

Электродинамика

Данное пособие посвящено третьему разделу «Электродинамика» кодификатора ЕГЭ по физике. Оно охватывает следующие темы.

- *Электризация тел. Взаимодействие зарядов. Два вида заряда. Закон сохранения электрического заряда. Закон Кулона.*
- *Действие электрического поля на электрические заряды. Напряжённость электрического поля. Принцип суперпозиции электрических полей.*
- *Потенциальность электростатического поля. Потенциал электрического поля. Напряжение (разность потенциалов).*
- *Проводники в электрическом поле. Диэлектрики в электрическом поле.*
- *Электрическая ёмкость. Конденсатор. Энергия электрического поля конденсатора.*
- *Постоянный электрический ток. Сила тока. Напряжение. Электрическое сопротивление. Закон Ома для участка цепи.*
- *Параллельное и последовательное соединение проводников. Смешанное соединение проводников.*
- *Работа электрического тока. Закон Джоуля–Ленца. Мощность электрического тока.*
- *Электродвижущая сила. Внутреннее сопротивление источника тока. Закон Ома для полной электрической цепи.*
- *Носители свободных электрических зарядов в металлах, жидкостях и газах.*
- *Полупроводники. Собственная и примесная проводимость полупроводников.*
- *Взаимодействие магнитов. Магнитное поле проводника с током. Сила Ампера. Сила Лоренца.*
- *Явление электромагнитной индукции. Магнитный поток. Закон электромагнитной индукции Фарадея. Правило Ленца.*
- *Самоиндукция. Индуктивность. Энергия магнитного поля.*
- *Свободные электромагнитные колебания. Колебательный контур. Вынужденные электромагнитные колебания. Резонанс. Гармонические электромагнитные колебания.*
- *Переменный ток. Производство, передача и потребление электрической энергии.*
- *Электромагнитное поле.*
- *Свойства электромагнитных волн. Различные виды электромагнитных излучений и их применение.*

Пособие содержит также некоторый дополнительный материал, не входящий в кодификатор ЕГЭ (но входящий в школьную программу!). Этот материал позволяет лучше понять рассматриваемые темы.

Содержание

1	Электрический заряд	6
1.1	Два вида заряда	6
1.2	Электризация тел	7
1.3	Закон сохранения заряда	9
2	Закон Кулона	10
2.1	Принцип суперпозиции	11
2.2	Закон Кулона в диэлектрике	12
3	Напряжённость электрического поля	13
3.1	Дальнодействие и близкодействие	13
3.2	Электрическое поле	13
3.3	Напряжённость поля точечного заряда	14
3.4	Принцип суперпозиции электрических полей	16
3.5	Поле равномерно заряженной плоскости	17
3.6	Линии напряжённости электрического поля	18
4	Потенциал электрического поля	19
4.1	Консервативные силы	19
4.2	Потенциальность электростатического поля	20
4.3	Потенциальная энергия заряда в однородном поле	20
4.4	Потенциальная энергия взаимодействия точечных зарядов	22
4.5	Потенциал	22
4.6	Разность потенциалов	23
4.7	Принцип суперпозиции для потенциалов	24
4.8	Однородное поле: связь напряжения и напряжённости	24
4.9	Эквипотенциальные поверхности	25
5	Проводники в электрическом поле	27
5.1	Поле внутри проводника	27
5.2	Заряд внутри проводника	29
5.3	Поле вне проводника	29
5.4	Потенциал проводника	29
5.5	Напряжённость и потенциал поля проводящей сферы	30
6	Диэлектрики в электрическом поле	32
6.1	Диэлектрическая проницаемость	32
6.2	Полярные диэлектрики	33
6.3	Неполярные диэлектрики	34
7	Конденсатор. Энергия электрического поля	35
7.1	Ёмкость уединённого проводника	35
7.2	Ёмкость плоского конденсатора	36
7.3	Энергия заряженного конденсатора	38
7.4	Энергия электрического поля	40

8	Постоянный электрический ток	41
8.1	Направление электрического тока	41
8.2	Действие электрического тока	42
8.3	Сила и плотность тока	43
8.4	Скорость направленного движения зарядов	43
8.5	Стационарное электрическое поле	45
9	Закон Ома	47
9.1	Закон Ома для участка цепи	47
9.2	Электрическое сопротивление	48
9.3	Удельное сопротивление	48
10	Соединения проводников	50
10.1	Резисторы и подводящие провода	50
10.2	Последовательное соединение	51
10.3	Параллельное соединение	52
10.4	Смешанное соединение	54
11	Работа и мощность тока	56
11.1	Работа тока	56
11.2	Мощность тока	56
11.3	Закон Джоуля–Ленца	57
12	ЭДС. Закон Ома для полной цепи	58
12.1	Сторонняя сила	58
12.2	Закон Ома для полной цепи	59
12.3	КПД электрической цепи	60
12.4	Закон Ома для неоднородного участка	61
13	Электрический ток в металлах	63
13.1	Свободные электроны	63
13.2	Опыт Рикке	64
13.3	Опыт Стюарта–Толмена	64
13.4	Зависимость сопротивления от температуры	65
14	Электрический ток в электролитах	67
14.1	Электролитическая диссоциация	67
14.2	Ионная проводимость	70
14.3	Электролиз	71
15	Электрический ток в газах	72
15.1	Свободные заряды в газе	73
15.2	Несамостоятельный разряд	74
15.3	Вольт-амперная характеристика газового разряда	75
15.4	Самостоятельный разряд	76
16	Полупроводники	77
16.1	Ковалентная связь	78
16.2	Кристаллическая структура кремния	78
16.3	Собственная проводимость	79
16.4	Примесная проводимость	81
16.5	<i>p–n</i> -переход	84

17	Магнитное поле. Линии	86
17.1	Взаимодействие магнитов	86
17.2	Линии магнитного поля	87
17.3	Опыт Эрстеда	87
17.4	Магнитное поле прямого провода с током	88
17.5	Магнитное поле витка с током	89
17.6	Магнитное поле катушки с током	90
17.7	Гипотеза Ампера. Элементарные токи	91
18	Магнитное поле. Силы	92
18.1	Сила Лоренца	92
18.2	Сила Ампера	93
18.3	Рамка с током в магнитном поле	94
19	Электромагнитная индукция	97
19.1	Магнитный поток	98
19.2	ЭДС индукции	99
19.3	Закон электромагнитной индукции Фарадея	99
19.4	Правило Ленца	100
19.5	Взаимодействие магнита с контуром	101
19.6	Закон Фарадея + Правило Ленца = Снятие модуля	102
19.7	Вихревое электрическое поле	103
19.8	ЭДС индукции в движущемся проводнике	104
20	Самоиндукция	107
20.1	Индуктивность	108
20.2	Электромеханическая аналогия	109
20.3	Энергия магнитного поля	110
21	Электромагнитные колебания	112
21.1	Колебательный контур	112
21.2	Энергетические превращения в колебательном контуре	115
21.3	Электромеханические аналогии	115
21.4	Гармонический закон колебаний в контуре	116
21.5	Вынужденные электромагнитные колебания	119
22	Переменный ток. 1	120
22.1	Условие квазистационарности	120
22.2	Резистор в цепи переменного тока	121
22.3	Конденсатор в цепи переменного тока	122
22.4	Катушка в цепи переменного тока	124
23	Переменный ток. 2	127
23.1	Метод вспомогательного угла	127
23.2	Колебательный контур с резистором	127
23.3	Резонанс в колебательном контуре	129
24	Мощность переменного тока	132
24.1	Мощность тока через резистор	132
24.2	Мощность тока через конденсатор	134
24.3	Мощность тока через катушку	136

25 Электроэнергия	138
25.1 Производство электроэнергии	138
25.2 Передача электроэнергии	139
25.3 Трансформатор	140
26 Электромагнитное поле	145
26.1 Гипотеза Максвелла	145
26.2 Понятие электромагнитного поля	146
26.3 Об уравнениях Максвелла	147
27 Электромагнитные волны	149
27.1 Открытый колебательный контур	149
27.2 Свойства электромагнитных волн	151
27.3 Плотность потока излучения	152
27.4 Виды электромагнитных излучений	154

1 Электрический заряд

Электромагнитные взаимодействия принадлежат к числу наиболее фундаментальных взаимодействий в природе. Силы упругости и трения, давление жидкости и газа и многое другое можно свести к электромагнитным силам между частицами вещества. Сами электромагнитные взаимодействия уже не сводятся к другим, более глубоким видам взаимодействий.

Столь же фундаментальным типом взаимодействия является тяготение — гравитационное притяжение любых двух тел. Однако между электромагнитными и гравитационными взаимодействиями имеется несколько важных отличий.

1. Участвовать в электромагнитных взаимодействиях могут не любые, а только *заряженные* тела (имеющие *электрический заряд*).
2. Гравитационное взаимодействие — это всегда притяжение одного тела к другому. Электромагнитные взаимодействия могут быть как притяжением, так и отталкиванием.
3. Электромагнитное взаимодействие гораздо интенсивнее гравитационного. Например, сила электрического отталкивания двух электронов в 10^{42} раз превышает силу их гравитационного притяжения друг к другу.

Каждое заряженное тело обладает некоторой величиной электрического заряда q . *Электрический заряд* — это физическая величина, определяющая силу электромагнитного взаимодействия между объектами природы. Единицей измерения заряда является *кулон* (Кл)¹.

1.1 Два вида заряда

Поскольку гравитационное взаимодействие всегда является притяжением, массы всех тел неотрицательны. Но для зарядов это не так. Два вида электромагнитного взаимодействия — притяжение и отталкивание — удобно описывать, вводя два вида электрических зарядов: *положительные* и *отрицательные*.

Заряды разных знаков притягиваются друг к другу, а заряды одного знака друг от друга отталкиваются. Это проиллюстрировано на рис. 1; подвешенным на нитях шарикам сообщены заряды того или иного знака.

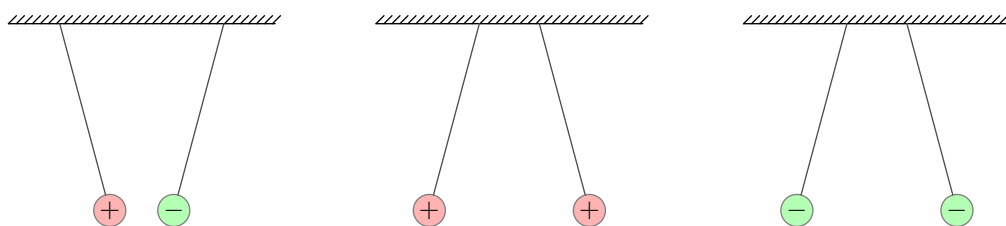


Рис. 1. Взаимодействие двух видов зарядов

Повсеместное проявление электромагнитных сил объясняется тем, что в атомах любого вещества присутствуют заряженные частицы: в состав ядра атома входят положительно заряженные протоны, а по орбитам вокруг ядра движутся отрицательно заряженные электроны. Заряды протона и электрона равны по модулю, а число протонов в ядре равно числу электронов на орбитах, и поэтому оказывается, что атом в целом электрически нейтрален. Вот почему в обычных условиях мы не замечаем электромагнитного воздействия со стороны окружающих

¹Единица измерения заряда определяется через единицу измерения силы тока. 1 Кл — это заряд, проходящий через поперечное сечение проводника за 1 с при силе тока в 1 А.

тел: суммарный заряд каждого из них равен нулю, а заряженные частицы равномерно распределены по объёму тела. Но при нарушении электронейтральности (например, в результате *электризации*) тело немедленно начинает действовать на окружающие заряженные частицы.

Почему существует именно два вида электрических зарядов, а не какое-то другое их число, в данный момент не известно. Мы можем лишь утверждать, что принятие этого факта в качестве первичного даёт адекватное описание электромагнитных взаимодействий.

Заряд протона равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Заряд электрона противоположен ему по знаку и равен $-1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Величина

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

называется *элементарным зарядом*. Это минимальный возможный заряд: свободные частицы с меньшей величиной заряда в экспериментах не обнаружены. Физика не может пока объяснить, почему в природе имеется наименьший заряд и почему его величина именно такова.

Заряд любого тела q всегда складывается из *целого* количества элементарных зарядов:

$$q = \pm Ne.$$

Если $q < 0$, то тело имеет избыточное количество N электронов (по сравнению с количеством протонов). Если же $q > 0$, то наоборот, у тела электронов недостаёт: протонов на N больше.

1.2 Электризация тел

Чтобы макроскопическое тело оказывало электрическое влияние на другие тела, его нужно электризовать. *Электризация* — это нарушение электрической нейтральности тела или его частей. В результате электризации тело становится способным к электромагнитным взаимодействиям.

Один из способов электризовать тело — сообщить ему электрический заряд, то есть добиться избытка в данном теле зарядов одного знака. Это несложно сделать с помощью трения.

Так, при натирании шёлком стеклянной палочки часть её отрицательных зарядов уходит на шёлк. В результате палочка заряжается положительно, а шёлк — отрицательно. А вот при натирании шерстью эбонитовой палочки часть отрицательных зарядов переходит с шерсти на палочку: палочка заряжается отрицательно, а шерсть — положительно.

Данный способ электризации тел называется *электризацией трением*. С электризацией трением вы сталкиваетесь всякий раз, когда снимаете свитер через голову ;-)

Другой тип электризации называется *электростатической индукцией*, или *электризацией через влияние*. В этом случае суммарный заряд тела остаётся равным нулю, но перераспределяется так, что в одних участках тела скапливаются положительные заряды, в других — отрицательные.

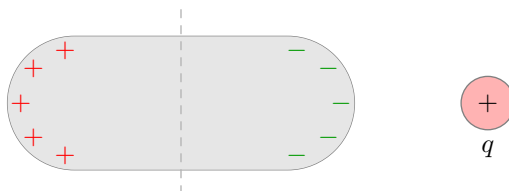


Рис. 2. Электростатическая индукция

Давайте посмотрим на рис. 2. На некотором расстоянии от металлического тела находится положительный заряд q . Он притягивает к себе отрицательные заряды металла (свободные электроны), которые скапливаются на ближайших к заряду участках поверхности тела. На дальних участках остаются нескомпенсированные положительные заряды.

Несмотря на то, что суммарный заряд металлического тела остался равным нулю, в теле произошло *пространственное разделение зарядов*. Если сейчас разделить тело вдоль пунктирной линии, то правая половина окажется заряженной отрицательно, а левая — положительно.

Наблюдать электризацию тела можно с помощью *электроскопа*. Простой электроскоп показан² на рис. 3.

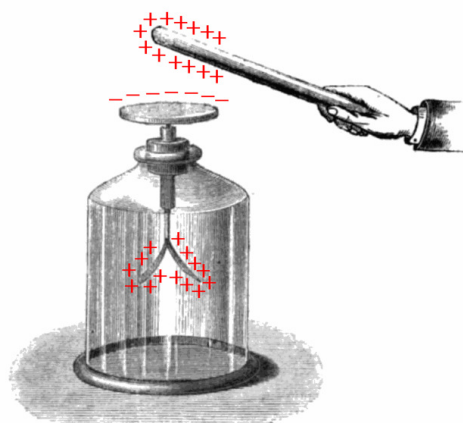


Рис. 3. Электроскоп

Что происходит в данном случае? Положительно заряженная палочка (например, предварительно натёртая) подносится к диску электроскопа и собирает на нём отрицательный заряд. Внизу, на подвижных *листочках* электроскопа, остаются нескомпенсированные положительные заряды; отталкиваясь друг от друга, листочки расходятся в разные стороны. Если убрать палочку, то заряды вернуться на место и листочки опадут обратно.

Явление электростатической индукции в грандиозных масштабах наблюдается во время грозы. На рис. 4 мы видим идущую над землёй грозовую тучу³.

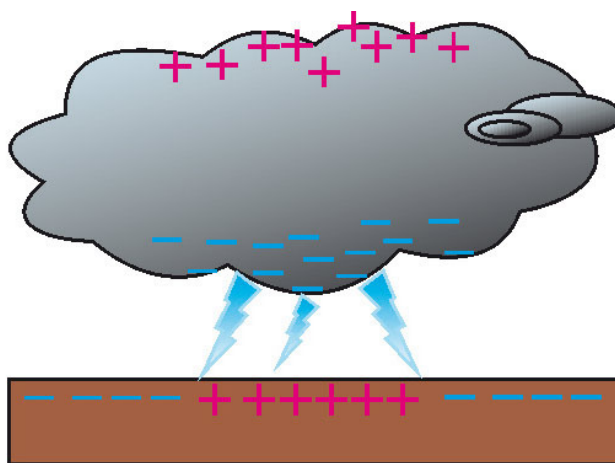


Рис. 4. Электризация земли грозовой тучей

Внутри тучи имеются льдинки разных размеров, которые перемешиваются восходящими потоками воздуха, сталкиваются друг с другом и электризуются. При этом оказывается, что в нижней части тучи скапливается отрицательный заряд, а в верхней — положительный.

Отрицательно заряженная нижняя часть тучи наводит под собой на поверхности земли заряды положительного знака. Возникает гигантский конденсатор с колоссальным напряжением

²Изображение с сайта en.wikipedia.org.

³Изображение с сайта elementy.ru.

между тучей и землёй. Если этого напряжения будет достаточно для пробоя воздушного промежутка, то произойдёт разряд — хорошо известная вам молния.

1.3 Закон сохранения заряда

Вернёмся к примеру электризации трением — натирании палочки тканью. В этом случае палочка и кусок ткани приобретают равные по модулю и противоположные по знаку заряды. Их суммарный заряд как был равен нулю до взаимодействия, так и остаётся равным нулю после взаимодействия.

Мы видим здесь *закон сохранения заряда*, который гласит: *в замкнутой системе тел алгебраическая сумма зарядов остаётся неизменной при любых процессах, происходящих с этими телами:*

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = \text{const.}$$

Замкнутость системы тел означает, что эти тела могут обмениваться зарядами только между собой, но не с какими-либо другими объектами, внешними по отношению к данной системе.

При электризации палочки ничего удивительного в сохранении заряда нет: сколько заряженных частиц ушло с палочки — столько же пришло на кусок ткани (или наоборот). Удивительно то, что в более сложных процессах, сопровождающихся *взаимными превращениями* элементарных частиц и *изменением числа* заряженных частиц в системе, суммарный заряд всё равно сохраняется!

Например, на рис. 5 показан процесс $\gamma \rightarrow e^- + e^+$, при котором порция электромагнитного излучения γ (так называемый *фотон*) превращается в две заряженные частицы — электрон e^- и позитрон e^+ . Такой процесс оказывается возможным при некоторых условиях — например, в электрическом поле атомного ядра.

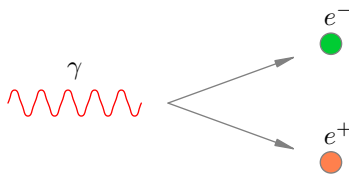


Рис. 5. Рождение пары электрон–позитрон

Заряд позитрона равен по модулю заряду электрона и противоположен ему по знаку. Закон сохранения заряда выполнен! Действительно, в начале процесса у нас был фотон, заряд которого равен нулю, а в конце мы получили две частицы с нулевым суммарным зарядом.

Закон сохранения заряда (наряду с существованием наименьшего элементарного заряда) является на сегодняшний день первичным научным фактом. Объяснить, почему природа ведёт себя именно так, а не иначе, физикам пока не удаётся. Мы можем лишь констатировать, что эти факты подтверждаются многочисленными физическими экспериментами.

2 Закон Кулона

Взаимодействие неподвижных (в данной инерциальной системе отсчёта) зарядов называется *электростатическим*. Оно наиболее просто для изучения.

Раздел электродинамики, в котором изучается взаимодействие неподвижных зарядов, называется *электростатикой*. Основной закон электростатики — это *закон Кулона*.

По внешнему виду закон Кулона удивительно похож на закон всемирного тяготения, который устанавливает характер гравитационного взаимодействия точечных масс. Закон Кулона является законом электростатического взаимодействия точечных зарядов.

Точечный заряд — это заряженное тело, размеры которого много меньше других размеров, характерных для данной задачи. В частности, размеры точечных зарядов пренебрежимо малы по сравнению с расстояниями между ними.

Точечный заряд — такая же идеализация, как материальная точка, точечная масса и т. д. В случае точечных зарядов мы можем однозначно говорить о расстоянии между ними, не задумываясь о том, между какими именно точками заряженных тел это расстояние измеряется.

Закон Кулона. *Сила взаимодействия двух неподвижных точечных зарядов в вакууме прямо пропорциональна произведению абсолютных величин зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними.*

Эта сила называется *кулоновской*. Вектор кулоновской силы всегда лежит на прямой, соединяющей заряды. Для кулоновской силы справедлив третий закон Ньютона: заряды действуют друг на друга с силами, равными по модулю и противоположными по направлению.

В качестве примера на рис. 6 показаны силы \vec{F}_1 и \vec{F}_2 , с которыми взаимодействуют два отрицательных заряда.

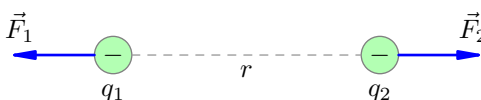


Рис. 6. Кулоновская сила

Если заряды, равные по модулю q_1 и q_2 , находятся на расстоянии r друг от друга, то они взаимодействуют с силой

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности k в системе СИ равен:

$$k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}.$$

Если сравнивать с законом всемирного тяготения, то роль точечных масс в законе Кулона играют точечные заряды, а вместо гравитационной постоянной G стоит коэффициент k . Математически формулы этих законов устроены одинаково. Важное физическое отличие заключается в том, что гравитационное взаимодействие всегда является притяжением, а взаимодействие зарядов может быть как притяжением, так и отталкиванием.

Так уж вышло, что наряду с константой k имеется ещё одна фундаментальная константа ε_0 , связанная с k соотношением

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}.$$

Константа ε_0 называется *электрической постоянной*. Она равна:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi k} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

Закон Кулона с электрической постоянной выглядит так:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (2)$$

2.1 Принцип суперпозиции

Опыт показывает, что выполнен так называемый *принцип суперпозиции*. Он состоит из двух утверждений.

1. Кулоновская сила взаимодействия двух зарядов не зависит от присутствия других заряженных тел.
2. Предположим, что заряд q взаимодействует с системой зарядов q_1, q_2, \dots, q_n . Если каждый из зарядов системы действует на заряд q с силой $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ соответственно, то результирующая сила \vec{F} , приложенная к заряду q со стороны данной системы, равна векторной сумме отдельных сил:

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

Принцип суперпозиции проиллюстрирован на рис. 7. Здесь положительный заряд q взаимодействует с двумя зарядами: положительным зарядом q_1 и отрицательным зарядом q_2 .

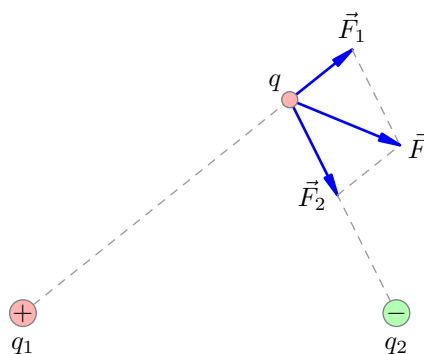


Рис. 7. Принцип суперпозиции

Принцип суперпозиции позволяет прийти к одному важному утверждению.

Вы помните, что закон всемирного тяготения справедлив на самом деле не только для точечных масс, но и для шаров со сферически-симметричным распределением массы (в частности, для шара и точечной массы); тогда r — расстояние между центрами шаров (от точечной массы до центра шара). Этот факт вытекает из математической формы закона всемирного тяготения и принципа суперпозиции.

Поскольку формула закона Кулона имеет ту же структуру, что и закон всемирного тяготения, и для кулоновской силы также выполнен принцип суперпозиции, мы можем сделать аналогичный вывод: *по закону Кулона будут взаимодействовать два заряженных шара (точечный заряд с шаром) при условии, что шары имеют сферически-симметричное распределение заряда; величина r в таком случае будет расстоянием между центрами шаров (от точечного заряда до шара).*

Значимость данного факта мы увидим совсем скоро; в частности, именно поэтому напряжённость поля заряженного шара окажется вне шара такой же, как и у точечного заряда.

Но в электростатике, в отличие от гравитации, с этим фактом надо быть осторожным. Например, при сближении положительно заряженных металлических шаров сферическая симметрия нарушится: положительные заряды, взаимно отталкиваясь, будут стремиться к наиболее

удалённым друг от друга участкам шаров (центры положительных зарядов будут находиться дальше друг от друга, чем центры шаров). Поэтому сила отталкивания шаров в данном случае будет *меньше* того значения, которое получится из закона Кулона при подстановке вместо r расстояния между центрами.

2.2 Закон Кулона в диэлектрике

Отличие электростатического взаимодействия от гравитационного состоит не только в наличии сил отталкивания. Сила взаимодействия зарядов зависит от среды, в которой заряды находятся (а сила всемирного тяготения от свойств среды не зависит).

Диэлектриками, или *изоляторами* называются вещества, которые не проводят электрический ток.

Оказывается, что диэлектрик уменьшает силу взаимодействия зарядов (по сравнению с вакуумом). Более того, на каком бы расстоянии друг от друга заряды ни находились, сила их взаимодействия в данном однородном диэлектрике всегда будет *в одно и то же число раз* меньше, чем на таком же расстоянии в вакууме. Это число обозначается ϵ и называется *диэлектрической проницаемостью* диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость зависит только от вещества диэлектрика, но не от его формы или размеров. Она является безразмерной величиной и может быть найдена из таблиц.

Таким образом, в диэлектрике формулы (1) и (2) приобретают вид:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}, \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2}.$$

Диэлектрическая проницаемость вакуума, как видим, равна единице. Во всех остальных случаях диэлектрическая проницаемость больше единицы. Диэлектрическая проницаемость воздуха настолько близка к единице, что при расчёте сил взаимодействия зарядов в воздухе пользуются формулами (1) и (2) для вакуума.

3 Напряжённость электрического поля

Основной закон электростатики — закон Кулона — позволяет вычислить силу взаимодействия двух точечных зарядов. Данный закон, однако, ничего не говорит нам о том, *каким образом* осуществляется это взаимодействие. Как так получается, что один заряд может действовать на другой даже на весьма большом расстоянии?

3.1 Дальнодействие и близкодействие

Опыт показывает, что электрические заряды действуют друг на друга даже в отсутствие между ними вещества, то есть в вакууме. Поэтому долгое время в науке преобладала *теория дального действия*. Эта теория утверждала, что один заряд действует на другой непосредственно, без участия какого-то промежуточного агента. В частности, изменение взаимного расположения зарядов приводит к мгновенному изменению силы их взаимодействия.

Теория дального действия возникла под влиянием небесной механики, основанной на законах Ньютона и законе всемирного тяготения. Движение планет рассчитывалось с большой точностью, и вместе с тем не было объяснения того, *что такое* тяготение. Поэтому господствовала точка зрения, что гравитационные и электромагнитные силы являются врождённым, первичным свойством материи; эти силы нельзя объяснить на основе каких-то других понятий, и единственное, что науке доступно — это описывать их свойства. Основные положения теории дального действия были простыми и ясными, а сама теория обладала изяществом и математической строгостью. Этой теории придерживалось абсолютное большинство учёных первой половины XIX столетия.

Противоположной точкой зрения служила *теория близкодействия*. Согласно этой теории, для взаимодействия тел нужен промежуточный агент — физический объект, передающий взаимодействие от одной точки пространства к другой. В частности, скорость передачи взаимодействий конечна: при изменении положения одного из зарядов другой заряд «почувствует» это изменение не сразу, а спустя некоторый интервал времени.

