен (1872—1946).

Некоторые атомные ядра также имеют магнитные моменты, но в тысячи раз меньшие, чем магнитные моменты, присущие электронным оболочкам атомов (т. III, § 115). Магнитные моменты ядер выражаются через *ядерный магнетон*, величина которого определяется такой же формулой, как величина магнетона Бора, если в этой формуле заменить массу электрона массой протона.

По теории Ланжевена, при намагничивании парамагнитного вещества молекулы ориентируются своими магнитными моментами по направлению силовых линий поля, но молекулярно-тепловое

[1]) Ради наглядности магнитный и механический моменты электрона связывают с представлением об осевом вращении электрона. Следует заметить, однако, что такое понимание магнитного и механического моментов электрона находится в противоречии с утверждением о невозможности движения со скоростью, большей скорости света (т. III, §§ 5 и 79). Магнитный момент приведенной в тексте (и подтверждаемой опытом) величины мог бы получиться при таком осевом вращении электрона, когда экваториальные точки электрона двигались бы со скоростью, в 300 раз большей скорости света. В квантовой механике спиновый момент трактуют как своеобразную поляризацию неких волн, органически связанных с электроном.

движение в той или иной мере расстраивает эту ориентацию. Молекулярная картина намагничивания парамагнитного вещества аналогична поляризации диэлектрика (§ 22), если, конечно, представить себе, что жесткие электрические диполи заменены элементарными магнитиками, а электрическое поле — магнитным полем. О степени ориентации элементарных магнитиков в направлении намагничивающего поля можно судить по величине средней проекции $\bar{\mu}_m$ магнитного момента на направление поля (рассчитанной на одну молекулу). При беспорядочном расположении осей элементарных магнитиков $\bar{\mu}_m=0$, когда же все элементарные магнитики ориентированы в направлении поля, $\bar{\mu}_m=\mu$.

Ланжевен показал, что при температуре T и при напряженности внутреннего магнитного поля $H_{\text{внутр}}$ $\left(H_{\text{внутр}} = H_i + \frac{4}{3}\pi I_m\right.$ аналогично формуле для $E_{\text{внутр}}$ в § 22) отношение $\frac{\bar{\mu}_m}{\mu}$ выражается следующей функцией:

$$\frac{\bar{\mu}_m}{\mu} = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x}, \tag{36}$$

где

$$\operatorname{cth} x = \frac{e^x + e^{-x}}{e^x - e^{-x}} \quad \text{и} \quad x = \frac{\mu H_{\text{внутр}}}{kT}.$$

При малых значениях x, как уже упоминалось в § 22, вышеуказанная функция Ланжевена (36) приобретает значение $\frac{x}{3}$, так что в этом случае

$$\bar{\mu}_m = \frac{\mu x}{3} = \frac{\mu^2 H_{\text{внутр}}}{3kT}.$$

Очевидно, что намагниченность I_m равна произведению величины $\bar{\mu}_m$ на число молекул в единице объема:

$$I_m = \frac{N\mu^2}{3kT} H_{\text{внутр}}. \tag{37}$$

Таким образом, при неизменной плотности вещества (N=const) намагниченность обратно пропорциональна абсолютной температуре. Этот факт эмпирически установлен Кюри в 1895 г.

Для большинства парамагнитных веществ χ мало в сравнении с единицей, поэтому, подставив в формулу (37) $H_{\text{внутр}} = H + \frac{4}{3}\pi I_m$ и заменив I_m через χH, можно пренебречь величиной $\frac{4}{3}\pi\chi$ в сравнении с единицей; тогда получаем:

$$\chi' = \frac{\text{const}}{T},$$

где χ' означает удельную магнитную восприимчивость (т. е. восприимчивость, отнесенную к единице массы). Эта формула носит название закона Кюри. Для многих парамагнетиков более точной является нижеследующая, более сложная форма закона Кюри [формула (31)]:

$$\chi' = \frac{\text{const}}{T-\theta}.$$

Величина θ для некоторых парамагнитных веществ положительна, для других отрицательна.

Парамагнитное вещество при намагничивании втягивается в пространство между полюсами магнита. Следовательно, при намагничивании парамагнитное вещество может производить работу, тогда как на размагничивание работа должна быть затрачена. В связи с этим, как было теоретически предсказано Дебаем, парамагнитные вещества при быстром адиабатном размагничивании должны испытывать некоторое охлаждение (в особенности в той области весьма низких температур, где магнитная восприимчивость парамагнетика сильно возрастает при понижении температуры). Опыты, проведенные с 1933 г. в ряде лабораторий, подтвердили выводы теории и послужили основой для разработки *магнитного метода глубокого охлаждения тел*. Парамагнитное вещество обычными методами охлаждают в магнитном поле до температуры жидкого гелия, после чего вещество быстро удаляют из магнитного поля, что и вызывает в этом веществе еще большее понижение температуры. Этим методом получают температуры, отличающиеся от абсолютного нуля на тысячные доли градуса.

Характерной особенностью ферромагнитных веществ является то, что в относительно слабых полях они намагничиваются почти до полного насыщения. Стало быть, в ферромагнетиках существуют какие-то силы, которые, преодолевая влияние теплового движения, содействуют упорядоченной ориентации элементарных магнитных моментов. Предположение о существовании *внутреннего поля* сил, содействующих намагничиванию ферромагнетиков, впервые было высказано русским ученым Б. Л. Розингом в 1892 г. и обосновано П. Вейсом в 1907 г.

В ферромагнитных веществах элементарными магнитами являются вращающиеся вокруг своей оси электроны — спины. В развитие идей Вейса предполагают, что спины, будучи расположены в узлах кристаллической решетки и взаимодействуя друг с другом, создают *внутреннее поле*, которое в отдельных мелких участках ферромагнитного кристалла (эти участки называют *доменами*) поворачивает все спины в одну сторону, так что *каждый такой участок* (домен) *оказывается спонтанно* (самопроизвольно) *намагниченным до насыщения*. Однако смежные участки кристалла в отсутствие внешнего магнитного поля имеют *неодинаковое* направление

намагниченности. Вычисления показывают, что, например, в кристаллах железа «самопроизвольное» намагничивание может происходить в направлении любого ребра кубической кристаллической ячейки.

Слабое внешнее магнитное поле заставляет все спины в домене повернуться в направлении того ребра кубической ячейки, которое составляет наименьший угол с направлением намагничивающего

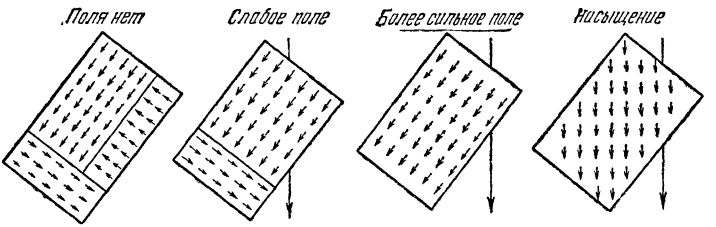


Рис. 258. Ориентация спинов в доменах при намагничивании ферромагнетика.

поля. Более сильное поле вызывает новый поворот спинов ближе к направлению поля. Магнитное насыщение достигается тогда, когда магнитные моменты всех спонтанно намагниченных микрокристаллических участков окажутся ориентированными в направлении поля. При намагничивании поворачиваются не домены, но все спины в них; все спины в каком-либо микрокристаллике поворачиваются единовременно, как солдаты в строю; этот поворот спинов происходит сначала в одних доменах, потом в других. Таким образом, процесс намагничивания ферромагнитного вещества является ступенчатым (рис. 258).

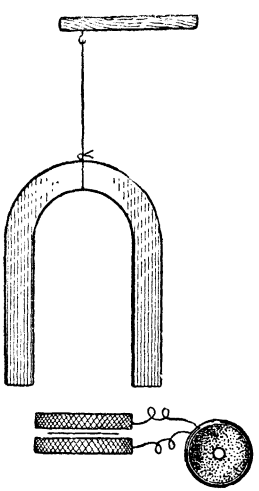


Рис. 259. Опыт Баркгаузена.

Экспериментально ступенчатость намагничивания впервые была обнаружена Баркгаузеном (1919 г.). Простейший опыт, пригодный для демонстрации этого явления, заключается в следующем: железный стерженек, вложенный в катушку, соединенную с телефоном, постепенно намагничивают, медленно поворачивая подковообразный магнит, подвешенный над катушкой (рис. 259); при этом в телефоне слышится характерный шорох, который распадается на отдельные удары, если намагничивающее поле изменять достаточно медленно (на сотые доли эрстеда в 1 сек.).

Оказалось, что эффект Баркгаузена исключительно велик при намагничивании тонкой никелевой проволоки, которая предварительно была завита в локон протягиванием через блок, а затем вложена в капилляр, удерживающий ее принудительно в выпрямленном состоянии. Прерывистый характер намагничивания сказывается на диаграмме намагничивания в виде мельчайших ступенчатых уступов (рис. 260).

Области самопроизвольного намагничивания — домены — были экспериментально обнаружены и исследованы Н. С. Акуловым, который использовал для этого разработанный им порошковый метод магнитной дефектоскопии. Поскольку домены аналогичны маленьким магнитикам, на границе между ними поле не однородно. Чтобы выявить очертания доменов, образец размагниченного ферро-

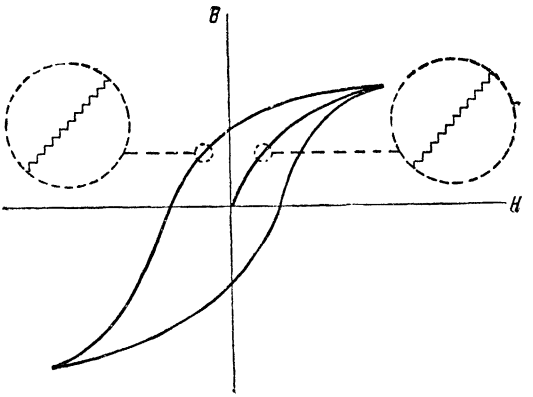
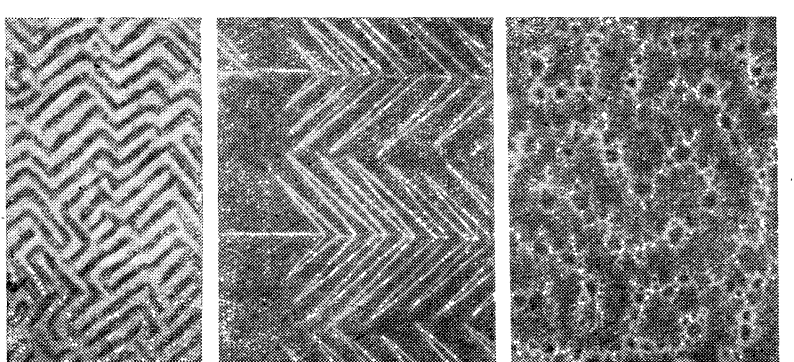


Рис. 260. Ступенчатый характер кривых намагничивания. Участки, отмеченные окружностями, приведены в увеличенном масштабе.

магнитного вещества помещают под микроскопом и покрывают поверхность образца жидкостью со взвешенной в ней тончайшей железной пылью. Железная пыль, собираясь около границ доменов, четко обозначает их контуры (рис. 261).



а б в

Рис. 261. Домены в чистом железе (*а*), в кремнистом железе (*б*) и в кобальте (*в*).

В поясненной выше картине происхождения ферромагнитных свойств некоторое время оставалась невыясненной одна важная часть, а именно *природа сил*, образующих то *внутреннее поле*, которое вызывает упорядоченную ориентацию спинов внутри доменов. В 1927 г. советский физик Я. Г. Дорфман осуществил опыт, показавший, что силы внутреннего поля в ферромагнетиках не

являются силами магнитного взаимодействия, а имеют иное происхождение. Выделив узкий пучок из потока быстро движущихся электронов («бета-лучей», выбрасываемых радиоактивными веществами), Дорфман заставил эти электроны проходить через тонкую ферромагнитную пленку никеля; за пленкой никеля была поставлена фотографическая пластинка, позволявшая после проявления определить место встречи с нею электронов, так что можно было с большой точностью измерить угол, на который электроны отклонялись, проходя через намагниченную пленку никеля (рис. 262). Расчет показывает, что если бы внутреннее поле в ферромагнетике имело природу обычных магнитных взаимодействий, то след электронного пучка сместился бы на фотопластинке в установке Дорфмана почти на 2 *см*; в действительности смещение оказалось ничтожно малым.

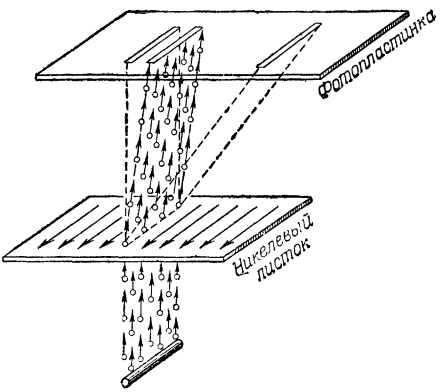


Рис. 262. Схема, поясняющая идею опыта Дорфмана.

Теоретические исследования проф. Я. И. Френкеля (1928 г.) и позже Блоха, Стонера и Слейтера показали, что упорядоченная ориентация спинов в доменах вызывается особого рода силами, существование которых было вскрыто квантовой механикой и которые проявляются при химическом взаимодействии атомов (в ковалентной связи; т. I, § 130). Эти силы, согласно принятому в квантовой механике способу их вычисления и истолкования, называют *обменными силами*. Вычисления показали, что энергия обменного взаимодействия между атомами железа в монокристалле в сотни раз превышает энергию магнитного взаимодействия. Это согласуется с измерениями, которые были сделаны Я. Г. Дорфманом в упомянутых выше опытах.

Тем не менее практически наиболее важные свойства ферромагнетиков определяются не столько обменным взаимодействием, но *преимущественно магнитным взаимодействием*. Дело в том, что хотя существование областей «самопроизвольной» намагниченности (доменов) в ферромагнетиках вызывается обменными силами (упорядоченная ориентация спинов соответствует минимальной энергии обменного взаимодействия, т. е. является наиболее устойчивой), но *преобладающие направления намагниченности доменов определяются симметрией кристаллической решетки* и соответствуют минимуму энергии магнитного взаимодействия. А процесс технического намагничивания, как пояснено выше (рис. 258), заключается в опрокидывании всех спинов внутри отдельных доменов сначала в направлении той кристаллографической оси легкого намагничивания, которая составляет наименьший угол с направлением поля, а потом и в повороте спинов по направлению поля. Затраты энергии, необходимые для осуществления такого ступенчатого опрокидывания спинов поочередно во всех

доменах и поворота их по полю, а также ряд величин, которые зависят от указанных затрат энергии (величин, определяющих намагничивание, магнитострикцию и другие явления), наиболее успешно вычисляются методами, которые разработаны Н. С. Акуловым (с 1928 г.) и Е. Е. Кондорским (с 1937 г.). Из рис. 263,

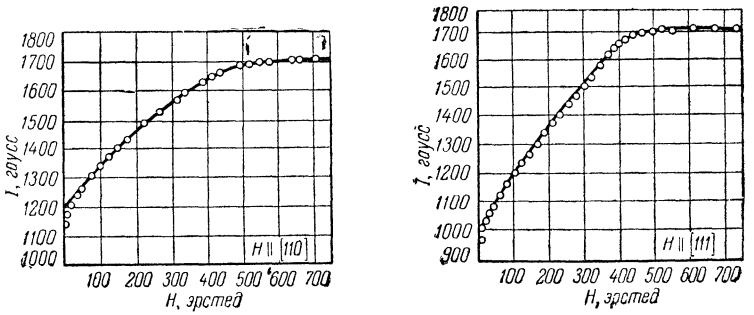


Рис. 263. Сопоставление теоретических кривых намагниченности с экспериментальными данными (они показаны кружочками) для монокристалла железа.

который мы приводим в качестве одного из примеров, можно видеть, что теоретические кривые, полученные по уравнениям Н. С. Акулова, хорошо согласуются с экспериментальными данными; диаграмма справа представляет намагничивание монокристалла железа в направлении пространственной диагонали кубической решетки, диаграмма слева — то же в направлении диагонали грани куба,

ГЛАВА XI

ДЕЙСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТОК

§ 65. Формула Ампера и ее трактовка по Фарадею

В огромной области практических применений электричества особенно большое место занимает использование сил, действующих со стороны магнитного поля на электрический ток. В одних случаях эти силы проявляются как силы, действующие на проводники, несущие ток и помещенные в магнитное поле; в других случаях используют силы, действующие со стороны магнитного поля непосредственно на электронный поток в вакууме.

Законы действия магнитного поля на ток были установлены Ампером в 1820—1821 гг. В те же годы было выяснено, что закономерности, найденные Ампером теоретически и им же подтвержденные экспериментально, можно рассматривать как *следствие закона Био и Савара, дополненного принципом равенства действия и противодействия.*

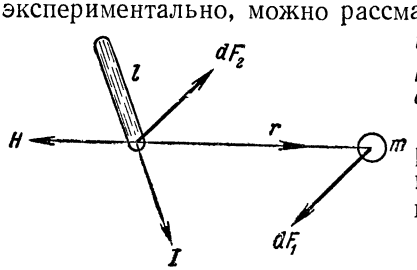


Рис. 264. Сила dF_2, действующая со стороны магнитного полюса на элемент тока, равна по величине, но противоположна по направлению силе dF_1, действующей со стороны элемента тока на магнитный полюс.

Закон Био и Савара (§ 61) определяет силу dF_1, с которой элемент dl контура тока I действует на магнитный полюс m:

$$dF_1 = \frac{mI \sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{r})}{r^2} \cdot dl.$$

По принципу равенства действия и противодействия магнитный полюс должен действовать на элемент тока с равной силой, но направленной противоположно: $dF_2 = -dF_1$ (рис. 264). В магнитном поле, образованном положительным полюсом m, силовая линия, проходящая через элемент тока, направлена в сторону, противоположную радиусу-вектору r, проведенному от элемента тока к полюсу, поэтому $\sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H}) = -\sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{r})$. Пусть магнитная проницаемость среды равна μ. Напряженность поля, вызванного полюсом m на расстоянии r от него, т. е. в том месте, где находится элемент тока,

равна $H = \frac{m}{\mu r^2}$. Значит, в приведенной выше формуле, которую мы хотим теперь переписать так, чтобы она выражала силу, *с которой магнитный полюс m действует на элемент dl тока I, можно заменить* $\frac{m}{r^2}$ через μH:

$$dF = \mu H I \sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H}) \cdot dl. \qquad (1)$$

Эту формулу называют формулой Ампера. Она остается справедливой для всякого магнитного поля, вызванного магнитами, как угодно расположенными, или любыми контурами тока.

Сила dF будет выражена в динах, если I измерено в единицах CGSM, а dl — в сантиметрах. Направление этой элементарной силы указано на рис. 264.

Пользуясь представлением о векторном произведении (т. I, стр. 39) и рассматривая величины $\boldsymbol{H}$ и $d\boldsymbol{l}$ как векторы, формулу Ампера можно представить в следующем виде:

$$d\boldsymbol{F} = \mu I\,[d\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{H}].$$

Если прямолинейный жесткий проводник с током длиной l сантиметров находится в однородном магнитном поле, то, просуммировав элементарные силы, с которыми магнитное поле действует на каждый участок проводника, мы получим, как нетрудно сообразить, следующее выражение для результирующей силы:

$$F = \mu H I l \cdot \sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H}). \qquad (2)$$

Это выражение показывает, что на прямолинейный жесткий проводник с током, помещенный в однородное магнитное поле, при данной величине тока I действует со стороны поля наибольшая сила, когда $\angle(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H}) = 90°$, т. е. когда магнитные линии пересекают проводник под прямым углом; в этом случае

$$F_0 = \mu H I l. \qquad (3)$$

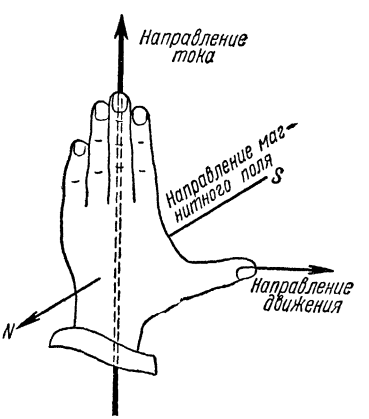


Рис. 265. Правило левой ладони для определения действия поля на ток.

Для прямого тока, ориентированного в направлении поля, сила F равна нулю.

Если проводник, несущий ток, не закреплен, то под действием поля, в которое он помещен, проводник должен прийти в движение.

Связь между направлениями силовых линий, тока и движения проводника выражается правилом левой ладони (рис. 265):

Если поместить левую руку на провод так, чтобы ток в проводе шел от ладони к концам пальцев, а ладонь была обращена навстречу полю (т. е. чтобы магнитные линии «входили» в ладонь, обращенную к северному полюсу), *то сила, действующая на провод, будет обращена в сторону отогнутого большого пальца.* В справедливости этого правила нетрудно убедиться, рассматривая рис. 264, где сила, действующая на элемент тока, обозначена через dF_2.

Приведенное выше формальное рассмотрение действия магнитного поля на ток полезно дополнить соображениями, вытекающими из представлений Фарадея о магнитном поле как о реальном состоянии некоторой среды. Фарадей показал, что свойства магнитного поля и яв-

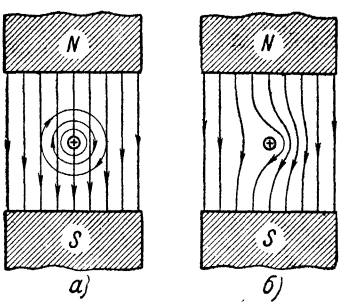


Рис. 266. Действие однородного поля на прямой ток, рассматриваемое как результат сложения полей и бокового давления силовых линий.

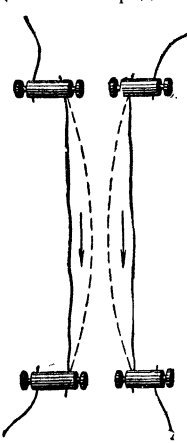


Рис. 267. Токи одного направления притягиваются, токи противоположных направлений отталкиваются.

ления, вызываемые им, в том числе и те механические силы, которые возникают в результате взаимодействия поля и тока, можно рассматривать как следствие двух основных факторов: продольного натяжения силовых линий поля и их бокового взаимного давления (§ 16).

Рассмотрим, руководствуясь концепцией Фарадея, действие магнитного поля на ток. Мы увидим, что возникающие при этом механические силы появляются в результате *сложения двух магнитных полей: собственного магнитного поля тока и внешнего, воздействующего на ток поля.*

Возьмем случай проводника, перпендикулярного к магнитному полю. Представим, что ток направлен от нас в страницу этой книги [1]) (рис. 266, *а*). Тогда его собственное магнитное поле изобразится в пересечении с плоскостью рисунка рядом концентрических окружностей, причем силовые линии будут направлены по часовой стрелке.

---

[1]) Направление тока и магнитных силовых линий в случае их перпендикулярности к плоскости чертежа принято обозначать точкой (·), если магнитное поле направлено из плоскости чертежа («острие стрелы»), и крестом (+), если линии направлены в эту плоскость («оперение стрелы»).

Допустим, что на это поле наложено второе поле, показанное на том же рис. 266, *а*. Если произвести сложение этих полей, причем руководствоваться правилом сложения векторов, то в результате мы получим картину, показанную на рис. 266, *б*. Ее происхождение, впрочем, понятно и без детального разбора: очевидно, что справа от тока, где направление силовых линий одинаково, напряженность поля должна была увеличиться, а слева — уменьшиться. Картина суммарного поля ясно показывает, что избыточное давление силовых трубок справа скажется в силе, стремящейся двигать проводник влево.

Аналогично предыдущему рассмотрим случай взаимодействия двух параллельных токов.

Опыт показывает (рис. 267), что *токи одного направления (параллельные) притягиваются, токи противоположного направления (антипараллельные) отталкиваются*. Объяснение этому дают рис. 268 и 269, где изображены картины магнитного поля двух токов: одинаково и противоположно направленных. На этих рисунках представлено результирующее поле Боковое давление фарадеевых

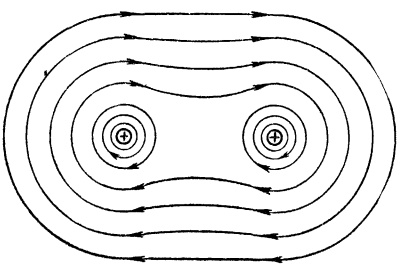


Рис. 268. Магнитное поле двух параллельных токов одного направления.

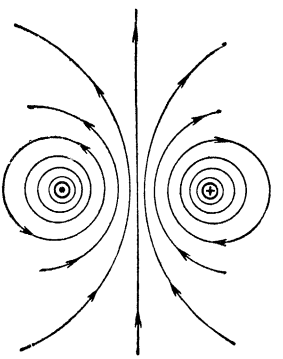


Рис. 269 Магнитное поле двух параллельных токов противоположного направления

трубок в случае параллельных токов (рис. 268) сказывается в силе, стремящейся сблизить проводники, несущие ток; в случае антипараллельных токов (рис. 269) боковое давление фарадеевых трубок сказывается в силе отталкивания токов.

Чтобы вычислить силу взаимодействия двух параллельных или антипараллельных токов, обратимся к формуле Ампера. В данном случае $\angle (\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H}) = 90°$ и, следовательно, $\sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H}) = 1$. Напряженность поля, создаваемого первым током в месте расположения второго тока (удаленного от первого на расстояние r), согласно формуле (15) § 61 равна $H = \frac{2I_1}{r}$. Стало быть, на каждый элемент тока I_2 действует сила

$$dF = \mu \frac{2I_1 I_2}{r} dl.$$

Поскольку все элементарные силы направлены одинаково, то на конечный отрезок тока длиной l будет, очевидно, действовать сила

$$F = \mu \frac{2I_1 I_2}{r} l. \qquad (4)$$

Когда два прямолинейных проводника с током расположены в параллельных плоскостях *под прямым углом друг к другу*, как показано на рис. 270, силы взаимодействия между ними стремятся *опрокинуть проводники так, чтобы направления тока в них совпали*. Если бы в схеме, представленной на рис. 270, имелась только верхняя половина второго проводника, то этот проводник стал бы *перемещаться в направлении тока в первом проводнике*. В сказанном нетрудно убе-

диться, вспомнив правило буравчика, определяющее направление магнитных силовых линий тока, и пользуясь правилом левой ладони. Нетрудно также сообразить, что в указанных случаях силовые линии результирующего магнитного поля огибают проводники таким образом, что с одной стороны проводника происходит сгущение силовых линий, а с другой—их разрежение.

В случаях, когда проводник, обтекаемый током, имеет такую форму, что отдельные участки проводника оказываются расположенными в магнитном поле, которое создано другими участками той же самой проводящей цепи, *сила, действующая на элемент тока со стороны всех остальных участков проводника, определяется также формулой Ампера*. Такое взаимодействие между частями одного и того же проводника наглядно обнаруживается, например, при помощи прибора, представленного на рис. 271. Ток пропускают по соленоиду, подвешенному так, что нижний конец провода касается поверхности ртути; это замыкает цепь.

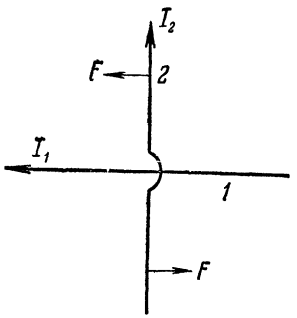


Рис. 270. Силы, действующие на токонесущий проводник *2*, ориентированный перпендикулярно к току I_1, стремятся перемещать верхнюю часть проводника *2* по направлению тока в проводнике *1*, а нижнюю— в обратном направлении.

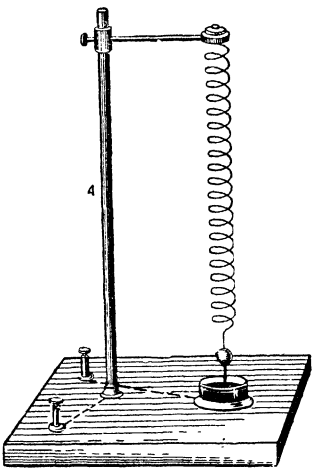


Рис. 271. Прибор для демонстрации механических колебаний, возникающих вследствие притяжения витков спирали с током.

Притяжение между витками соленоида вызывает сжатие спирали, и нижний конец провода поднимается над поверхностью ртути; тогда цепь размыкается и поэтому соленоид приобретает прежнюю длину, а нижний конец провода опять опускается в ртуть, что снова замыкает цепь; таким образом, под действием тока соленоид приходит в быстрое колебательное движение.

Поясненная выше картина взаимодействия токов как проявления сил бокового давления и натяжения силовых линий результирующего магнитного поля токов может служить не только для качественного пояснения явлений, но и для точного вычисления сил взаимодействия токов. При этом, как показал Дж. Дж. Томсон в 1893 г., получаются совершенно те же соотношения, как и из формулы Ампера. Исходя из представления о натяжении и давлении силовых трубок и трактуя магнитное поле как проявление движения электрического поля, Дж. Дж. Томсон вывел уравнения, которые до него (в 1871 г.) были получены Максвеллом иным путем, но также на основе обобщения фарадеевых представлений. Из уравнений Максвелла (которые пояснены в § 76) можно в свою очередь в качестве следствия вывести закон Био и Савара, формулу Ампера, формулы для натяжения и давления силовых трубок и вообще все основные законы электрических и магнитных явлений.

Формула Ампера как бы подытоживает ту картину взаимодействия токов, которая более детально вырисовывается из результирующего магнитного поля токов. Но формула Ампера подытоживает эту картину взаимодействия токов не для всего проводника с током, а лишь для бесконечно малого участка тока: формула Ампера определяет силу, действующую в отдельности на каждый элемент тока со стороны магнитного поля, образованного всем контуром другого тока или намагниченными телами. В некоторых случаях геометрическое суммирование (геометрическое интегрирование) элементарных сил, выражаемых формулой Ампера, осуществляется легко [так, например, для прямолинейного проводника с током в однородном магнитном поле из формулы Ампера (1) сразу получается простая формула (2) для силы, действующей на конечный участок проводника]. Но во многих других случаях бывает трудно вычислить результирующую силу методом интегрирования формулы Ампера, и иногда бывает проще предугадать результат, рассматривая картину магнитных силовых линий.

Формула Ампера настолько важна (как основа электродинамических расчетов), что уместно подойти к ней еще с иной точки зрения; а именно, вместо того, чтобы рассматривать силу, действующую на элементарный участок проводника, уместно проанализировать силы, действующие на заряды, движущиеся в магнитном поле. Это осуществлено в § 67, где выведена так называемая формула Лорентца, определяющая силу, действующую со стороны магнитного поля на движущий заряд. «Амперова сила», действующая со стороны магнитного поля на проводник с током, в сущности представляет собой итог «лорентцовых сил», действующих со стороны магнитного поля на заряды, движущиеся в проводнике. Передача силы от зарядов, движущихся в проводнике, к самому проводнику сопряжена с тем, что концентрация носителей тока (электронов) в проводнике, который находится в магнитном поле и по которому идет ток, делается не вполне одинаковой по сечению проводника. Поток электронов в некоторой мере оттесняется от одной поверхности проводника к другой. Это сказывается в явлениях, которые рассмотрены в § 67.

Применяя формулу Ампера к случаю, когда магнитное поле образовано намагниченным телом (и учитывая, что напряженность поля H магнита обратно пропорциональна магнитной проницаемости среды μ, так что индукция μH не зависит от свойств среды), мы видим, что согласно формуле Ампера *магнитные свойства среды никак не сказываются на силе взаимодействия тока и магнита.*

Что касается взаимодействия двух токов, то в противоположность взаимодействию магнитных полюсов, когда сила взаимодействия обратно пропорциональна магнитной проницаемости среды μ, *сила взаимодействия двух токов прямо пропорциональна* μ. Это сразу видно из формулы (4); понятно, что к тому же заключению приводит и формула Ампера, в которой в данном случае напряженность поля H, создаваемая контуром тока I_1, по закону Био и Савара не зависит от μ, тогда как сила, действующая на элемент тока I_2, пропорциональна произведению μH. Почему в указанных случаях влияние магнитных свойств среды столь неодинаково?

Здесь следует вспомнить сказанное в конце § 21 о влиянии диэлектрической постоянной ε на взаимодействие наэлектризованных тел. Там было пояснено, что в отличие от случая взаимодействия электрических зарядов, постоянных по величине, когда сила взаимодействия обратно пропорциональна диэлектрической проницаемо-

сти среды ε, в случае наэлектризованных проводников, потенциал которых поддерживается постоянным (за счет притекания зарядов от источников тока), сила взаимодействия прямо пропорциональна ε.

Нечто сходное мы наблюдаем и при магнитных взаимодействиях. Закон Кулона справедлив для полюсов постоянных магнитов с большой коэрцитивной силой, когда величина полюсов практически не изменяется при некотором сближении магнитов и почти не зависит от магнитной проницаемости среды. При указанных условиях сила взаимодействия *неизменных по величине магнитных полюсов* обратно пропорциональна μ.

Величина магнитных полюсов соленоида, обтекаемого током, пропорциональна произведению магнитной проницаемости среды на число ампер-витков, размещенных на единице длины соленоида. Стало быть, чтобы величина магнитных полюсов соленоида оставалась неизменной при замене среды, нужно изменить величину тока в соответствии с величиной магнитной проницаемости среды. Если же *величина тока поддерживается постоянной* и вакуум между двумя взаимодействующими соленоидами заменяется средой с магнитной проницаемостью μ, то произведение величин магнитных полюсов соленоидов возрастает в μ^2 раз, а так как сила взаимодействия по закону Кулона в то же время уменьшается в μ раз, то в итоге замена вакуума средой μ приводит к увеличению силы взаимодействия в μ раз.

§ 66. Работа, производимая током при перемещении проводника в магнитном поле. Электромоторы

Вследствие сил, действующих на проводник с током в магнитном поле, проводник с током, перемещаясь по направлению этих сил, может производить работу. Так происходит *преобразование энергии тока в механическую энергию*, что и используется в электромоторах и в разнообразных электродинамических аппаратах.

Закон преобразования электроэнергии в механическую энергию можно вывести из формулы Ампера. Для этого подсчитаем работу, которую совершает токопроводящий контур или часть контура при перемещении под действием сил, вызываемых внешним магнитным полем. Подсчет является наиболее простым в случае однородного поля.

Рассмотрим схему опыта, изображенную на рис. 272. Ток проходит по рельсам и по цилиндру ab. Цилиндр ab может свободно катиться по рельсам. Если перпендикулярно к плоскости, в которой расположены рельсы, создано однородное магнитное поле, то на цилиндр ab перпендикулярно к его длине будет действовать сила в направлении, указанном вытянутым большим пальцем левой руки. Величина этой силы, если величина тока I выражена в единицах CGSM, определяется формулой (3):

$$F = \mu H I l \text{ дин.}$$

Здесь μ — магнитная проницаемость среды (в данном случае для воздуха μ можно считать равной единице), H — напряженность поля и l — длина цилиндра ab в сантиметрах.

Пусть под действием этой силы цилиндр из положения ab передвинулся в положение $a'b'$ на расстояние d. Произведенная при этом работа будет, очевидно, выражаться формулой $A=F\cdot d$, или, следовательно,

$$A = \mu H I \cdot ld.$$

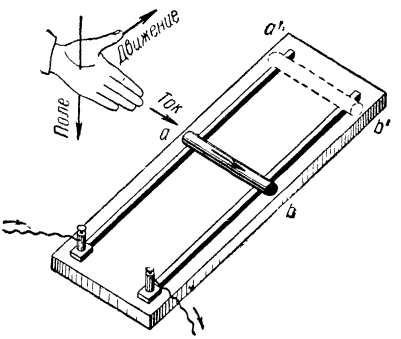


Рис. 272. К вычислению работы тока.

Но μH есть индукция магнитного поля B. Произведение ld есть площадь прямоугольника, описанного проводником во время его движения. Следовательно, произведение μHld представляет собой поток магнитной индукции $\Delta\Phi$, проходящий через площадь, описанную проводником. Поэтому приведенную выше формулу, определяющую работу при перемещении токопроводящего контура в магнитном поле, можно написать так:

$$A = I\Delta\Phi \text{ эргов.} \tag{5}$$

Если величина тока измерена не в единицах CGSM, а в амперах, то

$$A = \frac{1}{10} I\Delta\Phi \text{ эргов.} \tag{5a}$$

Эти уравнения показывают, что *работа тока в магнитном поле равна величине тока, умноженной на увеличение потока индукции сквозь площадь, обтекаемую током.*

Проводник при своем движении пересек $\Delta\Phi$ линий индукции. Поэтому можно сказать, что *работа тока в магнитном поле равна величине тока, умноженной на число линий индукции, которые проводник пересекает при своем движении.*

Все это является справедливым не только для случая однородного поля, но вообще для самого общего случая проводника произвольной формы, движущегося в каком угодно магнитном поле.

Если проводник с током «нагружен» механическим сопротивлением, которое он преодолевает под действием электродинамических сил, и движется в магнитном поле без ускорения, то в этом случае вся работа, определяемая формулой (5), идет на преодоление

механического сопротивления. Когда нагрузка меньше, чем движущие электродинамические силы, проводник с током приобретает в магнитном поле ускорение, и часть энергии, определяемой формулой (5), преобразуется в кинетическую энергию движения проводника. Оба эти случая реализуются в электромоторах: первый при нормальной нагрузке мотора, второй — когда электромотор недогружен. Возможен и третий случай, когда электродинамические силы преодолеваются приложенными к проводнику более мощными механическими силами, так что движение проводника в магнитном поле происходит под действием механических сил и в сторону, прямо противоположную направлению, определяемому правилом левой ладони. И в этом случае, как пояснено в следующей главе, формула (5) остается справедливой как формула, определяющая превращение механической энергии в электрическую энергию (электромотор обращается в электрогенератор).

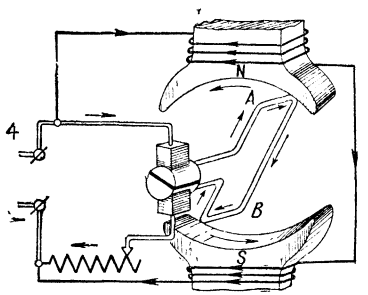


Рис. 273. Схема, поясняющая принцип действия мотора постоянного тока с параллельным возбуждением электромагнитов (шунтовый мотор).

Первый в мире практически пригодный электромотор с непрерывным вращением ротора («якоря») был изобретен и построен в 1834 г. русским ученым Борисом Семеновичем Якоби. До Якоби все иностранные изобретатели шли по ложному пути, пытаясь сконструировать электромотор на основе возвратно-поступательного движения.

Принцип действия электромотора пояснен на рис. 273. Между цилиндрически вогнутыми полюсами N и S сильного электромагнита находится прямоугольный проводник AB, который может свободно вращаться вокруг оси (ось и подшипники не изображены на рисунке). Ток подводится к проводнику AB посредством двух так называемых *щеток*, которые касаются двух соединенных с проводником полуколец, называемых *коллектором*. Применяя правило левой ладони, нетрудно сообразить, что в изображенном на рисунке положении верхняя часть A прямоугольного проводника находится под действием силы, направленной влево, а нижняя часть B—под действием силы, направленной вправо. Эта пара сил будет вращать проводник AB до тех пор, пока его плоскость не окажется расположенной горизонтально. С момента горизонтального положения проводника его вращение, продолжающееся по инерции, стало бы тормозиться обратным направлением сил. Но именно в этот момент автоматически изменяется направление тока в проводнике AB, так как теперь верхняя щетка будет контактироваться с тем полукольцом, которое присоединено к части B проводника, тогда как проводник A теперь будет питаться током от нижней щетки. Благодаря этой перемене направления тока сохранится прежнее направление вращающей проводник AB пары сил. Так получается непрерывное вращение проводника с током в магнитном поле.

Обозначим буквой Φ_0 поток индукции через площадь, огибаемую проводником AB, при том положении проводника, когда плоскость его перпендикулярна к направлению сил поля. При каждом полуобороте проводника часть A, точно так же как и другая часть его B, пересекает Φ_0 линий индукции, и, следовательно, каждая из этих частей проводника при каждом полуобороте произ-

водит работу $I\Phi_0$ эргов (величина тока I здесь выражена в единицах CGSM). Значит, *каждый виток обмотки якоря мотора при полном обороте якоря производит работу* $4I\Phi_0$ *эргов.*

Если обмотка якоря состоит из n витков и если якорь делает в минуту Z оборотов, то работа, производимая якорем в 1 сек., равна $\frac{4I\Phi_0 nZ}{60}$ эргов. Условимся величину тока I выражать в амперах, тогда полученное выражение мы должны разделить на 10.

Чтобы представить мощность мотора в лошадиных силах, выразим работу сначала в джоулях, для чего разделим полученное выражение на 10^7, затем, чтобы выразить работу в килограммометрах, разделим полученное выражение еще на 9,81 и, наконец, учитывая, что мощность в 1 *л. с.* равна 75 *кГм/сек*, разделим полученное выражение еще на 75. Таким образом, находим, что при токе I *ампер мощность мотора равна*

$$W = \frac{4I\Phi_0 nZ}{100\,000\,000 \cdot 9{,}81 \cdot 75 \cdot 60} \text{ л. с.}$$

На рис. 274 в дополнение к предыдущему рисунку показано, как *результирующее поле электромагнитов и якоря* создает пару сил, вращающую якорь

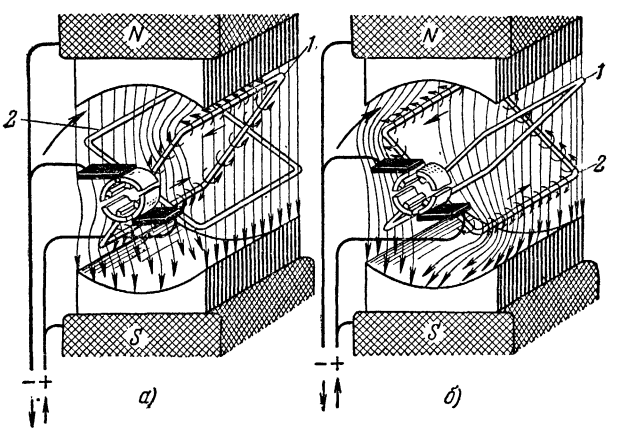


Рис. 274. Деформация однородного магнитного поля, вызываемая током в обмотке якоря мотора.

мотора. Здесь изображены два витка якоря и соответственно четыре сектора коллектора. На рисунке *а* мы видим, что поле, которое было бы однородным при отсутствии тока в якоре, делается неоднородным при сочетании его с полем тока в витке *1*. Боковое давление и натяжение силовых линий этого, теперь уже неоднородного, поля создает пару сил, которая в изображенном случае поворачивает якорь по часовой стрелке. При небольшом повороте якоря, как показано на рисунке *б*, ток подается уже не в проводник *1*, а в проводник *2*; это поддерживает прежнюю по своему виду деформацию поля, но уже около проводника *2*. Якорь снова оказывается под действием сил, поворачивающих его по часовой стрелке.

Вначале в электромоторах применяли двутавровые, сдвоенные двутавровые и другие якори, которые не обеспечивали постоянного, т. е. не зависящего от угла поворота, момента вращающих сил. Электромотор работал толчками, которые приходилось сглаживать, применяя маховые колеса. Другим большим

недостатком применявшихся вначале якорей было плохое замыкание через них потока магнитной индукции, что сильно снижало экономичность электромоторов.

В настоящее время во всех более или менее крупных электромоторах применяют так называемые *барабанные якори*, изобретенные П. Н. Яблочковым (публикацию Яблочкова использовал Гефнер Альтенек, получивший патент). На рис. 275 представлена схема барабанного якоря.

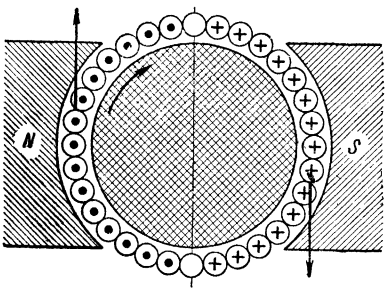


Рис. 275. Схема барабанного якоря.

Обмотка барабанного ротора выполнена так, что по всем проводам, находящимся на левой стороне цилиндра, ток идет в одном направлении, а по всем проводам, находящимся в правой части цилиндра, он идет в обратном направлении. Так как магнитные силовые линии направлены для показанного на рисунке случая слева направо, то все проводники, расположенные в левой его части, будут двигаться вверх. Таким образом возникает пара сил, которая приводит якорь во вращение по часовой стрелке. При вращении якоря ничто не изменяется во взаимном расположении обмотки и поля.

В те моменты, когда магнитное поле не оказывает действия на одну часть витков, оно с наибольшей движущей силой действует на другие витки. Вследствие этого общая сила, вращающая барабанный якорь, все время остается постоянной.

Обмотка барабанного якоря сложна. Упрощенная модель нескольких витков обмотки барабанного якоря показана на рис. 276. Обмотку укладывают в

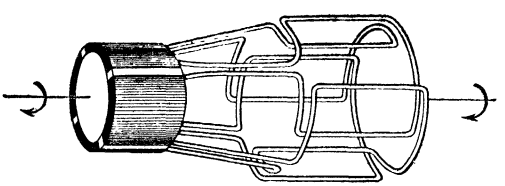


Рис. 276. Модель нескольких витков обмотки барабанного якоря.

пазы сердечника, который набирают из листов железа или специальной (мягкой магнитной) стали, изолированных лаком или прокладками бумаги.

При движении проводников с током под действием магнитного поля величина тока оказывается зависящей от скорости движения проводников. Для электромоторов это обстоятельство — главный фактор, определяющий их режим работы.

Когда ток постоянной величины протекает в цепи неподвижных проводников «первого рода», т. е. таких проводников, которые не испытывают химических изменений под действием тока (металлы и вообще вещества с электронной проводимостью), то вся энергия тока выделяется полностью в форме тепла Q. Предполагая, что теплота Q выражена в джоулях, величина тока I — в амперах, а напряжение U — в вольтах, мы можем написать, что

$$IUt = Q.$$

Иначе обстоит дело в случае проводника, движущегося под действием магнитного поля. Каждый участок такого движущегося в магнитном поле проводника производит работу, равную произведению силы, с которой на него действует поле, на испытываемое им в направлении этой силы перемещение. Проводник в целом производит работу, определяемую формулой (5). Эта работа может идти на преодоление некоторых сопротивлений или же она может превращаться в кинетическую энергию движения проводника. Очевидно, что суммарная работа A, производимая всеми участками тока, движущегося под действием поля, должна быть отнесена, так же как и выделяемая током теплота Q, за счет энергии тока. Следовательно, в этом более общем случае

$$IUt = Q + A. \tag{6}$$

Выделяемая током теплота пропорциональна сопротивлению проводника: $Q = I^2Rt$. Понятно, что сопротивление R проводника, когда проводник приходит в движение под действием поля, остается неизменным. Но энергия тока частью расходуется на производимую током работу, и поэтому в движущемся под действием поля проводнике выделяется за время t при заданном напряжении подводимого к проводнику тока *меньшее количество тепла*, чем в «неработающем» неподвижном проводнике. Уменьшение тепла $Q = I^2Rt$ при очевидной неизменности R за то же время t указывает на уменьшение величины тока I.

Сказанное означает, что *когда под действием поля проводник, несущий ток, приходит в движение, в нем возникает обратная электродвижущая сила, уменьшающая величину тока.*

Подставляя в формулу (6) выражение для A по формуле (5) и разделив полученное уравнение на It, нетрудно определить величину обратной электродвижущей силы; это приводит к закону Фарадея для электромагнитной индукции, который подробно пояснен в следующей главе.

Итак, при движении проводника с током в магнитном поле во всех случаях, когда это движение вызвано действием магнитного поля на ток, в проводнике индуцируется *обратная электродвижущая сила*, т. е. электродвижущая сила, направленная противоположно приложенному к проводнику напряжению. Электрическая энергия, затрачиваемая на преодоление этой электродвижущей силы, т. е. на то, чтобы при движении проводника относительно магнитного поля поддерживать величину тока в проводнике постоянной, отдается в итоге в форме работы. Другая часть подводимой к проводнику электроэнергии, затрачиваемая на преодоление омического сопротивления проводника, отдается в форме тепла. Некоторая часть электроэнергии с момента возникновения тока остается постоянно связанной с магнитным полем тока.

Возникновение обратной электродвижущей силы в обмотке вращающегося якоря электромотора и преодоление этой электродвижущей силы приложенным извне электрическим напряжением являются самым существенным, основным звеном превращения электроэнергии в механическую энергию вращения якоря.

Для уменьшения непроизводительного выделения тепла током обмотка роторов электромоторов выполняется из толстых медных проводов, так что сопротивление всей этой обмотки обычно составляет десятые доли ома. Поэтому при пуске *мотора параллельного возбуждения* (*шунтового мотора*) подвод тока к якорю производят обязательно через *пусковой реостат*. По мере увеличения числа оборотов якоря, когда величина тока в нем уменьшается вследствие увеличения обратной электродвижущей силы, реостат постепенно выключают.

Шунтовые моторы малочувствительны к изменениям механической нагрузки: при самых больших колебаниях нагрузки (от холостого хода до нормальной нагрузки) скорость вращения ротора остается почти постоянной. Вместе с тем скорость вращения в этих моторах легко поддается регулировке; для этого, кроме пускового реостата, включенного в цепь якоря, применяют второй *регулировочный реостат*, посредством которого меняют величину тока, ответвленного на возбуждение электромагнитов. Указанные свойства: безопасность холостого хода, сохранение почти постоянного числа оборотов при резких колебаниях нагрузки и легкий способ регулирования числа оборотов изменением величины тока, питающего электромагниты, обеспечили шунтовым моторам широкое применение для привода разнообразных станков и инструментов.

Но шунтовые моторы непригодны в тех случаях, когда требуется, чтобы при пуске двигатель сразу развивал большой механический момент вращения. В таких случаях (а они также весьма многочисленны) применяют *моторы последовательного возбуждения* (*сериес-моторы*), у которых обмотка электромагнитов подключена не параллельно обмотке якоря, как это показано на рис. 273, а последовательно с ней. В шунтовых моторах для возбуждения электромагнитов ответвляется ток, составляющий несколько процентов от тока в якоре (обмотка электромагнитов делается из большого числа витков тонкого провода), а в сериес-моторах через обмотки якоря и электромагнитов проходит ток одинаковой величины (поэтому в этом случае обмотку электромагнитов делают из сравнительно небольшого числа витков толстого провода). Сериес-моторы при пуске сразу развивают большой механический момент вращения, и поэтому они незаменимы в качестве т я г о в ы х двигателей для трамваев, электровозов железных дорог, для подъемных устройств, прокатных станов, когда необходимо преодолевать наибольшее сопротивление при трогании с места. Но для привода станков они неудобны, так как при уменьшении нагрузки число оборотов у них резко возрастает и при холостом ходе превосходит допустимый предел—мотор, как говорят, «идет вразнос».

На практике в качестве тяговых моторов часто применяют электромоторы с комбинированной обмоткой электромагнитов: одну обмотку включают параллельно обмотке якоря, другую—последовательно с ней (*компаундные электромоторы*).

Мотор постоянного тока последовательного возбуждения может работать и при питании п е р е м е н н ы м током. Благодаря тому, что в этом случае при перемене направления тока в якоре одновременно меняется полярность электромагнитов, направление вращения не изменяется. Такого рода двигатели, но конструктивно приспособленные для работы от переменного тока, называют *коллекторными моторами*.

Сериес-моторы, применяемые на электрических железных дорогах, обычно имеют мощность от 100 до 1000—3000 *л. с.* и питаются постоянным током 500—5000 *в*. Управление моторами на электрических железных дорогах и на многих заводах производится включением и регулировкой вспомогательного сравни-

тельно слабого тока, который приводит в действие особые выключатели (так называемые *контакторы*) у моторов и реостатов. Для приведения в движение больших прокатных станов, а также в судовых установках (где генерирование постоянного тока проще всего решает задачу о совместной работе 10—20 дизелей) применяют моторы постоянного тока мощностью в десятки тысяч лошадиных сил.

Широкое применение имеют и крохотные электромоторчики (иногда размером всего в несколько кубических сантиметров); их используют в разнообразных механизмах управления.

§ 67. Отклоняющее действие магнитного поля на электронный поток (в вакууме и в металле)

Отклоняющее действие магнитного поля на электронный поток в вакууме легко обнаруживается, если к вакуум-трубке, в которой образованы катодные лучи, приблизить подковообразный магнит. Происходящее при этом смещение пятна флуоресценции на стенках трубки показывает, что траектория электронов, образующих катодный луч, в магнитном поле уже не является прямолинейной, какой она всегда бывает (независимо от расположения электродов в трубке), когда устранено влияние на катодный луч магнитного поля и поперечного электрического поля (рис. 277). Изучение отклоняющего действия магнитного поля на электронный поток в вакууме привело к созданию ряда замечательных приборов и, кроме того, позволило правильно понять сущность явлений, вызывающих действие магнитного поля на проводники с током.

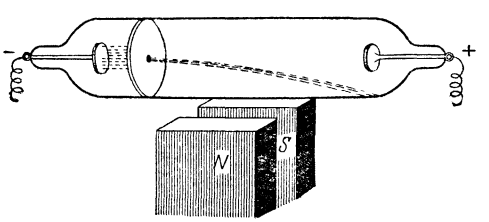


Рис. 277. Отклонение катодных лучей в магнитном поле.

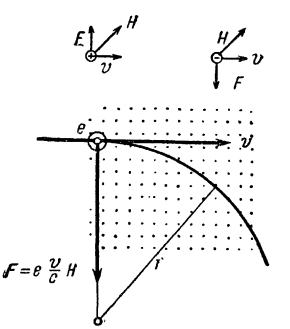


Рис. 278. К обоснованию формулы Лорентца.

Представим себе, что электрон со скоростью v влетает в горизонтальном направлении в пространство, пронизанное линиями магнитных сил, направленными тоже горизонтально, но пересекающими направление движения электрона под прямым углом (на рис. 278 следы силовых линий, уходящих от наблюдателя перпендикулярно к плоскости чертежа, изображены точками).

Силу, с которой магнитное поле действует на движущийся заряд e, мы можем определить на основании формулы Ампера. На элемент l прямолинейного тока однородное магнитное поле, имеющее

напряженность H, действует с силой, равной $IlH\sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H})$. Пусть рассматриваемый нами движущийся заряд e за время t передвинулся на расстояние l; это явление подобно элементу l тока, величина которого $I = \frac{e}{t}$. Подставив указанное выражение для I в формулу Ампера, получим $\frac{e}{t} \cdot lH\sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H})$; здесь $\frac{l}{t}$ есть скорость движения v. Учитывая далее, что заряд e здесь выражен в абсолютных электромагнитных единицах (так как в формуле Ампера величина тока предполагается измеренной в единицах CGSM), и желая в дальнейшем подразумевать под e заряд, выраженный в электростатических единицах, мы должны разделить полученное выражение на скорость света c. Таким образом, окончательно находим, что однородное магнитное поле действует на частицу, движущуюся перпендикулярно к направлению поля, с силой

$$F = e\frac{v}{c}H. \tag{7}$$

В более общем случае, когда вектор скорости движения электрона не перпендикулярен к вектору напряженности магнитного поля, формулу для силы, с которой магнитное поле действует на движущийся в нем электрон, можно представить, пользуясь понятием о векторном произведении и учитывая, что $e<0$, в следующем виде:

$$\boldsymbol{F} = \frac{e}{c}[\boldsymbol{vH}]. \tag{7a}$$

Для определения направления этой, так называемой *лорентцовой силы* можно применять правило левой ладони, но в данном случае нужно располагать пальцы не по направлению электронного потока, а против движения электронов (так как электроны имеют отрицательный заряд, а направлением тока считается направление движения положительных зарядов).

Если на электрон одновременно действуют магнитное поле с напряженностью $\boldsymbol{H}$ и электрическое поле с напряженностью $\boldsymbol{E}$, то результирующая лорентцова сила будет представлять собой геометрическую сумму ускоряющего действия электрического поля $e\boldsymbol{E}$ в направлении $\boldsymbol{E}$ и отклоняющего действия магнитного поля $\frac{e}{c}[\boldsymbol{vH}]$ в направлении, перпендикулярном к векторам $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{H}$:

$$\boldsymbol{F} = e\boldsymbol{E} + \frac{e}{c}[\boldsymbol{vH}]. \tag{8}$$

Эта формула — одна из основных в физике; ее называют формулой Лорентца. Руководствуясь этой формулой, голландский ученый Гендрик Антоон Лорентц на рубеже XX в. в ряде статей (подытоженных им в монографии «Электронная теория»,

изданной в 1909 г.) объяснил многие электродинамические, магнитные и оптические явления.

Поскольку сила, действующая со стороны магнитного поля на движущийся электрон, направлена всегда перпендикулярно к вектору скорости движения электрона, то очевидно, что, отклоняя траекторию электрона (искривляя ее), магнитное поле не производит работы и не изменяет энергии движения электрона. Так как действие магнитного поля на движущийся электрон проявляется в центростремительном ускорении $\frac{mv^2}{r}$, где m — масса электрона и r — радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле, то при перпендикулярности векторов $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{H}$

$$e\frac{v}{c}H = \frac{mv^2}{r}.$$

Отсюда мы видим, что в однородном магнитном поле, где $H = \text{const}$, и $r = \text{const}$, т. е. *траектория электрона в однородном магнитном поле, в которое электрон влетел перпендикулярно к линиям поля*, всюду имеет одинаковую кривизну, стало быть, *является окружностью*, радиус которой равен

$$r = \frac{mv}{eH}c. \tag{9}$$

Эту окружность называют (в честь Лармора, детально изучившего влияние магнитного поля на движение электронов) *ларморовой орбитой*.

Если начальная скорость электрона, попавшего в однородное магнитное поле, составляла некоторый острый угол с направлением линий поля, то этот угол сохраняется неизменным при движении электрона в магнитном поле, и поэтому в указанном случае траектория электрона приобретает форму *винтовой линии* (рис. 279).

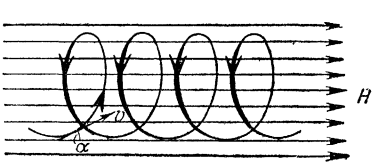


Рис. 279. Винтовая траектория электрона в магнитном поле.

Влияние электрического поля на движение электрона существенно отличается от влияния магнитного поля; электрическое поле изменяет кинетическую энергию электрона, тогда как магнитное поле изменяет только направление, но не величину скорости. Движение электрона в электрическом поле в общем сходно с движением тела в гравитационном поле: когда начальная скорость электрона противоположна направлению линий сил однородного электрического поля, то для электрона, имеющего отрицательный заряд, это означает совпадение силы, действующей на него, с направлением

скорости — электрон движется равноускоренно; при обратном направлении скорости он движется равнозамедленно; в общем случае, *когда начальная скорость электрона составляет некоторый угол с направлением однородного электрического поля, электрон движется по параболе.* Электрическое поле, направленное перпендикулярно к скорости электрона (рис. 280), в начальный момент действует на электрон только с центростремительной силой; поэтому радиус кривизны r траектории электрона, движущегося перпендикулярно к электрическому полю (для начальной точки параболы), может быть вычислен из соотношения

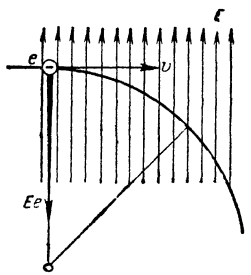


Рис. 280. К выводу формулы, определяющей отклонение электронного потока в поперечном электрическом поле.

$$eE = \frac{mv^2}{r}.$$

Таким образом, для катодных лучей, отклоняемых поперечным электрическим полем, радиус кривизны траектории электронов оказывается пропорциональным квадрату скорости и равным

$$r = \frac{mv^2}{eE}, \tag{10}$$

тогда как при отклонении катодных лучей магнитным полем радиус кривизны траектории электронов согласно формуле (9) пропорционален первой степени скорости. Это обстоятельство используют для измерения скорости движения электронов *методом взаимной компенсации электрического и магнитного отклонений электронного потока.* Действительно, если накрест к пластинкам заряженного конденсатора расположить плоские полюсы электромагнита таким образом, чтобы поток заряженных частиц, например пучок катодных лучей, проходил одновременно и между полюсами электромагнита и между пластинками конденсатора, то можно, регулируя ток в обмотке электромагнита, добиться того, чтобы отклонение катодных лучей от прямолинейного пути, вызванное электрическим полем, было нацело уничтожено равным по величине, но противоположным по направлению отклонением, которое вызывается магнитным полем.

Сопоставляя приведенные выше формулы для радиусов кривизны траектории электронов в поперечном электрическом и в магнитном поле, мы видим, что отклонения могут быть взаимно компенсированы, когда напряженности полей удовлетворяют соотношению

$$\frac{mv^2}{eE} = \frac{mv}{eH}c,$$

или

$$v = c\frac{E}{H}. \tag{11}$$

Это простое соотношение, определяющее напряженности скрещенных полей (электрического и магнитного), когда их отклоняющие действия по величине одинаковы и по направлению противоположны, легко выводится прямо из формулы Лорентца. Действительно, из (8) при $F=0$ имеем: $e\boldsymbol{E} = -\frac{e}{c}[\boldsymbol{vH}]$, т. е. при взаимной перпендикулярности векторов $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{v}$ сразу получается формула (11).

Воспользовавшись формулой (11), проанализируем движение электрона, который с некоторой начальной скоростью $\boldsymbol{v}_0$ попадает в однородные скрещенные электрическое и магнитное поля. Пусть силовые линии магнитного поля направлены вертикально снизу вверх по оси Z, а электрического—горизонтально, причем так, что электрическая сила, действующая на электрон, ориентирована по оси X слева направо, и допустим, что вектор начальной скорости лежит в горизонтальной плоскости. Как уже было пояснено выше, магнитное поле будет отклонять электрон по дуге окружности с радиусом $r = \frac{mv}{eH}c$. Электрическое поле будет уносить электрон в направлении оси X направо со скоростью, слагающая которой в направлении поля (по оси X) вследствие однородности поля будет возрастать с течением времени равномерно.

Допустим, что начальная скорость велика в сравнении со скоростью, создаваемой за рассматриваемый промежуток времени электрическим полем, и что напряженность магнитного поля существенно превышает напряженность электрического поля. В этом случае нетрудно дать наглядное представление о траектории электрона. Для этого вообразим, что вместо силы $e\boldsymbol{E}$ на электрон действует равная ей сила магнитного происхождения $\frac{e}{c}[\boldsymbol{uH}]$, вызванная тем, что электрон движется на нас (по оси Y) со скоростью $u = c\frac{E}{H}$. Действительно, при такой дополнительной скорости движения (одной и той же для всех моментов времени) $u \cdot H = cE$ и, стало быть, вследствие перпендикулярности векторов $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{u}$

$$\frac{e}{c}[\boldsymbol{uH}] = e\boldsymbol{E}.$$

Таким образом, в указанном случае (большой начальной скорости и $H \gg E$) траекторией электрона является ларморова орбита, центр которой перемещается перпендикулярно к векторам $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ с неизменной скоростью $u = c\frac{E}{H}$. Эту скорость и называют *скоростью дрейфа электрона*.

Понятно, что радиус ларморовой орбиты не остается постоянным, так как с течением времени увеличивается составляющая скорости движения электрона в направлении электрического поля. Но поскольку радиус и длина ларморовой орбиты возрастают пропорционально скорости, то очевидно, что угловая частота электрона по ларморовой орбите остается, как и скорость дрейфа, неизменной и равной, согласно (9),

$$\omega_{\text{ларм}} = \frac{eH}{mc}.$$

Лармор доказал, что для электронов, удерживаемых на орбите радиальным полем положительного заряда, расположенного в центре орбиты, действие магнитного поля сказывается в возникновении прецессионного вращения оси орбиты вокруг направления магнитного поля с частотой прецессии в два раза меньшей, чем указанная выше частота.

Формула (11) позволяет определить скорость заряженных частиц, например электронов, в катодных лучах путем измерения напряженностей электрического и магнитного полей, подобранных так, чтобы их отклоняющие действия взаимно компенсировались. Если после этого, устранив электрическое поле, измерить отклонения потока заряженных частиц в магнитном поле, то по величинам r, E и H можно вычислить *отношение заряда частицы к ее массе*. Формула для вычисления по указанным измерениям отношения заряда частицы к массе получается из формул (9) и (11):

$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{rH^2}. \tag{12}$$

Впервые точное измерение скорости катодных лучей выполнил в 1897 г. Дж. Дж. Томсон. Как и следовало ожидать (согласно формуле, приведенной на стр. 216), скорость электронов в катодных лучах в хорошо эвакуированной трубке оказалась в простой зависимости от вольтажа, приложенного к электродам трубки: 100 *в* сообщают электронам скорость 6000 *км/сек*, при 10 000 *в* скорость электронов достигает одной пятой скорости света(таблица на стр.217).

Исторически катодные лучи были первым явлением, обнаружившим существование свободных (не связанных с атомами) электронов. На основании точных измерений отклонения катодных лучей в электрическом и магнитном полях найдено:

$$\frac{e}{m} = 5{,}273 \cdot 10^{17} \frac{\text{абс. эл.-ст. ед.}}{\text{г}} = 1{,}759 \cdot 10^{7} \frac{\text{абс. эл.-магн. ед}}{\text{г}}.$$

Так как тщательные измерения (§ 3) показали, что заряд электрона равен

$$e = 4{,}803 \cdot 10^{-10} \text{ абс. эл.-ст. ед.},$$

то из сопоставления этого числа с предыдущим получается, что масса электрона равна

$$m = 9{,}108 \cdot 10^{-28} \text{ г}.$$

Поясненный выше метод измерения отношения заряда частицы к ее массе был применен Дж. Дж. Томсоном и подробно разработан и усовершенствован Астоном как метод точного определения масс ионов различных химических веществ, что привело к открытию *изотопов*, т. е. химически простых веществ, тождественных по своим химическим свойствам, но различающихся по величине массы атомов. Приборы для такого измерения масс потока ионов в вакууме называют *масс-спектрографами*. Устройство этих приборов пояснено в третьем томе курса. Там же рассказано о методе фотографирования траекторий быстро движущихся частиц посредством так называемых *камер Вильсона*. (Быстро движущиеся частицы вызывают ионизацию газа. Если газ был пересыщен водяными парами и сразу после пролета частицы подвергнут резкому охлаждению, то след движения частицы отчетливо обозначается на снятой в этот момент фотографии капельками конденсировавшейся влаги.)

Влияние магнитного поля на поток ионов в электролитах можно демонстрировать, как это делал Плантэ еще в 1860 г., посредством следующего опыта. В стеклянный плоский сосуд с раствором серной кислоты опускают в качестве анода медную заостренную проволоку. При напряжении на электродах в несколько десятков вольт быстрое электролитическое растворение меди становится видимым по образующимся хлопьям, которые завихряются при приближении магнита (рис. 281).

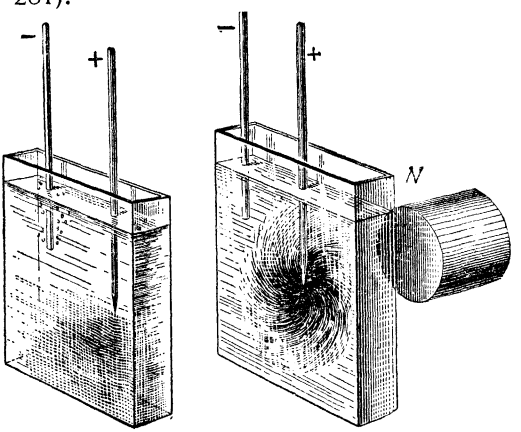


Рис. 281. Опыт Плантэ.

Отклоняющее действие магнитного поля на электронный поток в металле проявляется в силах, приложенных к проводнику с током. Чтобы пояснить, как лорентцовы силы, действующие на электроны проводимости, преобразуются в амперовы силы, действующие на токонесущий проводник, проанализируем явления, происходящие в примитивном прообразе современных электромоторов — в *диске Барлоу* (1822 г.).

Диск из латуни свободно вращается в подшипниках, находясь в межполюсном пространстве стального магнита. Нижняя часть диска погружена в желобок, наполненный ртутью. Ток от аккумулятора подводится через подшипник по оси к диску и затем направляется по диску и через ртуть (рис. 282).

Очевидно, что на радиус диска, по которому в некоторый данный момент идет ток, действует сила $F=\mu HIl$ [формула (3)] в направлении, определяемом по правилу левой ладони. Эта сила, вызывая поворот диска на некоторый угол, приводит в контакт со ртутью следующий участок окружности диска, вследствие чего ток направляется по другому радиусу, и т. д. В результате возникает непрерывное вращение диска.

Рассмотрим описанное явление с точки зрения движения действительных носителей электрического тока в металлах — электронов.

На рис. 283 пунктиром показано направление электронного потока. Если перпендикулярно к плоскости диска создано магнитное поле, направленное на нас, то траектории движения электронов искривляются, как показано на рисунке.

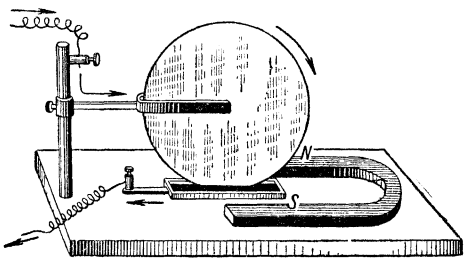


Рис. 282. Диск Барлоу.

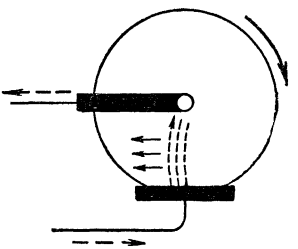


Рис. 283. Движение электронов в диске Барлоу.

При движении электронов в металле между ними и атомами металла происходят частые столкновения, при которых атомы получают импульсы в направлении движения электронов. Когда вследствие действия магнитного поля происходит отклонение траекторий

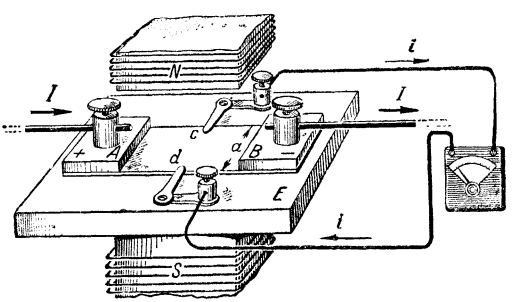


Рис. 284. Схема опытов по изучению явления Холла.

электронов, атомы металла получают импульсы, дающие результирующую силу в направлении, перпендикулярном к радиусу диска. Эта результирующая и вызывает вращение диска в целом.

Что электроны, движущиеся в металле, действительно отклоняются от прямолинейного пути под действием перпендикулярно направленного магнитного поля, это доказывается существованием так называемого *эффекта Холла* (1879 г.). Эффект Холла состоит в следующем.

Пусть вдоль широкой металлической пластины, изображенной на рис. 284, идет ток в направлении от A к B; электроны в металле, следовательно, движутся от B к A. На боковых сторонах пластины

всегда можно отыскать две такие точки c и d, разность потенциалов между которыми равна нулю. Если к этим точкам c и d присоединить провода от чувствительного гальванометра, то стрелка гальванометра будет находиться в покое. Добившись такого положения, создадим при помощи электромагнита сильное магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости пластины. Пусть над пластиной находится северный полюс электромагнита, а внизу — южный. В этом случае поток электронов, бегущих внутри пластины, должен отклониться к точке d.

Благодаря этому в области, прилежащей к d, создается повышенная «концентрация электронов», а в области, прилежащей к c, наоборот, пониженная концентрация. Другими словами, точка c приобретает некоторый положительный потенциал по сравнению с точкой d, и, таким образом, разность потенциалов между c и d уже не будет равна нулю. Вследствие этого от c к d через провода, соединенные с гальванометром, потечет электрический ток и вызовет отклонение стрелки прибора. При уничтожении магнитного поля, т. е. после размыкания тока, питающего электромагнит, создающий это поле, пути электронов в пластине снова примут свое обычное направление и стрелка гальванометра возвратится в свое нулевое положение.

Многочисленные экспериментальные исследования явления Холла показали, что электродвижущая сила $\mathscr{E}_{\text{Хол}}$, возникающая в явлении Холла, отнесенная к ширине пластины a, пропорциональна произведению напряженности магнитного поля на плотность тока i в пластине и на синус угла между направлением тока и направлением поля, т. е., иначе говоря, *электродвижущая сила эффекта Холла*, если ее рассматривать как вектор и разделить на ширину пластины, *пропорциональна векторному произведению вектора напряженности магнитного поля и вектора плотности тока*:

$$\frac{1}{a}\cdot\mathscr{E}_{\text{Хол}} = R_H\,[\boldsymbol{H}\cdot\boldsymbol{i}]. \tag{13}$$

Коэффициент пропорциональности R_H в этом уравнении называют *постоянной Холла*. Постоянная Холла не одинакова для различных металлов и, подобно проводимости, зависит от наличия в металле примесей. Наиболее велика постоянная Холла для теллура, висмута, сурьмы и мышьяка (для висмута она почти в 200 000 раз больше, чем для меди).

Весьма замечательно, что примерно для половины металлов постоянная Холла имеет нормальный знак [отрицательный при вышеприведенном начертании формулы (13)], тогда как для других металлов постоянная Холла имеет противоположный знак. В классической электронной теории этот факт оставался необъясненным. Согласно квантовой теории электропроводности, общее представление о которой дано в §§ 30 и 35, носителями тока в

металле являются «полусвободные» электроны, которые энергетически остаются в некоторой мере связанными с кристаллической решеткой положительных ионов, но находятся на высших квантовых уровнях так называемой «незаполненной зоны». Оказалось, как показал Пайерлс, что если число электронов на этих уровнях незаполненной зоны меньше половины общего числа всех уровней в ней, то электродвижущая сила эффекта Холла имеет нормальное направление (постоянная R_H отрицательна); если же число электронов в незаполненной зоне превышает половину числа уровней в ней, то электродвижущая сила эффекта Холла должна иметь противоположное направление (постоянная R_H положительна).

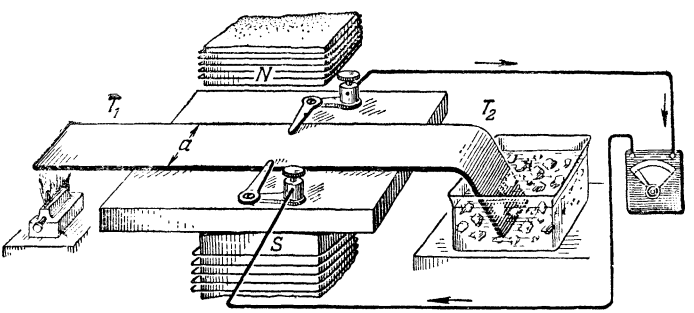


Рис. 285. Схема опытов по изучению явления Нернста.

Строго говоря, электродвижущая сила эффекта Холла определяется, собственно, не вектором напряженности $\boldsymbol{H}$ магнитного поля, а вектором намагниченности $\boldsymbol{I}_m$ проводника. Это было обнаружено опытами русского ученого Д. А. Гольдгаммера, изучившего явление Холла в ферромагнитных телах в 1889 г., и с полной убедительностью показано советским физиком И. К. Кикоиным в 1936 г. Поэтому уравнение (13) правильнее писать в следующем виде:

$$\frac{1}{a}\mathscr{E}_{\text{Хол}} = R_I\,[\boldsymbol{I}_m \cdot \boldsymbol{i}]. \qquad (13а)$$

Величина R_I в этом уравнении (*постоянная Холла — Кикоина*) для инструментальной стали пропорциональна содержанию аустенита в стали; это обстоятельство используют в заводских лабораторных установках для определения процентного содержания аустенита в стали измерением электродвижущей силы эффекта Холла.

Следует отметить, что в отсутствие электрического тока, но при наличии в проводнике теплового потока магнитное поле может возбудить электродвижущую силу, аналогичную электродвижущей силе эффекта Холла. А именно, если на концах пластинки, имеющей длину l, поддерживать разность температур $T_1 - T_2$ и держать пластинку в магнитном поле, силовые линии которого перпендикулярны к пластинке (рис. 285), то на краях пластинки (ширина

которой *а*) обнаруживается *электродвижущая сила, пропорциональная произведению напряженности магнитного поля на градиент температуры*:

$$\frac{1}{a}\cdot\mathscr{E}_{\text{Нер}} = QH\frac{T_1 - T_2}{l}. \qquad (14)$$

Это явление было открыто Нернстом в 1886 г. Величину Q называют *постоянной Нернста*; она, как и постоянная Холла, не одинакова по величине и по знаку для разных металлов. Если учесть неодинаковую теплопроводность металлов, то между численными значениями постоянной Холла и постоянной Нернста обнаруживается некоторый параллелизм (отношение постоянной Нернста к коэффициенту теплопроводности приблизительно пропорционально постоянной Холла).

§ 68. Электродинамические измерительные приборы. Гальванометры. Осциллографы

Если гибкий провод из немагнитного металла натянуть в вертикальном положении, как показано на рис. 286, и расположить близ середины провода стальной магнит или, еще лучше, электромагнит, то при включении тока будет наблюдаться отклонение проводника (на рис. 286 — пунктир) в ту или другую сторону в зависимости от направления тока.

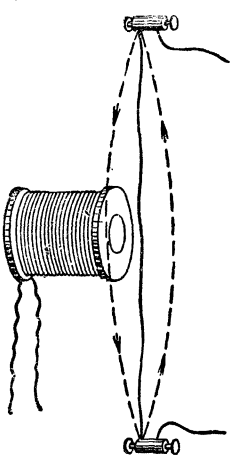


Рис. 286. Действие магнита на мягкий провод. При пропускании тока вверх или вниз провод отклоняется влево или вправо в соответствии с правилом левой ладони.

Этот опыт удается тем лучше, чем сильнее магнитное поле, создаваемое электромагнитом, и чем больше ток в проводе. Однако если провод взять достаточно тонкий, то заметные отклонения будут наблюдаться даже при очень малом токе. Последнее обстоятельство позволило применить схему только что описанного опыта к устройству очень чувствительных приборов для измерения самых незначительных токов. Приборы такого рода за последние десятилетия получили широкое распространение в лабораторной практике и известны под названием ***струнных гальванометров.*** Их чувствительность доходит до 10^{-11} *а*, т. е. близка к чувствительности самых совершенных описанных ниже зеркальных гальванометров. У струнных гальванометров имеется ряд ценных преимуществ, позволяющих пользоваться этими приборами в тех случаях, в которых употребление зеркальных гальванометров было бы затруднительно.

На рис. 287 представлена схема струнного гальванометра со стальным магнитом. Тонкая платиновая нить толщиной в несколько микронов и длиной от 60 до 150 *мм* натянута между зажимами C и C' в межполюсном пространстве стального магнита NS. Вблизи от полюсов магнита просверлены два отверстия a и b, через которые луч света, отраженного от зеркальца L, попадает в объектив микроскопа с сильным увеличением (до 1000 раз). Отклонение нити гальванометра наблюдают в микроскоп и измеряют по шкале, находящейся в фокальной плоскости окуляра. Сама нить заключена в герметически закрытом корпусе (не показан на схеме) для предохранения ее от воздушных течений.

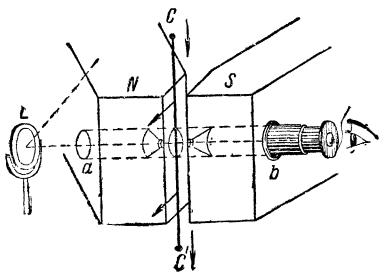


Рис. 287. Схема струнного гальванометра.

В настоящее время имеется огромное количество измерительных приборов как лабораторных (гальванометры), так и технических (амперметры, вольтметры), устройство которых основано *на взаимодействии магнита и подвижной рамки с током*; этот принцип устройства был впервые применен в 1880 г. Депре и д'Арсонвалем. Такие приборы называют ***магнитоэлектрическими.***

На рис. 288 представлена схема прибора этого рода. Легкая алюминиевая рамка с обмоткой из нескольких сотен витков очень тонкой изолированной лаком проволоки свободно вращается на остриях из закаленной стали, упирающихся в агатовые подшипники. Концы обмотки рамки припаяны к двум плоским спиральным пружинкам *1* и *2*, имеющим противоположную навивку. Измеряемый ток или непосредственно (если он достаточно слаб: 10^{-3}—10^{-4} *а*), или посредством шунта, ответвляющего лишь определенную его часть, подводится к прибору через провода и спиральные пружинки. Проходя по обмотке, ток испытывает взаимодействие с полем магнита, которое, как легко убедиться, применяя правило левой ладони, вызывает появление пары сил, приложенных к длинным сторонам рамки. Эта пара стремится повернуть рамку так, чтобы ее собственное магнитное поле стало параллельно и совпало по направлению с полем магнита.

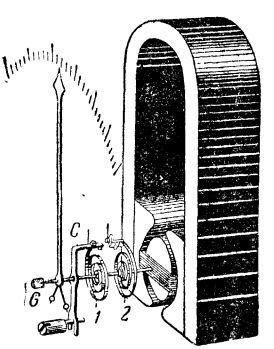


Рис. 288. Устройство магнитоэлектрического прибора

Для увеличения магнитного потока, пронизывающего рамку, внутри рамки находится железный цилиндр, скрепленный с арма-

турой прибора так, что он не препятствует свободному повороту рамки в известных пределах. Поводок *C*, показанный на рис. 288, прикреплен к концу одной из пружин и служит для установки стрелки на нуль. Грузики *G* уравновешивают подвижную часть прибора.

При изменении направления тока в катушке изменяется направление ее вращения, поэтому *магнитоэлектрические приборы не пригодны для измерения переменных токов.* Но из всех систем приборов, применяемых для измерения величины и напряжения постоянного тока, магнитоэлектрические приборы наиболее точны и удобны. Их изготовляют серийно на различные пределы измеряемых величин тока и напряжения и оформляют в круглых или прямоугольных металлических кожухах, приспособленных для монтирования на щитах, или в переносных деревянных ящичках. По принятому для всех электроизмерительных приборов стандарту погрешность приборов первого класса точности (лабораторных приборов) не превышает 0,2% измеряемой величины тока или напряжения. В менее чувствительных (лабораторных и технических) приборах второго и третьего классов точности обеспечивается точность измерения соответственно в 0,5 и 1%. В отличие от описанных ниже так называемых «электромагнитных приборов» (где стрелка скреплена не с рамкой, а с сердечником электромагнита) шкала магнитоэлектрических приборов имеет равномерные деления, так как угол поворота катушки пропорционален току, проходящему через катушку. Описанную систему приборов с подвижной рамкой обозначают на приборах и на схемах символом .

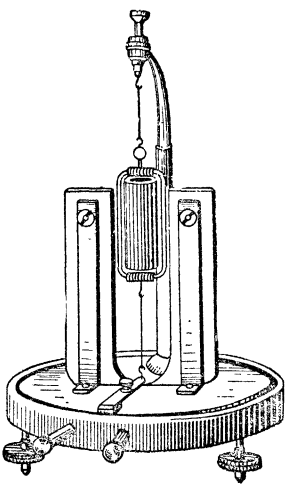


Рис. 289. Зеркальный гальванометр.

В лабораторной практике сейчас широко применяют один из видов магнитоэлектрических приборов — ***зеркальные гальванометры*** с подвесной рамкой.

Один из простейших приборов этого рода представлен на рис. 289. Рамка скреплена с легким зеркальцем, поворот которого отсчитывают по методу трубы и шкалы. Ток в обмотку рамки подводится при помощи двух тонких металлических ленточек. Прибор защищен от воздушных течений стеклянным или металлическим корпусом. Пользуясь зеркальным гальванометром, применяют два способа определения угла поворота рамки: следят за перемещением по шкале пучка лучей, отраженных зеркальцем гальванометра, и (в пучке этих лучей) тени от нити, натянутой перед осветителем (верхняя

часть рис. 290), или наблюдают в зрительную трубу отраженные в зеркальце деления шкалы (нижняя часть рис. 290).

На рис. 290 и 291 показан внешний вид зеркальных гальванометров.

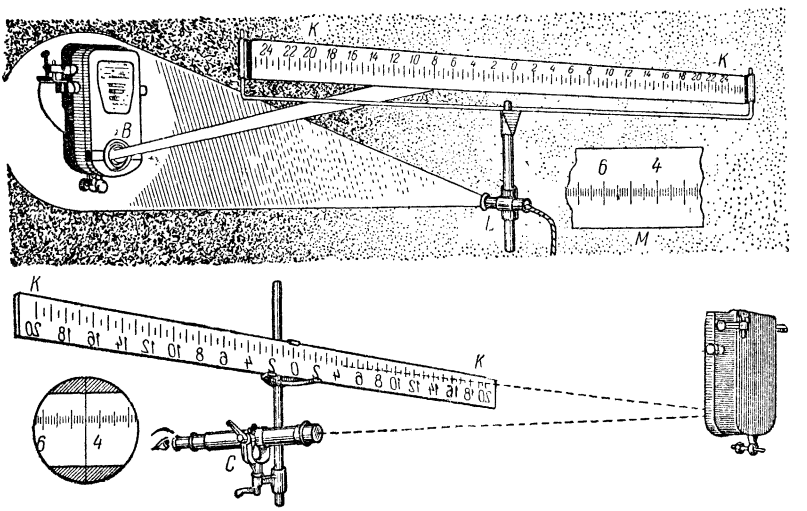


Рис. 290. Два способа наблюдения показаний зеркального гальванометра.

Зеркальные гальванометры, предназначенные для измерения малых токов, имеют рамку с сопротивлением обмотки порядка 500—2500 *ом*. Они пригодны для измерения токов 10^{-9}—10^{-11}*а* (т. е. в тысячные и стотысячные доли микроампера). Уникальные приборы этой системы позволяют измерять токи 10^{-12}—10^{-13} *а*. Насколько малы эти токи, видно из того, что ток в одну миллионную долю микроампера (10^{-12} *а*) мог бы выделить при электролизе 1 *мг* серебра за время около 30 000 лет. Измерение посредством гальванометров еще меньших величин тока недоступно, так как начинают сказываться флуктуации давления воздуха и флуктуации тока и поэтому показания прибора становятся беспорядочными (рис. 292).

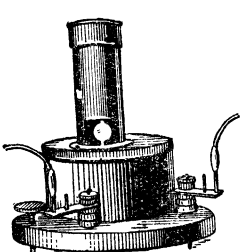


Рис. 291. Внешний вид зеркального гальванометра.

Зеркальные гальванометры, предназначенные для измерения малых напряжений, имеют рамку с сопротивлением обмотки порядка 10—60 *ом* и чувствительность 10^{-8}*в* (т. е. сотые, а в уни-

кальных приборах тысячные доли микровольта). Эти напряжения во столько же раз меньше напряжения батарейки карманного фонаря, во сколько раз напряжение этой батарейки меньше напряжений, вызывающих самые сильные удары молний.

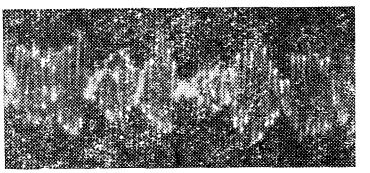


Рис. 292. Флуктуации давления в неподвижном воздухе, сообщающие легкой рамке гальванометра толчки, записанные на движущейся фотопленке.

В электротехнических цепях чаще всего применяют измерительные приборы (амперметры и вольтметры) с неподвижной катушкой и *подвижным ферромагнитным сердечником*. Устройство такого, так называемого ***электромагнитного прибора*** пояснено на рис. 293. Внутри катушки K, обтекаемой измеряемым током, помещены две пластины S и S_1, из магнитно-мягкого железа или пермаллоя. Одна из них (пластина S_1) прикреплена к корпусу прибора, другая (пластина S) скреплена с осью прибора. Под действием тока, протекающего через катушку K, пластины S и S_1 намагничиваются и отталкиваются одна от другой. Колебания стрелки успокаиваются (демпфируются) поршнем D.

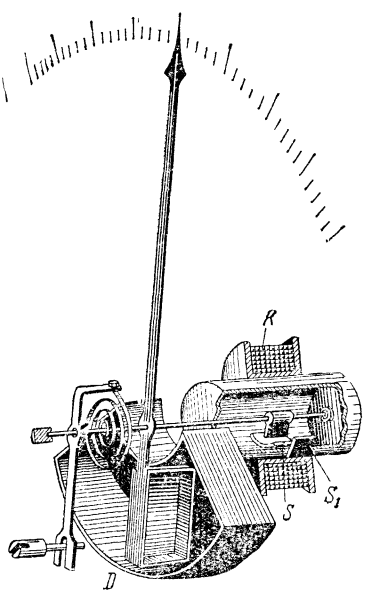


Рис. 293 Устройство электромагнитного прибора

Электромагнитные приборы имеют неравномерную шкалу и чувствительны к внешним магнитным полям. Но они просты, дешевы, выдерживают без вреда значительную перегрузку и пригодны для измерения переменных токов (при изменении направления тока изменяется направление намагниченности у обеих пластин и сохраняется их взаимное отталкивание). Приборы с подвижным ферромагнитным сердечником обычно обозначают символом .

Наряду с описанными выше приборами в лабораторной практике широко применяют также *тепловые* и *термоэлектрические* приборы, устройство которых было пояснено на страницах 125 и 156. (Тепловые приборы обозначают символом , термоэлектрические — символом .

Для измерения количеств электричества, переносимых кратковременными импульсами тока, применяют так называемые ***баллистические гальванометры.*** Подвижную часть баллистического гальванометра (обычно рамку, подвешенную в поле постоянного магнита) конструируют так, чтобы собственный период качания подвижной части значительно превосходил время протекания измеряемого тока, например имел порядок 10 сек.

Импульс тока сообщает подвижной части баллистического гальванометра толчок, и первое наибольшее отклонение подвижной части гальванометра от состояния равновесия, происходящее по инерции («баллистический отброс»), оказывается пропорциональным произведению величины тока на время его действия $I\Delta t$ (точнее, сумме $\int Idt$), т. е. количеству перенесенного током электричества Q.

Кроме непосредственного измерения импульсов тока, баллистические гальванометры применяют для измерения емкости конденсаторов по величине заряда, получаемого конденсатором при некотором заданном напряжении на его обкладках.

Разновидностью баллистических гальванометров являются *флюксметры* [1]) (или *крихгальванометры* [2])), отличающиеся особенно большим собственным периодом качания подвижной части (порядка минут). В них вследствие интенсивных «сил трения», создаваемых магнитным полем, подвижная рамка при любом, но, конечно, не чрезмерном, угле поворота находится почти в безразличном равновесии, подобно ложке, наполовину опущенной в очень вязкую среду, например в патоку. Отклонение, вызванное импульсом тока, сохраняется достаточно долго; последующий импульс тока того же направления увеличивает это отклонение; в связи с этим указанные приборы пригодны для измерения замедленных импульсов тока. Такие гальванометры применяют (см. стр. 384) для измерения магнитного потока по импульсу тока, индуцированного в пробной катушке, включенной в цепь гальванометра.

Измерение весьма кратковременных импульсов тока и запись электрических колебаний осуществляют посредством осциллографов [3]).

Шлейфовый осциллограф представляет собой прибор, в сущности аналогичный струнному гальванометру (который описан в начале данного параграфа). Схема шлейфового осциллографа показана на рис. 294. Между полюсами магнита натянута тонкая (толщиной в тысячные доли миллиметра) металлическая лента («шлейф») в виде петли из двух параллельных полосок длиной каждая от 1 до 3 *см*. К середине этих полосок прикреплено маленькое, очень легкое зеркальце, на которое через узкое отверстие направ-

---

[1]) От англ. flux—магнитный поток.

[2]) От немец. kriechen—ползать (гальванометр с «ползущим указателем»).

[3]) От лат. oscillum — качание, колебание и греч. grapho — пишу.

ляют луч света, отражаемый зеркальцем на движущуюся фотографическую бумагу. Исследуемый ток подводят к шлейфу осциллографа. Так как по одной полоске шлейфа ток идет в одном направлении, а по другой — в противоположном, то взаимодействие магнита и тока выгибает эти полоски в противоположные стороны, вследствие чего зеркальце поворачивается и отражаемый зеркальцем луч света вычерчивает на движущейся фотографической бумаге не прямую линию, а кривую, ординаты которой пропорциональны углу поворота зеркальца и характеризуют мгновенное значение величины тока, подведенного к шлейфу осциллографа. Получаемая таким образом фотографическая запись изменений (например, колебаний) величины тока носит название *осциллограммы*.

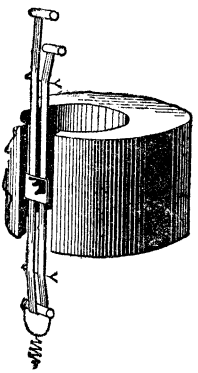


Рис. 294. Схема шлейфового осциллографа.

Для получения неискаженных осциллограмм необходимо, чтобы частота собственных колебаний зеркальца значительно (в 20—30 раз) превышала частоту изменений величины исследуемого тока (собственная частота зеркальца и шлейфа достигает 20 000 герц). Вторым условием хорошей работы осциллографа является правильно подобранное затухание собственных колебаний зеркальца и шлейфа.

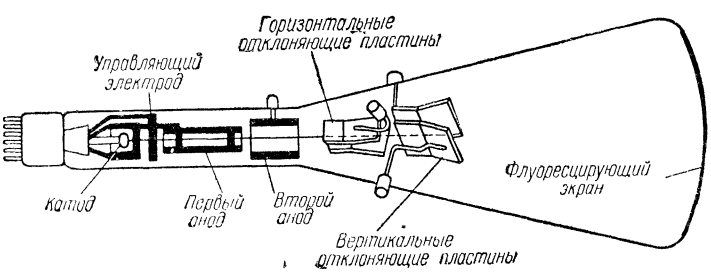


Рис. 295. Схема электронного осциллографа.

Иногда нужное затухание достигается помещением шлейфа и зеркальца в ванну с маслом, имеющим строго рассчитанную вязкость. В осциллографах новейших систем правильное затухание собственных колебаний подвижной части прибора обеспечивается электродинамическим взаимодействием между скрепленным с зеркальцем небольшим замкнутым контуром тока и магнитом.

Лучший, безынерционный прибор—это ***электронный (катодный) осциллограф***. Схема этого прибора, получившего разнообразные применения, показана на рис. 295. Электроны, испускаемые катодом, который накаливают током, проходят через диафрагму в «управляющем электроде», от потенциала которого зависит интен-

сивность пропускаемого диафрагмой электронного пучка. Далее электроны проходят через отверстия в первом аноде, к которому подведено постоянное положительное напряжение в несколько сотен вольт и который расположен и устроен так, что полем анода концентрируется электронный пучок. Еще более высокое напряжение второго анода ускоряет электроны. В целом эту первую часть электронного осциллографа часто называют *электронной пушкой* (или *электронным прожектором*).

Тонкий пучок электронов, образуемый электронной пушкой, пропускают через два конденсатора, пластинки которых расположены перпендикулярно одна к другой. На первый конденсатор накладывают электрическое поле, периодически меняющееся по определенному закону, например возрастающее в течение периода пропорционально времени и резко спадающее к нулю в конце периода («пилообразная развертка»). На другой конденсатор подается и з у ч а е м о е напряжение.

Отклонениями электронного пучка в горизонтальном направлении изображаются промежутки времени, отклонения в вертикальном направлении пропорциональны напряжению изучаемого тока. Таким образом, электронный пучок оставляет на фотографической пластинке или на флуоресцирующем экране след, представляющий собой развернутую картину изучаемых электрических колебаний. Ничтожная инерция электронного пучка позволяет изучать электрические явления, протекающие весьма быстро (до 10^{-7} сек.). В осциллографах, используемых для визуальных наблюдений, флуоресцирующий экран изготовляют из виллемита ($ZnO+SiO_2$; Mn); виллемитовые экраны дают зеленое свечение. В осциллографах, используемых для фотографирования, экран изготовляют из сульфида цинка (ZnS) или из вольфрамата кадмия ($CdO+WO_3$); получается синее свечение. Чтобы получить белое свечение, применяют более сложные составы.

Часто в осциллографах (в особенности предназначенных для телевидения) отклонение электронного пучка осуществляют действием магнитного поля катушек, расположенных около узкого горла трубки во взаимно-перпендикулярных плоскостях.

Имея осциллограмму с записью изменения величины тока в зависимости от времени, нетрудно определить количество электричества Q, перенесенное импульсом тока: оно равно площади под кривой, изображающей изменение тока.

§ 69. Формулы электродинамики в практической системе единиц

В предыдущем изложении некоторые формулы, относящиеся к учению о магнитном поле, были приведены в начертаниях, обычных для курсов физики, но мало применяемых в учебниках электротехники.

В практической системе электрических и магнитных единиц (§ 9) основными единицами являются ампер, вольт, секунда и соответственно этому за еди-

ницу работы принимается джоуль, а за единицу силы—ньютон

$$(1 \text{ ньютон} = 10^5 \text{ дин} = 1\,\frac{\textit{джоуль}}{\textit{м}} = 0{,}102\,\textit{кГ}).$$

Практическая система магнитных единиц основана на использовании закона электромагнитной индукции (этот закон пояснен во всех учебниках физики средней школы и в более общем виде рассмотрен в следующей главе). При установлении практической системы магнитных единиц исходят из величины того магнитного потока, который, возникая или исчезая за 1 сек. в пространстве, охваченном проводящей цепью, своим равномерным нарастанием или убыванием индуцирует в проводящей цепи и поддерживает в ней в течение секунды электродвижущую силу в 1 *в*. Этот магнитный поток носит название *вольт-секунды*, или, иначе, *вебера* (стр. 384).

В практической системе единиц за единицу величины магнитного полюса m принимают такой магнитный полюс, который связан с магнитным потоком в одну вольт-секунду.

Вольт-секунда в 100 миллионов раз превышает абсолютную единицу магнитного потока—максвелл:

$$1 \text{ вольт-секунда (вебер)} = 10^8 \text{ максвелл} = \frac{10^8}{4\pi} \text{ абс. ед. величины магнитного полюса.}$$

Если в законе Кулона

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

мы выразим величины магнитных полюсов m_1 и m_2 не в абсолютных единицах, а в вольт-секундах (веберах), расстояние r—в метрах и силу F—в ньютонах (10^5 дин), то в правой части закона Кулона появится коэффициент

$$\frac{(10^8)^2}{(4\pi)^2 \cdot 10^4 \cdot 10^5} = \frac{10^7}{(4\pi)^2}.$$

Чтобы не загромождать формул этим коэффициентом, его переносят в знаменатель закона Кулона и

$$\text{величину } \frac{(4\pi)^2\mu}{10^7} \text{ обозначают через } 4\pi\mu^*.$$

Иначе говоря, в полной аналогии со сказанным на стр. 39, для характеристики магнитных свойств среды вводят *числовые выражения* μ^* *магнитной проницаемости в практической системе единиц*, пропорциональные «истинным» числовым выражениям магнитной проницаемости μ:

$$\mu^* = 4\pi \cdot 10^{-7}\,\mu = 1{,}256 \cdot 10^{-6}\,\mu. \tag{15}$$

Пользуясь практической системой единиц, приписывают магнитной проницаемости размерность, вытекающую из закона Кулона:

$$[\mu^*] = \left[\frac{(\text{кол. магнетизма})^2}{(\text{сила}) \cdot (\text{длина})^2}\right].$$

Магнитодвижущая сила, имеющая размерность $\left[\frac{\text{работа}}{\text{кол. магнетизма}}\right]$, выражается числом ампервитков, учитывая это, нетрудно сообразить,

что в терминах практической системы единиц размерность магнитной проницаемости можно представить так:

$$[\mu^*] = \left[\frac{\textit{вольт-секунда}}{\textit{ампервиток}\cdot\textit{м}}\right].$$

Итак, в практической системе единиц, когда m_1 и m_2 измерены в вольт-секундах, закон Кулона для взаимодействия магнитных полюсов записывается следующим образом:

$$F = \frac{m_1 \cdot m_2}{4\pi\mu^* r^2} \ \frac{\textit{джоуль}}{\textit{м}} \tag{16}$$

Сопоставляя формулы для ε^* и μ^* [(15) и формула (20) в § 9], получаем весьма важное уравнение

$$\varepsilon^*\mu^* = \frac{\varepsilon\mu}{9\cdot 10^{16}}. \tag{17}$$

Заметим, что произведение $\varepsilon^*\mu^*$ по сказанному выше (и сказанному в § 9) имеет размерность

$$[\varepsilon^*\mu^*] = \left[\frac{\textit{вольт}\cdot\textit{секунда}}{\textit{ампервиток}\cdot\textit{м}} \cdot \frac{\textit{ампер}\cdot\textit{секунда}}{\textit{вольт}\cdot\textit{м}}\right] = \left(\frac{\textit{сек}}{\textit{м}}\right)^2,$$

т. е. произведение $\varepsilon^*\mu^*$ имеет размерность $\left[\frac{1}{(\text{скорость})^2}\right]$. Стало быть, если мы считаем ε и μ отвлеченными числами, то число, стоящее в знаменателе формулы (17), мы должны считать именованным числом, а именно, квадратом скорости, выраженной в *м/сек*. Обозначим эту скорость через c:

$$\varepsilon^*\mu^* = \frac{\varepsilon\mu}{c^2}, \tag{17a}$$

где $c = 3\cdot 10^8$ *м/сек* $= 300\,000$ *км/сек*.

Скорость c есть скорость распространения света в вакууме и вообще скорость распространения электромагнитного возмущения в вакууме

Итак, пользуясь для измерения электрических величин абсолютными электростатическими единицами, а для измерения магнитных величин—абсолютными электромагнитными единицами, мы вправе считать ε и μ отвлеченными числами, но, применяя и к электрическим и к магнитным величинам одни и те же основные практические единицы (ампер, вольт, секунду), следует приписывать величинам ε^* и μ^* указанные выше размерности и следует считать произведение этих величин для вакуума равным обратной величине квадрата скорости света:

$$\varepsilon_0^*\mu_0^* = \frac{1}{c^2}. \tag{18}$$

Практическую единицу напряженности магнитного поля можно определить двояко. Когда руководствуются законом Кулона для магнитных полюсов, то под практической единицей напряженности магнитного поля понимают напряженность такого поля, которое действует на магнитный полюс $m=1$ вольт-секунда с силой 1 ньютон. Очевидно, то же поле будет действовать на 1 абс. ед. величины магнитного полюса с силой, в $\frac{10^8}{4\pi}$ раз меньшей, т. е. с силой $4\pi\cdot 10^{-8}\cdot 10^5$ дин $= \frac{4\pi}{10^3}$ дин. Стало быть,

$$1 \text{ практ. ед. напряженности} = \frac{4\pi}{1000} \text{ эрстед.}$$

Другое определение той же практической единицы напряженности магнитного поля основано на уравнениях электродинамики. А именно, под практической единицей напряженности подразумевают напряженность поля, существующего внутри достаточно длинной или тороидально замкнутой катушки, когда величина тока, протекающего по проводу катушки, такова, что произведение тока, выраженного в амперах, на число витков, приходящихся на 1 *м* длины катушки, равно единице. Руководствуясь этим определением, практическую единицу напряженности магнитного поля обозначают: $1\ \frac{\text{ампервиток}}{\text{м}}$.

По формуле Гопкинсона, считая $l_0=0$ и принимая во внимание, что $\Phi=\mu HS$, имеем:

$$H=\frac{4\pi}{10}\cdot\frac{In}{l}\ \text{эрстед},$$

где I выражено в амперах, а l—в сантиметрах. Полагая $I\cdot n=1$ ампервитку и $l=100$ *см*, находим, что

$$1\,\frac{\text{ампервиток}}{\text{м}}=\frac{4\pi}{1000}\ \text{эрстед}.$$

Исходя из закона Кулона в форме (16), для напряженности поля, образованного полюсом m вольт-секунд, получаем:

$$H=\frac{m}{4\pi\mu^* r^2}\,\frac{\text{ампервиток}}{\text{м}}.$$

В абсолютных электромагнитных единицах вектор магнитной индукции по определению равен $B=\mu H\,\frac{\text{максвелл}}{\text{см}^3}$, где H выражено в эрстедах. Подставляя в это соотношение $\mu=\frac{10^7}{4\pi}\mu^*$ и выражая H в ампервитках на 1 *м* $\left(H \text{ в эрстедах}=\frac{4\pi}{1000}H \text{ в } \frac{\text{ампервиток}}{\text{м}}\right)$, получаем:

$$B=\mu^* H\cdot 10^4\,\frac{\text{максвелл}}{\text{м}^2}=\mu^* H\cdot 10^8\,\frac{\text{максвелл}}{\text{см}^2},\ \text{т. е.}\ B=\mu^* H\,\frac{\text{вольт-секунда}}{\text{м}^2},$$

где H измерено в ампервитках на метр. Мы видим, таким образом, что в практической системе единиц соотношение между магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля аналогично соотношению между электрическим смещением (а не электрической индукцией) и напряженностью электрического поля (§ 9, стр. 41).

В электростатике, преобразовав закон Кулона к форме, выражаемой формулой (21) главы I, все остальные формулы в начертаниях, приспособленных к использованию практической системы единиц, мы могли получить простой подстановкой в ранее выведенные формулы вместо ε величины $4\pi\varepsilon^*$. В учении о магнитном поле такой переход к формулам в практических единицах возможен, очевидно, только для тех формул, которые могут быть выведены из закона Кулона для магнитных полюсов; все остальные формулы учения о магнитном поле выводятся из закона Био и Савара, и поэтому их преобразование производится по другому правилу, которое пояснено ниже.

К первой категории формул можно отнести, в частности, выражение для плотности энергии магнитного поля $w=\frac{\mu H^2}{8\pi}\,\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$. Переходя для w и H к

практическим единицам, заменяем согласно иному начертанию закона Кулона μ через $4\pi\mu^*$; получаем:

$$w = \frac{1}{2}\mu^* H^2 \frac{\text{джоуль}}{\text{м}^3}.$$

Принимая во внимание, что $\mu^* H = B$, эту формулу можно написать и в таком виде:

$$w = \frac{1}{2} BH \frac{\text{джоуль}}{\text{м}^3},$$

$$w = \frac{B^2}{2\mu^*} \frac{\text{джоуль}}{\text{м}^3}.$$

Каждая из этих трех формул может быть применена также для вычисления продольного натяжения и поперечного давления магнитных силовых линий: $p = w$. Руководствуясь последней из приведенных формул, легко получить выражение для подъемной силы магнита или электромагнита для рассмотренного на стр. 305 случая, когда зазор между полюсом и якорем исчезающе мал; учитывая что $1 \frac{\text{джоуль}}{\text{м}} = 0{,}102\ \text{кГ}$, находим:

$$F = pS = \frac{B^2}{2\mu_0^*} S \cdot 0{,}102\ \text{кГ}$$

(B—магнитная индукция магнита или электромагнита в $\frac{\text{вольт-секунда}}{\text{м}^2}$, а μ^*—указанное выше числовое выражение магнитной проницаемости вакуума в практической системе единиц).

Обратимся к закону Био и Савара и к формулам, которые вытекают из него. Измеряя m и I в абс. эл.-магн. единицах, r и l—в сантиметрах, а силу F—в динах, имеем:

$$dF_1 = \frac{m \cdot I \cdot \sin(\boldsymbol{l}, \boldsymbol{r})}{r^2} dl.$$

Переходя к практическим единицам и выражая r в метрах, мы должны учесть, что m в абс. эл.-магн. ед. $= \frac{10^8}{4\pi} m$ в вольт-секундах, а I в абс. эл.-магн. ед. $= \frac{1}{10} I$ в амперах. Стало быть, если m и I выражены в практических единицах, r и l—в метрах, а сила F—в динах, то в правой части формулы Био и Савара появляется коэффициент $\frac{10^5}{4\pi}$; если же силу F также выразить в практических единицах (в ньютонах), то в правой части формулы Био и Савара останется коэффициент $\frac{1}{4\pi}$.

Таким образом, в практической системе единиц

$$dF_1 = \frac{mI \cdot \sin(\boldsymbol{l}, \boldsymbol{r})}{4\pi r^2} dl \ \frac{\text{джоуль}}{\text{м}}. \tag{19}$$

Следовательно, применяя практическую систему единиц, во все формулы, являющиеся следствием закона Био и Савара, нужно ввести коэффициент $\frac{1}{4\pi}$. Например:

для магнитодвижущей силы вместо формулы (18) в главе X получаем:

$$\mathscr{M} = In \text{ ампервитков;}$$

для напряженности поля прямого тока вместо формулы (15) в главе X

$$H = \frac{I}{2\pi r} \frac{\text{ампервиток}}{\text{м}};$$

для напряженности в центре кругового тока вместо формулы (16) в главе X

$$H = \frac{I}{2r} \frac{\text{ампервиток}}{\text{м}}$$

Формула Гопкинсона для магнитного потока соленоида [1]) будет иметь вид

$$\Phi = \frac{In}{R_m} \text{ вольт-секунд,}$$

где R_m — магнитное сопротивление; для тороидально замкнутого соленоида

$$R_m = \frac{l}{\mu^* S}.$$

Следует заметить, что, исходя из закона Био и Савара в практических единицах и определяя действие магнитного поля на ток, мы получаем формулу Ампера в таком же начертании, как и при пользовании абс. эл.-магн. системой единиц [формула (1) в § 65]. Действительно, по закону Кулона в практических единицах [формула (16)]

$$\frac{m}{4\pi r^2} = \mu^* H = B$$

и, стало быть,

$$dF = BI \sin(\boldsymbol{I}, \boldsymbol{H}) \cdot dl \quad \frac{\text{джоуль}}{\text{м}}.$$

Очевидно, таким образом, что все соотношения, получаемые из формулы Ампера, при использовании практической системы единиц сохраняют приведенное выше (в § 65 и др.) начертание.

Например, сила, действующая на токонесущий прямолинейный проводник длиной l со стороны перпендикулярного к нему однородного магнитного поля, равна

$$F_0 = BIl \frac{\text{джоуль}}{\text{м}},$$

где, в отличие от формулы (3) в § 65, I выражено в амперах и B — в $\frac{\text{вольт-секунда}}{\text{м}^2}$.

---

[1]) В формуле Гопкинсона в главе X I уже выражено в амперах; подставляя $\mu = \frac{10^7}{4\pi}\mu^*$ и выражая размеры в метрах, получаем в правой части формулы коэффициент 10^8, но 10^8 максвелл $= 1$ вольт-секунде.

Работа, производимая токонесущим проводником, когда проводник описывает в однородном поле площадь S, выразится аналогично формулам § 66:

$$A = BIS \text{ джоулей или } A = I\Phi \text{ джоулей.}$$

При выводе формул можно было бы применять только стандартизированную практическую систему единиц. Однако такое изложение учения об электричестве и магнетизме затрудняет пояснение физического смысла некоторых соотношений, в особенности соотношений электронной теории электрических и магнитных свойств веществ. Поэтому в данном курсе изложение в основном построено на применении *симметричной системы единиц Гаусса*, т. е. абсолютных электростатических единиц (CGSE) для электрических величин и абсолютных электромагнитных единиц (CGSM) для магнитных величин [1]).

Одно из крупных преимуществ симметричной гауссовой системы единиц состоит в том, что только в этой системе диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума одновременно являются безразмерными величинами, равными, в согласии с нашим представлением о вакууме, единице. Следует, однако, отметить, что при использовании гауссовой системы существует некоторая неопределенность в выборе единиц для тока и электрического сопротивления—величин, которые, собственно, с одинаковым основанием могут быть отнесены к числу электрических или же электромагнитных. Многие авторы учебных руководств, пользуясь симметричной гауссовой системой, принимают для тока и сопротивления единицы CGSE; это приводит к появлению в законе Био и Савара коэффициента $\frac{1}{c}$. Другие предпочитают (как это сделано в данной книге) при выводе формул электродинамики выражать ток в единицах CGSM. Строго же говоря, при совершенно последовательном применении симметричной гауссовой системы надо было бы ток выражать не в единицах CGSE или CGSM, а в особой единице, имеющей размерность электрического напряжения и равной (при переходе к практической системе) $\frac{10}{4\pi}$ ампер. При этом электрическое сопротивление выражалось бы безразмерными числами, в которых единица соответствовала бы 120π (=377) *ом*.

Действительно, пользуясь любой системой единиц (единой как для электрических, так и магнитных величин), легко убедиться, что отношение $\frac{E}{H}$, равное для электромагнитных волн в свободном пространстве величине $\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$, имеет размерность сопротивления. Указанную величину $\frac{E}{H}$ для электромагнитных волн называют *волновым сопротивлением*. Волновое сопротивление свободного пространства согласно формулам (15) данного параграфа и (20) § 9 равно

$$R_{\substack{\text{волн}\\ \text{своб. пр.}}} = \sqrt{\frac{\mu_0^*}{\varepsilon_0^*}} = 4\pi \cdot 30 \text{ ом} = 377 \text{ ом.}$$

Поскольку в симметричной гауссовой системе магнитная и электрическая проницаемости являются безразмерными величинами и для вакуума они равны единице, то из сказанного видно, что при последовательном применении гауссовой симметричной системы электрическое сопротивление выражается безразмерными

---

[1]) Такой же строй изложения принят во многих курсах физики, в частности О. Д. Хвольсона, и в фундаментальных руководствах Р. Беккера, И. Е. Тамма, Я. И. Френкеля и др.

числами, в ряду которых единица соответствует волновому сопротивлению свободного пространства, т. е. 120π *ом*. (К тому же выводу приводит аналогичный анализ и других формул электродинамики.)

Так как в гауссовой системе для электрического напряжения принимается абсолютная эл.-ст. единица потенциала, составляющая 300 *в*, то по закону Ома

$$1 \text{ абс. ед. тока в симм. гаусс. системе} = \frac{1 \text{ абс. ед. напр.}}{1 \text{ абс. ед. сопр.}} = \frac{300\,в}{120\,\pi\,ом} = \frac{10}{4\pi}\,а.$$

Применение этой единицы тока устраняет в формуле Гопкинсона и в ряде других формул числовые коэффициенты. Тем не менее, чтобы уменьшить число поясняемых единиц, указанную единицу тока, так же как и вышеупомянутую отвлеченную единицу сопротивления, обычно не вводят в рассмотрение (что, нужно сказать, иногда приводит к неправильным суждениям, например при интерпретации формулы $R_{\text{волн}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$).

ГЛАВА XII

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

§ 70. Понятие об электромагнитном поле. Электромагнитная индукция

Электрические заряды и неподвижные относительно них магнитные полюсы не взаимодействуют друг с другом. Однако взаимодействие между ними возникает немедленно, когда электрический заряд приведен в движение относительно магнитного полюса. Действие движущихся электрических зарядов (тока) на магнитный полюс определяется законом Био и Савара, действие магнитного полюса на ток определяется формулой Ампера и на отдельные движущиеся заряды — формулой Лорентца.

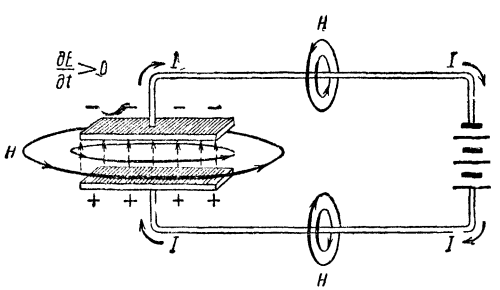


Рис. 296. При создании электрического поля между пластинами конденсатора возникает магнитное поле; ток проводимости замыкается между пластинами конденсатора *током смещения*, направление которого, как ясно из рисунка, при возрастании E совпадает с E.

Всегда, *когда электрические заряды приходят в движение*, возникает магнитное поле; оно остается связанным с движущимися зарядами, причем, как известно, круговые магнитные силовые линии концентрически охватывают путь электрического тока. Экспериментально установлено (а теоретически это было предугадано Фарадеем и Максвеллом), что магнитное поле возникает также тогда и там, *где происходит какое-либо изменение напряженности электрического поля*. Так, например, когда мы заряжаем пластины конденсатора, то магнитное поле обнаруживается как вокруг проводника, по которому протекает ток, так и между пластинами конденсатора, хотя бы они и были разъединены вакуумом (рис. 296). *В любой точке пространства, где происходит увеличение или же, наоборот, умень-*

шение напряженности электрического поля, возникают магнитные силовые линии, которые концентрически охватывают изменяющийся во времени поток электрической индукции («ток смещения»). Таким образом, увеличение числа линий электрической индукции, в каком бы удалении от зарядов оно ни происходило, сопровождается образованием магнитного поля, напряженность которого тем более велика, *чем быстрее* возрастает в данном месте напряженность электрического поля; это магнитное поле исчезает, когда электрическое поле перестает изменяться, т. е. когда оно превращается в электростатическое поле; распад (ослабление и исчезновение) электрического поля снова сопровождается образованием магнитного поля, имеющего теперь противоположное направление.

Следует отметить, что изменение напряженности электрического поля — густоты силовых линий — в любой рассматриваемой точке поля всегда связано с поперечным перемещением силовых линий; действительно, если число силовых линий, пронизывающих какую-либо площадку (рис. 297), изменилось (т. е. изменилась их густота — мера напряженности поля), то это могло произойти только потому, что вследствие поперечного движения силовых линий они или вошли внутрь рассматриваемого контура (если напряженность поля там возросла), или вышли из него (если напряженность там уменьшилась), т. е. в обоих случаях они *пересекли контур*, ограничивающий рассматриваемую площадку.

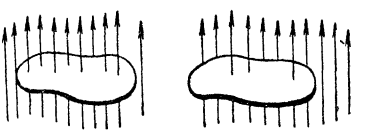


Рис. 297.

Можно сказать, что *магнитные силы представляют собой проявление тех скрытых движений в материальной основе электрического поля, которые всегда сопутствуют поперечному перемещению в пространстве электрических силовых трубок и изменению во времени их числа.*

Факты, изложенные в предыдущей и данной главах, обнаруживают, что если магнитное поле порождается электрическим полем, то и *электрическое поле в свою очередь может быть вызвано не непосредственно зарядами, а перемещением и изменением магнитного поля.* Однако возникающие в этом случае электрические силы существенно отличны от «кулоновых сил».

В поле кулоновых электрических сил не существует замкнутых силовых линий; все силовые линии начинаются на положительных зарядах и оканчиваются на отрицательных. В отличие от этого при движении зарядов линии тока представляют собой замкнутые линии электрических сил, т. е. они являются линиями сил «некулонового» происхождения. Замкнутые электрические силовые линии возникают при движении зарядов, а движущиеся заряды связаны с магнитным полем. *Когда образуется магнитное поле тока, то в то же время*

создаются и замкнутые электрические линии. Исчезновение магнитного поля также сопровождается возникновением замкнутых электрических линий обратного направления.

Из сказанного в последующих параграфах и главах станет очевидным, что некулоновы электрические силы порождаются, или, как говорят, *индуцируются*, поперечным перемещением магнитных силовых линий или изменением их числа. В этом процессе индукции электрического поля магнитным полем имеется полная и глубокая аналогия с тем, как магнитное поле порождается изменением электрического поля.

В предыдущей главе мы уже встретились с примером некулоновых электрических сил — с силами Лорентца. Отклоняющее действие магнитного поля на ток, обусловленное силами Лорентца, можно рассматривать как проявление некулонова электрического поля, порожденного перемещением относительно зарядов магнитного поля.

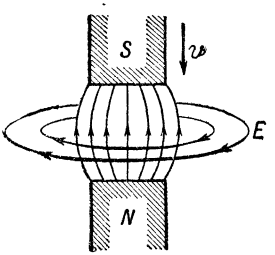


Рис. 298. При сближении магнитных полюсов в пространстве между ними индуцируются замкнутые электрические силовые линии.

Отклоняющее действие магнитного поля на ток можно рассматривать также (как это и было сделано в предыдущей главе) как взаимодействие магнитных полей — того стороннего магнитного поля, в котором перемещаются заряды, и магнитного поля, образованного этими перемещающимися зарядами.

Однако взаимодействие электрического заряда и магнитного полюса обнаруживается и тогда, когда заряды неподвижны относительно наблюдателя, а перемещаются магнитные полюсы. Вообще, если в месте, где находятся электрические заряды, происходит какое-либо изменение напряженности магнитного поля, то изменение напряженности магнитного поля сказывается в силах, действующих на эти электрические заряды.

Как уже было сказано выше, эти электрические силы, индуцированные изменениями магнитного поля, не являются кулоновыми силами. Индуцированные электрические силовые линии не имеют начала и конца, т. е. не связаны с зарядами; *индуцированные электрические силовые линии концентрически охватывают в виде замкнутых контуров изменяющийся магнитный поток* (рис. 298).

Поле электрических, но в общем случае уже некулоновых сил, вызванное перемещением магнитного поля, называют *электромагнитным полем*. В электромагнитном поле электрические силы неразрывно связаны с магнитными силами и порождены в любой точке пространства изменением здесь во времени магнитных сил.

В электромагнитном поле электрические силовые линии и связанные с ними магнитные линии могут оказаться настолько независи-

мыми от зарядов («отшнурованными» от них), что способны перемещаться в пространстве, утратив всякую связь с зарядами. В главе XIV мы рассмотрим, как образуется отшнурованное электромагнитное поле — электромагнитные волны.

Электромагнитное поле представляет собой, в сущности, ту же форму материи, которая лежит в основе электрических и магнитных полей, но в состоянии других, еще более сложных скрытых движений, проявляющихся в возникновении сил, величина и направление которых определяется *быстротой изменения движения* электрических зарядов.

Существование электромагнитного поля впервые было обнаружено в 1831 г. опытами Фарадея, приведшими Фарадея и Ленца к выяснению законов *электромагнитной индукции*. Огромное значение открытия явления электромагнитной индукции ощущается теперь, через сто с лишком лет, с особенной полнотой благодаря поразительному развитию электротехники. Значение индукции для электротехники видно хотя бы уже из того, что все современные мощные генераторы электроэнергии основаны именно на этом явлении.

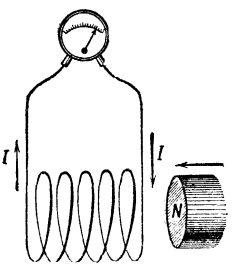


Рис. 299. Опыт Фарадея, показывающий индукцию тока магнитом.

Явление электромагнитной индукции в проводниках состоит в возникновении электрического тока в проводящем контуре, если этот контур *замкнут*, или в возникновении электродвижущей силы, если контур *не замкнут*, при *всяком изменении магнитного потока, пронизывающего площадь, охваченную контуром*.

Магнитное поле, изменения которого вызывают возникновение токов индукции, может быть создано или магнитами, находящимися вблизи индуцируемого контура, или же токами в других контурах, находящихся по соседству от индуцируемого [1]) контура.

Рассмотрим оба случая.

Как показал Фарадей, при перемещении магнита около замкнутого контура (например, вблизи катушки, представленной на рис. 299) в контуре возникает электрический ток. Направление индукционного тока получается различным при приближении и при удалении магнитного полюса. При перемене знака приближаемого полюса направление индукционных токов тоже меняется. Ток при приближении полюса N имеет одинаковое направление с током при удалении полюса S. И наоборот, ток при удалении полюса N одинаков с током при приближении полюса S.

---

[1]) Контуры, создающие магнитное поле, носят название *индуцирующих*, контуры, в которых возникает индукционный ток,— *индуцируемых*.

При всяком перемещении магнита в замкнутом контуре создается ток, обладающий известным количеством энергии, которая может быть отдана в цепи, например, в форме тепла. Очевидно, что эта энергия возникает за счет механической работы, производимой нами, когда мы приближаем магнит и контур друг к другу, или когда мы удаляем их друг от друга. Следовательно, *собственное поле индуцированного в контуре тока всегда имеет такое направление, что оно препятствует производимому перемещению*: при *сближении* магнита и контура между ними возникает отталкивание, при *удалении* их друг от друга между ними возникает притяжение.

Благодаря индуцированному току контур превращается в электромагнит. Учитывая сказанное выше, всегда можно определить полюсы этого электромагнита и, воспользовавшись правилом буравчика, предуказать направление индуцированного тока. Например, если к катушке, изображенной на рис. 299, справа приближать северный магнитный полюс, то, имея в виду, что в этом случае должно проявиться отталкивание, мы заключаем, что на правой стороне катушки возникает северный магнитный полюс; значит, линии индуцированного магнитного поля будут направлены внутри катушки слева направо; применяя правило буравчика, устанавливаем, что индуцированный ток пройдет через гальванометр слева направо. Если северный полюс магнита (рис. 299) мы будем удалять от катушки, то должно проявиться притяжение; следовательно, на правой стороне катушки возникнет южный полюс. Индуцированный ток будет иметь обратное направление (он пройдет через гальванометр справа налево).

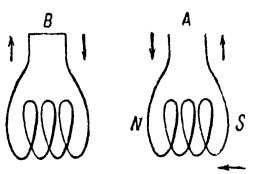


Рис. 300. Рассматривая индуцирующий контур *A* как электромагнит, определяют направление тока в индуцируемом контуре *B*.

Вместо магнита мы могли бы приближать к катушке другой контур, обтекаемый током; и в этом случае будет также наблюдаться явление электромагнитной индукции. Правило для определения направления тока в индуцируемом контуре остается тем же, как и в первом случае; при этом индуцирующий контур следует рассматривать как электромагнит. Рассмотрим, например, два контура, изображенных на рис. 300. Если обтекаемый током контур *A* приближать к контуру *B*, то в последнем, как нетрудно убедиться, прилагая изложенное выше правило, возникнет ток, имеющий направление, противоположное направлению индуцирующего тока.

Если бы явление индукции ограничивалось возникновением токов при взаимном перемещении двух контуров и при перемещении контура и магнита, то индукцию можно было бы считать за *процесс*

превращения механической энергии в электрическую. Однако это определение недостаточно: оно отмечает только одну сторону явления.

Другая сторона в явлении электромагнитной индукции — это *индуцирование тока в одном неподвижном контуре при изменении величины тока в другом неподвижном контуре, находящемся близ первого.* Здесь мы имеем *процесс переноса электрической энергии посредством магнитного поля из одной цепи в другую* (из индуцирующей в индуцируемую).

Взаимную индукцию легко наблюдать, расположив на близком расстоянии два витка — индуцирующий и индуцируемый или, еще лучше, две катушки, намотанные на один сердечник (рис. 301). Одна из этих катушек соединена с источником тока E, вторая — с гальванометром.

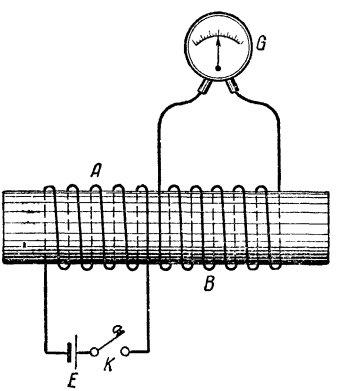


Рис. 301. Опыт Фарадея, показывающий взаимную индукцию контуров.

Когда по катушке A течет постоянный ток, то стрелка гальванометра, присоединенного к B, стоит на нуле. Если прекратить ток в A, разомкнув ключ K, то стрелка гальванометра резко отклонится в момент размыкания тока и затем придет в нулевое положение. При последующем замыкании ключа K в момент замыкания также произойдет отклонение гальванометра, но в обратную сторону. Присоединив к катушке A реостат и изменяя посредством него сопротивление контура A, можно убедиться, что при всяком изменении величины тока в контуре A стрелка гальванометра, присоединенного к контуру B, дает отклонение: при увеличении тока — в ту же сторону, как и при замыкании ключа, а при уменьшении тока — в ту сторону, как при размыкании ключа.

Объединяя три схемы явления электромагнитной индукции, представленные на рис. 299, 300 и 301, мы видим, что *всегда, когда около какого-либо проводящего контура изменяется магнитное поле, в этом контуре индуцируется электродвижущая сила, и если этот контур замкнут, то в нем наблюдается индукционный ток.*

§ 71. Закон Ленца. Картина электромагнитного поля по Фарадею

В предыдущем параграфе в связи с описанием опыта Фарадея, схематически показанного на рис. 299, было пояснено правило, определяющее направление индуцированного тока: по закону сохранения энергии индуцированный ток всегда имеет такое направление, что его магнитное поле препятствует перемещению магнита, вызы-

вающего индукцию. Покажем, что это правило может быть распространено также на случай взаимной индукции контуров.

Индуцирующее магнитное поле контура A (рис. 301) претерпевает по отношению к контуру B такие же изменения при ослаблении тока в A, как и при удалении контуров друг от друга без изменения величины тока. Действительно, в обоих случаях магнитный поток, пронизывающий индуцируемый контур, уменьшается. Следовательно, и направление тока, индуцируемого в B, при уменьшении тока в A должно быть одинаково с током, возникающим при удалении контуров.

Эмилий Христианович Ленц (1804—1865).

Значит, при ослаблении тока в одном из контуров направление тока, индуцируемого в другом контуре, определяется тем правилом, что между контурами должно возникнуть магнитное притяжение.

Рассуждая аналогично, мы придем к выводу, что при увеличении величины тока в A направление индукционного тока в B будет таким, каким оно было бы при индукции, вызванной сближением контуров; следовательно, в случае увеличения тока надо руководствоваться правилом магнитного отталкивания.

Сопоставляя направления магнитных полей индуцирующего и индуцируемого контуров, мы видим, что в случае ослабления индуцирующего поля поля обоих контуров имеют одинаковое направление (магнитное притяжение; контуры обращены друг к другу разноименными полюсами). При возрастании индуцирующего поля поля обоих контуров направлены в противоположную сторону.

Можно сказать поэтому, что *в явлении взаимной индукции токов поле индуцируемого тока всегда направлено так, чтобы уменьшить изменения, происходящие в поле тока индуцирующего.*

Указанный закон, определяющий направление индуцированного тока, был найден петербургским академиком Эмилием Христиановичем Ленцем в 1834 г. Исследования, выполненные Ленцем, исторически сыграли большую роль при установлении закона сохранения энергии. После того как закон сохранения энергии был установлен,

стало ясным, что закон Ленца является следствием закона сохранения энергии.

При некотором навыке закон Ленца позволяет быстро и с полной точностью предуказывать направление индуцированного тока. Однако многие предпочитают пользоваться чисто мнемоническими правилами. Одно из таких правил нетрудно получить, если внимательно рассмотреть приведенные выше схемы опытов Фарадея, например опыт, показанный на рис. 299. Тогда обнаруживается, что *если число магнитных силовых линий, проходящих через площадь, охваченную проводником,* увеличивается, *то для наблюдателя, смотрящего по направлению магнитных силовых линий, индуцируемый ток будет направлен* против часовой стрелки; если число силовых линий уменьшается, то для наблюдателя, смотрящего по направлению силовых линий, индуцируемый в проводнике ток будет направлен по часовой стрелке.

Фарадей, осуществляя свои опыты, синтезируя их и предугадывая результаты последующих опытов, пользовался созданной им наглядной картиной электрических и магнитных явлений. В *картине электромагнитного поля по Фарадею* магнитные и электрические силовые трубки трактуются как взаимосвязанные в своем движении: движение электрических силовых трубок порождает поперечные по отношению к ним магнитные силовые трубки, и в свою очередь движение магнитных силовых трубок порождает электрические силовые трубки, перпендикулярные к магнитным. По Фарадею, силовые трубки следует рассматривать как особое напряженное состояние среды (материальной основы поля в вакууме). Силовые трубки находятся в состоянии *продольного натяжения* и оказывают друг на друга *боковое давление* (§§ 16 и 58):

$$p_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}, \quad p_m = \frac{\mu H^2}{8\pi}.$$

Натяжение силовых трубок и боковое давление их производят деформацию поля и в определенных случаях могут вызвать «отшнурование» трубок.

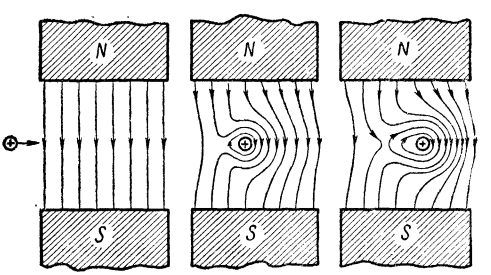


Рис. 302. Деформация магнитных силовых линий при индукции в прямом проводе, перемещаемом в однородном поле.

Из такой картины поля следует, что электрические силы всегда—и в проводниках, и в диэлектриках, и в вакууме— индуцируются при поперечном движении магнитных силовых трубок, а индуцированный ток вызывается *пересечением линий магнитного поля проводником.* Это пересечение происходит или вследствие перемещения проводника в магнитном поле, или вследствие движения самих силовых линий при взаимной индукции токов, когда оба контура остаются неподвижными по отношению друг к другу.

На рис. 302 изображены изменения, происходящие в однородном магнитном поле, когда это поле пересекается движущимся слева направо прямолинейным проводником, перпендикулярным к плоскости рисунка. Чтобы понять смысл этих рисунков, следует допустить, что в проводнике, вносимом в магнитное поле, уже имеется некоторый (сколь угодно слабый) ток, направленный от нас (сопоставить рис. 302 и 266).

При приближении тока к магнитному полю возникает деформация силовых трубок поля с последующим «отшнурованием» петель или магнитных звеньев. Эти звенья, «нанизываясь» на проводник, создают вокруг него поле, направленное *по* часовой стрелке. Так образуется поле индуцированного тока, идущего *от* читателя.

Рассмотрим другой случай: индукцию при двух параллельных проводниках. На рис. 303 следы пересечения проводников с плоскостью бумаги представлены двумя кружками *A* и *B*. Пусть в проводнике *A* возникает ток в направлении от читателя. Возникнув в момент замыкания тока, магнитное поле будет распространяться во все стороны от провода, подобно кругам от камня, брошенного в воду. Распространение поля будет происходить, пока ток не достигнет постоянной величины.

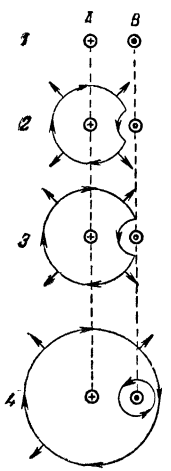


Рис. 303. К пояснению индукции в проводнике *B* при нарастании тока в проводнике *A*.

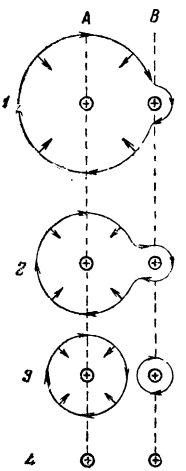


Рис. 304. К пояснению индукции в проводнике *B* при уменьшении тока в проводнике *A*.

Расширяясь, «магнитное звено» натолкнется на провод *B*, при этом оно деформируется, как показано на рис. 303 (*1*, *2*, *3*, *4*). В результате происходит «отшнурование» нового звена уже вокруг провода *B*. Направление магнитной линии в этом отшнурованном звене противоположно направлению первоначального звена вокруг тока *A*. Мы приходим, таким образом, в согласии с действительностью, к выводу, что индуцированный ток замыкания в проводе *B* имеет направление, противоположное индуцирующему току в *A*.

Рис. 304 показывает обратную картину — индукцию в проводнике *B* при уменьшении или при размыкании тока в проводнике *A*. Индуцированный ток размыкания оказывается, в согласии с действительностью, имеющим одинаковое направление с индуцирующим током.

Совершенно очевидно то преимущество, которое имеют подобные модельные представления Фарадея перед какими-либо формальными правилами. В 60-х годах прошлого столетия фарадеева картина электромагнитного поля была математически развита Максвеллом и отражена в установленной им системе уравнений. В последующие годы многие физики, широко пользуясь уравнениями Максвелла, предпочитали воздерживаться от каких бы то ни было гипотез о действительном строении электромагнитного поля и высказывали сомнение по поводу объективного значения фарадеевых силовых трубок как отображения некоторых реальных процессов в вакууме. Иногда это приводило к забвению материальной основы поля и к выхолащиванию действительного смысла уравнений Максвелла. В идеалистических извращениях учения об электричестве мы встречаемся с определением поля как пустого (лишенного материи) пространства, в котором действуют силы. Такое понимание поля ведет к возрождению метафизической идеи действия на расстоянии без посредства среды.

Наряду с этим делались попытки чисто механистических трактовок фарадеевых силовых трубок, а стало быть, и всего электромагнитного поля. Силовые трубки пытались рассматривать как вихревое движение мирового эфира. Такие механистические воззрения, игнорирующие принципиальную несводимость более сложных форм движения к менее сложным, всегда оставались бесплодными.

§ 72. Закон Фарадея. Индукционное измерение магнитного потока и магнитодвижущей силы. Вихревые токи

Величина индуцированной электродвижущей силы определяется законом, который был найден Фарадеем. Позже (в 1847 г.) Гельмгольц показал, что электродинамический закон Фарадея является следствием закона сохранения энергии.

Для пояснения указанного Гельмгольцем вывода электродинамического закона (закона электромагнитной индукции) представим себе, что сквозь плоскость чертежа перпендикулярно к нему проходит однородное магнитное поле, имеющее напряженность H. Рассматривая чертеж, мы смотрим по направлению линий сил. В плоскости чертежа расположен проводящий контур, состоящий из дуги B и подвижного проводника L (рис. 305); параллельные ножки дуги B находятся на расстоянии l сантиметров одна от другой. Будем передвигать проводник из положения L_1 в положение L_2, причем он все время будет касаться дуги B.

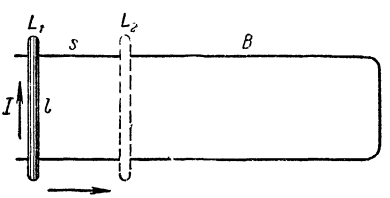


Рис. 305. К вычислению электродвижущей силы индукции.

Пусть величина перемещения равна s сантиметрам. Если движение проводника происходит слева направо, то в проводнике возникнет индуцированный ток, идущий снизу вверх (при таком направлении тока его поле несколько компенсирует происходящее вследствие движения проводника уменьшение потока магнитной индукции, пронизывающего площадь, ограниченную дугой B и проводником L). Этот ток мы можем использовать для производства какой-нибудь работы.

На основании закона сохранения энергии мы можем утверждать, что работа, которая может быть выполнена индуцированным током, равна работе, затрачиваемой на преодоление сил магнитного поля, сопротивляющихся перемещению проводника. Если возникшая в проводнике L вследствие движения его за промежуток времени t_2-t_1 электродвижущая сила равна $\mathscr{E}$ вольт и ток — I ампер, то производимая током работа равна $A=\mathscr{E}I(t_2-t_1)$ джоулей.

При движении проводника по пути s будет израсходована работа Fs, где F — сила, с которой действует на проводник магнитное поле. Согласно § 65 эта сила $F=\frac{\mu HIl}{10}$ дин; она направлена в сторону, противоположную движению проводника, следовательно, нужная для движения проводника механическая работа $A=\frac{\mu HIls}{10}$ эргов.

Сравнивая два полученных для работы выражения, находим:

$$\mathscr{E} I (t_2 - t_1) \cdot 10^7 = \frac{\mu H l s}{10} \text{ эргов.}$$

Сокращаем обе части уравнения на I. В правой части уравнения мы имеем произведение $\mu H l s$, которое представляет собой, как нетрудно сообразить, не что иное, как число линий магнитной индукции, пересекаемых движущимся проводником. Если через Φ_1 мы обозначим поток индукции через площадь, ограниченную дугой B и проводником в момент t_1, и через Φ_2— поток индукции через площадь, ограниченную дугой B и проводником в момент t_2, то

$$\mu H l s = \Phi_1 - \Phi_2 = -(\Phi_2 - \Phi_1).$$

Следовательно,

$$\mathscr{E} = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t_2 - t_1} \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Мы видим, таким образом, что *возникающая в замкнутом проводнике электродвижущая сила индукции, выраженная в вольтах, равна одной стомиллионной части того числа линий магнитной индукции, на которое уменьшается или увеличивается в одну секунду поток магнитной индукции через площадь, ограниченную этим проводником.*

Этот закон, устанавливающий, что величина электродвижущей силы индукции определяется быстротой изменения числа линий магнитной индукции, пронизывающих площадь, ограниченную контуром, носит название закона Фарадея.

Для случая, когда изменение потока магнитной индукции происходит неравномерно, вместо отношения $\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{(t_2 - t_1)}$ надо взять производную

$$\mathscr{E} = -\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольт.} \qquad (1)$$

Знак минус в этой формуле указывает, что электродвижущая сила индукции при возрастании магнитного потока направлена, если смотреть по направлению линий магнитных сил, против часовой стрелки (положительным считают направление вращения по часовой стрелке).

Если сопротивление всей цепи есть R омов, то по закону Ома индуцированный ток будет:

$$I = -\frac{1}{R}\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ ампер.} \qquad (2)$$

Приведенное выше обоснование закона индукции нетрудно связать с теми соображениями, которые были приведены нами в § 66 при анализе работы, производимой токонесущим проводником, когда этот проводник перемещается в магнитном поле.

Работа, производимая током за элемент времени dt секунд, равна $UI\,dt$ джоулей, где U — напряжение в вольтах, приложенное к проводнику, а I — величина тока в амперах. При перемещении проводника в магнитном поле эта работа частично превращается в тепло $I^2R\,dt$ джоулей (где R — сопротивление проводника в омах) и частично идет на преодоление сил, с которыми магнитное поле действует на проводник; эта вторая часть указанной работы равна $I\,d\Phi\cdot 10^{-8}$ джоулей.

Таким образом,

$$UI\,dt = I^2R\,dt + I\,d\Phi\cdot 10^{-8}.$$

Отсюда после сокращения на I получаем:

$$I = \frac{U - \frac{d\Phi}{dt}\cdot 10^{-8}}{R}. \tag{3}$$

Сопоставляя это выражение с законом Ома, мы видим, что напряжение на концах проводника, перемещающегося в магнитном поле, убывает на величину индуцированной в нем электродвижущей силы, для которой из формулы (3) получается формула (1). Таково, в частности, происхождение обратной электродвижущей силы в роторах электромоторов (§ 66).

Весьма знаменательно, что электродвижущая сила, индуцируемая по закону Фарадея (1), вследствие изменения магнитного потока совершенно не зависит от каких бы то ни было физических свойств проводящей цепи, которая охватывает изменяющийся магнитный поток; в частности, она *не зависит и от электропроводности цепи*. В контурах, охватывающих некоторый изменяющийся магнитный поток и имеющих различную проводимость (в том числе *хотя бы и совершенно неэлектропроводных*), индуцируется одинаковая электродвижущая сила. В указанном отношении закон Фарадея сходен с основным следствием из закона Био и Савара (§ 62), согласно которому магнитодвижущая сила, создаваемая электрическим током, не зависит ни от физических свойств среды, ни от свойств проводящей цепи и определяется только величиной тока (она одинакова для тока в металле, в электролите, в газе, в вакууме). Отмеченные черты законов Фарадея и Био и Савара имели решающее значение для обобщения этих законов в форме уравнений, предложенных Максвеллом (§ 76).

Из закона индукции (1) следует, что когда магнитный поток возрастает от 0 до Φ, то, с какой бы скоростью ни происходило изменение магнитного потока, интеграл по времени от индуцированной в контуре электродвижущей силы будет одинаков и может служить мерой магнитного потока, пронизывающего контур:

$$\int \mathscr{E}\,dt = \Phi_{(\text{в максвеллах})}\cdot 10^{-8} \text{ вольт-секунд}. \tag{4}$$

Если на оси абсцисс отложено время в секундах, а на оси ординат — индуцированная электродвижущая сила в вольтах, то площадь, ограниченная кривой (рис. 306), будучи умножена на 10^8, дает величину полного изменения магнитного потока в абсолютных единицах (в максвеллах).

Таким образом, закон индукции позволяет *измерять магнитный поток тем числом вольт-секунд, которое этот поток индуцирует при своем возникновении или исчезновении.*

Очевидно, что

$$1 \text{ вольт-секунда} = 10^8 \text{ максвелл.}$$

Эту практическую единицу магнитного потока (вольт-секунду) называют также *вебер*.

Мы видим, таким образом, что если магнитный поток измерять не в абсолютных единицах (максвеллах), а в практических единицах, т. е. в вольт-секундах, то числовой коэффициент 10^{-8} во всех приведенных выше формулах [(1), (2), (3) и (4)] исчезает.

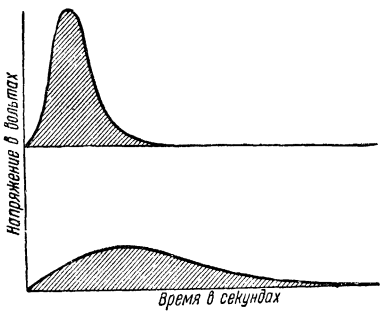


Рис. 306. Суммарный импульс индуцированного напряжения $\int_1^2 \mathscr{E}\, dt$ не зависит от быстроты изменения магнитного потока и всегда пропорционален полному изменению потока.

Для измерения *суммарного импульса индуцированного напряжения* $\mathscr{E}dt$ пользуются баллистическим гальванометром (§ 68), который, однако, вместо обычной градуировки в единицах количества электричества (в долях кулона, или, что то же, в долях ампер-секунды) градуируют, умножая ампер-секунды на внутреннее сопротивление гальванометра, в *вольт-секундах*. Понятно, что такой вольтметр, баллистические отклонения которого показывают суммарный импульс индуцированного напряжения $\mathscr{E}dt$, можно проградуировать и в максвеллах.

Если в цепь гальванометра включена пробная катушка и полное сопротивление цепи, выраженное в омах, равно R, то индуцируемый в катушке ток $I = \frac{\mathscr{E}}{R}$ и, стало быть, согласно формуле (4),

$$\Phi_{(\text{в вольт-секундах})} = R\int I\, dt = RQ, \qquad (4')$$

где Q — количество электричества в кулонах, проходящее через измерительную цепь при возникновении потока, пронизывающего контур этой цепи.

В случае возникновения однородного магнитного поля, направленного перпендикулярно к площадке S, охватываемой проводником, в уравнении (4) магнитный поток равен μHS, т. е. число индуцированных в проводнике вольт-секунд (при неизменности S) пропорционально величине μH. Этим и объясняется, почему величину

$$B=\mu H$$

называют магнитной индукцией.

Явление электромагнитной индукции может быть использовано для измерения не только магнитного потока Φ, магнитной индукции B и напряженности магнитного поля H, но также и для измерения *магнитного напряжения* $\int H_l dl$ и магнитодвижущей силы $\oint H_l dl$. Измерение магнитного напряжения (величины, аналогичной электрическому напряжению $\int E_l dl$) осуществляют посредством гибкой длинной индукционной катушки, концы которой подключают к баллистическому гальванометру. В качестве каркаса для намотки часто применяют ремень. На рис. 307 показана схема такого прибора — так называемого *пояса Роговского*. Чтобы не загромождать рисунок, на нем показан только один слой обмотки; обычно делают обмотку в несколько слоев с совершенно одинаковым числом витков на каждую единицу длины катушки и с отводами (начала и конца обмотки) у середины катушки. Пусть N есть общее число витков, $l=\sum\Delta l_i$ — полная длина катушки и S — площадь ее поперечного сечения. При возникновении или исчезновении магнитного поля в отдельных достаточно малых прямолинейных участках катушки будут индуцироваться импульсы электродвижущей силы:

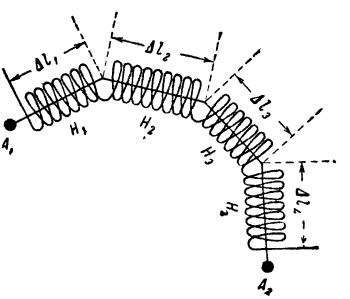


Рис. 307. Схема, поясняющая, почему магнитное напряжение $\sum H_l \Delta l$ пропорционально числу вольт-секунд, индуцированных в катушке пояса Роговского.

$$\int \mathscr{E}_i dt=\mu H_{\Delta l_i} S\cdot\frac{N}{l}\Delta l_i,$$

где $\frac{N}{l}\Delta l_i$ — число витков проволоки в рассматриваемом i-м участке катушки, а $H_{\Delta_{l_i}}$ — проекция вектора напряженности магнитного поля на направление нормали Δl_i к поперечному сечению катушки в рассматриваемом месте.

Мы видим, таким образом, что магнитное напряжение между теми точками A_1 и A_2 возникающего или исчезающего поля,

где находятся концы пояса Роговского, будет пропорционально общему числу индуцированных вольт-секунд:

$$\int H_l dl \approx \sum H_{\Delta l_i} \Delta l_i \approx \frac{1}{K} \int \mathscr{E} dt,$$

где K — постоянная прибора $\left(K = \mu S \frac{N}{l}\right)$.

Рис. 308 поясняет, как посредством пояса Роговского можно измерить магнитное напряжение между точками *1* и *2* поля, создаваемого электромагнитом. Включая ток, питающий электромагнит, отмечают баллистическое отклонение гальванометра, имеющего большой собственный период качания подвижной системы и градуированного в вольт-секундах. Изменив форму кривой, с которой совмещен пояс Роговского (изменив «путь интегрирования»), и повторив измерение при новом включении тока той же величины, нетрудно убедиться, что магнитное напряжение $\int_1^2 H_l\, dl$ между точками *1* и *2* не зависит от пути.

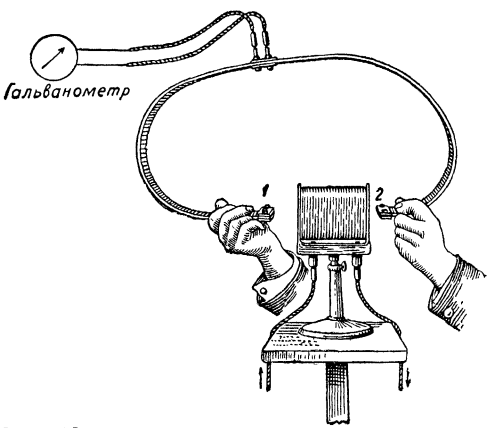


Рис 308. Измерение магнитного напряжения поясом Роговского.

Сблизив концы пояса Роговского так, чтобы пояс *не* охватывал линии тока, мы обнаружим, что при включении тока, питающего электромагнит, число индуцированных вольт-секунд равно нулю, так как равна нулю магнитодвижущая сила $\oint H_l dl$ для любого замкнутого контура, не охватывающего линии тока.

Варьируя указанный опыт так, чтобы катушка пояса один или несколько раз охватывала линию тока, и отмечая показания баллистического гальванометра при включении тока, мы получаем подтверждение формулы § 62 : $\mathscr{M} = 4\pi n I$ (рис. 309).

Электродинамический закон Фарадея в совмещении с законом Ома [формула (2)] делает понятным, почему даже небольшие изменения магнитного поля в массивных проводниках, имеющих малое сопротивление R, вызывают большие индуцированные токи. В этом случае индуцированные токи оказываются короткозамкнутыми в теле проводника и поэтому при небольшой электродвижущей силе такие токи обладают большой плотностью. Индуцированные

токи, короткозамкнутые в теле проводника, носят название *вихревых токов*, или *токов Фуко* — по имени ученого, открывшего и впервые исследовавшего их.

Когда токи Фуко возбуждаются движением массивного проводника в магнитном поле, то согласно правилу Ленца *токи Фуко имеют такое направление, что создаваемое ими магнитное поле противодействует движению проводника.* Например, если между полюсами электромагнита мы подвесим на сильно закрученной

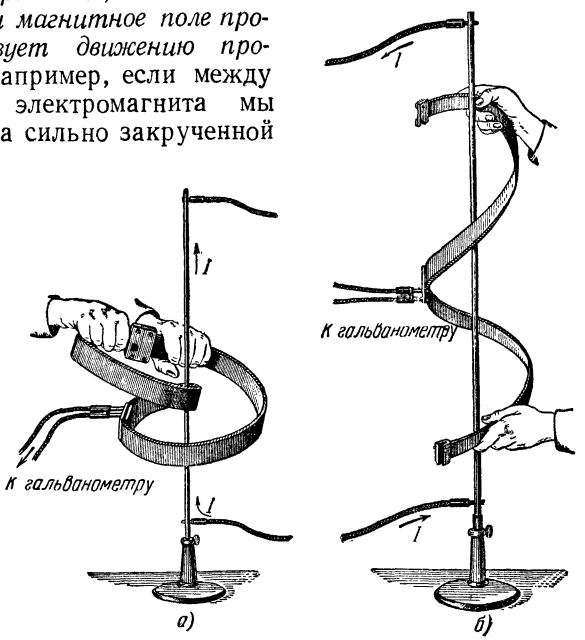


Рис. 309. Индукционные опыты, показывающие, что для контуров, охватывающих линию тока, магнитодвижущая сила кратна величине $4\pi I$, когда контур замкнут (рис. *а*) или когда замкнутой является проекция контура на плоскость, перпендикулярную к линии тока (рис. *б*).

нити медный кубик (рис. 310), то быстрое вращение этого кубика при раскручивании нити превращается, как только мы включим ток, питающий электромагнит, в медленное, едва заметное движение, как если бы кубик неожиданно оказался погруженным в вязкую жидкость; достаточно разомкнуть ток, питавший электромагнит, и быстрое вращение кубика при раскручивании нити сейчас же возобновляется.

В массивном проводнике, передвигаемом в магнитном поле, вследствие токов Фуко выделяется большое количество тепла. Во избежание этих потерь на нагревание вихревыми токами якори динамомашин и сердечники трансформаторов делают не из сплошного железа, а из тонких пластин или же проволок с изолирующими

прослойками, перпендикулярными к возможным направлениям токов Фуко (рис. 311). Для уменьшения потерь на токи Фуко при изготовлении трансформаторных сердечников часто применяют так называемое легированное железо, содержащее от 2 до 4% кремния. Эта примесь кремния почти не влияет на магнитные свойства железа, но значительно понижает его электропроводность, что соответственно снижает силу токов Фуко.

Интенсивным выделением тепла при большой величине токов

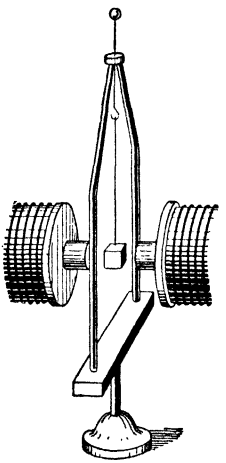


Рис. 310. Демонстрация вихревых токов.

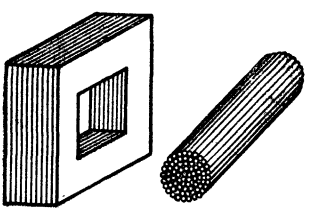


Рис. 311. Для снижения потерь, вызываемых вихревыми токами, сердечники трансформаторов собирают из изолированных железных пластин.

Фуко пользуются в электрометаллургии для плавки металла, помещаемого в переменное магнитное поле (металл, подлежащий плавке, загружают в полость *индукционной печи*; обмотку этой печи питают мощным переменным током, имеющим частоту 500—2000 герц, а в лабораторных установках — десятки и сотни тысяч герц; в таких печах, применяемых для выработки высококачественных сплавов, при подведенной мощности в 600 *квт* тонна металла плавится 40—50 мин.).

Тормозящим действием токов Фуко пользуются для устройства *магнитных успокоителей* (*демпферов*). Например, если под качающейся в горизонтальной плоскости магнитной стрелкой расположить массивную медную пластину, то токи Фуко, возбужденные в этой пластине, будут тормозить («успокаивать», «тушить») колебания стрелки. Магнитные успокоители такого рода часто применяют в гальванометрах, сейсмографах и других приборах.

Когда по проводнику протекает быстропеременный ток, то вихревые токи, индуцируемые в этом проводнике, препятствуют равномерному распределению плотности тока по поперечному сечению проводника: плотность тока на оси провода оказывается меньше,

чем у его поверхности, т. е. ток вытесняется на поверхность провода. Это явление называется *скин-эффектом* [1]).

Скин-эффект является следствием индуктивности провода. При нарастании тока электродвижущая сила самоиндукции направлена против тока. Электрическое поле самоиндукции имеет наибольшую напряженность по оси проводника (так как количество линий маг-

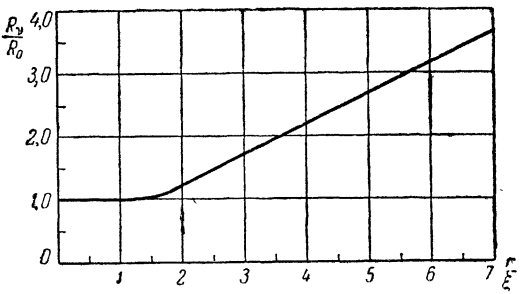


Рис. 312. Относительное увеличение сопротивления круглого провода вследствие скин-эффекта.

нитной индукции, охватывающих ось проводника, больше количества линий, охватывающих поверхность проводника, на число всех тех кольцевых линий магнитного поля в проводнике, радиус которых меньше радиуса проводника), а поэтому для поверхностных участков проводника соответственно меньшую величину имеет и производная $\frac{d\Phi}{dt}$. Большая величина обратного электрического поля самоиндукции у оси проводника и является причиной неравномерного распределения плотности тока: плотность тока убывает от поверхности к оси проводника, и тем резче, чем больше частота тока; т. е. чем больше частота, тем больше ток вытесняется на поверхность провода. При наиболее высоких радиочастотах плотность тока в проводе на глубине всего лишь 0,1 *мм* уменьшается до одной миллионной доли своей величины у поверхности.

Вследствие скин-эффекта омическое сопротивление провода быстропеременному току R_ν значительно превышает сопротивление того же провода постоянному току R_0. Это возрастание сопротивления зависит от отношения радиуса провода r к величине ξ, которую называют *глубиной проникновения* [2]). Для медных проводов $\xi = \frac{66}{\sqrt{\nu}}$ *мм*, где ν — частота тока в герцах. Как показывает рис. 312, когда радиус провода в 6—7 раз превышает глубину проникновения,

[1]) От англ. skin—кожа.

[2]) Очень толстая металлическая плита имеет по отношению к переменному току частоты ν такое же сопротивление, как плита из того же металла при толщине ξ для постоянного тока.

провод оказывает переменному току сопротивление приблизительно в 3,5 раза большее, чем постоянному току. При $\nu=10^6$ герц такое возрастание сопротивления наблюдается для провода диаметром около 0,4 *мм* (так как при $\nu=10^6$ герц глубина проникновения, согласно приведенному выше выражению, $\xi=0{,}066$ *мм*). Для переменного тока с частотой в 50 герц ξ велико и скин-эффект сказывается только для очень толстых кабелей (медных или алюминиевых; в железных проводах вследствие большой магнитной проницаемости он проявляется сильнее).

Учитывая скин-эффект, провода для переменных токов высокой частоты обычно сплетают из большого числа тонких проводящих нитей, изолированных друг от друга эмалевым покрытием (*литцендрат*); для очень больших высокочастотных токов применяют также трубчатые провода.

§ 73. Явление самоиндукции. Индуктивность. Законы нарастания и спада тока при включении и выключении цепи

При изменении величины тока в проводнике изменяется напряженность его магнитного поля. Энергия магнитного поля, окружающего проводник, растет по мере увеличения тока. На образование магнитного поля должна быть затрачена работа. Эта работа производится источником электрического тока (гальваническим элементом, динамо-машиной и т. д.). Поэтому можно сказать, что *энергия магнитного поля тока возникает за счет электрической энергии тока.*

Включая в замкнутую проводящую цепь источник электрического тока, можно обнаружить, что ток в цепи не сразу достигает той величины, которую ток в этой цепи должен иметь по закону Ома. Ток увеличивается постепенно, так как вначале происходит нарастание магнитного поля, или, иначе говоря, происходит превращение электрической энергии в магнитную.

Размыкая проводник, по которому шел ток и вокруг которого существовало, следовательно, магнитное поле, можно обнаружить явление *обратного превращения магнитной энергии в электрическую*: магнитное поле, окружавшее проводник, по которому шел ток, при размыкании тока должно исчезнуть, но энергия магнитного поля не может исчезнуть (это противоречило бы закону сохранения энергии); она возбуждает в проводнике электрический ток, т. е. превращается в электрическую энергию.

Постепенность нарастания тока при включении проводника в цепь, где действует электродвижущая сила, возбуждаемая каким-либо источником тока, можно объяснить с точки зрения закона Ома *возникновением в момент замыкания цепи обратной электродвижущей силы*, существующей, пока происходит образование магнитного

поля, и дающей в проводнике ток, направленный противоположно току, питающему цепь. *При размыкании цепи*, когда происходит исчезновение магнитного поля, в проводнике *возникает электродвижущая сила*, которая, после того как прекращено питание проводника током извне, дает в проводнике в течение некоторого времени ток *того же направления*, какое имел ток, питавший цепь. Очевидно, здесь мы имеем дело с одним из случаев электромагнитной индукции. Так как в данном случае проводник индуцирует ток в самом себе, то это явление носит название *самоиндукции*; индуцированный в проводнике ток называют *экстратоком*. Экстраток при замыкании направлен против замыкаемого тока; экстраток размыкания — одного направления с размыкаемым током.

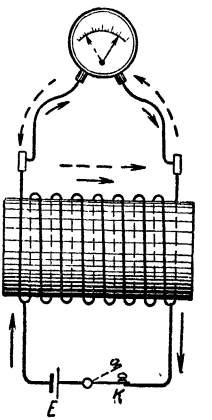


Рис. 313. Опыт Фарадея, показывающий явление самоиндукции.

Возьмем катушку с большим числом оборотов проволоки и к концам ее присоединим гальванометр (рис. 313). Пропустим через эту катушку ток от элемента *E*. Часть тока пройдет через гальванометр и вызовет отклонение его стрелки вправо. Если разомкнуть цепь, питающую катушку, подняв ключ *K*, то возникнет экстраток размыкания, путь которого показан на рисунке пунктирными стрелками. В катушке экстраток размыкания имеет такое же направление, какое имел ток от элемента, но так как нижняя часть цепи теперь разомкнута, то через гальванометр он пройдет в противоположном направлении и вызовет отклонение (бросок) стрелки гальванометра влево. Если взять катушку, имеющую примерно 300 витков, и питать ее аккумулятором, дающим 2 *в*, то в момент размыкания цепи, питавшей катушку, вольтметр, присоединенный к концам катушки, отмечает скачок напряжения примерно до 20 *в*.

При выключении в цепи тока большого электромагнита вследствие появления экстратока размыкания у ключа образуется искра, а иногда загорается дуга. Размыкание токов в сети с электромагнитами нужно делать осторожно; при быстром размыкании возникающая в обмотке электромагнита электродвижущая сила самоиндукции может попортить изоляцию проволоки обмотки. Во избежание этого производят размыкание, вводя постепенно в цепь электромагнита сопротивление.

По закону Био и Савара напряженность магнитного поля тока в любой заданной точке поля пропорциональна току *I*. Поэтому *число* Ф *линий магнитной индукции, пронизывающих площадь, ограниченную контуром тока, при увеличении тока возрастает пропорционально току* (мы имеем здесь в виду поле, создаваемое самим током, и не учитываем линий магнитной индукции, охватываемых

контуром рассматриваемого тока, но созданных какими-либо другими расположенными по соседству токами и магнитами).

При заданной величине тока проводники различной формы и размеров охватываются неодинаковым числом линий магнитной индукции [1]). *Величину, характеризующую форму и размеры проводника* (поскольку размеры и форма проводника влияют на его электромагнитные свойства) *и измеряемую потоком магнитной индукции сквозь площадь, ограниченную контуром проводника, при величине тока, равной единице, называют коэффициентом самоиндукции*, или просто *самоиндукцией проводника* (а также *индуктивностью*), и обозначают буквой L (рис. 314).

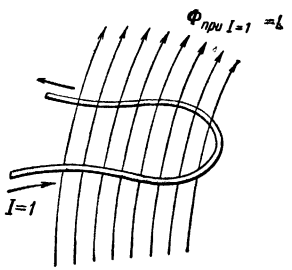


Рис. 314. Индуктивность проводника измеряется числом линий магнитной индукции, порождаемых током $I=1$.

Индуктивность L, как будет показано ниже, имеет размерность произведения длины на магнитную проницаемость. В связи с этим абсолютную единицу индуктивности часто называют *сантиметром*. Индуктивностью в 1 *см* обладает такой проводник, который при прохождении через него тока в 1 единицу CGSM охватывается 1 линией магнитной индукции. Если индуктивность проводника измерена в сантиметрах, то при величине тока I единиц CGSM число линий магнитной индукции, охватывающих проводник (поток в максвеллах), согласно сказанному определяется соотношением

$$\Phi = LI. \tag{5}$$

Вместо сантиметра в электротехнике часто применяют в 10^9 раз бóльшую единицу индуктивности, называемую *генри* (сокращенно *гн* или Н). Проводник, индуктивность которого равна 1 *гн*, при токе в 1 единицу CGSM имеет в своем магнитном поле 10^9 линий индукции. Один ампер равен $\frac{1}{10}$ CGSM, значит, при токе в 1 *а* проводник с коэффициентом самоиндукции 1 *гн* охватывает 10^8 (т. е. 100 миллионов) линий индукции. Очевидно, что когда ток измерен в амперах, а индуктивность проводника выражена в генри, то число линий магнитной индукции, связанных с проводником (магнитный поток в максвеллах), определяется формулой.

$$\Phi = LI \cdot 10^8. \tag{6}$$

[1]) Это объясняется тем, что при вычислении напряженности поля тока приходится суммировать элементарные силы, определяемые по величине и направлению законом Био и Савара; примеры, рассмотренные в § 61, показывают, что при этом суммировании элементарных сил весьма сказывается форма токопроводящего контура. Обтекаемый током виток проволоки связан с большей магнитной энергией, чем такой же по длине участок прямолинейного тока.