Что же это за промежуточный объект, передающий взаимодействие, если заряды могут действовать друг на друга сквозь пустоту? Данный вопрос был одним из главных возражений сторонников дального действия, среди которых были крупнейшие физики и математики своего времени (Кулон, Ампер, Лаплас, Пуассон, Гаусс, Вебер, Кирхгоф).

3.2 Электрическое поле

Тем не менее, теория близкодействия одержала верх. Физическим объектом, передающим взаимодействие между зарядами даже сквозь пустоту, оказалось *электромагнитное поле*. Решающими здесь оказались идеи и труды двух великих учёных XIX столетия — Фарадея и Максвелла. Экспериментальным подтверждением теории близкодействия явилось открытие электромагнитных волн.

Неподвижные заряды не создают магнитного поля; поэтому, пока мы изучаем электростатику, мы будем говорить только об электрическом поле. Итак:

Электрический заряд создаёт вокруг себя электрическое поле, которое, в свою очередь, действует с некоторой силой на другие заряды.

Электрическое поле не нуждается в какой-то специальной среде, которая являлась бы его носителем. Оно может возникать как в веществе, так и в вакууме, и является, наряду с веществом, альтернативной формой существования материи.

По современным физическим представлениям электрическое поле является первичным физическим объектом: мы пока не можем сказать, каково его внутреннее устройство (точно так же мы не можем сказать, например, из чего состоит электрон). Мы можем лишь изучать свойства

электрического поля, устанавливая законы его поведения и использовать эти законы в своих целях.

Источниками электрического поля являются электрические заряды. Индикатором для обнаружения поля также является электрический заряд — так называемый *пробный заряд*. По действию на пробный заряд мы и можем судить о наличии электрического поля в данной области пространства. Кроме того, с помощью пробного заряда мы можем исследовать величину поля в различных пространственных точках. Разумеется, для этого пробный заряд должен быть точечным.

Опыт показывает, что сила, с которой поле действует на пробный заряд, прямо пропорциональна величине заряда. Поэтому отношение силы к заряду уже не зависит от величины заряда и является характеристикой поля.

Напряжённость электрического поля — это отношение вектора силы \vec{F} , с которой поле действует на пробный заряд q , к самому пробному заряду (с учётом его знака):

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (3)$$

Напряжённость поля, как видим, является векторной величиной. В каждой точке пространства электрическое поле характеризуется вектором напряжённости. Поле считается заданным, если нам известна зависимость вектора напряжённости от координат точки и, вообще говоря, от времени.

Как следует из определения, напряжённость измеряется в Н/Кл. Общепринятая единица напряжённости есть В/м. Мы скоро увидим, что это одно и то же.

Если напряжённость поля известна, то формула (3) позволяет найти силу, которая действует на точечный заряд со стороны электрического поля:

$$\vec{F} = q\vec{E}.$$

Сила и напряжённость, таким образом, являются коллинеарными векторами. Если заряд положительный, то сила направлена в ту же сторону, что и напряжённость. Если заряд отрицательный, то сила направлена противоположно напряжённости.

Одна из основных задач электростатики — нахождение напряжённости поля, создаваемого данной системой зарядов. Рассмотрим некоторые примеры.

3.3 Напряжённость поля точечного заряда

Определение модуля и направления вектора напряжённости поля точечного заряда — это самая простая и легко решаемая задача.

Рассмотрим положительный точечный заряд q , находящийся в вакууме. Поместим на расстоянии r от него положительный пробный заряд q_0 . Со стороны заряда q на пробный заряд действует сила отталкивания, поэтому *напряжённость поля положительного заряда q направлена от него* (рис. 8):

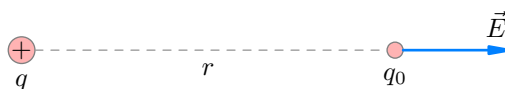


Рис. 8. Напряжённость поля положительного заряда

Величина силы отталкивания равна:

$$F = \frac{kqq_0}{r^2}.$$

Делим силу на пробный заряд q_0 и находим модуль напряжённости поля заряда q :

$$E = \frac{kq}{r^2}. \quad (4)$$

Пусть теперь заряд, создающий поле, будет отрицательным; модуль этого заряда также обозначаем q . Сила, действующая на положительный пробный заряд, станет силой притяжения. Поэтому *напряжённость поля отрицательного заряда направлена к нему* (рис. 9):

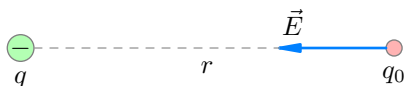


Рис. 9. Напряжённость поля отрицательного заряда

Модуль напряжённости поля снова находится по формуле (4).

Если заряд q находится в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , то сила его действия на пробный заряд уменьшается в ϵ раз:

$$F = \frac{kqq_0}{\epsilon r^2}.$$

Следовательно, в ϵ раз уменьшается и напряжённость поля:

$$E = \frac{kq}{\epsilon r^2}. \quad (5)$$

Модуль напряжённости поля точечного заряда q находится по формуле (4) в вакууме и по формуле (5) в диэлектрической среде. Вектор напряжённости в данной точке направлен вдоль прямой, соединяющей точку с зарядом: от заряда при $q > 0$ и к заряду при $q < 0$.

По мере удаления от заряда модуль напряжённости поля убывает пропорционально квадрату расстояния от точки наблюдения до заряда. На рис. 10 дано примерное графическое представление электрического поля точечного заряда в пространстве (показаны векторы напряжённости поля в различных точках).

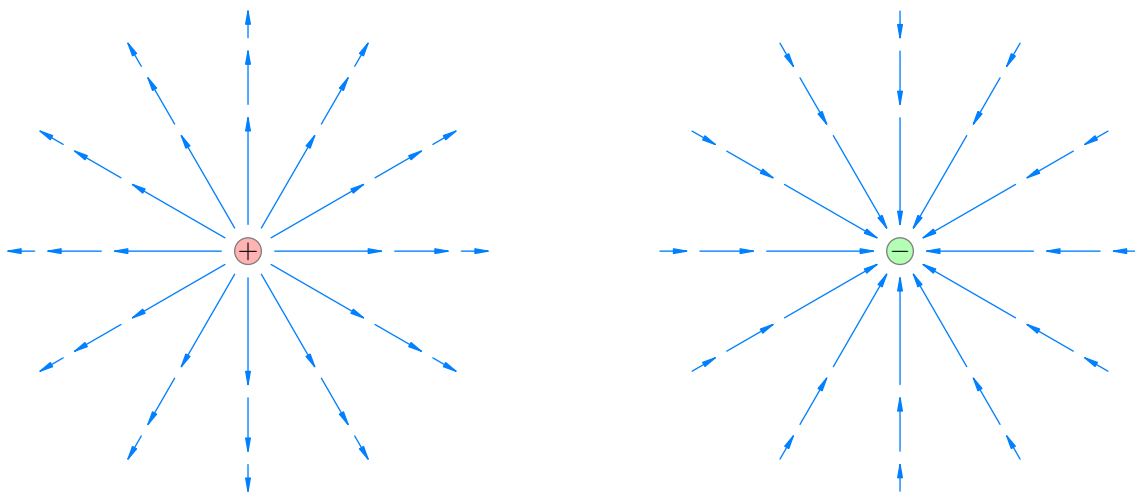


Рис. 10. Векторы напряжённости поля точечного заряда

Рябит в глазах, не правда ли? Ниже мы познакомимся с более удобным способом изображения поля — линиями напряжённости.

3.4 Принцип суперпозиции электрических полей

Начнём со случая двух зарядов. Пусть положительный заряд q_1 создаёт в точке M электрическое поле \vec{E}_1 , и пусть отрицательный заряд q_2 создаёт в этой же точке поле \vec{E}_2 . Какое поле создадут в точке M оба заряда вместе?

Поместим в точку M пробный заряд q . Тогда со стороны заряда q_1 на него будет действовать сила \vec{F}_1 , а со стороны заряда q_2 — сила \vec{F}_2 . Согласно принципу суперпозиции, с которым вы познакомились в предыдущем разделе, на заряд q действует результирующая сила

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

Поделим данное равенство на пробный заряд q :

$$\frac{\vec{F}}{q} = \frac{\vec{F}_1}{q} + \frac{\vec{F}_2}{q}.$$

С учётом определения (3) напряжённости поля получаем:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

Таким образом, напряжённость результирующего поля в точке M оказывается равна векторной сумме напряжённостей полей каждого из зарядов (рис. 11):

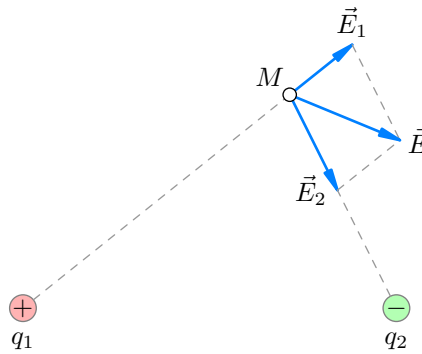


Рис. 11. Принцип суперпозиции полей

Напряжённости полей складываются векторно и в общем случае. В самом деле, поделив формулу $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n$ на пробный заряд q , приходим к общей формулировке принципа суперпозиции.

Принцип суперпозиции. Пусть заряды q_1, q_2, \dots, q_n по отдельности создают в данной точке поля $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots, \vec{E}_n$. Тогда система этих зарядов создаёт в данной точке поле \vec{E} , равное векторной сумме напряжённостей полей отдельных зарядов:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n.$$

С помощью принципа суперпозиции можно найти напряжённость поля любой системы зарядов — разбивая систему на малые заряды, которые можно считать точечными, с последующим суммированием напряжённостей малых зарядов. Обычно это приводит к достаточно сложным вычислениям.

3.5 Поле равномерно заряженной плоскости

Важным примером системы зарядов является заряженная плоскость. В качестве бесконечной плоскости мы можем рассматривать любую плоскую пластину, если расстояние от точки, в которой ищется поле, до пластины много меньше размеров самой пластины.

Заряженная плоскость характеризуется величиной поверхностной плотности заряда. Что это такое? Возьмём небольшой участок плоскости площадью S . Пусть заряд этого участка равен q . Тогда *поверхностная плотность заряда* определяется как отношение заряда к площади:

$$\sigma = \frac{q}{S}.$$

Иными словами, поверхностная плотность заряда — это заряд единицы площади.

Поверхностная плотность заряда может меняться от участка к участку. Но если на любом участке плоскости поверхностная плотность заряда одинакова ($\sigma = \text{const}$, т. е. заряд распределён равномерно), то плоскость называется *равномерно заряженной*.

Вектор напряжённости поля равномерно заряженной плоскости перпендикулярен плоскости; он направлен *от плоскости*, если плоскость заряжена положительно, и *к плоскости*, если плоскость заряжена отрицательно (рис. 12).

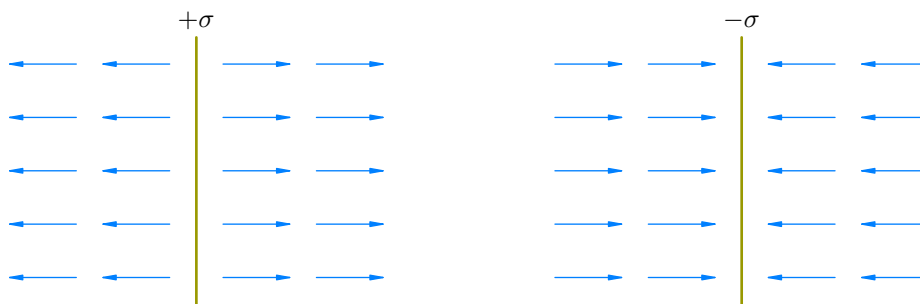


Рис. 12. Поле равномерно заряженной плоскости

Самое удивительное заключается в том, что величина напряжённости поля *не зависит* от расстояния до плоскости. Она оказывается равна:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}. \quad (6)$$

Эта формула справедлива для вакуума (мы принимаем её без доказательства). В среде с диэлектрической проницаемостью ϵ поле, как обычно, уменьшается в ϵ раз:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon}. \quad (7)$$

Пример заряженной плоскости важен потому, что мы встречаемся здесь с понятием однородного поля. *Электрическое поле в данной области пространства называется однородным, если вектор напряжённости поля одинаков в каждой точке области.* Иными словами, напряжённость поля в каждой точке рассматриваемой области имеет одно и то же направление и неизменную величину.

Поле точечного заряда, например, не является однородным. В самом деле, напряжённость поля точечного заряда может меняться от точки к точке как по величине, так и по направлению (она обратно пропорциональна квадрату расстояния до заряда и направлена вдоль прямой, соединяющей заряд с точкой наблюдения).

А вот *заряженная плоскость создаёт однородное электрическое поле в каждом из полупространств, на которые она разбивает пространство.* Напряжённость этого поля вычисляется по формулам (6) или (7).

3.6 Линии напряжённости электрического поля

Давайте вернёмся к пространственной картине поля точечного заряда. Вместо векторов напряжённости в разных точках нарисуем более приятные глазу *линии напряжённости* (рис. 13):

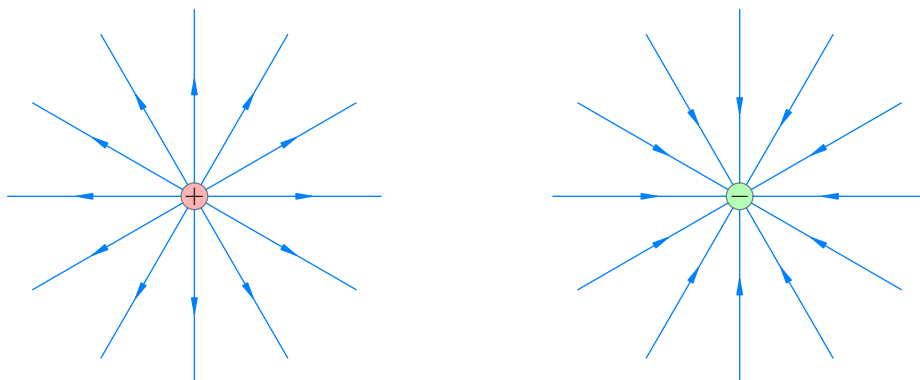


Рис. 13. Линии напряжённости поля точечного заряда

Линии напряжённости идут вдоль векторов напряжённости, указывают направление этих векторов и даже содержат информацию об их абсолютных величинах: чем гуще расположены линии напряжённости, тем больше величина напряжённости поля в данной области пространства.

Аналогичную картину линий напряжённости мы можем нарисовать и для заряженной плоскости (рис. 14). Как видим, *линии напряжённости однородного поля являются участками параллельных прямых*.

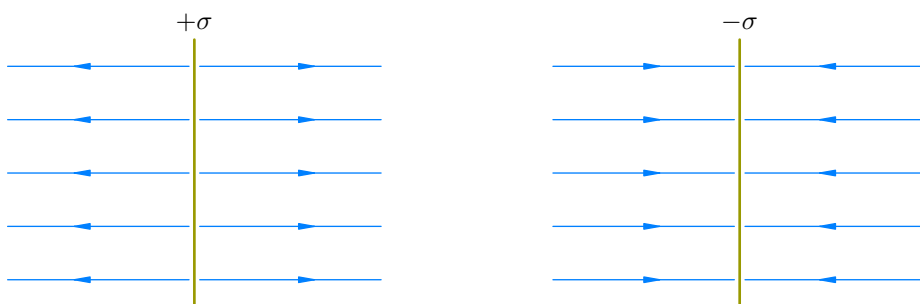


Рис. 14. Линии напряжённости поля заряженной плоскости

Линии напряжённости можно провести и в произвольном электрическом поле. Каким образом? *В каждой точке пространства вектор напряжённости поля направлен по касательной к линии напряжённости*. Линии напряжённости как бы «подстраиваются» под векторы напряжённости, «обтекая» их по касательной (рис. 15):

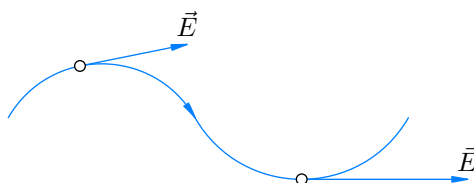


Рис. 15. Линия напряжённости

Линии напряжённости всегда начинаются на положительных зарядах и заканчиваются на отрицательных.

4 Потенциал электрического поля

Мы начнём с обсуждения потенциальной энергии, которую имеет заряд в электростатическом поле. Прежде всего необходимо вспомнить, при каких условиях можно вообще ввести понятие потенциальной энергии.

4.1 Консервативные силы

Сила называется *консервативной* (или *потенциальной*), если работа этой силы не зависит от формы траектории и определяется только начальным и конечным положением тела.

Пусть, например, тело под действием консервативной силы \vec{F} переместилось из начальной точки 1 в конечную точку 2 (рис. 16). Тогда работа A силы \vec{F} зависит только от положения самих точек 1 и 2, но не от траектории движения тела. Например, для траекторий $1 \rightarrow a \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow b \rightarrow 2$ величина A будет одинаковой.

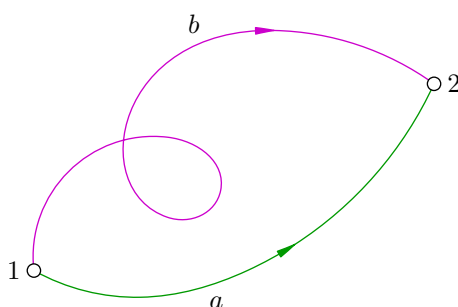


Рис. 16. К понятию консервативной силы

Отметим, что *работа консервативной силы по любому замкнутому пути равна нулю*. Действительно, давайте выйдем из точки 1 по траектории $1 \rightarrow a \rightarrow 2$ и вернёмся назад по траектории $2 \rightarrow b \rightarrow 1$. На первой траектории сила совершит работу A , а на второй траектории работа будет равна $-A$. В итоге суммарная работа окажется нулевой.

Так вот, понятие потенциальной энергии можно ввести только в случае консервативной силы. *Потенциальная энергия W* — это математическое выражение, зависящее от координат тела, такое, что работа силы равна изменению этого выражения со знаком минус:

$$A = -\Delta W. \quad (8)$$

Или, что то же самое:

$$A = -(W_2 - W_1) = W_1 - W_2.$$

Как видим, работа консервативной силы есть разность значений потенциальной энергии, вычисленных соответственно для начального и конечного положений тела.

Примеры консервативных сил вам хорошо известны. Например, сила тяжести является консервативной. Сила упругости пружины тоже консервативна. Именно поэтому мы можем говорить о потенциальной энергии тела, поднятого над землёй, или о потенциальной энергии деформированной пружины.

А вот сила трения не консервативна: работа силы трения зависит от формы траектории и не равна нулю на замкнутом пути. Поэтому не существует никакой «потенциальной энергии тела в поле силы трения».

4.2 Потенциальность электростатического поля

Оказывается, что сила, с которой электростатическое поле действует на заряженное тело, также является консервативной. Работа этой силы, совершаемая при перемещении заряда, называется *работой электростатического поля*. Имеем, таким образом, важнейший факт:

Работа электростатического поля не зависит от формы траектории, по которой перемещается заряд, и определяется лишь начальным и конечным положениями заряда. Работа поля по замкнутому пути равна нулю.

Этот факт называется также *потенциальностью* электростатического поля. Как и поле силы тяжести, электростатическое поле является *потенциальным*. Работа электростатического поля одинакова для всех путей, по которым заряд может двигаться из одной фиксированной точки пространства в другую.

Строгое математическое доказательство потенциальности электростатического поля выходит за рамки школьной программы. Однако «на физическом уровне строгости» мы можем убедиться в справедливости этого факта с помощью следующего простого рассуждения.

Нетрудно видеть, что если бы электростатическое поле не было потенциальным, то можно было бы построить вечный двигатель! В самом деле, тогда существовала бы замкнутая траектория, при перемещении заряда по которой поле совершало бы положительную работу (и при этом никаких изменений в окружающих телах не происходило бы). Крутим себе заряд по этой траектории, черпаем неограниченное количество энергии ниоткуда — и все энергетические проблемы человечества решены :-). Но такого, увы, не наблюдается — это вопиющим образом противоречит закону сохранения энергии.

Так как электростатическое поле потенциально, мы можем говорить о потенциальной энергии заряда в этом поле. Начнём с простого и важного случая.

4.3 Потенциальная энергия заряда в однородном поле

Потенциальная энергия тела, поднятого над землёй, равна mgh . Случай заряда в однородном поле оказывается очень похожим на эту механическую ситуацию.

Рассмотрим однородное электростатическое поле E , линии напряжённости которого направлены вдоль оси X (рис. 17). Пусть положительный заряд q перемещается вдоль силовой линии из точки 1 (с координатой x_1) в точку 2 (с координатой x_2).

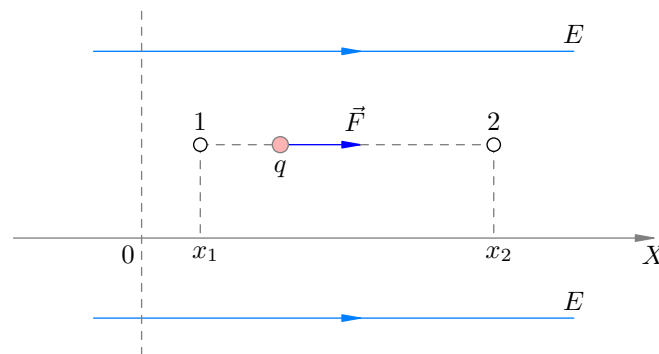


Рис. 17. Перемещение заряда в однородном поле

Поле действует на заряд с силой \vec{F} , которая направлена вдоль линий напряжённости. Работа этой силы, как легко видеть, будет равна:

$$A = F(x_2 - x_1) = qE(x_2 - x_1).$$

Что изменится, если точки 1 и 2 не лежат на одной линии напряжённости? Оказывается, ничего! Формула для работы поля останется той же самой. Убедимся в этом с помощью рис. 18.

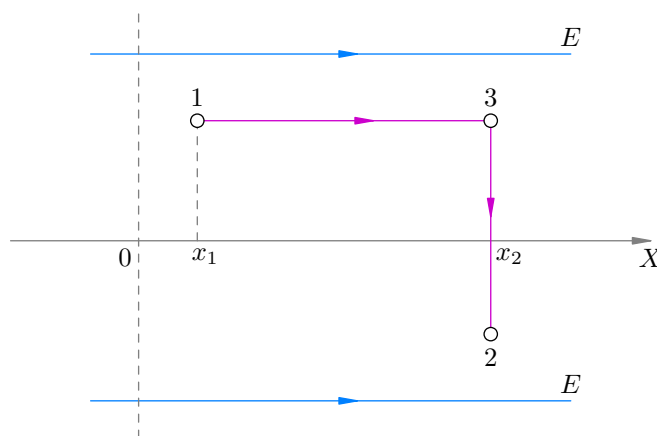


Рис. 18. Перемещение заряда в однородном поле

Двигаясь из точки 1 в точку 2, давайте выберем путь $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2$, где точка 3 лежит на одной силовой линии с точкой 1. Тогда работа A_{32} на участке 32 равна нулю — ведь мы перемещаемся перпендикулярно силе. В результате получим:

$$A = A_{13} + A_{32} = A_{13} = qE(x_2 - x_1).$$

Мы видим, что работа поля зависит лишь от *абсцисс* начального и конечного положений заряда.

Запишем полученную формулу следующим образом:

$$A = qEx_2 - qEx_1 = -((-qEx_2) - (-qEx_1)) = -(W_2 - W_1) = -\Delta W.$$

Здесь $W_1 = -qEx_1$, $W_2 = -qEx_2$. Работа поля, в соответствии с формулой (8), оказывается равна изменению со знаком минус величины

$$W = -qEx. \quad (9)$$

Эта величина и есть *потенциальная энергия заряда в однородном электростатическом поле*. Через x обозначена абсцисса точки, в которой ищется потенциальная энергия. Нулевой уровень потенциальной энергии в данном случае соответствует началу координат $x = 0$ и на рисунках изображён пунктирной линией, перпендикулярной линиям напряжённости⁴.

Напомним, что пока считается $q > 0$. Из формулы (9) следует, что при движении заряда вдоль силовой линии потенциальная энергия убывает с ростом x . Это естественно: ведь поле совершает положительную работу, разгоняя заряд, а кинетическая энергия заряда растёт за счёт убыли его потенциальной энергии.

Несложно показать, что формула (9) остаётся справедливой и для $q < 0$. В этом случае потенциальная энергия возрастает с ростом x . Это тоже понятно: ведь сила, с которой поле действует на заряд, теперь будет направлена влево, так что движение заряда вправо будет осуществляться против действия поля. Заряд тормозится полем, кинетическая энергия заряда уменьшается, а потенциальная энергия — увеличивается.

Итак, важный вывод: в формуле для потенциальной энергии через q обозначается *алгебраическая* величина заряда (с учётом знака), а не его модуль.

⁴На самом деле нулевой уровень потенциальной энергии можно выбирать где угодно. Иными словами, потенциальная энергия определена лишь с точностью до произвольной аддитивной постоянной C , т. е. $W = -qEx + C$. Ничего страшного в такой неопределённости нет: физическим смыслом обладает не потенциальная энергия сама по себе, а разность потенциальных энергий, равная работе поля. В этой разности константа C сократится.

4.4 Потенциальная энергия взаимодействия точечных зарядов

Пусть два точечных заряда q_1 и q_2 находятся в вакууме на расстоянии r друг от друга. Можно показать, что потенциальная энергия их взаимодействия даётся формулой:

$$W = \frac{kq_1q_2}{r}. \quad (10)$$

Мы принимаем формулу (10) без доказательства. Две особенности данной формулы следует обсудить.

Во-первых, где находится нулевой уровень потенциальной энергии? Ведь потенциальная энергия, как видно из формулы (10), в нуль обратиться не может. Но на самом деле нулевой уровень существует, и находится он *на бесконечности*. Иными словами, когда заряды расположены бесконечно далеко друг от друга, потенциальная энергия их взаимодействия полагается равной нулю (что логично — в этом случае заряды уже «не взаимодействуют»).

Во-вторых, q_1 и q_2 — это снова *алгебраические* величины зарядов, т. е. заряды с учётом их знака.

Например, потенциальная энергия взаимодействия двух одноимённых зарядов будет положительной. Почему? Если мы отпустим их, они начнут разгоняться и удаляться друг от друга. Их кинетическая энергия возрастает, стало быть потенциальная энергия — убывает. Но на бесконечности потенциальная энергия обращается в нуль, а раз она убывает к нулю, значит — она является положительной.

А вот потенциальная энергия взаимодействия разноимённых зарядов оказывается отрицательной. Действительно, давайте удалим их на очень большое расстояние друг от друга — так что потенциальная энергия равна нулю — и отпустим. Заряды начнут разгоняться, сближаясь, и потенциальная энергия снова убывает. Но если она была нулём, то куда ей убывать? Только в сторону отрицательных значений.

Формула (10) помогает также вычислить потенциальную энергию системы зарядов, если число зарядов больше двух. Для этого нужно просуммировать энергии каждой пары зарядов. Мы не будем выписывать общую формулу; лучше проиллюстрируем сказанное простым примером, изображённым на рис. 19.

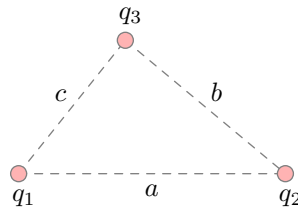


Рис. 19. Взаимодействие трёх зарядов

Если заряды q_1 , q_2 , q_3 находятся в вершинах треугольника со сторонами a , b , c , то потенциальная энергия их взаимодействия равна:

$$W = \frac{kq_1q_2}{a} + \frac{kq_2q_3}{b} + \frac{kq_1q_3}{c}.$$

4.5 Потенциал

Из формулы $W = -qEx$ мы видим, что потенциальная энергия заряда q в однородном поле прямо пропорциональна этому заряду.

То же самое мы видим из формулы $W = kq_1q_2/r$: потенциальная энергия заряда q_1 , находящегося в поле точечного заряда q_2 , прямо пропорциональна величине заряда q_1 .

Оказывается, это общий факт: потенциальная энергия W заряда q в любом электростатическом поле прямо пропорциональна величине q :

$$W = q\varphi. \quad (11)$$

Величина φ уже не зависит от заряда, является характеристикой поля и называется *потенциалом*:

$$\varphi = \frac{W}{q}. \quad (12)$$

Так, потенциал однородного поля E в точке с абсциссой x равен:

$$\varphi = -Ex. \quad (13)$$

Напомним, что ось X совпадает с линией напряжённости поля. Мы видим, что с ростом координаты x потенциал убывает. Иными словами, *вектор напряжённости поля указывает направление убывания потенциала*.

Для потенциала поля точечного заряда q на расстоянии r от него имеем:

$$\varphi = \frac{kq}{r}. \quad (14)$$

Единицей измерения потенциала служит хорошо известный вам *вольт*. Из формулы (12) мы видим, что В = Дж/Кл.

Итак, теперь у нас есть две характеристики поля: силовая (напряжённость) и энергетическая (потенциал). У каждой из них имеются свои преимущества и недостатки. Какую именно характеристику удобнее использовать — зависит от конкретной задачи.

4.6 Разность потенциалов

Пусть заряд q перемещается в электростатическом поле из точки 1 в точку 2. Траектория заряда, напомним, роли не играет — работа поля A от этой траектории не зависит и равна разности потенциальных энергий заряда в начальной и конечной точках:

$$A = -\Delta W = -(W_2 - W_1) = W_1 - W_2.$$

С учётом формулы (11) имеем:

$$A = q\varphi_1 - q\varphi_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (15)$$

Здесь φ_1 — потенциал поля в точке 1, φ_2 — потенциал поля в точке 2. Величина $\varphi_1 - \varphi_2$, от которой зависит работа поля, так и называется: *разность потенциалов*. Обратите внимание, что *разность потенциалов есть потенциал начальной точки минус потенциал конечной точки, а не наоборот!*

Разность потенциалов называется также *напряжением* между точками 1 и 2 и обозначается через U :

$$U = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (16)$$

Наряду с формулой (15) получаем тогда:

$$A = qU. \quad (17)$$

Записывая формулы (15) и (17) в виде:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A}{q}, \quad (18)$$

получаем полезное истолкование напряжения: *напряжение (или разность потенциалов) между данными точками — это работа поля по перемещению заряда из начальной точки в конечную, делённая на величину этого заряда.*

Как и потенциальная энергия, потенциал определён с точностью до прибавления произвольной постоянной C : в зависимости от выбора точки, в которой потенциал полагается равным нулю, эта постоянная примет то или иное значение. Но физическим смыслом обладает не потенциал сам по себе, а напряжение (разность потенциалов). При вычитании потенциалов константа C сократится, и напряжение будет уже однозначно определённой величиной, не зависящей от выбора начала отсчёта потенциала.

Выбор точки нулевого потенциала позволяет истолковать в терминах работы сам потенциал. Действительно, пусть 1 — данная точка, 2 — точка нулевого потенциала. Тогда в формуле (18) имеем: $\varphi_1 = \varphi$ (потенциал в данной точке), $\varphi_2 = 0$, $A = A_0$ — работа поля по перемещению заряда q из данной точки в точку с нулевым потенциалом. В результате:

$$\varphi = \frac{A_0}{q}. \quad (19)$$

Таким образом, *потенциал поля в данной точке — это работа поля по перемещению заряда из данной точки в точку нулевого потенциала, делённая на величину этого заряда.*

4.7 Принцип суперпозиции для потенциалов

Рассмотрим электрическое поле, создаваемое системой из n заряженных тел. Это поле можно рассматривать как наложение полей, создаваемых каждым телом в отдельности.

Принцип суперпозиции для потенциалов. Пусть φ — потенциал результирующего поля в данной точке, а $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$ — потенциалы полей каждого из тел. Тогда:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n. \quad (20)$$

Иными словами, потенциал результирующего поля равен алгебраической сумме потенциалов полей, создаваемых каждым из тел в отдельности.

Принцип суперпозиции для потенциалов вытекает из формулы (19) и из того факта, что работа равнодействующей силы есть сумма работ её слагаемых.

4.8 Однородное поле: связь напряжения и напряжённости

Предположим, что положительный заряд q перемещается в однородном электростатическом поле по направлению силовой линии из точки 1 в точку 2 (рис. 20). Расстояние между точками равно d .

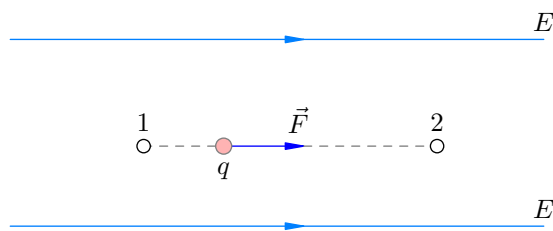


Рис. 20. К выводу формулы $U = Ed$

С одной стороны, работа поля равна произведению силы на путь:

$$A = Fd = qEd.$$

Работа получается положительной, так как сила и перемещение сонаправлены.

С другой стороны, работа поля есть произведение заряда на разность потенциалов между точками 1 и 2:

$$A = qU.$$

(Напряжение также положительно, так как $\varphi_1 > \varphi_2$ — ведь напряжённость направлена в сторону убывания потенциала.) Приравнявая правые части последних двух формул, получим: $qU = qEd$, откуда

$$U = Ed. \quad (21)$$

Эта простая формула позволяет находить напряжение между точками однородного поля E , находящимися на одной силовой линии; при этом напряжённость поля направлена от начальной точки к конечной.

Выразим из формулы (21) напряжённость:

$$E = \frac{U}{d}. \quad (22)$$

Эта формула пригодится нам впоследствии, при нахождении напряжённости поля в конденсаторе. А сейчас обратим внимание на одно следствие данной формулы: *единицей измерения напряжённости является В/м*. Эта единица используется чаще, чем первоначальная Н/Кл. Что ж, немало вещей пришлось узнать, чтобы понять равенство Н/Кл = В/м :-)

4.9 Эквипотенциальные поверхности

Как вы помните, введение силовой характеристики поля (напряжённости) дало возможность изображать поле графически — в виде картины линий напряжённости, или силовых линий.

Энергетическая характеристика поля (потенциал) также позволяет дать графическую картину поля — в виде семейства эквипотенциальных поверхностей.

Поверхность в пространстве называется *эквипотенциальной*, если во всех точках этой поверхности потенциал электрического поля принимает одно и то же значение. Коротко говоря, эквипотенциальные поверхности — это поверхности равного потенциала.

Например, из формулы $\varphi = -Ex$ мы видим, что эквипотенциальными поверхностями однородного поля являются всевозможные плоскости $x = \text{const}$. Они перпендикулярны линиям напряжённости. Так, на рис. 21 изображены пять плоскостей — эквипотенциальных поверхностей, отвечающих значениям потенциала $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ и φ_5 .

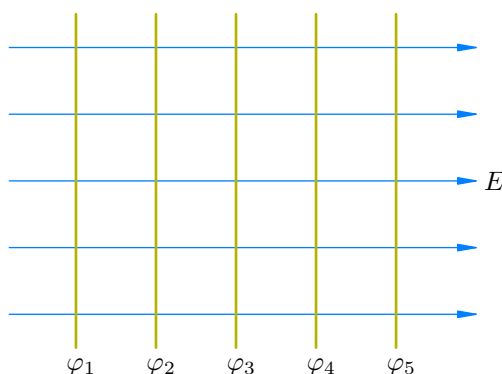


Рис. 21. Эквипотенциальные поверхности однородного поля

Теперь рассмотрим нашу вторую стандартную ситуацию: поле точечного заряда $q > 0$. Потенциал этого поля, как мы уже видели, равен:

$$\varphi = \frac{kq}{r}.$$

Эквипотенциальными поверхностями здесь будут всевозможные сферы $r = \text{const}$. Они также перпендикулярны линиям напряжённости. На рис. 22 показаны четыре такие сферы — эквипотенциальные поверхности, отвечающие значениям потенциала $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ и φ_4 .

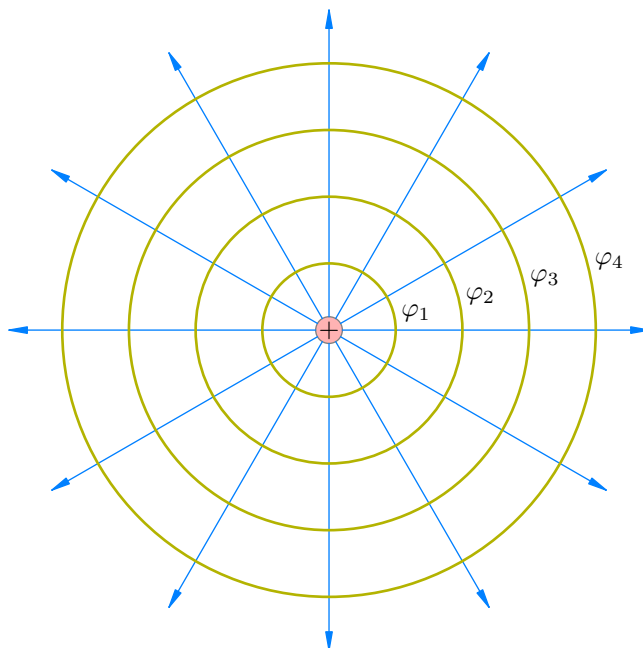


Рис. 22. Эквипотенциальные поверхности поля точечного заряда

Оказывается, *эквипотенциальные поверхности всегда перпендикулярны линиям напряжённости*. Нетрудно понять, почему это так. Предположим, что заряд перемещается по эквипотенциальной поверхности. Работа поля при этом равна нулю: $A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = 0$, так как $\varphi_1 = \varphi_2$. Значит, угол между перемещением заряда и силой, с которой поле действует на заряд, всё время остаётся прямым. Иными словами, заряд перемещается перпендикулярно вектору напряжённости.

5 Проводники в электрическом поле

Если полюса батарейки замкнуть металлической проволокой, по ней пойдёт электрический ток. Заменяем проволоку стеклянной палочкой — никакого тока не возникнет. Металл является проводником, а стекло — диэлектриком.

Проводники отличаются от диэлектриков наличием *свободных зарядов* — заряженных частиц, положение которых не связано с какой-то точкой внутри вещества. Свободные заряды приходят в движение под действием электрического поля и могут перемещаться по всему объёму проводника.

Проводники — это в первую очередь металлы. В металлах свободными зарядами являются свободные электроны. Откуда они там берутся? Это особенность металлической связи. Дело в том, что валентный электрон, находящийся на внешней электронной оболочке атома металла, весьма слабо связан с атомом. При взаимодействии атомов металла их валентные электроны покидают свои оболочки, «отправляясь в путешествие» по всему пространству металла⁵.

Проводниками являются также электролиты. Так называются растворы и расплавы, свободные заряды в которых возникают в результате диссоциации молекул на положительные и отрицательные ионы. Бросим, например, в стакан воды щепотку поваренной соли. Молекулы NaCl распадутся на ионы Na^+ и Cl^- . Под действием электрического поля эти ионы начнут упорядоченное движение, и возникнет электрический ток.

Природная вода, даже пресная, является проводником из-за растворённых в ней солей⁶ (но, конечно, не таким хорошим, как металлы). Человеческое тело в основном состоит из воды, в которой также растворены соли (хлориды натрия, калия, кальция, магния). Поэтому наше тело также служит проводником электрического тока.

Из-за наличия свободных зарядов, способных перемещаться по всему объёму, проводники обладают некоторыми характерными общими свойствами.

5.1 Поле внутри проводника

Первое общее свойство проводников в электростатическом поле состоит в том, что *напряжённость поля внутри проводника везде равна нулю*.

Докажем от противного, как в математике. Предположим, что в какой-то области проводника имеется электрическое поле. Тогда под действием этого поля свободные заряды проводника начнут направленное движение. Возникнет электрический ток — а это противоречит тому, что мы находимся в электростатике.

Конечно, такое рассуждение не оставляет ощущения удовлетворённости. Хотелось бы понять, *почему* обнуляется поле внутри проводника. Давайте попробуем.

Рассмотрим незаряженный проводящий шар, помещённый во внешнее электростатическое поле E . Для простоты считаем это поле однородным, но наши рассуждения останутся верными и в общем случае.

Под действием электрического поля E свободные электроны нашего шара скапливаются в левом его полушарии, которое заряжается отрицательно. Справа остаётся нескомпенсированный положительный заряд. Возникновение этих зарядов, как вы помните, называется электростатической индукцией: заряды на поверхности проводника индуцируются (т. е. наводятся) внешним электростатическим полем. Подчеркнём ещё раз, что происходит реальное разделение зарядов: если сейчас распилить шар по диаметру в вертикальной плоскости, то получатся два разноимённо заряженных полушария.

⁵В узлах кристаллической решётки остаются положительные ионы. Казалось бы, они должны разлететься под действием кулоновских сил. Но нет — промежутки между ионами заполнены «газом» свободных электронов, который играет роль клея, держащего всю кристаллическую решётку

⁶Поэтому нельзя купаться во время грозы!

Индукцированные заряды создают своё поле E_i , направление которого внутри шара оказывается противоположным внешнему полю (рис. 23).

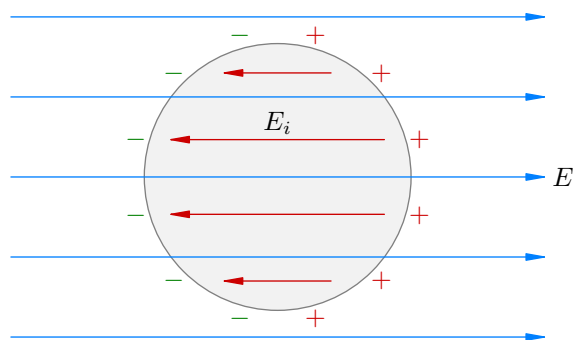


Рис. 23. $E_i = E$

Перестроение свободных зарядов шара продолжается до тех пор, пока поле E_i не компенсирует полностью внешнее поле E во всей области внутри шара. При наступлении этого момента (а наступает он почти мгновенно) результирующее поле внутри шара станет равным нулю, дальнейшее движение зарядов прекратится, и они окончательно займут свои фиксированные статические положения на поверхности шара.

А что будет в области снаружи шара? Поле E_i и тут наложится на внешнее поле E , искажая его тем сильнее, чем ближе к шару расположена точка наблюдения. На больших расстояниях от шара внешнее поле почти не изменится. В результате картина линий напряжённости будет иметь примерно следующий вид (рис. 24).

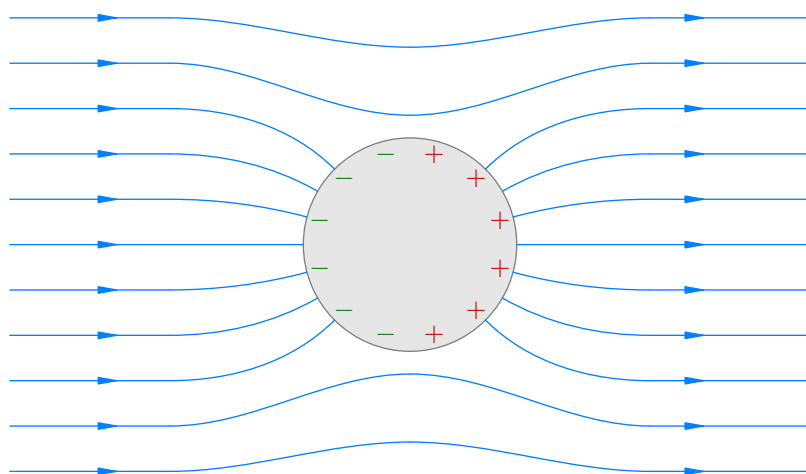


Рис. 24. Поле внутри проводника равно нулю

До сих пор наши рассуждения относились к случаю незаряженного проводника. Что изменится, если проводнику, помещённому в электростатическое поле, сообщить вдобавок некоторый заряд q ?

Легко понять, что результирующее поле внутри проводника всё равно окажется равным нулю. В самом деле, заряд q начнёт перераспределяться по поверхности проводника таким образом, что поле E_i этого заряда внутри проводника будет направлено *против* внешнего электростатического поля E . Перераспределение будет продолжаться до тех пор, пока оба поля E и E_i не компенсируют друг друга во всей внутренней области проводника.

Таким образом, *поле внутри проводника равно нулю вне зависимости от того, заряжен проводник или нет*. Любой проводник, помещённый в электростатическое поле, как бы «выталкивает» внешнее поле из своей внутренней области.

5.2 Заряд внутри проводника

Следующий общее свойство проводников состоит в том, что *объёмная плотность зарядов внутри проводника везде равна нулю*. Сформулируем это более подробно.

Какую бы область внутри проводника мы ни взяли, её суммарный заряд окажется равен нулю. Нескомпенсированные заряды, если они имеются, располагаются целиком на поверхности проводника.

Строгое доказательство этого утверждения опирается на фундаментальную теорему Гаусса, которую в школе не проходят. А неформальное объяснение очень простое: если бы внутри проводника имелись нескомпенсированные заряды, то они создавали бы там электрическое поле. Но электрического поля внутри проводника нет — стало быть, нет и зарядов.

Отсюда следует ещё один замечательный факт: *если внутри проводника имеется полость, то поле в этой полости равно нулю*. В самом деле, создадим внутри проводника полость, изъев часть вещества. Поле как было равно нулю до изъятия, так нулевым и останется — ведь заряд вынутого вещества равен нулю! Наши манипуляции не изменили ту статическую конфигурацию зарядов на поверхности проводника, которая создаёт нулевое поле во всех точках внутри проводника.

На явлении исчезновения поля в полости внутри проводника основана так называемая *электростатическая защита*. Если нужно уберечь от внешних электростатических полей какое-либо устройство, его помещают в металлический ящик (или окружают металлической сеткой), обнуляя напряжённость поля в пространстве вокруг устройства.

5.3 Поле вне проводника

Теперь рассмотрим область пространства, внешнюю по отношению к проводнику. Оказывается, *линии напряжённости электрического поля входят в проводник (или выходят из него) перпендикулярно поверхности проводника*.

Посмотрите ещё раз на рис. 24. Вы видите, что любая силовая линия, пересекающая шар, направлена точно под прямым углом к его поверхности.

Почему так получается? Давайте снова проведём доказательство от противного. Предположим, что в некоторой точке поверхности проводника силовая линия не перпендикулярна поверхности. Тогда в данной точке имеется составляющая вектора напряжённости, направленная *по касательной* к поверхности проводника — так называемая *касательная составляющая* вектора напряжённости. Под действием этой касательной составляющей возникнет электрический ток — а это противоречит тому, что мы находимся в электростатике.

Иными словами, заряды на поверхности проводника (при помещении проводника во внешнее поле или при сообщении проводнику заряда) перестраиваются до тех пор, пока линии напряжённости, уходящие в окружающее пространство, в каждой точке поверхности проводника не окажутся перпендикулярны этой поверхности (а внутри проводника не исчезнут вовсе).

5.4 Потенциал проводника

Раньше мы говорили о потенциале той или иной *точки* электростатического поля. Большой интерес представляют множества точек, потенциал которых одинаков. Один пример такого множества мы знаем — это эквипотенциальные поверхности. Другим замечательным примером служит проводник.

Все точки проводника имеют одинаковый потенциал. Иными словами, разность потенциалов между любыми двумя точками проводника равна нулю.

В самом деле, если бы между какой-либо парой точек проводника существовала ненулевая разность потенциалов, возник бы ток от одной точки к другой — ведь в этом случае электрическое поле совершало бы ненулевую работу по перемещению зарядов между данными точками. Но в электростатике никакого тока быть не может.

Потенциал какой-либо (и тогда любой) точки проводника называется *потенциалом проводника*.

Как видим, проводник представляет собой «эквипотенциальный объём». В частности, поверхность проводника является эквипотенциальной поверхностью. Это даёт дополнительное объяснение утверждения предыдущего пункта — мы же знаем, что линии напряжённости электростатического поля перпендикулярны эквипотенциальным поверхностям.

5.5 Напряжённость и потенциал поля проводящей сферы

Рассмотрим металлическую сферу радиуса R , которой сообщён заряд q . Нас интересуют напряжённость и потенциал электростатического поля, создаваемое сферой в каждой точке пространства.

Везде далее сферу можно заменить шаром — от этого ровным счётом ничего не изменится.

Начнём с напряжённости поля. Внутри сферы, как мы уже знаем, напряжённость поля равна нулю. Вне сферы напряжённость оказывается такой же, как если бы заряд q был точечным и находился в центре сферы. Итак:

$$E = \begin{cases} \frac{kq}{r^2}, & \text{если } r \geq R; \\ 0, & \text{если } r < R. \end{cases}$$

На рис. 25 показаны линии напряжённости поля положительно заряженной сферы и график зависимости модуля вектора напряжённости от расстояния до центра сферы.

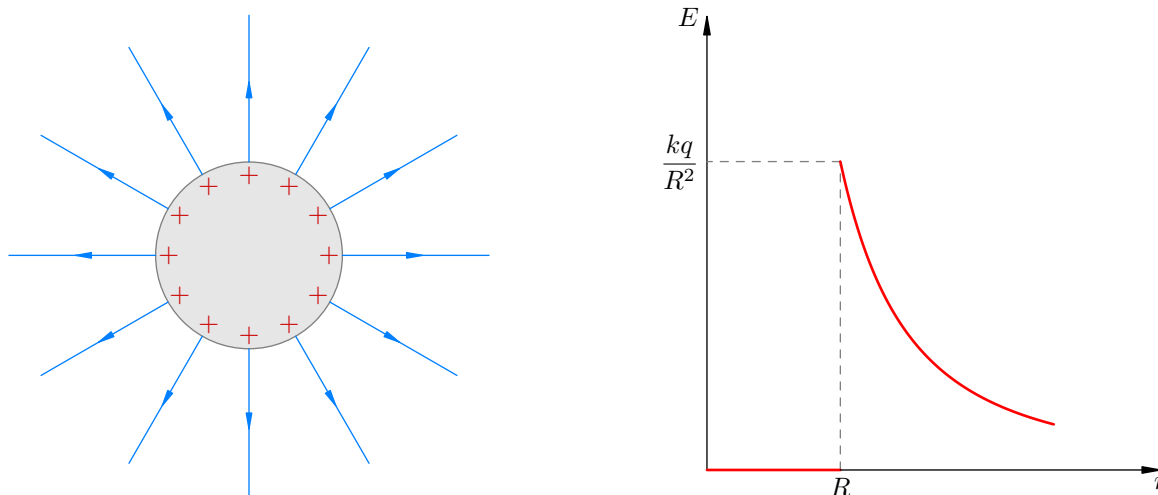


Рис. 25. Напряжённость поля заряженной сферы

Потенциал поля вне сферы равен потенциалу поля точечного заряда q , расположенного в центре сферы. Внутри сферы потенциал везде одинаков и совпадает с потенциалом точек поверхности сферы:

$$\varphi = \begin{cases} \frac{kq}{r}, & \text{если } r \geq R; \\ \frac{kq}{R}, & \text{если } r < R. \end{cases}$$

Вот как выглядит график зависимости потенциала положительно заряженной сферы от расстояния до её центра (рис. 26):

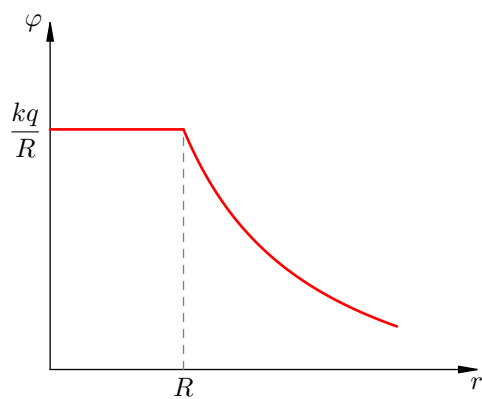


Рис. 26. Потенциал поля заряженной сферы

6 Диэлектрики в электрическом поле

В отличие от проводников, в *диэлектриках* нет свободных зарядов. Все заряды являются *связанными*: электроны принадлежат своим атомам, а ионы твёрдых диэлектриков колеблются вблизи узлов кристаллической решётки.

Соответственно, при помещении диэлектрика в электрическое поле не возникает направленного движения зарядов⁷. Поэтому для диэлектриков не проходят наши доказательства свойств проводников — ведь все эти рассуждения опирались на возможность появления тока. И действительно, ни одно из четырёх свойств проводников, сформулированных в предыдущей статье, не распространяется на диэлектрики.

1. Напряжённость электрического поля внутри диэлектрика может быть не равна нулю.
2. Объёмная плотность заряда в диэлектрике может быть отличной от нуля.
3. Линии напряжённости могут быть не перпендикулярны поверхности диэлектрика.
4. Различные точки диэлектрика могут иметь разный потенциал. Стало быть, говорить о «потенциале диэлектрика» не приходится.

6.1 Диэлектрическая проницаемость

Но тем не менее, одно важнейшее общее свойство у диэлектриков имеется, и вам оно известно (вспомните формулу напряжённости поля точечного заряда в диэлектрике!). *Напряжённость поля уменьшается внутри диэлектрика в некоторое число ϵ раз по сравнению с вакуумом.* Величина ϵ даётся в таблицах и называется *диэлектрической проницаемостью* диэлектрика.

Давайте разберёмся, каковы причины ослабления поля в диэлектрике. Рассмотрим диэлектрик, помещённый во внешнее однородное (для простоты) поле E_0 . Опыт показывает, что на противоположных поверхностях диэлектрика появляются заряды разных знаков.

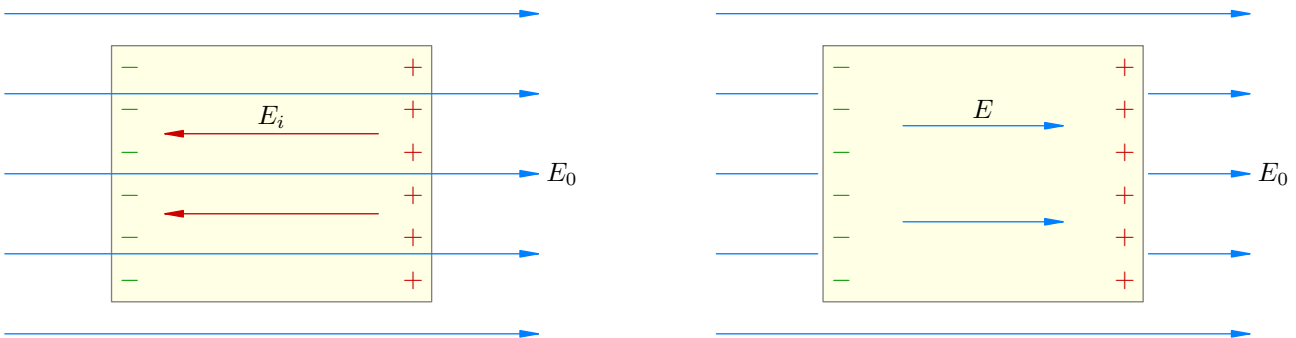


Рис. 27. Ослабление поля внутри диэлектрика

Эти индуцированные заряды расположены так, что создаваемое ими поле E_i внутри диэлектрика направлено *против* внешнего поля E_0 (рис. 27, слева). При этом $E_i < E_0$, так что внешнее поле ослабляется лишь частично (а не гасится полностью, как внутри проводника). Результирующее поле внутри диэлектрика равно:

$$E = E_0 - E_i.$$

⁷Впрочем, в достаточно сильном электрическом поле может случиться *пробой диэлектрика* (пример — молния во время грозы). Подобное явление мы изучим позже, при рассмотрении электрического тока в газах.