Понятно, что если и магнитный поток измерять в практических единицах — в вольт-секундах (в веберах), то, поскольку 1 вольт-секунда равна 10^8 максвеллов, числовой коэффициент в формуле (6) исчезает и получается формула (5), в которой теперь все три величины выражены в практической системе единиц.

Вычисление коэффициентов самоиндукции L, вообще говоря, представляет значительные трудности и может быть сделано только для небольшого числа простейших частных случаев; однако всегда является возможным определить L непосредственно из опыта.

Электродвижущая сила индукции определяется законом Фарадея:

$$\mathscr{E} = -\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольт},$$

где Φ выражено в абсолютных единицах (максвеллах).

Преобразуем эту формулу, воспользовавшись приведенным выше выражением для потока магнитной индукции. Подставив Φ из формулы (6) и рассматривая обычный случай, когда коэффициент самоиндукции L при замыкании или размыкании цепи (и вообще при изменении тока) остается неизменным, получим:

$$\mathscr{E} = -L\frac{dI}{dt} \text{ вольт.} \tag{7}$$

Здесь L измерено в генри, а I — в амперах. Знак минус в этой формуле указывает, что при возрастании тока электродвижущая сила самоиндукции направлена противоположно току, а при убывании тока (когда $dI < 0$) электродвижущая сила самоиндукции направлена в ту же сторону, что и ток.

В формуле (7) отсутствует числовой коэффициент, имеющийся в формуле Фарадея; это является следствием соответствующего выбора практической единицы индуктивности; мы видим, что *1 генри представляет собой индуктивность такого проводника, в котором при быстроте изменения тока в 1 ампер в секунду индуцируется электродвижущая сила в 1 вольт.*

Как уже упоминалось, при подключении электродвижущей силы $\mathscr{E}_0$ к проводящей цепи, имеющей сопротивление R, нарастание тока вследствие индуктивности цепи будет происходить постепенно, так как наряду с подключенной электродвижущей силой $\mathscr{E}_0$ будет действовать обратная по направлению электродвижущая сила самоиндукции $\mathscr{E}$, определяемая формулой (7). В любой момент ток по закону Ома будет равен

$$I = \frac{\mathscr{E}_0 + \mathscr{E}_{\text{самоинд}}}{R} = \frac{\mathscr{E}_0}{R} - \frac{L}{R}\frac{dI}{dt}.$$

Чтобы установить закон нарастания тока, проинтегрируем напи-

санное выражение, в котором переменные легко разделяются. Поскольку

$$I-\frac{\mathscr{E}_0}{R}=-\frac{L}{R}\frac{dI}{dt},$$

то

$$-\frac{R}{L}\,dt=\frac{dI}{I-\frac{\mathscr{E}_0}{R}} \qquad \text{(a)}$$

и, стало быть, если при $t=0$ и $I=0$,

$$-\frac{R}{L}t=\ln\frac{I-\frac{\mathscr{E}_0}{R}}{-\frac{\mathscr{E}_0}{R}},$$

т. е.

$$I-\frac{\mathscr{E}_0}{R}=-\frac{\mathscr{E}_0}{R}\cdot e^{-\frac{Rt}{L}},$$

или

$$I=I_0\left(1-e^{-\frac{R}{L}t}\right), \qquad (8)$$

где I_0 — предельная величина тока:

$$I_0=\frac{\mathscr{E}_0}{R}.$$

Рис. 315 графически поясняет этот *закон нарастания тока*. Чем больше отношение $\frac{R}{L}$, т. е. чем больше сопротивление цепи

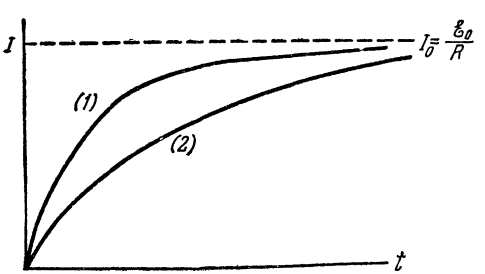


Рис. 315. Чем больше отношение $\frac{R}{L}$, тем круче происходит нарастание тока при включении в цепь электродвижущей силы $\left(\frac{R_1}{L_1}>\frac{R_2}{L_2}\right)$.

и меньше ее индуктивность, тем круче происходит нарастание тока.

По смыслу вывода уравнение (а) справедливо также и для случая выключения тока. Интегрируя уравнение (а) для указан-

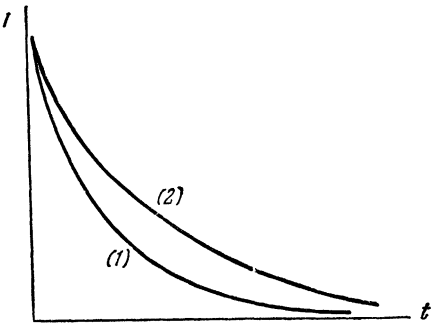


Рис. 316. Убывание тока при размыкании цепи Кривая 1 — для цепи с большим сопротивлением и малой индуктивностью, кривая 2 — для цепи с меньшей величиной отношения R/L

ного случая, когда $\mathscr{E}_0=0$ и при $t=0$ $I=I_0$, получаем:

$$-\frac{R}{L}t=\ln\frac{I}{I_0},$$

т. е.

$$I=I_0e^{-\frac{R}{L}t}. \qquad (9)$$

Рис. 316 поясняет этот *закон убывания тока* при выключении из цепи электродвижущей силы, создававшей ток I_0.

§ 74. Энергия магнитного поля тока. Индуктивность и энергия электромагнита. Индуктивность кабеля

Энергия магнитного поля может быть подсчитана, если известны напряженность поля в любой точке и магнитная проницаемость. Весь объем, в котором имеется магнитное поле, делят на бесконечно малые элементы объема и, в согласии с формулой (12) в § 58, считают, что в каждом таком элементе находится количество магнитной энергии, пропорциональное квадрату напряженности поля в данном элементе объема. Энергия всего магнитного поля получается, если проинтегрировать ее значение для всех элементов объема того пространства, в котором имеется поле. В итоге аналогично энергии электрического поля энергия магнитного поля выражается формулой

$$W=\int\frac{\mu H^2}{8\pi}dv. \qquad (10)$$

Но что представляет собой магнитное поле и за счет чего создается его энергия?

Магнитное поле является одним из неотъемлемых проявлений электрического тока. Вместе с возникновением тока возникает магнитное поле, и оно неизбежно уничтожается при прекращении тока.

Процесс трансформации энергии электрического тока в энергию магнитного поля глубоко отличен от процессов преобразования электрической энергии в другие виды энергии. Действительно, мы можем по желанию увеличить или уменьшить, замедлить или ускорить переход энергии электрического тока в теплоту или химическую энергию, изменяя сопротивление проводников выбором произвольно малого или большого поперечного сечения, варьируя их длину, включая в цепь электролиты и т. д. Мы можем избежать преобразования электрической энергии в механическую, закрепив неподвижно все проводники, образующие электрическую цепь; но мы не в состоянии предотвратить трансформацию энергии тока в период его возникновения в энергию магнитного поля. Магнитное поле является неразлучным спутником электрического тока.

Стационарному (постоянному) току соответствует статическое состояние магнитного поля. Изменение величины тока неизбежно влечет за собой изменение напряженности магнитного поля, и обратно: любое нарушение статического состояния магнитного поля, связанное, например, с перемещением магнитов, с движением посторонних проводников, окруженных собственным магнитным полем, или с изменением величины тока в этих проводниках, немедленно отражается на величине тока в основной цепи. *В этой сопряженности магнитного поля и тока друг с другом и заключается физическая сущность явления электромагнитной индукции и, в частности, самоиндукции.*

Стальные, или постоянные, магниты, сохраняющие свои поля как бы независимо от движения электричества, в действительности, как уже говорилось, представляют собой лишь более сложный случай, подтверждающий эту неразрывную связь магнитного поля и движения электричества: их магнитные поля обусловлены вращением электронов внутри атомов ферромагнетиков.

Факт неразрывного существования магнитного поля и движения электричества побуждает думать, что *энергия магнитного поля представляет собой не что иное, как энергию движения электричества,* или так называемую *электрокинетическую энергию.*

Когда мы включаем ток в проводе или в системе проводов, то в момент включения создается магнитное поле; оно нарастает на протяжении короткого, однако вполне измеримого промежутка времени. В течение того же промежутка времени и скорость урегулированного (преобладающего) движения электронов в направлении тока возрастает от нуля до той скорости, которая соответствует

току установившейся величины I, т. е. стационарному току, напряжение которого мы определяем, основываясь на законе Ома: $U=IR$.

Когда в цепь включается какой-нибудь проводник с сопротивлением R, то под действием разности потенциалов заряды (например, электроны), находящиеся внутри провода, приобретают преобладающее движение в направлении действующих на них электрических сил. При этом создается магнитное поле, являющееся наглядным выражением приобретенной этими зарядами электрокинетической энергии урегулированного движения. Положим, что через t секунд (или долей секунды) ток достиг такой величины, когда оказываемое проводником сопротивление движению электронов становится равным действующей на них силе, находящейся в зависимости от разности потенциалов U на концах проводника. Теперь электроны приобрели запас электрокинетической энергии, который в среднем уже не будет изменяться, так как ток останется постоянным. Вся работа, совершаемая током, теперь нацело будет превращаться в тепло, количество которого, выделяемое ежесекундно, пропорционально мощности тока UI.

До наступления этого момента, пока магнитное поле и движение зарядов еще не достигли своего стационарного состояния, работа тока расходовалась: 1) на тепло и 2) на увеличение электрокинетической энергии потока электронов в проводе, т. е. на создание магнитного поля тока.

Работа тока, расходуемая на создание магнитного поля, направлена на преодоление электродвижущей силы самоиндукции $\mathscr{E}$. Если величина тока в данный момент есть I, то мощность тока, расходуемая на преодоление электродвижущей силы самоиндукции, будет $\mathscr{E}I$, а работа тока, превращающаяся за дифференциально малый промежуток времени dt в энергию магнитного поля dW, будет равна $\mathscr{E}I dt$.

Воспользовавшись формулой (7), определяющей величину электродвижущей силы самоиндукции (умножив обе части этой формулы на $I\,dt$), находим, что

$$\mathscr{E}I\,dt=LI\,dI,$$

следовательно,

$$dW=LI\,dI.$$

Запас энергии W магнитного поля тока равен работе, израсходованной током на преодоление электродвижущей силы самоиндукции за весь тот промежуток времени, пока ток возрастает от нуля до некоторого стационарного значения. Значит,

$$W=\int_0^I LI\,dI,$$

откуда

$$W=\frac{LI^2}{2}. \tag{11}$$

Здесь, если I выражено в амперах, а L в генри, то энергия получается выраженной в джоулях; если же I выражено в единицах CGSM, а L в сантиметрах, то энергия получается выраженной в эргах.

Эта формула является одной из важнейших формул электродинамики. Она равносильна формуле (10) [когда формула (10) применяется к вычислению энергии поля уединенного тока], но в сравнении с формулой (10) формула (11) имеет преимущество простоты.

Выражение $\frac{1}{2}LI^2$ является особенно наглядным, так как оно совпадает по форме с выражениями $\frac{1}{2}mv^2$ для кинетической энергии поступательного движения и $\frac{1}{2}I\omega^2$ для кинетической энергии вращательного движения.

Величина тока является обобщенной скоростью движения электричества (§ 25); в самоиндукции проявляется инерция тока; мы вправе поэтому рассматривать формулу (11) как прямое указание на *единство магнитной и электрокинетической энергии*.

Когда проводник имеет форму компактной *катушки*, пронизываемой Φ линиями магнитной индукции, то каждая линия магнитной индукции столько раз охватывает контур проводника, каково число витков n в катушке. Это равносильно тому, что контур проводника охватывается по одному разу $n\Phi$ линиями магнитной индукции.

Сопоставляя формулу потока магнитной индукции (когда L измерено в генри, I в амперах, а Φ в максвеллах)

$$n\Phi=LI\cdot 10^8$$

с формулой Гопкинсона (§ 62)

$$\Phi=\frac{4\pi}{10}\,\frac{In}{\frac{l}{\mu S}+\frac{l_0}{\mu_0 S_0}},$$

находим *коэффициент самоиндукции* (*индуктивность*) *электромагнита*:

$$L=4\pi\,\frac{n^2}{\frac{l}{\mu S}+\frac{l_0}{\mu_0 S_0}}\cdot 10^{-9}\ \text{генри}. \tag{12}$$

Здесь l — длина магнитной цепи в железе, l_0 — длина воздушного зазора, S и S_0 — поперечные сечения (эти величины должны

быть выражены в сантиметрах); μ есть магнитная проницаемость материала сердечника (при заданной величине тока), $\mu_0 \approx 1$, n — число витков.

При пользовании этой формулой не следует забывать, что μ зависит от напряженности поля (§ 63), а поэтому для различных величин тока коэффициент самоиндукции тоже будет различным.

Для электромагнита, полюсы которого замкнуты железным якорем, точнее — для *тороида* (рис. 317), приведенная формула упрощается ($l_0=0$):

$$L=4\pi\frac{\mu n^2 S}{l}\cdot 10^{-9} \text{ генри.} \qquad (13)$$

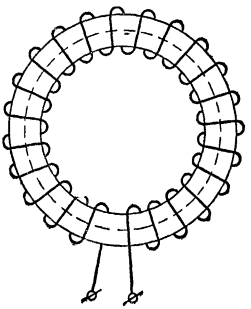


Рис. 317. Тороид

Мы видим отсюда, что индуктивность действительно имеет размерность длины, умноженной на магнитную проницаемость.

Зная индуктивность электромагнита, мы легко можем вычислить его энергию по формуле (11):

$$W=\frac{LI^2}{2}.$$

Заменив в этой формуле произведение LI через поток магнитной индукции Φ, выраженный в максвеллах, из (5) или из (6), получим:

$$\left.\begin{aligned} W&=n\frac{\Phi I}{2} \text{ эргов (если } I \text{ выражено в единицах CGSM),}\\ W&=n\frac{\Phi I}{2}\cdot 10^{-8} \text{ джоулей (если } I \text{ выражено в амперах).}\end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

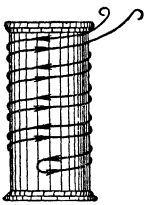


Рис. 318 Безындукционная двухнитная («бифилярная») обмотка.

Заметим, что обмотку катушки проводом можно осуществить и так, что индуктивность катушки, несмотря на большое число витков, будет близкой к нулю. Для этого провод складывают вдвое и осуществляют обмотку, как показано на рис. 318. Благодаря противоположному направлению тока в смежных витках создаваемые этими витками магнитные поля взаимно почти уничтожаются.

Вычисление индуктивности проводников в общем случае сопряжено со значительными математическими трудностями. При вычислении индуктивности электромагнита мы воспользовались найденным ранее выражением для магнитного потока, что сразу и привело нас к решению задачи. В большинстве случаев при вычислении индуктивности приходится исходить из уравнения (10) для магнитной энергии тока и, проведя интегрирование, сопоставлять результат с выражением энергии тока через индуктивность, т. е. с формулой (11). Поясним этот метод расчета на простейшем примере.

Вычислим индуктивность кабеля, состоящего из двух коаксиальных цилиндров (рис. 319), по которым ток равной величины идет в противоположных направлениях. Заметим, что когда ток протекает по полому цилиндру (с равномерной по окружности цилиндра плотностью), то магнитное поле тока внутри цилиндра равно нулю, а вне цилиндра оно таково же, как поле тока той же величины, идущего по оси цилиндра. Это следует из соображений симметрии и из выражения для магнитодвижущей силы: $\mathcal{M}=4\pi I$. Действительно, для любого замкнутого контура, который не охватывает тока (например, для окружности, проведенной вокруг оси цилиндра в плоскости, перпендикулярной к оси и имеющей радиус r меньший, чем радиус R цилиндра), магнитодвижущая сила равна нулю; но $\mathcal{M}=2\pi r\cdot H_{\text{внутр}}$ и, стало быть, поскольку $\mathcal{M}=0$, то и $H_{\text{внутр}}=0$. Из выражения магнитодвижущей силы для окружности, охватывающей цилиндр (когда $r>R$): $\mathcal{M}=2\pi r\cdot H_{\text{внешн}}=4\pi I$, находим, что $H_{\text{внешн}}=\frac{2I}{r}$.

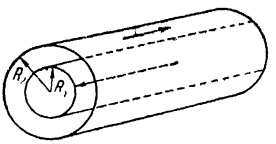


Рис. 319. Кабель из двух коаксиальных цилиндров

Таким образом, в интересующем нас случае все магнитное поле равных и противоположных токов сосредоточивается в пространстве между коаксиальными цилиндрами и создается здесь током, идущим по внутреннему цилиндру (по сказанному выше поле обоих токов внутри меньшего цилиндра равно нулю, а вне большего цилиндра поля противоположно направленных токов взаимно уничтожаются). Следовательно, в рассматриваемом случае, разбив весь объем между цилиндрами на бесконечно тонкие слои $dv=2\pi rl\,dr$, для энергии токов мы получаем выражение, которое легко интегрируется:

$$W=\int_{R_1}^{R_2}\frac{\mu H^2}{8\pi}dv=\frac{\mu l}{8\pi}\int_{R_1}^{R_2}H^2 2\pi r dr=$$

$$=\frac{\mu l}{4}\int_{R_1}^{R_2}\frac{4I^2}{r^2}r dr=\mu l I^2\int_{R_1}^{R_2}\frac{dr}{r}=\mu l I^2\ln\frac{R_2}{R_1}.$$

Сопоставляя найденную величину энергии магнитного поля токов с выражением энергии тока через индуктивность $W=\frac{LI^2}{2}$, получаем формулу для *индуктивности* к а б е л я длиной l, состоящего из двух коаксиальных цилиндров с радиусами R_1 и R_2:

$$L=2\mu l\ln\frac{R_2}{R_1}. \tag{15}$$

Аналогичные вычисления для случая двух параллельных проводников длиной l с радиусом сечения r, удаленных друг от друга на расстояние a ($a\gg r$), дают для величины индуктивности д в у х п р о в о д н о й л и н и и:

$$L=4\mu l\ln\frac{a}{r}.$$

Для индуктивности к р у г л о й п е т л и провода при радиусе петли R и радиусе сечения провода r получается:

$$L=4\pi\mu R\left[\ln\frac{8R}{r}-2\right].$$

При n оборотах провода индуктивность кольцевой катушки в n^2 раз превышает индуктивность круглой петли.

Индуктивность соленоида длиной l при n витках провода с радиусом витков R (и площадью сечения соленоида $S=\pi R^2$) равна

$$L=4\pi\mu\frac{n^2S}{l^2}\left[\sqrt{l^2+R^2}-R\right].$$

Индуктивность одиночного провода длиной l, имеющего радиус сечения r и расположенного на высоте h над землей:

$$L=2\mu l\ln\frac{2h}{r}.$$

Приведенные формулы определяют индуктивность в сантиметрах, если в сантиметрах выражены l, r, R, h и другие величины.

§ 75. Взаимная индуктивность. Энергия взаимодействия токов. Коэффициент взаимной индукции катушек с общим сердечником

Подобно тому как явление самоиндукции количественно характеризуется индуктивностью L цепи, явление *взаимной индукции* контуров (§ 70, рис. 300 и 301) определяется *взаимной индуктивностью* M проводящих цепей. Под величиной взаимной индуктивности или *коэффициента взаимоиндукции* M контуров *1* и *2* понимают *общий для этих контуров поток магнитной индукции* (т. е. число тех линий магнитной индукции, которые пронизывают площади, ограниченные обоими контурами), *когда в одном из контуров протекает ток, равный единице* (рис. 320). Поскольку напряженность магнитного поля в любой точке пропорциональна величине тока, создающего поле, то и магнитный поток Φ_1, создаваемый током I_1, который протекает в контуре *1*, пропорционален току I_1 [причем коэффициент пропорциональности согласно формуле (5) представляет собой индуктивность L_1 контура *1*]. Часть $\Phi_{1,2}$ упомянутого магнитного потока, пронизывающая контур *2*, очевидно, также пропорциональна току I_1:

Рис 320 Взаимная индуктивность проводников измеряется общим потоком магнитной индукции, который создается током $I_1=1$ в одном из проводников и пронизывает площади, ограниченные контурами обоих проводников.

$$\Phi_{1,2}=M_{1,2}I_1,$$

причем коэффициент пропорциональности $M_{1,2}$ представляет собой взаимную индуктивность контуров *1* и *2* ($M_{1,2}=\Phi_{1,2\,при\,I_1=1}$).

Поскольку через контур *2* проходит ток I_2, то для величины общего магнитного потока, создаваемого током I_2 и пронизывающего контур *1*, рассуждая аналогично, мы можем написать выражение

$$\Phi_{2,1}=M_{2,1}I_2.$$

Нетрудно доказать, что коэффициент пропорциональности в этой формуле тождествен коэффициенту пропорциональности в предыдущей формуле, т. е. представляет собой ту же самую *взаимную индуктивность* контуров: $M_{2,1}=M_{1,2}$. Чтобы убедиться в этом, определим работу, которая может быть совершена силами магнитного поля при сближении контуров из бесконечности до рассматриваемого положения. Эта работа, как мы знаем (§ 66), равна произведению величины тока в контуре на приращение магнитного потока, пронизывающего этот контур. Если первый контур с током I_1 мы оставляем неподвижным и в магнитном поле, которое создается током I_1, приближаем до заданного положения второй контур с током I_2, то, учитывая, что магнитный поток, пронизывающий контур *2*, увеличивается от нуля до $\Phi_{1,2}$, для работы, совершаемой силами поля, получаем выражение

$$W_{1,2}=I_2\Phi_{1,2}=I_2M_{1,2}I_1.$$

Очевидно, что *ту же работу* мы получим, если неподвижным будет оставаться второй контур с током I_2, а приближать мы будем первый контур с током I_1. Поскольку магнитный поток, пронизывающий приближаемый первый контур и создаваемый током I_2, увеличивается от нуля до $\Phi_{2,1}$, то работа будет равна

$$W_{1,2}=I_1\Phi_{2,1}=I_1M_{2,1}I_2.$$

Сопоставляя два полученных выражения для работы сближения контуров, обтекаемых токами I_1 и I_2, мы убеждаемся, что

$$M_{1,2}=M_{2,1}=M.$$

Этим оправдывается приведенное выше определение взаимной индуктивности, в котором не было оговорено, какой из контуров мы считаем имеющим ток $I = 1$.

Если взаимная индуктивность контуров измерена не в абсолютных единицах — сантиметрах, а в генри и ток в амперах, но величина Ф по-прежнему выражена в максвеллах, то в соответствии с преобразованием формулы (5) в (6)

$$\left.\begin{aligned}\Phi_{1,2}&=MI_1\cdot 10^8\\ \text{и}\qquad \Phi_{2,1}&=MI_2\cdot 10^8\end{aligned}\right\}\qquad(16)$$

[Числовой коэффициент здесь, как и в формуле (6), становится равным единице, если магнитный поток измерять в вольт-секундах (веберах).]

При изменении тока I_1 в одном из контуров во втором контуре согласно закону Фарадея индуцируется электродвижущая сила

$$\mathscr{E}_2 = -\frac{d\Phi_{1,2}}{dt}\cdot 10^{-8} = -M\frac{dI_1}{dt} \text{ вольт,} \tag{17}$$

где M выражено в генри и I в амперах.

Аналогично, когда изменяется ток I_2, то в первом контуре индуцируется электродвижущая сила

$$\mathscr{E}_1 = -\frac{d\Phi_{2,1}}{dt}\cdot 10^{-8} = -M\frac{dI_2}{dt} \text{ вольт.} \tag{17'}$$

Из этих формул следует, что *взаимная индуктивность двух проводников равна электродвижущей силе, которая индуцируется в одном из проводников, когда ток в другом проводнике изменяется на единицу величины в 1 секунду.*

Согласно сказанному выше *энергия взаимодействия токов* I_1 и I_2 (т. е. работа, которая может быть совершена силами магнитного поля токов при удалении проводников с токами I_1 и $I_2 =$ const из рассматриваемого положения в бесконечность) равна

$$W_{1,2} = MI_1I_2. \tag{18}$$

Если M выражено в сантиметрах, а величины токов в абсолютных магнитных единицах, то энергия взаимодействия токов получается выраженной в эргах. Когда взаимная индуктивность выражена в генри, а величины токов в амперах, то формула (18) дает значение $W_{1,2}$ в джоулях.

Очевидно, что *полная энергия магнитного поля двух токов* равна

$$W = \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} + MI_1I_2. \tag{19}$$

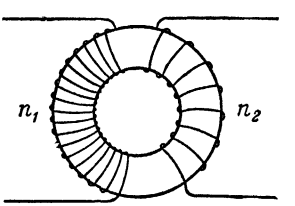


Рис. 321 К вычислению взаимной индуктивности катушек без учета «магнитной утечки».

В заключение подсчитаем *взаимную индуктивность катушек*, имеющих общий ферромагнитный тороидальный сердечник (рис. 321). В этом случае почти весь (приближенно мы будем считать, что весь) магнитный поток, создаваемый током в первой катушке, пронизывает вторую катушку. Если L_1 — индуктивность (в генри) первой катушки и n_1 — число витков в ней, то магнитный поток в сердечнике Φ при величине тока в первой катушке I_1 ампер, умноженный на число, показывающее, сколько раз каждая линия индукции охватывает линию тока I_1, т. е. на n_1, равен

$$n_1\Phi = L_1I_1\cdot 10^8.$$

Каждая из Ф линий магнитного потока в сердечнике n_2 раз охватывает провод второй катушки (где n_2 — число витков в ней); это равносильно тому, что $n_2\Phi$ линий индукции по одному разу охватывают контур второго проводника. Таким образом,

$$\Phi_{1,2}=n_2\Phi=n_2\frac{L_1I_1}{n_1}\cdot 10^8.$$

Сопоставляя это выражение с (16), находим коэффициент взаимной индукции двух катушек, имеющих общий сердечник:

$$M=n_2\cdot\frac{L_1}{n_1},$$

или, принимая во внимание (13),

$$M=4\pi\frac{\mu n_1 n_2 S}{l}\cdot 10^{-9}\text{ генри,} \tag{20}$$

где S — площадь поперечного сечения сердечника и l — его длина.

§ 76. Уравнения Максвелла и уравнения Лорентца

Обобщение всех основных законов электродинамики было осуществлено в 60-х годах прошлого столетия Максвеллом. Максвелл выразил в математической форме картину электромагнитного поля, разработанную Фарадеем (и уже поясненную нами в ряде параграфов: 16, 18, 58, 65, 71).

Свойства электрического поля и поля магнитов определяются, как мы видели, теоремой Остроградского — Гаусса (§§ 5, 6, 7, 58). Свойства электромагнитного поля определяются законами Био и Савара (§ 61) и Фарадея (§ 72).

Фарадеев закон электромагнитной индукции и закон Био и Савара можно сформулировать так, что вскроется глубокое математическое сходство этих законов.

Сделаем нижеследующее соглашение: число «входящих» в замкнутый контур линий индукции, т. е. пересекающих замкнутый контур в направлении извне, будем обозначать как число положительное; число «выходящих» из замкнутого контура линий индукции, т. е. пересекающих замкнутый контур в направлении изнутри, будем обозначать как число отрицательное. Тогда закон Фарадея можно сформулировать так: *выраженная в вольтах электродвижущая сила, индуцируемая магнитным полем, равна одной стомиллионной части алгебраического числа линий магнитной индукции* (т. е. магнитного потока в максвеллах), *пересекаемых контуром в одну секунду*. Точнее,

$$\mathscr{E}=-n\frac{d\Phi}{dt}\cdot 10^{-8}\text{ вольт,}$$

где $d\Phi$ означает алгебраическое число линий магнитной индукции,

пересекаемых контуром за время dt, а число n указывает, сколько оборотов делает контур тока вокруг охватываемых им линий индукции.

Учитывая, что 1 *в* составляет $\frac{1}{300}$ абсолютной электростатической единицы потенциала (§ 8), и введя скорость света c, измеренную в сантиметрах в секунду ($c=3\cdot10^{10}$), можно вышеприведенную формулу для *электродвижущей силы* написать так:

$$\mathcal{E}=-n\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt}\frac{\text{эрг}}{\text{абс. эл.-ст ед. заряда}}. \tag{21}$$

Закон Био и Савара (если от дифференциальной формулировки этого закона перейти к его интегральному выражению) устанавливает, что магнитодвижущая сила $\mathcal{M}$ пропорциональна току (§ 62):

$$\mathcal{M}=4\pi nI.$$

Мы убедимся сейчас, что это интегральное выражение закона Био и Савара можно представить в форме, аналогичной закону Фарадея.

Величина тока определяется количеством электричества, протекающим через поперечное сечение проводника в единицу времени:

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

Чтобы ток был выражен в единицах системы CGSM, dQ должно быть выражено в абсолютных электромагнитных единицах заряда и dt — в секундах. Вспомним, что по теореме Остроградского — Гаусса (§ 6) одна электростатическая единица заряда связана с 4π линиями электрической индукции. Так как одна электромагнитная единица заряда содержит c электростатических единиц, где c есть численное значение скорости света, измеренной в сантиметрах в секунду ($c=3\cdot10^{10}$), то число линий электрической индукции, связанных с зарядом в dQ электромагнитных единиц, равно

$$dN=4\pi c\,dQ.$$

Движущийся заряд несет с собой свои линии электрической индукции. Любой замкнутый контур, охватывающий проводник, по которому протекает ток, будет за время dt пересечен dN линиями электрической индукции. Сопоставляя три вышеприведенных уравнения, получаем формулу для *магнитодвижущей силы*:

$$\mathcal{M}=n\frac{1}{c}\frac{dN}{dt}\frac{\text{эрг}}{\text{абс. ед. магнетизма}}, \tag{22}$$

где c есть значение скорости света, измеренной в сантиметрах в секунду.

Сходство этого уравнения, выражающего в преобразованном виде закон Био и Савара, с законом Фарадея (21) является очевидным.

По смыслу вывода уравнение (22) справедливо не только для случая движения зарядов в проводнике, но вообще для любого перемещения зарядов, например для смещения зарядов при поляризации диэлектрика. Сопоставляя уравнение (22) с обычным выражением магнитодвижущей силы $\mathscr{M}=4\pi nI$, мы видим, что для величины тока смещения зарядов при поляризации диэлектрика (когда ток измерен в электромагнитных единицах) получается формула

$$I_{\text{смещ}}=\frac{1}{4\pi c}\frac{dN}{dt}, \tag{23}$$

а для плотности тока

$$i_{\text{смещ}}=\frac{I_{\text{смещ}}}{S}=\frac{1}{4\pi c}\frac{dD}{dt} \tag{24}$$

(так как величина $\frac{N}{S}$ представляет собой электрическую индукцию D).

Как уже было пояснено выше (в §§ 70 и 71), по трактовке электромагнитного поля, разработанной Фарадеем, *любое изменение электрического поля (хотя бы и в вакууме) приводит к образованию в том же месте (или к изменению существовавшего там) магнитного поля.*

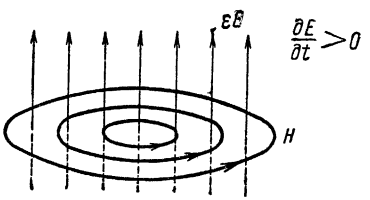


Рис 322. Схема магнитных силовых линий вокруг изменяющегося во времени потока электрической индукции, т е. «тока смещения» (для случая, когда изменяется только величина, а не направление E).

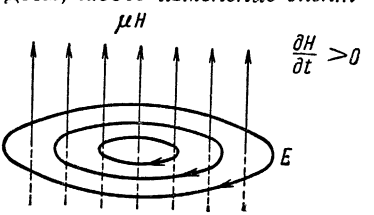


Рис. 323. Схема электрических силовых линий вокруг изменяющегося во времени потока магнитной индукции (для случая, когда изменяется только величина а не направление H)

Это означает, что изменение электрической напряженности (или электрической индукции) равносильно электрическому току. Такой процесс Максвелл назвал *током смещения* (в вакууме и в диэлектриках). По Максвеллу, уравнения (23) и (24) должны рассматриваться как справедливые во всех случаях, *включая ток смещения в вакууме*, и являются применимыми, так же как и уравнения (21) и (22), *для любых сколь угодно малых участков поля.*

По трактовке Максвелла, согласно уравнению (22) изменение во времени потока электрической индукции в любой точке поля (т. е. *ток смещения* в этом месте поля) сопровождается возникновением здесь же магнитных силовых линий (рис. 322). Этот процесс инду-

цирования магнитного поля при изменении электрического поля является глубоко аналогичным тому, как изменение магнитного поля индуцирует [по уравнению (21)] электрическое поле (рис. 323). Полная симметрия нарушается только различием знаков в уравнениях (21) и (22). Если смотреть по направлению возрастающего потока, то положительным считают направление силовых линий по движению часовой стрелки; в соответствии с этим в уравнении (21) мы имеем знак «минус», а на рис. 323 — обратное направление силовых линий в сравнении с рис. 322.

Два уравнения: уравнение (22), выражающее в преобразованном виде закон Био и Савара, и уравнение (21), выражающее закон Фарадея, являются основными в электродинамике, все остальные уравнения электродинамики могут быть получены из них и из теоремы Остроградского — Гаусса как следствия.

Уравнения Максвелла представляют собой обобщение этих основных законов электродинамики.

Чтобы получить достаточно полное представление о сущности сделанного Максвеллом обобщения, нужно воспользоваться некоторыми понятиями векторного анализа.

В векторном анализе под термином «поле» подразумевают часть пространства, в каждой точке которого некоторая интересующая нас величина имеет определенное значение. О величине этой говорят, что она является функцией точки. Эта величина может быть скаляром или вектором.

Скалярное поле определено однозначно, коль скоро скаляр задан как функция точки. В этом случае, следовательно, исчерпывающее описание поля может быть представлено в форме одного уравнения, связывающего скалярную величину с тремя пространственными координатами. Чтобы однозначно определить векторное поле, необходимо, помимо численного значения вектора, указать также и его направление. По существу, это сводится к требованию, чтобы были заданы численные значения компонентов (проекций) вектора для трех координатных осей; исчерпывающее описание векторного поля слагается, таким образом, из трех уравнений, из которых каждое связывает численное значение проекции вектора на одну из координатных осей с тремя пространственными координатами произвольной точки поля.

Существует, однако, один распространенный тип векторных полей, который представляет собой исключение из этого общего правила. Представим себе совершенно произвольное поле некоторого скаляра, например распределение температуры в неравномерно нагретой среде, распределение плотности или концентрации и т. д. Назовем градиентом *вектор, направленный в каждой точке поля в сторону наибольшего возрастания скаляра и равный по величине приращению, которое испытывает скаляр при перемещении в этом направлении на единицу расстояния.*

Точнее, градиентом $\boldsymbol{A}$ скаляра φ мы называем вектор, направленный в сторону возрастания φ по нормали n к поверхности $\varphi_{(x,y,z)} = \text{const}$, проведенной через рассматриваемую точку, и равный пространственной производной $\frac{\partial\varphi}{\partial n}$.

Вектор $\boldsymbol{A}$, являющийся градиентом скаляра φ, обозначают символом $\operatorname{grad}\varphi$ (сокращение от слова gradient):

$$\boldsymbol{A} = \operatorname{grad}\varphi.$$

Для каждой точки скалярного поля мы можем построить вектор-градиент $\boldsymbol{A}$. Мы получим таким образом векторное поле. Оно является простейшим из всех возможных векторных полей, так как может быть исчерпывающе описано, как это явствует из способа его построения, всего одним уравнением, связывающим скаляр с координатами точки. О значении этого типа векторных полей можно судить уже по одному тому, что к нему принадлежат поля гравитационное и электростатическое. Их объединяют под общим названием *потенциальных полей*, подразумевая под именем *потенциала* тот скаляр, градиентом которого служит исследуемый вектор $\boldsymbol{A}$ — вектор, определяющий напряженность поля.

Можно доказать, что электростатическое поле, вызванное какой угодно совокупностью электрических зарядов Q_1, $Q_2, \ldots, Q_n$, как угодно расположенных, в какой угодно неоднородной диэлектрической среде, всегда является полем потенциальным, причем потенциалом поля, т. е. тем скаляром, по отношению к которому вектор напряженности электрического поля $\boldsymbol{E}$ играет роль градиента (взятого с обратным знаком, т. е. направленного в сторону убывания, а не возрастания потенциала), служит *работа V, которую силы поля могли бы совершить* при перемещении пробного точечного заряда величиной в *единицу положительного* электричества из рассматриваемой точки в бесконечность:

$$\boldsymbol{E} = -\operatorname{grad} V.$$

В электростатическом поле не может быть замкнутых силовых линий. Линии электрической индукции начинаются на положительных зарядах и кончаются на отрицательных зарядах. Число линий электрической индукции определяется теоремой Остроградского — Гаусса:

$$N = 4\pi\,(Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots).$$

Выделим мысленно внутри поля вокруг некоторой точки бесконечно малый объем dv. Пусть в нем содержится алгебраическое количество электричества dQ. Отношение $\frac{dQ}{dv}$ представляет собой алгебраическую *плотность электрического заряда* в данной точке поля; обозначим эту плотность электрического заряда через ρ.

Через поверхность, ограничивающую выделенный нами бесконечно малый объем dv, выходит наружу тем больше линий электрической индукции, чем больше плотность заряда. Число их по теореме Остроградского — Гаусса равно

$$dN = 4\pi\, dQ.$$

Отношение алгебраического числа линий индукции, выходящих[1]) *из бесконечно малого объема dv, к величине этого объема dv* называют расхождением вектора электрической индукции $\varepsilon \boldsymbol{E}$; наряду с этим названием часто (а в сокращенном обозначении — всегда) употребляют другое название той же величины — дивергенция (divergenz); сокращенно пишут div.

Если мы разделим предыдущее уравнение на dv, то в левой части будем иметь расхождение электрической индукции (div εE), а в правой части — плотность электрического заряда ρ, умноженную на 4π:

$$\operatorname{div} \varepsilon \boldsymbol{E} = 4\pi\rho. \tag{25}$$

Так называемое «магнитостатическое» поле, т. е. поле, образованное неподвижными относительно друг друга магнитами, в действительности представляет собой поле элементарных (внутримолекулярных) токов. *Линии магнитной индукции всегда являются замкнутыми*: они нигде «не начинаются» и «не кончаются». Это означает, что не существует магнитных зарядов, подобных электрическим зарядам, на которых начинаются или кончаются линии электрической индукции. В этом смысле говорят, что *не существует свободного магнетизма*. Если мы выделим в поле какой-либо объем (все равно — большой или бесконечно малый), то в этом объеме всегда будет иметься равное количество положительных и отрицательных магнитных полюсов, так что их алгебраическая сумма будет равна нулю. Ту же самую мысль можно высказать так: *алгебраическая плотность магнетизма в любой точке поля равна нулю*. В каком бы участке поля мы ни выделили объем dv (хотя бы и внутри магнита), через поверхность, ограничивающую этот объем, будет выходить наружу всегда такое же число линий магнитной индукции, какое входит внутрь, так как они только пересекают этот объем, но не начинаются и не кончаются в нем. Следовательно, в отличие от уравнения (25), применяя представление о расхождении вектора магнитной индукции $\mu \boldsymbol{H}$, получаем:

$$\operatorname{div} \mu \boldsymbol{H} = 0. \tag{26}$$

---

[1]) Линии индукции, входящие внутрь, считаются отрицательными; их число следует вычесть из числа линий выходящих; очевидно, что алгебраическое число выходящих линий индукции, если это число положительно, указывает, сколько линий начинается внутри объема; если же оно отрицательно, то оно указывает, сколько линий кончается внутри объема.

С точки зрения математического анализа электростатическое поле в некоторой мере родственно полю тяготения. Это, однако, только внешнее сходство. По сути дела, оно ограничивается аналогией, существующей между законом тяготения Ньютона и законом Кулона. В отличие от поля тяготения в электростатическом поле, во-первых, имеются не только силы притяжения, но и силы отталкивания. Во-вторых, в электростатическом поле сказывается влияние среды, которая в случае гравитационного поля роли не играет (закон тяготения Ньютона не содержит коэффициента, численно зависящего от свойств среды, аналогичного диэлектрической постоянной, которая входит в формулу Кулона). В-третьих, в электрическом поле обнаруживается своеобразная деформация поля, вызываемая присутствием проводников.

Всякая аналогия между электрическим и гравитационным полем исчезает, когда мы обращаемся к сопоставлению поля движущихся относительно друг друга зарядов с полем тяготения движущихся масс.

Движение тяготеющих масс ничем не нарушает обычной картины гравитационного поля; гравитационное поле всегда, при сколь угодно быстром движении масс остается таким же «однозначно потенциальным» полем, как и поле, образованное взаимно неподвижными массами.

В противоположность ему поле электрических сил резко меняется, если создающие его заряды приходят в состояние относительного движения. Тогда наряду с электростатическим взаимодействием зарядов возникают электрокинетические силы, и поле в целом утрачивает характер «однозначно потенциального» поля. Попутно с этой трансформацией, которая сводится к *образованию замкнутых электросиловых линий*, внутри электродинамического поля возникают магнитные силовые линии. Они замкнутыми кольцами охватывают линии электрического тока.

В теории Максвелла под именем электрического тока объединены четыре группы электродинамических явлений, эквивалентных друг другу с точки зрения возникновения магнитного поля. Сюда относится прежде всего обычный *ток проводимости*, т. е. движение электрических зарядов внутри проводника. Вторую форму тока, открытую (вернее, теоретически предугаданную) Фарадеем и Максвеллом, составляет *ток смещения*, который имеет место тогда, когда в вакууме или в диэлектрике изменяется напряженность электрического поля. В диэлектрике ток смещения представляет собой распространяющийся импульс поляризации среды, ориентирующий элементарные диполи в направлении силовых линий. Мы не имеем, однако, какой-либо конкретной картины тока смещения в вакууме.

Согласно теории Максвелла *электрический ток всегда образует замкнутые линии*; в тех случаях, когда ток проводимости не дает

замкнутой линии (примером может служить зарядка конденсатора), *ток смещения замыкает линию тока.*

Третьей формой электрического тока является *конвекционный ток.* Это — движение электрических зарядов, связанное с перемещением наэлектризованного тела, а также движение потоков свободных электронов или ионов в пустоте или в разреженной диэлектрической среде. Четвертая форма электрического тока наблюдается при движении электрически нейтрального, но поляризованного диэлектрика.

Любой вид тока имеет две стороны: во-первых, перемещение или смещение зарядов или же, в случае тока смещения в вакууме, какие-то неизвестные нам явления, физически эквивалентные смещению зарядов, и, во-вторых, существование магнитного поля, замкнутые линии которого охватывают линию тока. Поскольку имеется движение зарядов, то, очевидно, имеется также движение связанных с ними (выходящих из них) линий электрической индукции. Встав на почву представлений, развитых Фарадеем, мы должны представлять себе линии электрической индукции как обозначение некоторого реального возбуждения среды, равносильного ее натяжению. Движение линий электрической индукции, один конец которых скользит по поверхности проводника, где перемещаются заряды, проявляется в возбуждении магнитного поля. Какое-либо изменение, происшедшее в магнитном поле, указывает на изменившийся характер движения линий электрической индукции.

С этой точки зрения, фиксирующей наше внимание на явлениях, происходящих в среде (во всем пространстве, а не только в проводнике), *ток имеется всюду, где имеется движение линий электрической индукции.*

Как уже упоминалось, главными законами электродинамики, из которых все уравнения электродинамики могут быть получены как следствия, являются (наряду с теоремой Остроградского — Гаусса) закон Фарадея и (в преобразованной форме) закон Био и Савара:

$$\mathscr{E} = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt},$$

$$\mathscr{M} = \frac{1}{c}\frac{dN}{dt}.$$

Здесь $\mathscr{E}$ означает электродвижущую силу. *Электродвижущая сила измеряется работой, которую способны произвести электрические силы поля, действующие на единицу положительного заряда, когда этот заряд мы обводим по какому-либо замкнутому контуру вокруг пучка* Φ *линий магнитной индукции.* Аналогично магнитодвижущая сила $\mathscr{M}$ измеряется работой, которую способны произвести магнитные силы поля, когда положительный магнитный полюс величиной в одну единицу мы обводим по

какому-либо замкнутому контуру вокруг N линий электрической индукции. Указанные величины $\mathscr{E}=\oint E_l dl$ и $\mathscr{M}=\oint H_l dl$, как показывают вышеприведенные уравнения (21) и (22), отличны от нуля только тогда, когда поток индукции (Φ или во втором случае N) изменяется во времени.

Представим себе, что вокруг какой-либо точки электромагнитного поля проведено по поверхности сферы множество бесконечно малых замкнутых контуров, расположенных в различных плоскостях. Из всех этих контуров выберем один, а именно тот, по которому электродвижущая сила является наибольшей. Так как длина контура бесконечно мала, то и электродвижущая сила по этому контуру будет бесконечно мала; обозначим ее через $\Delta\mathscr{E}$; число линий магнитной индукции, пронизывающих этот контур, обозначим через $\Delta\Phi$.

Применим к этому контуру уравнение, формулирующее закон Фарадея, разделив обе части этого уравнения на площадь ΔS, ограниченную контуром:

$$\left[\frac{\Delta\mathscr{E}}{\Delta S}\right]_{\Delta S\to 0}=-\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\frac{d\Phi}{\Delta S}\right]_{\Delta S\to 0}.$$

Вспомним, что плотность (густота) линий магнитной индукции $\frac{\Delta\Phi}{\Delta S}$ изображает величину вектора магнитной индукции $\boldsymbol{B}$:

$$\left[\frac{\Delta\Phi}{\Delta S}\right]_{\Delta S\to 0}=B=\mu H.$$

Следовательно, в правой части вышенаписанного уравнения мы имеем производную от вектора $\boldsymbol{B}$ по времени (для обозначения этой производной обычно пользуются символом ∂, а не d). Обратимся теперь к левой части уравнения.

Предел, к которому стремится отношение электро- или магнитодвижущей силы элементарного контура, стягивающегося вокруг точки, к площади, ограниченной этим контуром, называют вихрем, или иначе ротором, электрической (или магнитной) силы. При этом имеют в виду контур, расположенный в той плоскости, для которой указанный предел является наибольшим. Ротор рассматривают как вектор, направленный по перпендикуляру к площади контура так, чтобы, смотря в направлении этого вектора, мы видели направление электро- или магнитодвижущей силы совпадающим с движением часовой стрелки. Сокращая слово rotor, в уравнениях пишут первые три буквы этого слова (rot $\boldsymbol{E}$). Нередко ту же величину называют *керл* (curl $\boldsymbol{E}$) [1]).

---

[1]) Представление о роторе играет большую роль в гидродинамике при исследовании вихревого течения, откуда оно и было Максвеллом перенесено в электро-

Применяя представление о роторе электрической силы, мы видим, что вышеприведенное уравнение можно записать так:

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}. \tag{27}$$

Исходя из выражения для магнитодвижущей силы $\mathscr{M}$, будем рассуждать аналогично предыдущему. Из множества бесконечно малых контуров, проведенных по поверхности сферы вокруг той же рассматриваемой нами точки поля, выберем тот, для которого предел отношения магнитодвижущей силы $\Delta\mathscr{M}$ к площади контура ΔS при $\Delta S \to 0$ является наибольшим. Предел этого отношения представит собой ротор магнитной силы ($\operatorname{rot} \boldsymbol{H}$). Напишем для указанного бесконечно малого контура уравнение магнитодвижущей силы, разделенное на площадь ΔS, ограниченную контуром:

$$\left[\frac{\Delta\mathscr{M}}{\Delta S}\right]_{\Delta S \to 0} = \frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\frac{\Delta N}{\Delta S}\right]_{\Delta S \to 0}.$$

Плотность (густота) линий электрической индукции изображается вектором электрической индукции $\boldsymbol{D}$:

$$\left[\frac{\Delta N}{\Delta S}\right]_{\Delta S \to 0} = D = \varepsilon E.$$

Поэтому

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}. \tag{28}$$

динамику. Представим себе, что бесконечно малая сфера в некоторой точке M внутри текущей жидкости внезапно затвердевает, например замерзает. Если возникший таким образом твердый шарик оказывается вращающимся, то течение жидкости вихревое, причем ротор вектора скорости $\boldsymbol{v}$ в точке M равен удвоенной угловой скорости твердой сферы, $\operatorname{rot} \boldsymbol{v} = 2\boldsymbol{\omega}$.

В плоскости, перпендикулярной к оси вращения упомянутой «твердой» сферы, *циркуляция* Γ вектора скорости $\boldsymbol{v}$ (под этой величиной Γ понимают интеграл скорости по замкнутому контуру, т. е. $\oint v_l\, dl$) также равна удвоенной угловой скорости, умноженной на площадь, ограниченную контуром циркуляции (поскольку при вращении линейная скорость в точках окружности радиуса r равна ωr, а циркуляция поступательного компонента скорости, как можно доказать, равна нулю, то $\Gamma = \oint v_l\, dl = \int_0^{2\pi} \omega r \cdot r\, d\varphi = 2\omega \cdot \Delta S$, где $\Delta S = \pi r^2$). Таким образом, для течения жидкости

$$\lim \left[\frac{\oint v_l\, dl}{\Delta S}\right]_{\Delta S \to 0} = \operatorname{rot} \boldsymbol{v} = 2\boldsymbol{\omega}$$

Рис. 324 и 325 поясняют понятия ротора $\boldsymbol{H}$ и ротора $\boldsymbol{E}$.

Уравнения (25), (26), (27) и (28) представляют собой **системы максвелловых уравнений**:

$$\operatorname{div} \varepsilon \boldsymbol{E} = 4\pi\rho, \tag{25}$$

$$\operatorname{div} \mu \boldsymbol{H} = 0, \tag{26}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}, \tag{27}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}. \tag{28}$$

В указанном виде система максвелловых уравнений применима для любой точки поля, *где не происходит отдачи электромагнитной энергии в форме тепла.* Для поля внутри проводников, где выделяется тепло, применяя ту же систему уравнений, *к правой части уравнения* (28), выражающей плотность тока смещения, умноженную на 4π, *нужно присоединить член, выражающий плотность тока проводимости* (с коэффициентом 4π), т. е.

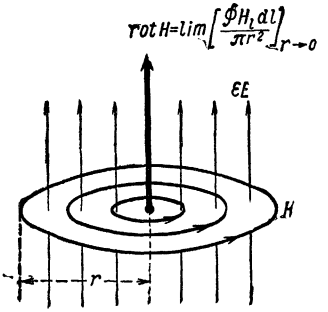


Рис. 324. Схема, поясняющая (в дополнение к рис. 322) понятие ротора $\boldsymbol{H}$. В общем случае rot $\boldsymbol{H}$ параллелен и пропорционален вектору плотности тока.

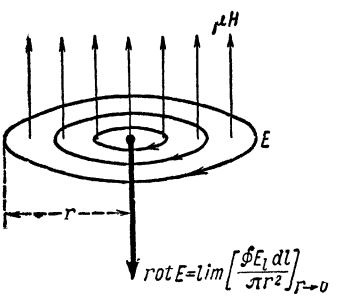


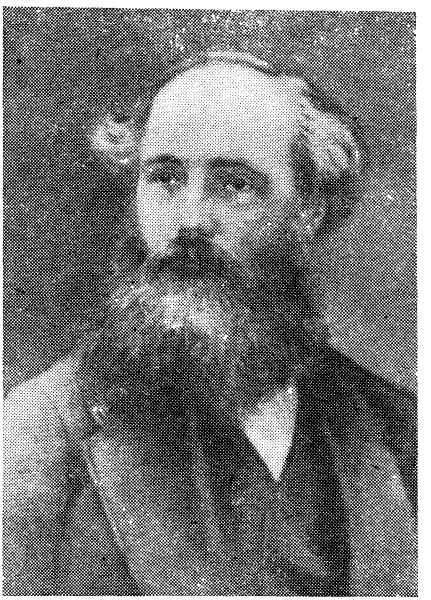
Рис. 325. Схема, поясняющая (в дополнение к рис. 323) понятие ротора $\boldsymbol{E}$. В общем случае rot $\boldsymbol{E}$ антипараллелен и пропорционален вектору плотности потока магнитной индукции.

$$\frac{4\pi}{c}\sigma E,$$

где σ — удельная проводимость. При наличии конвекционного и других видов тока то же уравнение должно быть дополнено членами, учитывающими плотность этих токов.

В системе максвелловых уравнений первые два уравнения [(25) и (26)] являются скалярными уравнениями, тогда как два других [(27) и (28)] представляют собой векторные уравнения. Каждое из них равносильно трем скалярным уравнениям, написанным для проекций векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ на оси координат.

Из всего сказанного выше мы видим: основная идея обобщения, сделанного Максвеллом в соответствии с представлениями Фарадея, заключалась в том, что главные макрофизические законы электродинамики, установленные для конечных контуров тока в проводниках и для конечных магнитных цепей, были признаны справедливыми *для любого отдельно взятого участка поля и при этом для сколь угодно малого участка поля.*



Джемс Клерк Максвелл (1831—1879).

Такое обобщение оказалось возможным благодаря тому, что было *предугадано существование тока электрического смещения* и таким образом обнаружено, что *линии тока всегда являются замкнутыми линиями.*

В системе уравнений Максвелла уравнения (25) и (26) представляют собой преобразованные законы Кулона (с учетом, что не имеется «свободного» магнетизма), причем это преобразование сделано так, что законы Кулона приобрели смысл для любого взятого в отдельности бесконечно малого участка поля (для «точки» поля). Уравнение (27) является преобразованным законом Фарадея; чтобы сделать этот закон применимым к любой в отдельности взятой точке поля, величина, связанная с электродвижущей силой, здесь выражена в виде ротора (предел отношения электродвижущей силы по стягивающемуся вокруг точки контуру к бесконечно убывающей площади, ограниченной этим контуром). Уравнение (28) представляет собой аналогичное преобразование выражения для магнитодвижущей силы, получающегося из закона Био и Савара.

Уравнения Максвелла в вышеприведенном начертании написаны с применением общепринятых в физике символов векторного анализа. Для использования уравнений Максвелла при решении задач электродинамики приведем, не останавливаясь на математических подробностях, формулы векторного анализа, раскрывающие выражения дивергенции, градиента и ротора.

Если φ представляет собой скалярную величину, изменяющуюся в пространстве от точки к точке, а вектор $\boldsymbol{A}$ является градиентом этого скаляра, то

проекции вектора на оси координат (т. е. его декартовы компоненты) выражаются формулами

$$A_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad A_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad A_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \tag{29}$$

Действительно, градиент φ по определению представляет собой пространственную производную от φ, взятую в направлении наибольшего возрастания $\boldsymbol{A}$, т. е. по нормали $\boldsymbol{n}$ к поверхности $\varphi(x,y,z)=\text{const}$; $A = \frac{d\varphi}{dn}$. Представим себе, что вместо перемещения dn мы прослеживаем перемещение по какой-либо оси l (рис. 326). Учитывая, что $dn = dl \cdot \cos(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{l})$, для производной от φ по оси l получаем:

$$\frac{d\varphi}{dl} = \frac{d\varphi}{dn} \cdot \cos(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{l}) = A_l,$$

т. е. убеждаемся, что проекция градиента на какую-либо ось равна производной от потенциала в направлении этой оси.

Для любого вектора $\boldsymbol{A}$, изменяющегося в пространстве от точки к точке, дивергенция (расхождение) вектора определяется формулой

$$\operatorname{div} \boldsymbol{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}. \tag{30}$$

Рис. 327 поясняет эту формулу. Дивергенция вектора $\boldsymbol{A}$ по определению, которое приведено выше, представляет собой предел, к которому стремится отношение потока вектора $\boldsymbol{A}$ через замкнутую поверхность к объему, ограниченному этой поверхностью, когда поверхность стягивается вокруг рассматривае

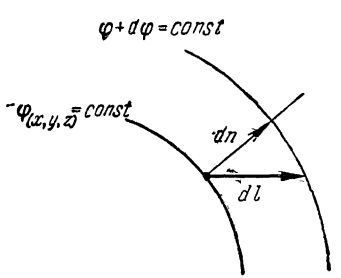


Рис. 326

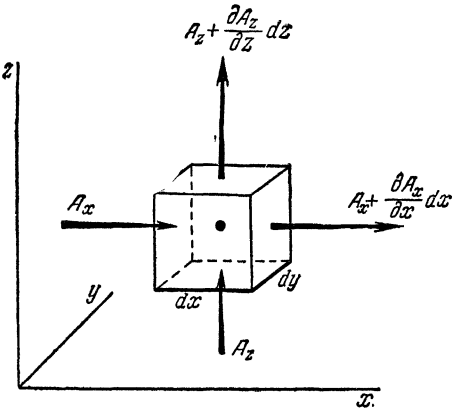


Рис. 327. К пояснению формулы для расхождения (дивергенции) вектора $\boldsymbol{A}$.

мой точки. От формы поверхности этот предел не зависит. Руководствуясь рис. 327, рассмотрим поток вектора через поверхность элементарного параллелепипеда, грани которого параллельны координатным плоскостям. Поток вектора через первую грань, перпендикулярную к оси x, равен $-A_x\,dy\,dz$, а через вторую грань, также перпендикулярную к оси x, $+\left(A_x + \frac{\partial A_x}{\partial x}dx\right)dy\,dz$, что в сумме дает величину $\frac{\partial A_x}{\partial x}dx\,dy\,dz$.

Аналогичные выражения мы получаем для потока вектора через другие пары граней. В итоге

$$\operatorname{div} \boldsymbol{A} = \lim \left[\frac{\iint A_n dS}{\Delta v} \right]_{\Delta v \to 0} = \frac{\left(\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) dx\, dy\, dz}{dv},$$

что и приводит к формуле (30), так как $dv = dx\, dy\, dz$.

Применяя формулу (30) к основному уравнению электрического поля (25) и заменяя $\varepsilon \boldsymbol{E}$ через $\boldsymbol{D}$, можно уравнение (25) переписать так:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 4\pi\rho. \tag{31}$$

В случае однородной диэлектрической среды ($\varepsilon = \text{const}$) вместо вектора электрической индукции можно поставить вектор напряженности поля, а диэлектрическую проницаемость вынести за знак дифференциала. Принимая во внимание, что вектор напряженности электрического поля является градиентом (взятым с обратным знаком) электрического потенциала V, и учитывая формулы (29), получаем:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho. \tag{32}$$

Это уравнение называют уравнением Пуассона, а для случая, когда во всем рассматриваемом объеме поля нет зарядов (т. е. когда $\rho = 0$),— уравнением Лапласа.

Если вектор $\boldsymbol{R}$ является ротором вектора $\boldsymbol{A}$ ($\boldsymbol{R} = \operatorname{rot} \boldsymbol{A}$), а $\boldsymbol{i}$, $\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{k}$ представляют собой *единичные векторы* в направлении декартовых осей координат, то вектор $\boldsymbol{R}$ определяется детерминантом

$$\boldsymbol{R} = \begin{vmatrix} \boldsymbol{i} & \boldsymbol{j} & \boldsymbol{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix}, \tag{33}$$

т. е. компоненты вектора R определяются формулами

$$\left.\begin{aligned} R_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \\ R_y &= \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \\ R_z &= \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}. \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

Эти, на первый взгляд несколько сложные, формулы легко запомнить, если обратить внимание на то, что индексы, обозначающие проекции векторов, чередуются в круговой последовательности:

Рис. 328 поясняет формулы (34). В соответствии с вышеприведенным определением ротора проекция ротора вектора $\boldsymbol{A}$ на какую-либо ось, например ось z, представляет собой предел, к которому стремится отношение *циркуляции* (т. е.

линейного интеграла по замкнутому контуру) этого вектора $\oint A_l\,dl$ к площади, ограниченной контуром, когда упомянутый контур проведен в плоскости, пер-

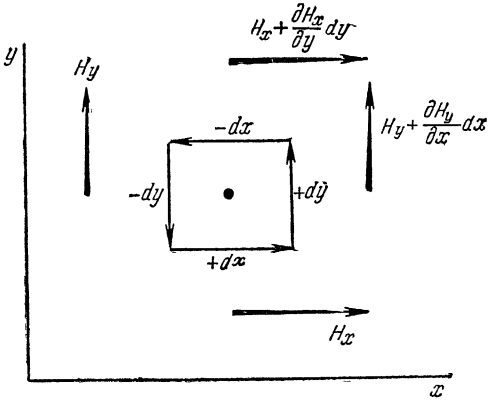


Рис. 328. К пояснению формулы для проекции ротора $\boldsymbol{H}$ на ось z, которая считается направленной от плоскости чертежа к читателю (если смотреть в направлении оси z, то элементарный контур, показанный на чертеже, представится обводимым по ходу часовой стрелки).

пендикулярной к оси z, и стягивается вокруг рассматриваемой точки поля. От формы контура упомянутый предел не зависит. На рис. 328 показан элементарный прямоугольник с площадью $dx\,dy$. Если вектор $\boldsymbol{A}$ представляет собой напряженность магнитного поля H, то $\oint H_l\,dl$ есть магнитодвижущая сила, и отношение этой магнитодвижущей силы, вычисленной для указанного элементарного контура, к площади, ограниченной контуром, в пределе равно проекции ротора $\boldsymbol{H}$ на ось z; по уравнению Максвелла (28), обобщающему закон Био и Савара, эта величина определяет плотность тока (тока смещения, тока проводимости σE_z и т. д.) в направлении оси z. Руководствуясь рис. 328, легко видеть, что

$$(\operatorname{rot}\boldsymbol{H})_z=\lim\left[\frac{\oint H_l\,dl}{\Delta x\ \Delta y}\right]_{\Delta x\Delta y\to 0}=$$

$$=\frac{1}{dx\,dy}\left[H_x\,dx+\left(H_y+\frac{\partial H_y}{\partial x}dx\right)dy-\left(H_x+\frac{\partial H_x}{\partial y}dy\right)dx-H_y\,dy\right]=$$

$$=\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}.$$

Таким образом, проекция плотности тока на ось z определяется в соответствии с векторным уравнением (28) нижеследующим скалярным уравнением:

$$i_z=\frac{\varepsilon}{4\pi c}\frac{\partial E_z}{\partial t}+\frac{1}{c}\sigma E_z=\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{H_x}{\partial y}\right).$$

Заменив на рис. 328 вектор $\boldsymbol{H}$ на $\boldsymbol{E}$ и вычисляя аналогично отношение циркуляции $\boldsymbol{E}$ (т. е. электродвижущей силы) к площади контура, мы получим проекцию ротора $\boldsymbol{E}$ на ось z. По уравнению (27), обобщающему закон Фарадея, эта величина, взятая с обратным знаком, определяет быстроту изменения проекции вектора магнитной индукции на ось z:

$$-\frac{\mu}{c}\frac{\partial H_z}{\partial t}=\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}.$$

На рубеже XX в. теория Максвелла была существенно дополнена Лорентцом. Теория Максвелла не затрагивала вопроса о строении вещества, не учитывала дискретности вещества и ограничивалась чисто эмпирической характеристикой свойств среды. В уравнениях Максвелла свойства среды определяются тремя величинами: электрической проницаемостью среды ε, ее магнитной проницаемостью μ и удельной электропроводностью σ. В противоположность этому главная задача теории Лорентца заключалась в выяснении действительной атомистической картины разнообразных электрических и магнитных процессов. В соответствии с такой задачей Лорентц исходил из уравнений Максвелла, написанных для вакуума, и рассматривал поле в любом веществе как *поле в вакууме*, усложненное микроскопическими полями молекулярных зарядов. При таком подходе, очевидно, необходимо учитывать, что в микроскопических областях между молекулами и внутри молекул напряженность электрического, а также и магнитного поля резко изменяется вследствие действия хотя и малых, но весьма близко расположенных внутримолекулярных зарядов. Поэтому вместо обычных макроскопических значений напряженностей электрического и магнитного полей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в среде Лорентц рассматривал усредненные значения истинных величин напряженностей этих полей $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{h}$ в вакууме, трактуя поле в веществе как геометрическую сумму поля внешних зарядов в вакууме и резко изменяющегося от точки к точке и быстро изменчивого во времени поля (тоже в вакууме), вызванного наличием и движением внутримолекулярных зарядов.

Чтобы сопоставить среднее значение введенных Лорентцом величин $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{h}$ (которые, понятно, не поддаются непосредственному измерению) с макрофизическими величинами, входящими в уравнения Максвелла, нужно произвести усреднение истинных напряженностей микроскопических полей: по пространству — для областей, достаточно больших в сравнении с величинами молекул, но малых с с макрофизической точки зрения, а по времени — для промежутков времени, достаточно больших в сравнении с периодами внутримолекулярных движений, но малых по отношению к длительности изучаемых макрофизических процессов. Такое усреднение истинных величин напряженностей микрофизических полей $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{h}$ обеспечивает тождественность средних величин $\bar{\boldsymbol{e}}$ и $\bar{\boldsymbol{h}}$ с обычными макрофизическими напряженностями $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$. Поэтому уравнения Максвелла в тео-

рии Лорентца преобразуются в нижеследующую систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{div}\bar{\boldsymbol{e}} = 4\pi\bar{\rho},\\ &\operatorname{div}\bar{\boldsymbol{h}} = 0,\\ &\operatorname{rot}\bar{\boldsymbol{e}} = -\frac{1}{\partial}\frac{\partial\bar{\boldsymbol{h}}}{\partial t},\\ &\operatorname{rot}\bar{\boldsymbol{h}} = \frac{1}{c}\frac{\partial\bar{\boldsymbol{e}}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\bar{\rho\boldsymbol{v}}, \end{aligned}\right\} \tag{35}$$

где $\frac{1}{c}\bar{\rho\boldsymbol{v}}$ представляет собой плотность электрического тока (ρ — плотность зарядов и $\boldsymbol{v}$ — скорость их движения).

§ 77. Электромагнитное происхождение массы электрона

О массе тела, т. е. о *количестве материи*, мы судим по величине того сопротивления (той инертности), которое тело оказывает, когда мы хотим изменить скорость его движения. Механика Ньютона учит нас, что величина этого сопротивления не зависит от того, находилось ли раньше тело в покое или двигалось. Механика Ньютона утверждает, что при любой скорости движения инертность тела (т. е. величина сопротивления, которое нужно преодолеть, чтобы, воздействуя на тело в течение 1 сек., увеличить скорость тела на 1 *см/сек*) одинакова для всевозможных направлений силы и одинакова для любых скоростей. Именно этот факт мы и хотим констатировать, когда говорим, что инертность (и масса) тела инвариантна (неизменна) по отношению к состояниям движения.

Инертность тела может быть обусловлена или свойствами самого тела, или свойствами среды, в которой оно движется. В связи с этим мы отличаем «истинную массу» от «кажущейся массы» тела. Сопротивление, которое оказывает тело попыткам изменить скорость его движения в вязкой среде, значительно больше истинной инертности тела, так как в этом случае, сообщая телу ускорение, мы должны одновременно привести в движение значительные массы окружающей среды. Общеизвестно, насколько затруднены и замедлены движения человека в воде. Из опыта установлено, что пузырек воздуха объемом 1 *см*^{3} в воде имеет инертность, равную приблизительно $\frac{1}{2}$ *г*; вместе с тем истинная масса воздуха, заключенного внутри такого пузырька, представляет собой величину порядка одной тысячной доли грамма.

Любое тело мы можем представить себе движущимся вне той среды, которая обусловливает кажущееся нарастание его массы. С этой точки зрения мы правы, когда рассматриваем кажущуюся массу как внешнее свойство тела в отличие от действительной

массы, составляющей его неотъемлемое свойство. Но если благодаря своеобразной взаимосвязи тела и среды невозможно представить себе движение этого тела вне среды, обусловливающей нарастание его массы, то в этом случае было бы нелогично рассматривать кажущуюся массу как какое-то внешнее свойство тела, противопоставляя ее истинной массе.

По существу, именно этот случай мы и имеем при движении электрически заряженного тела.

Движение электрически заряженного тела всегда сопровождается возникновением магнитного поля.

Нетрудно понять, почему магнитное поле, возникающее при движении заряженного тела, сообщает телу дополнительную инертность: на создание поля необходимо затратить работу. При затормаживании заряженного тела энергия магнитного поля преобразуется в работу, направленную против затормаживающих сил. Магнитное поле, образованное движущимся зарядом, создает, таким образом, инертность заряда.

По отношению к движущемуся заряду электромагнитное поле играет роль среды, которая принципиально неотделима от движущегося заряда. Чем больше скорость движения заряда, тем интенсивнее образуемое движущимся зарядом магнитное поле, а следовательно, тем больше создаваемая полем инертность заряда.

Ускорение может быть сообщено заряду, например электрону, внешним (т. е. извне приложенным) электрическим полем. Тогда масса, присущая ускоряемому электрону, будет представлять собой количество материи, возрастающее при увеличении скорости движения электрона за счет материи ускоряющего поля (т. е. насколько возрастет масса электрона, настолько уменьшится масса ускорившего его поля).

Те же мысли можно сформулировать и так: *материальная основа магнитного поля, возникающего при движении электрона (а также и электрического поля, связанного с зарядом электрона), неотделима от электрона.*

При ускорении электрон приобретает дополнительную массу от ускоряющего этот электрон поля, при торможении он отдает ранее приобретенную дополнительную массу тормозящему полю.

Инертность электрона, обусловленную его электромагнитным полем, можно вычислить (с некоторым приближением) теоретически. Поясним сущность такого расчета и затруднения, которые при этом обнаруживаются.

Если движущийся заряд рассматривать как элемент тока, то величина этого элемента тока должна считаться пропорциональной величине заряда и скорости его движения. В соответствии с этим напряженность магнитного поля, создаваемого движущимся зарядом, пропорциональна произведению заряда на скорость его переме-

щения. Энергия магнитного поля в единице объема (для поля в вакууме) равна, как мы знаем, $\frac{H^2}{8\pi}$. Поэтому *суммарная энергия магнитного поля движущегося заряда пропорциональна (при не слишком больших скоростях) квадрату заряда и квадрату скорости.*

Допустим, что помимо массы электромагнитного происхождения электрон имеет еще массу какого-то иного происхождения. Соответствует это допущение истине или нет,— к обсуждению этого вопроса мы вернемся позже. Обозначим эту особую неэлектромагнитную массу буквой μ. Незаряженная частица с массой μ, движущаяся со скоростью v, имела бы кинетическую энергию $\mu\frac{v^2}{2}$. Магнитное поле движущегося заряженного тела существенно зависит от размеров тела и от того, каким образом распределены заряды внутри тела. Если движущееся тело представляет собой сферу радиуса a, заряженную количеством электричества e, которое сосредоточено на поверхности сферы, то энергия электромагнитного поля такого тела, движущегося с относительно небольшой скоростью v, приближенно равна $W_m \approx \frac{e^2}{3a}\frac{v^2}{c^2}$.

Таким образом, общая энергия электрона, если предполагать, что электрон сферичен и заряд его равномерно распределен по поверхности сферы, равна

$$W = \mu\frac{v^2}{2} + \frac{e^2}{3a}\frac{v^2}{c^2} = \left(\mu + \frac{2}{3}\frac{e^2}{ac^2}\right)\frac{v^2}{2}.$$

Нетрудно видеть, что выражение, заключенное в скобки, играет роль массы *покоящегося электрона* (или движущегося с небольшой скоростью):

$$m \approx \mu + \frac{2}{3}\frac{e^2}{ac^2}. \tag{36}$$

Если бы мы исходили из гипотезы, что заряд электрона не сосредоточен на его поверхности, а равномерно распределен по всему его объему, то получили бы для *электромагнитной массы* электрона не величину $\frac{2}{3}\frac{e^2}{ac^2}$, а аналогичное выражение, умноженное на 4/5 вместо 2/3.

При больших скоростях энергия магнитного поля возрастает быстрее квадрата скорости. Поэтому *инертность заряда, обусловленная магнитным полем, не является величиной постоянной, но возрастает со скоростью движения.* Чем больше скорость, тем значительнее воздействие магнитного поля на электрон, тем устойчивее его движение. Инертность электромагнитного происхождения имеет наименьшее значение тогда, когда заряд покоится. Однако и в этом случае она не равна нулю, так как для того, чтобы

привести покоившийся ранее заряд в движение, уже надо затратить работу на образование магнитного поля.

Приближенная формула (36) показывает, что электромагнитная масса электрона, так же как и всякого вообще шарообразного заряженного тела, тем больше, чем меньше его радиус. Если бы мы захотели экспериментально обнаружить инертность электромагнитного происхождения, изучая движение заряженных шариков, нам это, несмотря на исключительную точность современного лабораторного опыта, безусловно не удалось бы. Действительно, по формуле (36) шарик радиусом 1 *см* (его емкость равна 1 *см* в абсолютных электростатических единицах), заряженный до потенциала в 1 000 000 *в*, имеет массу, обусловленную электромагнитным полем, равную

$$\frac{2}{3}\frac{e^2}{ac^2}=\frac{2}{3}\left(\frac{10^6}{300}\right)^2\frac{1}{(3\cdot 10^{10})^2}\approx 10^{-13}\ г.$$

Допустим, что вся масса электрона — электромагнитного происхождения, т. е. что $\mu=0$; в таком случае формула (36) позволяет вычислить радиус электрона. Действительно, поскольку масса электрона в 1836 раз меньше массы водородного атома, то, следовательно, она равна частному от деления 1 *г* на число Авогадро и на 1836, что дает $m\approx 9\cdot 10^{-28}$ *г*. Отсюда

$$a=\frac{2}{3}\cdot\frac{e^2}{c^2}\cdot\frac{1}{m}=\frac{2}{3}\left(\frac{4{,}8\cdot 10^{-10}}{3\cdot 10^{10}}\right)^2\frac{1}{9\cdot 10^{-28}}\approx 2\cdot 10^{-13}\ см.$$

Это соотношение указывает, что радиус электрона в 100 000 раз меньше радиуса атома (радиус атома — величина порядка 10^{-8} *см*).

В поясненный выше приближенный расчет электромагнитной массы электрона мы ввели три предположения, которые в строгом расчете не могут быть допущены.

Во-первых, мы приняли, что энергия магнитного поля движущегося электрона выражается простой формулой $W_m\approx\frac{e^2}{3a}\left(\frac{v}{c}\right)^2$. В действительности зависимость энергии магнитного поля электрона от скорости его движения выражается более сложным законом. Закон этот может быть написан в виде бесконечного ряда, в котором принятое нами выражение $\frac{e^2}{3a}\left(\frac{v}{c}\right)^2$ играет роль первого члена, причем все остальные члены ряда содержат более высокие степени отношения $\frac{v}{c}$. При скоростях, малых в сравнении со скоростью света, когда отношение $\frac{v}{c}$ значительно меньше единицы, сумма всех последующих членов ряда составляет незначительную величину, которой можно пренебречь в сравнении с первым членом ряда.

Во-вторых, мы не учли важной особенности инертности электрона, а именно, зависимости инертности от направления. Мы молчаливо предполагали, что инертность электрона не зависит от н а п р а в л е н и я ускорения, т. е. допустили, что устойчивость движения электрона в отношении численного значения ско-

рости и устойчивость его в отношении прямолинейности траектории одинаковы. В действительности это не так. Оказывается, что при скорости движения электрона, близкой к скорости света, легче сообщить электрону боковое ускорение (т. е. нарушить прямолинейность его движения), чем увеличить численное значение скорости в направлении его пути.

Первый закон ньютоновой механики гласит, что всякое тело, предоставленное самому себе, удерживает состояние равномерного прямолинейного движения. Воздействие сил сказывается или в том, что скорость тела изменяется по величине, или в том, что нарушается прямолинейность его траектории. Уже в этой классической формулировке первого закона механики можно видеть намек на двойственность инертности. С одной стороны, масса обусловливает устойчивость скорости движения, с другой,— она определяет прямолинейность траектории. В связи с этим мы могли бы говорить об инертности продольной и об инертности поперечной. Под продольной инертностью мы должны были бы в таком случае подразумевать то сопротивление, которое тело оказывает, когда мы хотим сообщить телу дополнительное ускорение в направлении его пути; под поперечной инертностью мы должны были бы подразумевать сопротивление, которое тело оказывает при попытке изменить направление его движения. Однако в классической механике, когда речь идет о движении незаряженных тел, такое расчленение инертности тела на продольную и поперечную хотя и было бы логично, но не могло бы принести никакой пользы, так как второй закон механики Ньютона устанавливает, что инертность тела для всевозможных углов между скоростью и ускорением численно одинакова. То же самое имеет место и для электрона при малых скоростях движения. Но при больших скоростях сопротивление, которое оказывает электрон, когда ему сообщается ускорение в направлении пути, не равно сопротивлению, которое при той же скорости движения оказывает электрон, когда ему сообщается ускорение в направлении, перпендикулярном к направлению движения. Легче искривить траекторию быстро летящего электрона, чем численно увеличить скорость его движения. Поэтому в динамике электрона разграничение продольной и поперечной инертности является существенно необходимым. Однако, как будет показано ниже, это разграничение должно быть заранее предусмотрено только в том случае, когда для определения силы применяется уравнение $f = m\frac{dv}{dt}$, а не уравнение $f = \frac{d(mv)}{dt}$.

Третье упрощение, которое было сделано в поясненном выше расчете массы электрона, заключалось в том, что мы игнорировали возможную изменчивость формы электрона. Электромагнитное поле, вызванное электроном, воздействует на электрон, когда мы хотим изменить скорость и направление его движения. Возникает вопрос, не существует ли это воздействие постоянно, в частности и тогда, когда электрон движется прямолинейно и равномерно, и не сводится ли в этом случае воздействие поля на электрон к стационарной деформации поверхности электрона. Здесь не представляется возможным излагать все те соображения, которые связаны с этим вопросом. Во всяком случае следует отметить, что если бы формулы электродинамики и данные опыта привели нас к выводу, что электромагнитное поле действительно деформирует электрон, то было бы несправедливо рассматривать этот вывод как неожиданный и непонятный.

Впервые строгий расчет зависимости продольной и поперечной инертности электрона от скорости его движения и от величины его заряда был выполнен в 1902 г. Абрагамом. Абрагам исходил из гипотезы сферического распределения заряда и предполагал, что форма электрона при его движении не изменяется.

Несколько позже Лорентц вычислил массу электрона, исходя из иной гипотезы, а именно, Лорентц предположил, что движение электрона сопровождается его сплющиванием в направлении движения, причем размеры электрона в направлении, перпендикулярном к движению, остаются неизменными, радиус же электрона в направлении движения уменьшается пропорционально $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$, где v—скорость движения электрона, а c—скорость света.

Гипотеза деформируемого электрона возникла как один из способов истолкования причин отрицательного результата опытов Майкельсона (т. III, § 4). Задача опытов Майкельсона, впервые поставленных в 1881 г. и позднее продолженных Морлеем и Миллером, состояла в том, чтобы с помощью спектральных методов установить скорость движения Земли по отношению к мировому эфиру. Анализ опытов Майкельсона привел Эйнштейна к теории относительности. Выводы теории относительности применительно к законам, определяющим зависимость массы электрона от скорости, совпадают с выводами Лорентца.

Формулы, полученные Лорентцом и Эйнштейном для зависимости поперечной $m_\perp$ и продольной $m_\parallel$ инертности электрона от скорости v, имеют следующий вид:

$$m_\perp = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \tag{37}$$

$$m_\parallel = \frac{m_0}{\sqrt{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^3}}, \tag{38}$$

где m_0—масса покоящегося электрона.

Если правую часть этих формул разложить в ряд Тейлора, то получим:

$$m_\perp = m_0\left(1+\frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}+\frac{3}{8}\frac{v^4}{c^4}+\frac{15}{16}\frac{v^6}{c^6}+\ldots\right),$$

$$m_\parallel = m_0\left(1+\frac{3}{2}\frac{v^2}{c^2}+\frac{15}{8}\frac{v^4}{c^4}+\frac{35}{16}\frac{v^6}{c^6}+\ldots\right).$$

Экспериментальные данные подтвердили выводы Лорентца и Эйнштейна; формулы, выведенные Абрагамом на основе гипотезы недеформируемого электрона, с опытными данными не согласуются.

Зависимость массы электрона от скорости опытным путем была впервые изучена Кауфманом (1899—1906). Кауфман измерял отклонение β-лучей радия (потока электронов) в магнитном и электрическом полях. По величине отклонения электронов от прямолинейного пути, зная напряженности магнитного и электрического полей, нетрудно вычислить [по формулам (11) и (12) § 67] поперечную инертность электрона. Измерения Кауфмана носили качественный характер и не могли с достаточной отчетливостью указать, каким формулам, формулам Лорентца—Эйнштейна или формулам Абрагама, следует отдать предпочтение.

В 1909 г. были опубликованы новые точные исследования Бухерера, повторенные еще с большей точностью в 1914 г. Нейманом. Бухерер, так же как и Кауфман, изучал отклонение β-лучей радия в магнитном и электрическом полях. Эти измерения с несомненностью установили, что инертность электрона изменяется в зависимости от скорости в точности по закону Лорентца—Эйнштейна (37). Если бы какая-то часть массы электрона m_2^0 тела не зависела от скорости, то тогда зависимость суммарной поперечной инертности электрона от скорости должна была бы определяться формулой

$$m_\perp = \frac{m_1^0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + m_2^0,$$

из которой следует, что в этом случае произведение измеренной инертности $m_\perp$ на $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ не было бы величиной, одинаковой для всех скоростей, но убывало бы при возрастании скорости от величины $m_1^0+m_2^0$ при $v=0$ до m_1^0 при

$v \to c$. Напротив, если вся масса электрона изменяется в зависимости от скорости по закону Лорентца—Эйнштейна (т. е. $m_2^0=0$), то произведение измеренной величины $m_\perp$ на $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ должно быть одинаковым для всех скоростей и равным массе покоящегося электрона.

Нейман, изучая отклонение электронов от прямолинейного пути в магнитном и электрическом полях, получил для произведения $m_\perp \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ значения, приведенные в следующей таблице:

$\frac{v}{c}$	0,39	0,49	0,60	0,71	0,85
$m_\perp \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}} \cdot 10^{23}$	9,01	9,03	9,03	9,05	9,00

Эта таблица указывает, что произведение $m_\perp \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ остается одинаковым для всех скоростей движения. В последующие годы этот вывод был подтвержден многими экспериментами.

Из сказанного, казалось бы, можно заключить, что вся масса электрона имеет электромагнитное происхождение (является «полевой массой») и никакой другой массы электрон не имеет; это означало бы, что в приближенной формуле (36) $\mu=0$. Одно время и был сделан такой вывод. Однако этот вывод может оказаться неосновательным. Дело в том, что из весьма общего закона о зависимости между массой и энергией (который был упомянут в т. I на стр. 15 и подробно пояснен в т. III) можно вывести формулу Лорентца — Эйнштейна для зависимости массы от скорости [формулу (37)], причем обнаруживается, что *эта формула справедлива для всех частиц, как заряженных, так и не имеющих заряда* (нейтронов). Стало быть, возможно, что в приближенной формуле (36) $\mu \neq 0$, т. е. что некоторая часть массы электрона не связана непосредственно с электромагнитным полем электрона; по общему закону эта «неполевая» часть массы электрона должна изменяться в зависимости от скорости так же, как и «полевая» $\left(\mu = \frac{\mu_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\right)$, и следовательно, при наличии у электрона «неполевой» массы произведение суммарной инертности электрона $m_\perp$ на $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ все равно должно оставаться постоянным при всех скоростях, как это и было установлено экспериментально.

Пользуясь законом пропорциональности массы и энергии, вычисление массы m_0 покоящегося электрона можно выполнить иначе, чем это было сделано выше. А именно, прежде всего нужно вычислить энергию электростатического поля покоящегося электрона. Если допустить, что заряд электрона равномерно распределен по сферической поверхности электрона, имеющей радиус a, то потенциал этого заряда будет $\frac{e}{a}$ и энергия (по формуле $W_e = \frac{1}{2}QV$) должна быть равна $\frac{1}{2}\frac{e^2}{a}$.

Тот же результат получается при интегрировании выражения для плотности электрической энергии по всему полю электрона:

$$W_e = \iiint\limits_{(a)}^{\infty} \frac{E^2}{8\pi}\, dv = \int\limits_{r=a}^{r=\infty} \frac{e^2}{8\pi r^4} 4\pi r^2 dr = \frac{1}{2}\frac{e^2}{a}.$$

По закону пропорциональности массы и энергии масса электрона, выраженная в граммах, может быть получена, если его энергию, выраженную в эргах, разделить на квадрат скорости света, выраженной в *см/сек*, т. е. на $9 \cdot 10^{20}$. Таким образом, *масса покоящегося электрона, обусловленная его электрическим полем*, должна быть равна

$$m_0 = \frac{1}{2}\frac{e^2}{ac^2}. \tag{39}$$

Это значение массы покоящегося электрона отличается от величины, приведенной в формуле (37) и подсчитанной по инертности, обусловленной возникновением магнитного поля при движении электрона, на величину $\frac{1}{6}\frac{e^2}{ac^2}$ что объясняется неточностью формулы (36). Однако возможно, что и выражение (39) в свою очередь не точно, так как кроме массы, связанной с материальной основой электрического поля, электрон, быть может, имеет еще некоторую *неполевую массу*, сопряженную с энергией каких-то еще не изученных сил, которые связуют воедино заряд электрона и являются причиной неделимости этого заряда.

При исследовании динамики электрона обычно применяют формулировку второго закона механики в виде уравнения $\boldsymbol{f} = \frac{d(m\boldsymbol{v})}{dt}$. В этом случае отпадает необходимость в предварительном расчленении инертности электрона на поперечную и продольную инертность, а зависимость массы электрона от скорости полностью определяется законом Лорентца—Эйнштейна (37):

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \tag{40}$$

т. е. *масса движущегося электрона определяется его поперечной инертностью*: $m = m_\perp$.

Нетрудно понять, чем объясняется возможность такого упрощения. Если мы введем единичный вектор в направлении скорости $\boldsymbol{\mathfrak{v}}$, то из уравнения

$$\boldsymbol{f} = \frac{d(m\boldsymbol{\mathfrak{v}}v)}{dt}$$

получим:

$$\boldsymbol{f} = mv\frac{d\boldsymbol{\mathfrak{v}}}{dt} + \boldsymbol{\mathfrak{v}}\left(m\frac{dv}{dt} + v\frac{dm}{dt}\right) = mv\frac{d\boldsymbol{\mathfrak{v}}}{dt} + \boldsymbol{\mathfrak{v}}\left(m + v\frac{dm}{dv}\right)\frac{dv}{dt}.$$

Когда скорость не изменяется по величине, а изменяется только по направлению, то из приведенного уравнения следует $\left(\text{при } \frac{dv}{dt} = 0\right)$, что $\boldsymbol{f} = m\frac{v\,d\boldsymbol{\mathfrak{v}}}{dt}$. Отсюда ясно, почему при использовании уравнения $\boldsymbol{f} = \frac{d(m\boldsymbol{v})}{dt}$ за меру массы принимается поперечная инертность $m = m_\perp$. С другой стороны, когда скорость изме-

няется только по величине при неизменном направлении, т. е. когда $\frac{d\mathbf{v}}{dt}=0$, то имеем, что

$$m_{\parallel} = m + v\frac{dm}{dv} = m_0\left[\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + \frac{\frac{v^2}{c^2}}{\sqrt{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^3}}\right] =$$

$$= m_0\frac{1-\frac{v^2}{c^2}+\frac{v^2}{c^2}}{\sqrt{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^3}} = \frac{m_0}{\sqrt{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^3}},$$

т. е. для продольной инертности получается уравнение Лорентца (38).

ГЛАВА XIII

ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

§ 78. Генерирование переменного тока

Представим себе, что в постоянном и однородном магнитном поле H помещен замкнутый проводник, например один виток проволоки, охватывающий площадь S *см*^{2} (рис. 329 и 330). Будем вращать этот виток вокруг оси *mm*, перпендикулярной к полю.

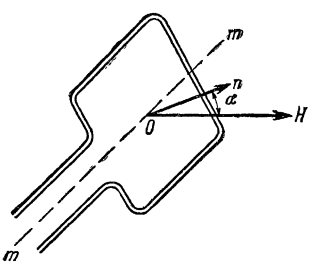


Рис. 329. Виток проволоки в магнитном поле.

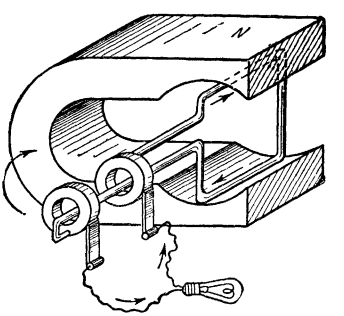


Рис. 330. Генерирование тока при вращении проводника в магнитном поле.

Когда площадь витка перпендикулярна к полю, то поток индукции сквозь эту площадь, выраженный в максвеллах, будет:

$$\Phi_0 = \mu HS.$$

При повороте на 90° поток индукции сквозь площадь витка сделается равным нулю. При некотором угле α между магнитным полем H и направлением нормали n к площади витка поток индукции будет равен

$$\Phi = \Phi_0 \cos \alpha.$$

Пусть вращение происходит равномерно и полный оборот совершается за время T; тогда

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = \omega t,$$

где ω — угловая скорость вращения. Подставляя это выражение для угла поворота в предыдущую формулу, получим:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t.$$

По такому закону будет изменяться поток индукции со временем.

Вследствие изменения потока Φ во вращающемся витке появится электродвижущая сила индукции $\mathscr{E}$:

$$\mathscr{E} = -\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Взяв производную от Φ по t, находим:

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\Phi_0 \omega \sin \omega t$$

и, следовательно,

$$\mathscr{E} = \Phi_0 \omega \sin \omega t \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Итак, *при равномерном вращении витка в постоянном магнитном поле* в этом витке проводника *возникает синусоидально изменяющаяся электродвижущая сила*

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t.$$

Здесь величина $\mathscr{E}_0$ представляет собой наибольшее значение электродвижущей силы (при $\sin \omega t = 1$),

$$\mathscr{E}_0 = \mu H S \omega \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Сравнивая выражения для потока Φ и для электродвижущей силы, мы видим, что наибольшее значение электродвижущая сила имеет в тот момент, когда поток сквозь контур витка равен нулю, т. е. когда площадь витка параллельна линиям сил поля. Когда площадь витка становится в положение, перпендикулярное к линиям сил поля, то поток будет наибольшим, но электродвижущая сила в этот момент становится равной нулю.

Амплитуда электродвижущей силы $\mathscr{E}_0$ будет тем больше, чем больше индукция $B = \mu H$, чем больше площадь витка S и чем быстрее мы вращаем виток в магнитном поле.

На практике берут чаще всего *период* $T = \frac{1}{50}$ сек., тогда $\omega = \frac{2\pi}{T} = 100\pi$.

Электродвижущая сила, получаемая от вращения одного витка, невелика. Пусть, например, электромагнит дает $B = 10\,000$ *гс* и между его полюсами вращается виток проволоки площадью в 100 *см*^{2}, тогда

$$\mathscr{E}_0 = 10^4 \cdot 10^2 \cdot 100\pi \cdot 10^{-8} \text{ в} = 3{,}41 \text{ в.}$$

Вращая не один виток, а целую катушку, состоящую из n витков проволоки, мы получаем электродвижущую силу, в n раз бо́льшую.

В итоге при равномерном вращении проводника в однородном магнитном поле в проводнике индуцируется ток, напряжение и величина которого периодически изменяются. Такой ток называют *переменным током*. Переменные токи по характеру подъема и падения тока могут быть разнообразной «формы»; переменный ток, представленный равенством

$$I = I_0 \sin 2\pi \frac{t}{T} = I_0 \sin \omega t,$$

называют синусоидальным переменным током, или, короче, *синусоидальным током*. Переменный ток любой формы можно мыслить как совокупность многих наложенных друг на друга синусоидальных токов; таким образом, синусоидальный ток является простейшей формой переменного тока. Вспомним (т. I, стр. 229), что по теореме Фурье любая несинусоидально меняющаяся периодическая величина может быть представлена как сумма бесконечного ряда синусоидальных величин, периоды которых будут T, $\frac{T}{2}$, $\frac{T}{3}$, ... Для примера на рис. 331 дано разложение периодического тока прямоугольной формы на составляющие синусоидальные токи. Несмотря на то, что число составляющих взято всего три, сумма составляющих уже до известной степени приближается к прямоугольной форме; взяв достаточное число составляющих, мы получили бы почти точное совпадение.

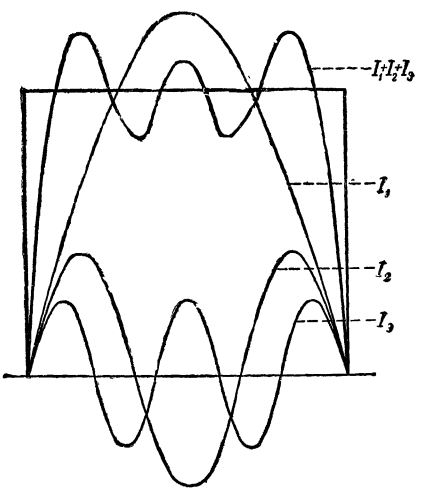


Рис. 331. Разложение прямоугольной кривой тока на составляющие синусоидальные токи.

Так как частота ν представляет собой *число периодов в секунду*, то продолжительность одного периода равна

$$T = \frac{1}{\nu}.$$

Как уже было упомянуто, в Европе и в СССР обычно применяют ток с частотой 50 периодов в 1 сек., или, что то же, 50 *гц*. В Америке стандартом частоты является 60 *гц*. Соответствующая продолжительность периода равна 0,02 и 0,0167 сек.

Переменный ток в металлах представляет собой движение свободных электронов то в одном, то в противоположном направлении. В случае синусоидального тока характер этого движения совпадает с гармоническим колебанием. Если движение электронов происходит только в одном направлении, но скорость движения, а следовательно, и величина тока периодически изменяются, то ток может быть назван *пульсирующим*; иначе его называют *выпрямленным* током.

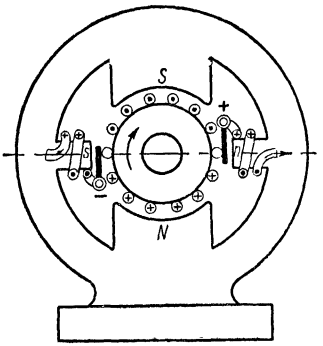


Рис. 332. Схема генератора постоянного тока.

Выпрямленный ток и притом со сглаженными пульсациями величины тока, т. е. почти *постоянный ток*, может быть получен при таком же вращении витков проволоки в магнитном поле, которое используется для генерирования переменного тока. Но в этом случае ток, генерируемый в витках обмотки ротора машины, отбирают не с колец (как это схематически показано на рис. 330), а с коллектора (рис. 332).

Устройство генераторов — *динамо-машин*—как переменного, так и постоянного тока аналогично устройству электромоторов. Каждую динамо-машину, если вместо механической мощности подвести к ней ток, можно превратить в электромотор, а каждый электромотор, если вращать его ротор, можно превратить в динамо-машину. По принципу действия одна машина есть непосредственное обращение другой.

Как и моторы, динамо-машины могут быть с последовательным возбуждением (серие с-динамо) и с параллельным возбуждением (шунтовые динамо); в первом случае ток из якоря сначала проходит по обмотке электромагнитов и потом идет во внешнюю цепь, во втором случае обмотка электромагнитов и внешняя цепь присоединяются к щеткам, собирающим ток якоря, параллельно. Существуют и динамо-машины, имеющие как последовательное, так и параллельное включение обмотки электромагнитов (компаунд-машины).

Остаточный магнетизм железных невозбужденных электромагнитов является достаточным для индуцирования начального тока в якоре. Этот ток, проходя по обмотке электромагнитов, усиливает их магнитное поле, что приводит к увеличению тока, индуцируемого в якоре машины.

При конструировании более или менее мощных генераторов переменного тока оказалось удобным *вращать не якорь*, в котором индуцируется ток, а *электромагниты* (в этом случае отпадает необходимость отбирать индуцированный ток посредством скользящих контактов). Простейшая схема такого генератора переменного тока показана на рис. 333. Мы видим здесь две основные части: вращающийся электромагнит—ротор —и статор с обмоткой, в которой возбуждается электродвижущая сила.

Легко видеть, что при прохождении полюсных наконечников ротора мимо катушек статора направление потока, пронизывающего катушку, будет изменяться с каждым полуоборотом ротора; за каждый полный оборот ротора мы получим полный период изменения потока Ф, а следовательно, и полный период индуцированной в катушках электродвижущей силы.

Пусть число оборотов ротора в 1 мин. равно n, тогда число оборотов в 1 сек. равно $\frac{n}{60}$. Соответствующее число периодов электродвижущей силы $\mathcal{E}$ будет, очевидно, также $\frac{n}{60}$. Легко вычислить число оборотов, которые должен делать ротор, чтобы обеспечить нормальную частоту 50 *гц*:

$$n = 60\nu = 60 \cdot 50 = 3000 \text{ об/мин.}$$

Вращая ротор со скоростью 3000 об/мин., мы получим на зажимах катушек статора переменную электродвижущую силу частоты 50 *гц*.

Величина этой электродвижущей силы зависит, естественно, от числа витков катушки и от величины магнитного потока, создаваемого ротором.

Если катушки статора не замкнуты на нагрузку, то генератор идет, как говорят, на холостом ходу. При этом двигатель, ведущий генератор (паровая турбина, дизель), не затрачивает никакой работы кроме той, которая составляет потери на трение в подшипниках и на гистерезис и токи Фуко в железе статора.

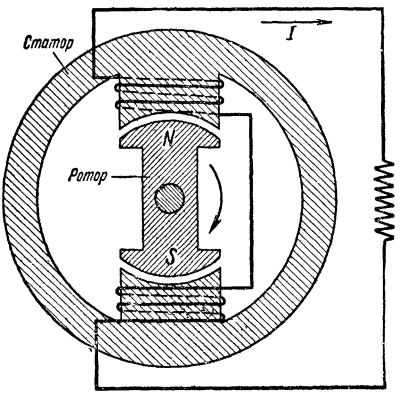


Рис. 333. Схема генератора переменного тока.

Нагрузим генератор, замкнув катушки статора на сопротивление. Посмотрим, что произойдет при прохождении мимо катушки статора какого-либо из полюсов ротора, например северного. При приближении полюса к катушке, т. е. при увеличении потока сквозь катушку, в ней возникает ток вместе с которым возникнет порожденный им собственный магнитный поток катушки. Этот собственный поток катушки согласно закону Ленца (§ 71) должен противодействовать возрастанию потока сквозь катушку, т. е. направление его будет противоположно направлению потока приближающегося полюса ротора. Таким образом, при приближении полюса ротора к катушке статора сердечник катушки приобретает полярность, одноименную приближающемуся полюсу. Двигателю, вращающему генератор, приходится преодолевать силы отталкивания между катушкой и полюсом. При удалении полюса от катушки картина меняется на обратную. Поток, пронизывающий катушку, уменьшается; собственный поток катушки стремится воспрепятствовать этому уменьшению. Сердечник катушки получает полярность, противоположную уходящему полюсу. Двигателю приходится преодолевать силы притяжения между катушкой и полюсом.

Мы видим, что нагруженный генератор оказывает тормозящее действие на ведущий его двигатель; двигатель совершает работу, которая и обращается в электроэнергию, расходуемую на нагрузочном сопротивлении.

Конечно, известная часть энергии затрачивается также на сопротивление самих катушек, на внутреннее сопротивление генератора, однако эти потери при малом сопротивлении обмоток бывают невелики.

Обычно *электромагниты ротора питаются от вспомогательной динамо постоянного тока, сидящей на общем с ротором валу*. Ток к ротору подводится при помощи двух контактных колец и скользящих по ним щеток.

Число оборотов генератора, ротор которого обладает только одной парой полюсов, как мы видели, довольно высоко; это удобно при соединении генератора с паровой турбиной (турбогенератор). Однако во многих случаях бывает удобнее иметь генератор с меньшим числом оборотов, именно в том случае, когда

мы имеем двигатель сравнительно тихоходный, например дизель. В этих случаях применяются машины с большим количеством пар полюсов (рис. 334). Легко понять что каждой паре полюсов, проходящих один за другим перед катушкой статора, соответствует один период изменения отдаваемого напряжения. Если

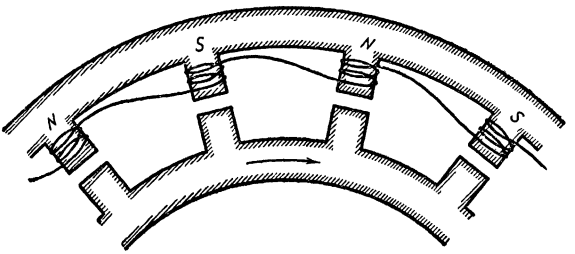


Рис. 334. Схема многополюсного генератора переменного тока.

число пар полюсов мы назовем p, то число периодов будет равно числу пар полюсов, проходящих в 1 сек. мимо катушки:

$$\nu = \frac{n}{60} p.$$

Мощность генераторов переменного тока доведена до 150 000 *квт* и напряжение до 20 тыс. *в*.

§ 79. Работа генератора электрической энергии на нагрузку. Эффективные значения напряжения и величины тока

Представим себе генератор (постоянного или переменного тока), работающий на «нагрузочное» сопротивление R. Обозначим через R_i внутреннее сопротивление генератора (для динамо-машины это — суммарное сопротивление системы проводников, движущихся в магнитном поле). Если электродвижущая сила генератора равна $\mathscr{E}$, то величина тока по закону Ома

$$I = \frac{\mathscr{E}}{R + R_i}.$$

Мощность, отдаваемая генератором на внешнее сопротивление (полезная мощность), равна

$$P = I^2 R = \frac{\mathscr{E}^2}{(R_i + R)^2} R.$$

Рассмотрим, при каком соотношении между R и R_i, т. е. при какой нагрузке, генератор отдаст на внешнем сопротивлении наибольшую мощность. Разделим числитель и знаменатель выражения P на R_i^2:

$$P = \frac{\mathscr{E}^2}{R_i} \left[\frac{\frac{R}{R_i}}{\left(\frac{R}{R_i} + 1\right)^2} \right].$$

Так как электродвижущая сила и внутреннее сопротивление генератора постоянны, то максимум P будет соответствовать максимуму выражения, заключенного в квадратные скобки. Приравняв производную от этой функции нулю, нетрудно убедиться, что P достигает максимума, когда $\frac{R}{R_i} = 1$, т. е. *отдаваемая генератором мощность будет наибольшей, когда сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению генератора.* Однако такой режим генератора, выгодный с точки зрения величины отдаваемой генератором мощности, чрезвычайно невыгоден экономически. В самом деле, если сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению генератора, то на внутреннем сопротивлении генератор затрачивает точно такую же мощность, которую он отдает потребителю, в то время как желательно по возможности уменьшить непроизводительную затрату энергии.

Коэффициент полезного действия генератора равен отношению полезной мощности к полной мощности, развиваемой генератором:

$$\eta = \frac{P_{\text{полезн}}}{P_{\text{полн}}}.$$

Но

$$P_{\text{полезн}} = I^2R, \quad P_{\text{полн}} = I^2(R + R_i),$$

поэтому

$$\eta = \frac{R}{R_i + R}. \tag{1}$$

При $R = R_i$ к. п. д. составляет всего 50%.

Обычно *для повышения к. п. д. дают генератору (в ущерб мощности) нагрузку, сопротивление которой значительно превышает его внутреннее сопротивление.*

Потери в проводах, соединяющих генератор электроэнергии с нагрузочным сопротивлением, при сопротивлении линии $R_л$ и токе I составляют $I^2R_л$. Для уменьшения этих потерь, являющихся особенно чувствительными при передаче больших мощностей, можно, во-первых, увеличивать сечение проводов, во-вторых, уменьшать ток в линии. При этом придется, конечно, для передачи той же мощности соответственно увеличивать электродвижущую силу генератора. Так, уменьшив ток в линии в 10 раз, мы уменьшаем потери в 100 раз; при этом необходимая электродвижущая сила генератора возрастает в 10 раз. Это обстоятельство и является причиной той тенденции к повышению рабочего напряжения, которая наблюдается в технике передачи электроэнергии по мере увеличения расстояний передачи.

Однако при пользовании постоянным током предел достигается очень быстро; с одной стороны, для массового потребителя электроэнергии (освещение, мелкие моторы) повышение рабочего

напряжения выше 220 *в* недопустимо из соображений безопасности, с другой стороны, конструирование генераторов постоянного тока на большие напряжения представляет собой значительные трудности.

Ключ к решению задачи лежит в применении переменного тока; в этом случае напряжение может быть изменено как в сторону повышения, так и в сторону понижения при помощи трансформатора. При применении переменного тока мы относительно свободны в выборе рабочих напряжений: генератора, линии и потребителя электроэнергии. Поэтому задача передачи электрической энергии на расстояние была окончательно решена только с введением в практику переменного тока. С этого момента и начинается бурное развитие электротехники.

Интенсивность переменного тока можно характеризовать наибольшим значением, которого достигает ток в течение периода. Эту величину называют *амплитудным значением* тока; если речь идет о напряжении, то говорят об амплитудном значении напряжения. При расчете изоляции какого-либо электрического аппарата приходится считаться именно с амплитудными значениями действующих в нем напряжений, так как в смысле «пробоя» наиболее опасными являются именно моменты максимума напряжения. Однако с энергетической точки зрения удобнее характеризовать интенсивность тока иначе.

Рассмотрим один из возможных случаев применения переменного тока: применение его для нагревания (лампы накаливания, электрические печи и другие электронагревательные приборы). В этом случае в цепь переменного тока включается сопротивление R, где и выделяется в форме тепла отдаваемая генератором мощность.

В каждое данное мгновение электрическая мощность, затрачиваемая на сопротивление, пропорциональна квадрату величины тока: I^2R.

При использовании переменного тока I непрерывно меняется; однако в течение очень малого промежутка времени dt можно считать величину I постоянной и написать, что количество энергии, затраченной за время dt,

$$dA = I^2R\,dt.$$

Энергия, затраченная в течение одного периода, выражается интегралом [1])

$$A = \int_0^T I^2R\,dt = I_0^2R\int_0^T \sin^2 2\pi\frac{t}{T}\,dt = \frac{I_0^2}{2}TR.$$

---

[1]) Вычисляя приведенный здесь интеграл, мы пользуемся преобразованием по известной формуле тригонометрии $\sin^2\alpha = \frac{1-\cos 2\alpha}{2}$. Таким образом, ин-

Таким образом, средняя мощность, затрачиваемая переменным током на сопротивление, будет:

$$P = \frac{I_0^2}{2} R.$$

Легко видеть, что и в этом случае можно воспользоваться обычной формулой для мощности постоянного тока, т. е. I^2R, если в качестве «величины тока» I взять

$$I_{\text{эфф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}.$$

Эту величину называют *эффективной величиной переменного тока*. Очевидно, что средняя мощность

$$P = I_{\text{эфф}}^2 R.$$

Аналогично *эффективным напряжением* называют

$$V_{\text{эфф}} = \frac{V_0}{\sqrt{2}}.$$

Обычно в практике величину переменного тока и его напряжение характеризуют именно эффективными (а не амплитудными) значениями. Так, например, «127 вольт» обычной осветительной сети переменного тока являются именно эффективным напряжением; соответствующее амплитудное значение, т. е. наибольшее значение, которого достигает напряжение в сети, составляет почти 180 *в*.

Для постоянного тока основной величиной, определяющей свойства электрической цепи, является ее активное (омическое) сопротивление. Сложнее дело обстоит в случае переменного тока, где большую роль играют самоиндукция и емкость отдельных элементов цепи.

Генератор переменного тока, работающий на электрическую цепь, должен преодолевать не только падение напряжения на активном сопротивлении, но и электродвижущие силы, возникающие на включенных в цепь индуктивных катушках и конденсаторах. Эти электродвижущие силы не остаются неизменными при изменении частоты переменного тока, поэтому *то, что мы будем называть сопротивлением электрической цепи переменному току*, существенно зави-

---

теграл $\int_0^T \sin^2 2\pi \frac{t}{T} dt$ распадается на два: первый равен $T/2$, второй равен $\frac{T}{4\pi}\left[\sin 4\pi \frac{t}{T}\right]_0^T$ и при подстановке пределов интегрирования обращается в нуль.

сит от емкости, самоиндукции, активного (омического) сопротивления цепи и от частоты питающего цепь генератора. Таким образом, возникает задача: по электрическим данным цепи и приложенной к ней переменной электродвижущей силе определить величину протекающего в цепи переменного тока.

Для простейшего случая цепи, состоящей только из активного (омического) сопротивления, вопрос решается простым применением закона Ома. Пусть к сопротивлению R приложена синусоидально изменяющаяся электродвижущая сила $\mathscr{E}$ с амплитудой $\mathscr{E}_0$. Тогда в любой момент согласно закону Ома

$$I = \frac{\mathscr{E}}{R} = \frac{\mathscr{E}_0}{R} \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

Следовательно, $I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{R}$.

Можно перейти к эффективным значениям электродвижущей силы и величины тока, если обе части равенства разделить на $\sqrt{2}$.

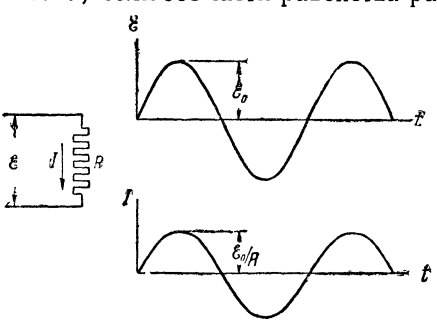


Рис. 335. Прохождение переменного тока через активное сопротивление.

Мы убеждаемся таким образом, что в случае активного сопротивления остается справедливым закон Ома: эффективное значение переменного тока, протекающего через сопротивление, равно эффективному значению приложенной электродвижущей силы, разделенному на величину сопротивления. При этом нужно отметить, что максимальное значение тока (амплитудное значение) наступает тогда, когда достигла амплитудного значения электродвижущая сила; кривая изменения тока в точности следует (рис. 335) за кривой изменения электродвижущей силы: *ток и напряжение на активном сопротивлении находятся в одной фазе.*

§ 80. Емкостное сопротивление и индуктивное сопротивление

Допустим, что переменная электродвижущая сила $\mathscr{E}$ с амплитудой $\mathscr{E}_0$ приложена к обкладкам конденсатора (рис.336). Электрическая цепь состоит в этом случае из одной емкости C. *Конденса-*

тор не представляет собой разрыва в цепи переменного тока, в диэлектрике конденсатора цепь замыкают токи смещения.

Если приложенная к конденсатору переменная электродвижущая сила синусоидальна,

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t,$$

то, поскольку заряд конденсатора Q в любой момент равен произведению емкости конденсатора C на разность потенциалов его обкладок ($V_2 - V_1 = \mathscr{E}$),

$$Q = C\mathscr{E} = C\mathscr{E}_0 \sin \omega t.$$

Пусть за бесконечно малый промежуток времени dt заряд изменяется на dQ. Ток в проводниках, подводящих заряды к конденсатору, будет равен

$$I_C = \frac{dQ}{dt} = C\mathscr{E}_0 \omega \cos \omega t,$$

или, что то же,

$$I_C = C\mathscr{E}\omega \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Мы видим, что амплитуда тока в цепи конденсатора и амплитуда вызывающего этот ток напряжения, а следовательно, и их эффективные значения связаны соотношением

$$(I_C)_0 = \omega C \mathscr{E}_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{\left(\frac{1}{\omega C}\right)}. \qquad (2)$$

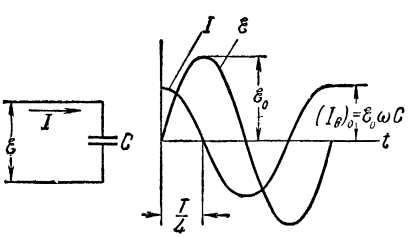


Рис. 336. Прохождение переменного тока через емкость.

Эта зависимость подобна закону Ома; роль сопротивления играет здесь величина

$$x_C = \frac{1}{\omega C};$$

эту величину называют *реактивным сопротивлением конденсатора*, или просто *емкостным сопротивлением*. Очевидно, что при увеличении ω, т. е. при увеличении частоты, емкостное сопротивление уменьшается.

При зарядке конденсатор потребляет энергию, при разряде он отдает ее обратно в цепь; в любой момент мощность равна

$$I_C\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t \cdot \mathscr{E}_0 \omega C \cos \omega t = \frac{\mathscr{E}_0^2}{2} \omega C \sin 2\omega t.$$

На рис. 337 дан график изменения энергии. Мы видим, что при росте абсолютной величины напряжения мощность положительна, генератор затрачивает ее на образование электрического поля; при уменьшении напряжения мощность отрицательна, конденсатор

отдает энергию за счет распада электрического поля. Так как в течение одного периода конденсатор отдает обратно энергии столько, сколько он получил (если не учитывать рассеяние энергии при знакопеременной поляризации диэлектрика и утечку зарядов при плохой изоляции), то мощность, потребляемая конденсатором, в среднем равна нулю.

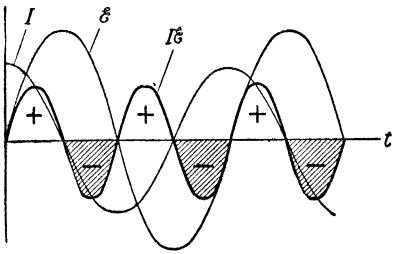


Рис. 337. Диаграмма мощности для чисто емкостной нагрузки.

Максимум тока не совпадает по времени с максимумом напряжения (см. рис. 336). К моменту, когда наступает максимум напряжения, зарядка конденсатора уже завершается; соответственно максимум тока наступает на четверть периода раньше, чем максимум напряжения: *ток, проходящий через емкость, на четверть периода опережает напряжение.*

Емкостное сопротивление 1 микрофарады при токе в 50 периодов в 1 сек. равно

$$x_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{100\pi \cdot 10^{-6}} = 3200 \text{ ом}.$$

Емкостное сопротивление x_C

Емкость в		Сопротивление в омах (под жирной линией — в миллионах омов) при нижеприводимых частотах в герцах (*гц*) и килогерцах (*кгц*)					
мкф	*см*	50 *гц*	500 *гц*	2000 *гц*	10 000 *гц*	100 *кгц*	1000 *кгц*
500	—	6,4	0,64	0,16	0,032	—	—
10	—	320	32	8	1,6	0,16	0,016
6	—	530	53	13	2,6	0,26	0,026
4	—	800	80	20	4	0,4	0,04
2	—	1 600	160	40	8	0,8	0,08
1	—	3 200	320	80	16	1,6	0,16
0,1	90 000	0,032	3 200	800	160	16	1,6
—	50 000	0,057	5 700	1 400	290	29	2,9
—	10 000	0,29	0,029	7 000	1 400	140	14
—	5 000	0,57	0,057	0,014	2 900	290	29
—	1 000	2,9	0,29	0,07	0,014	1 400	140
—	500	5,7	0,57	0,14	0,029	2 900	290
—	100	29	2,9	0,7	0,14	0,014	1 400

Рассмотрим теперь случай, когда синусоидальная электродвижущая сила приложена к катушке (например, к катушке электромаг-

нита), обладающей постоянной самоиндукцией L. Через катушку будет протекать синусоидальный ток

$$I_L = (I_L)_0 \sin \omega t.$$

При этом в катушке мы получим противоэлектродвижущую силу, пропорциональную скорости изменения тока и коэффициенту самоиндукции катушки:

$$\mathscr{E}_L = -L\frac{dI}{dt} = -LI_0\omega \cos \omega t.$$

Приложенная к катушке электродвижущая сила должна в любой момент уравновешивать противоэлектродвижущую силу катушки, т. е. она должна быть ей численно равна и противоположна по знаку:

$$\mathscr{E} = LI_0\omega \cos \omega t = \mathscr{E}_0 \cos \omega t.$$

Мы видим отсюда, что между амплитудой тока в катушке и амплитудой напряжения, вызывающего этот ток, существует следующее соотношение:

$$(I_L)_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{L\omega}. \qquad (3)$$

Это соотношение справедливо, конечно, и для эффективных значений. Здесь роль сопротивления катушки переменному току играет величина $x_L = \omega L$.

Эту величину называют *реактивным сопротивлением катушки*, или просто *индуктивным сопротивлением*. Ток через катушку достигает максимума в момент, когда электродвижущая сила самоиндукции убывает до нуля; соответственно в этом случае ток уже не опережает напряжение, как для случая конденсатора, а, напротив, *ток на четверть периода отстает от приложенного напряжения* (рис. 338).

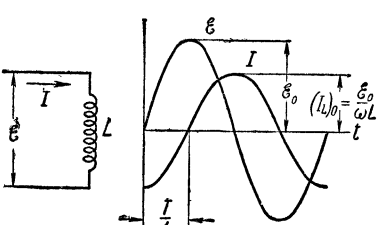


Рис. 338. Прохождение переменного тока через индуктивную катушку.

Средняя мощность, потребляемая катушкой (если не учитывать потерь, вызываемых сопротивлением провода катушки току — «плохим качеством» катушки), равна нулю: энергия, затрачиваемая при возрастании тока на образование магнитного поля катушки, вновь отдается в последующую четверть периода.

Индуктивное сопротивление 1 генри при токе в 50 периодов в 1 сек. равно $x_L = \omega L = 100\pi = 314$ *ом*.

Индуктивное сопротивление x_L

Индуктивность		Сопротивление в омах при нижеприводимых частотах в герцах (*гц*) и килогерцах (*кгц*)					
в *гн*	в *мкгн* (1000 *см*)	50 *гц*	500 *гц*	2000 *гц*	10 000 *гц*	100 *кгц*	1000 *кгц*
25	—	7850	78 500	314 000	—	—	—
10	—	3140	31 400	135 600	628 000	—	—
5	—	1570	15 700	62 800	314 000	—	—
1	—	314	3 140	13 560	62 800	628 000	—
0,1	—	31,4	314	1 356	6 280	62 800	628 000
0,01	—	3,14	31,4	135,6	628	6 280	62 800
0,001	1000	0,314	3,14	13,56	62,8	628	6 280
0,0001	100	0,0314	0,314	1,36	6,28	62,8	628

На стр. 394 были выведены формулы для нарастания тока в цепи, состоящей из катушки с индуктивностью L и активного сопротивления R, включенных последовательно, когда к такой цепи подведено напряжение $\mathscr{E}_0$,

$$I = \frac{\mathscr{E}_0}{R}\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) \tag{4}$$

и для убывания тока в указанной цепи при ее размыкании

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \tag{5}$$

Если цепь состоит из конденсатора с емкостью C и последовательно включенного активного сопротивления R, то падение напряжения $\mathscr{E}_0$ в этой цепи слагается из падения напряжения на активном сопротивлении $\mathscr{E}' = RI$ и падения напряжения на конденсаторе $\mathscr{E}'' = \frac{Q}{C}$ (где Q — заряд конденсатора в момент времени t, когда к конденсатору приложено напряжение $CQ = \mathscr{E}''$):

$$\mathscr{E}_0 = RI + \frac{Q}{C}.$$

Следовательно, ток через конденсатор и сопротивление R в любой момент времени t определяется соотношением

$$I = \frac{\mathscr{E}_0}{R} - \frac{Q}{CR} = \frac{dQ}{dt}.$$

Отсюда

$$dt = \frac{dQ}{\frac{\mathscr{E}_0}{R} - \frac{Q}{CR}} = -CR \cdot d\ln\left(\mathscr{E}_0 - \frac{Q}{CR}\right).$$

Интегрирование этого уравнения от $t = 0$ до t и соответственно от $Q = 0$ до Q приводит к формуле, определяющей нарастание со вре-

менем заряда конденсатора:

$$\ln\frac{\mathscr{E}_0-\frac{Q}{CR}}{\mathscr{E}_0}=-\frac{t}{CR},$$

или

$$Q=\mathscr{E}_0C\left(1-e^{-\frac{t}{CR}}\right). \qquad (6)$$

Так как $I=\frac{dQ}{dt}$, то согласно (6)

$$I=\frac{\mathscr{E}_0}{R}e^{-\frac{t}{CR}}. \qquad (7)$$

Следовательно, в первый момент ток имеет такую величину $\left(\frac{\mathscr{E}_0}{R}\right)$, какую он имел бы, если бы не было «разрыва» цепи, созда-

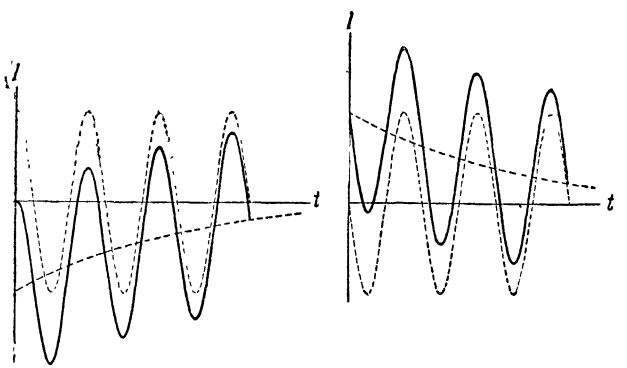


Рис. 339. Зависимость от времени тока при включении гармонической э. д. с. в цепь: катушки и сопротивления (слева) и конденсатора и сопротивления (справа).

ваемого конденсатором; через промежуток времени $\tau=CR$ ток уменьшается в 2,718 раза. Величину CR называют *постоянной времени* (она получается выраженной в секундах, если C измерено в фарадах и R в омах).

Аналогично для цепи, состоящей из катушки с индуктивностью L и последовательно включенного активного сопротивления R, согласно (5) постоянная времени равна отношению L/R.

Когда к цепи, состоящей из катушки с индуктивностью L (или же из конденсатора с емкостью C) и последовательно включенного активного сопротивления R, подведено переменное напряжение $\mathscr{E}=\mathscr{E}_0\sin\omega t$, изменение тока в цепи происходит так, что в каждый данный момент ток оказывается равным сумме: стационарного переменного тока через эту цепь и тока, возрастающего по формуле (4) [или же — для цепи с конденсатором — убывающего по формуле (7)]. Получающийся в итоге ток показан на рис. 339 сплошной линией.

Любая электропроводная цепь обладает индуктивностью, которая в главной своей части определяется магнитным полем между проводами, несущими прямой и обратный ток. Соответствующая этому зависимость индуктивности от формы и размеров цепи рассмотрена на стр. 398—401. Но, кроме того, каждый проводник обладает еще и некоторой *внутренней индуктивностью*, которая определяется внутренним магнитным полем в проводнике. При очень малой частоте переменного тока, когда плотность тока можно считать распределенной равномерно по поперечному сечению проводника, внутренняя индуктивность провода круглого сечения для каждого сантиметра его длины численно равна магнитной проницаемости вещества провода:

$$(L_{\text{внутр}})_0 = \mu_{\text{внутр}} \cdot l,$$

где l — длина провода в сантиметрах.

Вследствие внутренней индуктивности провод, кроме омического сопротивления, имеет также *внутреннее индуктивное сопротивление*. Однако при увеличении частоты тока внутреннее индуктивное сопротивление провода возрастает не пропорционально частоте тока, как, казалось бы, следует из выражения $x_L = \omega L$, но для больших частот приблизительно пропорционально корню квадратному из частоты. Это объясняется вытеснением тока при большой частоте на поверхность провода (т. е. скин-эффектом, стр. 389). Скин-эффект приводит к уменьшению магнитного поля в проводе и соответственно к уменьшению индуктивности $L_{\text{внутр}}$ провода. Если учесть это и, вычислив индуктивное сопротивление провода x_L, сопоставить его с активным сопротивлением R_0 того же провода постоянному току, то обнаруживается, что отношение $\frac{x_L}{R_0}$, близкое к нулю для малых частот тока, в области больших частот возрастает пропорционально частному от деления радиуса провода r на «глубину проникновения» ξ, что и соответствует пропорциональности корню из частоты (так как $\xi \approx \frac{\text{const}}{\sqrt{\nu}}$). Сравнивая рис. 340 с рис. 312 (на стр. 389), нетрудно увидеть, что при большой частоте тока внутреннее индуктивное сопротивление провода немногим меньше (примерно на $^1/_3\ R_0$), чем его увеличившееся вследствие скин-эффекта активное сопротивление R_ν току той же частоты ν.

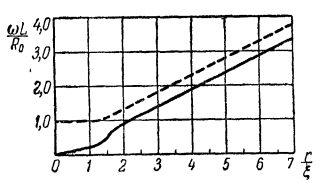


Рис. 340. Зависимость от частоты внутреннего индуктивного сопротивления круглого провода (по отношению к сопротивлению постоянному току), выраженная через отношение радиуса провода к «глубине проникновения». Пунктир воспроизводит рис. 312 на стр. 389).

§ 81. Активные и реактивные токи. Коэффициент мощности (cos φ). Потери (tg δ)

Как и в общей теории колебательных движений, в теории переменных токов большую пользу приносят векторные диаграммы. Очевидно, что синусоидально изменяющуюся электродвижущую силу

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t$$

можно изобразить как проекцию на ось ординат вращающегося против часовой стрелки с угловой скоростью ω вектора, длина которого равна $\mathscr{E}_0$ и начальное положение которого в момент $t=0$ совпадало с осью абсцисс.

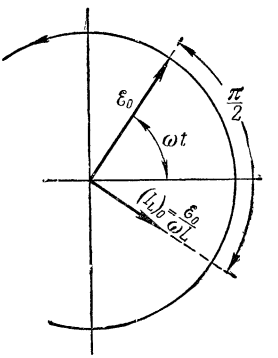


Рис. 341. Векторная диаграмма для случая индуктивного сопротивления.

Спросим себя, как изобразится в векторной диаграмме ток, протекающий под влиянием синусоидальной электродвижущей силы через катушку, обладающую индуктивностью L.

Мы видели, что ток в этом случае отстает на четверть периода от напряжения. Отставание на четверть периода представится в векторной диаграмме отставанием вектора тока на $\frac{\pi}{2}$; таким образом, вектор «индуктивного» тока будет перпендикулярен к вектору напряжения (рис. 341), отставая от него на 90°. Величина этого вектора

$$(I_L)_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}.$$

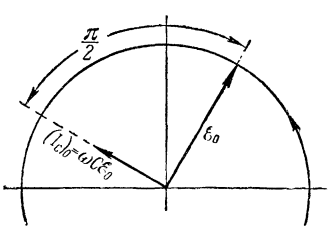


Рис. 342. Векторная диаграмма для случая емкостного сопротивления.

Если мы имеем дело с прохождением переменного тока через конденсатор, то ток опережает электродвижущую силу на четверть периода. Это значит, что вектор, изображающий «емкостный» ток, должен опережать вектор напряжения на $\frac{\pi}{2}$ (рис. 342). Величина этого вектора, как мы видели выше, определяется соотношением

$$(I_L)_0 = \omega C \mathscr{E}_0.$$

Для случая активного омического сопротивления ток совпадает по фазе с напряжением. Это значит, что вектор тока совпадает по направлению с вектором напряжения. Величина его, конечно, определяется законом Ома.

Ток, вектор которого совпадает с вектором напряжения, называют *активным током*. Токи же, векторы которых *отстают от вектора напряжения или опережают его на* $\frac{\pi}{2}$, называют *реактивными токами*. Выбор такого названия объясняется тем, что именно активные токи определяют *потребление мощности* цепью переменного тока, тогда как на возбуждение реактивного тока (т. е. тока, который отстает от напряжения или опережает его на четверть периода) генератор расходует в течение каждой четверти периода столько же энергии, сколько в следующую четверть периода этот реактивный ток отдает генератору обратно (см. рис. 337); в итоге получается, что реактивный ток не производит работы.

В более общем случае, *когда сдвиг фазы между током и напряжением определяется углом* φ (в радианах), *работа, производимая переменным током* за целое (или полуцелое) число периодов, *пропорциональна* $\cos\varphi$.

Действительно, пусть ток отстает от напряжения на угол φ:

$$V = V_0 \sin \omega t, \quad I = I_0 \sin(\omega t - \varphi).$$

Тогда работа тока за период определяется интегралом

$$A = I_0 V_0 \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi)\, dt,$$

а средняя мощность, потребляемая током, определяется отношением этой работы к продолжительности периода[1]):

$$P = \frac{I_0 V_0}{T} \int_0^T \sin \omega t \cdot \sin(\omega t - \varphi)\, dt = \frac{I_0 V_0}{2} \cos\varphi.$$

Если ввести эффективные значения тока и напряжения, то

$$P = I_{\text{эфф}} \cdot V_{\text{эфф}} \cos\varphi. \tag{8}$$

При $\varphi = \frac{\pi}{2}$ или $-\frac{\pi}{2}$, т. е. при чисто реактивных токах, мощность, передаваемая по электрической цепи от генератора к нагрузке, в среднем равна нулю.

---

[1]) Для вычисления интеграла, приведенного в тексте, пользуемся преобразованием по известной тригонометрической формуле

$$\sin\alpha \cdot \sin\beta = \frac{1}{2}[\cos(\beta - \alpha) - \cos(\beta + \alpha)].$$

Таким образом, вместо интеграла, приведенного в тексте, получаем два интеграла:

$$\frac{1}{2}\int_0^T \cos\varphi\, dt = \frac{T}{2}\cos\varphi \quad \text{и} \quad \frac{1}{2}\int_0^T \cos(2\omega t + \varphi)\, dt = 0.$$

При каких-либо заданных величинах напряжения и тока, чем меньше разность фаз между ними и соответственно чем ближе $\cos\varphi$ к единице, тем бо́льшая мощность передается током от генератора к нагрузке; поэтому $\cos\varphi$ называют *коэффициентом мощности* цепи.

Во многих случаях реактивные токи необходимы. Так, если переменным током мы питаем электромагнит, предназначенный, скажем, для подъема железных предметов, то катушка электромагнита, представляя собой в идеальном случае чисто индуктивное сопротивление, будет потреблять от сети реактивный ток, отстающий от напряжения сети на $\frac{\pi}{2}$.

Однако в большинстве случаев, в частности при питании трансформаторов, которые служат для преобразования переменных напряжений, важен активный ток, который создается при нагрузке вторичной обмотки трансформатора (§ 84). Реактивный же ток, который необходим для создания магнитного поля в сердечнике трансформатора, носит, в сущности, вспомогательный характер; он непосредственно не производит никакой полезной работы.

Предположим, что к сети подключено, как это часто бывает, большое количество трансформаторов. Каждый из них потребляет известный реактивный ток для создания магнитного поля сердечника. Это значительно ухудшает коэффициент мощности установки.

Однако есть возможность добиться совпадения вектора тока с вектором напряжения, воспользовавшись явлением резонанса (§ 83). Для этого включают в сеть, кроме трансформаторов, также и емкость C, подобрав ее так, чтобы ее реактивный ток был равен суммарному реактивному току трансформаторов.

Тогда во внешней цепи будет течь только активный ток, реактивные же токи трансформаторов и емкости взаимно компенсируют друг друга. Они будут циркулировать лишь в цепи: емкость — обмотки трансформаторов, не заходя в питающую сеть и в генератор электроцентрали. Для питающей линии и для генератора электроцентрали $\cos\varphi=1$, и условия их работы будут наивыгоднейшими.

Это мероприятие имеет существенное экономическое значение. Совершенно ясно, что электроцентраль и линии электропередачи, не загруженные бесполезным реактивным током, могут быть в большей мере загружены токами активными.

Следует отметить, что представление о реактивном токе как о токе, фаза которого сдвинута на $\frac{\pi}{2}$ относительно напряжения и который поэтому в среднем не производит никакой работы и не сопровождается рассеянием энергии (на нагревание проводов), конечно, является идеализацией (схематическим упрощением) процессов, происходящих в действительности при прохождении переменного тока через катушки или конденсаторы. Заключение, что фазы токов, проходящих через катушку или конденсатор, отличаются от фазы напряжения на 90°, являлось бы точным только в том случае, если бы прохождение этих токов не было связано с нагреванием проводов и другими потерями (как это было предположено в предыдущем параграфе). Но ток, проходящий через катушку, в отношении нагревания проводов, происходящего по закону Джоуля—Ленца, ничем не отличается от активного тока той же частоты (а при большой частоте сопротивление обмотки катушки вследствие скин-эффекта может оказаться значительным).

Кроме того, часть энергии тока рассеивается вследствие гистерезисных потерь в сердечнике катушки (если он имеется) и токов Фуко в окружающих проводниках, например в металлических «экранах», в которые помещают катушки радиоаппаратов. Может иметь место также утечка тока вследствие несовершенства изоляции и т. п. Потери энергии тока, но обычно меньшие, чем в катушках, наблюдаются и при прохождении тока через конденсаторы. В этом случае они вызываются главным образом некоторым отставанием во времени от напряженности поля поляризации диэлектрика (в той ее части, на которую оказывает

влияние молекулярно-тепловое движение), а также иногда наличием небольших ионных токов проводимости в диэлектрике конденсатора.

Вследствие потерь ток через катушку или конденсатор никогда не является чисто реактивным, т. е. сдвиг его фазы относительно напряжения никогда не бывает точно равным $\frac{\pi}{2}$, а всегда оказывается меньше, чем $\frac{\pi}{2}$, на угол δ, который называют *углом потерь*. Под действием напряжения $\mathscr{E}=\mathscr{E}_0 \sin \omega t$ в идеальной катушке должен был бы проходить чисто реактивный ток $I'_L=(I'_L)_0 \sin\left(\omega t-\frac{\pi}{2}\right)$ с амплитудой $(I'_L)_0=\frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}$; в действительности же, как показано в конце следующего параграфа (в виде пояснения выведенного там обобщенного закона Ома), возбуждается ток

$$I_{\text{кат}}=(I_{\text{кат}})_0 \sin\left[\omega t-\left(\frac{\pi}{2}-\delta\right)\right]$$

с амплитудой, уменьшившейся вследствие потерь до значения $(I_{\text{кат}})_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}\cos\delta$; этот фактический ток через катушку представляет собой сумму возникшего в связи с потерями активного тока I_r и реактивного тока с амплитудой, уменьшившейся до величины $(I_L)_0=\frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}\cos^2\delta$, что ясно из рис. 343. Согласно рис. 343

$$\operatorname{tg}\delta=\frac{(I_r)_0}{(I_L)_0}=\frac{(I_r)_0}{\frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}\cos^2\delta}.$$

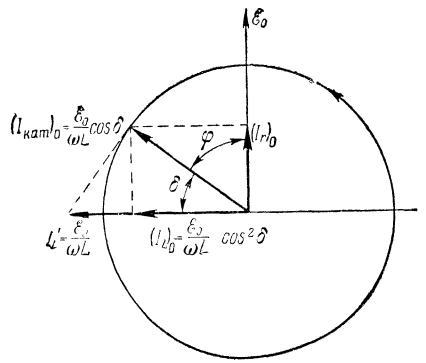


Рис. 343. Вследствие потерь амплитуда тока через катушку уменьшается до величины $\frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}\cos\delta$, а амплитуда реактивного тока — до величины $\frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}\cos^2\delta$, где δ — угол потерь.

Аналогичные соотношения и такая же диаграмма справедливы и для тока через конденсатор. Так как активный ток—это ток, фаза которого совпадает с напряжением, то очевидно, что мощность, рассеиваемая вследствие потерь, равна $\frac{1}{2}(I_r)_0\mathscr{E}_0$. Та же мощность будет рассеиваться в цепи, составленной из идеальной катушки с той же индуктивностью L и некоторого сопротивления r, включенного последовательно с ней (называемого *сопротивлением потерь*), если это сопротивление r определено как раз из условия равенства рассеиваемых мощностей:

$$\frac{1}{2}r(I_{\text{кат}})_0^2=\frac{1}{2}(I_r)_0\mathscr{E}_0.$$

Как упоминалось выше,

$$(I_{\text{кат}})_0=\frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}\cos\delta.$$

Поэтому получается, что

$$(I_r)_0=r\frac{\mathscr{E}_0}{(\omega L)^2}\cos^2\delta.$$

Подставляя это значение амплитуды активного тока в приведенное выше выражение для тангенса угла потерь, приходим к формуле, которую считают основной при анализе влияния потерь на режим переменного тока в электрических цепях:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{r}{\omega L}. \tag{9}$$

По смыслу вывода этой формулы понятно, что аналогичное соотношение справедливо и для тангенса угла потерь в цепи с конденсатором:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{r}{\frac{1}{\omega C}}. \tag{9'}$$

В радиотехнических расчетах часто применяют величину, обратную тангенсу угла потерь, которую называют *добротностью* электрической цепи (см. стр. 460 и 485):

$$Q = \frac{1}{\operatorname{tg}\delta} = \frac{\text{реактивное сопротивление цепи}}{\text{сопротивление потерь}}. \tag{10}$$

Потери в катушках большой индуктивности в высокой мере зависят от конструкции и магнитных свойств сердечника и выполнения обмотки. При правильной конструкции потери в сердечнике и в обмотке (не одинаково зависящие от частоты) должны быть по возможности уравнены.

Для уменьшения потерь на токи Фуко сердечники набирают из тонких листов трансформаторного железа (толщиной 0,5—0,35 *мм*), покрытых для изоляции их друг от друга тонким (0,05 *мм*) слоем лака. Потери в таких сердечниках составляют около 2 *вт* на килограмм массы сердечника. Сечение проводов выбирают с учетом возрастания их сопротивления вследствие скин-эффекта так, чтобы при эксплуатации потери в обмотке были приблизительно равны потерям в сердечнике. Суммарно потери в сердечнике и обмотке трансформаторов большой мощности (порядка 10 *квт*) составляют 3—4%, а в трансформаторах очень большой мощности (порядка 10 000 *квт*)— несколько десятых долей процента.

Потери в небольших трансформаторах лабораторного типа и в «силовых» трансформаторах, применяемых в радиоаппаратуре, обычно бывают не меньше 10—12% (чаще около 15%). Еще бо́льшую часть мощности (как правило, 30%) составляют потери в дросселях и трансформаторах усилителей звуковой частоты. Первичная обмотка трансформаторов для токов звуковой частоты состоит из 2000—5000 витков и имеет индуктивность 5—25 *гн*.

Катушки резонансных контуров радиочастот имеют индуктивность порядка тысячных (а для коротких волн—миллионных) долей генри. Такая индуктивность создается сравнительно небольшим числом витков провода без ферромагнитного сердечника [1]). В связи с этим потери в радиочастотных катушках невелики — порядка 1% (тангенс угла потерь — от 0,02 до 0,005).

Потери в конденсаторах (за исключением электролитических конденсаторов) обычно не превышают 0,1—0,2%, что соответствует тангенсу угла потерь 0,001—0,002. В электролитических конденсаторах тангенс угла потерь может достигать 0,2.

Среди лучших изоляторов (имеющих удельное сопротивление порядка 10^{16}—10^{18} *ом·см*) выделяются наименьшим значением тангенса угла потерь: кварц плавленый, слюда—мусковит, парафин и полистирол; для них $\operatorname{tg}\delta \approx 0{,}0005$.

---

[1]) В этом случае, не столько для увеличения индуктивности, но в основном для ее регулирования, применяют ввинчивающиеся сердечники из *магнетодиэлектриков*. Для устранения потерь от вихревых токов магнетодиэлектрики изготовляют из мельчайших зерен (3 μ) карбонильного железа или из несколько более крупных (до 300 μ) зерен магнетита, разобщенных и связанных диэлектриком, например полистиролом.

§ 82. Обобщенный закон Ома

Мы разобрали три простейшие электрические цепи: цепь, содержащую только емкость, только индуктивность и только активное сопротивление. Однако реальная электрическая цепь всегда представляет собой более или менее сложную комбинацию этих простейших элементов.

Обратимся к случаю последовательного соединения емкости, индуктивности и активного сопротивления, к которым приложена синусоидальная электродвижущая сила $\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t$ (рис. 344). Очевидно, что здесь через всю цепь протекает один и

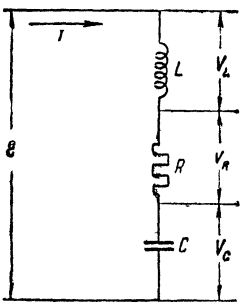


Рис. 344. Последовательное соединение элементов цепи.

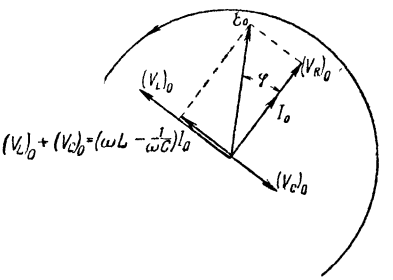


Рис. 345. Векторная диаграмма напряжений для последовательного соединения элементов цепи.

тот же ток $I_0 \sin \omega t$. Выберем его амплитуду в качестве основного вектора диаграммы.

Вектор напряжения на сопротивлении R совпадает по направлению с вектором тока, вектор напряжения на емкости C отстает от вектора тока на 90°, вектор напряжения на индуктивности L опережает вектор тока на 90° (рис. 345). Геометрическая сумма этих векторов изображает амплитуду внешней электродвижущей силы. Она равна по величине гипотенузе треугольника, построенного на $(V_R)_0$ и на геометрической сумме $(V_L)_0 + (V_C)_0$:

$$\mathscr{E}_0 = \sqrt{(V_R)^2 + [(V_L)_0 + (V_C)_0]^2} = \sqrt{(I_0 R)^2 + \left(I_0 \omega L - \frac{I_0}{\omega C}\right)^2} =$$

$$= I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}.$$

Мы получили соотношение между амплитудой тока и амплитудой напряжения для случая последовательно включенных емкости, индуктивности и сопротивления. Перепишем это соотношение в такой форме:

$$I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \qquad (11)$$

Назвав

$$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = Z \qquad (11')$$

полным сопротивлением цепи, мы приходим к обобщенному закону Ома:

$$I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{Z}.$$

Это соотношение справедливо, конечно, и для эффективных значений.

Легко видеть, что *амплитуда тока будет наибольшей тогда, когда противоположно направленные векторы напряжений* $(V_L)_0$ *и* $(V_C)_0$ *будут равны по величине.* При этом

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = 0$$

и величина тока

$$I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{R},$$

т. е. в этом случае величина тока определяется только активным сопротивлением цепи.

Нетрудно определить угол φ (рис. 345) — разность фаз векторов тока и электродвижущей силы. Очевидно, тангенс этого угла равен отношению катетов треугольника, составленного векторами $(V_R)_0$ и $(V_L + V_C)_0$:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \qquad (12)$$

В зависимости от соотношения между $\frac{1}{\omega C}$ и ωL изменяются как величина, так и знак $\operatorname{tg}\varphi$. При преобладании емкостной составляющей вектор тока опережает суммарный вектор напряжения, при преобладании индуктивной составляющей — отстает от него. При $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ угол φ становится равным нулю и вектор тока совпадает с вектором напряжения.

Итак, когда к цепи (рис. 344) подведено напряжение

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0 \sin \omega t,$$

то это напряжение возбуждает ток

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi),$$

амплитуда и фаза которого определяются формулами (11) и (12).

Обозначим через x алгебраическую сумму индуктивного и емкостного сопротивлений цепи, считая, что одно из них, скажем емкостное сопротивление, должно быть взято в этой сумме с обратным знаком, так как на этих реактивных сопротивлениях создаются противоположные сдвиги фаз:

$$x = x_L - x_C.$$

При таком обозначении *суммарного реактивного сопротивления* полное сопротивление цепи из последовательно включенных в нее элементов согласно (11′) и (12) можно представить в следующем виде:

$$Z = R\sqrt{1+\left(\frac{x}{R}\right)^2} = R\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\varphi} = \frac{R}{\cos\varphi}.$$

Стало быть, обобщенный закон Ома (11) можно записать так:

$$I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{R}\cos\varphi. \qquad (13)$$

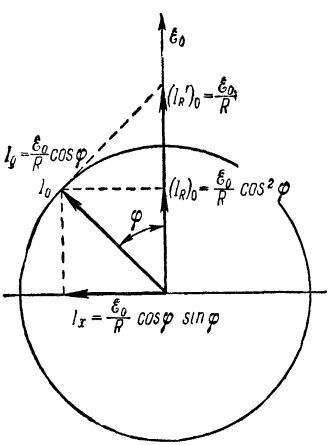


Рис. 346. При включении последовательно с R реактивного сопротивления x амплитуда тока уменьшается до величины $\frac{\mathscr{E}_0}{R}\cos\varphi$, а амплитуда активной составляющей тока — до величины $\frac{\mathscr{E}_0}{R}\cos^2\varphi$.

Если в выражении полного сопротивления цепи вынести за знак радикала не R, а x, то получается:

$$Z = x\sqrt{\frac{1}{\operatorname{tg}^2\varphi}+1} = \frac{x}{\sin\varphi}$$

и, следовательно,

$$I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{x}\cos\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right). \qquad (13')$$

Мы видим, что если цепь вначале представляла собой чисто активное сопротивление R, то, когда при неизменном подведенном к цепи напряжении в нее вводится последовательно с R реактивное сопротивление x, вектор, изображающий амплитуду тока, становится равным проекции вектора-амплитуды существовавшего ранее в цепи активного тока на ось, составляющую угол φ с вектором напряжения (рис. 346). Проходящий теперь в цепи ток можно представить как сумму активного тока с амплитудой, уменьшившейся до значения $\frac{\mathscr{E}_0}{R}\cos^2\varphi$, и возникшего реактивного тока с амплитудой $\frac{\mathscr{E}_0}{R}\cos\varphi\sin\varphi$.

Аналогично: если цепь вначале представляла собой чисто реактивное сопротивление x, то включение последовательно с x активного сопротивления R уменьшает сдвиг фазы между током и напряжением на угол φ, вследствие чего амплитуда тока, которая раньше была равной $\frac{\mathscr{E}_0}{x}$, становится равной $\frac{\mathscr{E}_0}{x}\cos\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right)$, а амплитуда реактивной составляющей тока уменьшается до значения $\frac{\mathscr{E}_0}{x}\cos^2\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right)$; это показано на рис. 343, где угол $\frac{\pi}{2}-\varphi$ (угол потерь) обозначен через δ [1]).

§ 83. Электрический резонанс

Из формулы (11) следует, что величина переменного тока в цепи существенно зависит от его частоты. На рис. 347 показана зависимость [по формуле (11)] тока от частоты для случая сложной цепи, состоящей из последовательно соединенных емкости, самоиндукции и активного сопротивления при двух различных активных сопротивлениях цепи. По мере того как частота приближается к значению ω_0, при котором сопротивление цепи оказывается чисто активным и которое согласно (11′) и (12) определяется равенством

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C},$$

амплитуда тока возрастает до величины $(I_0)_{\text{макс}} = \frac{\mathscr{E}_0}{R}$; после этого значения амплитуда тока падает вновь. Эту частоту называют *собственной частотой электрической цепи*, или *резонансной частотой* [2]):

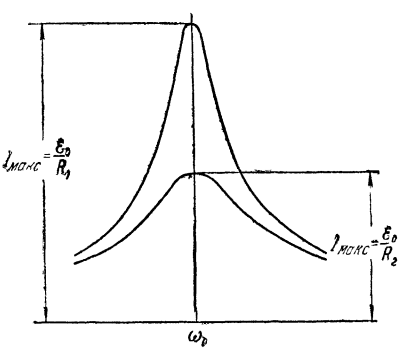


Рис. 347. Две резонансные кривые.

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad \text{или} \quad \nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \tag{14}$$

---

[1]) Согласно (12) $\operatorname{tg}\varphi = \frac{x}{R}$. Следовательно, $\operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right) = \operatorname{tg}\delta = \operatorname{ctg}\varphi = \frac{R}{x}$, что обобщает формулы (9) и (9′).

[2]) Как пояснено далее, при той же частоте (определяемой условием $\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}$) для цепи, состоящей из тех же частей, но соединенных параллельно, *в проводах, подводящих напряжение*, наблюдается минимум тока.

Величина тока при резонансе получается, следовательно, тем большей, чем меньше омическое сопротивление цепи. При весьма малом омическом сопротивлении ток при резонансе соответственно обычному закону Ома велик и кривая резонанса имеет острый горб; чем больше омическое сопротивление цепи, тем меньше подъем тока при резонансе и тем менее резко выражен максимум на кривой резонанса.

Напряжения на конденсаторе ($-Ix_C$) и индуктивной катушке ($+Ix_L$) при резонансе могут быть очень велики; но (поскольку при резонансе $x_L = x_C$) они одинаковы по величине и, вместе с тем, противоположны по знаку; поэтому все подведенное напряжение $\mathscr{E}$ падает на активном сопротивлении R:

$$(V_L)_{0\,\text{рез}} = I_0\omega_0 L, \quad (V_C)_{0\,\text{рез}} = I_0\frac{1}{\omega_0 C} \qquad (V_L = -V_C).$$

Заменяя в этих формулах собственную частоту цепи ω_0 через $\frac{1}{\sqrt{LC}}$, их часто записывают так:

$$(V_L)_{0\,\text{рез}} = (V_C)_{0\,\text{рез}} = I_0 \cdot \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

По сопоставлении с законом Ома очевидно, что величина $\sqrt{\frac{L}{C}}$ имеет физический смысл сопротивления цепи при резонансе. Эту величину называют *волновым сопротивлением* цепи (как пояснено подробнее на стр. 502, указанная величина определяет отношение напряжения к току в электромагнитной волне, распространяющейся вдоль проводящей линии).

Мы видим, таким образом, что при резонансе в последовательной цепи амплитуды напряжения на катушке и конденсаторе равны напряжению, которое резонансный ток амплитудной величины создает на волновом сопротивлении:

$$(V_L)_{0\,\text{рез}} = (V_C)_{0\,\text{рез}} = I_0 \cdot R_{\text{волн}}, \quad \text{где} \quad R_{\text{волн}} = \sqrt{\frac{L}{C}}. \qquad (15)$$

Полезно отметить, что, вообще говоря, при какой-либо частоте, отличной от резонансной, волновое сопротивление цепи представляет собой величину среднегармоническую по отношению к индуктивному и емкостному сопротивлениям цепи. Действительно,

$$R_{\text{волн}} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{\omega L}{\omega C}}.$$

Следовательно,

$$R_{\text{волн}} = \sqrt{x_L x_C}.$$

При резонансной частоте $x_L = x_C$ и

$$(R_{\text{волн}} = x_L = x_C)_{\omega=\omega_0}. \qquad (16)$$

Заметим, что если L выражено не в генри, а в микрогенри или же в сантиметрах, а C не в фарадах, а в пикофарадах или тоже в сантиметрах, то

$$R_{\substack{\text{волн}\\(\text{в омах})}} = \sqrt{\frac{L_{(\text{в генри})}}{C_{(\text{в фарадах})}}} = 30\sqrt{\frac{L_{(\text{в см})}}{C_{(\text{в см})}}} = 1000\sqrt{\frac{L_{(\text{в мкгн})}}{C_{(\text{в пф})}}}.$$

По формуле (15) в цепи, которая состоит из последовательно включенных омического сопротивления $R = 10$ *ом* и реактивных сопротивлений $\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} = 1000$ *ом*, электродвижущая сила, имеющая амплитуду 100 *в*, дает при резонансе амплитуду тока в 10 *а* (при частоте, в четыре раза большей или меньшей, чем резонансная, ток в указанной цепи не превышает 2 *а*); напряжения на конденсаторе и катушке при резонансе будут иметь амплитуду $10 \cdot 1000 = 10\,000$ *в*.

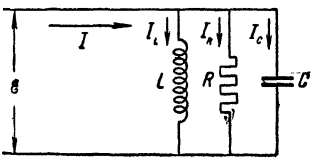


Рис. 348. Параллельное соединение элементов цепи.

Мы видим, таким образом, что цепь, *состоящая из последовательно соединенных индуктивности, емкости и сопротивления, представляет для проходящего через нее переменного тока тем меньшее сопротивление, чем ближе частота тока к резонансной частоте цепи*; при резонансе напряжения на конденсаторе и катушке, равные друг другу, но противоположные по направлению, могут во много раз превышать электродвижущую силу, действующую на цепь в целом.

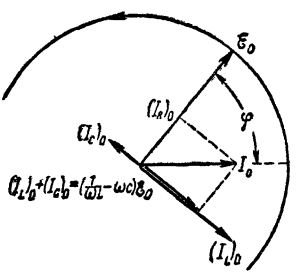


Рис. 349. Векторная диаграмма токов для параллельного соединения элементов цепи

Обратимся к рис. 348, на котором схематически изображена цепь, состоящая из параллельно соединенных индуктивности L, емкости C и активного сопротивления R, к которым приложена синусоидальная электродвижущая сила.

Понятно, что общий ток в такой цепи является суммой трех токов: активного и двух реактивных. Построим систему векторов для этих трех токов (рис. 349). Векторы индуктивного и емкостного токов направлены противоположно друг другу (так как первый на 90° отстает от вектора напряжения, а второй на 90° опережает напряжение); вектор же активного тока расположен к ним под прямым углом. Чтобы найти правило сложения амплитуд тока, вспомним, что нам нужно найти вектор, проекция которого равнялась бы сумме проекций отдельных составляющих векторов; очевидно, что в качестве вектора суммарного тока мы должны взять

равнодействующую (геометрическую сумму) активного, индуктивного и емкостного токов.

На рис. 349 произведено сложение трех векторов тока для электрической сети, которая схематически представлена на рис. 348. Мы видим, что угол между вектором суммарного тока и вектором напряжения (угол φ) определяется соотношением между активной составляющей тока и алгебраической суммой реактивных составляющих. Вектор тока может как опережать, так и отставать от вектора напряжения в зависимости от того, что больше: индуктивное сопротивление или же емкостное сопротивление.

Наиболее выгодный случай получается тогда, когда оба реактивных тока, противоположных один другому, уравновесят друг друга. Тогда источник электроэнергии, генератор, будет загружен только полезным активным током.

Векторы емкостного и индуктивного токов компенсируют друг друга, когда

$$\frac{1}{\omega_0 L} = \omega_0 C.$$

Мы получаем в этом случае явление резонанса при частоте, которая определяется той же формулой (14) (если участки цепи, содержащие L и C, не обладают заметным активным сопротивлением).

Однако в этом случае суммарный ток I *во внешней цепи* при резонансе имеет уже не наибольшее, а наименьшее значение, так как реактивные токи, компенсируя друг друга в цепи емкости и индуктивности, во внешней цепи отсутствуют.

Аналогично выводу формулы (11) по диаграмме рис. 345 и учитывая, что для параллельной цепи $I_0^2 = I_R^2 + (I_L - I_C)^2$, из диаграммы рис. 349 получаем: $I_0^2 = \frac{\mathscr{E}_0^2}{R^2} + \mathscr{E}_0^2 \left(\frac{1}{x_L} - \frac{1}{x_C}\right)^2$. Отсюда *полная проводимость* параллельной цепи определяется формулой

$$\frac{1}{Z_{\parallel}} = \sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{x_L} - \frac{1}{x_C}\right)^2}. \qquad (17)$$

При резонансе $x_L = x_C$ и полное сопротивление цепи равно активному сопротивлению ($Z_{\parallel} = R$), которое шунтирует катушку и конденсатор. При частоте, отличной от резонансной, когда $x_L \neq x_C$, полная проводимость становится больше, т. е. уменьшается сопротивление цепи; тогда через внешнюю цепь протекает не только активный ток, но и часть реактивного тока, циркулирующего в контуре катушка — конденсатор.

Таким образом, *контур, состоящий из параллельно подключенных индуктивности и емкости, представляет собой тем большее сопротивление для подведенного к этому контуру переменного тока, чем ближе частота тока к резонансной частоте контура.*

Реактивные токи (рис. 350) образуют в цепи кольцевой переменный ток, который при резонансной частоте минует внешнюю цепь; этот реактивный ток может быть очень велик, в то время как ток во внешней цепи определяется в момент резонанса только сопротивлением R и может быть относительно небольшим.

Амплитуда реактивного тока в цепи параллельно включенных катушки и конденсатора при резонансе равна частному от деления амплитуды подведенного к ним напряжения на реактивное сопротивление катушки или конденсатора или, что для резонансной частоты согласно (16) то же самое, на волновое сопротивление контура:

$$(I_L)_{0\ \text{рез}} = (I_C)_{0\ \text{рез}} = \frac{\mathscr{E}_0}{R_{\text{волн}}} \qquad (I_L = -I_C). \tag{18}$$

Поскольку при собственной частоте ω_0 в цепи, состоящей из последовательно включенных сопротивления, катушки и конденсатора, напряжения на клеммах катушки и конденсатора могут во много раз превышать подведенное напряжение, этот случай часто (но не вполне удачно) называют *резонансом напряжений*; по аналогичной причине резонанс в цепи, состоящей из тех же элементов, соединенных параллельно, называют *резонансом токов*. [Правильнее относить понятие резонанса к совокупности явлений, происходящих в цепи; кроме того, как раз в последовательной цепи ток при резонансе максимален [1]). Наиболее характерно, что при резонансе сопротивление становится чисто активным и что в зависимости от частоты тока сопротивление последовательной цепи при резонансе имеет более или менее остро выраженный минимум, а параллельной цепи — максимум.]

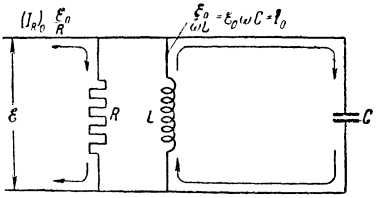


Рис. 350. Резонанс в параллельной цепи.

Прохождение переменного тока через катушку и конденсатор всегда сопряжено с некоторыми потерями мощности (стр. 449). В совокупности эти потери равносильны активным сопротивлениям (r_L и r_C), включенным последовательно с катушкой и конденсатором, которые тогда можно считать идеальными, т. е. не имеющими потерь и обладающими только чисто реактивными сопротивлениями ωL и $\frac{1}{\omega C}$. В связи со сказанным ясно, что когда катушка и конденсатор включены в цепь последовательно без допол-

[1]) Максимумы амплитуд напряжения на конденсаторе и катушке наблюдаются, как пояснено в конце данного параграфа, при частотах, несколько отличных от ω_0.

нительного активного сопротивления R (рис. 344), то в такой последовательной цепи все же нельзя считать R равным нулю, но нужно принять R равным сопротивлению суммарных потерь в катушке и конденсаторе: $R = r_{пот} = r_L + r_C$. В этом случае сопротивление цепи при резонансе согласно (11')

$$R_{\substack{рез \\ последов.\ цепи}} = r_{пот},$$

т. е. при малых потерях оно мало.

Для цепи, состоящей из параллельно включенных катушки и конденсатора (рис. 350), без дополнительного шунтирующего сопротивления (т. е. когда $R = \infty$), дело обстоит несколько сложнее.

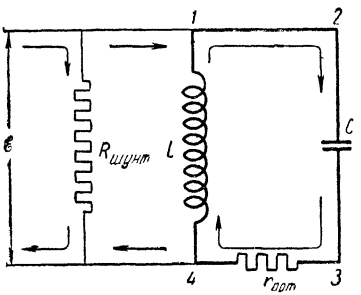


Рис. 351. Резонанс в параллельной цепи.

Казалось бы, что если нет шунтирующего сопротивления, то согласно (17) проводимость параллельной цепи при резонансе равна нулю, т. е. резонансное сопротивление контура бесконечно велико. Однако и в этом случае, когда никакого дополнительного шунтирующего сопротивления к катушке и конденсатору не подключено, все же нельзя считать $R = \infty$, потому что, как мы сейчас убедимся, наличие $r_{пот}$ в цепи катушки и конденсатора (рис. 351) равносильно существованию некоторого шунтирующего сопротивления $R_{шунт}$. По формуле (17) это эквивалентное шунтирующее сопротивление и является в данном случае резонансным сопротивлением цепи.

При резонансе в контуре (*1 — 2 — 3 — 4*) циркулирует реактивный ток с амплитудой $(I_{реакт})_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{\omega_0 L}\left(= \frac{\mathscr{E}_0}{\frac{1}{\omega_0 C}}\right)$. В связи с этим на каком-либо сопротивлении r, включенном в указанный контур (в частности, на сопротивлении $r_{пот}$), рассеивается мощность

$$\Delta W_1 = \frac{r\,(I_{реакт})_0^2}{2} = \frac{r}{2}\,\frac{\mathscr{E}_0^2}{(\omega_0 L)^2}.$$

Через сопротивление $R_{шунт}$ проходит ток с амплитудой $(I_{акт})_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{R_{шунт}}$ и, следовательно, рассеивается мощность

$$\Delta W_2 = \frac{R_{шунт}\,(I_{акт})_0^2}{2} = \frac{1}{2}\,\frac{\mathscr{E}_0^2}{R_{шунт}}.$$

Эти рассеиваемые мощности равны и, стало быть, замена сопротивления r сопротивлением $R_{шунт}$ (или же обратная замена $R_{шунт}$ на r)

допустима, когда

$$\frac{r}{(\omega_0 L)^2} = \frac{1}{R_{\text{шунт}}},$$

т. е. когда

$$R_{\text{шунт}} = \frac{(\omega_0 L)^2}{r} = \frac{1}{r}\frac{L}{C},$$

или, что то же, когда

$$rR_{\text{шунт}} = R^2_{\text{волн}}. \tag{19}$$

Мы видим, таким образом, что катушку и конденсатор можно считать идеальными (не создающими потерь мощности тока), если представить себе, что при воображаемой замене реальной катушки и конденсатора идеальными параллельно им подключено шунтирующее сопротивление, определяемое формулой (19). При резонансе сопротивление контура (*1 — 2 — 3 — 4*), если катушка и конденсатор не создают потерь, бесконечно велико, и поэтому резонансное сопротивление реальной цепи, не имеющей дополнительного шунта сверх создаваемого фактическими потерями в катушке и конденсаторе по формулам (17) и (19),

$$R_{\underset{\text{паралл. цепи}}{\text{рез}}} = \frac{R^2_{\text{волн}}}{r_{\text{пот}}}. \tag{20}$$

Эта формула показывает, что *резонансное сопротивление контура из параллельно включенных катушки и конденсатора тем более велико, чем меньше сопротивление потерь* катушки и конденсатора и чем больше волновое сопротивление цепи, т. е. *чем больше отношение индуктивности контура к емкости*. Реально в радиотехнических устройствах $R_{\text{рез}}$ для частот порядка 10^5 *гц*, т. е. для длинных радиоволн (когда L значительно), может иметь величину порядка сотен тысяч омов, а для более высоких частот (когда L невелико) — десятков тысяч омов.

Если контур из параллельно включенных катушки и конденсатора дополнительно шунтирован сопротивлением $R_{\text{доп. шунт}}$, то понятно, что это соответственно уменьшает резонансное сопротивление контура, которое тогда вычисляется по обычному правилу сложения проводимостей для параллельно включенных сопротивлений:

$$\frac{1}{R_{\text{рез}}} = \frac{1}{R_{\underset{\text{без шунта}}{\text{рез}}}} + \frac{1}{R_{\text{доп. шунт}}}.$$

Действие сопротивления, дополнительно шунтирующего контур, равносильно тому, что в контур (*1 — 2 — 3 — 4*) *вносится дополнительное активное сопротивление*, равное по формуле (19)

$$r_{\text{внос}} = \frac{R^2_{\text{волн}}}{R_{\text{доп. шунт}}}.$$

Поэтому предыдущее уравнение можно переписать так:

$$\frac{1}{R_{\text{рез}}} = \frac{r_{\text{пот}}}{R^2_{\text{волн}}} + \frac{r_{\text{внос}}}{R^2_{\text{волн}}}.$$

Стало быть, введя *полное активное сопротивление контура, равное сумме сопротивления потерь и сопротивления, вносимого шунтом*, можно, как это обычно и делают, вычислять резонансное сопротивление шунтированной цепи по формуле, аналогичной формуле (20):

$$R_{\substack{\text{рез} \\ \text{паралл. цепи}}} = \frac{R^2_{\text{волн}}}{r_{\text{полн. акт}}}, \tag{21}$$

где

$$r_{\text{полн. акт}} = r_{\text{пот}} + r_{\text{внос}}. \tag{21'}$$

Поясненная выше формула (19) для пересчета шунтирующего сопротивления в сопротивление, включенное последовательно, широко применяется в радиотехнических расчетах; получаемые такой заменой R на r (или обратной заменой) схемы электрических цепей называют *эквивалентными схемами*.