Мы видим, что $E < E_0$. Данный факт как раз и подчёркивается следующей формой записи:

$$E = \frac{E_0}{\varepsilon}.$$

Результирующее поле E направлено в ту же сторону, что и внешнее поле E_0 (рис. 27, справа; искажение поля снаружи диэлектрика считаем пренебрежимо малым).

Хорошо, но откуда в диэлектрике берутся поверхностные индуцированные заряды? Это — явление *поляризации*, свойственное всем диэлектрикам. Механизмы поляризации могут быть различными. Мы рассмотрим два типа поляризации: ориентационную и электронную.

6.2 Полярные диэлектрики

Молекулы *полярных* диэлектриков с точки зрения электрических свойств являются диполями.

Диполь — это система двух одинаковых по модулю и противоположных по знаку зарядов, находящихся на некотором расстоянии друг от друга (рис. 28).



Рис. 28. Диполь

Например, в молекуле поваренной соли NaCl одинокий внешний электрон натрия захватывается атомом хлора (которому как раз недостаёт одного электрона до полного комплекта из 8 электронов на внешней оболочке). Молекула становится диполем, состоящим из положительного иона Na^+ и отрицательного иона Cl^- .

Как диполи ведут себя молекулы воды. Это связано с геометрией их строения: молекула воды похожа на треугольник, в вершинах которого расположены два атома водорода и один атом кислорода. В результате центры положительных и отрицательных зарядов молекулы оказываются в разных местах, что и наделяет молекулу свойствами диполя.

К полярным диэлектрикам относятся также низкомолекулярные спирты и ряд других веществ.

При отсутствии внешнего электрического поля молекулы-диполи полярного диэлектрика, совершая хаотическое тепловое движение, ориентированы в самых разных направлениях. Электрические поля этих диполей полностью компенсируют друг друга, и результирующее поле равно нулю во всех областях диэлектрика.

Но если поместить такой диэлектрик во внешнее поле E_0 , то оно «развернёт» диполи так, что они окажутся ориентированными вдоль линий напряжённости («минусы» диполей повернутся влево — к тем «плюсам», которые создают внешнее поле). Это показано на рис. 29.

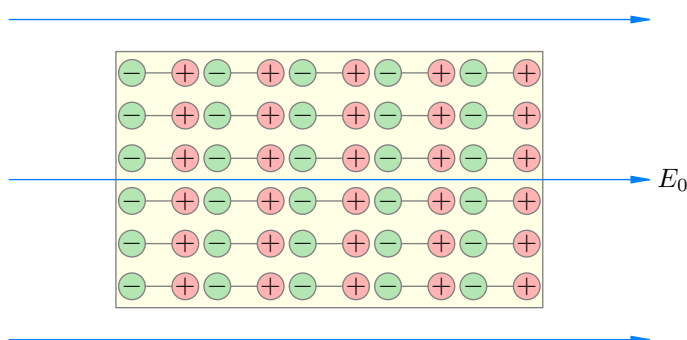


Рис. 29. Ориентационная поляризация

Разумеется, в реальности не будет столь идеально правильного порядка расположения диполей — ведь они по-прежнему совершают хаотическое тепловое движение. Но теперь у диполей появится *преимущественная* ориентация — вдоль линий напряжённости внешнего поля.

Итак, что же мы видим на рис. 29? Внутри диэлектрика заряды диполей по-прежнему компенсируют друг друга. Однако на *внешних поверхностях диэлектрика* появляются *нескомпенсированные заряды*: справа — *положительные*, слева — *отрицательные*. Именно эти заряды и показаны на рис. 27; благодаря им как раз и возникает встречное поле E_i , ослабляющее внешнее поле E_0 .

Итак, механизм ориентационной поляризации ясен: поворот молекул-диполей и их ориентация вдоль линий напряжённости внешнего поля.

6.3 Неполлярные диэлектрики

Далеко не все диэлектрики являются полярными. Диэлектрик называется *неполярным*, если его молекулы имеют симметричное распределение положительных и отрицательных зарядов⁸ и потому не ведут себя как диполи. К неполярным диэлектрикам относятся, например, керосин, масло, воздух, инертные газы.

Тем не менее, поляризация наблюдается и у неполярных диэлектриков. Каков механизм поляризации в данном случае?

На рис. 30 слева изображена симметричная электронная орбита в атоме неполярного диэлектрика. При наложении внешнего поля E_0 эта орбита деформируется (рис. 30, справа): электрон смещается в сторону положительных зарядов, создающих внешнее поле.

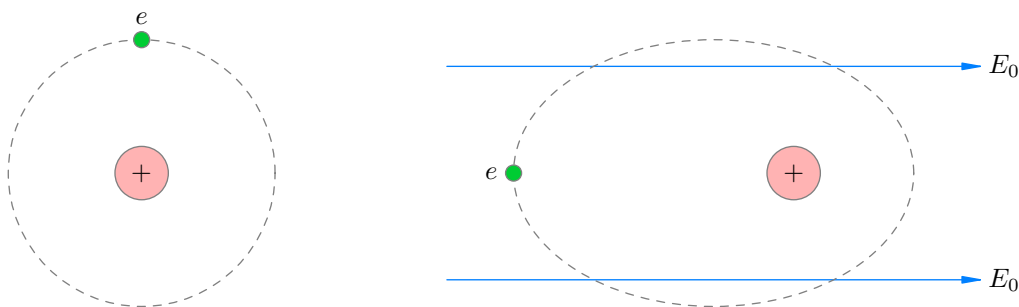


Рис. 30. Электронная поляризация

Мы видим, что во внешнем поле электрон будет проводить больше времени слева от ядра, нежели чем справа. Из-за этого центры положительных и отрицательных зарядов в атоме неполярного диэлектрика разойдутся в разные стороны. Соответственно, атомы или молекулы неполярного диэлектрика во внешнем поле также начнут вести себя подобно диполям, и мы приходим к такой же по сути картине, что и рис. 29 для случая ориентационной поляризации. Объяснение механизма ослабления поля внутри диэлектрика останется тем же самым.

Итак, электронная поляризация вызвана деформацией электронных оболочек атомов во внешнем электрическом поле. Разумеется, электронная поляризация присутствует и у полярных диэлектриков; но там она теряется на фоне куда более мощного эффекта разворота самих диполей.

⁸Разумеется, при отсутствии внешнего поля.

7 Конденсатор. Энергия электрического поля

Предыдущие два раздела были посвящены отдельному рассмотрению проводников и диэлектриков, помещённых в электрическое поле. Сейчас нам понадобится объединить эти знания. Дело в том, что большое практическое значение имеет совместное использование проводников и диэлектриков в специальных устройствах — *конденсаторах*.

Но прежде введём центральное понятие *электрической ёмкости*. Ёмкость является важной характеристикой изолированного проводника и систем проводников (к числу которых принадлежат конденсаторы).

7.1 Ёмкость уединённого проводника

Предположим, что заряженный проводник расположен настолько далеко от всех остальных тел, что взаимодействие зарядов проводника с окружающими телами можно не принимать во внимание. В таком случае проводник называется *уединённым*.

Потенциал всех точек нашего проводника, как мы знаем, имеет одно и то же значение φ , которое называется потенциалом проводника. Оказывается, что *потенциал уединённого проводника прямо пропорционален его заряду*. Коэффициент пропорциональности принято обозначать $1/C$, так что

$$\varphi = \frac{q}{C}.$$

Величина C называется *электрической ёмкостью* проводника и равна отношению заряда проводника к его потенциалу:

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (23)$$

Например, потенциал уединённого шара в вакууме равен:

$$\varphi = \frac{kq}{R} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R},$$

где q — заряд шара, R — его радиус. Отсюда ёмкость шара:

$$C = 4\pi\epsilon_0 R. \quad (24)$$

Если шар окружён средой-диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ , то его потенциал уменьшается в ϵ раз:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R}.$$

Соответственно, ёмкость шара в ϵ раз увеличивается:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (25)$$

Увеличение ёмкости при наличии диэлектрика — важнейший факт. Мы ещё встретимся с ним при рассмотрении конденсаторов.

Из формул (24) и (25) мы видим, что ёмкость шара зависит только от его радиуса и диэлектрической проницаемости окружающей среды. То же самое будет и в общем случае: *ёмкость уединённого проводника не зависит от его заряда; она определяется лишь размерами и формой проводника, а также диэлектрической проницаемостью среды, окружающей проводник. От вещества проводника ёмкость также не зависит.*

В чём смысл понятия ёмкости? *Ёмкость показывает, какой заряд нужно сообщить проводнику, чтобы увеличить его потенциал на 1 В.* Чем больше ёмкость — тем, соответственно, больший заряд требуется поместить для этого на проводник.

Единицей измерения ёмкости служит *фарад* (Φ). Из определения ёмкости (23) видно, что $\Phi = \text{Кл}/\text{В}$.

Давайте ради интереса вычислим ёмкость земного шара (он является проводником!). Радиус считаем приближённо равным 6400 км.

$$C = 4\pi\varepsilon_0 R \approx 4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 6400 \cdot 10^3 \approx 712 \text{ мк}\Phi.$$

Как видите, 1Φ — это очень большая ёмкость.

Единица измерения ёмкости полезна ещё и тем, что позволяет сильно сэкономить на обозначении размерности диэлектрической постоянной ε_0 . В самом деле, выразим ε_0 из формулы (24):

$$\varepsilon_0 = \frac{C}{4\pi R}.$$

Следовательно, диэлектрическая постоянная может измеряться в $\Phi/\text{м}$:

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}.$$

Так легче запомнить, не правда ли?

7.2 Ёмкость плоского конденсатора

Ёмкость уединённого проводника на практике используется редко. В обычных ситуациях проводники не являются уединёнными. Заряженный проводник взаимодействует с окружающими телами и наводит на них заряды, а потенциал поля этих индуцированных зарядов (по принципу суперпозиции!) изменяет потенциал самого проводника. В таком случае уже нельзя утверждать, что потенциал проводника будет прямо пропорционален его заряду, и понятие ёмкости проводника самого по себе фактически утрачивает смысл.

Можно, однако, создать систему заряженных проводников, которая даже при накоплении на них значительного заряда почти не взаимодействует с окружающими телами. Тогда мы сможем снова говорить о ёмкости — но на сей раз о ёмкости этой системы проводников.

Наиболее простым и важным примером такой системы является *плоский конденсатор*. Он состоит из двух параллельных металлических пластин (называемых *обкладками*), разделённых слоем диэлектрика. При этом расстояние между пластинами много меньше их собственных размеров.

Обозначение конденсатора на электрической схеме показано на рис. 31.



Рис. 31. Конденсатор

Для начала мы рассмотрим *воздушный* конденсатор, у которого между обкладками находится воздух ($\varepsilon = 1$).

Пусть заряды обкладок равны $+q$ и $-q$. Именно так и бывает в реальных электрических схемах: заряды обкладок равны по модулю и противоположны по знаку. Величина q — заряд положительной обкладки — называется *зарядом конденсатора*.

Пусть S — площадь каждой обкладки. Найдём поле, создаваемое обкладками в окружающем пространстве.

Поскольку размеры обкладок велики по сравнению с расстоянием между ними, поле каждой обкладки вдали от её краёв можно считать однородным полем бесконечной заряженной плоскости:

$$E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}.$$

Здесь E_+ — напряжённость поля положительной обкладки, E_- — напряжённость поля отрицательной обкладки, σ — поверхностная плотность зарядов на обкладке:

$$\sigma = \frac{q}{S}.$$

На рис. 32 (слева) изображены векторы напряжённости поля каждой обкладки в трёх областях: слева от конденсатора, внутри конденсатора и справа от конденсатора.

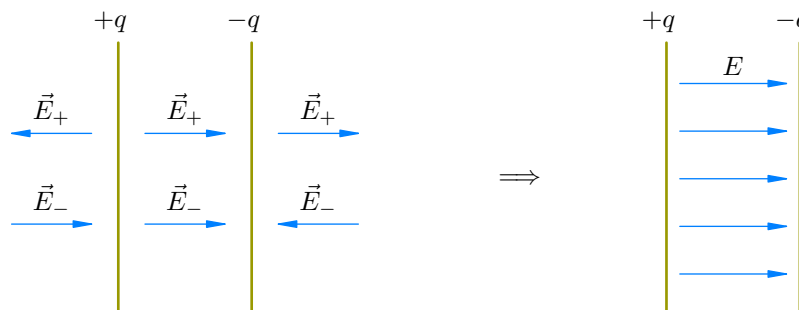


Рис. 32. Электрическое поле плоского конденсатора

Согласно принципу суперпозиции, для результирующего поля \vec{E} имеем:

$$\vec{E} = \vec{E}_+ + \vec{E}_-.$$

Нетрудно видеть, что слева и справа от конденсатора поле обращается в нуль (поля обкладок погашают друг друга):

$$E = E_+ - E_- = 0.$$

Внутри конденсатора поле удваивается:

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

или

$$E = \frac{q}{\epsilon_0 S}. \quad (26)$$

Результирующее поле обкладок плоского конденсатора изображено на рис. 32 справа. Итак:

Внутри плоского конденсатора создаётся однородное электрическое поле, напряжённость которого находится по формуле (26). Снаружи конденсатора поле равно нулю, так что конденсатор не взаимодействует с окружающими телами.

Не будем забывать, однако, что данное утверждение выведено из предположения, будто обкладки являются бесконечными плоскостями. На самом деле их размеры конечны, и вблизи краёв обкладок возникают так называемые *краевые эффекты*: поле отличается от однородного и проникает в наружное пространство конденсатора. Но в большинстве ситуаций (и уж тем более в задачах ЕГЭ по физике) краевыми эффектами можно пренебречь и действовать так, словно утверждение, выделенное курсивом, является верным без всяких оговорок.

Пусть расстояние между обкладками конденсатора равно d . Поскольку поле внутри конденсатора является однородным, разность потенциалов U между обкладками равна произведению E на d (вспомните связь напряжения и напряжённости в однородном поле!):

$$U = Ed = \frac{qd}{\epsilon_0 S}. \quad (27)$$

Разность потенциалов между обкладками конденсатора, как видим, прямо пропорциональна заряду конденсатора. Данное утверждение аналогично утверждению «потенциал уединённого

проводника прямо пропорционален заряду проводника», с которого и начался весь разговор о ёмкости. Продолжая эту аналогию, определяем *ёмкость конденсатора* как отношение заряда конденсатора к разности потенциалов между его обкладками:

$$C = \frac{q}{U}. \quad (28)$$

Ёмкость конденсатора показывает, какой заряд ему нужно сообщить, чтобы разность потенциалов между его обкладками увеличилась на 1 В. Формула (28), таким образом, является модификацией формулы (23) для случая системы двух проводников — конденсатора.

Из формул (28) и (27) легко находим *ёмкость плоского воздушного конденсатора*:

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d}. \quad (29)$$

Она зависит только от геометрических характеристик конденсатора: площади обкладок и расстояния между ними.

Предположим теперь, что пространство между обкладками заполнено диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε . Как изменится ёмкость конденсатора?

Напряжённость поля внутри конденсатора уменьшится в ε раз. Соответственно, вместо формулы (26) теперь имеем:

$$E = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S}. \quad (30)$$

Напряжение на конденсаторе получается равным:

$$U = Ed = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S}. \quad (31)$$

Отсюда *ёмкость плоского конденсатора с диэлектриком*:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}. \quad (32)$$

Она зависит от геометрических характеристик конденсатора (площади обкладок и расстояния между ними) и от диэлектрической проницаемости диэлектрика, заполняющего конденсатор. Важное следствие формулы (32): *заполнение конденсатора диэлектриком увеличивает его ёмкость*.

7.3 Энергия заряженного конденсатора

Заряженный конденсатор обладает энергией. В этом можно убедиться на опыте. Если зарядить конденсатор и замкнуть его на лампочку, то (при условии, что ёмкость конденсатора достаточно велика) лампочка ненадолго загорится.

Следовательно, в заряженном конденсаторе запасена энергия, которая и выделяется при его разрядке. Нетрудно понять, что этой энергией является потенциальная энергия взаимодействия обкладок конденсатора — ведь обкладки, будучи заряжены разноимённо, притягиваются друг к другу.

Мы сейчас вычислим эту энергию, а затем увидим, что существует и более глубокое понимание происхождения энергии заряженного конденсатора.

Начнём с плоского воздушного конденсатора. Ответим на такой вопрос: какова сила притяжения его обкладок друг к другу? Величины используем те же: заряд конденсатора q , площадь обкладок S .

Возьмём на второй обкладке настолько маленькую площадку, что заряд q_0 этой площадки можно считать точечным. Данный заряд притягивается к первой обкладке с силой

$$F_0 = q_0 E_1,$$

где E_1 — напряжённость поля первой обкладки:

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} = \frac{q}{2\varepsilon_0 S}.$$

Следовательно,

$$F_0 = \frac{q_0 q}{2\varepsilon_0 S}.$$

Направлена эта сила параллельно линиям поля (т. е. перпендикулярно пластинам).

Результирующая сила F притяжения второй обкладки к первой складывается из всех этих сил F_0 , с которыми притягиваются к первой обкладке всевозможные маленькие заряды q_0 второй обкладки. При этом суммировании постоянный множитель $q/(2\varepsilon_0 S)$ вынесется за скобку, а в скобке просуммируются все q_0 и дадут q . В результате получим:

$$F = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 S}. \quad (33)$$

Предположим теперь, что расстояние между обкладками изменилось от начальной величины d_1 до конечной величины d_2 . Сила притяжения пластин совершает при этом работу:

$$A = F(d_1 - d_2).$$

Знак правильный: если пластины сближаются ($d_2 < d_1$), то сила совершает положительную работу, так как пластины притягиваются друг к другу. Наоборот, если удалять пластины ($d_2 > d_1$), то работа силы притяжения получается отрицательной, как и должно быть.

С учётом формул (33) и (29) имеем:

$$A = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 S}(d_1 - d_2) = \frac{q^2 d_1}{2\varepsilon_0 S} - \frac{q^2 d_2}{2\varepsilon_0 S} = \frac{q^2}{2C_1} - \frac{q^2}{2C_2} = W_1 - W_2,$$

где $W_1 = q^2/(2C_1)$, $W_2 = q^2/(2C_2)$. Это можно переписать следующим образом:

$$A = -(W_2 - W_1) = -\Delta W,$$

где

$$W = \frac{q^2}{2C}. \quad (34)$$

Работа потенциальной силы F притяжения обкладок оказалась равна изменению со знаком минус величины W . Это как раз и означает, что W — потенциальная энергия взаимодействия обкладок, или *энергия заряженного конденсатора*.

Используя соотношение $q = CU$, из формулы (34) можно получить ещё две формулы для энергии конденсатора (убедитесь в этом самостоятельно!):

$$W = \frac{qU}{2}, \quad (35)$$

$$W = \frac{CU^2}{2}. \quad (36)$$

Особенно полезными являются формулы (34) и (36).

Допустим теперь, что конденсатор заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε . Сила притяжения обкладок уменьшится в ε раз, и вместо (33) получим:

$$F = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S}.$$

При вычислении работы силы F , как нетрудно видеть, величина ε войдёт в ёмкость C , и формулы (34)–(36) останутся неизменными. Ёмкость конденсатора в них теперь будет выражаться по формуле (32).

Итак, *формулы (34)–(36) универсальны: они справедливы как для воздушного конденсатора, так и для конденсатора с диэлектриком.*

7.4 Энергия электрического поля

Мы обещали, что после вычисления энергии конденсатора дадим более глубокое истолкование происхождения этой энергии. Что ж, приступим.

Рассмотрим воздушный конденсатор и преобразуем формулу (36) для его энергии:

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\varepsilon_0 S (Ed)^2}{d} \frac{1}{2} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} Sd.$$

Но $Sd = V$ — объём конденсатора. Получаем:

$$W = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} V. \quad (37)$$

Посмотрите внимательно на эту формулу. Она уже не содержит ничего, что являлось бы специфическим для конденсатора! Мы видим *энергию электрического поля E* , сосредоточенного в некотором объёме V .

Энергия конденсатора есть не что иное, как энергия заключённого внутри него электрического поля.

Итак, электрическое поле само по себе обладает энергией. Ничего удивительного для нас тут нет. Радиоволны, солнечный свет — это примеры распространения энергии, переносимой в пространстве электромагнитными волнами.

Величина $w = W/V$ — энергия единицы объёма поля — называется *объёмной плотностью энергии*. Из формулы (37) получим:

$$w = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}. \quad (38)$$

В этой формуле не осталось вообще никаких геометрических величин. Она даёт максимально чистую связь энергии электрического поля и его напряжённости.

Если конденсатор заполнен диэлектриком, то его ёмкость увеличивается в ε раз, и вместо формул (37) и (38) будем иметь:

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V, \quad (39)$$

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}. \quad (40)$$

Как видим, энергия электрического поля зависит ещё и от диэлектрической проницаемости среды, в которой поле находится.

Замечательно, что полученные формулы для энергии и плотности энергии выходят далеко за пределы электростатики: они справедливы не только для электростатического поля, но и для электрических полей, меняющихся во времени.

8 Постоянный электрический ток

Электрический ток обеспечивает комфортом жизнь современного человека. Технологические достижения цивилизации — энергетика, транспорт, радио, телевидение, компьютеры, мобильная связь — основаны на использовании электрического тока.

Электрический ток — это направленное движение заряженных частиц, при котором происходит перенос заряда из одних областей пространства в другие.

Электрический ток может возникать в самых различных средах: твёрдых телах, жидкостях, газах. Порой и среды никакой не нужно — ток может существовать даже в вакууме! Мы поговорим об этом в своё время, а пока приведём лишь некоторые примеры.

- Замкнём полюса батарейки металлическим проводом. Свободные электроны провода начнут направленное движение от «минуса» батарейки к «плюсу».

Это — пример тока в металлах.

- Бросим в стакан воды щепотку поваренной соли NaCl . Молекулы соли диссоциируют на ионы, так что в растворе появятся свободные заряды: положительные ионы Na^+ и отрицательные ионы Cl^- . Теперь засунем в воду два электрода, соединённые с полюсами батарейки. Ионы Na^+ начнут направленное движение к отрицательному электроду, а ионы Cl^- — к положительному.

Это — пример прохождения тока через раствор электролита.

- Грозовые тучи создают столь мощные электрические поля, что оказывается возможным пробой воздушного промежутка длиной в несколько километров. В результате сквозь воздух проходит гигантский разряд — молния.

Это — пример электрического тока в газе.

Во всех трёх рассмотренных примерах электрический ток обусловлен движением заряженных частиц внутри тела и называется *током проводимости*.

- Вот несколько иной пример. Будем перемещать в пространстве заряженное тело. Такая ситуация согласуется с определением тока! Направленное движение зарядов — есть, перенос заряда в пространстве — присутствует. Ток, созданный движением макроскопического заряженного тела, называется *конвекционным*.

Заметим, что не всякое движение заряженных частиц образует ток. Например, хаотическое тепловое движение зарядов проводника — не направленное (оно совершается в каких угодно направлениях), и потому током не является⁹.

Не будет током и поступательное движение электрически нейтрального тела: хотя заряженные частицы в его атомах и совершают направленное движение, не происходит переноса заряда из одних участков пространства в другие.

8.1 Направление электрического тока

Направление движения заряженных частиц, образующих ток, зависит от знака их заряда. Положительно заряженные частицы будут двигаться от «плюса» к «минусу», а отрицательно

⁹При возникновении тока свободные заряды продолжают совершать тепловое движение! Просто в этом случае к хаотическим перемещениям заряженных частиц добавляется их упорядоченный дрейф в определённом направлении.

заряженные — наоборот, от «минуса» к «плюсу». В электролитах и газах, например, присутствуют как положительные, так и отрицательные свободные заряды, и ток создаётся их встречным движением в обоих направлениях. Какое же из этих направлений принять за направление электрического тока?

Направлением тока принято считать направление движения положительных зарядов. Попросту говоря, по соглашению *ток течёт от «плюса» к «минусу»* (рис. 33; положительная клемма источника тока изображена длинной чертой, отрицательная клемма — короткой).

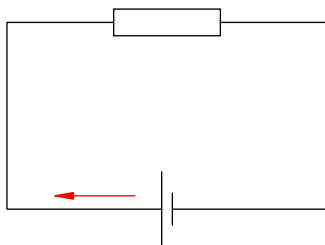


Рис. 33. Направление тока

Данное соглашение вступает в некоторое противоречие с наиболее распространённым случаем металлических проводников. В металле носителями заряда являются свободные электроны, и двигаются они от «минуса» к «плюсу». Но в соответствии с соглашением мы вынуждены считать, что направление тока в металлическом проводнике противоположно движению свободных электронов. Это, конечно, не очень удобно.

Тут, однако, ничего не поделаешь — придётся принять эту ситуацию как данность. Так уж исторически сложилось. Выбор направления тока был предложен Ампером¹⁰ в первой половине XIX века, за 70 лет до открытия электрона. К этому выбору все привыкли, и когда в 1916 году выяснилось, что ток в металлах вызван движением свободных электронов, ничего менять уже не стали.

8.2 Действие электрического тока

Как мы можем определить, протекает электрический ток или нет? О возникновении электрического тока можно судить по следующим его проявлениям.

1. *Тепловое действие тока.* Электрический ток вызывает нагревание вещества, в котором он протекает. Именно так нагреваются спирали нагревательных приборов и ламп накаливания. Именно поэтому мы видим молнию. В основе действия тепловых амперметров лежит тепловое расширение проводника с током, приводящее к перемещению стрелки прибора.
2. *Магнитное действие тока.* Электрический ток создаёт магнитное поле: стрелка компаса, расположенная рядом с проводом, при включении тока поворачивается перпендикулярно проводу. Магнитное поле тока можно многократно усилить, если обмотать провод вокруг железного стержня — получится электромагнит. На этом принципе основано действие амперметров магнитоэлектрической системы: электромагнит поворачивается в поле постоянного магнита, в результате чего стрелка прибора перемещается по шкале.
3. *Химическое действие тока.* При прохождении тока через электролиты можно наблюдать изменение химического состава вещества. Так, в растворе CuSO_4 положительные ионы Cu^{2+} двигаются к отрицательному электроду, и этот электрод покрывается медью.

¹⁰Договорённость о направлении тока понадобилась Амперу для того, чтобы дать чёткое правило определения направления силы, действующей на проводник с током в магнитном поле. Сегодня эту силу мы называем *силой Ампера*, направление которой определяется по *правилу левой руки*.

8.3 Сила и плотность тока

Электрический ток называется *постоянным*, если за равные промежутки времени через поперечное сечение проводника проходит одинаковый заряд. Постоянный ток наиболее прост для изучения. С него мы и начинаем.

Количественной характеристикой электрического тока является *сила тока*. В случае постоянного тока абсолютная величина силы тока есть отношение абсолютной величины заряда q , прошедшего через поперечное сечение проводника за время t , к этому самому времени:

$$I = \frac{q}{t}. \quad (41)$$

Измеряется сила тока в *амперах* (А)¹¹. При силе тока в 1 А через поперечное сечение проводника за 1 с проходит заряд в 1 Кл.

Подчеркнём, что формула (41) определяет абсолютную величину, или модуль силы тока. Сила тока может иметь ещё и знак! Этот знак не связан со знаком зарядов, образующих ток, и выбирается из иных соображений. А именно, в ряде ситуаций (например, если заранее не ясно, куда потечёт ток) удобно зафиксировать некоторое направление обхода цепи (скажем, против часовой стрелки) и считать силу тока положительной, если направление тока совпадает с направлением обхода, и отрицательной, если ток течёт против направления обхода¹².