Для характеристики резонансных свойств цепи, состоящей из катушки и конденсатора (а также и отдельно ее элементов), вместо сопротивления потерь часто пользуются представлением о *добротности* Q цепи (или отдельно ее элементов):

$$Q = \frac{\text{запас энергии в цепи}}{\text{потеря энергии за время } \frac{1}{\omega_0} \text{ сек.}}.$$

Запас энергии в катушке равен половине произведения индуктивности на квадрат амплитуды реактивного тока, а потеря энергии в катушке за 1 сек. равна половине произведения сопротивления потерь в катушке тоже на квадрат амплитуды реактивного тока. Поэтому добротность катушки получается равной отношению $\omega_0 L$ (т. е. реактивного сопротивления) к сопротивлению потерь в катушке. В случае конденсатора запас энергии в цепи равен $\frac{1}{2} C (V_C)_0^2 = \frac{1}{2} C x_C^2 (I_C)_0^2$ и поэтому также $Q = \frac{x_C}{r}$. Аналогичное выражение получается и для цепи катушка — конденсатор (в соответствии со сказанным на стр. 449):

$$Q = \frac{\text{реактивное сопротивление}}{\text{сопротивление потерь}}.$$

Согласно формуле (16) при резонансе $R_{\text{реакт}} = R_{\text{волн}}$, а сопротивление потерь возрастает на величину потерь, вносимых шунтом (если он имеется) и, следовательно, добротность контура из ка-

тушки и конденсатора [1])

$$Q = \frac{R_{\text{волн}}}{r_{\text{полн. акт}}}. \tag{22}$$

Совмещая (21) и (22), получаем удобную для запоминания формулу резонансного сопротивления:

$$\underset{\text{паралл. цепи}}{R_{\text{рез}}} = Q \cdot R_{\text{волн}}. \tag{23}$$

Индуктивные катушки, применяемые в высокочастотных контурах радиотехнической аппаратуры, обычно имеют добротность, равную для длинных волн 40—60, для коротких 150—200. Добротность слюдяных конденсаторов высока (при емкости более 50 *см* — порядка 1000, при малых емкостях 300—500). Добротность электролитических конденсаторов весьма мала (для низких частот 5—10). Волновое сопротивление резонансных контуров, рассчитанных на усиление средних радиочастот (300—600 *кгц*, т. е. волн длиной 1000—500 *м*), обычно составляет около 1000 *ом*, для более длинных волн 2000—3000 *ом*, а для высоких частот (3—6 *Мгц*, т. е. волн длиной 100—50 *м*) приблизительно 500—600 *ом*; удовлетворительной добротностью контура считают $Q \approx 100$.

Итак, контур, состоящий из параллельно подключенных емкости и индуктивности, оказывает переменному току резонансной частоты тем большее сопротивление, чем меньше активное сопротивление контура [формула (21)], или, что то же, чем больше добротность контура [формула (23)]. На этом основано применение

---

[1]) Приведенное в тексте определение добротности можно сформулировать и так: добротность представляет собой величину, обратную той доле запасенной энергии, которая рассеивается за время $\frac{1}{\omega_0}$ сек. Мерой рассеяния энергии при колебательных движениях служит коэффициент затухания α (т. I, § 60, стр. 234). Запасенная в электрической цепи энергия W пропорциональна квадрату амплитуды тока или напряжения; считая рассеяние энергии при установившемся резонансном состоянии в цепи таким же, какое наблюдается при затухании свободных колебаний в этой цепи (т. е. принимая, что без притока энергии величина W уменьшилась бы пропорционально $e^{-2\alpha t}$), находим, что за время $\Delta t = \frac{1}{\omega_0}$ рассеивается доля запасенной энергии, равная $-\frac{\Delta W}{W} = 2\alpha \frac{1}{\omega_0}$. Стало быть,

$$Q = \frac{\omega_0}{2\alpha}.$$

Сравнивая это выражение с формулой (22), мы видим, что коэффициент затухания электрической цепи связан с полным сопротивлением потерь соотношением

$$\alpha = \omega_0 \frac{r_{\text{полн. акт}}}{2R_{\text{волн}}} = \frac{r_{\text{полн. акт}}}{2L}.$$

резонансных контуров для *фильтрации токов*; если к схеме, изображенной на рис. 351, одновременно подведены токи различных частот, то (при большом сопротивлении шунта R) все токи, имеющие частоту, отличную от резонансной, пойдут через контур (*1 — 2 — 3 — 4*), представляющий для них малое сопротивление; напротив, ток, имеющий резонансную частоту, вследствие большого $R_{рез}$ пойдет преимущественно через шунт и, таким образом, он окажется выделенным, отфильтрованным от токов всех остальных частот.

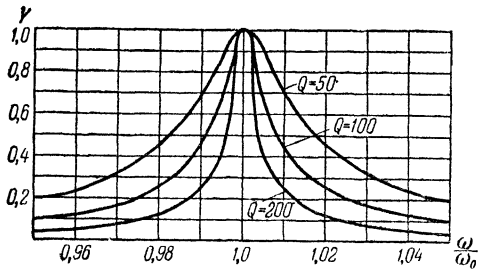


Рис. 352. Резонансные кривые при разных значениях добротности. Для параллельного соединения конденсатора и катушки $Y = \frac{Z_{\parallel}}{R_{рез}}$, где $Z_{\parallel}$ — сопротивление контура при частоте ω; для последовательного соединения $Y = \frac{I_0}{(I_{рез})_0}$.

Резонансные кривые, определяющие зависимость сопротивления контура *1—2—3—4* переменному току, при разных добротностях имеют такой же вид, как и резонансные кривые тока в последовательной цепи емкости и индуктивности при разных активных сопротивлениях цепи. На рис. 352 эти кривые построены для относительных значений ординат [1]). Здесь ясно видно, что чем больше

---

[1]) Подставляя в (11) значения $\sqrt{L}$ и $\sqrt{C}$, выраженные согласно (14) через собственную частоту цепи $\left(\sqrt{L} = \frac{1}{\omega_0\sqrt{C}}\right)$, что приводит к преобразованию

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)\sqrt{\frac{L}{C}},$$

и вводя $Q = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{L}{C}}$ (в данном случае $r = R$), вместо (11) получаем:

$$I_0 = \frac{(I_{рез})_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 Q^2}} \qquad (*)$$

Для параллельной цепи без дополнительного шунта величину R в формуле (17) надо, как было указано выше, считать равной пересчитанному на параллельное включение активному сопротивлению контура, т. е. согласно (19) заменить $\frac{1}{R^2}$ через $r^2\left(\frac{C}{L}\right)^2$. В данном случае под знаком радикала мы имеем вы-

добротность, тем уже резонансная кривая (тем больше *избирательность* контура). Если на оси абсцисс откладывать не величину $\frac{\omega}{\omega_0}$, где ω_0 — резонансная частота, а произведение величины $\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}$ на

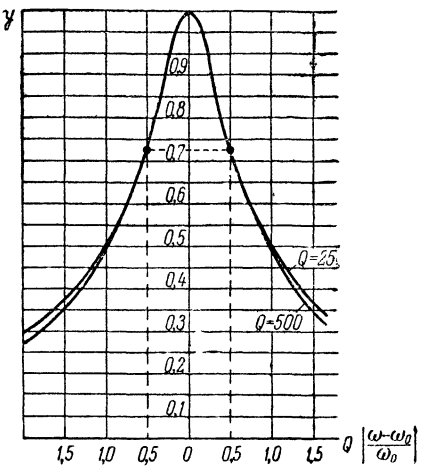


Рис 353. Обобщенная резонансная кривая. Пунктиром показана «полоса пропускания».

добротность, то все кривые для значений добротности от 25 до 500 почти совпадают[1]) (рис. 353).

ражение:

$$r^2\left(\frac{C}{L}\right)^2+\left(\frac{\omega_0}{\omega}-\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{C}{L}=r^2\left(\frac{C}{L}\right)^2\left[1+\left(\frac{\omega_0}{\omega}-\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{1}{r^2}\frac{L}{C}\right].$$

В итоге получается соотношение (*), но не для амплитуд токов (и пропорциональных им при заданном напряжении проводимостей), а для отношения сопротивлений $\frac{Z_{\text{II}}}{R_{\text{рез}}}$, где $R_{\text{рез}}=\frac{1}{r}\left(\frac{L}{C}\right)$.

[1]) Для частот, относительно близких к резонансной частоте, можно в точной формуле резонансных кривых (*) приближенно принять $\frac{\omega+\omega_0}{\omega}\approx 2$. Тогда

$$\frac{\omega}{\omega_0}-\frac{\omega_0}{\omega}=\frac{\omega^2-\omega_0^2}{\omega_0\omega}=\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}\,\frac{\omega+\omega_0}{\omega}=2\,\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}.$$

Стало быть, если ввести обозначение

$$a=\frac{\omega-\omega_0}{\omega_0}Q,$$

то для цепей всех значений добротности получается следующее уравнение обобщенной резонансной кривой:

$$y=\left[\frac{I_0}{(I_{\text{рез}})_0}\right]_{\substack{\text{паралл.}\\ \text{цепи}}}=\left[\frac{Z_{\text{II}}}{R_{\text{рез}}}\right]_{\substack{\text{посл.}\\ \text{цепи}}}=\frac{1}{\sqrt{1+4a^2}}.$$

Для характеристики избирательности контура условно принято называть полосой пропускания, или *шириной резонансной кривой*, тот интервал частот $\omega'' - \omega'$ вблизи резонансной частоты, на границах которого амплитуды тока или напряжения уменьшаются до $\frac{1}{\sqrt{2}}$ ($\approx 0{,}7$) их резонансного значения, что соответствует уменьшению мощности в два раза. Из рис. 353 видно, что для указанного интервала частот

$$\frac{\omega'' - \omega'}{\omega_0} Q = 1, \tag{24}$$

т. е. обратная величина добротности как раз указывает относительную полосу пропускания (этим обычно и пользуются для измерения добротности).

В теории колебаний, когда эту теорию развивают на основе анализа колебательных движений в механических системах (т. I, глава X), под резонансной частотой понимают ту частоту, при которой амплитуда смещений достигает максимума; с собственной частотой ω_0 резонансная частота связана соотношением [т. I, стр. 239, формула (24')]

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\alpha^2}, \tag{a}$$

где α — коэффициент затухания.

В связи с этим может возникнуть недоумение: почему даже при наличии значительного затухания резонанс в электрической цепи определяется совпадением частоты подведенного напряжения с собственной частотой цепи $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, а не соответственно формуле (а), причем надо отметить, что для последовательной цепи формула

$$\underset{\text{последов. цепи}}{\omega_{\text{рез}}} = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

является точной независимо от величины потерь, тогда как для резонанса в параллельной цепи она, как показано ниже, нуждается в уточнении.

Дело в том, что если руководствоваться аналогией между колебаниями тока и механическими колебаниями, то в дифференциальных уравнениях колебаний соответствие между механическими системами и электрическими цепями обнаруживается, когда величина смещения уподоблена напряжению на конденсаторе. При частоте ω_0 сопротивление последовательной цепи становится чисто активным и амплитуда тока достигает максимума, но это не означает, как иногда думают, что и амплитуды напряжения на конденсаторе или катушке тоже максимальны. В полном согласии с формулой (а) и величиной коэффициента затухания, указанной в примечании на стр. 461, амплитуда напряжения на конденсаторе в последовательной цепи становится максимальной не при частоте ω, а при частоте [1])

$$\omega_{\text{макс}\,(V_C)_0} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{2L^2}}.$$

---

[1]) Амплитуда напряжения на конденсаторе в последовательной цепи $(V_C)_0 = I_0 \cdot x_C$, где $x_C = \frac{1}{\omega C}$ и $I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{Z}$. Следовательно, $(V_C)_0$ достигает максимума, когда минимально произведение ωZ, т. е. когда минимально выра-

Амплитуда напряжения на катушке достигает максимума, напротив, при частоте большей, чем собственная частота цепи, причем

$$\omega_{\text{макс}}(V_C)_0 \cdot \omega_{\text{макс}}(V_L)_0 = \omega_0^2.$$

Для технических применений важны, однако, не эти (тоже резонансные) явления, а резонансный минимум (для последовательной цепи) и максимум (для параллельной цепи) сопротивления, которое оказывает цепь подведенному к ней переменному току; при этом особенно существенно, что при резонансе сопротивление цепи становится чисто активным.

В случае параллельной цепи, чтобы ее сопротивление было чисто активным, должны взаимно компенсироваться реактивные составляющие токов через катушку и конденсатор. При неодинаковых потерях в катушке и конденсаторе компенсация реактивных токов происходит при частоте, немного отличающейся от ω_0. Действительно, согласно сказанному в конце предыдущего параграфа и по рис. 343 амплитуда реактивного тока через катушку равна $\frac{\mathscr{E}_0}{\omega L}\cos^2\delta_L$, а через конденсатор — равна $\mathscr{E}_0\omega C\cos^2\delta_C$, где δ_L и δ_C — углы потерь. Стало быть,

$$\omega_{\substack{\text{рез}\\ \text{паралл. цепи}}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}\frac{\cos\delta_L}{\cos\delta_C}.$$

Обычно потери в конденсаторе весьма малы ($\cos\delta_L \approx 1$); тогда, если принять во внимание, что $\operatorname{tg}\delta_L = \frac{1}{Q_L}$ и, следовательно,

$$\cos\delta_L = \frac{1}{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2\delta_L}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{1}{Q^2}}},$$

получится:

$$\omega_{\substack{\text{рез}\\ \text{паралл. цепи}}} \approx \frac{1}{\sqrt{LC}}\cdot\frac{1}{\sqrt{1+\frac{1}{Q_L^2}}}$$

Эта формула показывает, что даже при небольшой добротности катушки, порядка $Q=35$, частота резонанса в параллельной цепи меньше собственной частоты цепи всего на пять сотых долей процента.

При возбуждении резонансных колебаний тока в электрической цепи в ней наряду с вынужденными колебаниями возникают свободные колебания, происходящие с частотой

$$\omega_{\text{своб}} = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}, \tag{b}$$

жение, получающееся для указанного произведения под знаком радикала:

$$R\omega^2 + \left(\omega^2 L - \frac{1}{C}\right)^2.$$

Приравнивая нулю производную по ω от этого выражения и разделив все члены на $2\omega_m L^2$, находим:

$$\frac{R^2}{2L^2} + \omega_m^2 - \frac{1}{LC} = 0,$$

что и дает формулу, приведенную в тексте.

где α—коэффициент затухания, который для электрической цепи (как было показано в примечании на стр. 461) равен $\frac{r}{2L}$, или, что то же, $\frac{\omega_0}{2Q}$. Таким образом,

$$\omega_{\text{своб}} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{4L^2}}. \qquad \text{(c)}$$

Чем больше величина потерь и меньше индуктивность цепи, тем быстрее затухают свободные колебания тока в цепи, уступая место стационарному режиму вынужденных резонансных колебаний.

Из сказанного и формулы (24) ясно, что при слишком большой величине добротности резонансный контур может оказаться для некоторых применений непригодным, так как чрезмерно сужается ширина резонансной кривой и возрастает время установления резонансного режима [1]).

§ 84. Трансформация тока

Главное техническое преимущество переменного тока в сравнении с постоянным заключается в том, что величину и напряжение переменного тока можно в широчайших пределах преобразовывать (*трансформировать*) без существенных потерь мощности. Для снижения бесполезного нагревания проводов по линиям электропередачи подают ток пониженной величины и повышенного до сотен тысяч вольт напряжения, а в местах потребления в тысячи раз снижают напряжение с соответственным повышением величины тока; этим достигается уменьшение потерь в линиях передачи в миллионы раз, так как выделение тепла пропорционально квадрату величины тока. Кроме того, дополнительная трансформация тока в разнообразных приборах, использующих ток, всегда позволяет иметь ток наиболее удобного напряжения и нужной величины.

Трансформатор (рис. 354) в основном состоит из двух катушек, намотанных на общий железный сердечник. Одна из этих катушек, называемая обычно первичной, приключается к линии, питаемой генератором переменного тока. Устройство, потребляющее электроэнергию, будь то электромоторы, лампы накаливания и т. д., подключается ко вторичной обмотке трансформатора.

---

[1]) Нередко декремент затухания вычисляют по величине добротности цепи, пользуясь формулой

$$\vartheta = \frac{\pi}{\sqrt{Q^2 - \frac{1}{4}}}.$$

Эта формула, которая на первый взгляд может показаться несколько неожиданной (так как коэффициент затухания связан с добротностью весьма простым соотношением $\alpha = \frac{\omega_0}{2Q}$), является следствием формулы (c) для частоты свободных колебаний, которая входит в определение декремента затухания:

$$\vartheta = \alpha T = \alpha \frac{2\pi}{\omega_{\text{своб}}} = \frac{\pi}{Q} \frac{\omega_0}{\omega_{\text{своб}}} = \frac{\pi}{\sqrt{Q^2 - \frac{1}{4}}}.$$

I. Представим себе, что вторичная обмотка трансформатора разомкнута, т. е. трансформатор не нагружен. Тогда первичная обмотка будет представлять собой не что иное, как простую индуктивную катушку с железным сердечником.

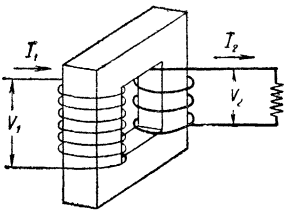


Рис 354. Схема трансформатора

В сердечнике мы получим синусоидально меняющийся магнитный поток, и трансформатор будет потреблять от сети реактивный ток, отстающий от напряжения на $\frac{\pi}{2}$

Какова будет электродвижущая сила на вторичной обмотке трансформатора?

Ее амплитуда и фаза определяются законом электромагнитной индукции. Так как первичная и вторичная обмотки связаны общим магнитным потоком, мы выберем этот поток в качестве основной величины. Предположим, что магнитный поток в сердечнике изменяется по закону

$$\Phi = \Phi_0 \sin \omega t.$$

Тогда как в первичной, так и во вторичной обмотке мы получаем электродвижущие силы, пропорциональные скорости изменения потока и числу витков обмотки:

$$\mathscr{E}_1 = -n_1 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t,$$

$$\mathscr{E}_2 = -n_2 \cdot \frac{d\Phi}{dt} = -n_2 \Phi_0 \omega \cos \omega t.$$

Подводимое к трансформатору внешнее напряжение — напряжение сети — в любой момент должно уравновешивать электродвижущую силу первичной обмотки, т. е. должно быть ей равно и противоположно по знаку:

$$U = -\mathscr{E}_1 = n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t.$$

Мы видим, что *электродвижущая сила вторичной обмотки по фазе противоположна напряжению сети*. Отношение их амплитуд легко получить:

$$\frac{\mathscr{E}_2}{U} = \frac{n_2}{n_1}. \qquad (25)$$

Очевидно, что мы можем получить любое соотношение между первичным и вторичным напряжением, выбрав нужное *отношение числа витков*, или, как его обычно называют, *коэффициент трансформации*.

Построим (рис. 355) векторную диаграмму трансформатора на холостом ходу. Вектор напряжения сети и вектор вторичной электродвижущей силы прямо противоположны друг другу; отношение

их величин определяется коэффициентом трансформации. Вектор магнитного потока и находящийся с ним в фазе вектор реактивного [1]) намагничивающего тока I в первичной обмотке («ток холостого хода») отстают от вектора напряжения сети на $\frac{\pi}{2}$.

II. Нагрузим вторичную обмотку, приключив к ее концам активное сопротивление (рис. 356); при этом в ней должен возникнуть ток I_2, находящийся в фазе со вторичной электродвижущей силой. Этот вторичный ток I_2 создаст в сердечнике магнитный поток, находящийся в фазе с током I_2.

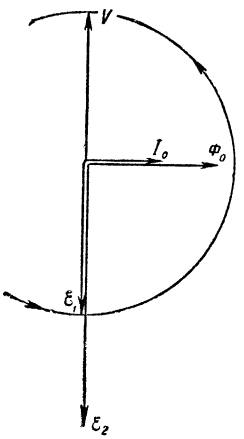


Рис. 355. Векторная диаграмма трансформатора на холостом ходу.

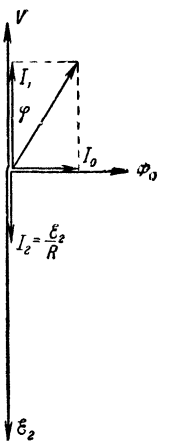


Рис. 356. Векторная диаграмма для нагруженного трансформатора.

Но магнитный поток всецело (по величине и по фазе) определяется при заданной конструкции трансформатора напряжением внешней сети:

$$U = -\mathcal{E}_1 = n_1 \frac{d\Phi}{dt},$$

и при неизменном значении U и n_1 *он не может измениться.*

Нарушенное равновесие восстанавливает первичная обмотка; в ней возникает ток I_1, в каждый момент намагничивающий сердечник в направлении, противоположном тому, которое создается током вторичной обмотки. Этот ток I_1 в первичной обмотке противоположен по фазе вторичному, т. е. он совпадает по фазе с напряжением сети и, следовательно, является активным током.

[1]) В целях упрощения мы не учитываем здесь омического сопротивления обмотки и потерь на гистерезис.

Общий ток первичной обмотки слагается теперь из неизменно присутствующего реактивного намагничивающего тока и рабочего активного тока.

Соотношение между амплитудами (или эффективными значениями) первичного и вторичного активных токов легко найти из условия, что магнитодвижущая сила, создаваемая активным током первичной обмотки, должна быть по величине равна той магнитодвижущей силе, которая создается вторичной обмоткой (по направлению, как было сказано выше, она противоположна ей). Иначе говоря, в любой момент ампервитки обмоток равны друг другу: $I_1 n_1 = I_2 n_2$,

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{26}$$

Величины токов, как мы видим, *обратно пропорциональны числам витков обмоток.*

Мощность, отдаваемая вторичной обмоткой (если не учитывать омических потерь в обмотках и потерь на вихревые токи в сердечнике), равна той мощности, которую трансформатор берет от сети. Действительно, по формулам (25) и (26)

$$\frac{I_2 \mathscr{E}_2}{I_1 U} = \frac{n_1 n_2}{n_2 n_1} = 1$$

или

$$I_2 \mathscr{E}_2 = I_1 U.$$

Это можно было, конечно, предвидеть, основываясь на законе сохранения энергии.

Для нагруженного трансформатора (см. рис. 356) сдвиг фаз между напряжением сети и суммарным током первичной обмотки тем меньше, чем меньше реактивный ток по сравнению с активным, т. е. чем больше индуктивность первичной обмотки трансформатора. Однако значительное увеличение индуктивности во многих случаях невыгодно экономически, так как требует больших объемов железа сердечника и большой затраты меди на изготовление обмоток. Поэтому трансформаторы небольших мощностей и дешевого типа зачастую обладают плохим $\cos\varphi$ [1]).

---

[1]) Индукционные печи, упомянутые на стр. 388, в сущности, тоже представляют собой трансформаторы, в которых роль сердечника и одновременно вторичной обмотки выполняет масса металла, загруженного в тигель. В этом случае $\cos\varphi$ весьма мал (порядка 0,1); чтобы компенсировать индуктивное сопротивление печи, к ее обмотке подключают конденсаторы соответствующей мощности. Так как в индукционной печи почти все потери на джоулево тепло идут по «прямому назначению»—на нагревание металла, то в итоге коэффициент полезного действия оказывается удовлетворительным (около 60%).

§ 85. Трехфазный ток. Синхронные и асинхронные моторы

Представим себе генератор переменного тока, но не с двумя катушками на статоре, а с тремя, сдвинутыми на 120° одна относительно другой по окружности статора (рис. 357). При вращении ротора полюсы его будут последовательно проходить мимо каждой катушки, возбуждая в них переменные электродвижущие силы.

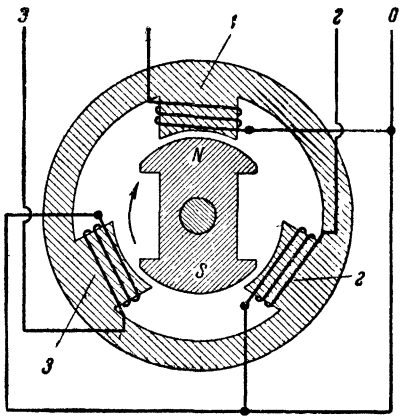


Рис. 357. Схема генератора трехфазного тока

При этом электродвижущая сила катушки *2* отстает от электродвижущей силы катушки *1* на 120°, электродвижущая сила катушки *3* отстает на 240°. В самом деле, одинаковое значение электродвижущей силы наступает в катушке *2* на одну треть оборота позднее, чем в катушке *1*, а в катушке *3*—на две трети оборота позднее:

$$\mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_0 \sin \omega t,$$
$$\mathscr{E}_2 = \mathscr{E}_0 \sin (\omega t - 120°),$$
$$\mathscr{E}_3 = \mathscr{E}_0 \sin (\omega t - 240°).$$

Соединим теперь начала катушек вместе (рис. 358). Тогда линия, идущая от генератора, будет иметь четыре провода: один общий для всех катушек, так называемый «нулевой» провод, и три «фазовых» провода.

Нагрузим теперь генератор, включив три равных нагрузочных сопротивления между каждым из фазовых проводов и нулевым. В каждой катушке мы получим ток, совпадающий по фазе с электродвижущей силой:

$$I_1 = I_0 \sin \omega t, \quad I_2 = I_0 \sin (\omega t - 120°), \quad I_3 = I_0 \sin (\omega t - 240°).$$

В нулевом проводе должен течь ток, равный сумме всех трех токов:

$$I_0 = I_1 + I_2 + I_3 = I_0 \sin \omega t + I_0 \sin (\omega t - 120°) + I_0 \sin (\omega t - 240°).$$

Путем несложных тригонометрических преобразований можно показать, что ток в нулевом проводе равен нулю. Еще проще можно убедиться в этом, построив

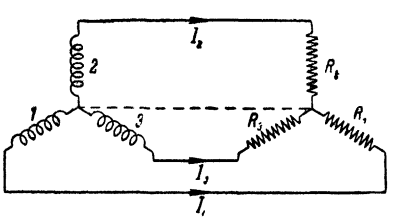


Рис. 358. Соединение звездой.

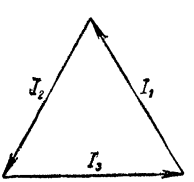


Рис. 359. Сложение токов в нулевом проводе

векторную диаграмму; три равных тока (рис. 359), сдвинутых на 120° один относительно другого, составляют замкнутый треугольник, следовательно, результирующий ток, изображаемый их геометрической суммой, равен нулю.

Это весьма существенно; мы можем просто устранить нулевой провод. Линия электропередачи, идущая от трехфазного генератора имеет только три провода (фазовые провода).

Необходимо отметить, что ток в нулевом проводе равен нулю только при одинаковой, или, как говорят иначе, при симметричной нагрузке фаз. При несимметричной нагрузке ток в нулевом проводе не был бы равен нулю. Однако обычно этим пренебрегают, так как это вызывает при отсутствии нулевого провода только некоторое перераспределение нагрузок между отдельными фазами.

То соединение катушек генератора и нагрузочных сопротивлений, которое было рассмотрено выше, носит обычно название *соединения звездой*. При этом «линейный ток», т. е. ток в проводе линии, очевидно, равен току в катушке фазы, напряжение же между двумя проводниками трехфазной линии, «линейное напряжение», не равно напряжению, развиваемому катушкой; оно представляет собой разность электродвижущих сил двух катушек, разность «фазовых напряжений».

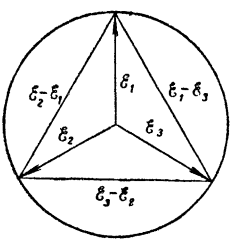


Рис. 360.

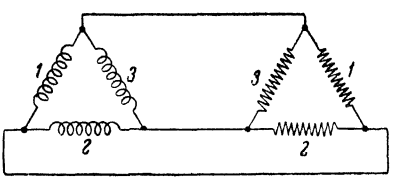


Рис. 361. Соединение треугольником.

Посредством векторной диаграммы (рис. 360) нетрудно установить, что линейное напряжение в $\sqrt{3}$ (следовательно, в 1,73) раз больше фазового.

Кроме соединения «звездой» применяют также *соединение «треугольником»* (рис. 361). Здесь начало каждой катушки соединяется с концом следующей, аналогично соединяются сопротивления нагрузки. В этом случае фазовое напряжение равно линейному, линейный же ток больше фазового, потому что он составляется из фазовых токов двух соседних катушек. Подобно предыдущему можно показать, что при соединении «треугольником» линейный ток в $\sqrt{3}$ раз больше фазового. Каждый способ соединения имеет свою область применения; соединение «треугольником» чаще всего применяется для бытовой нагрузки (для освещения и т. д.).

Трехфазная система позволяет получить *вращающийся магнитный поток*. Обратимся вновь к схематическому изображению трехфазного генератора (рис. 357). Не соединяя его ось с двигателем, приключим три катушки статора к трехфазной линии переменного тока. Токи катушек *1*, *2* и *3* создадут три магнитных потока, синусоидально изменяющихся со временем и отстающих по фазе относительно друг друга на 120°. Каков будет суммарный поток, получающийся в полости статора?

Можно простым геометрическим сложением показать, что суммарный поток, оставаясь постоянным по величине, будет вращаться совершенно так же, как вращался поток, создаваемый электромагнитами ротора. Для нашего случая трех катушек он будет делать 3000 об/мин. На рис. 362 дано построение суммарного поля для четырех последовательных моментов времени.

Этот результат очень важен. Он именно и определяет огромные преимущества трехфазной системы.

Поместим внутрь статора ротор, совершенно подобный ротору трехфазного генератора (см. рис. 357). Пусть ротор делает те же 3000 об/мин., что и вращающееся поле статора; полюсы ротора будут следовать за вращающимся полем

статора, мы получим обращенный трехфазный генератор, называемый обычно *синхронным мотором*. Это название происходит от греческого syn—вместе и

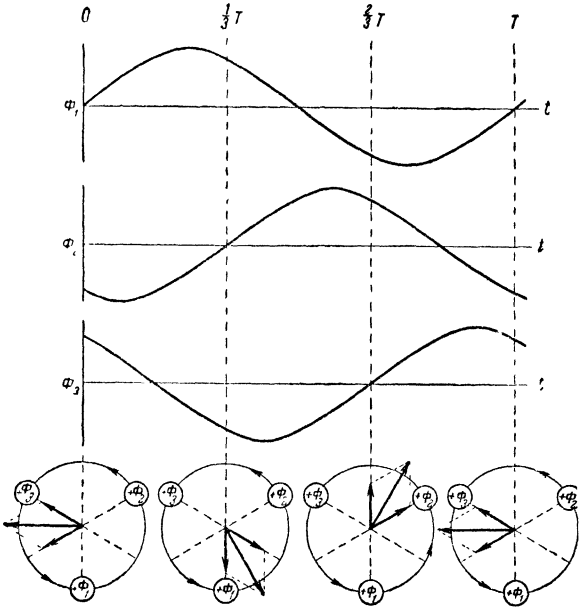


Рис. 362. Построение суммарного поля катушек трехфазного генератора

chronos—время; оно оправдывается тем, что ротор и вращающееся поле делают строго одно и то же число оборотов—они вращаются «синхронно». При нагрузке ротор только отстает на определенный угол от потока статора, но число оборотов не изменяется. Однако при дальнейшем увеличении механической нагрузки мотора наступает момент, когда нагрузка пересиливает взаимодействие полюсов ротора с полюсами статора, синхронизм нарушается и «выпавший из синхронизма» мотор останавливается. Это же обстоятельство заставляет при пуске синхронного мотора предварительно доводить его до числа оборотов, равного синхронному; по достижении синхронного числа оборотов ротор продолжает вращаться вместе с потоком статора.

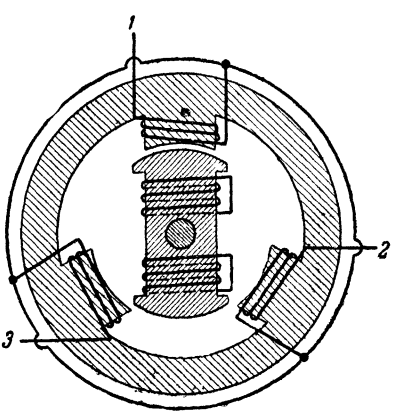


Рис 363. Схема асинхронного электродвигателя.

Указанная необходимость «разворачивания» синхронного мотора при пуске делает его применение во многих случаях неудобным.

На рис. 363 показана схема *асинхронного мотора*. Ротор асинхронного мотора имеет *полюсные катушки, замкнутые накоротко*. Катушки статора при

включении мотора в трехфазную сеть создают вращающийся магнитный поток; пересекая проводники катушек ротора, он возбуждает в них переменный ток.

Направление этих токов согласно закону Ленца таково, что возникающие потоки стремятся воспрепятствовать движению потока статора относительно ротора. Так как поток статора вращается с постоянной, зависящей лишь от частоты сети скоростью, то начинает вращаться ротор, стремясь приобрести угловую скорость, равную скорости вращающегося поля. При полном отсутствии механической нагрузки ротор достигает синхронного числа оборотов, при этом вращающийся поток и ротор неподвижны один относительно другого и индуцируемые в катушках ротора токи равны нулю.

Нагрузим теперь ротор, хотя бы затормозив его. Как только число оборотов его станет меньше числа оборотов вращающегося поля, в катушках ротора вновь возникнет ток, величина и частота которого определяются скоростью поля относительно ротора. Взаимодействие этих токов с полем статора создает вращающий момент двигателя, позволяющий ему преодолевать тормозящий момент, т. е. совершать механическую работу. Таким образом, ротор асинхронного мотора как бы «скользит» относительно поля статора; это «скольжение» тем больше, чем больше нагрузка. Обычно оно составляет при номинальной мощности, отдаваемой на валу, около 3% от синхронного числа оборотов.

Михаил Осипович Доливо-Добровольский (1862—1919).

Трехфазный ток был впервые реализован выдающимся русским инженером Михаилом Осиповичем Доливо-Добровольским в 1890 г. Им же были построены первые генераторы трехфазного тока, первая в мире линия электропередачи трехфазного тока (протяженностью 175 *км* на 25 000 *в*) и первые асинхронные моторы.

Теория переменных токов определяет, как нужно проектировать электросеть, чтобы в каждой ветви была обеспечена мощность, необходимая для потребителей тока, и чтобы при этом итоговый $\cos\varphi$ электросети был возможно более близок к единице. Включение в сеть большого числа асинхронных моторов существенно ухудшает $\cos\varphi$ цепи. Даже при холостом ходе асинхронный мотор потребляет от сети ток, необходимый для поддержания магнитного потока, и поэтому создает непроизводительную реактивную нагрузку сети. При нормальной нагрузке $\cos\varphi$ асинхронного мотора обычно не превышает 0,8. Для улучшения коэффициента мощности электросетей разработан ряд способов; устройства, служащие для этой цели, называют *компенсаторами сдвига фаз*.

Между проводами длинных линий электропередач и землей создаются емкостные токи. Чтобы разгрузить генераторы и трансформаторы от этих токов, их компенсируют, подключая в некоторых точках линии мощные индуктивные катушки. При объединении крупных электростанций в общую электроэнергетическую систему возникает еще ряд серьезных трудностей, связанных с необходимостью постоянно поддерживать точную согласованность в работе станций на

одной и той же частоте тока при определенном соотношении фаз напряжения. Чтобы уменьшить омические потери в длинных линиях передачи, переменный ток, получаемый в генераторах при напряжении 10—15 *кв*, трансформируют в ток значительно более высокого напряжения. В предыдущие десятилетия для линий длиной 200—300 *км* ограничивались трансформацией тока до напряжения 220 тыс. *в*. В одной из крупнейших в мире линий электропередачи Куйбышев—Москва (900 *км*) впервые было применено напряжение 400 тыс. *в*. При напряжениях такого порядка заметная доля потерь вызывается коронным разрядом. Так как амплитуда переменного тока на 41% превышает эффективное напряжение, то для снижения

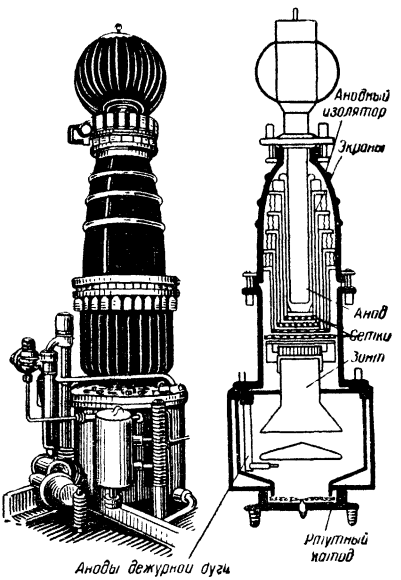


Рис. 364. Ртутный преобразователь тока.

потерь в очень длинных линиях передач, где следовало бы применять напряжение порядка 600 тыс. *в*, выгоднее сооружать линии с передачей энергии постоянным током. Постоянный ток в этих случаях предпочтительнее и по ряду других соображений: устраняется нагрузка линии реактивными токами и отпадает необходимость частотного и фазового согласования работы генераторов. Применение постоянного тока для высоковольтной передачи электроэнергии в настоящее время сделалось возможным благодаря усовершенствованиям, внесенным в конструкцию мощных *ртутных преобразователей тока*. Их устройство показано на рис. 364. Переменный ток, вырабатываемый генераторами и трансформированный к высокому напряжению, выпрямляется ртутными преобразователями, которые действуют в известной мере аналогично вакуумным кенотронам (§ 52). В отличие от кенотрона электронная эмиссия в данном случае создается электрической дугой, зажигаемой между вспомогательными («дежурными») анодами и ртутью, которая служит катодом. Интенсивное испарение ртути при высокой температуре дуги насыщает разреженное пространство между управляющей сеткой и катодом носителями тока—электронами и катио-

нами ртути, электроны при своем движении в высоковольтном поле к аноду создают дополнительную ионизацию паров ртути; в итоге обеспечивается большая плотность выпрямленного тока, тогда как обратный ток из-за нехватки носителей тока у анода почти отсутствует.

Для преобразования высоковольтного постоянного тока в переменный (или, как говорят, для *инвертирования* тока) ртутный преобразователь включают в конце линии в качестве ее нагрузки и подводят к управляющей сетке преобразователя переменное напряжение; полученный мощный переменный ток сетки питает через трансформаторы местную сеть переменного тока.

ВЭИ удалось создать высоковольтные ртутные преобразователи, выпрямляющие и инвертирующие ток мощностью более 100 тыс. *квт*. В 1950 г. была введена в эксплуатацию первая в мире опытно-промышленная передача постоянного тока между Каширой и Москвой (115 *км*). Строится электропередача постоянного тока от Волжской ГЭС имени XXII съезда КПСС в Донбасс (500 *км*) мощностью 750 тыс. *квт* при напряжении 800 тыс. *в*.

ГЛАВА XIV

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

§ 86. Индуктор

Переменные токи очень большой частоты (тысячи и миллионы перемен в секунду) имеют важные области применения, совершенно иные, чем переменный ток технической частоты в 50 *гц*. Способы получения переменных токов большой частоты также глубоко отличны от методов генерирования технического переменного тока. Переменные токи большой частоты обычно называют *электрическими колебаниями*. Если тем же термином пользоваться в широком смысле слова, то, конечно, и технический переменный ток относится к области электрических колебаний. В предыдущей главе наряду с общими законами переменного тока, справедливыми в равной мере как для технического тока, так и для токов большой частоты, были пояснены способы получения и применения технического переменного тока. В данной главе изложены методы получения и использования токов большой частоты.

Наиболее важны три способа получения электрических колебаний: 1) генерирование электрических колебаний посредством индуктора, 2) самовозбуждение колебательного контура (ламповые генераторы) и 3) генерирование электрических колебаний посредством особых машин высокочастотного переменного тока — альтернаторов высокой частоты.

Следуя исторической последовательности в развитии учения об электрических колебаниях, рассмотрим, прежде всего, получение токов большой частоты посредством индукторов.

Индуктор (этот аппарат иначе называют *катушкой Румкорфа*) по внешнему виду представляет собой трансформатор, у которого обе обмотки — первичная и вторичная — расположены на железном незамкнутом сердечнике (рис. 365).

В отличие от обычного трансформатора, у которого периодическое изменение магнитного потока вызывается переменным током в первичной обмотке, в индукторе изменение магнитного потока создается *систематическим прерыванием постоянного тока*, питающего первичную обмотку, т. е. *пульсациями* этого тока. При этом во вторичной обмотке индуцируется переменное не только по величине, но

и по направлению напряжение, а не прямое пульсирующее, как это имеет место у концов первичной обмотки. Это переменное напряжение во вторичной обмотке, однако, далеко не является синусоидальным. Форма кривой, характеризующая его изменение во времени, зависит от величины самоиндукции первичной обмотки.

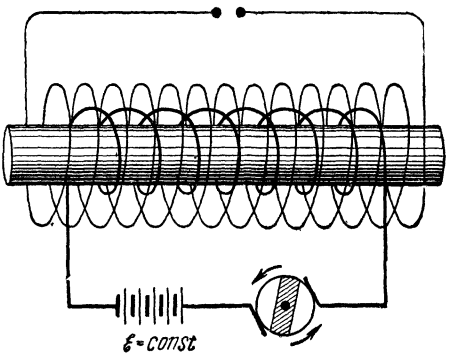


Рис. 365. Схема индуктора.

На рис. 366 представлены кривые, характеризующие изменение во времени тока в первичной катушке индуктора (верхняя кривая) и напряжения во вторичной катушке индуктора (нижняя кривая). Этот график относится к случаю, когда самоиндукция первичной катушки велика. Цифра *1* указывает момент времени, когда прерыватель замыкает первичный ток. Вследствие большой самоиндукции первичной катушки этот ток в ней нарастает сравнительно медленно. На аналогичном графике, относящемся к случаю, когда самоиндукция первичной обмотки мала (рис. 367), видно, что после замыкания ток в первичной обмотке нарастает круче. Вблизи момента времени *2* ток, питающий первичную обмотку индуктора, прерывается, однако ток в этой обмотке и его магнитное поле в связи с явлением экстратока размыкания (§ 73) не сразу падают до нуля; они исчезают только к моменту времени *3*. От момента времени *1* до момента времени *2* во вторичной обмотке в связи с нарастанием магнитного потока индуцируется напряжение одного направления, тогда как от момента времени *2* до момента времени *3* в связи с убыванием магнитного потока индуцируется напряжение противоположного направления. Так как один и тот же магнитный поток индуцирует при своем образовании и исчезновении одинаковое число вольт-секунд, то очевидно, что площади, расположенные под отрицательной и положительной ветвями кривой, характери-

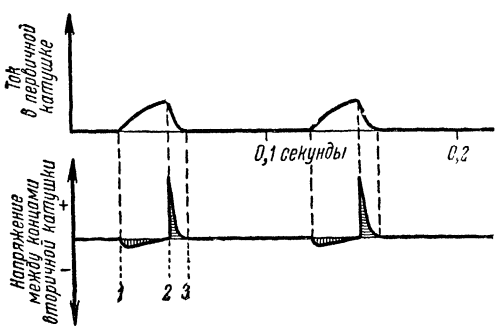


Рис. 366. График для случая большой индуктивности первичной катушки.

зующей изменение во времени напряжения на концах вторичной обмотки, должны быть равны (обе эти площади на каждом из приведенных графиков заштрихованы). Таким образом, пульсирующий ток первичной обмотки преобразуется во вторичной обмотке в переменный ток с увеличенными (особенно для одного из направлений) амплитудами напряжения.

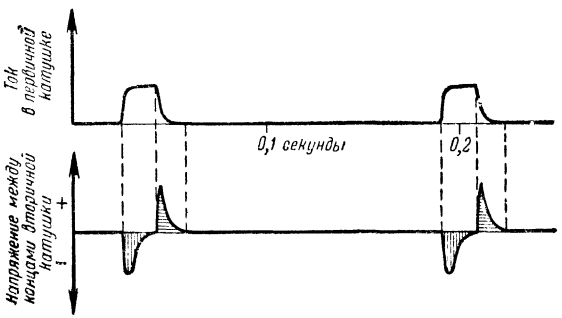


Рис. 367. График для случая малой индуктивности первичной катушки.

При большем числе витков вторичной катушки в сравнении с первичной пики напряжения на концах вторичной катушки окажутся выраженными еще более резко вследствие обычного трансформаторного действия.

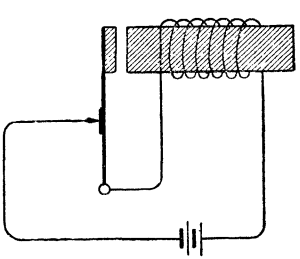


Рис. 368. Молоточковый прерыватель.

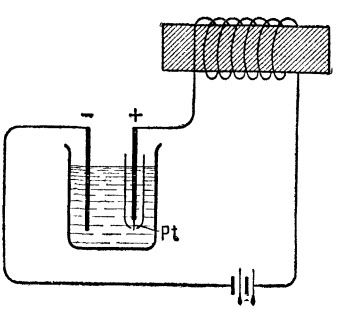


Рис. 369. Электролитический прерыватель Венельта.

Для прерывания тока, питающего первичную обмотку индуктора, применяют автоматические прерыватели разнообразной конструкции. Простейшим является *электромагнитный зуммер*, действующий как обычный молоточковый прерыватель в домашних звонках (рис. 368). Вследствие сравнительно большой инерции он не может дать очень большое число перерывов в секунду.

Широко применяют *электролитические прерыватели* (рис. 369). Ток, питающий первичную обмотку, пропускают через 20-процент-

ный раствор серной кислоты, причем в качестве анода берут платиновую проволочку, острие которой выступает из отверстия фарфоровой трубки. Вокруг этого острия вследствие электролиза образуется газовая оболочка, периодически прорывающаяся и благодаря большой плотности тока быстро восстанавливающаяся, что и приводит к перерывам тока (при 100 *в* до 1000 в секунду). Электролитический прерыватель Симона отличается от описанного тем, что, вместо выступающего острия проволоки, в фарфоровой трубке, окружающей анод, имеется одно или несколько отверстий.

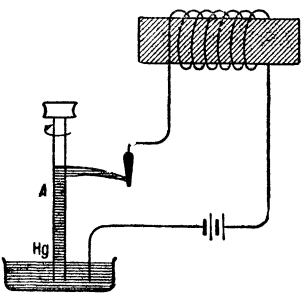


Рис. 370. Ртутный прерыватель.

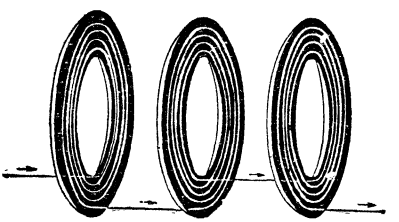


Рис. 371. Секционированная обмотка индуктора.

На рис. 370 показана схема *ртутного прерывателя*. Маленький электродвигатель вращает полую вертикальную трубку *A*, частью погруженную в ртуть. Центробежное действие выбрасывает струю ртути из ответвления упомянутой трубки на барабан, окружающий трубку и сделанный из вертикально расположенных полосок цинковой жести. При каждом обороте ток замыкается струей ртути столько раз, каково число полосок в барабане. Весь прибор помещается в кожух.

Посредством индуктора на концах вторичной обмотки может быть получено переменное (но несимметричное по амплитудам) напряжение порядка сотен тысяч вольт с частотой 1000—2000 *гц*.

Лабораторные индукторы с индуктивностью вторичной обмотки порядка 500 *гн* и коэффициентом взаимной индукции катушек в 3 *гн* имеют первичную катушку из 400 витков двухмиллиметровой проволоки, а вторичную — из 50 000 витков тонкой проволоки (0,2 *мм*) общей длиной 25 *км*. Обмотка таких индукторов производится секциями в форме плоских спиралей, отделенных друг от друга изолирующими прослойками, как показано на рис. 371.

На рис. 372 показано, как используется индуктор для зажигания горючей смеси в цилиндрах автомобильного двигателя. Ток в первичной катушке индуктора *L* прерывается контактным приспособлением на муфте *M*, которая получает вращение передачей от вала двигателя. Один конец вторичной обмотки

отведен к корпусу автомобиля, а второй конец — к среднему электроду распределительной головки. Отсюда импульсы высокого напряжения (до 10 000 *в*) посредством особого вращающегося контактного распределителя *P* подаются к электродам, отводящим ток к ввинченным в цилиндры запальным свечам *C*, где в зазоре менее 1 *мм* проскакивает на корпус искра, замыкающая ток вторичной обмотки индуктора и воспламеняющая заготовленную в цилиндре горючую смесь.

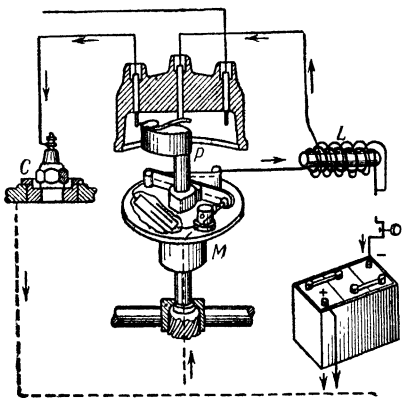


Рис. 372. Схема использования индуктора для зажигания горючей смеси в двигателях.

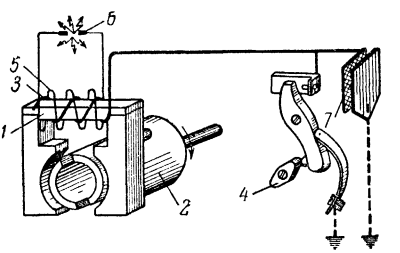


Рис. 373. Схема магнето.

В другой системе зажигания горючей смеси — в так называемых *магнето*, применяемых в тракторных двигателях (рис. 373), — ток в первичной обмотке индуктора генерируется периодическими изменениями магнитного потока в сердечнике индуктора. Эти изменения магнитного потока вызываются вращением в полости стального ярма *1* магнита *2* особой формы. Прерыватель *4*, вращающийся синхронно с магнитом, размыкает цепь первичной обмотки *3* в момент, когда ток в ней имеет наибольшую величину. Конденсатор *7* сокращает время существования искры в прерывателе тока первичной цепи. Импульсы напряжения, индуцированного во вторичной обмотке *5*, подаются к запальным свечам *6* через распределительный механизм (на рис. 373 он не показан).

§ 87. Колебательный контур

Электрические колебания, даваемые индуктором, несимметричны, и частота их сравнительно невелика. Несравненно более совершенные способы генерирования электрических колебаний основаны на свойствах так называемого *колебательного контура*, который состоит из емкости *C* и самоиндукции *L* (рис. 374). В таком контуре, если зарядить конденсатор и предоставить контур самому себе, возникают электрические колебания, частота которых определяется формулой резонанса (§ 83:)

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{CL}}.$$

Когда конденсатор заряжен, то контур, очевидно, не находится в состоянии электрического равновесия. При восстановлении равновесия — при разряде конденсатора через катушку L — проявляется инерция магнитного поля (самоиндукция). Таким образом, мы имеем здесь два обычных фактора, сопутствующих возникновению колебаний: отклонение от состояния равновесия и инерцию, вследствие которой состояние равновесия оказывается пройденным каждый раз, когда система подходит к нему. Рассмотрим с этой точки зрения все стадии процесса, происходящего в контуре.

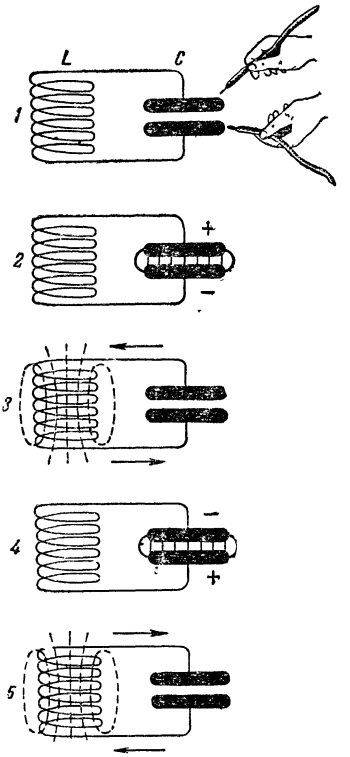


Рис. 374. Свободные колебания в электрическом контуре, состоящем из емкости и самоиндукции.

В положении *1* (рис. 374) конденсатор еще не заряжен. В положении *2*, которое для рассматриваемого процесса будет являться начальным, на пластинах конденсатора сосредоточены равные по величине, но противоположные по знаку заряды, которые создают в пространстве между пластинами конденсатора электрическое поле, схематически изображенное на рисунке силовыми линиями, прорезающими это пространство. Вследствие того, что такое состояние контура не является электростатически равновесным, в последующий момент времени начнется разряд конденсатора через катушку; движение зарядов образует ток; этому току сопутствует возникновение магнитного поля, которое в положении *3* изображено магнитными силовыми линиями, пронизывающими катушку. Ток будет проходить в направлении, которое для положения *3* указано стрелками, пока конденсатор не разрядится; но и после этого момента ток будет еще идти в том же направлении до тех пор, пока не исчезнет магнитное поле. Самоиндукция, которая вначале вследствие нарастания магнитного поля противодействовала движению зарядов, теперь, при исчезновении магнитного поля, поддерживает движение зарядов. Таким образом, в данной стадии движение зарядов в прежнем направлении, когда потенциалы пластин конденсатора уже сравнялись, происходит как бы по инерции. В некоторый последующий момент времени, когда завершится исчезновение магнитного поля, пластины конденсатора окажутся заряженными противопо-

ложно тому, как они были заряжены вначале. Система придет в положение *4*, которое отличается от положения *2* только тем, что отклонение ее от состояния электрического равновесия имеет противоположный знак. Снова последует разряд конденсатора, система придет в положение *5* и от него вернется в исходное состояние *2*.

Если бы не происходило никаких потерь электромагнитной энергии, в частности на нагревание проводников в рассмотренном контуре, то описанный процесс преобразования электрической энергии конденсатора в магнитную энергию тока в катушке и обратно, проявляющийся в виде переменного тока в контуре, повторялся бы бесконечно. В действительности электрические колебания в контуре быстро затухают, главным образом вследствие выделения тепла.

Теория электрических колебаний в контуре, состоящем из емкости и самоиндукции, была впервые разработана В. Томсоном (Кельвином) в 1853 г. и экспериментально проверена и подтверждена Феддерсеном в 1861 г. Описанный колебательный контур часто называют *томсоновым контуром*, или *резонансным контуром*.

Вынужденные колебания в таком контуре и явление электрического резонанса в нем уже были подробно рассмотрены нами в § 83. Выведем уравнения, характеризующие свободные колебания в томсоновом контуре.

Мгновенная величина разрядного тока в контуре в какой-либо момент времени t согласно закону Ома равна

$$I = \frac{V - L\frac{dI}{dt}}{r}, \tag{1}$$

где V есть разность потенциалов на пластинах конденсатора в этот момент времени, r — активное сопротивление контура («сопротивление потерь» в контуре, стр. 458—460), а $-L\frac{dI}{dt}$ есть обратная электродвижущая сила самоиндукции.

Обозначим через Q заряд конденсатора в момент времени t ($Q=CV$). Наряду с вышеприведенной формулой для мгновенного значения тока в контуре разрядный ток можно определить так же, как быстроту уменьшения заряда конденсатора:

$$I = -\frac{dQ}{dt} = -C\frac{dV}{dt}. \tag{2}$$

Продифференцировав предыдущее уравнение и исключив из этих двух уравнений величину $\frac{dV}{dt}$, получаем нижеследующее *диф-*

ференциальное уравнение электрических колебаний в томсоновом контуре:

$$\frac{d^2I}{dt^2} + \frac{r}{L}\frac{dI}{dt} = -\frac{1}{LC}I. \tag{3}$$

Если можно было бы считать сопротивление контура практически равным нулю ($r=0$), то приведенное уравнение представляло бы собой обычное дифференциальное уравнение гармонических колебаний (т. I, § 56)

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x.$$

Мы видим, таким образом, что в отсутствие омического сопротивления электрические колебания в контуре должны были бы являться незатухающими гармоническими

$$I = I_0 \sin \omega t \tag{4}$$

и должны были бы происходить с частотой ν, которая тем больше, чем меньше самоиндукция и емкость:

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Период T этих собственных колебаний контура, как видно из предыдущей формулы, определяется нижеследующим уравнением Томсона:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \tag{5}$$

Здесь, чтобы T получилось в секундах, L должна быть выражена в генри, а C — в фарадах. Для случая, когда L и C выражены в сантиметрах (1 *гн*$=10^9$ *см*, а 1 *ф*$=9\cdot10^{11}$ *см*), имеем:

$$T = \frac{2\pi}{3\cdot10^{10}}\sqrt{LC} \quad \text{и} \quad LC = \frac{22{,}82\cdot10^{12}}{\nu^2_{(\text{в кгц})}}.$$

Для определения амплитуды тока подставляем в уравнение (1) значение $\frac{dI}{dt}$ из уравнения (4); при $t=0$ получается:

$$I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{\frac{L}{C}}}. \tag{6}$$

Это соотношение между амплитудами напряжения и тока аналогично закону Ома. Очевидно, что величина $\sqrt{\frac{L}{C}}$ представляет собой особый вид сопротивления; это — *волновое сопротивление*

контура (стр. 454 и 502)

$$R_{\text{волн}} = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Так как мгновенная величина тока в контуре пропорциональна производной от напряжения, существующего на пластинах конденсатора [уравнение (2)], то синусоидальному изменению тока соответствует косинусоидальное изменение напряжения, т. е. по фазе напряжение и ток отличаются на четверть периода.

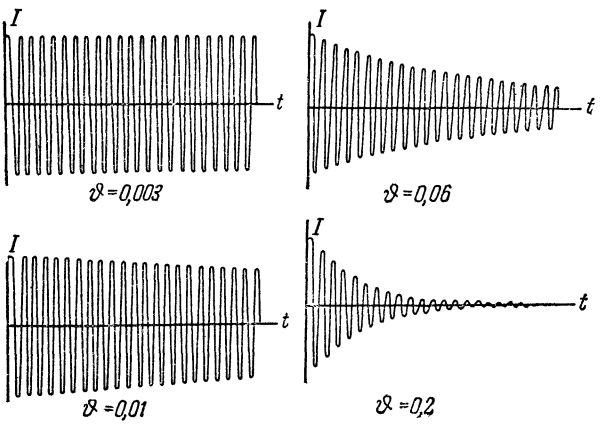


Рис. 375. График затухания колебаний при четырех значениях логарифмического декремента.

В более общем случае, когда активным сопротивлением контура нельзя пренебречь, уравнение (3) совпадает с дифференциальным уравнением затухающих колебаний. Частота свободных электрических колебаний в этом случае определяется уравнением (§ 83, стр. 466)

$$\nu_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{r^2}{4L^2}}, \tag{7}$$

т. е. будет меньше частоты собственных колебаний контура.

Ток будет изменяться по закону

$$I = \frac{V_0}{\omega_1 L} \cdot e^{-\frac{r}{2L}t} \sin \omega_1 t. \tag{8}$$

Быстрота затухания электрических колебаний характеризуется согласно формуле (8) величиной *коэффициента затухания*:

$$\alpha = \frac{r}{2L}.$$

Вместо коэффициента затухания часто рассматривают *логарифмический декремент* затухания (т. I, § 60), который равен произведению коэффициента затухания на период свободных колебаний:

$$\vartheta = \ln \frac{I_{0\ \text{при}\ t}}{I_{0\ \text{при}\ t+1}} = \alpha T_1.$$

Поскольку $T_1 \approx 2\pi \sqrt{LC}$, а $\alpha = \frac{r}{2L}$, то

$$\vartheta \approx \pi \frac{r}{\sqrt{\frac{L}{C}}}.$$

На рис. 375 даны графики затухающих колебаний тока одинакового периода при четырех значениях декремента затухания.

Часто также вместо коэффициента затухания и декремента рассматривают *добротность колебательного контура* (стр. 449 и 460):

$$Q = 2\pi = \frac{\text{энергия колебания}}{\text{потеря энергии за период собственных колебаний}}.$$

Энергия колебания $= \frac{LI_0^2}{2}$, выделение тепла за период $= rI_{\text{эфф}}^2\, T = \frac{1}{2} rI_0^2 T$. Поэтому $Q = 2\pi \frac{L}{rT} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}}$, или

$$Q = \frac{R_{\text{волн}}}{r} \approx \frac{\pi}{\vartheta}.$$

§ 88. Вибратор Герца (возбуждение колебательного контура индуктором). Токи Тесла

В 1887 г. Герц изобрел способ генерирования электрических колебаний, заключающийся в возбуждении колебаний контура индуктором. В томсонов контур, обладающий большой частотой свободных колебаний (имеющий малую емкость и малую самоиндукцию), Герц ввел искровой промежуток (рис. 376) и подвел переменное напряжение от вторичной обмотки индуктора к такому разомкнутому в отсутствие искры колебательному контуру.

Как только напряжение на пластинах конденсатора достигало такой величины, что возникала искра, контур благодаря достаточной проводимости искры оказывался замкнутым и в нем начинали происходить электрические колебания, которые, однако, вследствие сопротивления искрового промежутка быстро затухали.

Благодаря большой частоте свободных колебаний контура в короткий промежуток времени, пока искра не потухла, пластины конденсатора успевают много раз перезарядиться. Таким образом, за каждым «толчком», сообщаемым индуктором, следует серия свободных электрических колебаний контура с частотой, определяемой формулой (7) или приближенно формулой

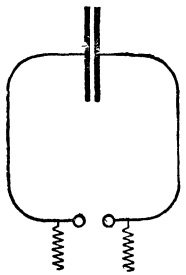


Рис. 376. Контур с искровым промежутком (катушка заменена индуктивностью проводов, соединяющих пластины конденсатора).

$$\nu \approx \frac{3 \cdot 10^{10}}{2\pi \sqrt{L_{см} C_{см}}}.$$

По этой формуле получается, что в контуре, состоящем из конденсатора емкостью $C = 1000$ *см* и довольно толстого провода, замыкающего пластины конденсатора и согнутого по кругу радиусом в 20—40 *см* ($L = 1000$ *см*), электрические колебания будут происходить с частотой порядка нескольких миллионов в секунду. Для получения более частых колебаний нужно еще уменьшить емкость и самоиндукцию контура. Раздвигая пластины конденсатора, можно уменьшить емкость контура до нескольких сантиметров, что даст увеличение частоты колебаний в несколько десятков раз. Стремясь получить возможно бо́льшую частоту электрических колебаний, Герц принужден был заменить катушку и конденсатор томсонова контура *электрическим диполем* — прямолинейным проводником с искровым промежутком посредине (рис. 377).

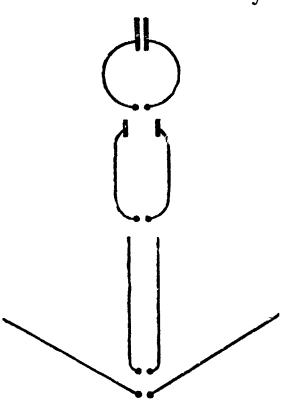


Рис. 377. Переход от замкнутого контура к электрическому диполю.

Применяя электрический диполь, возбуждаемый индуктором, Герц получил электрические колебания с частотой около 500 миллионов колебаний в секунду.

Описанное приспособление для генерирования электрических колебаний носит название *вибратора Герца*. Чем больше искровой промежуток в вибраторе Герца, тем бо́льшая электрическая энергия может быть сообщена колебательному контуру (электрическому диполю) перед каждой серией свободных колебаний контура (диполя). Однако при большой длине искрового промежутка значительное сопротивление искры приводит к чрезмерно быстрому затуханию

колебаний. В зависимости от частоты производимых колебаний берут искровой промежуток от сотых долей миллиметра до сантиметра.

Тесла применил возбуждение колебательного контура индуктором для получения токов, имеющих частоту порядка 100 000 периодов в секунду. Для исследования и использования получаемых таким образом токов Тесла сконструировал трансформатор, первичная обмотка которого, состоящая из нескольких витков толстого провода, представляет собой катушку колебательного контура, подключенного к индуктору (как в вибраторе Герца, колебательный контур имеет искровой промежуток; рис. 378).

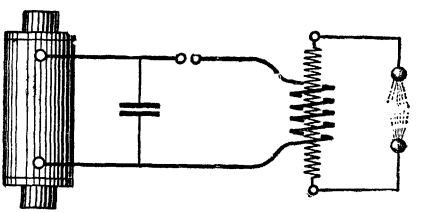


Рис. 378. Схема трансформатора Тесла.

Вторичная обмотка, состоящая из очень большого числа витков на картонном каркасе, вставляется внутрь первичной обмотки. Самоиндукция вторичной обмотки должна быть во столько раз больше самоиндукции первичной обмотки, во сколько раз емкость, образуемая проводами вторичной обмотки, меньше емкости конденсатора, на пластины которого подается напряжение индуктора. В этом случае резонансная частота электрических колебаний в первичном томсоновом контуре является резонансной частотой для вторичной обмотки.

Трансформатор Тесла позволяет получать быстропеременные токи с амплитудой напряжения до 1 млн. *в*. Эти токи (их нередко называют *токами Тесла*) производят совершенно иное физиологическое действие, чем обычный технический переменный ток. При частоте в 50 *гц* ток в 0,01 *а*, проходя через мышцы, производит их сокращение и вызывает ощущение боли. Токи Тесла в 1 *а* почти не вызывают сокращения мышц. Высокое напряжение токов Тесла не опасно для человека. В связи с этим быстропеременные токи (частотой в сотни тысяч герц) применяют для прогрева тканей организма с лечебными целями (*диатермия*); при этом пользуются током от 0,5 до 3,5 *а* при напряжении в несколько сотен вольт. В целях лечебного физиологического воздействия на ткани организма применяют также быстропеременные токи смещения ультравысоких частот в десятки миллионов герц (УВЧ).

Исследование электрических колебаний, получаемых при возбуждении вибратора Герца индуктором, исторически сыграло

большую роль в развитии учения об электричестве. Но широчайшее использование электрических колебаний оказалось возможным только с того времени (со второго десятилетия нашего века), когда были найдены другие, более совершенные способы генерирования электрических колебаний. Действие современных генераторов электрических колебаний, основанных на применении электроламп, будет рассмотрено в следующей главе. Здесь мы ограничимся только тем, что, обратившись к простой механической аналогии, поясним, в каком направлении нужно было усовершенствовать предложенный Герцем метод возбуждения электрических колебаний, чтобы получить пригодные для технических целей генераторы колебаний.

Генрих Герц (1857—1894).

Вибратор Герца дает быстро следующие друг за другом серии затухающих колебаний; энергия, рассеиваемая в контуре, восполняется индуктором. Механическая аналогия такого рода колебаний может быть получена с помощью маятника, изображенного на рис. 379, *а*. Колебания маятника, состоящего из массивного шарика и пружины, будут затухающими, но мы можем поддерживать эти колебания, дергая время от времени переброшенный через блок конец шнурка; после каждого такого толчка будет следовать серия затухающих колебаний маятника, причем начальная амплитуда в каждой такой серии будет тем больше, чем сильнее мы дернули шнурок. В вибраторе Герца индуктор (исполняющий в нашей аналогии функции руки) производит «толчки» колебаниям автоматически каждый раз, когда искра в искровом промежутке контура гаснет.

Если в примере возбуждения колебаний маятника натяжением шнура мы сумели бы соразмерить ритм натяжений шнура с размахами маятника и сообщали бы маятнику при каждом его размахе легким движением руки энергию, равную той, которую маятник рассеивает при одном колебании, то колебания маятника сделались бы *незатухающими*. Проще осуществить незатухающие колебания маятника посредством приспособления, изображенного на том же рис. 379,*б*. Находясь в крайнем нижнем положении, маятник замыкает цепь тока, питающего небольшой электромагнит. Этот эле-

ктромагнит, притягивая якорь, слегка натягивает шнур и пружину маятника; таким образом, при каждом колебании маятника за счет батареи восполняется энергия, израсходованная маятником во время одного колебания на преодоление существующих сопротивлений движению. Поскольку в состоянии равновесия маятник не надавливает на ключ, замыкающий ток, для возникновения незатухающих колебаний нужен начальный толчок. Если этот толчок мал, колебания затухнут; если он достаточно велик, то, как бы он ни был велик, незатухающие колебания (*автоколебания*) будут происходить с той определенной амплитудой, на которую конструктивно рассчитан прибор.

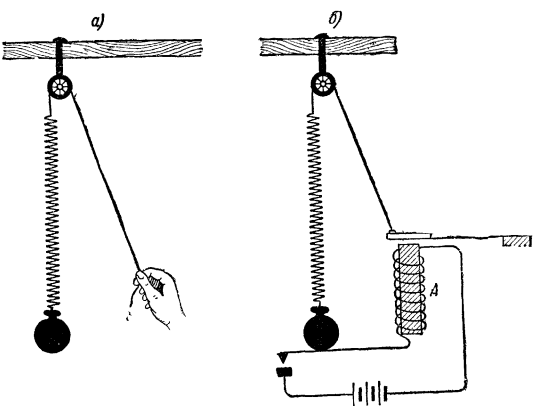


Рис. 379. Незатухающие колебания маятника можно осуществить механически (*а*) и при помощи электромагнита (*б*).

Добавим к описанному прибору небольшой электроавтоматический молоточек, сообщающий своими ударами легкое сотрясение опоре, к которой подвешен маятник, и непрерывно действующий с такой частотой, чтобы маятник резонировал на вызываемые молоточком сотрясения.

Посредством реле можно сделать так, чтобы этот молоточек действовал только тогда, когда цепь электромагнита *A* длительно остается разомкнутой. В таком несколько усложненном приборе автоколебания маятника возникнут без начального толчка; молоточек резонансно *раскачает* маятник до той амплитуды, при которой начинает действовать электромагнит *A*. Если почему-либо получится так, что колебания маятника «выпадут из стационарного режима», молоточек, который в этом случае автоматически снова начинает свою работу, вернет маятнику нужную амплитуду размахов.

Аналогично сказанному, чтобы получить *самовозбуждающийся генератор незатухающих электрических колебаний*, нужно допол-

нить томсонов колебательный контур прибором, который, подчиняясь ритму колебаний тока в контуре, автоматически, *при каждом колебании* сообщал бы контуру импульсы тока. Чтобы возбудить в таком генераторе колебания большой частоты (в соответствии с малыми значениями индуктивности и емкости контура), упомянутый прибор, доставляющий в контур электрическую энергию, должен действовать безынерционно. В наше время общеизвестно, что такой прибор был создан и получил название *электронной генераторной лампы* (§ 92).

§ 89. Электромагнитные волны. Вектор Умова — Пойнтинга

Электрическая и магнитная энергия не сосредоточена в тех местах пространства, которые заняты электрическими зарядами и магнитами, но распределена по всем участкам поля. Количество ее, содержащееся в единице объема, всегда пропорционально квадрату электрической или магнитной напряженности поля. Отсюда ясно, что численное изменение векторов электрической и магнитной напряженности, обусловленное движением электрических зарядов и изменением силы токов, протекающих по проводникам, должно вызывать перемещение электрической и магнитной энергии из одних участков поля к другим. Если бы скорость распространения электрических воздействий была бесконечно велика, то смещение электрических зарядов в новое положение мгновенно вызвало бы изменение поля во всем окружающем пространстве. В действительности скорость распространения электрических сил хотя и велика, но конечна; поэтому в изменении картины поля должно наблюдаться *запаздывание*, тем более значительное, чем большее расстояние отделяет рассматриваемый участок поля от перемещающихся электрических зарядов.

Колебательное движение электрических зарядов (равно как и периодическое изменение токов, протекающих по проводникам) должно сопровождаться, очевидно, перемещением электрической и магнитной энергии в окружающей среде то в одном, то в противоположном направлении; в связи с конечной скоростью распространения электрических и магнитных воздействий эти пульсации энергии приобретают характер *волнового процесса*: когда в одних участках среды они протекают в прямом направлении, в других, более удаленных участках, до которых импульс нового изменения поля еще не дошел и где картина поля отражает то распределение электрических масс, которое имело место в предыдущий момент времени, они будут протекать в обратном направлении. Чем чаще следуют друг за другом периодические изменения картины поля, тем меньше, очевидно, будет расстояние между участками среды, в которых пульсации энергии совпадают по фазе, т. е. тем короче будет длина волны.

Чтобы решить вопрос, что дадут в среднем эти пульсации энергии,— утечку энергии из проводника, по которому протекает переменный ток, или, наоборот, приток энергии к нему,— необходимо, очевидно, обратиться к расчету. Он может быть выполнен с помощью уравнений Максвелла и впервые был сделан Герцем. Расчет этот показывает, что работа, затрачиваемая на осуществление колебательного движения зарядов, не целиком преобразуется в теплоту, но часть ее всегда уносится в отдаленные участки пространства. Далее, расчет этот показывает, что при прочих равных условиях (в частности, при соразмерных скоростях зарядов или при одинаковых амплитудах токов) количество энергии, излучаемой линейным проводом, пропорционально *квадрату частоты колебаний*. При обычной в технике сильных токов частоте колебаний (50 в секунду) провода излучают незначительное количество энергии. В случае быстропеременных токов с частотой от нескольких сотен тысяч до нескольких миллионов в секунду количество излучаемой энергии становится весьма значительным.

Излучение энергии током является фактом, который обнаруживается даже в самых примитивных школьных опытах. Например, когда мы замыкаем ток в кольцевом проводнике, близ которого расположена свободно подвешенная магнитная стрелка, то магнитная стрелка, занимавшая до включения тока в кольце положение с севера на юг, после включения тока поворачивается и занимает новое положение. Этот простейший опыт весьма поучителен. Ведь для того, чтобы вывести стрелку из ее положения равновесия и повернуть на оси, необходимо совершить определенную, хотя и небольшую работу. За счет чего совершается эта работа? Очевидно, за счет энергии тока в кольце. В момент установления тока в кольце (в момент возникновения магнитного поля) определенное количество энергии передается от кольца к стрелке и расходуется на преодоление сопротивлений, препятствующих стрелке поворачиваться; следовательно, в момент возникновения тока кольцо излучает энергию.

Излучение энергии происходит только в момент изменения тока в кольце, т. е. в момент ускоренного движения электрических зарядов в проводнике. Чем больше ускорение, сообщаемое электрическим зарядом, тем интенсивнее излучение энергии. Установившееся движение зарядов, т. е. постоянный ток, не сопровождается излучением энергии.

Поле, создаваемое ускоренно (или замедленно) движущимися зарядами, представляет собой неразделимое сочетание электрического и магнитного полей — *электромагнитное поле*.

Все явления электромагнитной индукции происходят благодаря электромагнитному излучению, которое вызывается изменением скорости движения зарядов (изменением величины или направления тока).

Электромагнитное поле распространяется от места возникновения с совершенно определенной постоянной скоростью, равной скорости света:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}.$$

Это совпадение не случайно; оно указывает на то, что свет также является электромагнитным явлением.

Если электромагнитное поле распространяется не в вакууме, а в среде с диэлектрической постоянной ε и магнитной проницаемостью μ, то существует весьма простое соотношение, связывающее скорость распространения поля u с этими константами, полученное Максвеллом:

$$u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}. \tag{9}$$

Таким образом, скорость распространения электромагнитного поля в среде меньше, чем скорость в вакууме.

Так как электромагнитное поле, или, как говорят иначе, *электромагнитное возмущение*, распространяется из места возникновения с одинаковой скоростью по всем направлениям, то по истечении некоторого времени поле займет некоторый шаровой объем; радиус этого шара будет возрастать со скоростью u. В этом случае электромагнитное возмущение называют *шаровым*. Поверхность шара, ограничивающую в любой момент объем, занятый электромагнитным полем, называют передней гранью возмущения.

С прекращением ускоренного движения зарядов электромагнитное поле должно уничтожиться, однако это уничтожение поля также не распространяется мгновенно: возникает задняя шаровая грань возмущения, которая распространяется с той же скоростью u.

Таким образом, электромагнитное возмущение разделяет пространство на три части: 1) часть вне передней грани волны, еще не захваченная электромагнитным возмущением, 2) пространство между передней и задней гранями, занятое электромагнитным полем, и 3) пространство, уже пройденное задней гранью, в котором электромагнитного поля уже нет.

Толщина шарового слоя, в котором заключено электромагнитное поле, остается неизменной при увеличении радиуса возмущения, так как обе грани распространяются с одинаковой скоростью.

Вспомним, что плотность энергии для электрического и магнитного полей определяется выражениями

$$\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \quad \text{и} \quad \frac{\mu H^2}{8\pi}.$$

Плотность энергии электромагнитного поля выражается суммой

$$w = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi}.$$

Из уравнений Максвелла можно вывести, что при распространении электромагнитного возмущения (в вакууме и в изотропной среде) *векторы* **E** *и* **H** *перпендикулярны друг к другу и лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения поля*, при этом

$$E\sqrt{\varepsilon} = H\sqrt{\mu} \tag{10}$$

(здесь E выражено в электростатических, а H — в электромагнитных единицах).

Следовательно,

$$\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{\mu H^2}{8\pi},$$

т. е. в электромагнитных волнах электрическая энергия равна магнитной. Поэтому общая плотность энергии $w = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi}$. Заменяя здесь $E\sqrt{\varepsilon}$ через $H\sqrt{\mu}$ и учитывая, что по формуле (9) $\sqrt{\varepsilon\mu} = \frac{c}{u}$, получаем для плотности энергии распространяющегося электромагнитного поля нижеследующую формулу:

$$w = \frac{c}{4\pi u} EH. \tag{11}$$

Для случая шарового возмущения энергия всего электромагнитного поля, заключенная в шаровом слое между передней и задней гранями, очевидно, остается неизменной. Но объем шарового слоя при постоянстве его толщины изменяется обратно пропорционально квадрату радиуса возмущения; следовательно, *в шаровом возмущении плотность энергии изменяется обратно пропорционально квадрату радиуса возмущения.*

Но если плотность энергии (пропорциональная квадратам напряженности полей) изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния, то очевидно, что *в шаровом возмущении напряженности поля изменяются обратно пропорционально первой степени расстояния.* Мы видим, что напряженности электрического и магнитного полей в электромагнитном возмущении убывают с увеличением расстояния гораздо медленнее, чем напряженности стационарных полей. Объясняется это тем, что энергия электромагнитного поля при его распространении остается сконцентрированной в определенном объеме.

Если грани, ограничивающие распространяющееся электромагнитное поле, представляют собой плоскости, то такое электромагнитное возмущение называют *плоским.* В этом случае объем, ограничивающий распространяющееся поле, остается неизменным, и, следовательно, *в плоских электромагнитных волнах остаются неизменными плотность энергии и напряженность поля.*

Мы увидим далее, что получение слабо рассеивающихся (близких к плоской форме) электромагнитных возмущений является вполне возможным.

Для вычисления потока энергии, переносимой волнами, Николаем Алексеевичем Умовым (для любых волн) и Пойнтингом (для электромагнитных волн) был введен в рассмотрение особый вектор $\boldsymbol{S}$ — *вектор Умова — Пойнтинга*, направленный в сторону распространения волн и численно равный количеству энергии, ежесекундно переносимой сквозь мысленно выделенную площадку в единицу площади, ориентированную перпендикулярно к потоку энергии. Если упомянутая площадка, перпендикулярная к направлению распространения волн, имеет площадь Δs, то за время Δt сквозь нее пройдет, очевидно, вся та энергия, которая содержится в объеме призмы с основанием Δs и высотой $u\Delta t$ (где u — скорость распространения волнового поля), т. е. энергия

$$\Delta W = wu\Delta t\Delta s,$$

где w — плотность энергии.

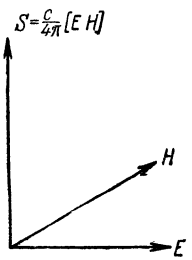


Рис. 380. Вектор Умова — Пойнтинга.

Стало быть, численное значение вектора Умова — Пойнтинга равно произведению плотности энергии на скорость распространения поля:

$$S = \lim \left[\frac{\Delta W}{\Delta t \Delta s}\right]_{\substack{\Delta t \to 0 \\ \Delta s \to 0}} = wu.$$

Приняв во внимание формулу (11) и сказанное выше об ориентации векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, находим, что вектор Умова — Пойнтинга для электромагнитных возмущений выражается векторным произведением напряженностей электрического и магнитного полей (рис. 380):

$$\boldsymbol{S} = \frac{c}{4\pi}[\boldsymbol{EH}]. \tag{12}$$

Мощность излучения определяется средней за период величиной потока вектора Умова — Пойнтинга через замкнутую поверхность, которая охватывает излучающую систему:

$$P = \frac{1}{T}\int_0^T dt \iint S_n\, ds.$$

Как уже было пояснено в начале параграфа, электромагнитное излучение вызывается ускоренным движением электрических зарядов. При гармоническом колебательном движении зарядов излучаются *синусоидальные электромагнитные волны*. За каждый период колебания зарядов излучается отдельная электромагнитная волна. Энергия волны определяется величиной движущихся в проводнике зарядов, их ускорением и размерами излучающего

проводника. Амплитуда ускорения при синусоидальном колебательном движении пропорциональна квадрату частоты колебаний. В связи с этим напряженность индуцированного электрического поля (а также и связанного с ним по формуле (10) магнитного поля) будет пропорциональна квадрату частоты. Следовательно, вектор Умова — Пойнтинга и излучаемая мощность будут пропорциональны четвертой степени частоты.

Однако если сопоставлять излучение (как это обычно и делают) при одинаковых амплитудах тока, то E и H будут тем более велики, чем больше при синусоидальном изменении амплитуда $\frac{dI}{dt}$, т. е. E и H в этом случае пропорциональны первой степени частоты. Стало быть, излучаемая мощность для одинаковых излучающих систем при одинаковых амплитудах тока пропорциональна (как это уже было отмечено выше) квадрату частоты.

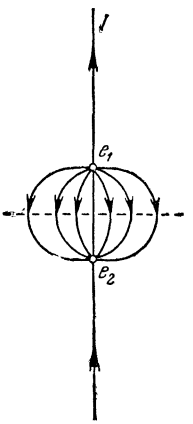


Рис. 381.

§ 90. Излучение электрического диполя. Волны в двухпроводной линии. Антенны

Воспользовавшись понятием о силовых линиях, можно построить довольно наглядную картину строения поля волн, излучаемых проводником, несущим переменный ток. Выделим мысленно из всей массы движущихся зарядов два равных по величине и противоположных по знаку заряда e_1 и e_2 и рассмотрим синусоидальное колебательное движение таких зарядов около положения равновесия. Это даст нам представление об излучении, производимом электрическим диполем Герца.

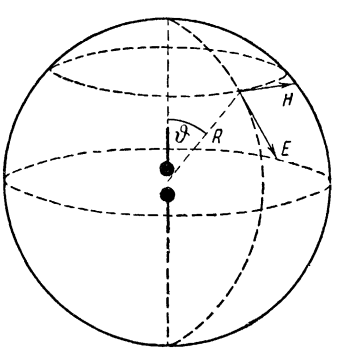


Рис. 382. В электромагнитной волне, излучаемой диполем, векторы E направлены по меридианам, а векторы H — по параллелям.

Легко видеть, что силовые линии электрического поля лежат в плоскостях, проходящих через ось проводника (рис. 381); силовые линии магнитного поля кольцами охватывают проводник. Эта взаимная перпендикулярность направлений электрического и магнитного полей сохраняется и в распространяющейся электромагнитной волне (рис. 382).

Расстояние между зарядами и их скорость меняются во времени синусоидально, поэтому и изменение напряженностей электриче-

ского и магнитного полей вдоль направления распространения волны также подчиняется синусоидальному закону, а именно в плоскости, перпендикулярной к оси диполя Герца,

$$E = \frac{E_0}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{u}\right) = \frac{E_0}{r} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda}\right), \quad (13)$$

где r — расстояние рассматриваемой точки от диполя, а ω, T, λ — угловая частота, период и длина волны (т. I, § 63).

По другим направлениям напряженность поля отличается от указанной в формуле (13) множителем $\sin \vartheta$.