В случае постоянного тока сила тока есть величина постоянная. Она показывает, какой заряд проходит через поперечное сечение проводника за 1 с.

Часто бывает удобно не связываться с площадью поперечного сечения и ввести величину *плотности тока*:

$$j = \frac{I}{S}, \quad (42)$$

где I — сила тока, S — площадь поперечного сечения проводника (разумеется, это сечение перпендикулярно направлению тока). С учётом формулы (41) имеем также:

$$j = \frac{q}{St}.$$

Плотность тока показывает, какой заряд проходит за единицу времени через единицу площади поперечного сечения проводника. Согласно формуле (42), плотность тока измеряется в А/м².

8.4 Скорость направленного движения зарядов

Когда мы включаем в комнате свет, нам кажется, что лампочка загорается мгновенно. Скорость распространения тока по проводам очень велика: она близка к 300000 км/с (скорости света в вакууме). Если бы лампочка находилась на Луне, она зажглась бы через секунду с небольшим.

Однако не следует думать, что с такой грандиозной скоростью двигаются свободные заряды, образующие ток. Оказывается, их скорость составляет всего-навсего доли миллиметра в секунду.

Почему же ток распространяется по проводам так быстро? Дело в том, что свободные заряды взаимодействуют друг с другом и, находясь под действием электрического поля источника тока, при замыкании цепи приходят в движение почти одновременно вдоль всего проводника. Скорость распространения тока есть скорость передачи электрического взаимодействия между

¹¹Единица силы тока определяется через магнитное взаимодействие проводов с током. А именно, пусть имеются два параллельных провода, очень длинных и тонких, расположенных в вакууме на расстоянии 1 м друг от друга. По этим проводам течёт одинаковый ток. Мы говорим, что сила тока равна 1 А, если сила взаимодействия проводов равна $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр провода.

¹²Сравните с тригонометрическим кругом: углы считаются положительными, если отсчитываются против часовой стрелки, и отрицательными, если по часовой стрелке.

свободными зарядами, и она близка к скорости света в вакууме. Скорость же, с которой сами заряды перемещаются внутри проводника, может быть на много порядков меньше.

Итак, подчеркнём ещё раз, что мы различаем две скорости.

1. *Скорость распространения тока.* Это — скорость передачи электрического сигнала по цепи. Близка к 300000 км/с.
2. *Скорость направленного движения свободных зарядов.* Это — средняя скорость перемещения зарядов, образующих ток. Называется ещё *скоростью дрейфа*.

Мы сейчас выведем формулу, выражающую силу тока I через скорость v направленного движения зарядов проводника.

Пусть проводник имеет площадь поперечного сечения S (рис. 34). Свободные заряды проводника будем считать положительными; величину свободного заряда обозначим e (в наиболее важном для практики случае металлического проводника это есть заряд электрона). Концентрация свободных зарядов (т. е. их число в единице объёма) равна n .

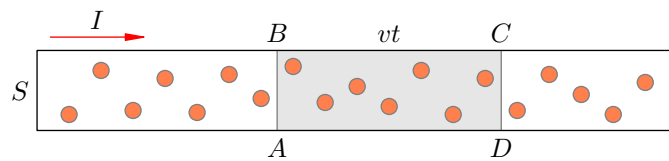


Рис. 34. К выводу формулы $I = envS$

Какой заряд q пройдёт через поперечное сечение AB нашего проводника за время t ?

С одной стороны, разумеется,

$$q = It. \tag{43}$$

С другой стороны, сечение AB пересекут все те свободные заряды, которые спустя время t окажутся внутри цилиндра $ABCD$ с высотой vt . Их число равно:

$$N = nV_{ABCD} = nSvt.$$

Следовательно, их общий заряд будет равен:

$$q = eN = envSvt. \tag{44}$$

Приравнивая правые части формул (43) и (44) и сокращая на t , получим:

$$I = envS. \tag{45}$$

Соответственно, плотность тока оказывается равна:

$$j = env.$$

Давайте в качестве примера посчитаем, какова скорость движения свободных электронов в медном проводе при силе тока 1 А.

Заряд электрона известен: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Чему равна концентрация свободных электронов? Она совпадает с концентрацией атомов меди, поскольку от каждого атома отщепляется по одному валентному электрону. Ну а концентрацию атомов мы находить умеем:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\nu N_A}{V} = \frac{m N_A}{\mu V} = \frac{\rho N_A}{\mu} = \frac{8900 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{0,0635} \approx 8,5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}.$$

Положим $S = 1 \text{ мм}^2$. Из формулы (45) получим:

$$v = \frac{I}{enS} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8,5 \cdot 10^{28} \cdot 10^{-6}} \approx 7,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Это порядка одной десятой миллиметра в секунду.

8.5 Стационарное электрическое поле

Мы всё время говорим о направленном движении зарядов, но ещё не касались вопроса о том, *почему* свободные заряды совершают такое движение. Почему, собственно, возникает электрический ток?

Для упорядоченного перемещения зарядов внутри проводника необходима сила, действующая на заряды в определённом направлении. Откуда берётся эта сила? Со стороны электрического поля!

Чтобы в проводнике протекал постоянный ток, внутри проводника должно существовать стационарное¹³ электрическое поле. Иными словами, между концами проводника нужно поддерживать постоянную разность потенциалов.

Стационарное электрическое поле должно создаваться зарядами проводников, входящих в электрическую цепь. Однако заряженные проводники сами по себе не смогут обеспечить протекание постоянного тока.

Рассмотрим, к примеру, два проводящих шара, заряженных разноимённо. Соединим их проводом. Между концами провода возникнет разность потенциалов, а внутри провода — электрическое поле. По проводу потечёт ток. Но по мере прохождения тока разность потенциалов между шарами будет уменьшаться, вслед за ней станет убывать и напряжённость поля в проводе. В конце концов потенциалы шаров станут равны друг другу, поле в проводе обратится в нуль, и ток исчезнет. Мы оказались в электростатике: шары плюс провод образуют единый проводник, в каждой точке которого потенциал принимает одно и то же значение; напряжённость поля внутри проводника равна нулю, никакого тока нет.

То, что электростатическое поле само по себе не годится на роль стационарного поля, создающего ток, ясно и из более общих соображений. Ведь электростатическое поле потенциально, его работа при перемещении заряда по замкнутому пути равна нулю. Следовательно, оно не может вызывать циркулирование зарядов по замкнутой электрической цепи — для этого требуется совершать ненулевую работу.

Кто же будет совершать эту ненулевую работу? Кто будет поддерживать в цепи разность потенциалов и обеспечивать стационарное электрическое поле, создающее ток в проводниках? Ответ — источник тока, важнейший элемент электрической цепи.

Чтобы в проводнике протекал постоянный ток, концы проводника должны быть присоединены к клеммам источника тока (батарейки, аккумулятора и т. д.).

Клеммы источника — это заряженные проводники. Если цепь замкнута, то заряды с клемм перемещаются по цепи — как в рассмотренном выше примере с шарами. Но теперь разность потенциалов между клеммами не уменьшается: источник тока непрерывно восполняет заряды на клеммах, поддерживая разность потенциалов между концами цепи на неизменном уровне.

В этом и состоит предназначение источника постоянного тока. Внутри него протекают процессы неэлектрического (чаще всего — химического) происхождения, которые обеспечивают непрерывное разделение зарядов. Эти заряды поставляются на клеммы источника в необходимом количестве.

Количественную характеристику неэлектрических процессов разделения зарядов внутри источника — так называемую ЭДС — мы изучим позже, в соответствующем листке.

А сейчас вернёмся к стационарному электрическому полю. Каким же образом оно возникает в проводниках цепи при наличии источника тока?

Заряженные клеммы источника создают на концах проводника электрическое поле. Свободные заряды проводника, находящиеся вблизи клемм, приходят в движение и действуют своим электрическим полем на соседние заряды. Со скоростью, близкой к скорости света, это взаимодействие передаётся вдоль всей цепи, и в цепи устанавливается постоянный электрический

¹³То есть — постоянное, не зависящее от времени.

ток. Стабилизируется и электрическое поле, создаваемое движущимися зарядами.

Стационарное электрическое поле — это поле свободных зарядов проводника, совершающих направленное движение.

Стационарное электрическое поле не меняется со временем потому, что при постоянном токе не меняется картина распределения зарядов в проводнике: на место заряда, покинувшего данный участок проводника, в следующий момент времени поступает точно такой же заряд. По этой причине стационарное поле во многом (но не во всём) аналогично полю электростатическому.

А именно, справедливы следующие два утверждения, которые понадобятся нам в дальнейшем (их доказательство даётся в вузовском курсе физики).

1. Как и электростатическое поле, стационарное электрическое поле *потенциально*. Это позволяет говорить о разности потенциалов (т. е. напряжении) на любом участке цепи¹⁴.

Потенциальность, напомним, означает, что работа стационарного поля по перемещению заряда не зависит от формы траектории. Именно поэтому при параллельном соединении проводников напряжение на каждом из них одинаково: оно равно разности потенциалов стационарного поля между теми двумя точками, к которым подключены проводники.

2. В отличие от электростатического поля, стационарное поле движущихся зарядов проникает внутрь проводника. Это объясняется тем, что свободные заряды, участвуя в направленном движении, не успевают должным образом перестраиваться и принимать «электростатические» конфигурации.

Линии напряжённости стационарного поля внутри проводника параллельны его поверхности, как бы ни изгибался проводник. Поэтому, как и в однородном электростатическом поле, справедлива формула $U = El$, где U — напряжение на концах проводника, E — напряжённость стационарного поля в проводнике, l — длина проводника.

¹⁴Именно эту разность потенциалов мы измеряем вольтметром.

9 Закон Ома

Рассмотрим некоторый элемент электрической цепи постоянного тока. Это может быть что угодно — например, металлический проводник, раствор электролита, лампочка накаливания или газоразрядная трубка.

Будем менять напряжение U , поданное на наш элемент, и измерять силу тока I , протекающего через него. Получим функциональную зависимость $I = I(U)$. Эта зависимость называется *вольт-амперной характеристикой* элемента и является важнейшим показателем его электрических свойств.

Вольт-амперные характеристики различных элементов цепи могут выглядеть по-разному. Очень простой вид имеет вольт-амперная характеристика металлического проводника. Эту зависимость экспериментально установил Георг Ом.

9.1 Закон Ома для участка цепи

Оказалось, что сила тока в металлическом проводнике прямо пропорциональна напряжению на его концах: $I \sim U$. Коэффициент пропорциональности принято записывать в виде $1/R$:

$$I = \frac{U}{R}. \quad (46)$$

Величина R называется *сопротивлением* проводника. Измеряется сопротивление в *омах* (Ом). Как видим, Ом=В/А.

Дадим словесную формулировку закона Ома.

Закон Ома для участка цепи. *Сила тока на участке цепи прямо пропорциональна напряжению на этом участке и обратно пропорциональна сопротивлению участка.*

Закон Ома оказался справедливым не только для металлов, но и для растворов электролитов.

Сформулированный закон имеет место для так называемого *однородного* участка цепи — участка, не содержащего источников тока. Закон Ома для неоднородного участка (на котором имеется источник тока) мы обсудим позже.

Вольт-амперная характеристика (46) является линейной функцией. Её графиком служит прямая линия (рис. 35).



Рис. 35. Вольт-амперная характеристика металлического проводника

По этой причине металлические проводники (и электролиты) называются *линейными элементами*. А вот газоразрядная трубка, например, является нелинейным элементом — её вольт-амперная характеристика уже не будет линейной функцией. Но об этом мы поговорим позднее.

9.2 Электрическое сопротивление

А сейчас давайте подумаем вот о чём. Пусть к концам проводника приложено постоянное напряжение U . Тогда на свободные заряды проводника действует сила со стороны стационарного электрического поля. Раз есть сила — значит, эти заряды должны двигаться с ускорением; скорость их направленного движения будет увеличиваться, а вместе с ней будет возрастать и сила тока. Но закон Ома гласит, что сила тока будет постоянной. Как же так?

Дело в том, что сила со стороны стационарного поля — не единственная сила, действующая на свободные заряды проводника.

Например, свободные электроны металла, совершая направленное движение, сталкиваются с ионами кристаллической решётки. Возникает своего рода сила сопротивления, действующая со стороны проводника на свободные заряды. Эта сила уравнивает электрическую силу, с которой на свободные заряды действует стационарное поле. В результате скорость направленного движения заряженных частиц не меняется по модулю¹⁵; вместе с ней остаётся постоянной и сила тока.

Так что величина R названа сопротивлением не случайно. Она и в самом деле показывает, в какой степени проводник «сопротивляется» прохождению тока.

9.3 Удельное сопротивление

Возьмём два проводника из одинакового материала с равными поперечными сечениями; пусть отличаются только их длины. Ясно, что сопротивление будет больше у того проводника, у которого больше длина. В самом деле, при большей длине проводника свободным зарядам труднее пройти сквозь него: каждый свободный электрон встретит на своём пути больше ионов кристаллической решётки. Аналогия такая: чем длиннее заполненная машинами улица, тем труднее будет через неё проехать.

Пусть теперь проводники отличаются только площадью поперечного сечения. Ясно, что чем больше площадь, тем меньше сопротивление проводника. Снова аналогия: чем шире шоссе, тем больше его пропускная способность, т. е. тем меньше его «сопротивление» движению машин.

Опыт подтверждает эти соображения и показывает, что сопротивление проводника прямо пропорционально его длине l и обратно пропорционально площади поперечного сечения S :

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (47)$$

Коэффициент пропорциональности ρ уже не зависит от геометрии проводника; он является характеристикой вещества проводника и называется *удельным сопротивлением* данного вещества. Величины удельных сопротивлений различных веществ можно найти в соответствующей таблице.

В каких единицах измеряется удельное сопротивление? Давайте выразим его из формулы (47):

$$\rho = \frac{RS}{l}.$$

Получим:

$$[\rho] = \frac{\text{Ом} \cdot \text{м}^2}{\text{м}} = \text{Ом} \cdot \text{м}.$$

Однако такая «теоретическая» единица измерения не всегда удобна. Она вынуждает при расчётах переводить площадь поперечного сечения в квадратные метры, тогда как на практике

¹⁵Точнее говоря, свободные электроны всё же двигаются равноускоренно, но только в промежутках между соударениями с ионами кристаллической решётки. В среднем же оказывается, что электроны перемещаются с постоянной скоростью.

чаще всего речь идёт о квадратных миллиметрах (для проводов, например). На такой случай предусмотрена «практическая» единица:

$$\frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}.$$

В таблице задачника Рымкевича удельное сопротивление даётся как в «теоретических» единицах, так и в «практических».

10 Соединения проводников

Есть два основных способа соединения проводников друг с другом — это *последовательное* и *параллельное* соединения. Различные комбинации последовательного и параллельного соединений приводят к *смешанному* соединению проводников.

Мы будем изучать свойства этих соединений, но сначала нам понадобится некоторая вводная информация.

10.1 Резисторы и подводящие провода

Проводник, обладающий сопротивлением R , мы называем *резистором* и изображаем следующим образом (рис. 36):

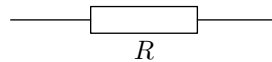


Рис. 36. Резистор

Напряжение на резисторе — это разность потенциалов стационарного электрического поля между концами резистора. Между какими именно концами? В общем-то, это неважно, но обычно удобно согласовывать разность потенциалов с направлением тока.

Ток в цепи течёт от «плюса» источника к «минусу». В этом направлении потенциал стационарного поля убывает. Напомним ещё раз, почему это так.

Пусть положительный заряд q перемещается по цепи из точки a в точку b , проходя через резистор R (рис. 37):

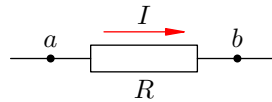


Рис. 37. $U = \varphi_a - \varphi_b$

Стационарное поле совершает при этом положительную работу $A = q(\varphi_a - \varphi_b)$. Так как $q > 0$ и $A > 0$, то и $\varphi_a - \varphi_b > 0$, т. е. $\varphi_a > \varphi_b$.

Поэтому напряжение на резисторе мы вычисляем как разность потенциалов в направлении тока: $U = \varphi_a - \varphi_b$.

Сопротивление подводящих проводов обычно пренебрежимо мало; на электрических схемах оно считается равным нулю. Из закона Ома следует тогда, что потенциал не меняется вдоль провода: ведь если $\varphi_a - \varphi_b = IR$ и $R = 0$, то $\varphi_a = \varphi_b$ (рис. 38):

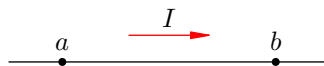


Рис. 38. $\varphi_a = \varphi_b$

Таким образом, при рассмотрении электрических цепей мы пользуемся идеализацией, которая сильно упрощает их изучение. А именно, мы считаем, что *потенциал стационарного поля изменяется лишь при переходе через отдельные элементы цепи, а вдоль каждого соединительного провода остаётся неизменным*. В реальных цепях потенциал монотонно убывает при движении от положительной клеммы источника к отрицательной.

10.2 Последовательное соединение

При *последовательном соединении* проводников конец каждого проводника соединяется с началом следующего за ним проводника.

Рассмотрим два резистора R_1 и R_2 , соединённых последовательно и подключённых к источнику постоянного напряжения U (рис. 39). Напомним, что положительная клемма источника обозначается более длинной чертой, так что ток в данной схеме течёт по часовой стрелке.

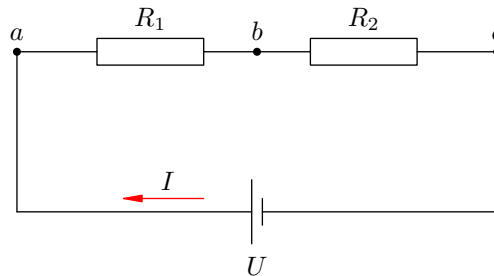


Рис. 39. Последовательное соединение

Сформулируем основные свойства последовательного соединения и проиллюстрируем их на этом простом примере.

1. При последовательном соединении проводников сила тока в них одинакова.

В самом деле, через любое поперечное сечение любого проводника за одну секунду будет проходить один и тот же заряд. Ведь заряды нигде не накапливаются, из цепи наружу не уходят и не поступают в цепь извне.

2. Напряжение на участке, состоящем из последовательно соединённых проводников, равно сумме напряжений на каждом проводнике.

Действительно, напряжение U_{ab} на участке ab — это работа поля по переносу единичного заряда из точки a в точку b ; напряжение U_{bc} на участке bc — это работа поля по переносу единичного заряда из точки b в точку c . Складываясь, эти две работы дадут работу поля по переносу единичного заряда из точки a в точку c , то есть напряжение U на всём участке: $U = U_{ab} + U_{bc}$.

Можно и более формально, без всяких словесных объяснений:

$$U = U_{ac} = \varphi_a - \varphi_c = (\varphi_a - \varphi_b) + (\varphi_b - \varphi_c) = U_{ab} + U_{bc}.$$

3. Сопротивление участка, состоящего из последовательно соединённых проводников, равно сумме сопротивлений каждого проводника.

Пусть R — сопротивление участка ac . По закону Ома имеем:

$$R = \frac{U}{I} = \frac{U_{ab} + U_{bc}}{I} = \frac{U_{ab}}{I} + \frac{U_{bc}}{I} = R_1 + R_2,$$

что и требовалось.

Можно дать интуитивно понятное объяснение правила сложения сопротивлений на одном частном примере. Пусть последовательно соединены два проводника из одинакового вещества и с одинаковой площадью поперечного сечения S , но с разными длинами l_1 и l_2 . Сопротивления проводников равны:

$$R_1 = \rho \frac{l_1}{S}, \quad R_2 = \rho \frac{l_2}{S}.$$

Эти два проводника образуют единый проводник длиной $l_1 + l_2$ и сопротивлением

$$R = \rho \frac{l_1 + l_2}{S} = \rho \frac{l_1}{S} + \rho \frac{l_2}{S} = R_1 + R_2.$$

Но это, повторяем, лишь частный пример. Сопротивления будут складываться и в самом общем случае — если различны также вещества проводников и их поперечные сечения. Доказательство этого даётся с помощью закона Ома, как показано выше.

Наши доказательства свойств последовательного соединения, приведённые для двух проводников, переносятся без существенных изменений на случай произвольного числа проводников.

10.3 Параллельное соединение

При *параллельном соединении* проводников их начала подсоединяются к одной точке цепи, а концы — к другой точке.

Снова рассматриваем два резистора, на сей раз соединённые параллельно (рис. 40).

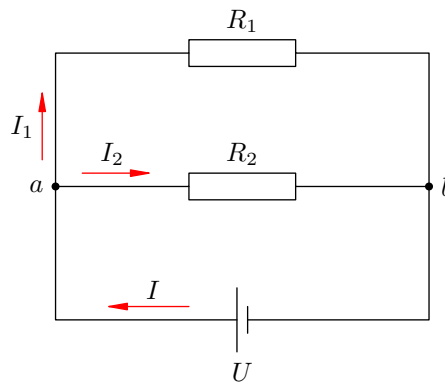


Рис. 40. Параллельное соединение

Резисторы подсоединены к двум точкам: a и b . Эти точки называются *узлами* или *точками разветвления* цепи. Параллельные участки называются также *ветвями*; участок от b к a (по направлению тока) называется *неразветвлённой частью* цепи.

Теперь сформулируем свойства параллельного соединения и докажем их для изображённого выше случая двух резисторов.

1. *Напряжение на каждой ветви одинаково и равно напряжению на неразветвлённой части цепи.*

В самом деле, оба напряжения U_1 и U_2 на резисторах R_1 и R_2 равны разности потенциалов между точками подключения:

$$U_1 = U_2 = \varphi_a - \varphi_b = U.$$

Этот факт служит наиболее отчётливым проявлением потенциальности стационарного электрического поля движущихся зарядов.

2. *Сила тока в неразветвлённой части цепи равна сумме сил токов в каждой ветви.*

Пусть, например, в точку a за время t из неразветвлённого участка поступает заряд q . За это же время t из точки a к резистору R_1 уходит заряд q_1 , а к резистору R_2 — заряд q_2 .

Ясно, что $q = q_1 + q_2$. В противном случае в точке a накапливался бы заряд, меняя потенциал данной точки, что невозможно (ведь ток постоянный, поле движущихся зарядов стационарно, и потенциал каждой точки цепи не меняется со временем). Тогда имеем:

$$I = \frac{q}{t} = \frac{q_1 + q_2}{t} = \frac{q_1}{t} + \frac{q_2}{t} = I_1 + I_2,$$

что и требовалось.

3. *Величина, обратная сопротивлению участка параллельного соединения, равна сумме величин, обратных сопротивлениям ветвей.*

Пусть R — сопротивление разветвлённого участка ab . Напряжение на участке ab равно U ; ток, текущий через этот участок, равен I . Поэтому:

$$\frac{U}{R} = I = I_1 + I_2 = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2}.$$

Сокращая на U , получим:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}, \quad (48)$$

что и требовалось.

Как и в случае последовательного соединения, можно дать объяснение данного правила на частном примере, не обращаясь к закону Ома.

Пусть параллельно соединены проводники из одного вещества с одинаковыми длинами l , но разными поперечными сечениями S_1 и S_2 . Тогда это соединение можно рассматривать как проводник той же длины l , но с площадью сечения $S = S_1 + S_2$. Имеем:

$$\frac{1}{R} = \frac{S}{\rho l} = \frac{S_1 + S_2}{\rho l} = \frac{S_1}{\rho l} + \frac{S_2}{\rho l} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}.$$

Приведённые доказательства свойств параллельного соединения без существенных изменений переносятся на случай любого числа проводников.

Из соотношения (48) можно найти R :

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}. \quad (49)$$

К сожалению, в общем случае n параллельно соединённых проводников компактного аналога формулы (49) не получается, и приходится довольствоваться соотношением

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}. \quad (50)$$

Тем не менее, один полезный вывод из формулы (50) сделать можно. Именно, пусть сопротивления всех n резисторов одинаковы и равны R_1 . Тогда:

$$\frac{1}{R} = \underbrace{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1} + \dots + \frac{1}{R_1}}_{n \text{ слагаемых}} = \frac{n}{R_1},$$

откуда

$$R = \frac{R_1}{n}.$$

Мы видим, что сопротивление участка из n параллельно соединённых одинаковых проводников в n раз меньше сопротивления одного проводника.

10.4 Смешанное соединение

Смешанное соединение проводников, как следует из названия, может являться совокупностью любых комбинаций последовательного и параллельного соединений, причём в состав этих соединений могут входить как отдельные резисторы, так и более сложные составные участки.

Расчёт смешанного соединения опирается на уже известные свойства последовательного и параллельного соединений. Ничего нового тут уже нет: нужно только аккуратно расчленив данную схему на более простые участки, соединённые последовательно или параллельно.

Рассмотрим пример смешанного соединения проводников (рис. 41).

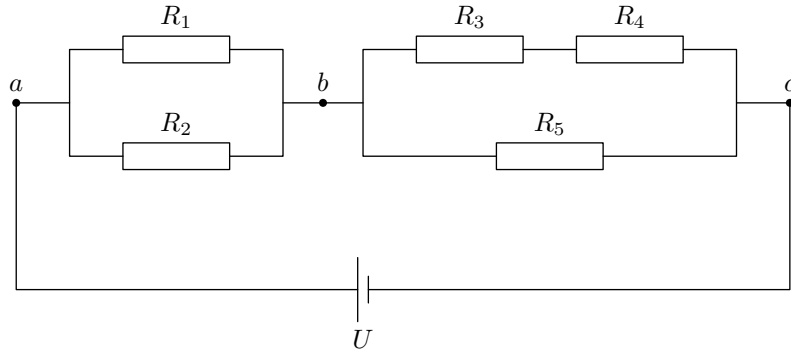


Рис. 41. Смешанное соединение

Пусть $U = 14$ В, $R_1 = 2$ Ом, $R_2 = 3$ Ом, $R_3 = 3$ Ом, $R_4 = 5$ Ом, $R_5 = 2$ Ом. Найдём силу тока в цепи и в каждом из резисторов.

Наша цепь состоит из двух последовательно соединённых участков ab и bc . Сопротивление участка ab :

$$R_{ab} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{2 \cdot 3}{2 + 3} = 1,2 \text{ Ом.}$$

Участок bc является параллельным соединением: два последовательно включённых резистора R_3 и R_4 подключены параллельно к резистору R_5 . Тогда:

$$R_{bc} = \frac{(R_3 + R_4)R_5}{(R_3 + R_4) + R_5} = \frac{(3 + 5) \cdot 2}{(3 + 5) + 2} = 1,6 \text{ Ом.}$$

Сопротивление цепи:

$$R = R_{ab} + R_{bc} = 1,2 + 1,6 = 2,8 \text{ Ом.}$$

Теперь находим силу тока в цепи:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{14}{2,8} = 5 \text{ А.}$$

Для нахождения тока в каждом резисторе вычислим напряжения на обоих участках:

$$U_{ab} = IR_{ab} = 5 \cdot 1,2 = 6 \text{ В;}$$

$$U_{bc} = IR_{bc} = 5 \cdot 1,6 = 8 \text{ В.}$$

(Заметим попутно, что сумма этих напряжений равна 14 В, т.е. напряжению в цепи, как и должно быть при последовательном соединении.)

Оба резистора R_1 и R_2 находятся под напряжением U_{ab} , поэтому:

$$I_1 = \frac{U_{ab}}{R_1} = \frac{6}{2} = 3 \text{ А;}$$

$$I_2 = \frac{U_{ab}}{R_2} = \frac{6}{3} = 2 \text{ А.}$$

(В сумме имеем 5 А, как и должно быть при параллельном соединении.)