На рис. 383 даны последовательные моменты образования электромагнитной волны. Мы видим, что в момент возвращения зарядов к положению равновесия электрические силовые линии смыкаются. Возникающая электромагнитная волна не имеет строго шаровой формы; излучение электрического диполя происходит главным образом в плоскости, перпендикулярной к оси диполя, однако по мере распространения волны ее форма все более приближается к шаровой. Таким образом, можно считать, что на достаточном отдалении от излучающего проводника напряженность полей изменяется обратно пропорционально расстоянию соответственно формуле (13) и аналогичной формуле для H.

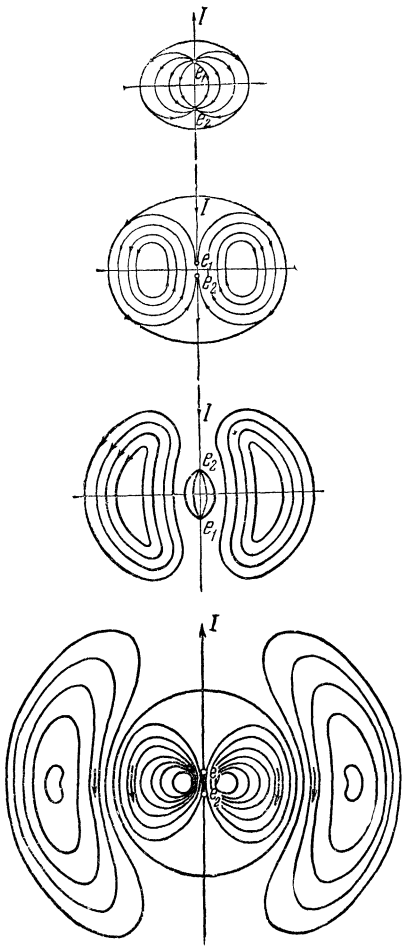


Рис. 383. Картина поля электромагнитных волн, излучаемых диполем.

На рис. 384 ординаты синусоидальных кривых изображают напряженность электрического поля распространяющейся волны; на этом рисунке графически показано распределение напряженностей электрического и магнитного полей волны вдоль линии ее распространения. Понятно, что показанная на этом рисунке длина электромагнитной волны λ равна тому расстоянию, которое волна

проходит в продолжение одного периода изменения тока в излучающем проводнике. Если частота переменного тока равна ν герц, то продолжительность одного периода равна $T = \frac{1}{\nu}$ сек., и длина волны, очевидно, будет:

$$\lambda = uT = \frac{u}{\nu},$$

а в вакууме, где $u = c$,

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\nu} \text{ см.}$$

Рис. 384 дает мгновенную картину поля. Изменение со временем поля в электромагнитной волне соответствует перемещению в на-

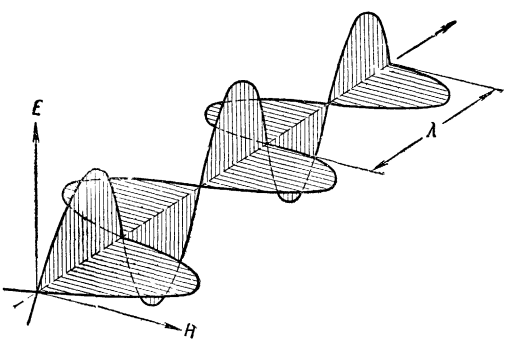


Рис. 384. График распределения напряженности электрического и магнитного полей вдоль линии распространения электромагнитной волны.

правлении луча с фазовой скоростью u двух изображенных на рис. 384 взаимно-перпендикулярных синусоид $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, причем в плоской волне амплитуды этих синусоид остаются неизменными, а в шаровой волне они изменяются обратно пропорционально удалению от излучателя.

В классических опытах, проведенных в 1887—1891 гг., Герц всесторонне исследовал строение поля, излучаемого электрическим диполем. Индикатором напряженности поля в опытах Герца служила искра, образующаяся в резонансном контуре, представлявшем собой проволочный прямоугольник с миниатюрным искровым промежутком, величину которого можно было регулировать посредством винта с тонкой нарезкой. Размеры резонатора выбирались такими, чтобы его собственная частота электрических колебаний, определяемая формулой Томсона, была равна частоте излучаемых волн (совпа-

давшей в опытах Герца с собственной частотой вибратора). Изменяя положение резонатора по отношению к излучателю и наблюдая, появляется ли искра в резонаторе или нет (рис. 385), Герц экспериментально определил строение поля волн, излучаемых вибратором. Применяя в опытах с малыми вибраторами (имеющими высокую частоту собственных колебаний) вогнутые и плоские металлические зеркала, Герц показал, что очень короткие электромагнитные волны (сантиметровые волны) распространяются лучеобразно, отражаются от проводящих поверхностей, преломляются в диэлектриках. Аналогичным образом П. Н. Лебедев в 1895 г. получил и исследовал еще более короткие, миллиметровые волны.

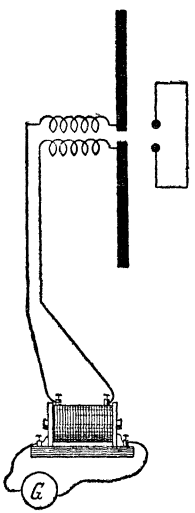


Рис 385. Схема излучателя и резонатора в опытах Герца.

Последующие экспериментаторы (Мёбиус, Никольс, Глаголева-Аркадьева), усовершенствовав методику, получили еще более короткие волны и сомкнули область искусственно генерируемых волн с областью тепловых (инфракрасных) лучей, исследованных Рубенсом (рис. 386).

Ежегодно 7 мая (День радио) советская общественность отмечает успехи отечественной радиотехники и очередную годовщину знаменательной даты (7 мая 1895 г.), когда выдающийся русский ученый Александр Степанович Попов демонстрировал изобретенный им радиоприемник. Усовершенствовав вибратор Герца и применив свой радиоприемник, А. С. Попов в 1896 г. впервые в мире наладил опытную радиотелеграфную связь сначала на небольшом расстоянии в $^1/_4$ *км*, в следующем году на расстоянии 5 *км*, а в 1899 г. на расстоянии около 50 *км*. За границей эксплуатация, усовершенствование (и присвоение) изобретений Попова проводились фирмой, организованной итальянским инженером Маркони. В 1901 г. была осуществлена радиотелеграфная связь через Атлантический океан. Изобретение электронных ламп (1904—1907 гг.) и применение их для генерирования незатухающих колебаний (1913 г.) сделало возможным развитие радиотелефонии и радиовещания. В 20-х и 30-х годах весь мир покрылся сетью мощных радиовещательных станций (Москвой первый радиовещательный концерт был передан 17 сентября 1922 г.).

Эффективность радиосвязи обеспечивается тем, что радиопередатчики (генераторы электрических колебаний и излучающие системы) и радиоприемники конструируют в самом строгом соответствии с расчетными выводами теории, которая детально разработана усилиями многих физиков и инженеров.

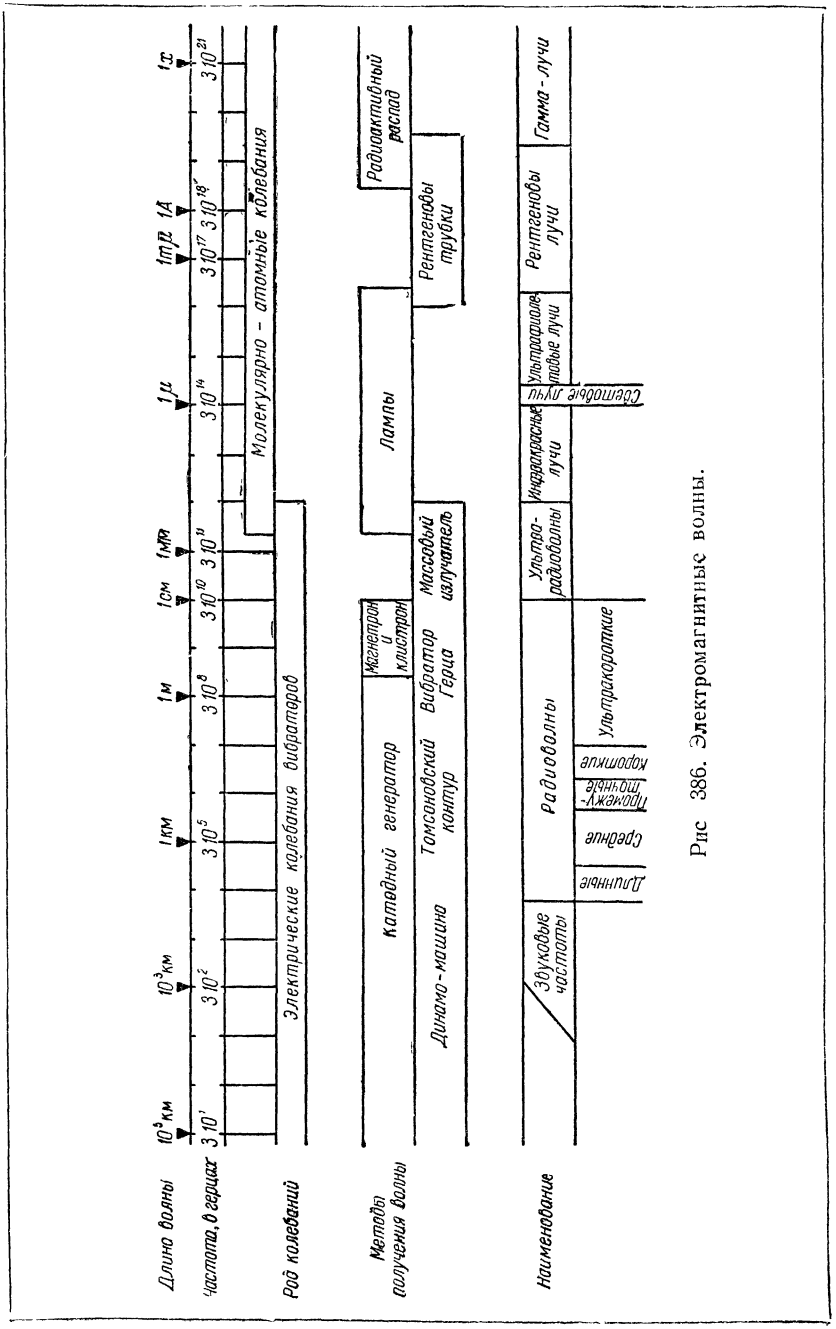


Рис 386. Электромагнитные волны.

Чтобы оценить наивыгоднейшие условия работы генератора, возбуждающего электрические колебания в излучающей системе, излучающую систему заменяют *эквивалентной цепью* (рис. 387), составленной из индуктивности L, емкости C и сопротивления R (L и C — индуктивность и емкость излучающей системы). Под R понимают сопротивление, на котором затрачивается мощность, излучаемая системой. Это сопротивление, действием которого подменяют действительный процесс излучения энергии, называют *сопротивлением излучения* [1]).

Александр Степанович Попов (1859—1905).

Эквивалентная цепь излучающей системы представляет собой электрический колебательный контур, резонансная частота которого равна

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Генератор, питающий эту цепь, будет находиться в наивыгоднейших условиях в том случае, когда отдаваемая им частота совпадает с резонансной частотой контура; при этом ток в контуре будет максимальным и будет определяться только напряжением, которое дает генератор, и сопротивлением R. Поэтому *генератор, питающий излучающую систему, настраивают с нею в резонанс*, причем момент совпадения частоты генератора с собственной частотой излучающего контура наблюдают по амперметру, включенному в провод излучающей системы. В момент резонанса величина тока, а следовательно, и показания амперметра будут наибольшими.

---

[1]) Вычисления показывают, что сопротивление излучения пропорционально квадрату отношения полной длины (т. е. обоих плеч) симметричного вибратора l к длине излучаемой волны λ (формула Рюденберга):

$$R_{\text{изл}} = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \text{ ом}.$$

Мощность излучения выражается произведением сопротивления излучения на квадрат амплитуды тока:

$$P = R_{\text{изл}} I_0^2.$$

Характер электрических колебаний, возбуждаемых генератором в *двухпроводной линии излучающей системы*, зависит, как мы сейчас убедимся, от соотношения между длиной проводов и частотой колебаний, а также от сопротивления, подключенного к концу линии (ее *нагрузки*).

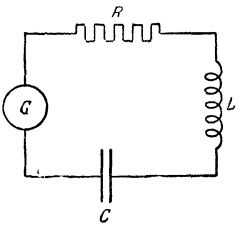


Рис. 387. Электрический колебательный контур, которому эквивалентна излучающая система проводников.

Процесс распространения тока вдоль провода обусловливается, по существу, распространением импульса электрического поля. Поэтому и скорость распространения тока в проводе не может быть больше скорости света. Провод определяет путь распространения электромагнитного возмущения.

Когда генератор переменного тока питает пару проводников, вдоль них распространяется серия электромагнитных волн, длина которых соответствует частоте генератора (рис. 388). Если длина провода значительно больше длины волны, то генератор может совершить много периодов, прежде чем электромагнитная волна достигнет конца провода.

В случае бесконечно длинной двухпроводной линии (а также линии конечной длины, но имеющей, как пояснено ниже, вполне определенную нагрузку на конце) вдоль линии от генератора высокочастотного тока стационарно распространяются *бегущие волны*. В любой момент времени распределение тока вдоль провода линии подчиняется синусоидальному закону; в любой точке провода ток изменяется с течением времени тоже синусоидально.

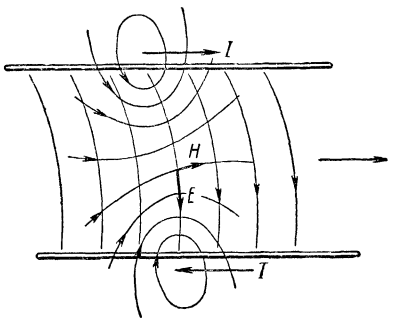


Рис. 388 Картина электромагнитного поля, распространяющегося вдоль двухпроводной линии.

Вследствие скин-эффекта ток в проводах вытесняется на поверхность, и скорость распространения волн поля полностью определяется свойствами среды по формуле $u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, т. е. практически оказывается равной скорости света в вакууме (поскольку для воздуха ε и μ близки к единице) [1]). В плоскости поперечного

[1]) Индуктивность и емкость проводящей линии, отнесенные к единице длины, связаны соотношением $LC = \varepsilon\mu \approx 1$ (где L и C выражены в сантиметрах); поэтому в данном случае можно написать также, что

$$u = \frac{c}{\sqrt{LC}} \approx c.$$

сечения на некотором расстоянии от проводящей линии противоположно направленные векторы напряженности электрических полей (а также и магнитных), связанных с каждым из проводов, дают ничтожно слабое результирующее поле. Таким образом, двухпроводная линия направляет электромагнитные волны, концентрируя в то же время их энергию главным образом в пространстве между проводами.

Отношение амплитуд напряжения и тока в волне, бегущей вдоль двухпроводной линии, для всех точек однородной линии одинаково (фазы напряжения и тока в бегущей волне совпадают) и не изменяется со временем. Это отношение $\frac{V_0}{I_0}$ называют *волновым сопротивлением линии*; оно зависит только от индуктивности и емкости линии и определяется (как и волновое сопротивление контура, стр. 484) формулой

$$R_{\text{волн}} = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Поскольку напряжение и ток в бегущей волне совпадают по фазе, волновое сопротивление является активным сопротивлением [1]).

Когда линия в конце замкнута на сопротивление, то энергия, приносимая электромагнитной волной, частично рассеивается в этом сопротивлении. *Когда конец линии не замкнут*, бегущая волна *отражается* от конца линии, подобно тому как отражается от точки крепления волна, бегущая вдоль струны. Отраженная волна, бегущая по направлению к генератору, слагаясь с прямой волной, дает довольно сложную картину распределения токов и напряжений вдоль провода линии.

Поскольку на конце линии не происходит поглощения энергии, то имеет место наложение отраженной волны на падающую и в результате возникает *стоячая электромагнитная волна*. Стоячая электромагнитная волна сопровождается стоячей волной тока; мы имеем здесь, как и в случае колебаний струны, «пучности» и «узлы», т. е. точки, в которых величина переменного тока наибольшая (пучность), и точки, в которых она равна нулю (узлы). Если включить в провод лампочки накаливания, то они светятся сильнее всего в пучностях тока, в узлах они не светятся. Двухпроводную линию, открытую с одного конца и имеющую генератор колебаний, подключенный к другому концу, можно рассматривать как полуоткрытый электрический диполь. На концах открытой линии, как и на концах диполя, образуются узлы тока (рис. 389 и 390).

---

[1]) Индуктивность и емкость кабелей, применяемых в практике телевидения, таковы, что волновое сопротивление этих кабелей составляет: для многих марок симметричных двужильных кабелей 100—300 *ом*, для большинства коаксиальных кабелей 75 *ом*.

Фазы напряжения и тока в стоячей волне отличаются на $\frac{\pi}{2}$ (в узлах тока находятся пучности напряжений). Их амплитуды в два раза превышают амплитуду бегущей волны, отражаемой от конца линии.

К двухпроводной линии, разомкнутой на конце, около одного из узлов напряжения подключают генератор колебаний; тогда он создает в линии напряжения, амплитуды которых существенно превышают амплитуду напряжений генератора.

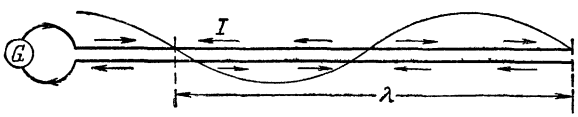


Рис. 389. Стоячие волны тока в двухпроводной разомкнутой на конце электрической линии.

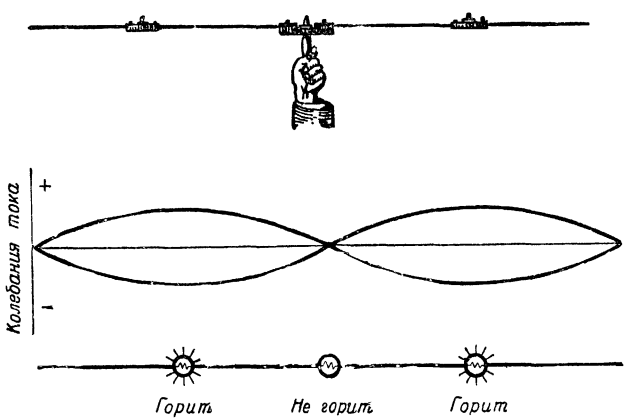


Рис. 390. Диполь с тремя лампочками для исследования распределения тока в нем и распределение тока в диполе, колеблющемся в первом обертоне.

В короткозамкнутой на конце двухпроводной линии фаза волны тока, отраженной от конца линии, не меняется, т. е. на конце линии образуются пучность тока и узел напряжения. Если в этом случае генератор подключить к линии в одном из узлов тока, то он создаст на конце линии ток с амплитудой, превышающей амплитуду тока, питающего линию.

Экспериментальное исследование поля стоячих волн, образующихся в двухпроводной линии, открытой с одного конца, впервые было выполнено Лехером (1890 г.). Картина электрического поля

стоячих волн, установленная Лехером, показана на рис. 391. Стрелки на этом рисунке показывают направление силовых электрических линий (направление токов смещения между проводами), густота стрелок отображает напряженность электрического поля. Места сгущения электрических силовых линий соответствуют пучностям напряжения поля, совпадающим с узлами тока в проводах. В течение каждого полупериода колебаний направление поля меняется на обратное, проходя через нуль. Если провода поместить в трубку с разреженным газом, то при достаточно высоком напряжении генерируемых колебаний наблюдаются яркие полосы светящегося газа, указывающие положение пучностей напряжения. Их можно обнаружить также, просто помещая здесь газосветные лампочки (тогда как лампочки накаливания светятся в пучностях тока).

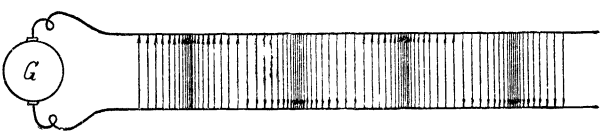


Рис 391. Электрическое поле стоячей волны.

В отличие от открытого диполя лехерова система даже при высоких и ультравысоких частотах генерируемых в ней колебаний дает малое излучение энергии в окружающее пространство.

Режим стоячих электромагнитных волн используется в применяемых на практике излучающих системах — *антеннах*.

Подключая генератор колебаний к середине антенного провода и подбирая соответствующим образом частоту, можно уложить в антенном проводе то или иное количество узлов и пучностей тока (рис. 392).

Когда длина проводника равна половине длины волны, то получается простейшая картина стоячей волны: пучность тока — в середине провода и узлы — на концах (на открытых концах проводника ток, очевидно, должен равняться нулю). Если бы мы измерили амперметром ток высокой частоты в различных точках провода, то получили бы ту картину распределения величины тока, которая дана на рис. 392, *а*. Эта простейшая картина соответствует тому случаю, когда генератор дает резонансную частоту излучающего провода.

Увеличим теперь частоту питающего генератора в три раза. Очевидно, что длина волны уменьшится в три раза, и в проводе уложится уже не половина волны, а *три* полуволны (рис. 392, *б*). Так как на концах проводника должны быть узлы, то в середине провода будет пучность тока Про этот случай говорят, что «антенна возбуждена на третьей гармонической частоте». Здесь мы опять имеем явление резонанса.

Увеличивая дальше частоту генератора, можно «возбудить антенну на пятой гармонической частоте» (рис. 392, *в*) и т. д.

Можно возбудить антенну и на четных гармонических частотах, однако при этом в середине провода получается узел тока; поэтому при таком возбуждении генератор приходится включать не в середине провода, а в какой-либо из пучностей тока (рис. 392, *г*).

Мы видим, что антенна (благодаря тому, что ее размеры сравнимы с длиной волны) обладает существенным свойством — *многократным резонансом*, в то время как колебательная система, составленная из конденсатора и катушки самоиндукции, обладает только одной резонансной частотой.

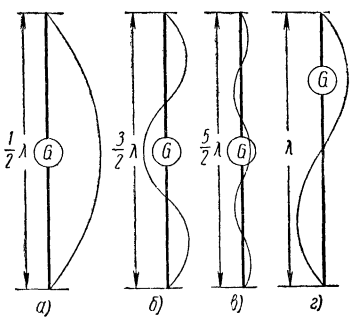


Рис. 392. Стоячие волны в симметричной излучающей системе.

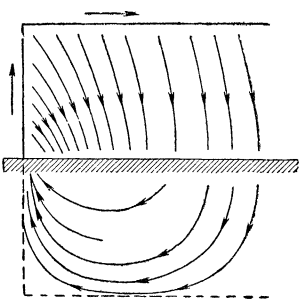


Рис. 393. Картина токов, индуцированных проводниками в земле.

Расположение антенны над поверхностью земли позволяет уменьшить длину антенны, ограничивая антенну одной ее ветвью и заменяя другую ее ветвь «зеркальным отражением антенны в земле». Один полюс генератора колебаний приключают к нижнему концу излучающего провода, а другой полюс заземляют. На рис. 393 схематически показано распределение почвенных токов; они дают грубое зеркальное отражение верхней части системы.

Горизонтальная система проводников длинноволновой антенны почти не излучает, так как ее поле ослабляется полем земных токов. *Основная часть энергии излучается вертикальным проводом* и его зеркальным изображением; излучение происходит главным образом в плоскости, перпендикулярной к излучающему проводу, т. е. по горизонтальным направлениям. При этом напряженность электрического поля направлена вертикально; электромагнитные волны поляризованы.

Увеличивая частоту, следовательно, уменьшая длину волны, можно уменьшить необходимые размеры антенны. Так, для частоты 10^5 *гц* длина волны равна 3000 *м*, и наименьшая длина излучателя (т. е. антенны, работающей на собственной частоте) равна половине

длины волны, т. е. 1500 *м*. Если заменить нижнюю ветвь излучателя поверхностью земли, необходимая длина сети будет все же 750 *м*. Для частоты же в 100 раз большей, т. е. для волны в 30 *м*, длина симметричного излучателя получается всего 15 *м*.

Обычно подобная коротковолновая антенна подвешивается горизонтально на некоторой высоте над землей; так как поместить питающий генератор в середине подвешенного проводника, очевидно, невозможно, энергия подводится к излучателю двумя проводниками, несущими бегущую волну (рис. 394).

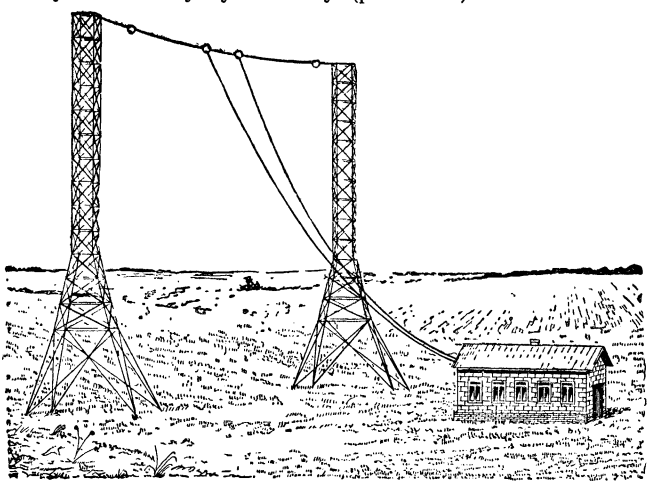


Рис. 394. Коротковолновая антенна.

Для линии, подводящей напряжение высокочастотных колебаний к антенне (эту проводящую линию называют *фидером* [1])), режим стоячих волн непригоден: стоячие волны создаются отражением бегущей волны от конца линии; электромагнитная энергия возвращается к генератору, и нужного переноса энергии от генератора к антенне не происходит (то же можно сказать о радиоприемных устройствах, где фидер должен обеспечивать перенос энергии от антенны к приемнику).

Необходимый для фидера режим бегущих волн обеспечивается только в том случае, когда в конце фидера включено активное сопротивление, равное упомянутому выше волновому сопротивлению фидера. Тогда мощность бегущей волны полностью поглощается нагрузкой фидера и непрерывно происходит перенос энергии от генератора к антенне. Нагрузкой фидера, подключенного к антенне, является входное сопротивление антенны, которое определяется сопротивлением излучения антенны и сопротивлением, связанным

[1]) От англ. feed—питать.

с потерями энергии в проводах антенны. Для длинных волн сопротивление излучения мало (доли ома, несколько омов), а потери значительны. В связи с этим к. п. д. этих антенн невелик (35—50%). Для коротких и, в особенности, ультракоротких волн соотношение более благоприятное.

Сопротивление излучения полуволнового вибратора Герца составляет 73,1 *ом*, а петлевой антенны А. А. Пистолькорса (широко применяемой для приема телевизионных передач) — около 300 *ом*; потери в них ничтожны. В этих случаях легко обеспечивается равенство: волновое сопротивление фидера $\approx$ входное сопротивление антенны $\approx$ сопротивление излучения.

Радиосвязь на длинных волнах осуществляют излучением волн, в которых электрическое поле направлено вертикально;

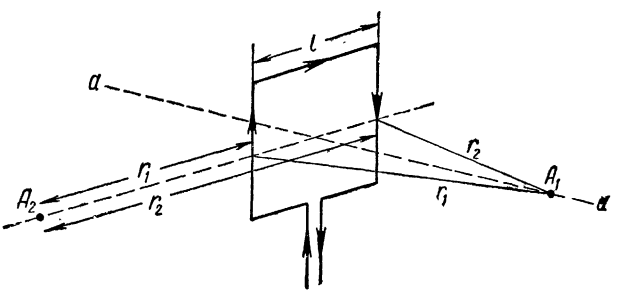


Рис 395 Рамка, обтекаемая переменным током.

поэтому и провода приемной антенны также располагают вертикально. Для уменьшения влияния индустриальных помех радио- и телепередачи на волнах метрового диапазона обычно ведутся излучением волн с горизонтальной поляризацией (т. е. с горизонтальным направлением) электрического поля; поэтому в этом случае приемные антенны располагают горизонтально.

Все антенны имеют некоторую *направленность* создаваемого ими излучения. Так, для диполя Герца, как уже упоминалось, излучение является наибольшим в плоскости, перпендикулярной к оси диполя. Рассмотрим, чем объясняется более острая направленность излучения, создаваемого замкнутым контуром переменного тока, например проводником, согнутым в виде квадратной *рамки* со стороной l (рис. 395). Электромагнитные импульсы, посылаемые противоположными сторонами квадрата, противоположны по знаку. Суммарная напряженность поля в какой-либо точке пространства A определяется расстояниями ее (r_1 и r_2) от сторон квадрата. Если эти расстояния равны, то для точки A_1, лежащей на линии aa, противоположные импульсы, достигающие точки A_1 одновременно, уничтожают друг друга. Таким образом, излучение по оси рамки отсутствует.

Иной результат получается для точки A_2, лежащей в плоскости рамки. Здесь импульс, посылаемый правой стороной рамки, должен пробежать большее расстояние и достигает точки A_2 позднее, чем импульс, посылаемый левой стороной рамки. Наиболее выгодный случай мы получим тогда, когда запаздывание будет точно равно половине периода; при этом в точку A_2 будут приходить совпадающие импульсы, и мы получим заметное излучение в плоскости рамки. Очевидно, что это будет в том случае, когда сторона рамки l равна половине длины излучаемой волны.

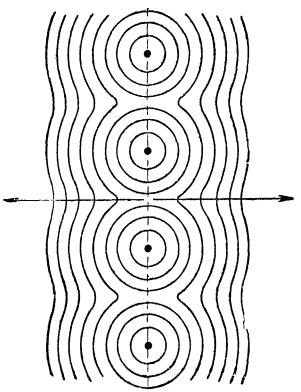


Рис 396. Поле ряда излучающих проводников (в плане) По мере увеличения расстояния от излучающей системы волна становится почти плоской.

Таким образом, мы приходим к выводу: *замкнутый провод, обтекаемый переменным током, излучает энергию главным образом в своей плоскости*; излучение по оси, перпендикулярной к площади, обтекаемой током, отсутствует. Излучение ничтожно, если размеры проводника малы по сравнению с длиной волны; *излучаемая энергия максимальна, когда диаметр круглой рамки равен половине длины волны.*

Компактность коротковолновых антенн дает возможность построить системы с еще более остро направленным излучением. Представим себе ряд одинаковых прямолинейных излучающих проводников, расположенных в одной плоскости (как частокол). Каждый из этих проводников дает волну, по форме близкую к шаровой. Однако, если ток в этих проводниках меняется одновременно, то суммарное их излучение образует плоскую волну (рис. 396). Излучение такой системы проводников направлено перпендикулярно к плоскости, в которой расположены проводники, при этом напряженность поля волны в точке приема слагается из напряжений полей отдельных излучающих проводников. Излучающая система такого типа позволяет получить пучок электромагнитных волн, заключенный внутри угла в 10—15°. Очевидно, что для длинных волн подобная система становится неосуществимой из-за своей громоздкости.

Формирование и распространение ультракоротких (сантиметровых) электромагнитных волн может осуществляться в полостях, окруженных металлическими стенками (в полых резонаторах), и, в частности, в полостях металлических труб — в *волноводах*. Через отверстия, сделанные в стенках волновода, при верном расположении этих отверстий можно получить остро направленное излучение ультракоротких волн (*щелевые антенны*).

Используя ультракороткие волны сантиметрового диапазона и применяя правильно рассчитанные и хорошо сконструированные антенны, можно сконцентрировать большую часть излучаемой энергии в пределах угла, составляющего всего сотые доли градуса.

§ 91. Распространение электромагнитных волн. Роль ионосферы. «Радиоокно» в космос

Если бы излучающая система находилась в свободном пространстве вдали от Земли, то распространение электромагнитных волн происходило бы прямолинейно. Вследствие проводимости земной поверхности и вследствие ионизации атмосферы условия распространения электромагнитных волн на поверхности земного шара существенно отличны от условий их свободного распространения. Проводимость почвы обусловливает, во-первых, изменения направления распространения волн и, во-вторых, вызывает постепенное поглощение энергии волн при распространении волн вдоль земной поверхности.

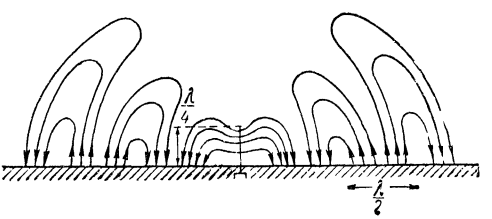


Рис. 397. Электрическое поле (в вертикальном разрезе) излучения вертикальной антенны.

На рис. 397 и 398 представлены картины поля электромагнитных волн, излучаемых вертикальной антенной и распространяющихся вдоль земной поверхности. На рис. 397 дан вертикальный разрез поля и показаны направление и (густотой линий) интенсивность электрических сил; рис. 398 показывает горизонтальный разрез поля и мгновенное распределение магнитных силовых линий.

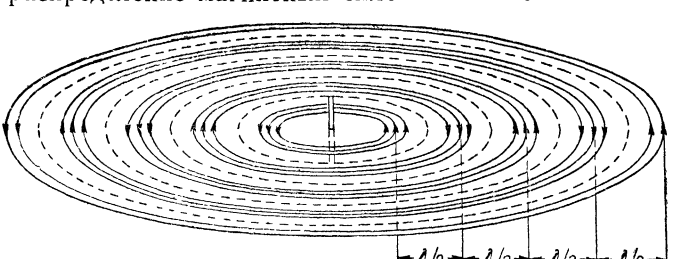


Рис. 398 Магнитное поле (в горизонтальном разрезе) излучения вертикальной антенны.

Влияние ионизации атмосферы отчасти сходно с влиянием проводимости земли, но при распространении коротких волн ионизация

атмосферы обусловливает возникновение некоторых своеобразных явлений.

Ионизация атмосферы вызывается главным образом солнечным и космическим излучением, поэтому ионизация увеличивается с увеличением высоты. Если предположить, что ультрафиолетовое излучение Солнца является основным источником ионизации, то можно предсказать существование на высоте от 90 до 130 *км* ионизированного слоя с наибольшей концентрацией свободных электронов: около $9{,}2 \cdot 10^5$ электронов в 1 $см^3$.

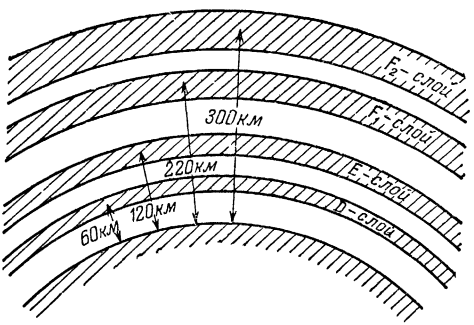


Рис. 399. Распределение слоев максимальной ионизации в атмосфере.

Экспериментальные данные показывают, что строение ионизированных слоев атмосферы является более сложным. Ионизированные слои атмосферы простираются на значительную высоту, причем обнаружено наличие нескольких максимумов ионизации.

На рис. 399 показано приблизительное строение ионизированных слоев атмосферы. Наиболее устойчивым и наиболее важным для распространения длинных волн является слой E. На распространение коротких волн более всего влияет слой F.

Наличие ионизированных слоев обусловливается, конечно, равновесием между действием ионизирующих агентов и процессами обратного восстановления (рекомбинации) ионов. С наступлением ночи при отсутствии основного источника ионизации концентрация свободных электронов уменьшается. При этом процесс рекомбинации более интенсивно происходит в более плотных слоях атмосферы, и максимумы ионизации смещаются кверху.

Как дневная, так и ночная высота максимумов ионизации существенно зависит от времени года для данной части земного шара. В экваториальных областях их высота наименьшая.

Ионизированные слои атмосферы называют *слоем Хевисайда* (по имени исследователя, который первый обнаружил влияние указанного слоя на распространение электромагнитных волн вокруг земного шара), или *ионосферой*.

Картина распространения электромагнитных волн существенно зависит от длины волны.

В радиотехнике электромагнитные волны условно делят на диапазоны, указанные в помещенной ниже таблице.

Диапазон волн	Длина волны	Частота колебаний
Длинные	3000 *м* и более	Ниже 100 *кгц*
Средние	3000—200 *м*	100—1500 *кгц*
Промежуточные .	200—50 *м*	1,5—6 *Мгц*
Короткие	50—10 *м*	6—30 *Мгц*
Ультракороткие:		
метровые . . .	10—1 *м*	30—300 *Мгц*
дециметровые .	1—0,1 *м*	300—3000 *Мгц*
сантиметровые .	10—1 *см*	3000—30 000 *Мгц*

Для длинных радиоволн электропроводность ионосферы (в основном слоя E) эквивалентна проводимости металлической оболочки толщиной в несколько миллиметров на дневной стороне и в несколько сотых миллиметра на ночной. Поэтому длинные электромагнитные волны, излучаемые системой, расположенной на поверхности земли, распространяются между двумя проводящими поверхностями (рис. 400). Вследствие проводимости земной поверхности и ионосферы силовые линии электрического поля располагаются почти вертикально. Проводящие поверхности «ведут» электромагнитную волну; распространение волны в этом случае сходно с распространением волны вдоль двухпроводной линии; роль проводов играют здесь поверхность земли и ионосфера.

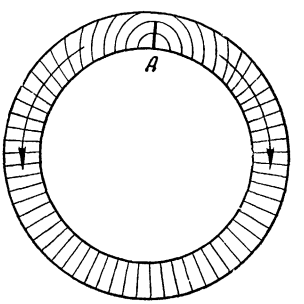


Рис. 400. Огибание земного шара длинными радиоволнами, излучаемыми в точке A.

Поглощение длинных волн почвой и ионизированными слоями атмосферы является незначительным, и поэтому эти волны широко используются для деловой международной радиосвязи.

На не слишком больших расстояниях, когда влияние кривизны поверхности земного шара сказывается не сильно, напряженность поля, как было показано акад. М. В. Шулейкиным, определяется формулой

$$E_0 = \frac{300\sqrt{P}}{r}\,\frac{\text{милливольт}}{\text{метр}},$$

где r — расстояние в километрах от излучающей радиостанции и P — излучаемая мощность в киловаттах.

Средние и промежуточные радиоволны глубоко проникают в ионосферу и испытывают там значительное поглощение. Условия дальнего распространения этих волн «радиовещательного диапазона» существенно улучшаются ночью, когда слои наибольшей ионизации атмосферы смещены кверху. В летнее время помехи, создаваемые грозовыми разрядами, крайне затрудняют радиосвязь на средних волнах.

Энергия средних и промежуточных волн при их распространении заметно рассеивается вследствие поглощения их почвой. Это поглощение почвой тем более велико, чем короче волны.

Поглощение существенно зависит от свойств почвы; над водными поверхностями поглощение меньше, чем над сушей.

Электропроводность морской воды в сотни раз больше электропроводности влажной почвы и в десятки тысяч раз больше электропроводности сухой почвы. Но даже относительно весьма сухая почва является в 100 миллионов раз лучшим проводником электричества, чем атмосферный воздух у поверхности земли. Однако в ионосфере вследствие большой ионизации проводимость воздуха мало отличается от электропроводности морской воды.

При уменьшении длины волны характер излучения все более приближается к световому; в этом случае можно говорить о «луче» электромагнитной волны. Радиосвязь на коротких волнах обусловливается преимущественно «лучами» электромагнитных волн. Ионосфера (в основном слой F) представляет собой как бы зеркало для коротких электромагнитных лучей. Луч, отраженный ионосферой, возвращается к земле на большом расстоянии от излучающей системы. Этим объясняется большая дальность радиосвязи на коротких волнах при относительно малых излучаемых мощностях. Однако вследствие изменения ионизации в течение суток условия распространения коротких волн днем резко отличны от условий распространения их ночью.

На близких к излучателю расстояниях радиосвязь может осуществляться посредством прямых «земных» волн. Но эти волны быстро поглощаются почвой. Поэтому при увеличении расстояния прием прекращается, пока мы не придем в точку падения волны, отраженной от ионосферы (рис. 401); таково происхождение «мертвых зон» при приеме сигналов коротковолновых радиостанций. Максимальные размеры мертвых зон при отражении коротких волн от верхних ионизированных слоев достигают 3500 *км*.

Интересные явления обнаруживаются при прохождении коротких волн из области дня в область ночи и наоборот. Так как высота ионизированного слоя над уровнем земли резко возрастает после захода солнца, то на границе между днем и ночью наблюдается наклонный ход ионизированных слоев. Это своеобразное наклонное зеркало может обусловить в некоторых случаях исключительную дальность прохождения электромагнитной волны, наличие «эхо» и т. д. На

рис. 402 показан путь луча электромагнитной волны, отраженной от наклонного ионизированного слоя.

Короткие волны при отражении от ионизированных слоев атмосферы испытывают сравнительно небольшую потерю энергии. Сооружение антенн, излучающих энергию в избранных направлениях, является тем более легким, чем короче волна. Как было пояснено в § 89, излучаемая энергия при равных амплитудах тока пропорциональна квадрату частоты. Поэтому мощность генераторов электрических колебаний при использовании коротких волн может быть во много раз уменьшена. Помехи от грозовых разрядов при приеме коротких волн сказываются меньше, чем при приеме более длинных волн. Все это привело к предпочтительному применению в радиотехнике коротких волн, на которых ведется радиовещание и осуществляется радиотелеграфная и радиотелефонная связь (главным образом в диапазоне 15—50 *м*).

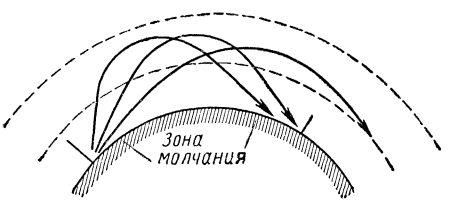


Рис. 401. Преломление лучей коротких волн в ионизированных слоях атмосферы.

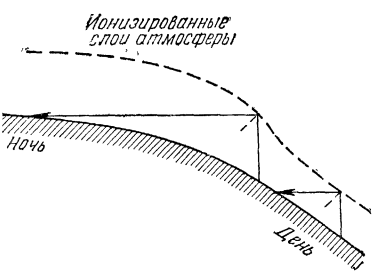


Рис. 402. Дальнее распространение коротких волн при их отражении от наклонных ионизированных слоев атмосферы.

Главным недостатком радиосвязи на коротких волнах являются так называемые *фединги* (*замирания*) приема. Это явление заключается во внезапном крайнем ослаблении поля коротких волн, что происходит вследствие неблагоприятной интерференции волн, отраженных от разных участков ионосферы и прошедших поэтому разные пути. Вызванные этим ослабления (и даже полные исчезновения) радиоприема происходят нерегулярно, но весьма часто и продолжаются минуты. Для смягчения этих замираний приходится строить радиоприемники с большим запасом возможного усиления и автоматической регулировкой громкости приема. Часто применяют также радиоприем одновременно на две антенны, удаленные на 10—15 длин волн.

Обычно замирания для двух таких антенн не совпадают по времени, и поэтому суммарный сигнал, поступающий на вход радиоприемника, почти не испытывает замираний.

При дальней радиосвязи на коротких волнах наблюдается явление *многократного повторения радиосигнала*. Переданный сигнал

воспроизводится при приеме несколько раз с интервалами в тысячные или десятитысячные доли секунды (рис. 403). Это повторение сигнала, как и замирания, вызывается тем, что одновременно излученные волны, распространяясь лучеобразно и отражаясь от нижней границы ионосферы под различными углами (соответственно углу падения луча), отражаясь затем от поверхности земли и снова от ионосферы, приходят в точку приема, пройдя зигзагообразные пути неодинаковой длины (рис. 404).

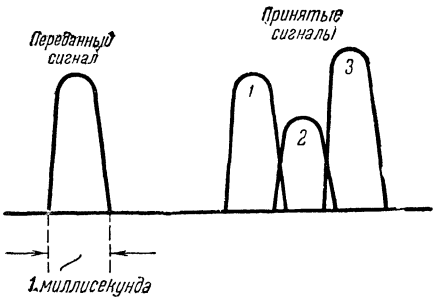


Рис. 403. «Расширение» радиосигнала, принятого на коротких волнах.

В отличие от коротких волн ультракороткие волны длиной от 1 *см* до 10 *м*, и в особенности сантиметровые волны, имеют весьма малый «радиус действия». В пределах горизонта картина распространения ультракоротких волн сильно зависит от пересеченности местности. Массивы деревьев, архитектурные сооружения отражают эти волны, делая часто ход лучей зигзагообразным; прямой луч интерферирует с лучом, отраженным от почвы. За горизонтом напряженность поля ультракоротких волн убывает с увеличением расстояния тем быстрее, чем меньше длина волны.

Так, при частоте $30 \cdot 10^6$ *гц* (10-метровые волны) напряженность поля волны за горизонтом обратно пропорциональна приблизительно третьей степени расстояния, а при частоте $300 \cdot 10^6$ *гц* (1-метровые волны) напряженность поля обратно пропорциональна восьмой степени расстояния.

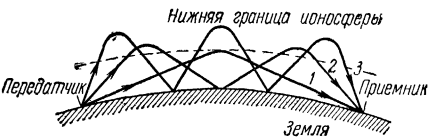


Рис. 404. Образование многократного повторения сигнала вследствие неодинаковой длины лучей, испытавших несколько раз отражение от ионосферы.

Сантиметровые волны испытывают отражение от дождевых и грозовых облаков, но проникают без отражения, как и ультракороткие метровые волны, через ионизированные слои атмосферы.

Устойчивая радиосвязь на ультракоротких волнах на расстояниях свыше 60—100 *км* (без промежуточных передатчиков) практически является невозможной. Зато вследствие ярко выраженного лучевого распространения ультракороткие волны особенно удобны для направленной радиосвязи на небольших расстояниях. Ультракороткие волны (по причинам, которые будут пояснены в § 96) являются единственными волнами, пригодными для передачи высококачественного телевидения.

Для увеличения непосредственной дальности действия ультракоротких волн передающую и приемную антенны поднимают возможно выше над поверхностью земли.

Большая отдача излучаемой энергии, легкая осуществимость острой направленности излучения, отсутствие резких и частых замираний и незначительность атмосферных помех оправдывают сооружение *ретрансляционных линий дальней связи на ультракоротких волнах* (или, как их иначе называют, *радиорелейных линий*). Такие линии связи состоят из ряда приемно-передающих устройств, размещенных на расстоянии порядка 60—100 *км* друг от друга. В каждом из этих устройств при приеме остро направленного сигнала автоматически начинает действовать маломощный генератор ультракоротких волн (мощностью около 1 *вт*), возбуждающий направленную антенну, которая передает полученный сигнал дальше, причем форма принятого сигнала воспроизводится в отправляемом сигнале точно, без искажений.

Электромагнитные волны, имеющие длину примерно от 1,25 *см* до 16 *м* и приходящие к Земле из космического пространства, проникают через атмосферу с относительно небольшим поглощением. Излучение с длиной волны меньше 1,25 *см* поглощается молекулами кислорода и водяных паров (за исключением волн длиной около 0,8 *см*, для которых атмосфера сравнительно прозрачна). Инфракрасные лучи поглощаются атмосферой несравненно сильнее видимых лучей, а ультрафиолетовые лучи с длиной волны менее 0,29 μ поглощаются полностью. Таким образом, кроме «оптического окна», имеется еще второе — «радиоокно» для волн в диапазоне 1 *см*—16 *м*. Волны длиной более 16 *м*, приходящие из космического пространства, сильно отражаются атмосферой Земли.

Электромагнитные волны указанного диапазона порождаются в космосе процессами, происходящими в ионизированном газе, и движением электронов в космических магнитных полях. Часть такого излучения возникает в межзвездном ионизированном газе. На этом фоне выделяются своей несколько большей интенсивностью тысячи отдельных источников излучения.

Применение больших антенн с острой направленностью приема в сочетании с особыми радиоприемными устройствами (*радиотелескопов*) позволило установить, что источником излучения метровых — сантиметровых волн являются:

1) те области космического пространства, где когда-либо (хотя бы тысячи лет назад) произошла вспышка «сверхновой звезды»; «сверхновая звезда» бывает видима обычно не долее нескольких месяцев;

2) звездные скопления, находящиеся далеко за пределами нашей Галактики, причем из множества таких галактик — преимущественно те, которые отличаются своим строением от нашей Галактики;

3) скопления ионизированного газа — газовые туманности в нашей Галактике.

Атмосфера Солнца не прозрачна для метровых — сантиметровых волн. Поэтому к нам приходит только та часть этих волн, которая излучается короной Солнца и слоями хромосферы, расположенными на высоте 2000—3000 *км* над поверхностью фотосферы Солнца. Это излучение Солнца колеблется, возрастая и убывая пропорционально площади пятен на Солнце.

§ 92. Ламповые генераторы электрических колебаний

В 1913 г. А. Мейснер изобрел замечательный способ генерирования незатухающих электрических колебаний посредством электронной лампы (§ 53). Схема *электронно-лампового генератора колебаний* показана на рис. 405. Колебательный контур подключен к аноду и катоду трехэлектродной лампы. Рядом с катушкой колебательного контура на том же каркасе намотана вторая катушка, один конец которой также присоединен к катоду лампы, а другой конец присоединен к сетке лампы. При правильном выборе режима лампы эта установка после начального «толчка», сообщенного замыканием цепи, дает незатухающие электрические колебания с частотой, определяемой емкостью и самоиндукцией контура.

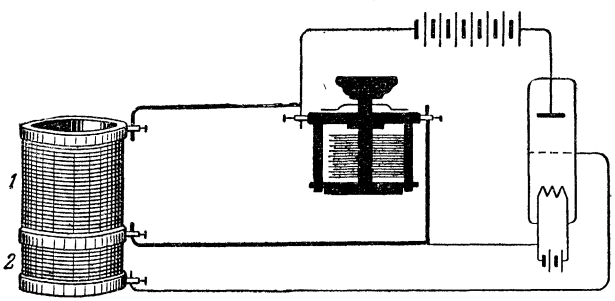


Рис. 405. Схема использования триода для самовозбуждения незатухающих электрических колебаний.

Самовозбуждение колебания производится электронной лампой следующим образом. В начальный момент вслед за замыканием цепи анода электронный поток устремляется внутри лампы от катода к аноду и во внешней цепи от анода через катушку контура *1* к катоду. Быстро нарастая, ток создает, проходя через катушку контура, магнитное поле, которое в момент своего образования индуцирует в катушке сетки *2* электродвижущую силу такого направления, что сетка лампы приобретает по отношению к катоду положительный потенциал. Появление положительного потенциала на сетке мгновенно увеличивает ток, проходящий через лампу и через катушку

контура. Это влечет за собой новое резкое (еще более быстрое, чем в первый момент по замыкании цепи) возрастание магнитного поля. В катушке сетки вновь индуцируется электродвижущая сила такого же, как и раньше, направления, но еще бо́льшая по величине, пропорционально большей скорости возрастания магнитного поля; положительный потенциал сетки увеличивается. Увеличение положительного потенциала сетки мгновенно сказывается в увеличении анодного тока и т. д. Таким образом, в рассмотренной первой стадии процесса увеличение тока заряжает положительно сетку, что в свою очередь усиливает ток.

Но эта первая стадия процесса вскоре приводит к «кризису» и обрывается. Она обрывается тогда, когда на какой-то ступени возрастания тока скорость возрастания тока окажется меньшей, чем бывшая на предыдущей ступени. Магнитное поле контурной катушки, возрастая с меньшей скоростью, чем раньше, дает в сеточной катушке электродвижущую силу такого же, как раньше, направления, но уже меньшей величины. Потенциал сетки, оставаясь положительным, уменьшится, что вызовет уменьшение тока и остановку роста магнитного поля контурной катушки. Электродвижущая сила в сеточной катушке теперь не индуцируется, а потенциал сетки мгновенно падает до нуля. Вследствие этого ток резко уменьшается, магнитное поле контурной катушки быстро убывает и индуцирует в сеточной катушке электродвижущую силу, направленную противоположно прежнему. Сетка приобретает большой отрицательный потенциал и сразу «запирает» лампу — приостанавливает ток через нее, превращает ее в непроводник. Таким образом, во второй стадии (более короткой, чем первая) происходит кризисное падение потенциала сетки, завершающееся тем, что сетка получает большой отрицательный потенциал и запирает лампу.

Теперь выступает на сцену конденсатор контура. Лампа заперта, а контурная катушка запасла магнитную энергию. Магнитное поле катушки, исчезая, создает экстраток, который заряжает конденсатор; поток электронов, которому прегражден путь через лампу, сосредоточивается на пластинах конденсатора, приключенных к катоду.

Пластины, приключенные к аноду, приобретают высокий положительный потенциал. Этим завершается третья стадия.

В последующий момент времени происходит разряд конденсатора. Через контурную катушку электронный поток устремляется обратно к аноду; хотя магнитное поле катушки опять нарастает, но его полярность противоположна прежней, и поэтому электродвижущая сила, индуцируемая в сеточной катушке, имеет такое направление, что потенциал сетки остается отрицательным; лампа продолжает быть запертой. К моменту, когда потенциалы на клеммах конденсатора сравняются, магнитное поле катушки достигнет максимума (конец четвертой стадии).

С этого момента, в связи с переходом от роста магнитного поля к его убыванию, изменяется направление электродвижущей силы, индуцируемой в сеточной катушке. Сетка, как и в первой стадии, приобретает положительный потенциал и открывает лампу, но лампа еще некоторое время бездействует, так как электродвижущая сила самоиндукции контурной катушки компенсирует электродвижущую силу батареи; напряжение на аноде мало и соответственно мал анодный ток. Магнитное поле контурной катушки, исчезая, гонит электроны к пластинам конденсатора, подключенным к аноду; туда же вскоре устремляется поток электронов, идущий из начинающей действовать лампы. Мгновенно здесь возникает высокий отрицательный потенциал (конец пятой стадии).

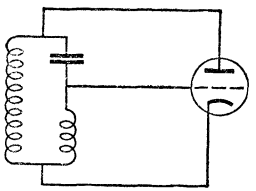


Рис. 406. Трехточечная схема лампового генератора колебаний

В последующую, шестую, стадию процесса повторяются с возросшей интенсивностью явления, происходившие в первой стадии: в контурной катушке одновременно протекают ток разряда конденсатора и ток, идущий через лампу.

Чем сильнее «самораскачиваются» электрические колебания в ламповом генераторе, тем крепче в нужный момент оказывается заперта лампа высоким отрицательным потенциалом сетки. Рассеяние энергии при колебаниях автоматически восполняется за счет энергии анодной батареи. Амплитуда колебаний лимитируется мощностью лампы; для увеличения мощности подключают параллельно несколько ламп.

Генераторные электронные лампы, рассчитанные на мощность 10—20 *квт*, имеют ток насыщения, превышающий 5—10 *а* при анодном напряжении 10 000 *в*.

В рассмотренной нами классической схеме Мейснера напряжения, подаваемые на сетку лампы, берутся (в данном случае посредством индуктивной связи катушек *1* и *2*) из цепи анода. Такой принцип возбуждения напряжений в цепи сетки заимствованием их из цепи анода называют *принципом обратной связи*. Возможны различные видоизменения схемы. Вместо индуктивной обратной связи может быть применена емкостная обратная связь. Часто применяют так называемую *трехточечную схему*, в которой сеточной катушкой служит часть контурной катушки (рис. 406).

Математический анализ самовозбуждения колебаний показывает, что взаимная индуктивность M катушек, обеспечивающих обратную связь, должна быть не меньше величины, определяемой неравенством

$$M \geqslant \frac{Cr}{S} + \frac{L}{\mu},$$

где r, C и L—активное сопротивление, емкость и индуктивность колебательного контура анодной цепи, а μ и S—коэффициент усиления и крутизна сеточной характеристики лампы.

Таким образом, самовозбуждение колебаний наступает при тем меньшей величине взаимной индуктивности M обратной связи, чем больше коэффициент усиления и крутизна лампы и чем меньше все параметры колебательного контура: его активное сопротивление, емкость и индуктивность.

Питание ламповых генераторов осуществляют часто от динамо-машин, дающих ток для накала ламп и высокое напряжение для питания анодных цепей. Часто пользуются обычным переменным током: накал нитей подогревных ламп может производиться непосредственно переменным током, получение же высокого напряжения для питания анодных цепей производится применением трансформатора и лампового выпрямителя (кенотрона).

Так как на частоту генерируемых в контуре колебаний некоторое влияние оказывает режим работы лампы, то во избежание случайных изменений частоты, связанных с изменением режима работы лампы, применяют так называемые *пьезокварцевые стабилизаторы частоты*.

Небольшую пластинку, вырезанную надлежащим образом из кристалла кварца (§ 23), помещают в конденсатор K, подключенный к сетке лампы (рис. 407). Электрические колебания вызывают вынужденные механические колебания пьезокварцевой пластинки. Когда частота колебаний потенциала, подведенных к пластинке, близка к собственной частоте механических колебаний пластинки, происходит резонансное раскачивание колебаний пластинки. Колебательные изменения толщины пьезокварцевой пластинки сопровождаются в свою очередь появлением на ее гранях зарядов, изменение величины и знака которых поддерживает колебания потенциала на пластинах сеточного конденсатора K. Таким образом, случайные изменения частоты электрических колебаний, подведенных к конденсатору K, почти не сказываются на колебаниях потенциала сетки, которые происходят синхронно с собственными колебаниями пьезокварцевой пластинки. Затухание колебаний пьезокварцевой пластинки очень мало, декремент затухания меньше одной десятитысячной.

В схеме, показанной на рис. 407, обратная связь осуществляется через конденсатор небольшой емкости C. При генерировании высокочастотных колебаний межэлектродная емкость C_{ag} (анод—сетка в генераторной лампе) часто оказывается достаточной для реализации обратной связи и заменяет конденсатор C. Сопротивление R_g препятствует появлению на сетке больших (превышающих расчетное значение) отрицательных потенциалов, заряды стекают по этому сопротивлению.

Применение пьезокварцевых стабилизаторов позволяет поддерживать частоту ламповых генераторов колебаний постоянной с точностью до миллионных долей. Это используется в *пьезокварцевых часах*, которые представляют собой ламповый генератор колебаний с частотой колебаний, стабилизированной пьезокварцем, и с устройством для автоматического счета числа совершившихся колебаний. Пьезокварцевые часы несравненно точнее лучших хронометров. Они измеряют время с точностью до 10^{-8}. С помощью пьезокварцевых часов были обнаружены и изучены незначительные неравномерности скорости суточного вращения Земли.

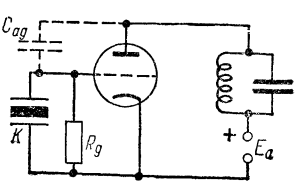


Рис. 407. Ламповый генератор колебаний с пьезокварцевым стабилизатором частоты

Наряду с ламповыми генераторами, создающими гармонические колебания напряжения, часто применяются ламповые генераторы импульсов напряжения, резко отличающихся по форме от синусоидальных. Такие так называемые *релаксационные колебания* служат, в частности, для управления электронным лучом в осциллографах и телевизионных трубках. Пилообразные по форме импульсы напряжения подводятся (в телевизионных трубках) к катушкам, создающим магнитное поле, отклоняющее луч, или (в осциллографах) к конденсатору, между пластинами которого проходит электронный луч, что позволяет получать равномерные во времени отклонения луча, прочерчивающего на экране

прямую линию—*развертку* луча. На рис. 408 показана схема лампового генератора, создающего пилообразные импульсы напряжения. Здесь два триода, объединенных в одном баллоне, причем сетки их соединены. Существенно, что анодная цепь первого триода (*блокинг-генератора*) весьма сильно связана с сеточной цепью через трансформатор, имеющий для увеличения взаимоиндукции железный сердечник. Колебания в сеточной цепи определяются появлением заряда на конденсаторе C_1 и стеканием этого заряда через сопротивление R_1 на землю; чем меньше постоянная времени этой цепи ($\tau = C_1R_1$), тем быстрее разря-

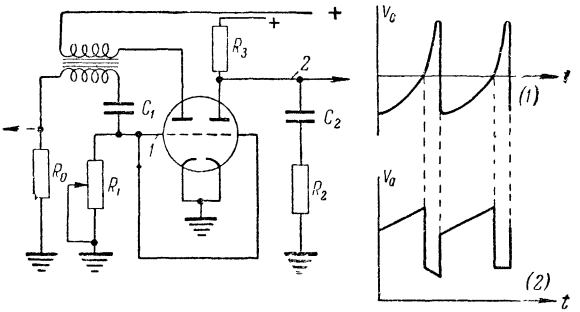


Рис. 408. Блокинг-генератор и генератор пилообразных импульсов напряжения.

жается конденсатор сетки C_1. Если в начальный момент потенциал сетки был отрицателен и лампа блокинг-генератора (левый триод) была заперта, то, когда конденсатор C_1 разрядится, через лампу проходит быстро возрастающий ток; это быстрое возрастание тока обеспечивается тем, что при увеличении тока через трансформатор на сетку подается положительное напряжение (при включении обмоток трансформатора следует подобрать правильную полярность). Далее, существенно, что лампа блокинг-генератора работает в таком режиме, когда большому анодному току соответствует весьма большая утечка электронов через сетку; благодаря этому току сетки вслед за *положительным выбросом* (кривая *1* на рис. 408) напряжение на сетке быстро снова становится отрицательным и лампа блокинг-генератора вновь оказывается запертой. Напряжение на аноде второго триода (кривая *2* на том же рисунке) резко и глубоко падает каждый раз, когда начинает проходить ток через лампу, так как в цепь анода включено большое сопротивление R_3 (порядка 0,5—2 *Мом*). Когда же лампа оказывается запертой, напряжение восстанавливается, возрастая приблизительно линейно, и с тем большей скоростью, чем меньше постоянная времени анодной цепи ($\tau = C_2R_2$) [1].

§ 93. Модуляция электрических колебаний

Рассмотрим, как происходит формирование радиосигналов. На передающей радиостанции мощный генератор колебаний возбуждает и поддерживает электрические колебания

[1]) Описанная схема (на двойных триодах 6Н8 или 6Н1П) применяется во многих наших телевизорах для формирования импульсов вертикальной (кадровой) развертки частотой 50 *гц*. Горизонтальные движения электронного луча в телевизионных трубках должны происходить с очень большой скоростью; импульсы, управляющие горизонтальной (строчной) разверткой, должны иметь значительную интенсивность; для их формирования схему рис. 408 дополняют лампой, увеличивающей амплитуду колебаний напряжения, и элементами цепей, улучшающими линейность.

высокой частоты в проводах антенны. При этом антенна излучает электромагнитные волны. Если на мгновение прервать работу генератора или отключить от него антенну, излучение волн прекращается. Продолжительность таких перерывов — в нашей воле. Этим и пользуются для формирования радиотелеграфных сигналов, причем устанавливают условную систему сигналов, состоящую, например, из комбинации коротких и продолжительных посылок электромагнитных волн (так, в частности, воспроизводятся точки и тире общеизвестной азбуки Морзе). В мощных радиотелеграфных передатчиках, работающих автоматически со скоростью до 300 слов в минуту, перерывы излучения высокочастотных колебаний производятся особыми электронными приборами («электронными мультипликаторами»).

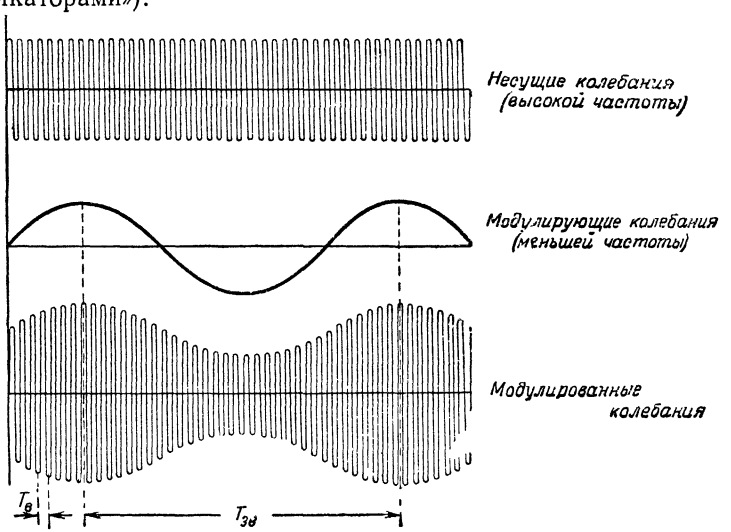


Рис. 409. Модуляция колебаний.

Процесс формирования радиотелефонных сигналов более сложен. В этом случае на непрерывные колебания высокой частоты (ее называют *несущей частотой*) «накладываются» относительно медленные колебания звуковой частоты. Но пригодны только определенные способы сочетания колебаний, а именно такие, при которых колебания не просто суммируются как независимые, но при которых образуются сложные так называемые *модулированные*[1]) *колебания*. Модулированные колебания представляют собой высокочастотные колебания, амплитуда которых периодически изменяется с меньшей (в радиовещании со звуковой) частотой.

[1]) От лат. modulatio—измерение, мера.

Пусть величина тока I колеблется с высокой (круговой) частотой ω:

$$I = I_0 \sin \omega t, \quad \text{где} \quad I_0 = \text{const}.$$

Для формирования радиотелефонных сигналов звуковые колебания $\omega_{зв}$ «накладываются» на высокочастотные так, что амплитуда высокочастотных колебаний уже не будет оставаться постоянной,

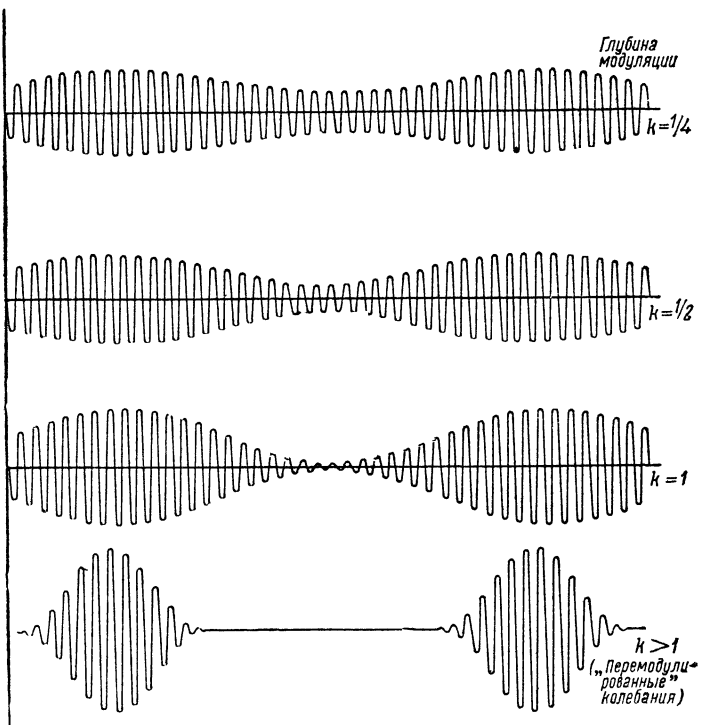


Рис. 410. Зависимость формы модулированных колебаний от глубины модуляции.

а будет изменяться синхронно с «наложенными» звуковыми колебаниями:

$$\left.\begin{aligned} I &= I_{мод} \sin \omega t, \\ I_{мод} &= I_0 + kI_0 \sin \omega_{зв} t. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

График таких колебаний показан на рис. 409.

Коэффициент k называют *коэффициентом модуляции*, или *глубиной модуляции*. Амплитуда модулированного тока изменяется

в пределах от $I_{макс} = I_0 + kI_0$ до $I_{мин} = I_0 - kI_0$. Следовательно,

$$k = \frac{I_0 - I_{мин}}{I_0} = \frac{I_{макс} - I_{мин}}{I_{макс} + I_{мин}}.$$

В высококачественном радиовещании глубина модуляции не превышает 0,5—0,8. Рис. 410 показывает зависимость формы модулированных колебаний от глубины модуляции.

Переписав уравнение модулированных колебаний (14) в виде

$$I = I_0 (1 + k \sin \omega_{зв} t) \sin \omega t$$

и применив формулы простых тригонометрических преобразований, получим:

$$I = I_0 \sin \omega t + \frac{1}{2} k I_0 \sin (\omega + \omega_{зв}) t + \frac{1}{2} k I_0 \sin (\omega - \omega_{зв}) t. \qquad (15)$$

Стало быть, модулированное колебание, если его разложить на гармонические колебания (т. е. выявить его «спектральный состав»), оказывается состоящим не из д в у х колебаний с частотами ω и $\omega_{зв}$, а из т р е х колебаний с частотами

$$\omega, \quad \omega + \omega_{зв} \quad \text{и} \quad \omega - \omega_{зв}$$

(об аналогичном возникновении *комбинационных частот* было рассказано в акустике, т. I, §§ 62 и 71).

На рис. 411 показан спектральный состав модулированного колебания. В соответствии с такой интерпретацией уравнения (14) частоты $\omega + \omega_{зв}$ и $\omega - \omega_{зв}$ называют *боковыми частотами*.

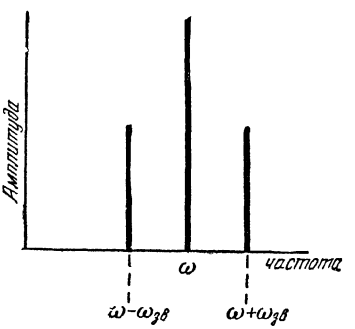


Рис. 411 Модулированное колебание состоит из трех гармонических колебаний.

Электромагнитные волны радиовещательной станции модулируются совокупностью многих гармонических колебаний звуковой частоты примерно от 50 до 10 000 *гц*. Боковые частоты образуют в этом случае *боковые полосы* шириной по 10 000 *гц* в обе стороны от несущей частоты.

Для модуляции колебаний в одной из применяемых схем («сеточной модуляции») к сетке генераторной лампы одновременно подводят: через индуктивную связь с анодной цепью—колебания несущей частоты ω и через трансформатор T (рис. 412)—электрические колебания звуковой частоты, созданные микрофоном и, если нужно, предварительно усиленные. Поскольку обмотка трансформатора оказывает току высокой (несущей) частоты большое сопротивление, то в цепи обратной связи трансформатор T шунтируют конденсатором C, имеющим не слиш-

ком большую емкость, чтобы для токов звуковой частоты его сопротивление оставалось значительным.

Для осуществления процесса модуляции колебаний является весьма важным, чтобы лампы, генерирующие модулированные колебания, работали *на криволинейных участках сеточных характеристик* (стр. 261). Для этого сеткам ламп сообщается более или менее значительный отрицательный потенциал, смещающий рабочую точку на характеристике влево к нижнему криволинейному участку. Если бы зависимость между подводимым к сетке напряжением звуковой частоты и током в лампе была линейной, то вместо модулирования высокочастотных колебаний мы получили бы простое сложение (суперпозицию) колебаний высокой и звуковой частоты по закону

$$I = I_0 \sin \omega t + I_{0\,\text{зв}} \sin \omega_{\text{зв}} t.$$

Математический анализ вопроса показывает, что модуляция колебаний по закону (14) вызывается только нарушением линейной зависимости между напря-

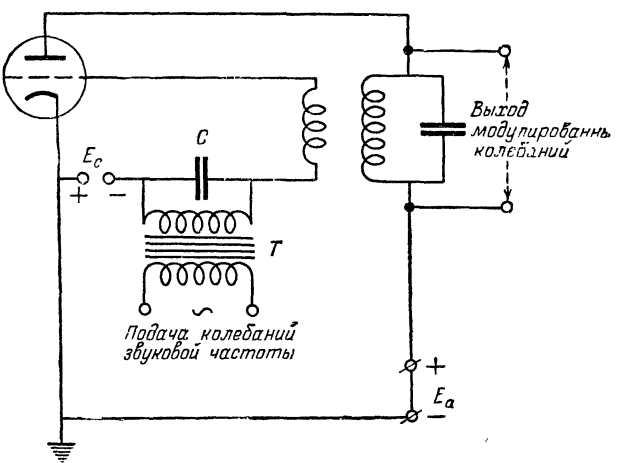


Рис. 412. Генератор амплитудно-модулированных колебаний (сеточная модуляция).

жением и током. Когда прирост анодного тока в лампе зависит от потенциала сетки не линейно, а по закону параболы

$$\Delta I_a = aV_g + bV_g^2$$

и при этом колебания звуковой частоты, подводимые к сетке, гармоничны:

$$V_g = V_0 \sin \omega_{\text{зв}} t,$$

то коэффициент модуляции равен

$$k = \frac{2b}{a} V_0,$$

т. е. *глубина модуляции тем более велика, чем больше амплитуда напряжения звуковой частоты и чем больше кривизна параболической зависимости тока в лампе от сеточного напряжения* (при $b=0$ и $k=0$).

Поскольку лампа, генерирующая модулированные колебания, вследствие постоянного отрицательного потенциала на сетке («отрицательного смещения сетки») работает на изгибе сеточной характеристики, то очевидно, что в «нижние» полупериоды звуковых колебаний, когда потенциал сетки становится еще более отрицательным, лампа будет почти заперта—ток в ней будет близок к нулю. Поэтому казалось бы, что модулированные колебания должны оказаться несимметричными, со срезанными «нижними» полупериодами и иметь вид, показанный на верхнем графике рис. 413. Так это и было бы, если бы раскачивание колебаний в резонансном контуре не дополняло срезанных полупериодов аналогично тому, как это происходит при раскачивании толчками качелей. В итоге излучаемые модулированные колебания имеют симметричную форму (нижний график на рис. 413).

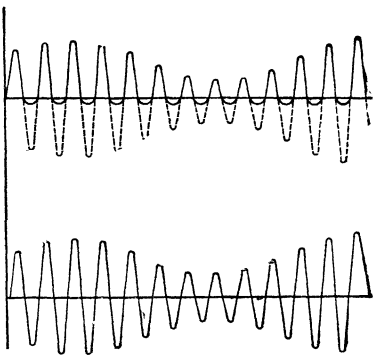


Рис. 413. Раскачка колебаний в резонансном контуре дополняет отрицательные полупериоды модулированных колебаний.

Наряду с описанной так называемой *амплитудной модуляцией* применяют (в телевидении и радиовещании на ультракоротких волнах) другой вид модуляции—*частотную модуляцию*. При частотной модуляции изменяется не амплитуда несущей частоты, а в небольших пределах изменяется сама несущая частота; эти изменения несущей частоты происходят с периодом звуковых колебаний. Для осуществления частотной модуляции параллельно с резонансным контуром генераторной лампы включают сетку модуляторной лампы (рис. 414), для которой создают такой режим работы, что подводимые к сетке низкочастотные колебания существенно и ритмично изменяют емкость C_{gk} (сетка—катод). Так

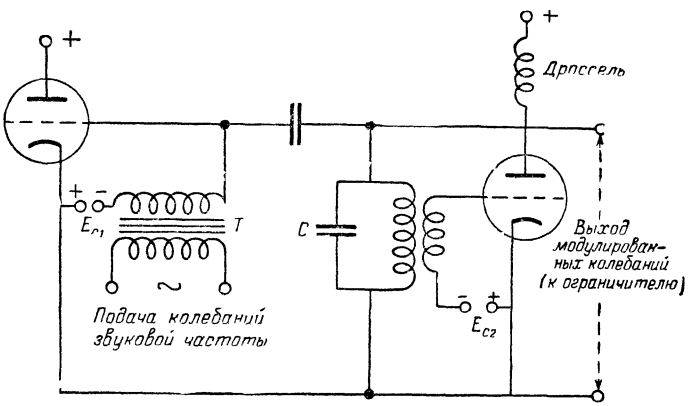


Рис 414. Генератор частотно-модулированных колебаний.

как эта емкость C_{gk} включена параллельно емкости C резонансного контура, то в такт звуковым колебаниям изменяется собственная частота резонансного контура генераторной лампы, а стало быть, и частота генерируемых несущих

колебаний. Возникающие амплитудные изменения снимаются особыми «ограничителями», дополняющими схему рис. 414.

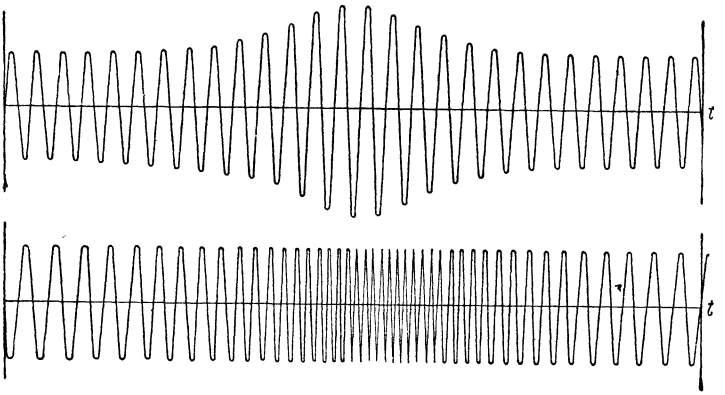


Рис. 415. Сопоставление амплитудной и частотной модуляций.

При частотной модуляции изменение несущей частоты происходит по закону

$$\frac{d\omega}{dt} = \omega + (\Delta\omega)_{\text{макс}} \cos \omega_{\text{зв}}\, t.$$

На рис. 415 сопоставлены амплитудно-модулированный сигнал (верхний график) и тот же сигнал частотно-модулированный (нижний график; изменения частоты представлены на нем преувеличенно).

§ 94. Прием, детектирование и усиление радиосигналов. Супергетеродины

Рассмотрим, как происходит прием радиосигналов. На значительных расстояниях от передающей радиостанции электрическое поле волн направлено при длинноволновой радиосвязи (§ 91) перпендикулярно к поверхности земли, магнитное поле ориентировано горизонтально. Если в таком поле волн вертикально расположен какой-либо проводник, то силовые линии магнитного поля волн, пересекая этот проводник, вызовут в проводнике электродвижущую силу. В случае синусоидальной электромагнитной волны в проводнике получится синусоидальная электродвижущая сила. Частота индуцированной электродвижущей силы будет равна частоте переменного тока, питающего излучающую систему передатчика.

Прием сигналов должен производиться иногда на расстоянии тысяч километров от излучающей системы. На таких расстояниях напряженность поля электромагнитной волны крайне мала.

Приемная радиоустановка состоит из ряда устройств, задачей которых является, во-первых, собственно прием электромагнитных волн выбранной радиостанции, затем усиление полученных сигналов и, наконец, их регистрация или же преобразование их в звуковые волны.

В сущности, приемные системы проводников («приемные антенны») ничем не отличаются от описанных в § 90 излучающих систем проводников. Имеется много типов приемных антенн, в том числе: замкнутая антенна (рамка), разомкнутая заземленная антенна, разомкнутая незаземленная антенна, а для ультракоротких волн метрового диапазона — полуволновой вибратор, петлевая антенна и др.

В качестве антенны, вообще, может быть использован любой проводник достаточных размеров; в любом проводнике радиоволна порождает электродвижущие силы. Часто пользуются в качестве антенны проводами электрического освещения, телефонной проводкой и т. д. Однако такие «суррогатные» антенны очень несовершенны.

Проводник приемной антенны следует располагать так, чтобы направление его совпадало с направлением электрических силовых линий поля волн и было перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля волн. Для случая, когда волны с вертикальным направлением электрического поля принимаются на вертикально расположенный прямолинейный провод, легко рассчитать возникающую в антенне электродвижущую силу. Пусть напряженность электрического поля волн в месте приема равна E вольт на сантиметр. Так как направление провода совпадает с направлением электрического поля, то на каждый сантиметр длины антенны получается электродвижущая сила E вольт. Полная электродвижущая сила в антенне будет равна El, где l — длина (высота) вертикального провода (точнее, это так называемая «действующая», эффективная высота антенны).

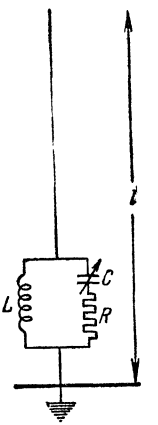


Рис. 416. Вертикальная приемная антенна с колебательным контуром для настройки.

Одна и та же приемная антенна может обычно служить для приема по выбору той или иной радиостанции; для этого необходимо иметь возможность «настроить» антенну на частоту передающей радиостанции. С указанной целью в провод антенны (рис. 416) включают колебательный контур, состоящий из емкости C и индуктивности L. Величина переменного тока, возбуждаемого электродвижущей силой антенны в колебательном контуре, будет наибольшей тогда, когда достигнуто (путем изменения C или L) совпадение резонансной частоты контура с частотой принимаемых волн.

«Настройка» приемной антенны на частоту принимаемых волн позволяет значительно увеличить напряжение, получаемое от антенны. Предположим, что мы принимаем отдаленную станцию, для которой E равно 10^{-6} *в/см*. В прямолинейной антенне высотой в 25 *м* получится электродвижущая сила не более $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ *в*. При хорошем исполнении включенного в антенну колебательного

контура его коэффициент усиления может быть равен 20—30. Таким образом, на катушке контура получится переменное напряжение 0,05—0,07 *в*.

При приеме метровых волн телевизионных передач (электрическое поле которых, как упоминалось в § 90, направлено горизонтально) для увеличения эффективности действия антенн (типа общеизвестных полуволновых вибраторов и петлевых) антенны оснащают так называемыми «пассивными элементами». Это — металлические трубки, расположенные в горизонтальной плоскости перпендикулярно, как и сама антенна, к лучу принимаемых волн; эти трубки, однако, в отличие от активной части антенны, изолированы от фидера,

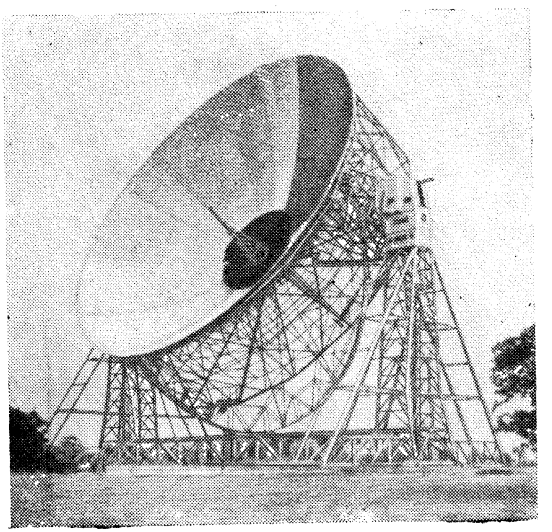


Рис. 417. Радиотелескоп.

передающего напряжение от антенны к телевизору. Пассивные элементы антенны излучают обратно всю воспринимаемую ими мощность. При правильно выбранных расстоянии между элементами антенны и их длине активная часть антенны оказывается расположенной в месте благоприятной интерференции волн, приходящих и излучаемых обратно ее пассивными элементами. Это существенно увеличивает электродвижущую силу, индуцируемую полем волн в активной части антенны.

По тому же принципу интерференционного усиления поля в месте расположения активной части антенны построены сложные антенны некоторых радиотелескопов (стр. 515). На рис. 417 изображена антенна одного из крупнейших радиотелескопов, построенного

в 1955 г. в Англии. Пассивные элементы этой антенны образуют параболическое «зеркало», в фокусе которого находится активная часть антенны. Диаметр «зеркала» 76 *м*; моторы вращают его вокруг горизонтальной оси; другая система моторов поворачивает все сооружение (весящее с опорными башнями 1300 *т*) по рельсам вокруг вертикальной оси.

Напряжение высокой частоты, получающееся на катушке колебательного контура, включенного в антенну, подается на сетку электронно-лампового усилителя (рис. 418). В анодную цепь лампы включен в качестве нагрузки второй колебательный контур. Этот второй колебательный контур настраивается, как и первый, на частоту принимаемого сигнала.

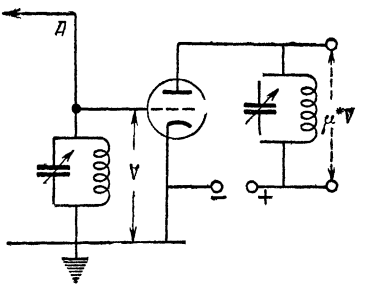


Рис. 418. Резонансный усилитель высокой частоты

Для электрических колебаний всех остальных частот, в достаточной мере отличающихся от собственной частоты резонансного контура, этот контур не представляет большого сопротивления (§ 83); для этих нерезонансных частот цепь анода лампы является как бы закороченной. Поэтому резонансный усилитель не только усиливает колебания той частоты, на которую он настроен, но в то же время и отфильтровывает все остальные колебания, индуцированные в приемной антенне другими радиостанциями.

Если коэффициент усиления лампы равен μ, то мы получим в анодной цепи лампы напряжение, в μ^* раз большее, чем то, которое подведено к сетке, где μ^* — коэффициент усиления каскада, равный [согласно формуле (14) § 53]

$$\mu^* = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_{\text{рез}}}};$$

здесь $R_{\text{рез}}$ — сопротивление резонансного контура для усиливаемого высокочастотного тока, а R_i — внутреннее сопротивление лампы при выбранном режиме ее работы.

Во многих случаях бывает достаточно одной лампы усиления высокой частоты, тем более, что существуют типы приемных ламп, обладающие коэффициентом усиления μ порядка 1000; такие лампы позволяют получить усиление μ^* в одном каскаде 200—300, а при очень большом резонансном сопротивлении контура — даже еще больше. Нередко пользуются второй лампой для усиления напряжения, полученного в анодной цепи первой лампы, и т. д. Тогда общее усиление

$$\mu^* = \mu_{\substack{\text{рез. конт.}\\ \text{антенны}}} \mu^*_{1\,\text{каск}} \mu^*_{2\,\text{каск}} \ldots,$$

Но усилитель (и в особенности многокаскадный) может работать устойчиво только в том случае, если его анодные цепи хорошо экранированы от сеточных цепей и поэтому нет обратной связи (§ 92), которая способна превратить усилитель в генератор колебаний. При всех предосторожностях в выполнении монтажа всегда существует некоторая связь анодной цепи с сеточной цепью, создаваемая межэлектродной емкостью сетка — анод C_{ag}. Чем выше частота ω усиливаемых колебаний, тем сильнее сказывается наличие этой неустранимой обратной связи. Поэтому максимальное усиление, которое можно получить от усилителя в устойчивом режиме его работы, практически ограничивается пределом:

$$\mu_{\text{макс}} \approx \frac{1}{2}\sqrt{\frac{S}{\omega C_{ag}}}, \tag{16}$$

где $S\left(=\frac{\mu}{R_i}\right)$ — крутизна лампы в амперах на вольт, C_{ag} — емкость сетка — анод в фарадах и ω — частота усиливаемых колебаний в герцах.

Как показывает формула (16), даже при большой крутизне лампы, порядка 10 *ма/в*, для получения тысячекратного усиления высокочастотных колебаний ($\omega \approx 0{,}2 - 0{,}3$ *Мгц*) емкость цепи сетка — анод не должна превышать 0,01 *см*; это достижимо только при высококачественной конструкции усилителя.

От усилителя высокой частоты требуется, чтобы он не только давал большое усиление, но имел также нужную *избирательность*, т. е. хорошо отфильтровывал колебания, возбужденные в приемнике «соседними» (по частоте) радиостанциями. Высокую избирательность нетрудно получить, улучшая параметры колебательных контуров (уменьшая их активное сопротивление) и увеличивая число каскадов резонансного усилителя. Однако получающаяся при этом в итоге очень острая резонансная кривая может явиться причиной искажения принимаемых модулированных колебаний. Усилитель с чрезмерной избирательностью усиливает должным образом только колебания несущей частоты и смежные с ними колебания боковых полос, образованных низкими звуковыми колебаниями (§ 93, рис. 411), но он не дает р а в н о м е р н о г о усиления всей боковой полосы модуляции, или, как говорят, «срезает» все более высокие звуковые колебания, применявшиеся при модуляции. Чрезмерная избирательность высокочастотного усилителя, полученная за счет чрезмерной остроты итоговой резонансной кривой, сказывается в характерном занижении и обеднении всех звуков, воспроизводимых радиоприемником (приемник «басит», дает звук «как из бочки»). Для исправления этого недостатка в описанную схему резонансного усилителя вносят чрезвычайно существенное дополнение — *полосовые резонансные фильтры*. Такой фильтр получается, если сетку первой лампы подключить не к резонансному контуру антенны, а к тож-

дественному, но особому резонансному контуру, который *небольшой взаимной индуктивностью связан* с колебательным контуром антенны. Часто вместо индуктивной связи между двумя колебательными контурами полосового фильтра применяют емкостную связь, заземляя эти контуры через общий конденсатор в несколько тысяч (или десятков тысяч) сантиметров или же связывая верхние точки колебательных контуров конденсатором небольшой емкости в несколько сантиметров. Аналогично через полосовой фильтр осуществляют связь между анодным контуром и сеткой следующей лампы.

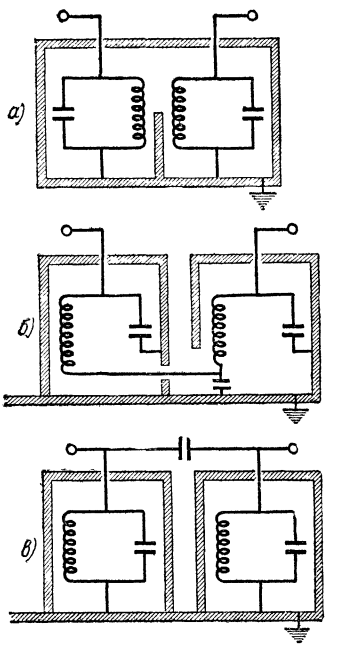


Рис. 419. Полосовые фильтры с индуктивной (*а*) и емкостной (*б*, *в*) связью, помещенные в металлические экраны.

На рис. 419 представлены схемы полосовых фильтров, а на рис. 420 сопоставлены резонансные кривые усилителя высокой частоты без полосовых фильтров и с полосовыми фильтрами. Понятно, что параметры колебательных контуров фильтра и связи между этими контурами выбирают так, чтобы полоса равномерно усиливаемых частот охватывала весь спектр принимаемых модулированных колебаний.

При использовании многокаскадных усилителей слабые переменные токи могут быть усилены в такой мере, что обнаруживается атомистическая природа термоэлектронной эмиссии. Неизбежные случайные *флуктуационные колебания* числа электронов, покидающих катод в какой-либо данный малый промежуток времени, проявляются как колебания величины тока, которые после многократного усиления в нескольких каскадах приводят к появлению в телефоне особого рода шумов. Это явление называют *дробовым эффектом* [*шрот-эффектом* [1])]. Исчерпывающая теория этого явления была разработана Шоттки в 1922 г.

Отрыв от поверхности катода отдельных атомов, влияя на работу выхода электронов, создает еще бо́льшие пульсации термоэлектронного тока, чем наблюдаемые в шрот-эффекте. Это явление, исследованное в 1925 г. Джонсоном, носит название *фликкер-эффекта* [2]).

Шрот-эффект и, в особенности, фликкер-эффект ограничивают возможное усиление слабых переменных токов, так как при уве-

---

[1]) От нем. Schrot—дробь.
[2]) От англ. flicker—дрожать, колебаться.

личении числа каскадов усилителя быстро возрастает шум, производимый лампами первых звеньев усилителя.

Как уже упоминалось в связи с пояснением формулы (16), для устойчивой работы усилителя высокой частоты важно, чтобы емкость между цепью анода и управляющей сеткой в каждом каскаде усилителя была весьма мала. (В противном случае часть напряжения высокочастотных колебаний из цепи анода окажется поданной через эту емкость обратно на сетку, и будет происходить самовозбуждение колебательного контура, как в генераторной схеме Мейснера.) Обычно в усилителях высокой частоты применяют экранированные лампы с противодинатронной сеткой — пентоды (§ 56), в которых емкость между анодом и управляющей сеткой понижена до тысячных долей сантиметра.

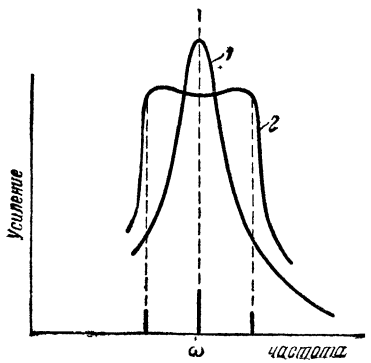


Рис. 420. Резонансные кривые высокочастотного усилителя: с одинарными колебательными контурами (*1*) и с полосовыми фильтрами (2).

Для устранения емкостных и индуктивных обратных связей между анодными и сеточными цепями резонансные контуры в высокочастотных усилителях помещают в металлические экраны, все подводящие провода делают возможно более короткими и располагают их так, чтобы индуктивность и емкость проводов анодной цепи по отношению к сеточной цепи были возможно меньшими.

Радиоприемная установка, подобная той, которая изображена на рис. 418, *воспроизводит в уменьшенном масштабе все происходящие в антенне отправительной станции изменения амплитуды высокочастотных колебаний*. На этом основан главный принцип радиосвязи (применяемый теперь и в связи по проводам): использование высокочастотных (несущих) колебаний для передачи низкочастотных (звуковых) колебаний. Посредством микрофона, преобразующего звуковые колебания воздуха без изменения частоты в электрические колебания (§ 95), в антенне отправительной станции вызывают происходящие со звуковой частотой *колебания амплитуды* высокочастотного тока, *модулируют* звуком высокочастотный ток (§ 93).

В приемной антенне будут воспроизводиться изменения тока в антенне излучающей. Таким образом, в приемной антенне также получается модулированный ток. Дальнейшей задачей является преобразование этого тока в ток звуковой частоты с тем, чтобы подать его в телефон или после соответствующего усиления низкой частоты — в громкоговоритель или автомат записи колебаний.

Для преобразования модулированного высокочастотного тока в ток звуковой частоты применяют так называемые *детекторы*. Простейшим (внешне) детектором является контакт металлического острия с некоторыми кристаллами (с галенитом PbS, пиритом FeS_2, цинкитом ZnO и др.). Лучшие результаты дает применение ламповых детекторов. Общим свойством детекторов является односторонняя проводимость. Детектор выпрямляет высокочастотный ток.

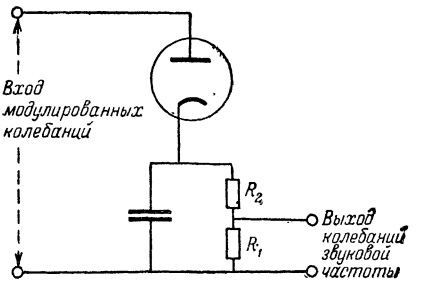


Рис. 421. Диодный детектор.

В отличие от невыпрямленных модулированных высокочастотных колебаний (которые, как было пояснено в предыдущем параграфе, не представляют собой просто суммы высокочастотных и низкочастотных колебаний, а слагаются из трех гармонических колебаний с относительно близкими частотами ω, $\omega + \omega_{зв}$ и $\omega - \omega_{зв}$) выпрямленные модулированные колебания являются сочетанием односторонних высокочастотных пульсаций постоянной интенсивности и колебаний звуковой частоты (рис. 422). Таким образом, выпрямление модулированных колебаний приводит к их *демодуляции*, т. е. к фактическому расчленению модулированных колебаний на те колебания (теперь выпрямленные), которые были использованы передающей радиостанцией в качестве несущих, и те колебания, которыми производилась модуляция. Поэтому после детектора для полного разъединения этих колебаний достаточно создать две цепи такие, чтобы одна из них была легко проходимой для высокочастотных токов (это — конденсатор), а другая была бы пригодна для токов звуковой частоты.

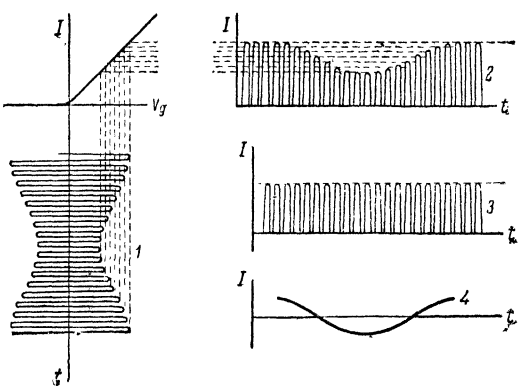


Рис. 422. Диодное детектирование. *1* — модулированный ток высокой частоты, *2* — выпрямленный ток, *3* и *4* — расчленение модулированных высокочастотных пульсаций на высокочастотные пульсации постоянной интенсивности и переменный ток звуковой частоты.

В ламповых радиовещательных приемниках для детектирования применяют двухэлектродные лампы — диоды, а также и многоэлек-

тродные лампы (триоды и пентоды). На рис. 421 показана схема *диодного детектора*, а на рис. 422 дан график колебаний, подводимых к диоду и получающихся в цепи диода. Высокочастотные пульсации тока замыкаются через конденсатор емкостью порядка 50 *см*. Такой конденсатор при приеме волн 200—2000 *м* оказывает высокочастотным колебаниям сопротивление в несколько тысяч омов. Для токов звуковой частоты его емкостное сопротивление составляет миллионы омов, и поэтому эти токи проходят преимущественно через цепь R_1+R_2, имеющую сопротивление 200—400 тыс. омов. Напряжение, создаваемое токами звуковой частоты на сопротивлении R_1, подается к усилителю низкой частоты. Сопротивление R_2 (порядка 50—100 тыс.омов) преграждает путь к усилителю низкой частоты для высокочастотных колебаний.

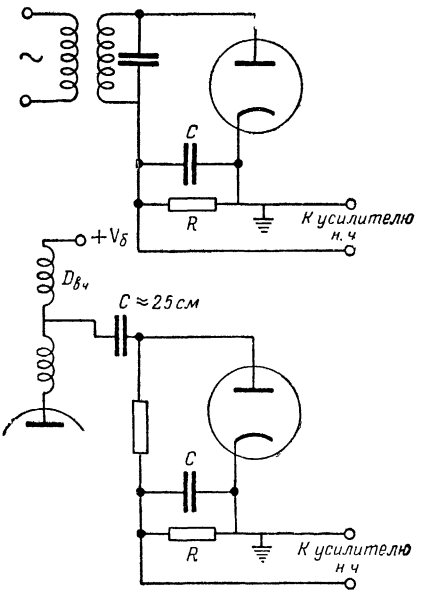


Рис. 423. Схемы присоединения диодного детектора к резонансному высокочастотному усилителю (верхний рисунок) и к широкополосному усилителю на высокочастотных дросселях (нижний рисунок).

Если диодный детектор подключить (конечно, через разделительный конденсатор) к аноду последней лампы высокочастотного усилителя, имеющей в качестве анодной нагрузки резонансный контур, то этот резонансный контур окажется, очевидно, зашунтированным небольшим внутренним сопротивлением диода и бо́льшая часть усиления и избирательности будет потеряна.

Поэтому последний резонансный контур высокочастотного усилителя, диод и нагрузку диода включают не параллельно, а последовательно или же последний каскад высокочастотного усилителя делают «широкополосным» (на высокочастотных дросселях) и подводят к диоду часть напряжения от дроссельного потенциометра (рис. 423).

Диодное детектирование в сравнении с другими схемами обеспечивает наименее искаженное воспроизведение звуковых колебаний, но к диоду должны подводиться уже значительно усиленные колебания (до 1—2 *в*). Когда необходимо детектировать слабые сигналы, их подают на сетку триода (или пентода) и при этом ставят лампу в такой режим работы, чтобы выпрямление колебаний происходило вследствие односторонней проводимости участка лампы сетка — катод (*сеточное детектирование*). При положительных потенциалах сетки через нее проходит небольшой сеточный ток. У начала кривой, выражающей зависимость этого с е т о ч н о г о тока от потенциала сетки, и выбирают рабочую точку. У многих ламп для этой точки характеристика а н о д н о г о тока прямолинейна (рис. 424), что позволяет совместить детектирование в цепи сетки с усилением в той же лампе выделенных звуковых колебаний (а также и ставших ненужными высокочастотных пульсаций, которые из анодной цепи лампы отво-

дятся в землю через конденсатор C). Заметим, что сопротивление R_g, по которому проходит ток сетки, что и поддерживает на сетке отрицательный потенциал, часто подключают параллельно конденсатору C_g (тогда цепь сетки замыкается на землю через индуктивную катушку резонансного контура на входе к детектору).

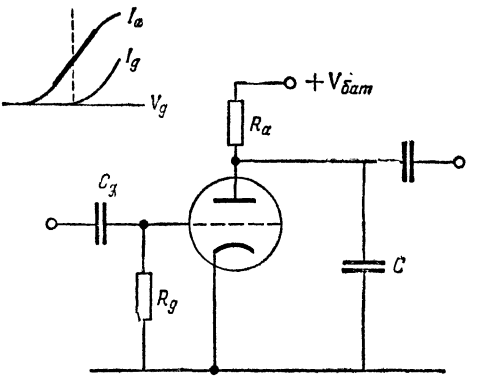


Рис. 424. Схема сеточного детектирования.

При приеме частотно-модулированных колебаний для детектирования применяют два ламповых диода или, чаще, два кристаллических детектора (на рис. 425 D_1 и D_2). Их включают в два симметричных плеча резонансного контура II, который настраивают, так же как и контур I, подводящий частотно-модулированные колебания, на основную частоту колебаний ω_0. Связь между контурами I и II устанавливают через высокочастотный трансформатор (который называют *фазосдвигающим*) и дополнительно через конденсатор $C_{св}$, имеющий емкость порядка 10—50 *см*. На схеме рис. 425 сопротивления R_1 и R_2 представляют собой нагрузочные сопротивления

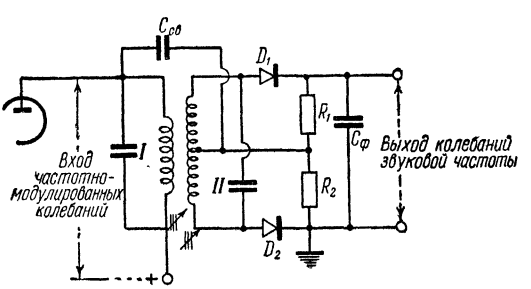


Рис. 425. Детектор частотно-модулированных колебаний (дискриминатор).

диодов ($R_1 = R_2 \approx 50\,000$—$100\,000$ *ом*), а $C_ф$— конденсатор (емкостью порядка 500—1000 *см*), замыкающий цепь для высокочастотных колебаний — отфильтровывающий их перед входом в усилитель звуковых колебаний. Вследствие симметричного включения диодов токи через них для основной частоты ω_0 взаимно компенсируются, но для всех остальных частот ω эта компенсация уже не имеет места, и на выходе создаются колебания с амплитудой, пропорциональной

$\left|\frac{\omega-\omega_0}{\omega}\right|$, т. е. колебания, воспроизводящие те звуковые колебания, которыми была частотно модулирована несущая частота [1]).

Усилитель низкой частоты должен усиливать напряжение одинаково для всех звуковых частот (в противном случае он внесет искажения в радиоприем, подчеркивая одни звуки и заглушая другие). В связи с этим устройство усилителя низкой частоты существенно отличается от устройства описанного выше усилителя высокой частоты.

Очевидно, что усилитель резонансного типа здесь неприменим. Вместо резонансного контура в цепь анода усилительной лампы включают омическое сопротивление или трансформатор.

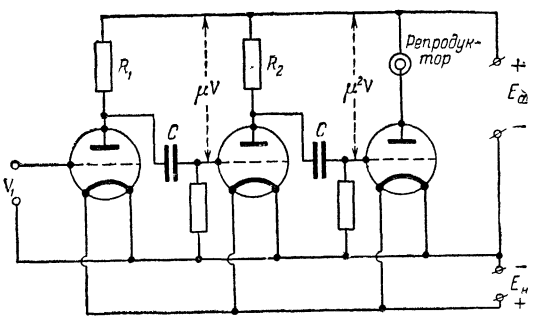


Рис. 426. Двухкаскадный усилитель низкой частоты на сопротивлениях

На рис. 426 дана схема *усилителя на сопротивлениях*. Здесь на сетку последующей лампы подается переменное напряжение звуковой частоты из анодной цепи предыдущей лампы. Конденсатор C служит для того, чтобы оградить сетку лампы от постоянного положительного напряжения цепи анода. Емкость его выбирается так, чтобы сопротивление его для токов звуковой частоты было незначительным. Но при слишком больших значениях емкости этого переходного конденсатора («конденсатора связи») и при больших

---

[1]) В супергетеродинных приемниках, принцип действия которых пояснен далее, частотный детектор помещают вслед за каскадами усиления промежуточной частоты и за так называемым ограничителем—лампой, которая поставлена в такой режим, что она выравнивает амплитуды для колебаний всех частот, освобождая, таким образом, частотно-модулированные колебания от амплитудной модуляции, вносимой действием помех; в данном случае промежуточная частота и является основной (ω_0), на которую настраивают контуры *I* и *II*.

Вместо описанной схемы, получившей название *дискриминатора* (от лат. discriminato—разъединение), нередко применяют другие, например *дробный детектор*, в котором один из диодов включен катодом к обмотке *II* и иначе распределены нагрузки диодов.

величинах сопротивления R в цепи сетки стекание зарядов, подводимых к сетке, происходит медленно, что может повлечь за собой перерывы в работе усилителя и вызвать самовозбуждение колебаний («прерывистую генерацию»). Поэтому величины C и R должны быть согласованы; в высококачественных усилителях низкой частоты обычно берут: при сопротивлении в цепи сетки $R=1\ 000\ 000$ *ом* емкость конденсатора связи $C=25\ 000$ *см*; при $R=250\ 000$ *ом* $C=$ $=100\ 000$ *см* (т. е. 0,1 *мкф*); при $R=100\ 000$ *ом* $C=0{,}25$ *мкф*.

Схема *усилителя на трансформаторах* дана на рис. 427. Она не требует пояснений; заметим только, что в данном случае применяются трансформаторы с железным сердечником, чтобы обеспечить максимальную связь первичной обмотки трансформатора со вторичной.

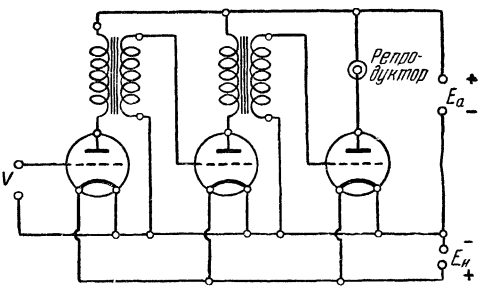


Рис. 427. Двухкаскадный трансформаторный усилитель низкой частоты.

Чтобы получить наибольшую отдачу напряжения усиливаемых колебаний, во всех каскадах высокочастотного и низкочастотного усилителя (кроме выходного каскада) применяют большие анодные нагрузки, превышающие в два — четыре раза внутреннее сопротивление триода. От выходного каскада требуется получить наибольшую отдачу мощности усиленных колебаний; поэтому анодная нагрузка выходной лампы выбирается такой, чтобы получить максимальную не искаженную мощность.

Наиболее прямолинейный участок динамической характеристики лампы получается обычно при некотором отрицательном потенциале сетки. Этот отрицательный по отношению к катоду потенциал сетки часто создают, включая между катодом и землей сопротивление R_k такое, чтобы проходящий через него постоянный ток I_a создавал на катоде положительный потенциал, численно равный нужному значению $V_g=I_a R_k$, что равносильно отрицательному потенциалу сетки V_g при заземленном катоде. Чтобы это *автоматическое смещение потенциала сетки* не изменялось колебаниями тока, катодное сопротивление R_k шунтируют конденсаторами достаточно большой емкости (при усилении низких частот — десятки микрофарад).

Анодный ток выходной лампы значителен (40—70 *ма*) и вызывает сильное намагничивание сердечника выходного трансформатора, что приводит к некоторому искажению трансформируемых колебаний; чтобы устранить это бесполезное намагничивание сердечника, вызываемое постоянной составляющей анодного тока, в высококачественных приемниках обычно применяют так называемую

пушпульную схему выходного каскада (рис. 428). В этой схеме используются две одинаковые выходные лампы (триоды или лучевые тетроды) и питающие их токи подводятся к средней точке первичной обмотки выходного трансформатора, что создает противоположные по направлению и взаимно компенсирующиеся намагничивания сердечника. Чтобы колебания тока при этом не были направлены противоположно и чтобы их намагничивающее действие взаимно не уничтожалось, фазы колебаний, подводимых к выходным лампам, должны быть сдвинуты на 180°. Это может быть достигнуто подачей колебаний на сетки выходных ламп от входного трансформатора с заземленной средней точкой вторичной обмотки, как показано на рис. 428.

Трансформаторы не обеспечивают равномерного усиления звуковых колебаний различных частот, так как их индуктивное сопротивление зависит от частоты тока, и, кроме того, неблагоприятно сказывается электроемкость, созда-

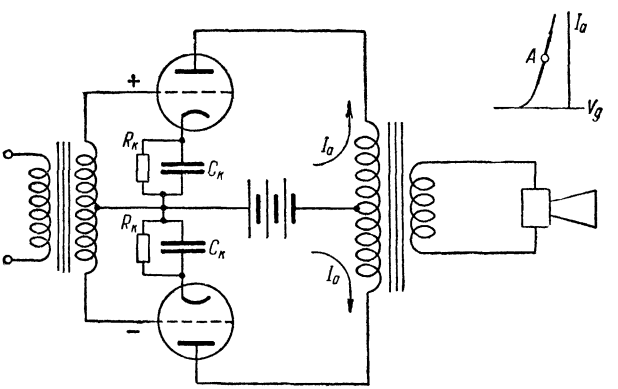


Рис. 428. Пушпульный выходной каскад с автоматическим смещением потенциала сеток (когда у первой лампы $\Delta V_g > 0$ и $\Delta I_a > 0$, то в этот момент времени у второй лампы $\Delta V_g < 0$ и $\Delta I_a < 0$; но ток второй лампы проходит через первичную обмотку выходного трансформатора в обратном направлении, и поэтому индуцирующие действия указанных изменений тока складываются).

ваемая витками обмотки. Поэтому в настоящее время в качестве предоконечного каскада часто применяют *фазоинверторы на сопротивлениях*. Инверсия, т. е. сдвиг фазы колебаний на 180°, происходит, как уже было пояснено (§ 53), в усилительной лампе, имеющей активную анодную нагрузку: увеличение положительного потенциала сетки вызывает увеличение анодного тока и увеличение напряжения, падающего на нагрузке, а стало быть, и уменьшение напряжения на аноде лампы. Если усиление в предоконечном каскаде равно μ^*, то, взяв от потенциометра, подключенного к анодной цепи предоконечного каскада, $1/\mu^*$ усиленного напряжения и подав его к сетке второй такой же предоконечной лампы, мы получим в анодной цепи этой лампы колебания, противоположные по фазе тем, которые происходят в анодной цепи первой предоконечной лампы, и равные им по интенсивности. Указанные колебания от второй предоконечной лампы подают к сетке второй лампы пушпульного выходного каскада (рис. 429). Обе предоконечные лампы часто объединяют в одном баллоне (*двойные триоды*).

Правильно сочетав усилитель высокой частоты, детекторный каскад и усилитель низкой частоты, мы получим приемник *прямого усиления*. При сочетании

этих частей приемника, которое осуществляется через конденсаторы или трансформаторы, возникают некоторые трудности. Так, могут обнаружиться паразитические обратные связи, делающие работу приемника неустойчивой, вызывающие самовозбуждение высокочастотных или низкочастотных колебаний; может также возникнуть «фон»—шум, создаваемый плохо сглаженными пульсациями переменного тока, при питании приемника от осветительной сети через «силовой» трансформатор и кенотрон. Для устранения обратных связей применяют *развязывающие фильтры* и для устранения фона—*сглаживающие фильтры*. И те и другие состоят из сопротивлений (активных и индуктивных) и конденсаторов, которые перед этими сопротивлениями ответвляют путь для нежелательных колебаний к земле.

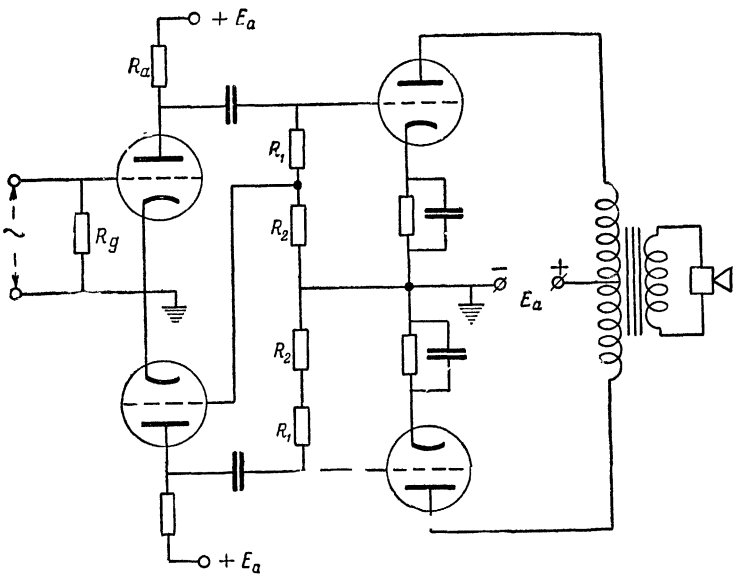


Рис 429. Фазоинвертор и пушпульный выходной каскад.

Кроме того, при сочетании частей приемника, как и отдельных каскадов усилителей, может сильно сказаться шунтирующее действие всей последующей части приемника на работу предыдущей части.

Изыскание наиболее целесообразных способов сочетания основных частей и каскадов приемника и наилучших фильтров привело к большому разнообразию применяемых схем, преимущества и недостатки которых анализируются в специальных курсах радиотехники.

Ограничиваясь здесь упоминанием только принципиальных, важнейших особенностей применяемых на практике схем, отметим, что часто в приемниках преднамеренно создают обратные связи. Обратную связь, но не настолько сильную, чтобы она привела к самовозбуждению (§ 92), нередко применяют для увеличения усиления высокочастотных колебаний (попутно получают и улучшение избирательности). Такое вспомогательное усиление, создаваемое умеренной подачей части напряжения уже усиленных сигналов обратно к сетке той же лампы или одной из предыдущих ламп, называют *регенерацией колебаний*, а приемники, где этот метод используется,—регенеративными приемниками или «приемниками с положительной обратной связью».

При определенном соотношении фаз колебаний в двух цепях усилителя, разделенных лампами, обратная связь между этими цепями приводит не к усилению, а к ослаблению сигналов; ее называют тогда *отрицательной обратной связью*. Преднамеренно созданные отрицательные обратные связи широко используют в современных приемниках для подавления положительных связей, для снижения фона и для регулирования «частотной характеристики» приемника (т. е. относительной величины усиления звуковых колебаний различной частоты).

Положительная обратная связь, приводящая к самовозбуждению колебаний, используется во вспомогательных генераторах колебаний—в *гетеродинах*, которые составляют существенную часть наиболее распространенного типа современных приемников—*супергетеродинных приемников*, или, как их называют сокращенно, «суперов». Резонансные контуры гетеродина настраиваются (поворотом общей оси всех переменных конденсаторов в приемнике) так, что при приеме антенным контуром колебаний любой несущей частоты гетеродин генери-

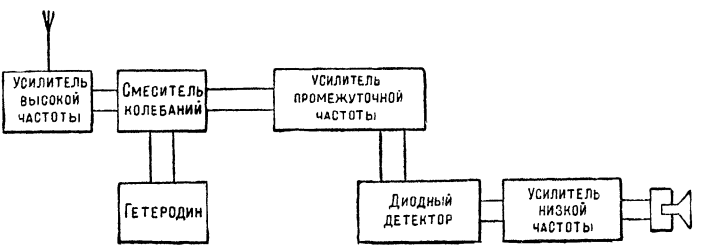


Рис. 430. Блок-схема супергетеродинного приемника.

рует колебания, частота которых ω' отличается от частоты принимаемых колебаний ω всегда (т. е. для всех принимаемых волн) на одну и ту же величину, которую называют промежуточной частотой $\omega_{пр}$:

$$\omega_{пр} = |\omega' - \omega| = \text{const}$$

Колебания несущей частоты принимаемой радиостанции из усилителя высокой частоты подаются к детектору и к тому же детектору подводятся колебания, созданные гетеродином. В этом детекторе (его называют «первым», так как имеется еще второй) происходит смешение колебаний, приводящее к преобразованию частоты. А именно, как и при модулировании колебаний, образуются колебания с комбинационными частотами: разностной ($\omega' - \omega = \omega_{пр}$) и суммарной ($\omega' + \omega$). Колебания с повышенной частотой отфильтровывают, а колебания с разностной частотой, т. е. с одинаковой для всех принимаемых радиостанций промежуточной частотой $\omega_{пр}$, усиливают в *усилителе промежуточной частоты*. Эти колебания промежуточной частоты при смешении колебаний получаются модулированными, причем их модуляция воспроизводит модуляцию принимаемых радиосигналов. Для выделения колебаний звуковой частоты применяют диодное детектирование («второй» детектор) и затем, как и в других приемниках, усиливают полученные колебания звуковой частоты (рис. 430).

Таким образом, главным отличием супера от приемника прямого усиления является преобразование частоты колебаний, происходящее в *первом детекторе*, или, как его иначе называют, в *смесителе колебаний*.

Криволинейная характеристика тока через детектор приближенно определяется уравнением параболы

$$I \approx aV + bV^2.$$

Когда к детектору подведены принимаемые колебания с несущей частотой ω:

$$V = V_0 \cos \omega t,$$

то одновременно с детектированием этих колебаний происходит (вследствие перемещений рабочей точки по криволинейной характеристике) изменение проводимости детектора:

$$\text{проводимость детектора} = \frac{I}{V} \approx a + bV.$$

Подавая к тому же детектору одновременно колебания другой частоты (от гетеродина)

$$V' = V'_0 \cos \omega' t,$$

мы получим колебания тока, равные проводимости детектора, умноженной на напряжение V', т. е.

$$I' = (a + bV)\, V' = bV'_0 \cos \omega' t + bV_0 V'_0 \cos \omega t \cdot \cos \omega' t =$$

$$= aV'_0 \cos \omega' t + \frac{b}{2} V_0 V'_0 \left[\cos (\omega' - \omega)\, t + \cos (\omega' + \omega)\, t\right]$$

Мы видим, таким образом, что ток через детектор, к которому одновременно подведены колебания с частотами ω и ω', представляет собой сумму т р е х гармонических колебаний тока, причем колебания с важной для супергетеродинного приема разностной частотой происходят по закону

$$I_{\text{пр}} = \frac{b}{2} V_0 V'_0 \cos \omega_{\text{пр}}\, t \tag{17}$$

Следовательно, во-первых, амплитуда этих колебаний (при неизменности амплитуды колебаний, создаваемых гетеродином, $V'_0 = \text{const}$) пропорциональна амплитуде колебаний несущей частоты, т. е. *колебания промежуточной частоты воспроизводят модуляцию принимаемых сигналов.* Во-вторых, *колебания промежуточной частоты получаются усиленными, и усиление это пропорционально амплитуде колебаний, генерируемых гетеродином.* Поэтому в суперах иногда и не делают усилителей высокой частоты.

В приемниках ультравысоких частот смесителем служит триод. Для приема сантиметровых волн пока единственно пригодным смесителем является кристаллический детектор (так как, применяя его, можно добиться наименьшей межэлектродной емкости). В радиовещательных приемниках для смешения колебаний применяются особые семиэлектродные (пятисеточные) лампы—*пентагриды* (их иначе называют «смесителями») и *гептоды* (их называют «преобразователями»).

На рис. 431 приведена схема использования пентагрида как смесителя колебаний. Здесь *1*—управляющая сетка триода, к ней подводятся колебания несущей частоты из антенного контура (или из усилителя высокой частоты); *2*—сетка—анод триода, экранирующая триод от пентода; *3*—управляющая сетка пентода, к ней от анода гетеродина подводятся колебания, создаваемые гетеродином; *4*—экранирующая сетка пентода; на сетки *2* и *4* подается положительное напряжение, а возникающие в их цепи колебания отводятся через конденсатор в землю; *5*—противодинатронная сетка, присоединяется к катоду. Возникающие в цепи анода пентагрида модулированные колебания промежуточной частоты подводятся к резонансному усилителю на полосовых фильтрах.

В этой схеме гетеродином служит триод. Переменный конденсатор его сеточного резонансного контура насажен на одну ось с настроечными конденсаторами антенного полосового фильтра, причем дополнительными («подстроечными») конденсаторами при налаживании супера создается выбранная разность резонансных частот антенного контура и контура гетеродина.

Лампы—*преобразователи* частоты (гептоды)—представляют собой сочетание смесителя колебаний с триодом гетеродина в одном баллоне.

Суперы имеют несколько больший уровень шумов, чем приемники прямого усиления, и при приеме длинных и средних волн уступают последним в качестве воспроизведения звука. Но приемники прямого усиления не дают нужного усиления коротких волн. Поэтому современные приемники прямого усиления делают с устройством (*конвертором*), которое подключают при приеме коротких волн и которое, выполняя роль преобразователя частоты, превращает приемник (для диапазона коротких волн) в супер.

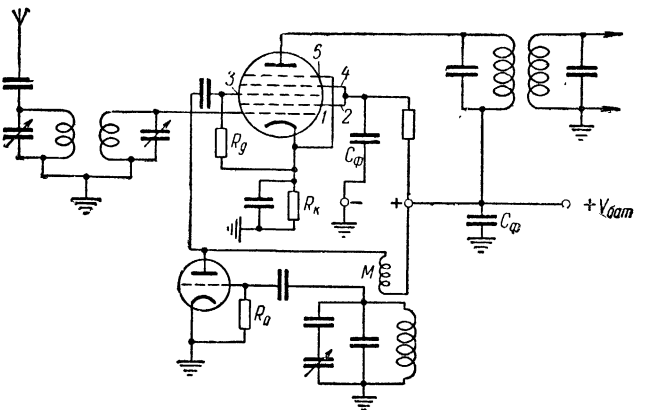


Рис. 431. Схема использования пентагрида как смесителя колебаний несущей частоты и колебаний, генерируемых гетеродином (M — индуктивная обратная связь анодного и сеточного контуров гетеродина, $C_ф$ — конденсаторы фильтров).

Следует отметить, что наряду с усовершенствованием многоэлектродных радиоламп в последнее время достигнуты значительные успехи в разработке малогабаритных полупроводниковых усилителей тока. Сопротивление контакта металлического острия и полупроводникового кристалла зависит от напряженности электрического поля в поверхностном слое полупроводника. Это позволило создать *полупроводниковые кристаллические триоды* (*транзисторы*). Поверхность кристалла германия контактируют с двумя проволочками из фосфористой бронзы, острия которых сближены до нескольких десятков микронов. К одной из этих проволок, которую называют *эмиттером* (на рис. 432 проволока *Э*), подводят усиливаемое напряжение и сообщают этой проволоке положительный потенциал в несколько вольт. Изменения тока, который проходит от эмиттера через кристалл к металлическому держателю *M*, вызывают ритмичные изменения сопротивления контакта кристалла со второй проволокой *K*, которую называют *коллектором*. Коллектору сообщают отрицательный потенциал в несколько десятков вольт через сопротивление *R*, играющее роль нагрузки обычно-

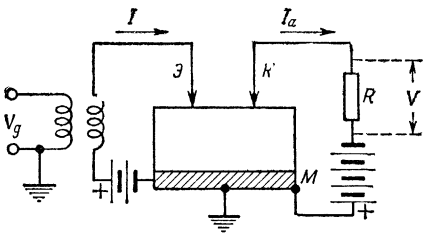


Рис. 432. Схема использования кристаллического триода для усиления колебаний.

го усилителя. Вследствие униполярной проводимости контакта полупроводника германия с остриями проволок (§ 36) сопротивление контакта противоположному по направлению току в коллекторе в сотни раз больше, чем току в эмиттере. Поэтому пропорциональные изменения этого сопротивления, вызываемые пульсациями тока в эмиттере, приводят к значительным колебаниям напряжения на нагрузке R. Коэффициент усиления достигает 150—200.

Крохотные (размером в несколько миллиметров) кристаллические диоды и триоды (с точечным контактом и «плоскостные») с каждым годом все шире используются в радиоаппаратуре, в особенности в радиоприемниках ультракоротких волн. Чем выше частота принимаемых сигналов, тем вреднее сказывается межэлектродная емкость ламп, шунтирующая электрические цепи ламповых усилителей; в кристаллических триодах, заделанных в пластмассу с проволочными выводами электродов, межэлектродная емкость ничтожна. Для изготов-

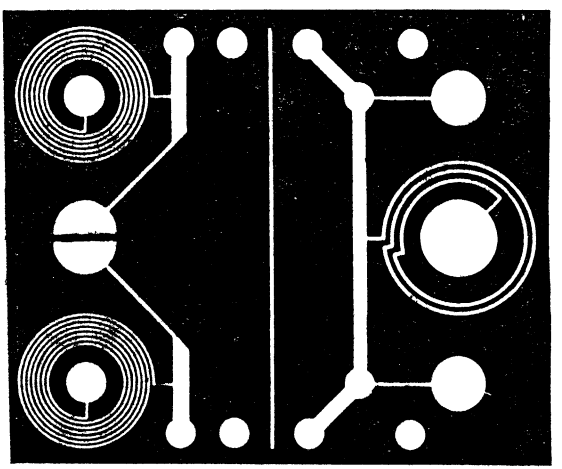


Рис. 433. Лист печатной схемы радиоприемника.

ления миниатюрных радиоприемников (например таких, какими снабжают головки управляемых по радио реактивных снарядов) весьма существенным достоинством кристаллических триодов является также то, что устраняется потребление тока, расходуемого на накал ламп. Кроме того, кристаллические триоды не выходят из строя вследствие тряски и механических вибраций.

Крупным достижением на пути к резкому снижению размеров радиоприемников и к удешевлению их производства оказалось применение так называемых *печатных схем*. Провода, соединяющие элементы и узлы радиоприемника, заменяются в печатных схемах узкими полосками из электропроводного вещества, нанесенного тонким слоем на пластину изолятора [1]). Две такие параллельные полоски служат конденсатором небольшой емкости. Многослойные конденсаторы большой емкости вштамповывают в пластину изолятора. Катушки коротковолнового диапазона заменяют длинной электропроводной полоской, нанесенной на изолятор в виде тесной спирали, внутренний конец которой выводят на противоположную сторону пластины или ответвляют ее по той же стороне поверх слоя изолирующего лака. На рис. 433 показан один из листов печатной схемы со спиральными коротковолновыми катушками.

[1]) Полоска из медной фольги толщиной в 0,04 *мм* при ширине в 1 *мм* может пропускать ток (в пределах допустимого нагревания) около 5 *а*.

Применение печатных схем сводит до минимума самую трудоемкую часть производства радиоприемников—их монтаж. Кроме того, достигается предельная компактность аппаратуры и улучшается ее качество (так как индуктивность и емкость соединительных цепей в этом случае могут быть заранее строго рассчитаны и устраняются неизбежные неточности монтажа).

§ 95. Преобразование звуковых колебаний в электрические и электрических в звуковые. Электрозапись и воспроизведение звука

Приборы, предназначенные для преобразования звуковых колебаний в электрические, называют *микрофонами*. С электроакустической точки зрения работа микрофона характеризуется *коэффициентом преобразования*, который представляет собой отношение развиваемых микрофоном колебаний напряжения к избыточному звуковому давлению в доходящей до микрофона звуковой волне:

$$k_{\text{м}} = \frac{\Delta V}{\Delta P}.$$

Чтобы микрофон не вносил в передачу искажений, его коэффициент преобразования должен оставаться постоянным в широком диапазоне звуковых частот (практически в пределах от 50 до 10 000 *гц*) и, кроме того, коэффициент преобразования должен быть одинаковым для всех амплитуд звука. Важна также абсолютная величина этого коэффициента: очевидно, что чем эта величина больше, тем микрофон чувствительнее.

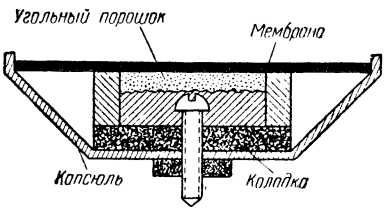


Рис. 434. Схема устройства телефонного микрофона.

Широкое практическое применение имеют микрофоны трех основных типов: 1) угольные, в которых под действием давления в звуковой волне меняется сопротивление угольного порошка, а следовательно, и величина протекающего через микрофон от батареи тока; 2) конденсаторные, в которых меняется емкость микрофона, а стало быть, и потенциал; 3) электродинамические, в которых звуковая волна колеблет подвешенный в магнитном поле проводник, создавая на его зажимах переменную электродвижущую силу.

Типичным представителем *угольных микрофонов* является обычный телефонный микрофон (рис. 434), в котором приемным органом является мембрана, зажатая по краям в капсюле. Против мембраны (позади нее) расположена угольная колодка, а промежуток между мембраной и колодкой заполнен угольным порошком. Микрофон включается в цепь источника тока (местного или центрального), причем колебания мембраны в звуковом поле подвергают порошок периодически меняющемуся давлению; вследствие этого меняются сопротивление микрофона и величина протекающего через микрофон тока. Для высококачественной передачи обычный телефонный микрофон непригоден: во-первых, резонансные свойства мембраны делают частотную характеристику такого микрофона очень неровной (рис. 435), вследствие чего микрофон искажает тембр звуков; во-вторых, такой микрофон вносит довольно значительные так называемые нелинейные искажения, заключающиеся в возникновении новых—«комбинационных колебаний», что делает звук хриплым и (при сильных искажениях) дребезжащим.

В радиопередаче применяют гораздо более совершенный микрофон Рейсса, в котором мембрана отсутствует и звуковые волны непосредственно действуют

на угольный порошок, защищенный от высыпания лишь тонкой резиновой пленкой Частотная характеристика микрофона Рейсса изображена на рис. 435 пунктирной кривой [1]).

Конденсаторный микрофон представляет собой тонкую дюралюминовую мембрану, туго натянутую против металлической пластинки. Мембрана и пластинка образуют воздушный конденсатор, емкость которого меняется при колебаниях мембраны в звуковом поле. Как видно из схемы включения (рис. 436), в микрофонной цепи течет при этом переменный (зарядный и разрядный) ток, форма которого соответствует кривой колебаний давления в звуковой волне.

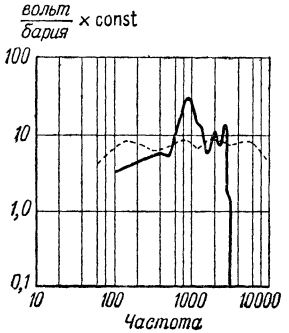


Рис. 435. Изменение с частотой коэффициента преобразования телефонного микрофона (сплошная кривая) и микрофона Рейсса (пунктирная кривая).

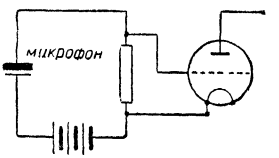


Рис. 436. Схема включения конденсаторного микрофона.

Переменное напряжение на зажимах высокоомного сопротивления, последовательно включенного с батареей и микрофоном, подается для усиления на сетку первой лампы усилителя, первые каскады которого монтируются вместе с микрофоном. Влияние резонанса мембраны устраняется большим натяжением ее, благодаря которому частота ее собственных колебаний доводится до значения, превышающего 10 000 *гц*, т. е. выводится за пределы рабочего диапазона частот.

Частотная характеристика подобного микрофона представлена на рис. 437.

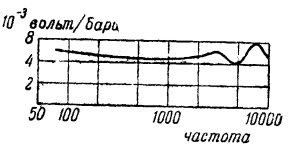


Рис. 437. Коэффициент преобразования конденсаторного микрофона как функция частоты.

Электродинамические микрофоны основаны, как уже сказано, на индуцировании электродвижущей силы в проводнике, перемещающемся в магнитном поле. Движущимся проводником в микрофонах электродинамического типа является или тонкая рифленая ленточка (ленточный микрофон), или цилиндрическая катушка, жестко скрепленная с подвижной мембраной.

Конденсаторные и электродинамические микрофоны являются в настоящее время наиболее совершенными и широко применяются в радиотехнике, в технике звукового кино, в лабораторных исследованиях и т. д.

Приборы, преобразующие электрические колебания в звуковые, носят название *репродукторов* [2]), или *громкоговорителей*. Во всех этих приборах имеется

---

[1]) Следует заметить, что при построении характеристики, изображенной на рис. 435, взят другой масштаб оси ординат (другое значение константы пропорциональности); микрофон Рейсса гораздо менее чувствителен, нежели телефонный, и работает всегда с усилителем.

[2]) От лат. re—вновь и producere—производить.

звукоизлучающая поверхность, приводимая в колебание электрическим путем. В зависимости от природы силы, заставляющей излучающую поверхность колебаться, различают электродинамические, электромагнитные и электростатические громкоговорители. В зависимости от способа звукоотдачи громкоговорители подразделяют на *диффузорные*, в которых излучатель (диффузор) отдает звуковую энергию непосредственно в открытое пространство, и *рупорные*, в которых излучение звуковых волн происходит через посредство рупора, обычно экспоненциального.

С точки зрения отсутствия искажений к громкоговорителю должны быть предъявлены следующие требования: 1) линейная зависимость между силой, действующей на излучающую поверхность, и подводимым к громкоговорителю током или напряжением; 2) ровность частотной характеристики, т. е. независимость отдачи громкоговорителя от частоты воспроизводимых колебаний в достаточно широком диапазоне звуковых частот.

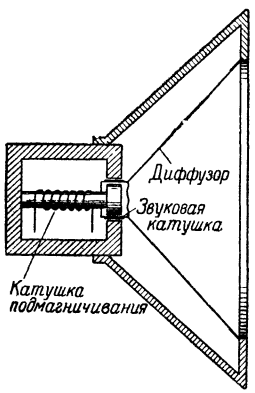


Рис. 438. Схема устройства громкоговорителя электродинамического типа.

Из диффузорных громкоговорителей наибольшее распространение имеют в настоящее время *электродинамические громкоговорители* («динамики»). Устройство их таково (рис. 438): с излучающей поверхностью жестко связывают проводник (чаще всего в форме многовитковой «звуковой» катушки), помещенный в поле мощного электромагнита; при пропускании через «звуковую» катушку переменного тока I звуковой частоты на «звуковую» катушку действует периодическая сила, пропорциональная току:

$$F \approx BlI$$

(где B—магнитная индукция, l—длина проводника). Под действием этой силы катушка и связанная с нею излучающая поверхность (диффузор) совершают вынужденные колебания с частотой пропускаемого тока.

Применение сплавов с большой остаточной индукцией (§ 63) позволило создать высококачественные *динамики с постоянными магнитами*, не требующими тока на подмагничивание.

Звуковая катушка динамика имеет активное сопротивление, обычно в несколько омов, и индуктивное сопротивление для токов звуковой частоты, порядка десятков и сотен омов. Колебания звуковой частоты подводят к звуковой катушке динамика через «выходной» трансформатор. Первичная обмотка выходного трансформатора, через которую проходит анодный ток выходной лампы усилителя (см. рис. 428), состоит из нескольких тысяч витков (n_1 витков); вторичная обмотка, замыкающаяся через звуковую катушку динамика, имеет в несколько раз меньшее число витков (n_2 витков). Поэтому выходной трансформатор в $\frac{n_1}{n_2}$ раз понижает колебания напряжения и во столько же раз увеличивает колебания величины тока. Мощность, потребляемая звуковой катушкой динамика, пропорциональна произведению квадрата тока через нее на ее сопротивление $R_{зв}$ току звуковой частоты. Эта мощность $I_2^2 R_{зв}$ берется из первичной цепи трансформатора. Стало быть, когда вторичная обмотка выходного трансформатора подключена к динамику, то первичная обмотка трансформатора создает для выходной лампы нагрузку Z, которая определяется указанным равенством мощностей (мощности, потребляемой динамиком, и мощности, отдаваемой лампой):

$$I_1^2 Z = I_2^2 R_{зв},$$

т. е.

$$Z = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_{зв}. \qquad (18)$$

Обычно при расчете выходного трансформатора нагрузку Z выбирают так, чтобы она примерно в два раза превышала внутреннее сопротивление выходного триода (для выходных пентодов нагрузку Z берут равной от $^1/_{10}$ до $^1/_5$ внутреннего сопротивления пентода).

Для высококачественного воспроизведения звуков музыки и речи часто применяют сочетание нескольких динамиков, каждый из которых рассчитан на преимущественное излучение звуков определенного интервала частот. Хорошая передача звуков (в особенности низких) обеспечивается только в том случае, если «отражательной доской», на которой укреплен динамик (или какими-либо иными способами), устранена интерференция волн, излучаемых передней и задней поверхностями диффузора.

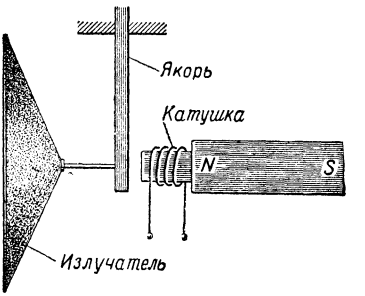


Рис. 439. Схема устройства громкоговорителя электромагнитного типа.

Электромагнитный громкоговоритель представляет собой, как это схематически показано на рис. 439, постоянный магнит, притягивающий к себе связанный с излучающей системой якорь; при пропускании через катушку громкоговорителя тока звуковой частоты создаваемый током магнитный поток либо складывается с потоком постоянного магнита, либо вычитается из него (в зависимости от направления тока), причем действующая на якорь сила соответственно увеличивается или уменьшается, заставляя якорь, а значит, и связанный с ним излучатель совершать колебания. Так как при приближении якоря к магниту действующая на него сила возрастает, то во избежание «прилипания» якоря к полюсу приходится вводить большую возвращающую силу, например выполняя якорь в виде заделанной одним концом жесткой пластинки. (Собственная частота такого якоря попадает в рабочий диапазон звуковых частот и обусловливает возникновение искажений—громкоговоритель передает резонансные частоты с преувеличенно большой амплитудой.)

По тому же принципу устроены *электромагнитные телефоны*: изменение тока в катушках телефона, насаженных на полюсные наконечники, вызывает колебания жестяной мембраны. Телефон позволяет регистрировать колебания тока (микроамперы) и колебания напряжения, измеряемые милливольтами, но для нормальной громкости требуются колебания напряжения порядка вольта. Сопротивление обычных телефонов составляет несколько сотен омов, а телефонов, изготовляемых для радиоприема,— несколько тысяч омов.

Существуют также *пьезоэлектрические телефоны*; в них движение мембраны вызывается вынужденными механическими колебаниями пьезокристалла (сегнетовой соли), к электродным поверхностям пьезокристалла подводятся колебания напряжения звуковой частоты.

В *конденсаторных громкоговорителях* излучающая поверхность выполнена в виде мембраны, являющейся одной из пластин воздушного конденсатора; на пластины конденсатора подается переменное напряжение звуковой частоты и, кроме того, для уменьшения нелинейных искажений подается еще и большое постоянное напряжение. Чтобы передвинуть резонанс мембраны в сторону надзвуковых частот, мембрану устраивают туго натянутой, подобно тому как это делается в конденсаторных микрофонах.

Для разнообразных технических целей и для лабораторных исследований часто требуются мощные источники звуковых и ультразвуковых колебаний

той или иной частоты. В этих случаях особенно удобными, а иногда и единственно пригодными являются *ламповые генераторы звуковых колебаний*. Последним, выходным звеном такого генератора является обычно динамик или (при генерировании ультразвуков) резонаторное устройство, заменяющее динамик (пьезокварцевая пластина и т. п.). Этому звену предшествует обычный ламповый усилитель электрических колебаний звуковой частоты. Для генерации колебаний звуковой частоты можно использовать обычный ламповый генератор с колебательными контурами (*LC*-генератор); но для самовозбуждения такого генератора на звуковой частоте самоиндукция и емкость колебательного контура должны быть большими, а это затрудняет настройку генератора на нужную частоту.

Обычно для возбуждения электрических колебаний звуковой частоты применяют гетеродинные генераторы и *RC*-генераторы. *Гетеродинный генератор колебаний звуковой частоты* состоит из двух гетеродинов (§ 94) и смесителя созданных ими колебаний. Один из этих гетеродинов имеет неизменяемые параметры колебательного контура и генерирует колебания высокой и постоянной частоты ω_1 (обычно около 200 *кгц*). Второй гетеродин посредством конденсатора переменной емкости настраивают так, чтобы он генерировал колебания такой частоты ω_2 (обычно в интервале 180—200 *кгц*), которая отличается от частоты колебаний, создаваемых первым гетеродином, на частоту нужных звуковых колебаний. Тогда получаемые в смесителе колебания промежуточной частоты $\omega_1-\omega_2$ и будут колебаниями звуковой частоты.

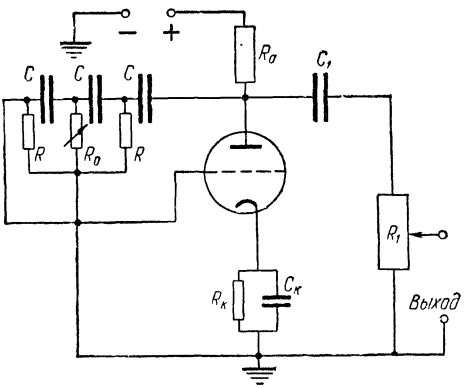


Рис 440. Схема *RC*-генератора колебаний звуковой частоты

Схема *RC-генератора колебаний звуковой частоты* показана на рис. 440. Обратная связь анодной и сеточной цепи здесь реализуется тремя одинаковыми конденсаторами (емкостью каждый порядка сотен сантиметров) и тремя сопротивлениями, из которых одно делают переменным, чтобы регулировать частоту возбуждаемых колебаний $\left(R=R_1=\frac{1}{2}R_0\right.$ порядка сотен тысяч омов). Анодное сопротивление должно быть небольшим, а катодное, напротив, весьма значительным. При использовании триода (типа 6С5) $R_a=1000$ *ом* и $R_k\approx 0{,}5$ *мгом* ($C_k\approx 1$ *мкф* и переходный конденсатор $C_1\approx 10^4$ *см*).

Взаимопревращаемость электрических и акустических колебаний позволяет осуществлять весьма точную запись звуков и воспроизведение записанных звуков.

Имеется ряд способов, с помощью которых звук, воспринятый микрофоном и преобразованный им в электрические колебания, может быть записан и затем воспроизведен. Все эти способы могут быть сведены в три группы, которые различаются выбором носителя звуковой записи—*фонограммы* [1]):

1) механическая запись звука, гравируемая на вращающемся восковом диске с помощью колеблющегося со звуковой частотой резца;

2) магнитная запись звука, получаемая на ферромагнитной проволоке или ленте, протягиваемой в переменном магнитном поле;

3) фотографическая запись звука, получаемая в результате воздействия на светочувствительный слой кинопленки света, проходящего предварительно

[1]) От лат. phone—звук и gramma—запись.

через специальное «управляющее» устройство, называемое в общем виде *модулятором*.

Запись звука на восковом диске или валике является старейшим способом звуковой записи (этот способ записи звука впервые был применен Эдисоном в 1877 г.). Первоначально гравирующий фонограмму резец скреплялся с приемной мембраной; такое непосредственное использование энергии звуковых волн в настоящее время уже не применяется, так как мощность, отдаваемая мембране звуковым полем, ничтожна. После изобретения электронной лампы быстрое развитие усилительной техники дало возможность перейти к гораздо более совершенной электрозаписи. Функции звукоприемного устройства перешли к высококачественному микрофону. Работающий от микрофонного усилителя звукозаписывающий аппарат—*рекордер*—представляет собой магнитную систему, якорь которой жестко скреплен с резцом. Колебания якоря и резца вынуждаются действием переменного магнитного потока. Фабрики граммофонных пластинок снимают матрицы с записи, произведенной на восковом диске, и делают оттиски этой записи на мастике граммофонных пластинок.

Воспроизведение записи на пластинках может производиться с помощью обычного патефона, устройство которого общеизвестно. Более совершенное воспроизведение и наряду с этим гораздо бо́льшая акустическая мощность могут быть получены с помощью электрического звуковоспроизводящего устройства. Начальным звеном процесса воспроизведения является так называемый *адаптер*: игла, скользящая по борозде фонограммы, жестко связана с якорем магнитной системы; колебания якоря индуцируют в неподвижной катушке электродвижущую силу звуковой частоты. Конечным звеном служит громкоговоритель, работающий от усилителя, на входе которого включен адаптер.

Еще лучшее воспроизведение звука дают *пьезоэлектрические адаптеры*. В них колебания патефонной иглы передаются пьезоэлектрической пластинке и вызывают вследствие пьезоэлектрического эффекта появление зарядов на гранях этой пластинки, служащих электродами; электроды пластинки замкнуты на большое сопротивление, падение напряжения на части этого сопротивления подается на усилитель.

Магнитная запись звука основана на чрезвычайно простом принципе: если в переменном магнитном поле, которое создано токами звуковой частоты, протягивать с постоянной скоростью стальную проволоку или ленту, то она будет намагничиваться; при этом остаточное намагничение будет меняться от участка к участку, и таким образом звук будет записан на ленте в виде магнитной фонограммы.

Магнитная запись воспроизводится путем протягивания ленты с записанным на ней звуком возле неподвижной катушки, в которой при этом индуцируется электродвижущая сила звуковой частоты. Конструкция звуковоспроизводящего аппарата принципиально не отличается от конструкции аппарата для записи, поэтому аппарат записи и воспроизведения обычно объединяют в одном приборе—*магнитофоне*. Ленты для магнитной записи звука изготовляют из пленки ацетил-целлюлозы или бумаги, на поверхность которой наносят в вяжущей среде тонкий слой мельчайших частиц ферромагнетика. Произведенная на ленте запись звука легко удаляется размагничиванием, после чего лента может служить для новых записей звука.

Магнитофонная запись звука широко используется в радиовещании. В сравнении со всеми другими способами записи звука (включая и описанные ниже фотографические методы) магнитофонная запись в настоящее время дает наиболее совершенное по качеству воспроизведение звуков.

Фотографическая запись звука, применяемая в звуковом кино, разработана в настоящее время в двух модификациях: в одной из них фонограмма получается в результате периодического изменения о с в е щ е н и я, получаемого светочувствительным слоем движущейся кинопленки от падающего на нее светового луча; в другой—в результате периодического изменения ш и р и н ы участка слоя, подвергаемого действию постоянного освещения. При записи по первому способу (*способ переменной плотности*) фонограмма представляет собой узкую

полоску, фотографическая плотность которой меняется от участка к участку; при записи по второму способу (*способ переменной ширины*) фонограмма делится в продольном направлении на освещенную и неосвещенную части, граница между которыми представляет собой кривую записанных звуковых колебаний.

Для *звукового кино* первый промышленно пригодный способ записи звука был разработан в 1922 г. По этому способу запись звука производится следующим образом. Током звуковой частоты от мощного усилителя питают небольшую *газосветную лампу*, в которой под действием электрического разряда светится газ (аргон или азот), заполняющий под небольшим давлением баллон лампы.

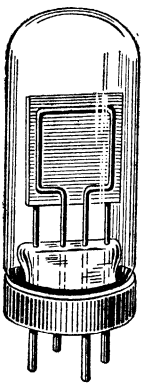


Рис. 441. Газосветная лампочка.

В газосветных лампах происходит тлеющий разряд (§ 47); электродам аппаратурных газосветных ламп придают такую форму, чтобы использовать свечение околокатодного слоя (рис. 441). Развитие электронных лавин, поддерживающих тлеющий разряд в газосветной лампе, происходит с такой быстротой, что газосветная лампочка при небольшом (в несколько миллиметров) расстоянии между электродами является одним из наименее инерционных приборов. Яркость свечения газосветной лампочки пропорциональна величине тока, поэтому колебания яркости имеют тот же ход во времени, что и колебания тока.

При использовании газосветной лампочки для записи звука свет лампочки с помощью оптических линз собирают на заслонке, в которой прорезана узкая щель; изображение этой щели отбрасывается объективом на кинопленку в виде яркого штриха шириной в 15—20 μ и длиной около 2,5 *мм*. Поскольку яркость штриха меняется с частотой принимаемого микрофоном звука, постольку таким же образом меняется и получаемое светочувствительным слоем освещение, в результате чего на кинопленке после проявления получается запись типа переменной плотности.

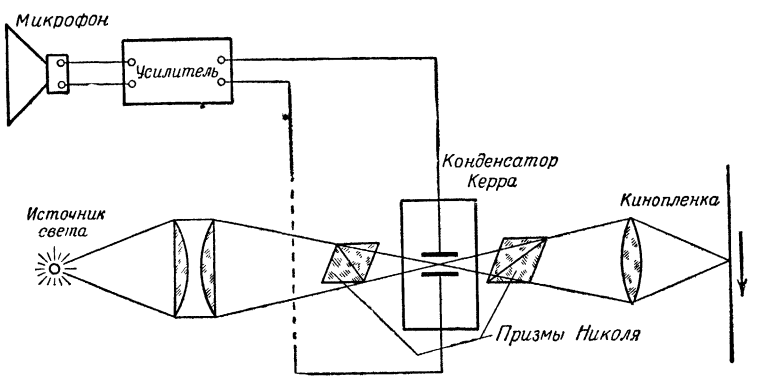


Рис. 442. Схема записи звука электрооптическим конденсатором.

На рис. 442 представлена схема записи звука по способу, разработанному в СССР П. Г. Тагером (1926 г.). Свет от мощной низковольтной лампы накаливания сосредоточивают линзами на системе, состоящей из двух поляризационных призм Николя и помещенного между ними конденсатора, пластины которого, образующие узкую щель, погружены в прозрачную кюветку с нитробензолом $C_6H_5NO_2$. Этот конденсатор известен под названием *конденсатора Керра* (т. III, § 38); к его пластинам и подводят переменное напряжение звуковой частоты.

В электростатическом поле нитробензол становится двоякопреломляющей средой (керр-эффект); при этом плоско-поляризованный луч света, входящий после прохождения через поляризующую призму в промежуток между пластинами конденсатора, расщепляется на два луча, поляризованных в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях и распространяющихся с различной скоростью. По выходе из конденсатора эти два луча имеют некоторую разность фаз; по наблюдениям Керра разность фаз φ меняется с изменением напряженности поля в конденсаторе:

$$\varphi = 2\pi K l E^2; \tag{19}$$

здесь l—длина пути света в электростатическом поле с напряженностью E, K—константа. Два луча с разностью фаз φ, будучи приведены второй призмой Николя к одной плоскости, интерферируют друг с другом, и, поскольку φ зависит от напряжения, приложенного к конденсатору, яркость отбрасываемого на пленку изображения щели (между пластинами конденсатора) меняется в ритме записываемых звуковых колебаний. В результате после проявления на пленке получается фонограмма типа переменной плотности.

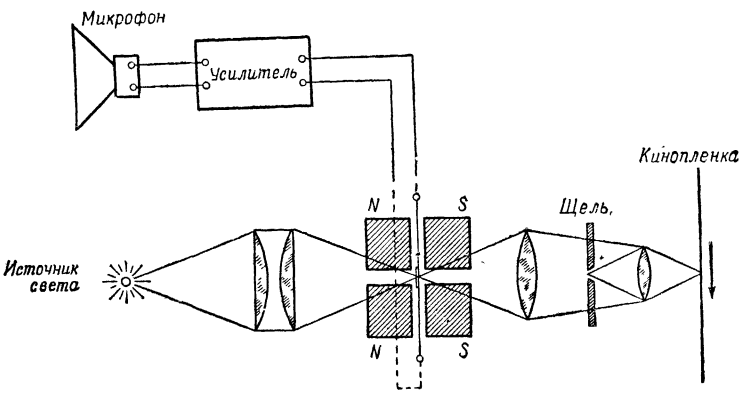


Рис. 443. Схема записи звука струнным осциллографом.

Устройства, дающие запись звука по способу переменной ширины, представляют собой разновидность осциллографа (шлейфового или струнного), приспособленного для записи звуковых колебаний на кинопленке.

При использовании *струнного осциллографа* для записи звука (рис. 443) ток звуковой частоты пропускают через бронзовую нить, имеющую вид плоской ленточки; нить натянута в магнитном поле, причем взаимодействие тока с полем вынуждает колебания нити. Световой пучок направляется оптической системой линз на нить и освещает щель, на которую объектив отбрасывает увеличенное теневое изображение нити, закрывающей при отсутствии тока половину щели. Уменьшенное до требуемых размеров изображение затененной щели отбрасывается на движущуюся кинопленку с помощью цилиндрической линзы.

В СССР метод записи звука струнным осциллографом на фонограммы переменной ширины был разработан в 1927 г. А. Ф. Шориным. В последующие годы способы фотозаписи звука были существенно усовершенствованы с целью устранения возникавших искажений звука (стали применять так называемую «многодорожечную фотозапись», «противофазную» и др.).

Воспроизведение фотографической фонограммы любого типа (как переменной плотности, так и переменной ширины) осуществляется следующим образом. Оптическая система линз (рис. 444) собирает свет лампы накаливания на щели.

изображение которой отбрасывается объективом на движущуюся в проекционном аппарате фонограмму в виде яркого штриха толщиной 15—20 μ. Световой поток, приходящийся на изображение щели, просвечивает фонограмму и падает затем на катодный слой фотоэлемента, освобождая с поверхности слоя тем большее число электронов, чем ярче падающий на фотоэлемент луч. Проходя через движущуюся фонограмму, световой поток периодически изменяется (либо вследствие переменной фотографической плотности фонограммы, либо в результате перекрывания штриха зубчиками фонограммы типа переменной ширины), поэтому соответственно изменяется и ток в контуре фотоэлемента. Переменное напря-

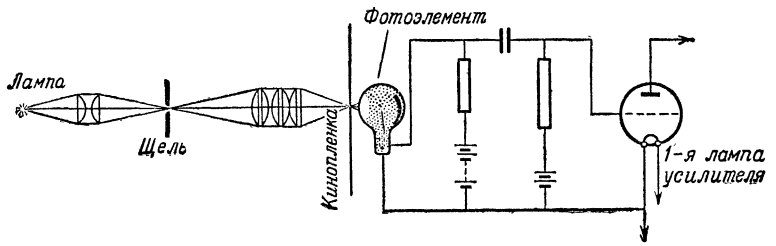


Рис. 444. Схема воспроизведения звуков по их световой записи.

жение на зажимах нагружающего фотоэлемент сопротивления подается через конденсатор на сетку первой лампы усилителя. Ток конечного каскада усилителя питает громкоговоритель, воспроизводящий записанные на фильме звуки.

При широко практикуемой в производстве кинофильмов *противофазной* записи звука она осуществляется по методу фонограмм переменной ширины, но не на одной, а на двух звуковых дорожках, на которых звук записывается в противоположных фазах. Воспроизведение звука выполняется двумя фотоэлементами. Это существенно уменьшает искажения, вносимые случайными дефектами фонограммы (загрязнениями, царапинами и т. п.), так как токи возникающих шумов компенсируются; в итоге достигается более точное воспроизведение тембра записанных звуков.

Надо полагать, что в дальнейшем в кинопромышленности фотографическая звукозапись будет заменена магнитной.

§ 96. Телевидение

Возможность непосредственного видения на большом расстоянии принципиально ограничена дифракцией света, ставящей предел разрешающей силе оптических приборов. Так, даже самый большой телескоп не дает возможности рассмотреть деления миллиметровой шкалы, находящейся на расстоянии большем, чем 10 *км*. Телевидение позволяет обойти это принципиальное препятствие.

Для передачи изменений интенсивности света на любые расстояния проще всего воспользоваться каким-либо фотоэлементом, дающим электрический ток, пропорциональный освещенности. Этот ток после усиления может быть передан по проводу или по радио. Если принятым током (вторично усиленным) питать источник света, яркость которого зависит от величины тока или напряжения, то на приемной станции можно восстановить те интенсивности света, которые были переданы. Главная трудность телевидения заключается в том, что необходимо передавать интенсивность сразу многих

элементов картины. Можно было бы установить на передающем аппарате много фотоэлементов, каждый из которых был бы направлен на определенную точку пространства. Тогда одновременная передача фототоков с последующей трансформацией их в свет при условии тождественного расположения передающих фотоэлементов и принимающих ламп дала бы возможность осуществить передачу изображения. Однако для сколько-нибудь приличной передачи необходимо было бы иметь несколько тысяч фотоэлементов, число которых определяется предъявляемыми требованиями детальности, и столько же проводов (или радиопередатчиков) и приемников.

Действие всей разнообразной аппаратуры для телевидения, в сущности, сводится к замене нескольких тысяч передающих устройств одним. Конечно, при этом одновременно передается лишь один сигнал, соответствующий интенсивности одного элемента передаваемой картины, и, следовательно, передача всего изображения «развернута» во времени.

Так, например, *фототелеграфия* (применяемая у нас между Москвой, Ленинградом, Ташкентом и многими другими городами) заключается в том, что передаваемая фотография, навернутая на вращающийся цилиндр, обходится узким световым пучком по тесной спирали. Вблизи точки падения светового пучка на передаваемый оригинал помещен фотоэлемент, освещенность которого меняется в зависимости от того, темное или светлое место фотографии освещается в данный момент световым пучком. Это дает слабый или сильный фототок, который, принятый приемным устройством и усиленный, действует на конденсатор Керра (§ 95). На приемной станции имеется барабан, обернутый фотографической бумагой и вращающийся синхронно с первым. Фотографическая бумага подвергается в соответствующих местах сильному или слабому освещению (зависящему от напряжения на конденсаторе Керра) соответственно деталям оригинала. После проявления получается изображение, вполне подобное оригиналу.

В современных устройствах такого типа принимаемое изображение имеет настолько высокое качество, что его трудно отличить от оригинала.

Очевидно, что при телепередаче движущихся объектов полная передача изображения должна занимать не более $^1/_{20}$ сек. и непрерывно повторяться, как это имеет место в кино. Отдельные изображения сольются при этом для глаза в движущуюся картину. Первым приспособлением, которое оказалось пригодным для указанной цели, был диск, изобретенный еще в 1894 г. польским инженером П. Нипковым. *Диск Нипкова* имеет ряд отверстий, расположенных по спирали (рис. 445). Места отверстий выбраны так, чтобы при вращении диска они последовательно, одно за другим, проходили по площади четырехугольника $ABCD$, сплошь зачерчивая его. В каждый момент внутри четырехугольника находится только одно

отверстие. Если на диск спроектировать изображение передаваемой картины, а за диском поместить фотоэлемент, то при равномерном вращении на фотоэлемент будут поочередно действовать различные элементы картины. Принять изображение можно, например, так: принятым и усиленным током питают газосветную лампочку с прямоугольным светящимся электродом (рис. 441) размером с контур $ABCD$ и рассматривают этот светлый прямоугольник через точную копию передающего диска, вращающегося синхронно с ним. Тогда в каждый момент наблюдатель увидит из всего светящегося прямоугольника одну светлую точку, яркость которой будет пропорциональна яркости точки оригинала, расположенную при правильной синхронизации подобно ей. При быстром вращении дисков глаз не замечает расчлененности передачи и видит передаваемую картину в целом.

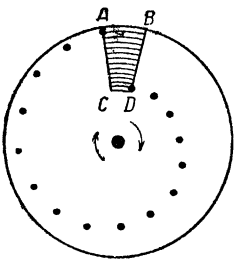


Рис. 445. Диск Нипкова.

В первые годы развития телевидения ограничивались *разверткой изображения* на 30—50 линий-строк (30—50 отверстий в диске Нипкова). Однако при таком числе строк изображение получалось расплывчатым, грубым. В настоящее время в высококачественной телепередаче применяют развертку на 400 и более строк. В СССР телевизионная передача осуществляется с разверткой на 625 строк. Так как вдоль каждой строки должно быть обеспечено такое же число (400—600) возможных изменений плотности света, то резкие колебания тока, посылаемого фотоэлементом отправительной станции, могут оказаться отделенными десятимиллионными долями секунды; например, при 25 кадрах в секунду и при 400-линейной развертке передача каждой световой точки изображения занимает время, равное $\frac{1}{25 \cdot 400^2}$ сек. $= 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ сек. Очевидно, что в связи с возможным резким изменением величины фототока при смене фиксируемой световой точки длительность экспозиции каждой световой точки должна хотя бы в 5—10 раз превышать период высокочастотных колебаний, модулируемых фототоком. Поэтому при высококачественной телепередаче модулируемые колебания должны иметь период порядка $2 \cdot 10^{-8}$ сек., т. е. *частоту порядка* 50 *млн. гц*, что соответствует длине волны в 6 *м*. Как было упомянуто в § 91, такие ультракороткие (метровые) волны обладают малым радиусом действия — всего 50—100 *км*; поэтому для охвата телевизионным вещанием большой территории является необходимым транслировать телевизионную программу через ряд районных телепередатчиков, размещенных на расстоянии не свыше 100 *км* друг от друга [1]).

[1]) В СССР на 1959 г. действовало около 60 телевизионных станций, которые обслуживали 2,5 млн. телевизоров.

Успехи современного телевидения более всего связаны с усовершенствованием *электронно-лучевых приборов*. Первую электронно-лучевую трубку, позволявшую воспроизводить простейшие геометрические фигуры, изобрел и сконструировал (в 1907—1911 гг.) профессор Петербургского технологического института Б. Л. Розинг. В итоге упорного труда многих ученых разных стран мира электронно-лучевая трубка была неузнаваемо усложнена и сделана пригодной для высококачественного телевидения. За границей электронно-лучевые трубки были введены в практику телевидения (в США с 1931 г.) инженером В. К. Зворыкиным, который описывает их в одной из своих статей следующим образом.

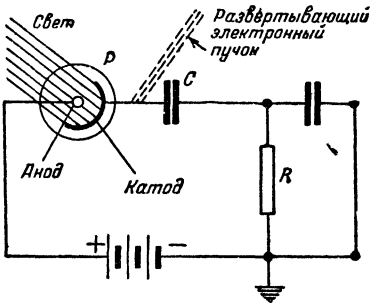


Рис. 446. Электрический контур элемента иконоскопа.

Передающее приспособление имеет вид искусственного глаза. Оно получило название *иконоскоп* (образовано из двух греческих слов и в буквальном переводе означает наблюдатель изображений).

Иконоскоп состоит из двух частей, заключенных в общую эвакуированную стеклянную колбу. Одна часть представляет собой *светочувствительную мозаику* и состоит из металлической пластины, покрытой большим числом мельчайших светочувствительных частичек, изолированных как друг от друга, так и от пластины. Каждая такая точка представляет собой катод отдельного фотоэлемента; все фотоэлементы имеют один общий анод. Назначение этой мозаики то же, что и ретины человеческого глаза. Она преобразует световую энергию, получаемую от спроектированной на нее картины, в энергию электрических зарядов, накапливающихся на ней до тех пор, пока они не будут сняты один за другим, давая при этом начало электрическим импульсам, которыми и модулируется передатчик. Снятие зарядов с элементов мозаики осуществляется при помощи движущегося электронного пучка, играющего роль нерва этого электрического глаза. Чтобы сделать аналогию между глазом и иконоскопом еще более полной, отметим, что этот прибор обладает «электрической памятью», так как при наличии хорошего диэлектрика заряды на мозаике могут сохраняться в течение значительного промежутка времени.

Для пояснения действия иконоскопа рассмотрим электрический контур отдельного элемента мозаики, схематически изображенный на рис. 446 (здесь P — элемент мозаики; если его рассматривать как конденсатор, то C — его емкость по отношению к общей для всех элементов сигнальной пластине). Когда

свет от проектируемого изображения падает на мозаику, каждый ее элемент P испускает электроны и заряжается положительно. Величина этого заряда является функцией интенсивности освещения. Когда развертывающий электронный пучок попадает на положительно заряженный элемент P, этот элемент пополняет свой запас электронов и разряжается. Поскольку движение развертывающего пучка по мозаике совершается с постоянной скоростью, промежуток времени t, протекающий между двумя последовательными разряжениями, также постоянен, и, таким образом, величина накопленного каждым элементом заряда зависит только от яркости соответствующей точки картины. Импульс тока, протекающего через сопротивление R при снятии заряда с элемента мозаики, и, следовательно, возникающая на концах сопротивления R разность потенциалов V также оказываются зависящими лишь от яркости точки картины. Эта разность потенциалов V представляет собой элементарный сигнал, посылаемый каждым отдельным фотоэлементом мозаики иконоскопа при передаче изображения.

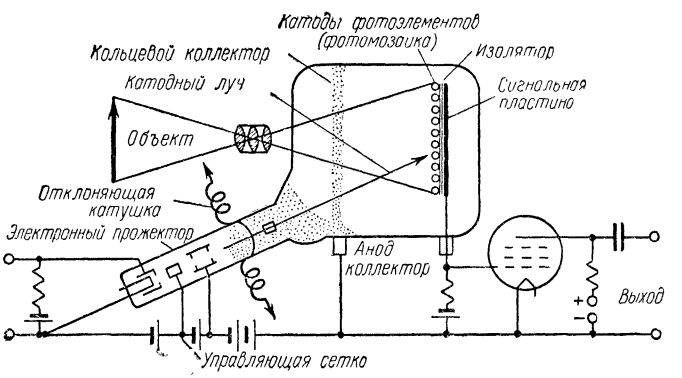


Рис. 447. Схема иконоскопа.

На поверхности мозаики системой линз фокусируется изображение передаваемой картины. Электронный пучок, посылаемый «электронным прожектором», 25 раз в секунду пробегает все изображение на поверхности мозаики, делая каждый раз 400—600 строк.

Нейтрализуя точку мозаики, электронный пучок почти мгновенно освобождает весь запас энергии, накопленный здесь в течение $^1/_{25}$ секунды.

Схематическое изображение всех электрических цепей иконоскопа дано на рис. 447. Катоды и анод фотоэлементов совершенно разделены друг от друга. Катоды фотоэлементов представляют собой светочувствительные частицы — шарики, расположенные на поверхности сигнальной пластины и изолированные от нее. Анодом,

общим для всех фотоэлементов, служит посеребренная часть внутренней поверхности колбы. Емкость C каждого отдельного элемента по отношению к сигнальной пластине определяется толщиной и диэлектрической постоянной изолирующего слоя между ними. Снятие положительного заряда с элементов мозаики осуществляется при помощи пучка электронов, создаваемого электронным прожектором, расположенным против центра мозаики под углом в 30° к нормали. Мозаика и прожектор заключены в общую, тщательно откачанную стеклянную колбу.