Сила тока в резисторах R_3 и R_4 одинакова, так как они соединены последовательно:

$$I_3 = I_4 = \frac{U_{bc}}{R_3 + R_4} = \frac{8}{3 + 5} = 1 \text{ А.}$$

Стало быть, через резистор R_5 течёт ток $I_5 = I - I_3 = 5 - 1 = 4 \text{ А.}$

11 Работа и мощность тока

Электрический ток снабжает нас энергией. Сейчас мы будем учиться эту энергию вычислять.

Откуда вообще берётся эта энергия? Она возникает за счёт работы электрического поля по передвижению свободных зарядов в проводнике. Поэтому нахождение работы поля — наша первая задача.

11.1 Работа тока

Рассмотрим участок цепи, по которому течёт ток I . Напряжение на участке обозначим U , сопротивление участка равно R (рис. 42).

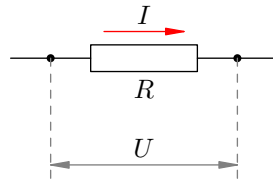


Рис. 42. Участок цепи

За время t по нашему участку проходит заряд $q = It$. Заряд перемещается стационарным электрическим полем, которое совершает при этом работу:

$$A = Uq = UIt. \quad (51)$$

За счёт работы (51) на рассматриваемом участке может выделяться тепловая энергия или совершаться механическая работа; могут также протекать химические реакции. Короче говоря, данная работа идёт на увеличение энергии нашего участка цепи.

Работа (51) называется *работой тока*. Термин крайне неудачный — ведь работу совершает не ток, а электрическое поле. Но с укоренившейся терминологией, увы, ничего не поделаешь.

Если участок цепи является *однородным*, т. е. не содержит источника тока, то для этого участка справедлив закон Ома: $U = IR$. Подставляя это в формулу (51), получим:

$$A = I^2 Rt. \quad (52)$$

Теперь подставим в (51) вместо тока его выражение из закона Ома $I = U/R$:

$$A = \frac{U^2}{R} t. \quad (53)$$

Подчеркнём ещё раз: формула (51) получена из самых общих соображений, она является основной и годится для любого участка цепи. А вот формулы (52) и (53) получены из основной формулы с дополнительным привлечением закона Ома и потому годятся только для однородного участка.

11.2 Мощность тока

Как вы помните, *мощностью* называется отношение работы ко времени её совершения. В частности, *мощность тока* — это отношение работы тока ко времени, за которое эта работа совершена:

$$P = \frac{A}{t}.$$

Из формул (51)–(53) немедленно получаем соответствующие формулы для мощности тока:

$$P = UI; \quad (54)$$

$$P = I^2 R; \quad (55)$$

$$P = \frac{U^2}{R}. \quad (56)$$

11.3 Закон Джоуля–Ленца

Предположим, что на рассматриваемом участке цепи не совершается механическая работа и не протекают химические реакции. Поскольку сила тока постоянна, работа поля не вызывает увеличение кинетической энергии свободных зарядов. Стало быть, работа поля A целиком превращается в тепло Q , которое выделяется на данном участке цепи и рассеивается в окружающее пространство: $A = Q$.

Таким образом, для количества теплоты, выделяющегося на данном участке цепи, мы получаем формулы:

$$Q = UIt; \quad (57)$$

$$Q = I^2 Rt; \quad (58)$$

$$Q = \frac{U^2}{R}t. \quad (59)$$

Но часто бывает так, что не вся работа тока превращается в тепло. Например, за счёт работы тока может совершаться механическую работу электродвигатель или заряжаться аккумулятор. Тепло, разумеется, будет выделяться и в этих случаях, но только на сей раз получится, что $Q < A$ (на величину механической работы, совершённой двигателем, или химической энергии, запасённой аккумулятором).

Оказывается, что в подобных случаях остаётся справедливой формула (58): $Q = I^2 Rt$. Это — экспериментально установленный *закон Джоуля–Ленца*.

12 ЭДС. Закон Ома для полной цепи

До сих пор при изучении электрического тока мы рассматривали направленное движение свободных зарядов во *внешней цепи*, то есть в проводниках, подсоединённых к клеммам источника тока.

Как мы знаем, положительный заряд q :

- уходит во внешнюю цепь с положительной клеммы источника;
- перемещается во внешней цепи под действием стационарного электрического поля, создаваемого другими движущимися зарядами;
- приходит на отрицательную клемму источника, завершая свой путь во внешней цепи.

Теперь нашему положительному заряду q нужно замкнуть свою траекторию и вернуться на положительную клемму. Для этого ему требуется преодолеть заключительный отрезок пути — внутри источника тока от отрицательной клеммы к положительной. Но вдумайтесь: идти туда ему совсем не хочется! Отрицательная клемма притягивает его к себе, положительная клемма его от себя отталкивает, и в результате на наш заряд внутри источника действует электрическая сила $\vec{F}_{\text{эл}}$, направленная *против* движения заряда (т. е. против направления тока).

12.1 Сторонняя сила

Тем не менее, ток по цепи идёт; стало быть, имеется сила, «протаскивающая» заряд сквозь источник вопреки противодействию электрического поля клемм (рис. 43).

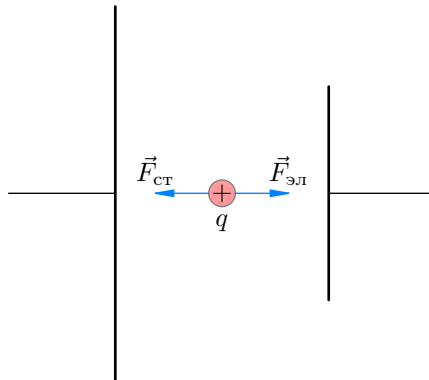


Рис. 43. Сторонняя сила

Эта сила называется *сторонней силой*; именно благодаря ей и функционирует источник тока. Сторонняя сила $\vec{F}_{\text{ст}}$ не имеет отношения к стационарному электрическому полю — у неё, как говорят, *неэлектрическое* происхождение; в батарейках, например, она возникает благодаря протеканию соответствующих химических реакций.

Обозначим через $A_{\text{ст}}$ работу сторонней силы по перемещению положительного заряда q внутри источника тока от отрицательной клеммы к положительной. Эта работа положительна, так как направление сторонней силы совпадает с направлением перемещения заряда. Работа сторонней силы $A_{\text{ст}}$ называется также *работой источника тока*.

Во внешней цепи сторонняя сила отсутствует, так что работа сторонней силы по перемещению заряда во внешней цепи равна нулю. Поэтому работа сторонней силы по перемещению заряда q вокруг всей цепи сводится к работе по перемещению этого заряда только лишь внутри источника тока. Таким образом, $A_{\text{ст}}$ — это также работа сторонней силы по перемещению заряда *по всей цепи*.

Мы видим, что сторонняя сила является непотенциальной — её работа при перемещении заряда по замкнутому пути не равна нулю. Именно эта непотенциальность и обеспечивает циркулирование электрического тока; потенциальное электрическое поле, как мы уже говорили ранее, не может поддерживать постоянный ток.

Опыт показывает, что работа $A_{ст}$ прямо пропорциональна перемещаемому заряду q . Поэтому отношение $A_{ст}/q$ уже не зависит от заряда и является количественной характеристикой источника тока. Это отношение обозначается \mathcal{E} :

$$\mathcal{E} = \frac{A_{ст}}{q}. \quad (60)$$

Данная величина называется *электродвижущей силой* (ЭДС) источника тока. Как видим, ЭДС измеряется в вольтах (В), поэтому название «электродвижущая сила» является крайне неудачным. Но оно давно укоренилось, так что приходится смириться.

Когда вы видите надпись на батарейке: «1,5 В», то знайте, что это именно ЭДС. Равна ли эта величина напряжению, которое создаёт батарейка во внешней цепи? Оказывается, нет! Сейчас мы поймём, почему.

12.2 Закон Ома для полной цепи

Любой источник тока обладает своим сопротивлением r , которое называется *внутренним сопротивлением* этого источника. Таким образом, источник тока имеет две важных характеристики: ЭДС и внутреннее сопротивление.

Пусть источник тока с ЭДС, равной \mathcal{E} , и внутренним сопротивлением r подключён к резистору R (который в данном случае называется *внешним резистором*, или *внешней нагрузкой*, или *полезной нагрузкой*). Всё это вместе называется *полной цепью* (рис. 44).

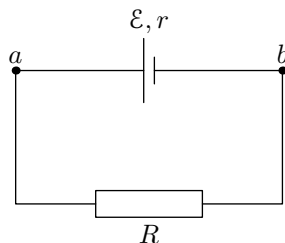


Рис. 44. Полная цепь

Наша задача — найти силу тока I в цепи и напряжение U на резисторе R .

За время t по цепи проходит заряд $q = It$. Согласно формуле (60) источник тока совершает при этом работу:

$$A_{ст} = \mathcal{E}q = \mathcal{E}It. \quad (61)$$

Так как сила тока постоянна, работа источника целиком превращается в теплоту, которая выделяется на сопротивлениях R и r . Данное количество теплоты определяется законом Джоуля–Ленца:

$$Q = I^2Rt + I^2rt = I^2(R + r)t. \quad (62)$$

Итак, $A_{ст} = Q$, и мы приравняем правые части формул (61) и (62):

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

После сокращения на It получаем:

$$\mathcal{E} = I(R + r).$$

Вот мы и нашли ток в цепи:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}. \quad (63)$$

Формула (63) называется *законом Ома для полной цепи*.

Если соединить клеммы источника проводом пренебрежимо малого сопротивления ($R = 0$), то получится *короткое замыкание*. Через источник при этом потечёт максимальный ток — *ток короткого замыкания*:

$$I_{\text{кз}} = \frac{\mathcal{E}}{r}.$$

Из-за малости внутреннего сопротивления ток короткого замыкания может быть весьма большим. Например, пальчиковая батарейка разогревается при этом так, что обжигает руки.

Зная силу тока (формула (63)), мы можем найти напряжение на резисторе R с помощью закона Ома для участка цепи:

$$U = IR = \frac{\mathcal{E}R}{R + r}. \quad (64)$$

Это напряжение является разностью потенциалов между точками a и b (рис. 2). Потенциал точки a равен потенциалу положительной клеммы источника; потенциал точки b равен потенциалу отрицательной клеммы. Поэтому напряжение (64) называется также *напряжением на клеммах источника*.

Мы видим из формулы (64), что в реальной цепи будет $U < \mathcal{E}$ — ведь \mathcal{E} умножается на дробь, меньшую единицы. Но есть два случая, когда $U = \mathcal{E}$.

1. *Идеальный источник тока*. Так называется источник с нулевым внутренним сопротивлением. При $r = 0$ формула (64) даёт $U = \mathcal{E}$.
2. *Разомкнутая цепь*. Рассмотрим источник тока сам по себе, вне электрической цепи. В этом случае можно считать, что внешнее сопротивление бесконечно велико: $R = \infty$. Тогда величина $R + r$ неотличима от R , и формула (64) снова даёт нам $U = \mathcal{E}$.

Смысл этого результата прост: *если источник не подключён к цепи, то идеальный вольтметр¹⁶, подсоединённый к полюсам источника, покажет его ЭДС*.

12.3 КПД электрической цепи

Нетрудно понять, почему резистор R называется полезной нагрузкой. Представьте себе, что это лампочка. Теплота, выделяющаяся на лампочке, является *полезной*, так как благодаря этой теплоте лампочка выполняет своё предназначение — даёт свет.

Количество теплоты, выделяющееся на полезной нагрузке R за время t , обозначим $Q_{\text{полезн}}$. Если сила тока в цепи равна I , то

$$Q_{\text{полезн}} = I^2 R t.$$

Некоторое количество теплоты выделяется также на источнике тока:

$$Q_{\text{ист}} = I^2 r t.$$

Полное количество теплоты, которое выделяется в цепи, равно:

$$Q_{\text{полн}} = Q_{\text{полезн}} + Q_{\text{ист}} = I^2 R t + I^2 r t = I^2 (R + r) t.$$

КПД электрической цепи — это отношение полезного тепла к полному:

$$\eta = \frac{Q_{\text{полезн}}}{Q_{\text{полн}}} = \frac{I^2 R t}{I^2 (R + r) t} = \frac{R}{R + r}.$$

КПД цепи равен единице лишь в том случае, если источник тока идеальный ($r = 0$).

¹⁶Вольтметр называется *идеальным*, если его сопротивление бесконечно велико. Подключение идеального вольтметра не приводит к искажениям тока в цепи.

12.4 Закон Ома для неоднородного участка

Простой закон Ома $U = IR$ справедлив для так называемого однородного участка цепи — то есть участка, на котором нет источников тока. Сейчас мы получим более общие соотношения, из которых следует как закон Ома для однородного участка, так и полученный выше закон Ома для полной цепи.

Участок цепи называется *неоднородным*, если на нём имеется источник тока. Иными словами, неоднородный участок — это участок с ЭДС.

На рис. 45 показан неоднородный участок, содержащий резистор R и источник тока. ЭДС источника равна \mathcal{E} , его внутреннее сопротивление считаем равным нулю¹⁷.

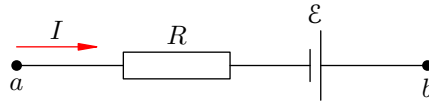


Рис. 45. ЭДС «помогает» току: $\varphi_a - \varphi_b + \mathcal{E} = IR$

Сила тока на участке равна I , ток течёт от точки a к точке b . Этот ток не обязательно вызван одним лишь источником \mathcal{E} . Рассматриваемый участок, как правило, входит в состав некоторой цепи (не изображённой на рисунке), а в этой цепи могут присутствовать и другие источники тока. Поэтому ток I является результатом совокупного действия *всех* источников, имеющихся в цепи.

Пусть потенциалы точек a и b равны соответственно φ_a и φ_b . Подчеркнём ещё раз, что речь идёт о потенциале стационарного электрического поля, порождённого действием всех источников цепи — не только источника, принадлежащего данному участку, но и, возможно, имеющихся вне этого участка.

Напряжение на нашем участке равно: $U = \varphi_a - \varphi_b$. За время t через участок проходит заряд $q = It$, при этом стационарное электрическое поле совершает работу:

$$A_{\text{поля}} = Uq = UIt.$$

Кроме того, положительную работу совершает источник тока (ведь заряд q прошёл сквозь него!):

$$A_{\text{ст}} = \mathcal{E}q = \mathcal{E}It.$$

Сила тока постоянна, поэтому суммарная работа по продвижению заряда q , совершаемая на участке стационарным электрическим полем и сторонними силами источника, целиком превращается в тепло: $A_{\text{поля}} + A_{\text{ст}} = Q$. Подставляем сюда выражения для $A_{\text{поля}}$, $A_{\text{ст}}$ и закон Джоуля–Ленца:

$$UIt + \mathcal{E}It = I^2Rt.$$

Сокращая на It , получаем закон Ома для неоднородного участка цепи:

$$U + \mathcal{E} = IR, \tag{65}$$

или, что то же самое:

$$\varphi_a - \varphi_b + \mathcal{E} = IR. \tag{66}$$

Обратите внимание: перед \mathcal{E} стоит знак «плюс». Причину этого мы уже указывали — источник тока в данном случае совершает *положительную* работу, «протаскивая» внутри себя заряд q от отрицательной клеммы к положительной. Попросту говоря, источник «помогает» току протекать от точки a к точке b .

Отметим два следствия выведенных формул (65) и (66).

¹⁷Если внутреннее сопротивление источника равно r , можно просто заменить резистор R на резистор $R + r$.

1. Если участок однородный, то $\mathcal{E} = 0$. Тогда из формулы (65) получаем $U = IR$ — закон Ома для однородного участка цепи.
2. Предположим, что источник тока обладает внутренним сопротивлением r . Это, как мы уже упоминали, равносильно замене R на $R + r$:

$$\varphi_a - \varphi_b + \mathcal{E} = I(R + r).$$

Теперь замкнём наш участок, соединив точки a и b . Получим рассмотренную выше полную цепь. При этом окажется, что $\varphi_a = \varphi_b$, и предыдущая формула превратится в закон Ома для полной цепи:

$$\mathcal{E} = I(R + r).$$

Таким образом, закон Ома для однородного участка и закон Ома для полной цепи оба вытекают из закона Ома для неоднородного участка.

Может быть и другой случай подключения, когда источник \mathcal{E} «мешает» току идти по участку. Такая ситуация изображена на рис. 46. Здесь ток, идущий от a к b , направлен против действия сторонних сил источника.

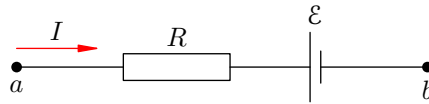


Рис. 46. ЭДС «мешает» току: $\varphi_a - \varphi_b - \mathcal{E} = IR$

Как такое возможно? Очень просто: другие источники, имеющиеся в цепи вне рассматриваемого участка, «пересиливают» источник на участке и вынуждают ток течь против \mathcal{E} . Именно так происходит, когда вы ставите телефон на зарядку: подключённый к розетке адаптер вызывает движение зарядов против действия сторонних сил аккумулятора телефона, и аккумулятор тем самым заряжается!

Что изменится теперь в выводе наших формул? Только одно — работа сторонних сил станет отрицательной:

$$A_{\text{ст}} = -\mathcal{E}q = -\mathcal{E}It.$$

Тогда закон Ома для неоднородного участка примет вид:

$$\varphi_a - \varphi_b - \mathcal{E} = IR, \tag{67}$$

или:

$$U - \mathcal{E} = IR,$$

где по-прежнему $U = \varphi_a - \varphi_b$ — напряжение на участке.

Давайте соберём вместе формулы (66) и (67) и запишем закон Ома для участка с ЭДС следующим образом:

$$\varphi_a - \varphi_b \pm \mathcal{E} = IR.$$

Ток при этом течёт от точки a к точке b . Если направление тока совпадает с направлением сторонних сил, то перед \mathcal{E} ставится «плюс»; если же эти направления противоположны, то ставится «минус».

13 Электрический ток в металлах

В этом разделе мы приступаем к подробному изучению того, как осуществляется прохождение электрического тока в различных проводящих средах — твёрдых телах, жидкостях и газах.

Напомним, что необходимым условием возникновения тока является наличие в среде достаточно большого количества *свободных зарядов*, которые могут начать упорядоченное движение под действием электрического поля. Такие среды как раз и называются *проводниками* электрического тока.

Наиболее широко распространены металлические проводники. Поэтому начинаем мы с вопросов распространения электрического тока в металлах.

Мы много раз говорили о *свободных электронах*, которые являются носителями свободных зарядов в металлах. Вам хорошо известно, что электрический ток в металлическом проводнике образуется в результате направленного движения свободных электронов.

13.1 Свободные электроны

Металлы в твёрдом состоянии имеют кристаллическую структуру: расположение атомов в пространстве характеризуется периодической повторяемостью и образует геометрически правильный рисунок, называемый *кристаллической решёткой*.

Атомы металлов имеют небольшое число *валентных электронов*, расположенных на внешней электронной оболочке. Эти валентные электроны слабо связаны с ядром, и атом легко может их потерять.

Когда атомы металла занимают места в кристаллической решётке, валентные электроны покидают свои оболочки — они становятся *свободными* и отправляются «гулять» по всему кристаллу¹⁸. В узлах кристаллической решётки металла остаются *положительные ионы*, пространство между которыми заполнено «газом» свободных электронов (рис. 47).

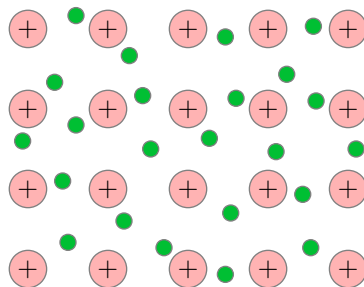


Рис. 47. Свободные электроны

Свободные электроны и впрямь ведут себя подобно частицам газа¹⁹ — совершая тепловое движение, они хаотически снуют туда-сюда между ионами кристаллической решётки. Суммарный заряд свободных электронов равен по модулю и противоположен по знаку общему заряду положительных ионов, поэтому металлический проводник в целом оказывается электрически нейтральным.

Газ свободных электронов является «клеем», на котором держится вся кристаллическая структура проводника. Ведь положительные ионы отталкиваются друг от друга, так что кристаллическая решётка, распираемая изнутри мощными кулоновскими силами, могла бы разлететься в разные стороны. Однако в то же самое время ионы металла притягиваются к обволаки-

¹⁸А именно, свободные электроны перемещаются по внешним орбиталям соседних атомов. Эти орбитали перекрываются друг с другом вследствие близкого расположения атомов в кристаллической решётке, так что свободные электроны оказываются «общей собственностью» всего кристалла.

¹⁹Другой адекватный образ — *электронное море*, которое «омывает» кристаллическую решётку.

вающему их электронному газу и, как ни в чём не бывало, остаются на своих местах, совершая лишь тепловые колебания в узлах кристаллической решётки вблизи положений равновесия.

Что произойдёт, если металлический проводник включить в замкнутую цепь, содержащую источник тока? Свободные электроны продолжают совершать хаотическое тепловое движение, но теперь — под действием возникшего внешнего электрического поля — они вдобавок начнут перемещаться *упорядоченно*. Это направленное течение электронного газа, накладывающееся на тепловое движение электронов, и есть *электрический ток в металле*²⁰. Скорость упорядоченного движения электронов в металлическом проводнике, как нам уже известно, составляет порядка 0,1 мм/с.

13.2 Опыт Рикке

Почему мы решили, что ток в металлах создаётся движением именно свободных электронов? Положительные ионы кристаллической решётки также испытывают на себе действие внешнего электрического поля. Может, они тоже перемещаются внутри металлического проводника и участвуют в создании тока?

Упорядоченное движение ионов означало бы постепенный перенос вещества вдоль направления электрического тока. Поэтому надо просто пропускать ток по проводнику на протяжении весьма длительного времени и посмотреть, что в итоге получится. Такого рода эксперимент и был поставлен Э. Рикке в 1901 году.

В электрическую цепь были включены три прижатых друг к другу цилиндра: два медных по краям и один алюминиевый между ними (рис. 48). По этой цепи пропускателься электрический ток в течение года.

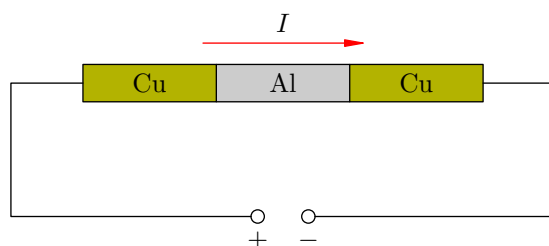


Рис. 48. Опыт Рикке

За год сквозь цилиндры прошёл заряд более трёх миллионов кулон. Предположим, что каждый атом металла теряет по одному валентному электрону, так что заряд иона равен элементарному заряду $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Если ток создаётся движением положительных ионов, то нетрудно подсчитать (сделайте это сами!), что такая величина прошедшего по цепи заряда соответствует переносу вдоль цепи около 2 кг меди.

Однако после разъединения цилиндров было обнаружено лишь незначительное проникновение металлов друг в друга, обусловленное естественной диффузией их атомов (и не более того). *Электрический ток в металлах не сопровождается переносом вещества*, поэтому положительные ионы металла не принимают участия в создании тока.

13.3 Опыт Стюарта–Толмена

Прямое экспериментальное доказательство того, что электрический ток в металлах создаётся движением свободных электронов, было дано в опыте Т. Стюарта и Р. Толмена (1916 год).

²⁰Поэтому свободные электроны называются также *электронами проводимости*.

Эксперименту Стюарта–Толмена предшествовали качественные наблюдения, сделанные четырьмя годами ранее русскими физиками Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси. Они обратили внимание на так называемый *электроинерционный эффект*: если резко затормозить движущийся проводник, то в нём возникает кратковременный импульс тока. Эффект объясняется тем, что в течение небольшого времени после торможения проводника его свободные заряды продолжают двигаться по инерции.

Однако никаких количественных результатов Мандельштам и Папалекси не получили, и наблюдения их опубликованы не были. Честь назвать опыт своим именем принадлежит Стюарту и Толмену, которые не только наблюдали указанный электроинерционный эффект, но и произвели необходимые измерения и расчёты.

Установка Стюарта и Толмена показана на рис. 49. Катушка большим числом витков металлического провода приводилась в быстрое вращение вокруг своей оси. Концы обмотки с помощью скользящих контактов были подсоединены к специальному прибору — *баллистическому гальванометру*, который позволяет измерять проходящий через него заряд.

После резкого торможения катушки в цепи возникал импульс тока. Направление тока указывало на то, что он вызван движением *отрицательных* зарядов. Измеряя баллистическим гальванометром суммарный заряд, проходящий по цепи, Стюарт и Толмен вычислили отношение q/m заряда одной частицы к её массе. Оно оказалось равно отношению e/m для электрона, которое в то время уже было хорошо известно.

Так было окончательно выяснено, что *носителями свободных зарядов в металлах являются свободные электроны*. Как видите, этот давно и хорошо знакомый вам факт был установлен сравнительно поздно — учитывая, что металлические проводники к тому моменту уже более столетия активно использовались в самых разнообразных экспериментах по электромагнетизму²¹.

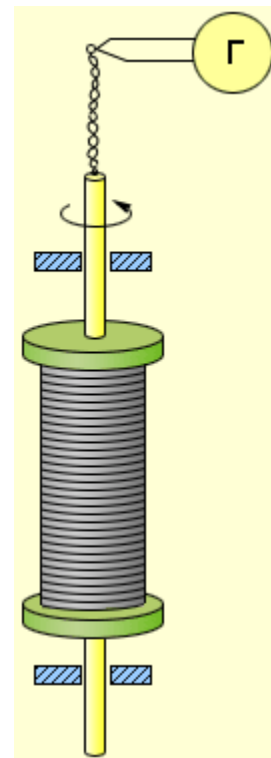


Рис. 49. Опыт Стюарта–Толмена

13.4 Зависимость сопротивления от температуры

Опыт показывает, что при нагревании металлического проводника его сопротивление увеличивается. Как это объяснить?

Причина проста: с повышением температуры тепловые колебания ионов кристаллической решётки становятся более интенсивными, так что число соударений свободных электронов с ионами возрастает. Чем активнее тепловое движение решётки, тем труднее электронам пробираться сквозь промежутки между ионами²². Скорость упорядоченного движения электронов уменьшается, поэтому уменьшается и сила тока (при неизменном напряжении). Это и означает увеличение сопротивления.

²¹Сравните, например, с датой открытия закона Ома — 1826 год. Дело, однако, заключается в том, что сам электрон был открыт лишь в 1897 году.

²²Представьте себе вращающуюся проходную дверь. В каком случае труднее проскочить через неё: когда она вращается медленно или быстро? :-)

Как опять-таки показывает опыт, зависимость сопротивления R металлического проводника от температуры t с хорошей точностью является линейной:

$$R = R_0(1 + \alpha t). \quad (68)$$

Здесь R_0 — сопротивление проводника при 0°C . График зависимости (68) является прямой линией (рис. 50).

Множитель α называется *температурным коэффициентом сопротивления*. Его значения для различных металлов и сплавов можно найти в таблицах.

Длина проводника l и его площадь поперечного сечения S при изменении температуры меняются несущественно. Выразим R и R_0 через удельное сопротивление:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad R_0 = \rho_0 \frac{l}{S},$$

и подставим эти формулы в (68). Получим аналогичную зависимость удельного сопротивления от температуры:

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

Коэффициент α весьма мал (для меди, например, $\alpha = 0,0043$), так что температурной зависимостью сопротивления металла часто можно пренебречь. Однако в ряде случаев считаться с ней приходится. Например, вольфрамовая спираль электрической лампочки раскаляется до такой степени, что её вольт-амперная характеристика оказывается существенно нелинейной.