Мозаика представляет собой весьма большое число (несколько миллионов) мельчайших серебряных частиц, обработанных с поверхности тем же способом, который применяют для изготовления кислородно-цезиевых катодов (§ 54). Изолирующей подстилкой для этих светочувствительных частиц служит слюда, равномерность толщины которой (25—50 μ) обеспечивает одинаковую емкость частиц по отношению к сигнальной пластине.

Фоточувствительность мозаики имеет ту же величину, что и чувствительность вакуумных кислородно-цезиевых фотоэлементов [1]).

Электронный прожектор («электронная пушка») является чрезвычайно ответственной частью иконоскопа. «Разрешающая способность» иконоскопа определяется площадью электронного пятна (диаметром около 0,1—0,2 *мм*), скользящего по мозаике (рис. 448).

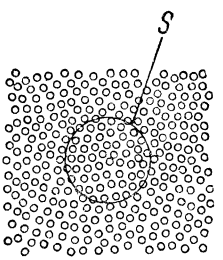


Рис. 448. Относительные размеры элементов мозаики и пятна S электронного пучка.

Электронный прожектор (рис. 447) состоит из катода с косвенным подогревом, эмиттирующая поверхность которого расположена на донышке цилиндра, образующего катод. Эта эмиттирующая поверхность располагается перед отверстием управляющей сетки. Анод представляет собой длинный цилиндр с тремя диафрагмами, которые расположены на одной прямой по оси цилиндра. Прожектор помещен внутри стеклянной трубки, припаянной к баллону, в котором находится мозаика.

Фокусировка электронного пучка осуществляется при помощи электростатического поля, образованного потенциалами между частями прожектора (включая металлизированное горло баллона прожектора, служащее вторым анодом).

Распределение электрического поля в электронном прожекторе показано на рис. 449. Действие поля на электронный пучок прибли-

---

[1]) По одному из способов мозаику изготовляют прогреванием тонкого слоя серебра, нанесенного испарением на поверхность слюды. При прогревании серебро сворачивается в мельчайшие капельки. После остывания зерна серебра (имеющие в среднем диаметр в несколько микронов) покрываются цезием.

зительно таково же, как действие системы из двух линз, изображенной на том же рисунке, на световой луч.

Движения электронного пучка, необходимые для развертывания изображения, осуществляются при помощи переменных магнитных полей. Отклоняющие катушки (см. рис. 447) располагаются на хомуте, надеваемом на горло иконоскопа. Развертывающие движения пучка прямолинейны и в вертикальном и в горизонтальном направлениях. Они происходят благодаря зубчатым (пилообразным) импульсам тока, протекающего по катушкам, и создаваемым ламповыми генераторами.

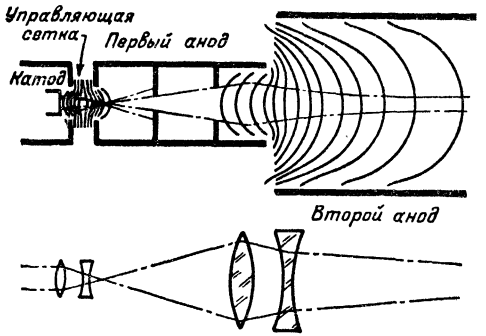


Рис. 449. Распределение электрического поля в электронном прожекторе.

В 1933—1937 гг. П. В. Тимофеевым и П. В. Шмаковым был создан *супериконоскоп*. В этом приборе достигнуто приблизительно десятикратное повышение чувствительности посредством преобразования оптического изображения в *электронное изображение*. Вместо мозаики супериконоскоп имеет сплошной полупрозрачный фотокатод *1* (рис. 450). Электроны, освобождаемые светом с внутренней стороны фотокатода (в количестве, пропорциональном освещенности данного места фотокатода), увлекаются ускоряющим электрическим полем, созданным между фотокатодом *1* и сигнальной пластиной *4*. Эти электроны переносят сфокусированное на фотокатоде изображение на *мишень 3*, представляющую собой слюдяную пластинку, покрытую слоем окиси магния, помещенную перед сигнальной пластиной. Если бы вместо мишени был поставлен флуоресцирующий экран, то освещенность изображения, воспроизводимого на нем ударами электронов, оказалась бы существенно большей (за счет энергии, сообщенной электронам ускоряющим полем), чем освещенность изображения, сфокусированного на фотокатод. В супериконоскопе при переносе электронного изображения несколько расходящиеся линии поля увеличивают изображение в 3—4 раза. Чтобы изображение не подвергалось расфокусировке, создается фокусирующее продольное магнитное поле катушкой *5*. Каждый фотоэлектрон, переносящий изображение, выбивает из мишени 3—4 электрона; эти электроны вторичной эмиссии, а также и фотоэлектроны, испытавшие рассеяние, собираются электродами *2* (коллектором). Вследствие упомянутого большого коэффициента вторичной электронной эмиссии мишени интенсивность получаемого на мишени изображения, воспроизведенного распределением положительных зарядов в мишени, оказывается еще более возросшей. Положительные заряды снимаются с мишени супериконоскопа лучом электронного прожектора *6*; развертка луча по поверхности мишени осуществляется отклоняющими катушками *7*; генерация электрических импульсов, пропорциональных освещенности каждого элемента картины, происходит аналогично тому, как это было пояснено выше для иконоскопа в связи с рис. 446[1]).

---

[1]) Различным конструкциям супериконоскопа, вошедшим в эксплуатацию с 1937 г., присваивались разные названия, например: суперэмитрон, фотикон, PES-фотикон (у нас передающая телевизионная трубка ЛИ-101), ризельиконоскоп и др.

Совсем другой, более эффективный способ формирования сигналов изображения применен в *суперортиконе*, созданном в 1943—1946 гг. американскими инженерами Розе, Ваймером и Лоу. В суперортиконе, так же как и в супериконоскопе, оптическое изображение, сфокусированное на полупрозрачном фотокатоде, преобразуется в электронное изображение, которое переносится ускоряющим полем на мишень. Мишенью служит тончайшая (2—3 μ) стеклянная пленка, закрепленная на кольце вместе с тонкой металлической сеткой, как бы заменяющей сигнальную пластину. Однако в данном случае заряд, собираемый сеткой, непосредственно не участвует в формировании сигналов изображения. Они формируются электронным умножителем, который в суперортиконе смонтирован вместе с электронным прожектором.

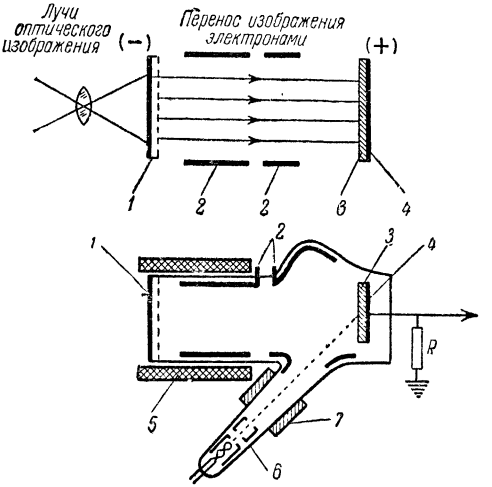


Рис. 450. Электронно-оптическое преобразование и схема супериконоскопа. Ускоряющее поле между фотокатодом (*1*) и сигнальной пластиной (*4*) — около 1000 *в*; *2* — коллектор, *3* — мишень.

Электроны луча прожектора после некоторого ускорения попадают в тормозящее электрическое поле и подходят к мишени с очень малыми скоростями. Часть из них оседает на мишени, причем тем бо́льшая, чем больше положительный заряд данного участка мишени. Остальная же часть, которая и играет активную роль в формировании сигналов изображения, отбрасывается от мишени и возвращается на анод прожектора, ускоряясь при возвращении тем же электрическим полем, которое тормозило падающий электронный пучок. Тарельчатый анод электронного прожектора, имеющий потенциал около 300 *в*, является вместе с тем первым электродом электронного умножителя; возвращенные на анод электроны выбивают из него электроны вторичной эмиссии, которые улавливаются и умножаются электродами последующих ступеней умножителя; к этому умножителю подводится напряжение порядка 1500 *в* (по 200—300 *в* на каждый каскад). Многократно усиленный ток возвращаемого при развертке мишени электронного луча и создает на нагрузочном сопротивлении умножителя импульсы сигналов изображения.

Чувствительность некоторых конструкций суперортикона в 1000 раз превышает чувствительность иконоскопа. Поэтому такие трубки (например, ЛИ-17) широко используют для внестудийных передач. Суперортиконы, сконструированные с расчетом на меньшую чувствительность (например, ЛИ-201), и супериконоскопы служат для студийных передач, а иконоскопы (положительным качеством которых остается хорошее воспроизведение ими градаций яркости и высокая разрешающая способность) применяются преимущественно для телевизионной передачи кинофильмов.

Громоздкость суперортиконов и некоторые трудности их эксплуатации постоянно побуждали к дальнейшему усовершенствованию передающих телевизионных трубок. Наиболее компактным и удобным в эксплуатации оказался *видекон*—электронно-лучевая трубка с использованием фотосопротивлений, предложенная (еще в 1926 г.) А. А. Чернышевым и успешно реализованная в 1950 г. Высокая светочувствительность фотосопротивлений позволила сделать видекон

почти столь же чувствительным, как суперортиконы, причем для этого не потребовалось применять преобразование оптического изображения в электронное и оказалось возможным сохранить простой способ формирования сигналов изображения, используемый в иконоскопах. Недостатком видекона является некоторая его инерционность (свойственная вообще фотосопротивлениям), что ограничивает его применение.

Схема видекона показана на рис. 451. Сигнальная пластина наносится в виде возможно более прозрачного, тончайшего слоя (из окиси олова или индия) на стеклянную плоско-параллельную планшайбу *1*. За этим слоем следует слой фотосопротивления *2*—чаще всего трехсернистой сурьмы Sb_2S_3 или аморфного селена. На рис. 451 заштрихованы разрезы фокусирующих катушек и (ближе к трубке) катушек, управляющих разверткой электронного луча; *3*—сетка, препятствующая образованию ионного пятна на фоточувствительном слое, и *4*—дополнительные электроды, улучшающие фокусировку электронного луча.

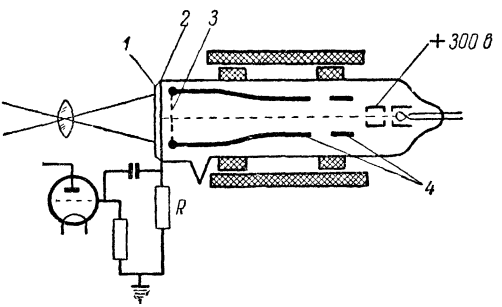


Рис. 451. Схема видекона.

Видеконы применяются при использовании телевидения производственными предприятиями и диспетчерской службой транспорта, а также в телевизионных студиях для передачи кинофильмов [1]).

В 1956 г. был создан еще один вид высокочувствительных телевизионных передающих трубок—*ибоконы*; они в некоторой мере аналогичны супериконоскопу, но имеют мишень, изготовленную из полупроводника, электропроводность которого резко (в тысячи раз) временно возрастает при проникновении в этот полупроводник электронов, переносящих электронное изображение.

Для ряда технических применений весьма существенно, что электронно-лучевые трубки позволяют вести передачу не только видимых картин, но также и картин, непосредственно не воспринимаемых глазом, получающихся при «освещении» объектов ультрафиолетовыми или инфракрасными лучами.

В СССР для телевизионных передач выделены 12 каналов в области частот от 49 до 223 *Мгц* (т. е. в области длин волн от 5,8 до 1,8 *м*). Каждая телевизионная станция передает свою программу на двух несущих частотах: на несущей частоте изображения и на несущей частоте звука, причем частота передачи звукового сопро-

[1]) Как это часто случается с приборами, длительно проходящими стадию конструктивной отработки, в разных странах видеконы фигурируют под различными названиями (их называют: в Англии статиконами, в ГДР и ФРГ резистронами, во Франции кондуктронами, в Чехословакии квантиконами).

вождения телевидения для каждого канала выбирается на 6,5 *Мгц* выше несущей частоты изображения. Передача сигналов изображения (*видеосигналов*) ведется амплитудной модуляцией, осуществляемой так, что нижняя полоса частот промодулированных колебаний (стр. 523) отфильтровывается и излучается только верхняя полоса шириной 6,25 *Мгц*. Передача звукового сопровождения ведется частотной модуляцией с подавлением колебаний частотой ниже 50 *гц* и выше 15 000 *гц*.

Видеосигналы в СССР передаются *негативом*, т. е. увеличению яркости элемента передаваемого изображения соответствует уменьшение амплитуды колебаний передатчика (для самых ярких, белых элементов изображения амплитуда уменьшается до 15—20% максимальной амплитуды). При передаче уровня черного амплитуда достигает 75% максимальной величины; максимальную амплитуду, соответствующую как бы уровню «чернее черного», колебания передатчика имеют в моменты, когда производится посылка импульсов, обеспечивающих точное совпадение развертки луча в приемных трубках телевизоров с разверткой луча в передающей телевизионной трубке (*импульсов синхронизации*). Эти импульсы синхронизации излучаются в течение половины того времени (5,1 *мксек* из 10,2 *мксек*), когда луч, развертывающий изображение в передающей телевизионной трубке, осуществляет возвратное движение от конца пройденной строки к началу новой (в течение другой половины того же времени излучаются импульсы уровня черного; их называют *гасящими*, или *бланкирующими* импульсами).

Развертка изображения производится чересстрочная: сначала луч за время немного меньшее, чем $^1/_{50}$ сек., обегает все нечетные строки, а затем в такое же время — все четные; таким образом, каждый кадр состоит из двух полукадров с паузами между ними в 1500 *мксек* (когда передается черное и импульсы синхронизации кадровой развертки) при общей длительности кадра $^1/_{25}$ сек.

В приемной телевизионной трубке (*кинескопе*) формирование электронного луча, заставляющего светиться экран, производится (электронным прожектором трубки) при относительно невысоком потенциале анода (300—500 *в*), что облегчает управление током луча. Но для достаточно яркого свечения экрана бомбардирующие его электроны должны иметь очень большие скорости; поэтому в кинескопе имеется ускоряющий электрод (второй анод), представляющий собой графитовый слой, нанесенный на внутреннюю поверхность раструба трубки; на ускоряющий электрод подается положительное напряжение порядка 5000—8000 *в*.

В потоке электронов, испускаемых раскаленным катодом, всегда имеется некоторое количество ионов, которые, попадая на экран, портят экран. Чтобы устранить их из электронного луча, применяют систему диафрагм и магнит, помещаемый на горловину трубки, а катод с первой диафрагмой устанавливают под некото-

рым углом к нужному направлению луча; магнитное поле выводит электронный поток, эмитируемый катодом, на требуемое направление, а ионы, как более инертные частицы, отбрасываются на преграждающие им путь диафрагмы (это устройство называют «ионной ловушкой»).

Фокусировка электронного луча в некоторых кинескопах осуществляется электростатическим полем, которое создается напряжением, подведенным к специальным электродам; в других кинескопах луч фокусируется магнитным полем катушек. Периодически изменяющееся магнитное поле двух пар особых катушек осуществляет развертку луча по горизонтали и по вертикали.

Управление величиной тока электронного луча производится переменным по напряженности электрическим полем, образованным между катодом и управляющей сеткой кинескопа.

Нормально (при отсутствии сигнала изображения, подводимого к сетке или в других схемах к катоду кинескопа) поле между катодом и управляющей сеткой обеспечивает такой ток электронного луча, который (после ускорения электронов ускоряющим электродом) вызывает яркое свечение экрана: при правильной фокусировке на экране виден р а с т р, т. е. узкие светлые полоски, очерчиваемые лучом, разделенные тонкими более темными штрихами. Видеосигнал уменьшает ток луча, что вызывает более или менее сильное (пропорционально амплитуде сигнала) затемнение той точки экрана, на которую падает этот луч. Гасящие импульсы «запирают» кинескоп.

Экран кинескопа изготовляется из смеси люминофоров (т. III, §§ 74—76). Для белого свечения экрана применяют смесь сернистого цинка и сернистого кадмия.

В *цветном телевидении* развертка изображения осуществляется тремя электронными лучами (в каждой трубке цветного телевидения — три электронных прожектора и три управляющие сетки). Экран такой трубки покрывают тремя люминофорами — с красным, синим и зеленым цветом свечения, причем покрытие это производится так, чтобы строки, образуемые этими люминофорами, чередовались. Каждый из трех электронных лучей при развертке проходит только по строкам люминофора той цветности свечения, на которую модулированы видеосигналы, управляющие интенсивностью этого луча.

Современный *телевизор* представляет собой довольно сложный аппарат; он объединяет работу 20—25 триодов, пентодов и полупроводниковых диодов. Кроме уже описанного кинескопа (с блоком высоковольтного питания его второго анода), телевизор имеет еще следующие основные части: 1) основной канал усиления, состоящий из усилителя высокочастотных колебаний, гетеродина, смесителя (преобразователя частоты) и трехкаскадного усилителя промежуточной частоты (в советских телевизорах промежуточная частота 28—34 *Мгц*); 2) звуковой канал, состоящий из детектора колебаний, модулированных по частоте, усилителя звуковых колебаний и громкоговорителей; 3) канал изображения,

состоящий из детектора колебаний, модулированных по амплитуде, и широкополосного усилителя видеосигналов, собранного по схеме усилителя на сопротивлениях с дополнительными электрическими цепями, которые компенсируют вредное влияние емкостей между электродами ламп и емкостей, внесенных монтажом [1]); 4) канал синхронизации и развертки; этот канал начинается *селектором*—лампой, на управляющую сетку которой дано такое отрицательное напряжение, что лампа оказывается «запертой» для всех импульсов, кроме импульсов синхронизации, имеющих, как упоминалось выше, максимальную амплитуду напряжения. Таким образом, в этот канал проникают только импульсы синхронизации. Они подводятся к сеткам блокинг-генераторов (стр. 520), управляющих действием генераторов пилообразных импульсов для строчной и кадровой развертки. Отделение строчных импульсов синхронизации от кадровых синхроимпульсов производится электрическими цепями из сопротивлений и конденсаторов с соответствующим образом подобранными постоянными времени (CR) этих цепей.

§ 97. Сантиметровые волны и их распространение в волноводах

В обширном диапазоне ультракоротких волн (10 *м*—1 *см*) волны, имеющие длину в несколько сантиметров, возникающие при частоте колебаний порядка тысяч мегагерц, занимают особое положение по своим свойствам и областям применения. Их используют в радиолокации, в радиорелейных линиях [2]) и вообще в остронаправленной, «лучевой» радиосвязи в пределах видимости антенны (например, для управления ракетами, для передачи телевизионной программы от «телепередвижки» на центральную телевизионную станцию и т. п.).

При частотах колебаний в тысячи мегагерц обычные ламповые генераторы и усилители непригодны, так как при таких высоких частотах даже небольшие сторонние («паразитные») емкости создают короткое замыкание для высокочастотных токов и, кроме того, сказывается (в особенности при наличии нескольких сеток в лампе) инерционность электронного потока в лампе [3]). Более того, вследствие чрезмерной индуктивности деталей обыкновенных радиоприемников [4]) все они в их обычном виде непригодны к использованию в усилителях и генераторах колебаний частотой в несколько тысяч мегагерц. Действительно, напри-

---

[1]) Приблизительное представление о том, как действует каждый из перечисленных блоков, входящих в указанные три канала телевизора, дают сведения, сообщенные при разборе принципов радиоприема, усиления и детектирования (§ 94).

[2]) Радиорелейные линии (стр. 515) обеспечивают многоканальную и высококачественную передачу телефонных переговоров, телеграфных сообщений, фото- и телепередач и поэтому с каждым годом все шире вводятся в эксплуатацию.

[3]) Обычные радиолампы применимы для частот порядка 75 *Мгц* (т. е. для длин волн до 4 *м*). Лампы с конструктивно пониженными межэлектродными емкостями (типа так называемых «пальчиковых» и «желудей») используются до частот порядка 500 *Мгц*. Для волн длиной 10—60 *см*, т. е. в диапазоне частот 3000—5000 *Мгц*, в усилительной аппаратуре применяются особые *дисковые триоды* («маячковые» лампы), в которых вывод электродов к цоколю заменен выводом их к дискам, охватывающим лампу и непосредственно воспринимающим из волновода энергию электромагнитных колебаний. Усиление колебаний еще более высоких частот осуществляют посредством *ламп с бегущей волной*, описанных наряду с генераторами сверхвысокочастотных колебаний в следующем параграфе.

[4]) Индуктивность свойственна каждому проводнику, включая конденсаторы. Так называемые «безындукционные» бумажные конденсаторы при C=5000 *см* в действительности имеют индуктивность 20—50 *см*. При специальной конструкции индуктивность слюдяных конденсаторов небольшой емкости удается понизить до долей сантиметра.

мер для частоты 3000 *Мгц*, т. е. для колебаний с длиной волны 10 *см*, резонансный контур (стр. 483) при емкости всего в 1 *см* должен иметь индуктивность 2,54 *см*, что в десятки раз меньше индуктивности одного витка толстого провода.

Однако такой резонансный контур, и притом с чрезвычайно высокой добротностью, осуществляется предельно просто—в виде *полого резонатора*, образованного замкнутой металлической оболочкой. Металлическая оболочка совершенно экранирует высокочастотное поле, создаваемое в полости резонатора, от влияния внешних полей и практически полностью устраняет потери на излучение; вследствие большой электропроводности сплошной металлической оболочки потери от токов в ней ничтожны; диэлектрические потери в воздухе, заполняющем полость, также ничтожны, поэтому добротность Q полого резонатора в сотни раз превышает добротность обычных резонансных контуров и имеет порядок нескольких десятков тысяч.

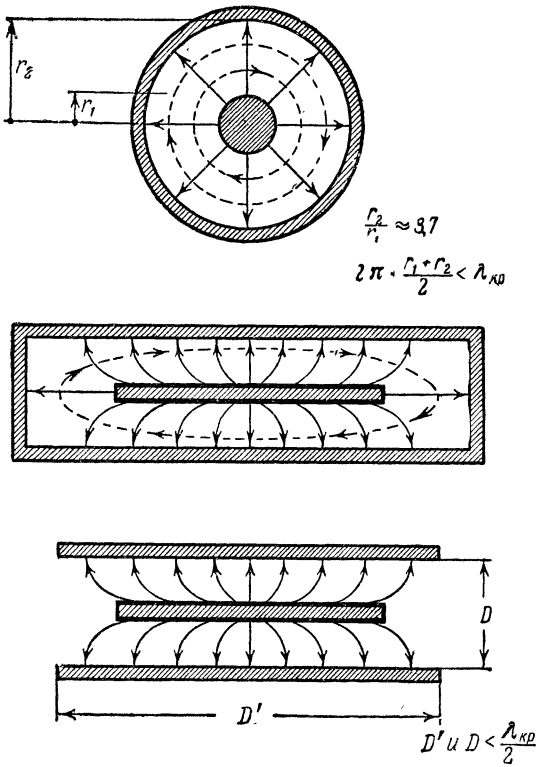


Рис. 452. Сопоставление картин поля в коаксиальной, сплющенной коаксиальной и трехполостной линиях.

Для соединения с антенной усилителей и генераторов волн длиной более 8—10 *см* часто пользуются *коаксиальными фидерами* (металлическими трубами со стержневым проводником). При меньшей длине волны коаксиальные фидеры создают ощутительные потери, и их применяют только в случаях, когда необходимо, чтобы аппаратура была возможно более компактной. Электрические свойства любого фидера, в частности коаксиального, в высокой мере зависят от его длины и поперечных размеров. Необходимый для фидера (в отличие от антенн и резонансного контура) режим бегущей волны и лучшее согласование с нагрузкой (стр. 506) обеспечивают, выбирая длину фидера так, чтобы она составляла нечетное число четвертей длины волны (в связи с этим коаксиальный фидер часто называют также *резонансной линией*).

Потери в коаксиальной линии минимальны, когда радиус внешней экранирующей металлической оболочки в 3,7 раза превышает радиус стержневого проводника; вместе с тем, вследствие возрастания сопротивления, вызываемого скин-эффектом, стержневой проводник должен иметь значительный радиус сечения. Однако при слишком большом поперечном сечении фидер становится непригодным: в нем возбуждаются колебания с совершенно иным строением поля,

чем поле *основных* электромагнитных колебаний (описанных в §§ 89—91), и потери энергии в фидере резко возрастают. Это происходит, когда длина окружности для среднего радиуса проводящих оболочек фидера $\left(2\pi\frac{r_1+r_2}{2}\right)$ становится равной длине передаваемой волны (или превышает ее). Такую длину волны называют *критической длиной волны*.

Разновидностью коаксиальной линии являются так называемые *трехполостные линии*. Это — как бы надрезанные и сплющенные коаксиальные фидеры: две тонкие медные заземляемые полоски (верхняя и нижняя) заменяют экранирующую оболочку коаксиальной линии, а внутренняя, более узкая серебряная полоска заменяет стержневой проводник (рис. 452). Два слоя диэлектрика (например, полистирена или волокнистого стекла, связанного тефлоном), разъединяющие полоски фольги, имеют в сумме толщину не больше половины критической длины волны; ту же величину не должна превышать и ширина внешних металлических полосок. Расчетные исследования поля, эксперименты, проведенные многочисленными научными учреждениями, и практика показали, что трехполостные линии для длин волн более 10 *см* по добротности не уступают коаксиальным фидерам; вместе с тем, они во многих случаях удобнее (в особенности для электрического соединения отдельных узлов аппаратуры, для изготовления электрических фильтров в виде скрученных в спираль полос и для применения метода печатных схем; стр. 543). «Полосковые линии» наиболее широко применяют при изготовлении самых миниатюрных приемников сантиметровых волн.

Для передачи с наименьшими потерями колебаний большой мощности, в особенности при длинах волн меньше 8—10 *см*, служат *волноводы*, представляющие собой каналы прямоугольного сечения (реже цилиндрические) с высокоэлектропроводными (медными или серебряными) стенками. По волноводу энергия колебаний передается волнами, у которых в отличие от основных электромагнитных волн один из векторов напряженности полей (***E*** или ***H***) не перпендикулярен к направлению распространения, т. е. к оси волновода. Если по направлению распространения имеется не равная нулю составляющая вектора напряженности электрического поля, волну называют *E-волной*; если же не равна нулю аналогичная составляющая вектора *H*, волну называют *H-волной* [1]).

Анализ, произведенный посредством применения уравнений Максвелла, показывает, что волны, не имеющие продольной составляющей поля, т. е. основные волны, не могут распространяться в волноводе [2]). Этим определяется главное отличие волновода от двухпроводной (§ 90) и коаксиальной линий, а также и от трехполостной линии. Второе отличие заключается в том, что скорости распространения возможных в волноводе волн, т. е. волн, имеющих продольную составляющую поля (*E*-волн и *H*-волн), различны для волн разной длины. Скорость, с которой происходит перенос энергии колебаний в волноводе (групповая

---

[1]) Иначе те же волны называют так:

основные — *поперечными электромагнитными* (или сокращенно ТЕМ, от англ. transverse electromagnetic);

E-волны—*поперечно-магнитными* (сокращенно ТМ);

H-волны—*поперечно-электрическими* (сокращенно ТЕ).

[2]) Действительно, ведь линии магнитного поля всегда являются замкнутыми, и в полости, образованной совершенным проводником, они могут существовать только в том случае, если они окружают ток проводимости (как это имеет место в коаксиальной линии) или ток смещения. Но наличие тока смещения по оси волновода означает, что электрическое поле имеет продольную составляющую. В другом же возможном случае, когда ток смещения направлен перпендикулярно к продольной оси волновода, не равна нулю продольная составляющая магнитного поля.

скорость волн), определяется формулой:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}, \tag{20}$$

где ε—диэлектрическая постоянная среды, заполняющей волновод, λ—длина волны; физический смысл константы $\lambda_{кр}$ ясен из строения формулы: при $\lambda > \lambda_{кр}$ величина, стоящая под знаком радикала, становится отрицательной, т. е. скорость переноса энергии — мнимой; это означает, что *перенос энергии в волноводе может производиться только такими волнами, длина которых меньше некоторой критической длины волны* $\lambda_{кр}$, определяемой размерами и формой поперечного сечения волновода и типом волн.

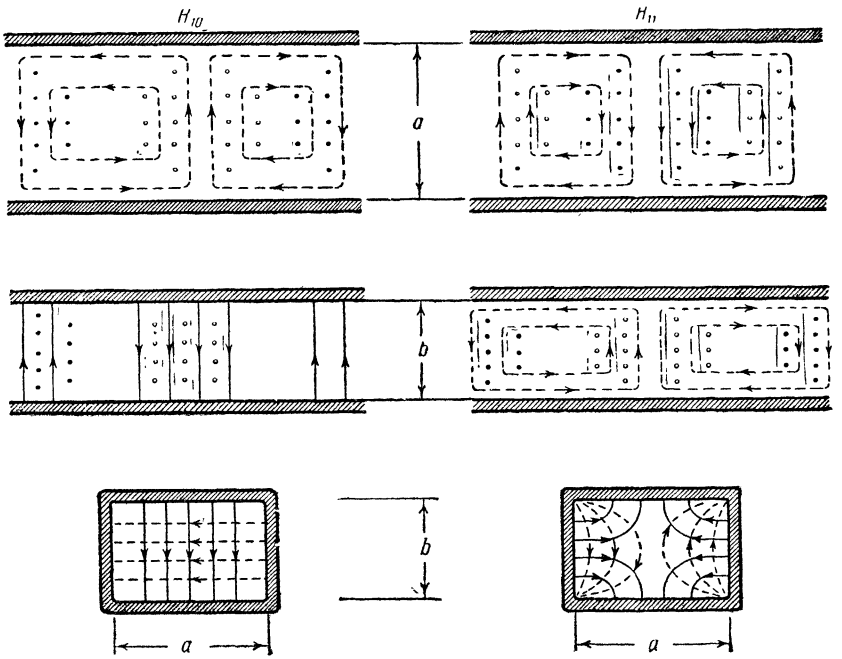


Рис. 453. Мгновенная картина поля H-волн низшего порядка. Наверху — продольные разрезы волновода, внизу — картина поля в поперечном сечении (для середины изображенных продольных разрезов). Пунктирными линиями изображено магнитное поле, сплошными — электрическое. Точки — линии, идущие на нас, кружки — от нас.

Для прямоугольного волновода, имеющего бóльшую сторону сечения a и меньшую b, критическая длина волны для всех возможных в этом волноводе типов волн определяется соотношением

$$(\lambda_{кр})_{m,\,n} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}, \tag{21}$$

где m и n—целые числа, характеризующие так называемый *порядок волн*: они указывают, сколько полуволн укладывается по широкой и узкой частям попереч-

ного сечения волновода. Принято числа m и n применять в качестве индексов для обозначения возможных в волноводе волн ($E_{m,n}$-волны и $H_{m,n}$-волны). Различным сочетаниям наименьших значений целых чисел m и n соответствует, как пояснено ниже на примерах, неодинаковое строение поля волны.

Для волн с продольной составляющей магнитного поля наименьшим значением одного из чисел (m или n) является нуль, т. е. в волноводе возможно распространение волн H_{10}. Но для волн с продольной составляющей электрического поля ни одно из чисел m и n не может быть равно нулю; это означает, что наинизшими по своему порядку E-волнами являются волны E_{11}.

Чем меньше порядок волны, т.е., как ясно из выражения (21), чем больше длина волн, способных переносить энергию в волноводе, тем меньше затухание этих волн. Волны высоких порядков быстро затухают и поэтому не представляют практического интереса.

Как правило, для передачи энергии посредством волновода в нем возбуждают волны H_{10}, так как они являются волнами наинизшего возможного порядка и их затухание минимально. Согласно формуле (21) их критическая длина $(\lambda_{кр})_{10}=2a$, т. е. вдоль широкой стороны волновода укладывается половина волны. Строение поля этих волн, а также волн H_{11} показано на рис. 453. Вследствие высокой электропроводности стенок волновода силовые линии электрического поля всюду подходят перпендикулярно к внутренней поверхности стенок (если они не замкнуты вокруг переменного магнитного поля). В стенках волновода возникают токи, направленные противоположно в симметричных участках стенок. Рис. 453 отражает характерную особенность поля H_{10}-волн: линии магнитного поля все время остаются перпендикулярными к узкой стенке волновода, а электрического—к широкой (и, как и во всех H-волнах, к продольной оси волновода). В поле H_{11}-волн ни одна компонента полей (кроме, конечно, продольной компоненты E-поля) не равна нулю.

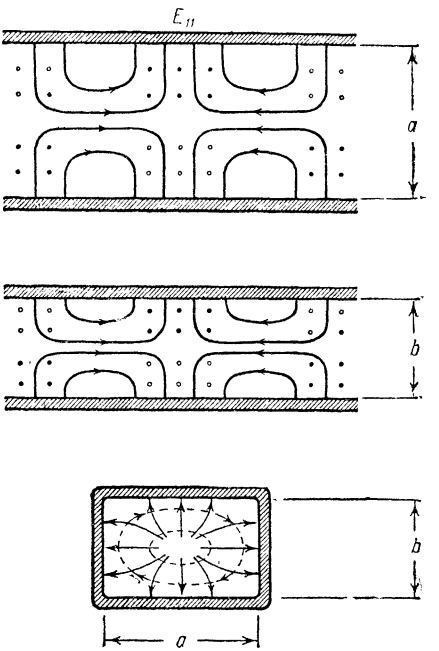


Рис. 454. Мгновенная картина E-волн наинизшего порядка. (Обозначения те же, что и на рис. 453.)

На рис. 454 показано поле E_{11}-волн. Если представить себе, что здесь линии сил электрического поля замкнуты линиями тока вдоль проводящих стенок, и сравнить поле E_{11}-волн с полем в зоне, прилегающей к вибратору Герца (рис. 383 на стр. 496 и рис. 397 на стр. 509), то нетрудно заметить, что эти поля имеют одинаковое строение. Поэтому E_{11}-волны называют также *волнами дипольного излучения*. Поле E-волн второго порядка (E_{21} и E_{22}) аналогично полю так называемого *квадрупольного излучения*, т. е. излучения, производимого сочетанием двух тесно расположенных диполей с равными по величине, но противоположно направленными или взаимно-перпендикулярными токами.

Аналогично картина H-волн первого порядка в основных чертах воспроизводит строение поля в зоне излучающего *магнитного диполя* — витка

с током; H-волны второго порядка соответствуют излучению «магнитного квадруполя».

Чтобы перенос энергии в волноводе производился волнами типа H_{10}, широкое сечение волновода a, как уже упоминалось, должно превышать половину длины волны. Но оно должно оставаться хотя бы на 1% меньше целой длины волны, так как иначе, кроме волн H_{10}, в передаче энергии примут участие более затухающие волны H_{20} [для которых по формуле (21) $\lambda_{кр}=a$]. Когда нужно исключить также и волны H_{11} и принято, как это часто делают, $b \approx \frac{a}{2}$, то согласно формуле (21) широкое сечение волновода a должно быть приблизительно на 11% меньше длины волны в волноводе.

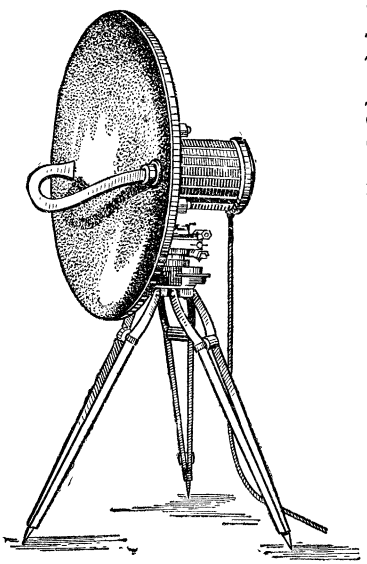


Рис. 455. Параболическая антенна с генератором сантиметровых волн.

Расчетная длина волн в волноводе $\lambda_в$ и длина волн λ, создаваемых генератором в открытом пространстве, находятся в простом соотношении, которое определяется тем, что период колебаний в волноводе $T=\lambda_в \cdot v$ должен, понятно, совпадать с периодом генерируемых колебаний $T=\lambda c$. Следовательно,

$$\lambda_в = \lambda \frac{c}{v} = \frac{\lambda \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\left(1-\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \qquad (22)$$

В отличие от конца двухпроводной или коаксиальной линии, которые не создают излучения без антенны, настроенной на режим стоячих волн, из открытого конца волновода происходит непосредственное излучение бегущих волн. Но, чтобы излучение это было достаточно эффективным, нагрузка открытого конца волновода как излучателя должна быть равна (§ 90) волновому сопротивлению волновода [1]). Поэтому и для реализации остронаправленного излучения открытый конец волновода оснащают антенной: в виде рупора прямоугольного сечения, или в виде металлического параболического зеркала (диаметром около 1—2 *м*), или щелевой, спиральной и т. п. Генераторы сантиметровых волн передвижных передатчиков часто располагают в герметизированном баке непосред-

---

[1]) Волновое сопротивление волновода (с сечением $a \times b$) для волн типа H_{10}, имеющих длину в волноводе $\lambda_в$, а в открытом пространстве λ, вычисляется по формуле:

$$R_{волн} = \rho_0 \frac{\pi}{2} \frac{b}{a} \frac{\lambda_в}{\lambda}.$$

Здесь ρ_0 — *волновое сопротивление открытого пространства*, которое определяется как отношение амплитуды напряженности электрического поля в плоской электромагнитной волне к амплитуде напряженности магнитного поля (как меры смещения). Согласно формуле (10) § 89 и численным значениям магнитной и диэлектрической проницаемостей в практической системе единиц (§ 69):

$$\rho_0 = \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0^*}{\varepsilon_0^*}} = 377 \text{ ом}.$$

ственно за антенной, как это показано, например, на рис. 455. На этом рисунке видно, что открытый конец волновода помещен в фокусе рефлектора.

Литые металлические зеркала—антенны больших радиотелескопов, рассчитанных на прием сантиметровых волн,—имеют диаметр 10—15 *м*, причем внутренняя поверхность их отличается от идеального параболоида не более чем на 1 *мм*.

§ 98. Радиолокация. Генерирование ультракоротких волн (клистроны и магнетроны)

Отражение ультракоротких (метровых и сантиметровых) волн от препятствий, встретившихся на пути их прямолинейного, лучевого распространения (§ 91), используют в радиолокации для определения местоположения крупных предметов, скрытых в темноте, в тумане или за облаками. Радиолокационные передатчики и приемники [радиолокаторы [1])], установленные на кораблях и самолетах, позволяют водителям кораблей и самолетов видеть на экране очертания незримого берега, рельеф местности, другие корабли и самолеты. В годы войны радиолокаторы сыграли большую роль при защите от внезапных нападений с моря и воздуха.

Радиолокационные сигналы, подаваемые с аэродрома, предотвращают аварии при посадке самолетов в условиях плохой видимости. Сигналы радиомаяков помогают пилотам устанавливать правильный курс самолетов при полном отсутствии видимости [2]).

Высокая чувствительность радиолокационных приемников и большая мощность генераторов позволили еще в 1946 г. провести успешный опыт приемов сигналов, отраженных от поверхности Луны.

Радиолокационные установки работают преимущественно на дециметровых и сантиметровых волнах. Антенны радиолокационных установок обеспечивают острую направленность излучения. Излучающая антенна служит вместе с тем и для приема отраженных волн. Излучение производится кратковременными импульсами: волны излучаются сериями продолжительностью каждая серия в миллионные доли секунды; одна серия излучаемых волн отделена от другой излучаемой серии паузой порядка тысячной доли секунды. Во время пауз производится прием отраженных волн. Мгновенная мощность излучаемых волн значительна (десятки и сотни киловатт), но так как продолжительность

[1]) От лат. locus—место.

[2]) На трассе движения пассажирских самолетов устанавливается много десятков, иногда сотни радиомаяков. При полете летчик проворачивает «переключатель карт», в котором каждая карта имеет перфорированные отверстия, расположенные по особому коду так, что приемник самолета автоматически настраивается на волну радиомаяка, находящегося в центре местности, обозначенной на карте. Пилот видит на экране спроектированное на экран изображение карты, а также силуэт своего самолета над тем местом, над которым он находится в данный момент. Имеются также приборы, которые осуществляют автоматическое управление самолетом для сохранения заданного курса.

пауз в тысячи раз превышает периоды излучения, то в итоге средняя мощность радиолокационного передатчика невелика (десятки — сотни ватт). Передвижные радиолокаторы легко обнаруживают самолет или корабль на расстоянии десятков километров, а более мощные стационарные — на расстоянии 150—300 *км*. Волны, отраженные от столь дальних предметов и принимаемые обратно радиолокатором, имеют ничтожную мощность, порядка 10^{-13}—10^{-14} *вт*. Приемники радиолокатора дают громадное усиление (порядка 10^{12} раз), которое обеспечивается многокаскадными усилителями промежуточной частоты. В моменты, когда радиолокатор излучает серии волн, высокочувствительный приемник радиолокатора автоматически закорачивается разрядом, который возникает в газоразрядной лампе, подключенной к линии, соединяющей передатчик и приемник с антенной («переключатель» в блок-схеме радиолокатора, рис. 456).

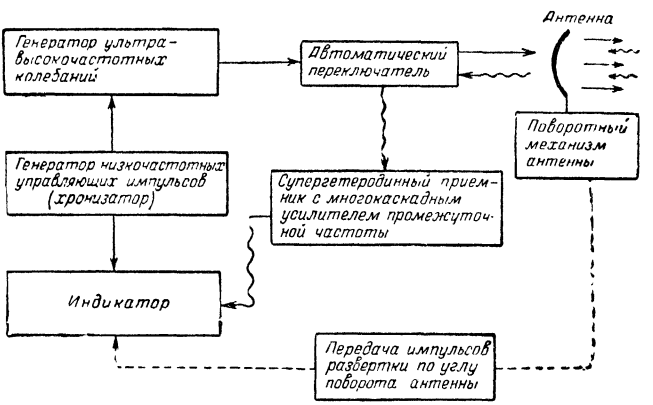


Рис. 456. Блок-схема радиолокатора.

Прерывность работы генератора ультракоротких волн вызывается периодическими импульсами, которые вырабатываются *хронизатором*; эти импульсы служат также для развертки изображения в *индикаторе*. Основной частью индикатора является особая электронно-лучевая трубка. Электронный луч в ней развертывается по одному из направлений импульсами хронизатора (т. е. смещения луча пропорциональны времени, что соответствует для приема отраженных волн дальности предмета, отразившего волны). Прямая, по которой производится развертка электронного луча по времени (по дальности отразившего волны предмета), не остается на экране индикатора неподвижной, но перемещается, воспроизводя своими перемещениями поворотные движения направленной антенны радиолокатора. На управляющий электрод индикаторной трубки подается отрицательное постоянное напряжение такой ве-

личины, что электронный луч при отсутствии радиосигнала оказывается запертым и экран остается темным. Радиосигнал, создаваемый серией отраженных и вновь принятых радиолокатором волн, подвергается многократному усилению в приемнике, детектируется и подается на тот же вышеупомянутый электрод индикаторной трубки, где он создает положительный импульс напряжения. Это обеспечивает проникновение электронного луча к экрану, и на экране появляется светлое пятно, положение которого показывает дальность предмета, отразившего волны, и угол направления на этот предмет.

Рис 457. Изображение береговой линии на экране радиолокатора. Черное — вода. Справа видна группа из 4 кораблей и 3 корабля в гавани.

В радиолокаторах, приспособленных для кругового обзора, электронный луч, следуя импульсам хронизатора, движется по радиусу экрана, и эта радиальная развертка по времени (и дальности) вращается вокруг центра экрана синхронно с вращением направленной антенны локатора.

Благодаря неодинаковому отражению ультракоротких волн почвой и водой радиолокаторы позволяют отчетливо видеть береговую линию (рис. 457).

Для генерирования электрических колебаний ультравысоких частот в радиолокаторах применяют *клистроны*[1]) и *магнетроны*. В этих приборах колебательные контуры заменены объемными металлическими резонаторами (*эндовибраторами*), электроемкость и индуктивность которых мала, а поэтому частота собственных колебаний велика (рис. 458).

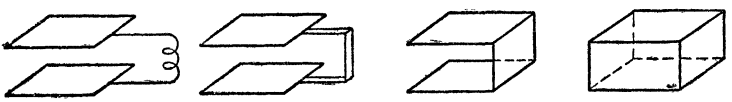


Рис. 458. Переход от резонансного контура к объемному резонатору.

На рис. 459 представлена схема *двухконтурного клистрона*. В этой своеобразной электронной лампе имеются два объемных резонатора, обладающих вращательной симметрией относительно общей оси, вдоль которой происходит движение электронного пучка, создаваемого подогревным катодом. Ближайший к катоду резонатор называют *группирователем*, второй резонатор — *улавливателем*. Между этими двумя резонаторами, как бы заменяющими сеточный и анодный колебательные контуры, установлена обратная

[1]) От греч. kliso — разбиваю.

связь, осуществленная в виде коаксиальной линии (*Л*). Электроны, эмитированные катодом, ускоряются до некоторой одинаковой для всех электронов скорости в поле, которое создается постоянным напряжением V_a между катодом и первым резонатором, и в поле управляющей сетки *С*. Через отверстия в стенках резонатора (группирователя) прикрытые сетками электроны попадают в полость этого резонатора и выходят в пространство между резонаторами, которое называют *пространством дрейфа* (*Д*). Электрическое поле в группирователе (и напряжение на сетках, прикрывающих отверстия в этом резонаторе) является высокочастотно-переменным. Поэтому, если в некоторый момент времени электроны, проходящие

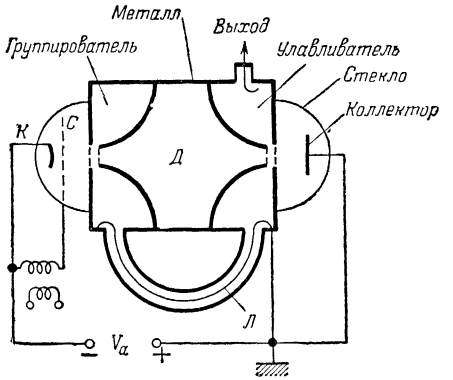


Рис. 459. Схема клистрона.

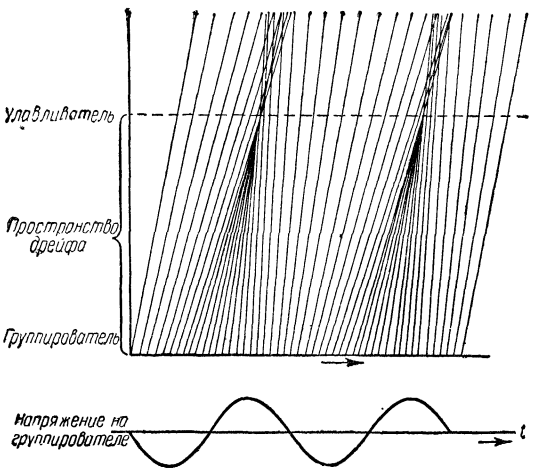


Рис. 460. Диаграмма, поясняющая возникновение электронных сгустков в клистроне.

это поле группирователя, получают большое ускорение, то в последующий момент времени другая группа электронов, пересекающая тот же резонатор, уже не получит этого ускорения. Таким образом, в пространстве дрейфа, где электроны движутся по инерции, сохраняя неодинаковые скорости, полученные в группирователе, одна группа электронов будет нагонять другую группу. В связи с

этим на некотором расстоянии от группирователя будут периодически возникать повышенные концентрации электронного потока — «электронные сгустки». У правильно рассчитанных и хорошо сконструированных клистронов именно здесь, где происходят наиболее резкие изменения концентрации электронного потока, и помещается второй резонатор — улавливатель; в стенках его имеются отверстия, пропускающие электронный поток к электроду, замыкающему цепь,— к *коллектору*. Диаграмма, поясняющая движение электронов в пространстве между группирователем и улавливателем, представлена на рис. 460; тангенс угла наклона прямых в этой диаграмме указывает скорость, полученную электронами в группирователе; расстояние между прямыми характеризует концентрацию электронов в потоке.

Очевидно, что *электронные сгустки, пересекающие полость улавливателя, эквивалентны импульсам высокочастотного тока*. Эти импульсы тока индуцируют в полости и в стенках улавливателя быстропеременную электродвижущую силу, т. е. возбуждают электромагнитные колебания, которые благодаря резонансу могут достигнуть большой интенсивности. По закону Ленца индуцированное поле в любой момент времени будет тормозить электроны; таким образом, некоторая часть той кинетической энергии, которая была сообщена электронам в ускорительном поле, преобразуется в улавливателе в энергию электромагнитных колебаний.

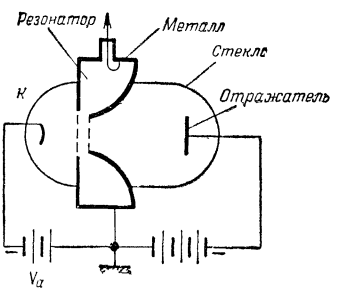


Рис. 461. Схема отражательного клистрона.

Электромагнитные колебания в улавливателе передаются в волновод или же в двухпроводную линию, которая на рис. 459 обозначена словом «выход». Но часть энергии этих колебаний через линию обратной связи возвращается группирователю, что и обеспечивает (при правильном расчетном соотношении фаз колебаний) самовозбуждение колебаний в клистроне. Амплитудная модуляция этих высокочастотных колебаний производится подачей импульсов модулирующих колебаний на управляющую сетку *С*.

На рис. 461 показана схема часто применяемых *отражательных* (*одноконтурных*) *клистронов*. Здесь функции группирователя и улавливателя совмещены в одном резонаторе. Электроны, ускоренные постоянным напряжением V_a, проходя быстропеременное поле резонатора, приобретают в разные моменты времени неодинаковые скорости. По выходе из резонатора они попадают в тормозящее их электрическое поле электрода-*отражателя*, имеющего значительный отрицательный потенциал относительно катода. Это

поле отбрасывает электрон обратно в резонатор. Благодаря неодинаковым скоростям электроны проникают на неодинаковые расстояния к отражателю и поэтому в неодинаковые моменты времени возвращаются в резонатор. Это при правильном соотношении путей, проходимых электронами, и приложенных напряжений *приводит к образованию электронных сгустков* в потоке электронов, возвращающихся к резонатору. Электронные сгустки индуцируют в резонаторе быстропеременное электромагнитное поле, что при резонансном совпадении частот и правильном соотношении фаз и приводит к самовозбуждению колебаний в клистроне.

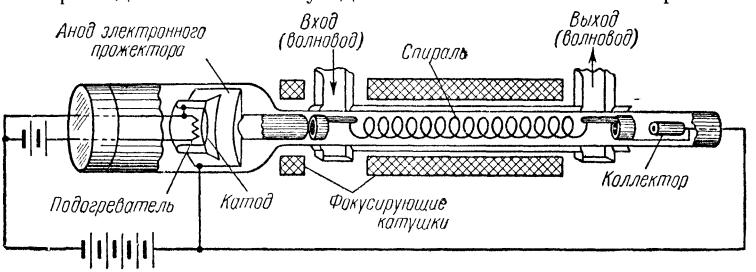


Рис. 462. Схема электронной лампы с бегущей волной.

Расчленение однородного электронного потока на электронные сгустки и индуцирование возникающими таким образом импульсами тока быстропеременного поля являются основным процессом не только в клистронах, но и в усилительных ультравысокочастотных *электронных лампах с бегущей волной*. Схема такой лампы показана на рис. 462. Электронный прожектор создает в этой лампе тонкий электронный луч, направленный по оси проволочной спирали в продольном магнитном поле, которое препятствует расширению луча. Ультракороткие волны подводятся к спирали по волноводу и распространяются в лампе со скоростью, которая для передачи электрического импульса по спирали близка к скорости света; следовательно, *поле волны перемещается по оси лампы со скоростью, во столько раз меньшей скорости света, во сколько раз длина витка спирали превышает шаг спирали*. Аноду электронного прожектора сообщают такое напряжение, чтобы электроны приобретали примерно ту же скорость, с какой перемещается по оси лампы поле волн. Очевидно, что быстропеременное поле волн должно ускорять электроны в одних частях луча и тормозить электроны в других частях луча. Вследствие этого электронный луч становится неоднородным по концентрации электронов — в нем образуются электронные сгустки. Электронные сгустки как изменения величины тока индуцируют в витках спирали электрические колебания, которые усиливают подведенные к лампе колебания; при этом электронные сгустки тормозятся индуцированным полем, так что эффект

усиления колебаний создается в итоге за счет энергии, сообщаемой электронам в прожекторе. Создав обратную связь между концами спирали, можно вызвать самовозбуждение колебаний в лампе и использовать лампу с бегущей волной как генератор ультракоротких волн.

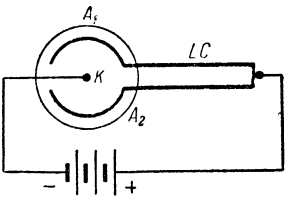


Рис. 463. Схема магнетрона.

В настоящее время наиболее мощными генераторами ультракоротких волн являются *магнетроны*. Магнетрон представляет собой особый вид хорошо эвакуированной электронной лампы с накаливаемым катодом и с электронным потоком, который управляется одновременно электрическим и магнитным полями. На рис. 463 дана схема простейшего двухсегментного магнетрона (в разрезе, перпендикулярном к оси катода K). В этом магнетроне цилиндрический анод разрезан на две части A_1 и A_2, замкнутые накоротко проводником с небольшой распределенной самоиндукцией L и емкостью C. Лампа помещается в постоянное магнитное поле, параллельное оси анода (т. е. перпендикулярное к плоскости чертежа). В отсутствие магнитного поля электроны, эмитируемые катодом, двигались бы прямолинейно по радиусам к поверхности анода. Магнитное поле искривляет траекторию электронов. При достаточно большой напряженности магнитного поля траектории большей части электронов становятся замкнутыми и ток через лампу резко уменьшается. Самовозбуждение колебаний в магнетроне происходит при напряженности магнитного поля, близкой к этой критической величине. Вследствие случайного начального толчка, приводящего магнетрон к самовозбуждению, напряжение на сегментах анода оказывается неодинаковым. Допустим, что потенциал сегмента A_1 несколько выше, чем сегмента A_2, так что сегмент A_1 является в рассматриваемый момент времени в некоторой степени электроположительным по отношению к A_2. Симметрия радиального электрического поля анода будет этим несколько нарушена. Важно, что у щелей между сегментами анода линии поля окажутся выгнутыми, как показано на рис. 464; на этом рисунке стрелками показано направление электрических сил, действующих на электроны. Деформация электрического поля у щелей такова, что электроны, двигавшиеся (вследствие завихрения, созданного магнитным полем) параллельно поверхности анода, будут испытывать у (правой на рис. 464) щели торможение и, утратив часть

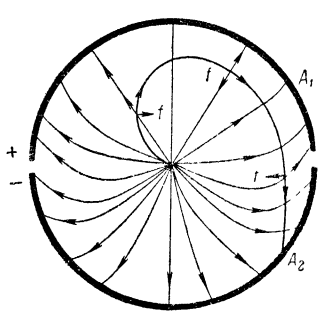


Рис. 464. Картина электрического поля в магнетроне.

своей кинетической энергии (отдав ее в виде энергии индуцированного или электромагнитного поля), окажутся отброшенными на сегмент A_2, что увеличит электроотрицательность этого сегмента по отношению к A_1. На рис. 464 приведена траектория одного из таких электронов, причем стрелками f указано отклоняющее действие магнитного поля.

Понятно, что увеличение разности потенциалов между анодными сегментами A_1 и A_2 будет продолжаться недолго и прекратится, как только большая часть электронного тока окажется замкнутой на сегмент A_1 (вследствие более интенсивного поля этого сегмента). Тогда потенциал этого сегмента упадет и сегмент A_1 окажется электроотрицательным по отношению к A_2. Теперь возникнет торможение электронов у противоположной щели, и электроны будут отбрасываться на сегмент A_1, что усилит электроотрицательность сегмента A_1 по отношению к A_2. Торможение электронов у щели опять будет сопровождаться преобразованием кинетической энергии электронов в энергию излучаемого электромагнитного поля.

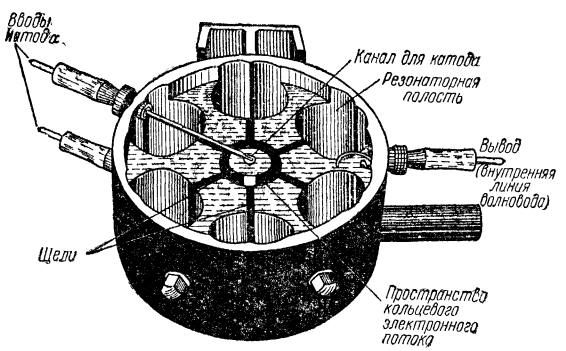


Рис. 465. Анодный блок шестикамерного магнетрона.

Частота самовозбуждающихся колебаний в магнетроне определяется электрическими параметрами (L и C, а стало быть, размерами и формой) полуанодов и замыкающей их цепи. Для повышения частоты колебаний увеличивают число сегментов и придают разрезному медному аноду такую форму, что сегменты замыкаются стенками объемных резонаторов (рис. 465).

При использовании магнетронов в радиолокаторах, когда излучение производится кратковременными импульсами со значительными паузами (что существенно улучшает условия охлаждения сильно нагревающихся электродов), импульсная мощность магнетронов, генерирующих волны длиной в несколько сантиметров, достигает тысяч киловатт.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Автоколебания 489
Аккумуляторы 201—205
Активность ионизатора 219
Акцепторы 167
Ампер 103
— - секунда 14, 39
Амперметры 115, 125, 357—359
Анализ электрохимический 181, 182
Анионы 16, 178, 186, 213
Антенны 505—509
Антикатод 251
Аэроионизаторы 213

Батарея сухая 197
Близкодействие 72
Блокинг-генератор 520
Болометры 133, 134

Варимю 276
Варисторы (ограничители перенапряжений) 172
Вебер 365
Веберово число 296
Вектор магнитной индукции 286
— Умова—Пойнтинга 494, 495
— электрической индукции 25, 27—29
Величина искрового промежутка 236
— тока, расплавляющего провод 124
— эффективная переменного тока 437
Ветер электрический 45
Вещества парамагнитные и диамагнитные 282
— полярные 77
— ферромагнитные 282
Вибратор Герца 485—487
Видекон 559, 560
Видеосигналы 561—563
Включение идиостатическое 70
— параллельное источников 118, 119
— — проводников 114
— последовательное источников 118
— — проводников 112
— смешанное источников 119
Возбужденность электрическая 28
Волноводы 508, 565—569
Волны сантиметровые 563—569
— электромагнитные 11, 490—495
— — плоские 493
— — стоячие 502—505
Вольтметры 115, 357
Восприимчивость магнитная 310—312
— электрическая 87—90
— —, связь с диэлектрической постоянной 88—89
Выпрямители купроксные 173, 174
— полупроводниковые 173—176
— пустотные 253—257
— ртутные 474
Выпрямители электролитические 183
Выравнивание полных потенциалов 56
— потенциала 48

Газ электронный 137, 138
Гальванометры 115, 125, 156, 357—362
— баллистические 362
— зеркальные 359, 360, 361
— струнные 357, 358
Гальванопластика 184
Гальваностегия 183
Генератор Ван-дер-Граафа 43
Генераторы ламповые электрических колебаний 516—520
— незатухающих колебаний 489, 490
— постоянного и переменного тока 432—434, 470
Генри 392, 393
Гетеродин 540
Гидроксоний 186
Глубина проникновения 389
Градиент 407, 415, 416
— потенциала 37
Граница сплошного спектра со стороны малых длин волн 251
Громкоговорители 545—547

Действие магнитного поля на ток 334 и д.
— — —, отклоняющее электронный поток 347—357
— усилительное триода 262
Деклинатор 289
Декремент затухания 466, 485
— — логарифмический 485
Демпфер 388
Детектирование сеточное 534
Детекторы 533—536
— диодные 256
Деформация поля диэлектриками 82—87
— — проводниками 45—51
Джоуль 365
Диаграммы векторные переменных токов и напряжений 445, 448, 450, 452, 455
— Тэта 160, 161
Диатермия 487
Дивергенция 409, 416, 417
Динамо-машина переменного тока 432, 433—434, 470
— постоянного тока 10
Диод 253, 254
Диполь жесткий 77
— магнитный 284, 310—312, 328
— мягкий 77
— электрический 21, 76—81
Дипольная и электрическая поляризация диэлектриков 76—81

Диск Барлоу 353
— Нипкова 553, 554
Диссоциация электролитическая 178
Диэлектрики неполярные 77
Длина волны критическая 565
— — — в волноводе 566
Добротность контура 485
— электрической цепи 449, 460, 461, 485
Домен 329
Доноры 167
Дуга Петрова 122, 232—234

Единица абсолютная количества электричества электростатическая 14
— — магнитной индукции 286
— — напряженности магнитного поля 282, 283
— — потока магнитной индукции 286
— — электроемкости 59—60
— — электромагнитная 14
— величины магнитного полюса 281
— количества электричества электромагнитная 295, 296
— потенциала практическая (вольт) 38
— — электростатическая 37
— тока электромагнитная 295
— электрического заряда 14
Единицы индуктивности 392
— мощности тока 120
— напряженности электрического поля 22
— работы электрического поля 38
— сопротивления 110

Жесткость рентгеновых лучей 252

Зависимость термоэлектродвижущей силы от температуры 156—161
— тока в газах от разности потенциалов 218
Закон Авенариуса 159, 160
— Био и Савара 296—301, 405
— Богуславского—Ленгмюра 256
— Видемана — Франца 138—141
Закон возрастания и убывания тока при включении и выключении в цепи э.д.с. 394, 395
— Вольта 53
— Джоуля — Ленца 119—125
— — —, дифференциальная форма 126—127
— Кулона 12—15
— — в практической системе единиц 40
— — влияние среды 89
— — для магнитных полюсов 281—284
— Кюри 328, 329
— Кюри—Вейса 317
— Ленца 378, 379
— Ома 109, 111
— — в электролитах 191
— —, дифференциальная форма 125—126
— — обобщенный 450—453
— Пашена 220
— Пуля 172
— Ричардсона — Дешмена 247, 248
— сохранения электрического заряда 13
— Фарадея для электролиза 179
— — индукции 381, 382, 404
Запись звука, способы 548—552
Заряд, индуцированный на пластинах 32
— Фарадея 17
Заряды поляризации связанные 84
Значение амплитудное тока 436
Зоны в кристалле 164
Зуммер электромагнитный 478

Ибокон 560
Избирательность контура 463
Излучатель ультразвуковой магнитострикционный 321
Излучение характеристическое 252
— электрического диполя Герца 495—509
Измерение магнитного напряжения и магнитодвижущей силы 385
— скорости электронов методом взаимной компенсации электрического и магнитного отклонений 350
«Изображение электрическое» заряда 49—50
Изогоны 290
Изодинамы 290
Изоклины 290
Изолятор (диэлектрик) 15
Изотопы 352
Иконоскоп 555
Импульс суммарный индуктированного напряжения 384
Инвертирование тока 474
Индуктивность взаимная двух катушек 403, 404
— внутренняя проводника 444
— двухпроводной линии 400
— кабеля 400
— круглой петли 400
— одиночного провода 401
— соленоида 401
— тороида 399
— электромагнита 398
Индуктор 476—480
Индукция взаимная 377, 401—404
Индукция магнитная 286, 316
— электромагнитная 375—377
— электростатическая 9, 25, 32, 46, 47
Инклинатор 289
Ион 16
Ионизаторы газа 214
Ионизация газа фотонная 218
— и электропроводность газов 212—218
Ионосфера (слой Хевисайда) 510—512

Картина электромагнитного поля по Фарадею 379, 380
Каскад выходной пушпульный 538
Катион 16, 178
Катоды, типы 249, 250
— фотоэлементов 265, 266
Кенотроны 253, 256
Кинескоп 561
Кислотность среды активная 210
Клетка Фарадея 48
Клистрон 571—574
Колебания релаксационные 519
— электрические 476 и д.
Количества индуктированного положительного и отрицательного электричества 46
Количество электричества 12—15, 46
Коллектор 542
— электромотора 343
Компас магнитный 278
Компенсация сдвига фаз 474
Конденсатор электрический 9, 59
— электролитический 183
Контур колебательный 480—485
— резонансный 462
Коррозия 192, 199
Коэффициент взаимной индукции 401, 402
— затухания 461, 484
— модуляции 522
— мощности цепи 447
— полезного действия генератора 435
— поляризации 90, 92
— преобразования 544

Коэффициент рекомбинации 219
— самоиндукции 392
— теплопроводности металлов 140
— трансформации 467
— усиления лампы 258, 260
Крест термоэлектрический 155, 156
Кривая намагничения 315
Крутизна триода 260
Кулон 14

Лампа накаливания Лодыгина 12, 122, 123
Лампы ртутные дуговые 234
— сверхвысокого давления 234
— усилительные экранированные (тетроды) 257—262, 274
— электронные с бегущей волной 574, 575
Ларморова орбита электрона 349
Лидер молнии 240
Линии индукции 28
— магнитные силовые 285—287
— ретрансляционные 515
Линия двухпроводная 501—504
— силовая электрического поля 22—23
— трехполостная 564, 565
Листок магнитный 292
Лучи анодные (каналовые) 226, 227
— катодные 223—226

Магазин сопротивлений 111
Магнетизм остаточный 308
Магнетон Бора 327
Магнетрон 575, 576
Магнитометр 283
Магнитострикция 320, 321
Максвелл 286
Манометр пьезоэлектрический 96
Масса тела 420
— электрона 352
— — «полевая» и «неполевая» 426, 427
— — продольная и поперечная 424—427
— — электромагнитная 421—422
Машины электрические трения 8
Мегаэлектрон-вольт 38
Мера электродвижущей силы 105
Металлизация поверхностей 122
Метод магнитной дефектоскопии порошковый 320
— магнитный глубокого охлаждения 329
— — измерения деформаций и упругих натяжений 321
— протекторов 198
Микромикрофарада 60
Микрофарада 60
Микрофоны 544, 545, 547
Модуляция амплитудная 524, 525
— сеточная 523, 524
— частотная 525, 526
— электрических колебаний 520—526
Мозаика светочувствительная 555—557
Моливация (рекомбинация) ионов 215
Молния 7, 8, 240—244
— шаровая 242—244
Момент диполя 21, 76
— магнитный 284
— электрический диэлектрика 83
— — мягкого диполя 78
Мостик Томсона 117
— Уитстона 116—117
Мотор асинхронный 472
— синхронный 472
Мощность генератора максимальная 435
— излучения 494
—, отдаваемая генератором 434
Мощность средняя, затрачиваемая переменным током на сопротивление 437
— тока 119—120
Мягкость магнитная 318

Нагрузка анодная 262
Наклонение магнитное 288
Намагничение ферромагнетиков, теория 329, 330
Намагниченность насыщения 314
— среды 286
— тела 309
Направление тока 103
Направленность поля излучения 507
Напряжение 107, 108
— поляризационное 201
— управляющее в триоде 258
— эффективное 437
Напряженность магнитного поля 282
— — — прямого тока 299
— поля и потенциал 37
— — магнитного диполя 285
— электрического поля 20—23
— — — диполя 21—22
— — — суммарная в слое соприкосновения разнородных веществ 56
Насыщение магнитное 308
«Натяжения» и «давления» в магнитном поле 288
— электрических силовых линий 68
Неоднозначность потенциала 104
— — магнитного поля тока 301
Никелирование 184
Ньютон 365

Облако электронное 246
Обмотка бифилярная 399
Обратная связь отрицательная 540
Опыты Барнета 325
— Иоффе 19
— Милликена 18—19
— Эйнштейна и де Гааза 324, 325
Осциллограф шлейфовый 362, 363
— электронный 363, 364
Отличие проводников от полупроводников 165
Отношение заряда частицы к массе 352
— магнитного момента к механическому импульсу 323
— спинового магнитного момента электрона к механическому импульсу 324
Оцинкование 184

Падение напряжения 107
— потенциала катодное 228, 229
Пентагриды 541, 542
Пентоды 275, 276
Передача электрической энергии 12
Период переменного тока 430 431
Пермаллой 317
Петля гистерезиса 315, 316
Печь дуговая 123, 234
— индукционная 388, 469
— криптоловая 123
— сопротивления муфельная 123
Пикофарада 60
Плазма газоразрядная 221
Плотность зарядов поляризации 86
— индуктированного на пластинах заряда 32
— объемная энергии 67, 288
— поверхностная электризации проводника 58
— электричества на проводнике 42
— энергии магнитного поля 288

Поверхность эквипотенциальная 35
Подвижность газовых ионов 215, 216
— ионов 185—191
Позитрон 16
Показатель водородный 210
Покрытие анодное 198
— кадмием, цинком, хромом 184
— катодное 198
Поле внутреннее ферромагнетиков 329, 331
— индуктированного тока 376
— магнитное 277 и д.
— — Земли 288—290
— —, исторические сведения 277—281
— — обратное (размагничивающее) 319
— — тока 290—296
— потенциальное 408
— электрическое 20
— — заряженной сферы 30
— — заряженного цилиндра 31
— — между двумя параллельными пластинами 31, 32
— — обратное 84
— — однородное 38
Полировка электролитическая 184, 185
Полоса пропускания 464
Полупроводники 162, 163
—, зависимость электропроводности от температуры 169
—, применение 169—176
— типа *n* 169
— типа *p* 169
Полуэлемент 194
Полюс магнитный 279—281
Поляризация дипольная 78
— диэлектрика 77
— мольная 92
— — для неполярных веществ 93
— электронная 78
— электрохимическая 201
Поляризованность диэлектрика 83
— —, равномерно поляризованного 85
Поляризуемость молекулы 78
Понятие о зонной теории электропроводности 163—169
— об электромагнитном поле 372—377
Понятия векторного анализа 407—413, 415—418
Порядок волн в волноводе 567
Постоянная Больцмана 141
— Видемана — Франца 138
— времени 443
— диэлектрическая вещества 79, 80
— — среды 15
— Нернста 357
— пироэлектрическая 97
— Планка 171, 263
— Столетова 220
— Холла 355
— Холла—Кикоина 356
Потенциал Земли 51
— ионизации 213
— поля, образованного несколькими зарядами 34
— разложения 181
— термодинамический полный 55—56
— электрического поля 33—39
Потенциалы химические 55
— электродные 199—201
Потенциометры 116
Потери в трансформаторах 449
Поток индукции 28, 29
— магнитной индукции 286
— магнитный вращающийся 471
Пояс Роговского 385
Правила Кирхгофа 112
— — для магнитной цепи 305
Правило буравчика 291
Правило Гезехуса 101
— левой ладони 335, 336
Преломление силовых линий на границе двух сред 26, 285, 286
Преобразователь ртутный тока 474
Прерыватель электролитический 478, 479
Прибор Фарадея 297
Приборы магнитоэлектрические 358, 359
— электромагнитные 361
Прием радиосигналов 526—528
Приемник супергетеродинный 540, 541
Принцип обратной связи 518
— Паули 163
Природа коррозии 192—199
— сил, создающих внутреннее поле ферромагнетиков 331, 332
— электрических явлений 71—75
Проводимость лампы по сетке (см. Крутизна триода) 260
— униполярная 173, 174
— электролитическая 178
Проводник 15
— второго рода 53
— первого рода 52
Проницаемость диэлектрическая 15
— магнитная 282
— триода 260
Пространство дрейфа в клистроне 572
Процесс анодный 183
Прямые Дебая 94
Пушка электронная 364
Пьезокварц 97
Пятно катодное 232

Работа выхода электрона 157
— изотермическая изменения концентрации электронов 158
— осмотического расширения 208
— перемещения заряда в электростатическом поле 34, 35
—, производимая переменным током 446
—, — током при перемещении проводника в магнитном поле 340, 341
Радиолокация 569—571
«Радиоокно» в космос 515
Радиотелескоп 515, 516
Развитие теории Максвелла Лорентцом 418, 419
Разность потенциалов контактная 51—57, 156—158
— фаз векторов тока и напряжения 451
Разряд главный молнии 240
— дуговой 220, 232—235
— искровой 222, 235—244
— коронный 223
— несамостоятельный 219
— самостоятельный 219
— тлеющий 220, 227—232
Распределение плотности электричества на проводнике 58
— электричества по поверхности заряженных проводников 42—45
Распространение электромагнитного возмущения 492, 493
— электромагнитных волн 509—516
Раствор электролита нормальный 180
Расчет электроемкости конденсаторов 60—64
Рафинировка 184
Реакции вторичные на электродах 182—185
Регенерация колебаний 539
Резка металлов анодно-механическая 185
Резонанс многократный 505
— напряжений 455, 457
— токов 456, 457
— электрический 453—466
Резонатор полый 564

Реле поляризованное 306
— электромагнитное 306
Реостат 111
Ротор 412, 413, 417

Самоиндукция 390, 391
Саморазрядка аккумулятора 204
Сварка электрическая 122
Сверхпроводимость 145—149
Свеча Яблочкова 11—12
Свечение положительное 223
Свойства веществ магнитные 307—322
— ферромагнетиков 311—322
— электродвижущей силы индукции 383
Сегнетоэлектрики 81
Селектор 563
Сетка в триоде 257
— противодинатронная 275
— экранирующая 274
Сила взаимодействия двух параллельных или антипараллельных токов 337
— коэрцитивная 308, 316
— Лорентца 348
— магнитодвижущая 301—303
— поля 21
— притяжения пластин конденсатора 68
— термоэлектродвижущая 150, 152
— тока 102
— электродвижущая 104, 108
— —, возникающая при вращении витка в магнитном поле 430
— — в цепи содержащей проводник второго рода 106
Силовые линии 22—32, 68, 104 и др
Силы пондеромоторные 68
— сторонние, электродвижущие 106
Система единиц Гаусса 370
— Лехера 504
Скин-эффект 389, 390
Склонение магнитное 289
Скорость волн в волноводе 566
— дрейфа электрона 351
— света 492
— средняя упорядоченного движения зарядов в проводнике 139
Слои катодные 227, 228
Смещение электрическое 28
Соединение звездой 470
— конденсаторов параллельное 63
— — последовательное 63—64
— треугольником 471
Соленоид 292
Соль сегнетова 81
Сопротивление внутреннее индуктивное проводника 444
— — лампы 255, 256, 260
— волновое 370, 483
— — волновода 568
— — линии 502
— — открытого пространства 568
— генератора внутреннее 434
— — нагрузочное 433, 434
— емкостное 438, 439
— зависимость от температуры 130, 132
— излучения 499
— индуктивное 441
— переходное 129
— потерь 448
— проводника 109
— резонансное в контуре из емкости и индуктивности 458, 459
— — шунтированной цепи 460
— удельное 109
— — изоляторов 136, 137
— — некоторых электролитов 190
— — полупроводников 136
Сопротивление цепи волновое 454
— — магнитное 304
— — переменному току 437
— — полное 451
Составляющая напряженности электрического поля нормальная 26
— — — — тангенциальная 26
Способность разрешающая иконоскопа 557
Сродство газа к электрону 212
Стабилизатор частоты пьезокварцевый 519
Степень ориентации 93
Столб вольтов 9—10
— положительного свечения 229
Столбики термоэлектрические 154—155
Страты 229
Стримеры 223, 236, 237
Строение электричества атомное 15—20
Субэлектрон 18
Супериконоскоп 558
Суперортикон 559
Схемы печатные 543
— трехточечные 518
— эквивалентные 460

Твердость магнитная 318
Телевидение 552—563
Телеграф Шиллинга 11, 306
Температура инверсионная 160
Тензометр 134, 135
Теорема Остроградского — Гаусса 23—25, 28, 30—33
— — — для магнитного поля 287
— эквивалентности поляризации диэлектрика 84
Теория близкодействия 67
— дальнодействия 67
— жесткодипольных диэлектриков 93
— сверхпроводимости Боголюбова 149
— света электромагнитная 11
— Фарадея — Максвелла 10—11
— электронная диамагнетизма 326
— — диэлектриков 90—95
— — Лорентца 18
— — магнетизма 322—333
— — парамагнетизма 326—329
— — ферромагнетизма 322—326
— электронов проводимости Друде — Лорентца 138—142
— — — Френкеля, Зоммерфельда 142—145
— эфира 73—74
Термисторы 169, 170
— прямого тока 170
— с косвенным подогревом 170
Термобатарея 156
Термоионизация 214
Термометр сопротивления 133
Термопара 153—154
Термостолбик Меллони 155
Термоэлектрогенераторы 175
Термоэлемент 151
— вакуумный 155
Тетрод лучевой 276
Типы волн в волноводе 565, 567
— и механизм разряда в газах 218—223
Тиратрон 268
Ток активный 446
— в газах 212 и д.
— в полупроводниках 162 и д
— в теории Максвелла 410, 411
— в цепи из активного сопротивления и емкости 442, 443
— в электролитах 177 и д.
— выпрямленный 432
— и напряжение на индуктивном сопротивлении 441

Ток и напряжение на активном сопротивлении 438
— — — на емкостном сопротивлении 440
— конвекционный 411
— насыщения 218
— переменный 429 и д.
— проводимости 109
— реактивный 446
— смещения 406
— трехфазный 470—475
— «холостого хода» трансформатора 468
— электрический 102—109
— электронной эмиссии 245 и д.
— эмиссии, плотность 246
Токи активные и реактивные, использование 447—449
— Фуко 387—389
Торможение электронного потока 250—253
Точка Кюри 317
— нейтральная 160
Точки превращения металла в сверхпроводник 147
Транзистор 542
Трансформатор 466, 467
— Тесла 487
Трансформация тока 466—470
Триоды 257—263
— дисковые 563
Трубка рентгенова 250—253
— силовых линий 24, 71
Трубки газосветные 230

Угол потерь 448, 449
Умножитель электронный 271—273
Упругость электролитическая растворения металлов 192
Уравнение Баркгаузена 261
— Гиббса — Гельмгольца 206
— Дебая 94
— Клаузиуса — Мосотти 91—92
— собственных колебаний контура 483
Уравнения Лорентца 419
— Максвелла 414
Усиление прямое 538
— радиосигналов 529—532
Усилитель на трансформаторах 537, 528
— низкой частоты на сопротивлениях 536, 537
Условие самовозбуждения 518
Утечка магнитная 302

Фазоинвертор на сопротивлениях 538
Фарада 60
Фарадей 71—73, 180
Фарадей-вольт 38, 39
Фединги 513
Ферромагнетики 302—304, 313—319, 322—333
Фигуры Лихтенберга 244
Фидер коаксиальный 564
Фильтр полосовой резонансный 530, 531
Фильтрация токов 462
Фильтры развязывающие и сглаживающие 539
Флюксметры 362
Формирование радиосигналов 520, 521
— радиотелефонных сигналов 521, 522
Формула Ампера 335
— Гопкинсона 304
— Лорентца 348
— напряженности электрического поля 21
— Ричардсона 247
— Рюнденберга 499
Формулы Лорентца для продольной и поперечной массы электрона 424
Формулы электродинамики в практической системе единиц 364—371
— электростатики в практической системе единиц 39—41
Формы переменного тока 431
Фотореле 268, 269
Фотосопротивление 171, 172
Фототелеграфия 553
Фотоэлемент 264, 265
— с запирающим слоем 267
Фотоэффект 263—269
— нормальный 263, 264
— селективный 264
Функция Ланжевена 93

Характеристика вольт-амперная 110
— — дуги 233
Характеристики анодные триода 261
— динамические триода 262
— электронной лампы 255
Хромирование 184

Цепь из параллельно включенных емкости и индуктивности 458, 459
—, правильно разомкнутая 53
— эквивалентная 499
Циркуляция вектора 105, 413, 417, 418

Частота ларморовой прецессии 351
— переменного тока 431
— резонансная 453
Частоты боковые 523
Часы пьезокварцевые 519
Число Авогадро 20
Чувствительность фотосопротивления интегральная 171

Шар диэлектрический, свойства 86—87
Шунт 115

Эквивалент электрохимический 180, 181
Экранирование электрических сил 47, 48
Экстраток 391
Электризация при трении 57
— проводников в поле 45—51
Электричество отрицательное 12—13
— положительное 12—13
Электроаппараты 7
Электрод водородный 199
Электроемкость 57—62
— батареи из параллельно соединенных конденсаторов 63
— — — последовательно соединенных конденсаторов 63—64
— двух цилиндрических проводников 62
— — шаров 62
— конденсатора плоского 61—63
— — цилиндрического 62
— — шарового 62
— одиночного провода 62
Электролиз 177—182, 184
Электролит 53, 177
Электромагнит 304—307
Электрометр 68—71
Электрометр абсолютный 69
— квадрантный 70
— струнный 68, 69
Электромотор последовательного возбуждения (сериес) 346
— шунтовой 346
Электромоторы 343—347, 470—473

Электромоторы коллекторные 346
— компаундные 346
Электрон-вольт 38
Электрон, заряд и масса 16, 20 38, 423
Электроны зоны заполненной 164
— — проводимости 163
— «полусвободные» 356
Электропроводность 109—110, 131
— полупроводников дырочная и электронная 166
— растворов 185—191
— удельная 110
— — электролитов 190
— эквивалентная 180, 189, 191
Электрострикция 97
Электрофильтры 100
Электрофор 9
Электрофорез (катафорез) 99
Электроэндосмос 99
Элемент вентильный 174, 175
— Вестона 197
— гальванический 9, 192—199
— Даниеля 195
— концентрационный 207—211
— Лекланше 196, 197
— Мейдингера 196
Эмиссия автоэлектронная 222, 245
— термоэлектронная 221, 245
— электронная вторичная 269—273
Эмиттеры 272, 273
Эндовибратор 571
Энергия, затраченная генератором в течение одного периода на сопротивление 436
Энергия излучения максимальная 508
— ионизации 143, 213
— магнитного поля тока 395, 396, 398
— полная магнитного поля двух токов 403
— поля 66—68
— потенциальная совокупности зарядов 64
— свободная гальванической цепи 205—207
— сродства к электрону 213
— электрическая 64—66
— — проводника 66
— электрокинетическая 396
Эрстед 283
Эрстедометр 283
Эффект Баркгаузена 330
— динатронный 273, 274
— дробовой 531
— искажения хода линий индукции 83
— Нернста 357
— ослабления напряженности поля 83
— пироэлектрический 95—97
— поляризации диэлектрика объемный 83
— пьезоэлектрический 95—97
— туннельный 222
— Холла 354, 355, 356
— электрогидравлический 124

Явление Пельтье 161
— — в полупроводниках 176
Явления термоэлектрические 149—156
«Якорь» электромотора 343, 344