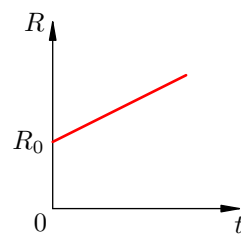


Рис. 50. $R = R(t)$

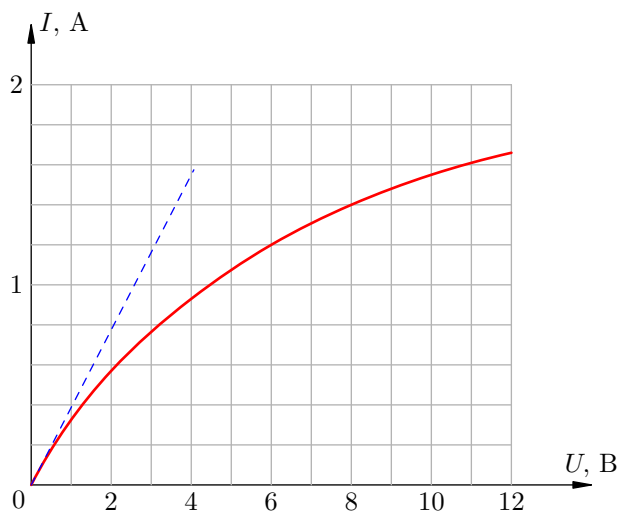


Рис. 51. Вольт-амперная характеристика лампочки

Так, на рис. 51 приведена вольт-амперная характеристика автомобильной лампочки. Если бы лампочка представляла собой идеальный резистор, её вольт-амперная характеристика была бы прямой линией в соответствии с законом Ома. Эта прямая изображена синим пунктиром.

Однако по мере роста напряжения, приложенного к лампочке, график отклоняется от этой прямой всё сильнее и сильнее. Почему? Дело в том, что с увеличением напряжения ток через лампочку возрастает и больше разогревает спираль; сопротивление спирали поэтому также увеличивается. Следовательно, сила тока хотя и продолжит возрастать, но будет иметь всё меньшее и меньшее значение по сравнению с тем, которое предписывается «пунктирной» линейной зависимостью тока от напряжения.

14 Электрический ток в электролитах

Электролитом мы называем раствор (или расплав) вещества, через который может идти электрический ток; при этом исходное вещество проводником тока *не является*.

Например, кристаллы поваренной соли NaCl не проводят ток. Дистиллированная вода — тоже диэлектрик. Однако при растворении соли в воде получается среда, через которую ток отлично проходит! Следовательно, солёная вода будет электролитом²³.

Электролитами оказываются растворы солей, кислот и оснований. Прохождение тока через эти растворы означает, что в них имеются свободные заряды. Откуда же они там берутся, если ни в воде, ни в исходном веществе свободных зарядов не было?

14.1 Электролитическая диссоциация

Механизм, обеспечивающий появление свободных зарядов в электролите, называется *электролитической диссоциацией*. Мы ограничимся рассмотрением электролитической диссоциации в растворах.

Вообще, диссоциация — это распад молекулы на составные части под влиянием тех или иных факторов. *В процессе электролитической диссоциации молекулы растворяемого вещества распадаются на положительные и отрицательные ионы в результате действия электрических сил со стороны молекул воды.*

Многие свойства воды объясняются тем, что её молекулы являются *полярными*, то есть в электрическом отношении ведут себя как диполи (напомним, что *диполь* — это система двух одинаковых по модулю и противоположных по знаку зарядов, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга). Полярность молекул H₂O обусловлена их геометрическим устройством (рис. 52)²⁴.

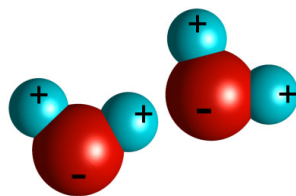


Рис. 52. Молекулы воды

Угол, образованный линиями центров атома кислорода и двух атомов водорода, составляет примерно 104,5°. Кроме того, электронные оболочки смещены в сторону кислорода. В результате центры положительных и отрицательных зарядов оказываются пространственно разделёнными: «минусы» преобладают в кислородной части молекулы воды, а «плюсы» — в водородной части.

Будучи диполями, молекулы воды создают вокруг себя электрическое поле и действуют электрическими силами как друг на друга, так и на молекулы примесей²⁵.

Почему же соли, кислоты и основания распадаются в воде на ионы? Всё дело в том, что молекулы этих веществ также являются полярными. Давайте вернёмся к нашему примеру с растворением поваренной соли NaCl.

²³Вот почему запрещено купаться во время грозы — в водоёмах всегда растворено некоторое количество солей. При ударе молнии по воде пойдёт электрический ток.

²⁴Изображение с сайта howyourbrainworks.net.

²⁵Притягиваясь друг к другу противоположно заряженными частями, молекулы воды создают весьма прочные связи. Вот почему столь велики удельная теплоёмкость и удельная теплота парообразования воды — на разрыв этих связей требуется значительная энергия.

У атома натрия на внешнем электронном уровне находится один электрон. Он слабо связан с атомом и всегда готов покинуть место своего обитания. У атома хлора на внешнем электронном уровне семь электронов — одного как раз не хватает до полного комплекта. Атом хлора всегда готов захватить себе недостающий электрон.

Поэтому при образовании молекулы NaCl внешний электрон атома натрия уходит к атому хлора, и в результате молекула становится полярной — она состоит из положительного иона Na^+ и отрицательного иона Cl^- . Эта молекула схематически изображена на рис. 53 (атом хлора крупнее, чем атом натрия).

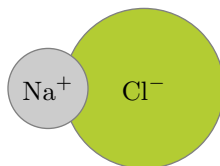


Рис. 53. Молекула NaCl

Иными словами, с электрической точки зрения молекула NaCl также оказывается диполем. Взаимодействие двух сортов диполей — молекул H_2O и NaCl — как раз и вызывает процесс растворения.

На рис. 54 мы видим, как протекает этот процесс²⁶. Более крупные зелёные шарики изображают ионы хлора, более мелкие серые — ионы натрия.

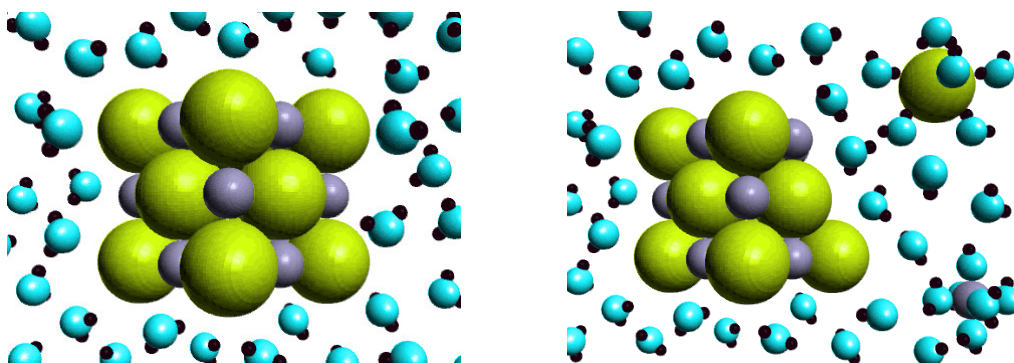


Рис. 54. Электролитическая диссоциация: растворение NaCl в воде

Левая часть рисунка показывает ситуацию до начала растворения. Кристица соли в виде небольшого кубического кристаллика²⁷ только что оказалась в воде.

Сразу же начинается «электрическая атака» со стороны молекул воды. Отрицательно заряженные (кислородные) части молекул H_2O обращаются к положительным ионам натрия, а положительные (водородные) части молекулы воды — к отрицательным ионам хлора. Молекулы NaCl начинают «растягиваться» разнонаправленными электрическими силами притяжения к молекулам-диполям воды, и связь между ионами натрия и хлора, скрепляющая молекулу соли, ослабевает.

В конце концов эта связь становится настолько слабой, что удары соседних частиц, совершающих тепловое движение, разрушают молекулу NaCl. Она распадается на положительный ион Na^+ и отрицательный ион Cl^- .

²⁶Изображение с сайта intro.chem.okstate.edu.

²⁷Кристаллическая решётка поваренной соли имеет кубическую структуру. В вершинах куба в шахматном порядке, крест-накрест расположены атомы натрия и хлора.

В правой части рис. 54 мы видим результат такого распада: вырванные из кристаллической решётки ион хлора и ион натрия отправляются «в свободное плавание», окружённые прицепившимися к ним молекулами воды. Обратите внимание, что молекулы воды прилипли к отрицательному иону хлора своими положительными водородными частями, а к положительному иону натрия, наоборот, повернулись их отрицательные кислородные части.

Таким образом, при растворении соли NaCl в воде появляются свободные заряды: положительные ионы Na⁺ и отрицательные ионы Cl⁻ (рис. 55). Это и является необходимым условием прохождения тока через раствор.

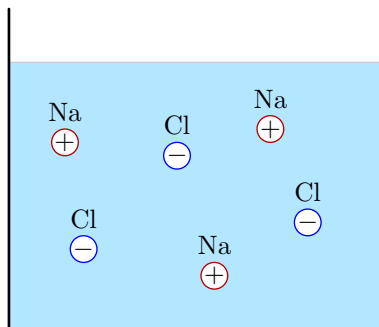


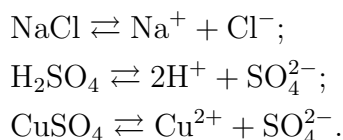
Рис. 55. Раствор NaCl в воде

Описанный выше процесс растворения совершенно аналогично протекает и в случае других примесей. Так, щёлочь KOH распадается в водном растворе на положительные ионы калия K⁺ и отрицательные ионы гидроксильной группы OH⁻. Молекула серной кислоты H₂SO₄ при распаде даёт два положительных иона H⁺ и отрицательно заряженный ион кислотного остатка SO₄²⁻. В растворе медного купороса CuSO₄ появляются положительные ионы меди Cu²⁺ и отрицательно заряженные ионы SO₄²⁻.

Все ли молекулы растворяемого вещества распадутся на ионы? Это зависит от ряда условий. *Степенью диссоциации* называется отношение числа распавшихся молекул к общему начальному числу молекул. При полном растворении вещества степень диссоциации равна 1.

Наряду с диссоциацией имеет место и обратный процесс: *рекомбинация*. А именно, две частицы противоположного знака могут встретиться и снова образовать нейтральную молекулу (рекомбинировать). С течением времени в растворе устанавливается состояние динамического равновесия: среднее число диссоциаций в единицу времени равно среднему числу рекомбинаций, в результате чего концентрация раствора остаётся неизменной (вспомните аналогичную ситуацию с насыщенным паром: при динамическом равновесии пара и жидкости среднее число вылетевших из жидкости молекул равно среднему числу молекул, вернувшихся обратно из пара в жидкость, так что концентрация насыщенного пара неизменна).

Процессы диссоциации-рекомбинации записываются в виде следующих уравнений, отражающих состояние динамического равновесия:



Изменение внешних условий может нарушить текущее динамическое равновесие и сместить его в ту или иную сторону. Например, при повышении температуры увеличивается скорость диссоциации, и концентрация положительных и отрицательных ионов в растворе возрастает.

14.2 Ионная проводимость

В металлах, как вы помните, имеется лишь один тип свободных зарядов — это свободные электроны. В электролитах ситуация иная: здесь возникают свободные заряды двух типов.

1. Положительные ионы, образовавшиеся из атомов металлов или водорода.
2. Отрицательные ионы — атомные или молекулярные кислотные остатки (например, Cl^- или SO_4^{2-}), а также гидроксильная группа OH^- .

Второе отличие от металлов заключается в том, что носители свободных зарядов в электролите могут иметь заряд, равный по модулю как элементарному заряду e , так и целому числу элементарных зарядов ze . Здесь z — валентность атома или группы атомов; например, при растворении медного купороса имеем $z = 2$.

Если внешнего электрического поля нет, то свободные заряды электролита совершают лишь хаотическое тепловое движение наряду с окружающими молекулами. Но при наложении внешнего поля положительные и отрицательные ионы начинают упорядоченное движение.

Поместим в сосуд с электролитом два электрода; один из электродов присоединим к положительной клемме источника тока, а другой — к отрицательной (рис. 56). Когда речь идёт о прохождении тока через электролиты, положительный электрод называют *анодом*, а отрицательный — *катодом*²⁸.

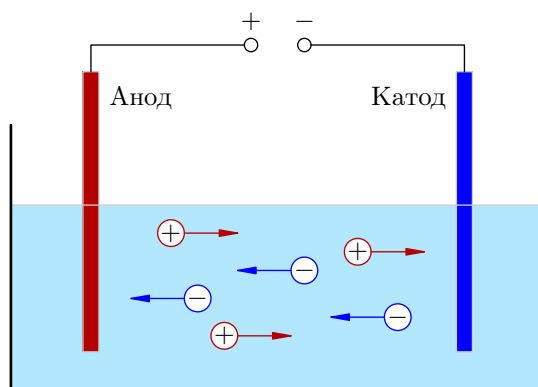


Рис. 56. Ионная проводимость электролита

В электрическом поле, возникшем между электродами, положительные ионы электролита устремляются к «минусу» катода, а отрицательные ионы — к «плюсу» анода. Таким образом, *электрический ток в электролите образуется в результате встречного движения ионов: положительных — к катоду, отрицательных — к аноду*. Поэтому проводимость электролитов называется *ионной* (в отличие от электронной проводимости металлов).

На положительном аноде имеется недостаток электронов. Отрицательные ионы, достигнув анода, отдают ему свои лишние электроны; эти электроны отправляются по цепи к «плюсу» источника.

Наоборот, на отрицательном катоде — избыток электронов. Положительные ионы, придя на катод, забирают у него электроны, и это количество ушедших электронов немедленно восполняется их доставкой на катод с «минуса» источника.

Таким образом, в той части цепи, которая состоит из источника тока и металлических проводников, возникает циркуляция электронов по маршруту «анод → источник → катод». Цепь замыкается электролитом, где электрический ток обеспечивается двусторонним движением ионов.

²⁸Имеется народная мудрость для запоминания знаков анода и катода: *Андрей — парень положительный, Катя — девка отрицательная ;-*

14.3 Электролиз

Положительные и отрицательные ионы, будучи носителями свободных зарядов, в то же время являются частицами вещества. Поэтому важнейшее отличие тока в электролитах от тока в металлах состоит в том, что *электрический ток в электролите сопровождается переносом вещества*.

Явление переноса вещества при прохождении электрического тока через электролит называется *электролизом*. Законы электролиза были экспериментально изучены Фарадеем.

В процессе электролиза происходит разложение растворённого вещества на составные части и выделение этих частей на электродах. Так, в растворе медного купороса CuSO_4 положительные ионы меди Cu^{2+} идут на катод, в результате чего катод покрывается медью. Кислотный остаток SO_4^{2-} выделяется на аноде.

Естественным образом возникает вопрос о нахождении массы m вещества, выделяющегося на электроде за определённое время t . Эта масса, очевидно, совпадает с массой данного вещества, перенесённого током за время t через электролит.

Пусть m_1 — масса одного иона этого вещества, $q_1 = ze$ — заряд иона (z — валентность вещества). Предположим, что за время t через электролит прошёл заряд q . Число ионов, пришедших на электрод, тогда равно $N = q/q_1$. Масса выделившегося на электроде вещества равна суммарной массе пришедших ионов:

$$m = m_1 N = m_1 \frac{q}{q_1} = kq. \quad (69)$$

Величина $k = m_1/q_1$ является характеристикой вещества и называется его *электрохимическим эквивалентом*. Значения электрохимических эквивалентов различных веществ приводятся в таблицах.

При протекании через электролит постоянного тока I за время t проходит заряд $q = It$. Подставляя это в формулу (69), получим первую формулу Фарадея:

$$m = kIt. \quad (70)$$

Первый закон Фарадея. *Масса выделяющегося на электроде вещества пропорциональна силе тока, протекающего через электролит, и времени прохождения тока.*

Теперь преобразуем выражение для электрохимического эквивалента, введя молярную массу вещества:

$$k = \frac{m_1}{q_1} = \frac{\mu/N_A}{ze} = \frac{\mu}{zeN_A}.$$

Подставляя это выражение в (70), получим вторую формулу Фарадея:

$$m = \frac{\mu}{zeN_A} It. \quad (71)$$

Второй закон Фарадея. *Масса выделяющегося на электроде вещества прямо пропорциональна молярной массе этого вещества и обратно пропорциональна его валентности.*

В формуле (71) мы видим произведение двух констант e и N_A . Оно также является константой и называется *постоянной Фарадея*:

$$F = eN_A = 96485 \frac{\text{Кл}}{\text{моль}}.$$

Формула (71) с постоянной Фарадея запишется так:

$$m = \frac{\mu}{zF} It.$$

15 Электрический ток в газах

При обычных условиях газы состоят из электрически нейтральных атомов или молекул; свободных зарядов в газах *почти нет*. Поэтому газы являются *диэлектриками* — электрический ток через них не проходит.

Мы сказали «почти нет», потому что на самом деле в газах и, в частности, в воздухе всегда присутствует некоторое количество свободных заряженных частиц. Они появляются в результате ионизирующего воздействия излучений радиоактивных веществ, входящих в состав земной коры, ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца, а также космических лучей — потоков частиц высокой энергии, проникающих в атмосферу Земли из космического пространства. Впоследствии мы вернёмся к этому факту и обсудим его важность, а сейчас заметим лишь, что в обычных условиях проводимость газов, вызванная «естественным» количеством свободных зарядов, пренебрежимо мала, и её можно не принимать во внимание.

На изолирующих свойствах воздушного промежутка основано действие переключателей в электрических цепях (рис. 57).

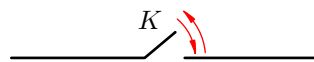


Рис. 57. Ключ K

Размыкание электрической цепи — это создание с помощью ключа K промежутка воздуха между её контактами. Пройти сквозь этот промежуток электрический ток не сможет. Например, небольшого воздушного зазора в выключателе оказывается достаточно, чтобы разомкнуть электрическую цепь в вашей комнате и погасить свет.

Можно, однако, создать такие условия, при которых электрический ток в газовом промежутке *появится*. Давайте рассмотрим следующий опыт.

Зарядим пластины воздушного конденсатора²⁹ и подсоединим их к чувствительному гальванометру (рис. 58, слева). При комнатной температуре и не слишком влажном воздухе гальванометр не покажет заметного тока: наш воздушный промежуток, как мы и говорили, не является проводником электричества.

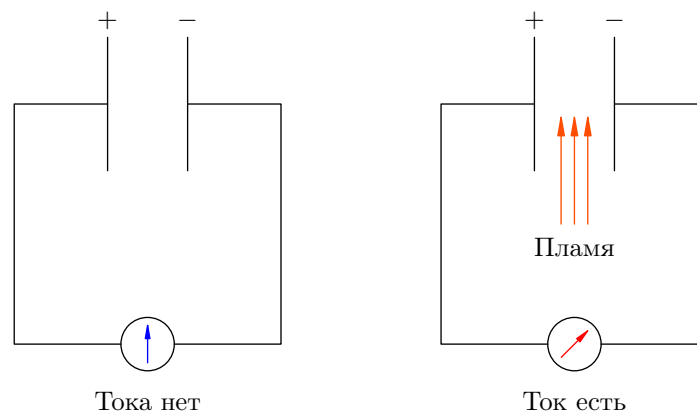


Рис. 58. Возникновение тока в воздухе

Теперь внесём в зазор между пластинами конденсатора пламя горелки или свечи (рис. 58, справа). Ток появляется! Почему?

²⁹Разумеется, напряжение на конденсаторе предполагается не очень высоким, чтобы не наступил пробой воздуха. О том, что такое пробой газового промежутка, речь пойдёт ниже.

15.1 Свободные заряды в газе

Возникновение электрического тока между пластинами конденсатора означает, что в воздухе под воздействием пламени появились *свободные заряды*. Какие именно?

Опыт показывает, что электрический ток в газах является упорядоченным движением заряженных частиц *трёх видов*. Это *электроны, положительные ионы и отрицательные ионы*. Давайте посмотрим, каким образом эти заряды могут появляться в газе.

При увеличении температуры газа тепловые колебания его частиц — молекул или атомов — становятся всё интенсивнее. Удары частиц друг о друга достигают такой силы, что начинается *ионизация* — распад нейтральных частиц на электроны и положительные ионы (рис. 59).

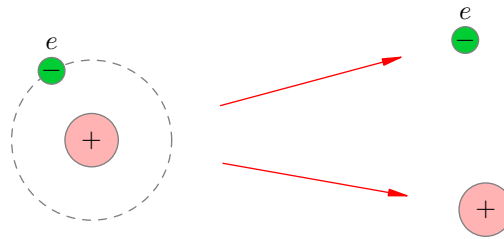


Рис. 59. Ионизация

Степенью ионизации называется отношение числа распавшихся частиц газа к общему исходному числу частиц. Например, если степень ионизации равна 40%, то это означает, что 40% исходных частиц газа распалось на положительные ионы и электроны.

Степень ионизации газа зависит от температуры и резко возрастает с её увеличением. У водорода, например, при температуре ниже 10000 °С степень ионизации не превосходит 10%, а при температуре выше 20000 °С степень ионизации близка к 100% (то есть водород почти полностью ионизирован³⁰).

Помимо высокой температуры имеются и другие факторы, вызывающие ионизацию газа. Мы их уже вскользь упоминали: это радиоактивные излучения, ультрафиолетовые, рентгеновские и гамма-лучи, космические частицы. Всякий такой фактор, являющийся причиной ионизации газа, называется *ионизатором*.

Таким образом, ионизация происходит не сама по себе, а под воздействием ионизатора. Одновременно идёт и обратный процесс — *рекомбинация*, то есть воссоединение электрона и положительного иона в нейтральную частицу (рис. 60).

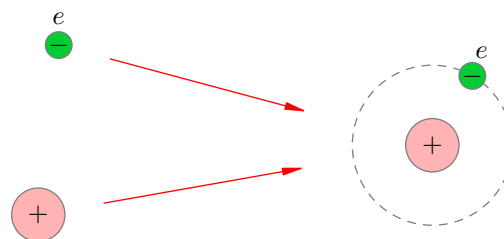


Рис. 60. Рекомбинация

Причина рекомбинации проста: это кулоновское притяжение электронов и положительных ионов. Устремляясь навстречу друг другу под действием электрических сил, положительный ион и электрон встречаются и получают возможность образовать нейтральный атом (или нейтральную молекулу).

³⁰Частично или полностью ионизированный газ называется *плазмой*.

При неизменной интенсивности действия ионизатора устанавливается динамическое равновесие: среднее количество частиц, распадающихся в единицу времени, равно среднему количеству рекомбинирующих частиц (иными словами, скорость ионизации равна скорости рекомбинации). Если действие ионизатора усилить (например, повысить температуру), то динамическое равновесие сместится в сторону ионизации, и концентрация заряженных частиц в газе возрастет. Наоборот, если выключить ионизатор, то рекомбинация начнет преобладать, и свободные заряды постепенно исчезнут полностью.

Итак, положительные ионы и электроны появляются в газе в результате ионизации. Откуда же берётся третий сорт зарядов — отрицательные ионы? Очень просто: электрон может налететь на нейтральный атом и присоединиться к нему! Этот процесс показан на рис. 61.

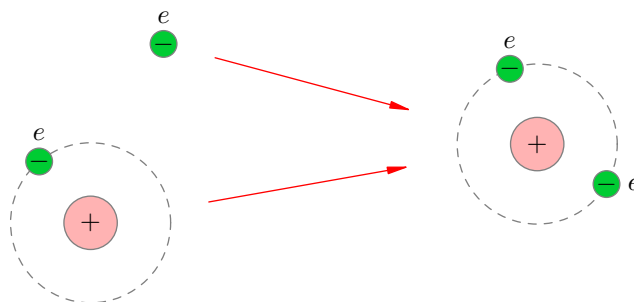


Рис. 61. Появление отрицательного иона

Образованные таким образом отрицательные ионы будут участвовать в создании тока наряду с положительными ионами и электронами.

15.2 Несамостоятельный разряд

Если внешнего электрического поля нет, то свободные заряды совершают хаотическое тепловое движение наряду с нейтральными частицами газа. Но при наложении электрического поля начинается упорядоченное движение заряженных частиц — *электрический ток в газе*.

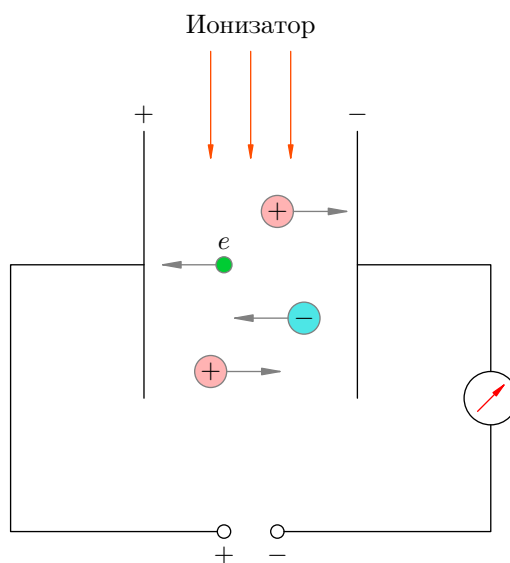


Рис. 62. Несамостоятельный разряд

На рис. 62 мы видим три сорта заряженных частиц, возникающих в газовом промежутке под действием ионизатора: положительные ионы, отрицательные ионы и электроны. *Электри-*

ческий ток в газе образуется в результате встречного движения заряженных частиц: положительных ионов — к отрицательному электроду (катоду), электронов и отрицательных ионов — к положительному электроду (аноду).

С движением заряженных частиц в газовом промежутке всё ясно. А почему возникает ток во внешней цепи?

Свободные электроны газа, попадая на анод, направляются по цепи к «плюсу» источника тока. Отрицательные ионы отдают аноду лишний электрон и, став нейтральными частицами, возвращаются в обратном газ; отданный же аноду электрон также устремляется к «плюсу» источника. Положительные ионы, приходя на катод, забирают оттуда электроны (и, превратившись в нейтральные частицы, диффундируют обратно в газ), а возникший дефицит электронов на катоде немедленно компенсируется их доставкой туда с «минуса» источника. В результате всех этих процессов возникает упорядоченное движение электронов во внешней цепи. Это и есть электрический ток, регистрируемый гальванометром.

Описанный процесс, изображённый на рис. 62, называется *несамостоятельным разрядом* в газе. Почему *несамостоятельным*? Потому для его поддержания необходимо постоянное действие ионизатора. Уберём ионизатор — и ток прекратится, поскольку исчезнет механизм, обеспечивающий появление свободных зарядов в газовом промежутке. Пространство между анодом и катодом снова станет изолятором.

15.3 Вольт-амперная характеристика газового разряда

Зависимость силы тока через газовый промежуток от напряжения между анодом и катодом (так называемая *вольт-амперная характеристика газового разряда*) показана на рис. 63.

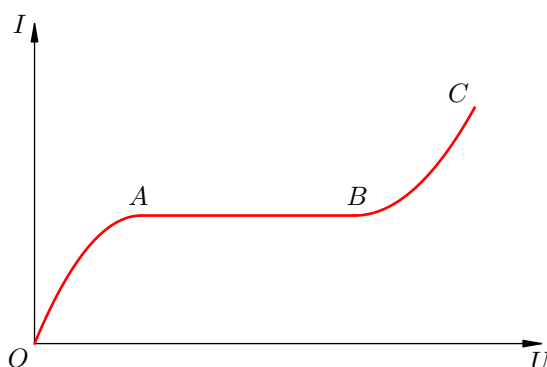


Рис. 63. Вольт-амперная характеристика газового разряда

При нулевом напряжении сила тока, естественно, равна нулю: заряженные частицы совершают лишь тепловое движение, упорядоченного их движения между электродами нет.

При небольшом напряжении сила тока также мала. Дело в том, что не всем заряженным частицам суждено добраться до электродов: часть положительных ионов и электронов в процессе своего движения находят друг друга и рекомбинируют.

С повышением напряжения свободные заряды развивают всё большую скорость, и тем меньше шансов у положительного иона и электрона встретиться и рекомбинировать. Поэтому всё большая часть заряженных частиц достигает электродов, и сила тока возрастает (участок OA).

При определённой величине напряжения (точка A) скорость движения зарядов становится настолько большой, что рекомбинация вообще не успевает происходить. С этого момента *все* заряженные частицы, образованные под действием ионизатора, достигают электродов, и *ток достигает насыщения* — а именно, сила тока перестаёт меняться с увеличением напряжения. Так будет происходить вплоть до некоторой точки B .

15.4 Самостоятельный разряд

После прохождения точки B сила тока при увеличении напряжения резко возрастает — начинается *самостоятельный разряд*. Сейчас мы разберёмся, что это такое.

Заряженные частицы газа движутся от столкновения к столкновению; в промежутках между столкновениями они разгоняются электрическим полем, увеличивая свою кинетическую энергию. И вот, когда напряжение становится достаточно большим (та самая точка B), электроны за время свободного пробега достигают таких энергий, что при соударении с нейтральными атомами ионизируют³¹ их!

Начинается так называемая *ионизация электронным ударом*. Электроны, выбитые из ионизированных атомов, также разгоняются электрическим полем и налетают на новые атомы, ионизируя теперь уже их и порождая новые электроны. В результате возникающей электронной лавины число ионизированных атомов стремительно увеличивается, вследствие чего быстро возрастает и сила тока.

Количество свободных зарядов становится таким большим, что необходимость во внешнем ионизаторе отпадает. Его можно попросту убрать. Свободные заряженные частицы теперь порождаются в результате *внутренних* процессов, происходящих в газе — вот почему разряд называется самостоятельным.

Если газовый промежуток находится под высоким напряжением, то для самостоятельного разряда не нужен никакой ионизатор. Достаточно в газе оказаться лишь одному свободному электрону, и начнётся описанная выше электронная лавина. А хотя бы один свободный электрон всегда найдётся!

Вспомним ещё раз, что в газе даже при обычных условиях имеется некоторое «естественное» количество свободных зарядов, обусловленное ионизирующим радиоактивным излучением земной коры, высокочастотным излучением Солнца, космическими лучами. Мы видели, что при малых напряжениях проводимость газа, вызванная этими свободными зарядами, ничтожно мала; но теперь — при высоком напряжении — они-то и породят лавину новых частиц, дав начало самостоятельному разряду. Произойдёт, как говорят, *пробой* газового промежутка.

Напряжённость поля, необходимая для пробоя сухого воздуха, равна примерно 30 кВ/см. Иными словами, чтобы между электродами, разделёнными сантиметром воздуха, проскочила искра, на них нужно подать напряжение 30 киловольт. Вообразите же, какое напряжение необходимо для пробоя нескольких километров воздуха! А ведь именно такие пробои происходят во время грозы — это прекрасно известные вам молнии.

³¹С помощью законов сохранения импульса и энергии можно показать, что именно электроны (а не ионы), ускоряемые электрическим полем, обладают максимальной способностью ионизировать атомы.

16 Полупроводники

До сих пор, говоря о способности веществ проводить электрический ток, мы делили их на проводники и диэлектрики. Удельное сопротивление обычных проводников находится в интервале $10^{-8} - 10^{-6}$ Ом · м; удельное сопротивление диэлектриков превышает эти величины в среднем на 20 порядков: $10^{10} - 10^{16}$ Ом · м.

Но существуют также вещества, которые по своей электропроводности занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. Это *полупроводники*: их удельное сопротивление при комнатной температуре может принимать значения в очень широком диапазоне $10^{-3} - 10^7$ Ом · м. К полупроводникам относятся кремний, германий, селен, некоторые другие химические элементы и соединения³². Наиболее широко применяются кремний (Si) и германий (Ge).

Главная особенность полупроводников заключается в том, что их электропроводность резко увеличивается с повышением температуры. Удельное сопротивление полупроводника убывает с ростом температуры примерно так, как показано на рис. 64.

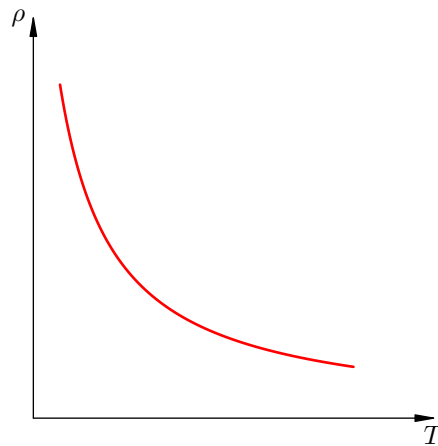


Рис. 64. Зависимость $\rho = \rho(T)$ для полупроводника

Иными словами, при низкой температуре полупроводники ведут себя как диэлектрики, а при высокой — как достаточно хорошие проводники. В этом состоит отличие полупроводников от металлов: удельное сопротивление металла, как вы помните, линейно возрастает с увеличением температуры.

Между полупроводниками и металлами имеются и другие отличия. Так, освещение полупроводника вызывает уменьшение его сопротивления (а на сопротивление металла свет почти не оказывает влияния). Кроме того, электропроводность полупроводников может очень сильно меняться при введении даже ничтожного количества примесей.

Опыт показывает, что, как и в случае металлов, при протекании тока через полупроводник не происходит переноса вещества. Стало быть, электрический ток в полупроводниках обусловлен движением электронов.

Уменьшение сопротивления полупроводника при его нагревании говорит о том, что повышение температуры приводит к увеличению количества свободных зарядов в полупроводнике. В металлах ничего такого не происходит; следовательно, полупроводники обладают иным механизмом электропроводности, чем металлы. И причина этого — различная природа химической связи между атомами металлов и полупроводников.

³²Полупроводники чрезвычайно распространены в природе. Например, около 80% массы земной коры приходится на вещества, являющиеся полупроводниками.

16.1 Ковалентная связь

Металлическая связь, как вы помните, обеспечивается газом свободных электронов, который, подобно клею, удерживает положительные ионы в узлах кристаллической решётки. Полупроводники устроены иначе — их атомы скрепляет *ковалентная связь*. Давайте вспомним, что это такое.

Электроны, находящиеся на внешнем электронном уровне и называемые *валентными*, слабее связаны с атомом, чем остальные электроны, которые расположены ближе к ядру. В процессе образования ковалентной связи два атома вносят «в общее дело» по одному своему валентному электрону. Эти два электрона обобществляются, то есть теперь принадлежат уже обоим атомам, и потому называются *общей электронной парой* (рис. 65).

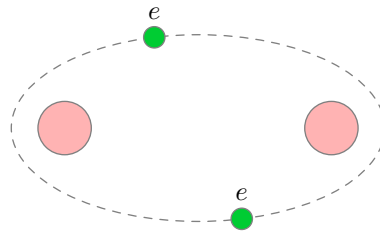


Рис. 65. Ковалентная связь

Обобществлённая пара электронов как раз и удерживает атомы друг около друга (с помощью сил электрического притяжения). *Ковалентная связь — это связь, существующая между атомами за счёт общих электронных пар*. По этой причине ковалентная связь называется также *парноэлектронной*.

16.2 Кристаллическая структура кремния

Теперь мы готовы подробнее изучить внутреннее устройство полупроводников. В качестве примера рассмотрим самый распространённый в природе полупроводник — кремний. Аналогичное строение имеет и второй по важности полупроводник — германий.

Пространственная структура кремния представлена³³ на рис. 66. Шариками изображены атомы кремния, а трубки, их соединяющие, — это каналы ковалентной связи между атомами.

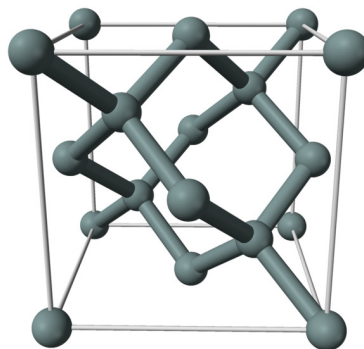


Рис. 66. Кристаллическая структура кремния

Обратите внимание, что каждый атом кремния скреплён с *четырьмя* соседними атомами. Почему так получается?

³³Автор картинки — [Ben Mills](#).

Дело в том, что кремний четырёхвалентен — на внешней электронной оболочке атома кремния расположены четыре валентных электрона. Каждый из этих четырёх электронов готов образовать общую электронную пару с валентным электроном другого атома. Так и происходит! В результате атом кремния окружается четырьмя пристыковавшимися к нему атомами, каждый из которых вносит по одному валентному электрону. Соответственно, вокруг каждого атома оказывается по восемь электронов (четыре своих и четыре чужих).

Более подробно мы видим это на плоской схеме кристаллической решётки кремния (рис. 67).

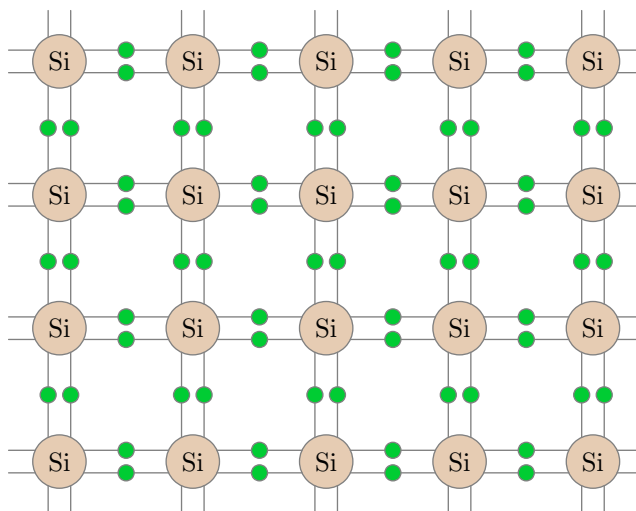


Рис. 67. Кристаллическая решётка кремния

Ковалентные связи изображены парами линий, соединяющих атомы; на этих линиях находятся общие электронные пары. Каждый валентный электрон, расположенный на такой линии, большую часть времени проводит в пространстве между двумя соседними атомами.

Однако валентные электроны отнюдь не «привязаны намертво» к соответствующим парам атомов. Происходит перекрытие электронных оболочек *всех* соседних атомов, так что любой валентный электрон есть общее достояние всех атомов-соседей. От некоторого атома 1 такой электрон может перейти к соседнему с ним атому 2, затем — к соседнему с ним атому 3 и так далее. Валентные электроны могут перемещаться по всему пространству кристалла — они, как говорят, *принадлежат всему кристаллу* (а не какой-либо одной атомной паре).

Тем не менее, валентные электроны кремния не являются свободными (как это имеет место в металле). В полупроводнике связь валентных электронов с атомами гораздо прочнее, чем в металле; ковалентные связи кремния не разрываются при невысоких температурах. Энергии электронов оказывается недостаточно для того, чтобы под действием внешнего электрического поля начать упорядоченное движение от меньшего потенциала к большему. Поэтому при достаточно низких температурах полупроводники близки к диэлектрикам — они не проводят электрический ток.

16.3 Собственная проводимость

Если включить в электрическую цепь полупроводниковый элемент и начать его нагревать, то сила тока в цепи возрастает. Следовательно, сопротивление полупроводника *уменьшается* с ростом температуры. Почему это происходит?

При повышении температуры тепловые колебания атомов кремния становятся интенсивнее, и энергия валентных электронов возрастает. У некоторых электронов энергия достигает значений, достаточных для разрыва ковалентных связей. Такие электроны покидают свои атомы и становятся *свободными* (или *электронами проводимости*) — точно так же, как в металле. Во

внешнем электрическом поле свободные электроны начинают упорядоченное движение, образуя электрический ток.

Чем выше температура кремния, тем больше энергия электронов, и тем большее количество ковалентных связей не выдерживает и рвётся. Число свободных электронов в кристалле кремния возрастает, что и приводит к уменьшению его сопротивления.

Разрыв ковалентных связей и появление свободных электронов показан на рис. 68. На месте разорванной ковалентной связи образуется *дырка* — вакантное место для электрона. Дырка имеет *положительный* заряд, поскольку с уходом отрицательно заряженного электрона остаётся нескомпенсированный положительный заряд ядра атома кремния.

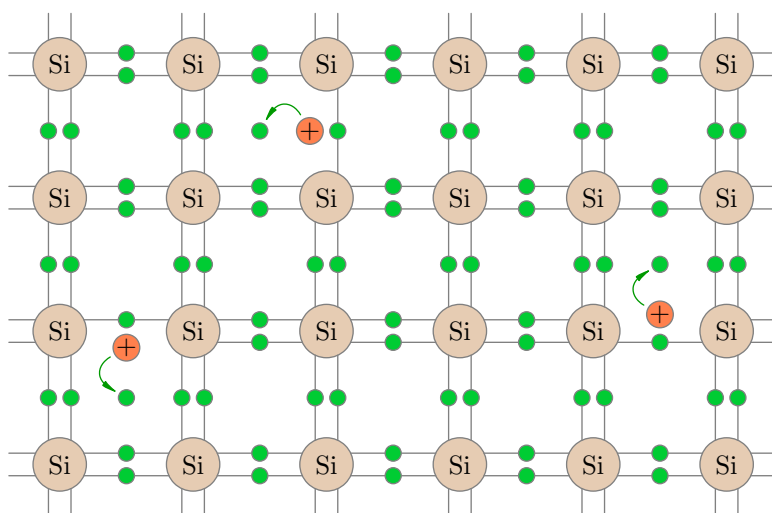


Рис. 68. Образование свободных электронов и дырок

Дырки не остаются на месте — они могут блуждать по кристаллу. Дело в том, что один из соседних валентных электронов, «путешествуя» между атомами, может перескочить на образовавшееся вакантное место, заполнив дырку; тогда дырка в этом месте исчезнет, но появится в том месте, откуда электрон пришёл.

При отсутствии внешнего электрического поля перемещение дырок носит случайный характер, ибо валентные электроны блуждают между атомами хаотически. Однако в электрическом поле начинается *направленное* движение дырок. Почему? Понять это несложно.

На рис. 69 изображён полупроводник, помещённый в электрическое поле \vec{E} . В левой части рисунка — начальное положение дырки.

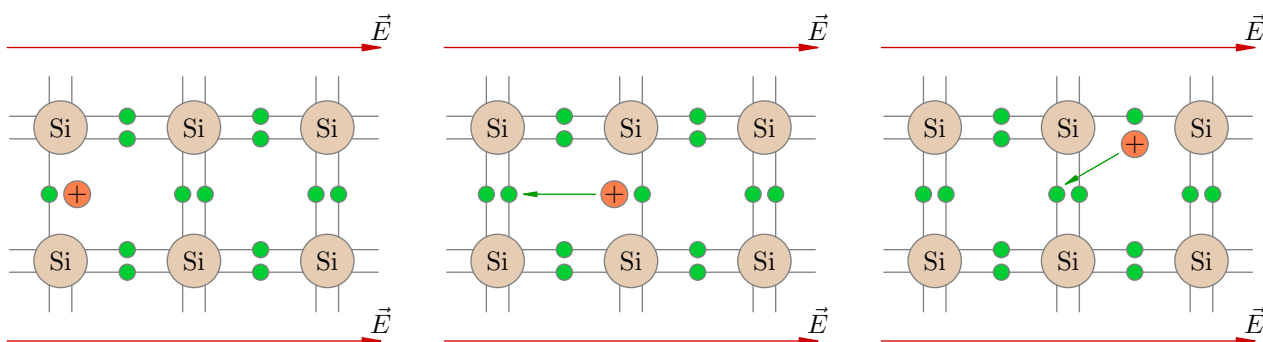


Рис. 69. Движение дырки в электрическом поле

Куда сместится дырка? Ясно, что наиболее вероятны перескоки «электрон → дырка» в направлении *против* линий поля (то есть к «плюсам», создающим поле). Один из таких перескоков показан в средней части рисунка: электрон прыгнул влево, заполнив вакансию, а дырка,

соответственно, сместилась вправо. Следующий возможный скачок электрона, вызванный электрическим полем, изображён в правой части рисунка; в результате этого скачка дырка заняла новое место, расположенное ещё правее.

Мы видим, что дырка в целом перемещается *по направлению* линий поля — то есть туда, куда и полагается двигаться положительным зарядам. Подчеркнём ещё раз, что направленное движение дырки вдоль поля вызвано перескоками валентных электронов от атома к атому, происходящими преимущественно в направлении против поля.

Таким образом, в кристалле кремния имеется два типа носителей заряда: свободные электроны и дырки. При наложении внешнего электрического поля появляется электрический ток, вызванный их упорядоченным встречным движением: свободные электроны перемещаются противоположно вектору напряжённости поля \vec{E} , а дырки — в направлении вектора \vec{E} .

Возникновение тока за счёт движения свободных электронов называется *электронной проводимостью*, или *проводимостью n-типа*. Процесс упорядоченного перемещения дырок называется *дырочной проводимостью*, или *проводимостью p-типа*³⁴. Обе проводимости — электронная и дырочная — вместе называются *собственной проводимостью* полупроводника.

Каждый уход электрона с разорванной ковалентной связи порождает пару «свободный электрон–дырка». Поэтому концентрация свободных электронов в кристалле чистого кремния равна концентрации дырок. Соответственно, при нагревании кристалла увеличивается концентрация не только свободных электронов, но и дырок, что приводит к возрастанию собственной проводимости полупроводника за счёт увеличения как электронной, так и дырочной проводимости.

Наряду с образованием пар «свободный электрон–дырка» идёт и обратный процесс: *рекомбинация* свободных электронов и дырок. А именно, свободный электрон, встречаясь с дыркой, заполняет эту вакансию, восстанавливая разорванную ковалентную связь и превращаясь в валентный электрон. Таким образом, в полупроводнике устанавливается *динамическое равновесие*: среднее число разрывов ковалентных связей и образующихся электронно-дырочных пар в единицу времени равно среднему числу рекомбинирующих электронов и дырок. Это состояние динамического равновесия определяет равновесную концентрацию свободных электронов и дырок в полупроводнике при данных условиях.

Изменение внешних условий смещает состояние динамического равновесия в ту или иную сторону. Равновесное значение концентрации носителей заряда при этом, естественно, изменяется. Например, число свободных электронов и дырок возрастает при нагревании полупроводника или при его освещении.

При комнатной температуре концентрация свободных электронов и дырок в кремнии приблизительно равно 10^{10} см^{-3} . Концентрация же атомов кремния — порядка 10^{22} см^{-3} . Иными словами, на 10^{12} атомов кремния приходится лишь один свободный электрон! Это очень мало. В металлах, например, концентрация свободных электронов примерно равна концентрации атомов. Соответственно, *собственная проводимость кремния и других полупроводников при нормальных условиях мала по сравнению с проводимостью металлов*.

16.4 Примесная проводимость

Важнейшей особенностью полупроводников является то, что их удельное сопротивление может быть уменьшено на несколько порядков в результате введения даже весьма незначительного количества примесей. Помимо собственной проводимости у полупроводника возникает доминирующая *примесная проводимость*. Именно благодаря этому факту полупроводниковые приборы нашли столь широкое применение в науке и технике.

Предположим, например, что в расплав кремния добавлено немного пятивалентного мышьяка (As). После кристаллизации расплава оказывается, что атомы мышьяка занимают места в

³⁴От первых букв латинских слов *negativus* (отрицательный) и *positivus* (положительный)

некоторых узлах сформировавшейся кристаллической решётки кремния.

На внешнем электронном уровне атома мышьяка имеется пять электронов. Четыре из них образуют ковалентные связи с ближайшими соседями — атомами кремния (рис. 70). Какова судьба пятого электрона, не занятого в этих связях?

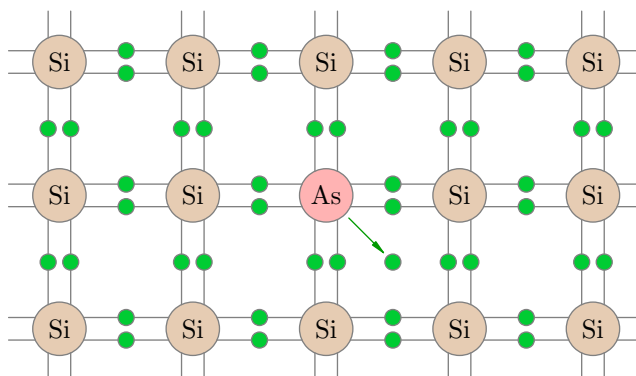


Рис. 70. Полупроводник n -типа

А пятый электрон становится свободным! Дело в том, что энергия связи этого «лишнего» электрона с атомом мышьяка, расположенным в кристалле кремния, гораздо меньше энергии связи валентных электронов с атомами кремния. Поэтому уже при комнатной температуре почти все атомы мышьяка в результате теплового движения остаются без пятого электрона, превращаясь в положительные ионы. А кристалл кремния, соответственно, наполняется свободными электронами, которые отцепились от атомов мышьяка.

Наполнение кристалла свободными электронами для нас не новость: мы видели это и выше, когда нагревался *чистый* кремний (без каких-либо примесей). Но сейчас ситуация принципиально иная: *появление свободного электрона, ушедшего из атома мышьяка, не сопровождается появлением подвижной дырки*. Почему? Причина та же — связь валентных электронов с атомами кремния гораздо прочнее, чем с атомом мышьяка на пятой вакансии, поэтому электроны соседних атомов кремния и не стремятся эту вакансию заполнить. Вакансия, таким образом, остаётся на месте, она как бы «приморожена» к атому мышьяка и не участвует в создании тока.

Таким образом, *внедрение атомов пятивалентного мышьяка в кристаллическую решётку кремния создаёт электронную проводимость, но не приводит к симметричному появлению дырочной проводимости*. Главная роль в создании тока теперь принадлежит свободным электронам, которые в данном случае называются *основными носителями заряда*.

Механизм собственной проводимости, разумеется, продолжает работать и при наличии примеси: ковалентные связи по-прежнему рвутся за счёт теплового движения, порождая свободные электроны и дырки. Но теперь дырок оказывается гораздо меньше, чем свободных электронов, которые в большом количестве предоставлены атомами мышьяка. Поэтому дырки в данном случае будут *неосновными носителями заряда*.

Примеси, атомы которых отдают свободные электроны без появления равного количества подвижных дырок, называются *донорными*. Например, пятивалентный мышьяк — донорная примесь. При наличии в полупроводнике донорной примеси основными носителями заряда являются свободные электроны, а неосновными — дырки; иными словами, концентрация свободных электронов намного превышает концентрацию дырок. Поэтому полупроводники с донорными примесями называются *электронными полупроводниками*, или *полупроводниками n -типа* (или просто *n -полупроводниками*).

А насколько, интересно, концентрация свободных электронов может превышать концентрацию дырок в n -полупроводнике? Давайте проведём простой расчёт.

Предположим, что примесь составляет 0,1%, то есть на тысячу атомов кремния приходится один атом мышьяка. Концентрация атомов кремния, как мы помним, порядка 10^{22} см $^{-3}$.

Концентрация атомов мышьяка, соответственно, будет в тысячу раз меньше: 10^{19} см^{-3} . Такой же окажется и концентрация свободных электронов, отданных примесью — ведь каждый атом мышьяка отдаёт по электрону. А теперь вспомним, что концентрация электронно-дырочных пар, появляющихся при разрывах ковалентных связей кремния, при комнатной температуре примерно равна 10^{10} см^{-3} . Чувствуете разницу? Концентрация свободных электронов в данном случае больше концентрации дырок на 9 порядков, то есть в миллиард раз! Соответственно, в миллиард раз уменьшается удельное сопротивление кремниевого полупроводника при введении столь небольшого количества примеси.

Приведённый расчёт показывает, что в полупроводниках *n*-типа основную роль действительно играет электронная проводимость. На фоне столь колоссального превосходства численности свободных электронов вклад движения дырок в общую проводимость пренебрежимо мал.

Можно, наоборот, создать полупроводник с преобладанием дырочной проводимости. Так получится, если в кристалл кремния внедрить трёхвалентную примесь — например, индий (In). Результат такого внедрения показан на рис. 71.

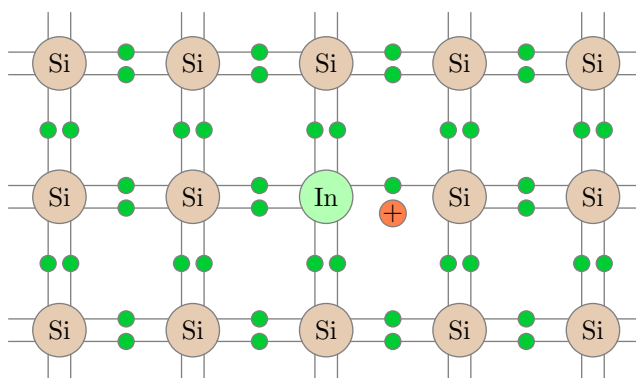


Рис. 71. Полупроводник *p*-типа

Что происходит в этом случае? На внешнем электронном уровне атома индия расположены три электрона, которые формируют ковалентные связи с тремя окружающими атомами кремния. Для четвёртого соседнего атома кремния у атома индия уже не хватает электрона, и в этом месте возникает дырка.

И дырка эта не простая, а особенная — с весьма большой энергией связи. Когда в неё попадёт электрон из соседнего атома кремния, он в ней «застрянет навеки», ибо притяжение электрона к атому индия весьма велико — больше, чем к атомам кремния. Атом индия превратится в отрицательный ион, а в том месте, откуда электрон пришёл, возникнет дырка — но теперь уже обыкновенная подвижная дырка в виде разорванной ковалентной связи в кристаллической решётке кремния. Эта дырка обычным образом начнёт блуждать по кристаллу за счёт «эстафетной» передачи валентных электронов от одного атома кремния к другому.

Итак, каждый примесный атом индия порождает дырку, но не приводит к симметричному появлению свободного электрона. Такие примеси, атомы которых захватывают «намертво» электроны и тем самым создают в кристалле подвижную дырку, называются *акцепторными*. Трёхвалентный индий — пример акцепторной примеси.

Если в кристалл чистого кремния ввести акцепторную примесь, то число дырок, порождённых примесью, будет намного больше числа свободных электронов, возникших за счёт разрыва ковалентных связей между атомами кремния. Полупроводник с акцепторной примесью — это *дырочный полупроводник*, или *полупроводник *p*-типа* (или просто *p-полупроводник*).

Дырки играют главную роль при создании тока в *p*-полупроводнике; дырки — *основные носители* заряда. Свободные электроны — *неосновные носители* заряда в *p*-полупроводнике. Движение свободных электронов в данном случае не вносит существенного вклада: электрический ток обеспечивается в первую очередь дырочной проводимостью.

16.5 p – n -переход

Место контакта двух полупроводников с различными типами проводимости (электронной и дырочной) называется *электронно-дырочным переходом*, или *p – n -переходом*. В области p – n -перехода возникает интересное и очень важное явление — односторонняя проводимость.

На рис. 72 изображён контакт областей p - и n -типа; цветные кружочки — это дырки и свободные электроны, которые являются основными (или неосновными) носителями заряда в соответствующих областях.

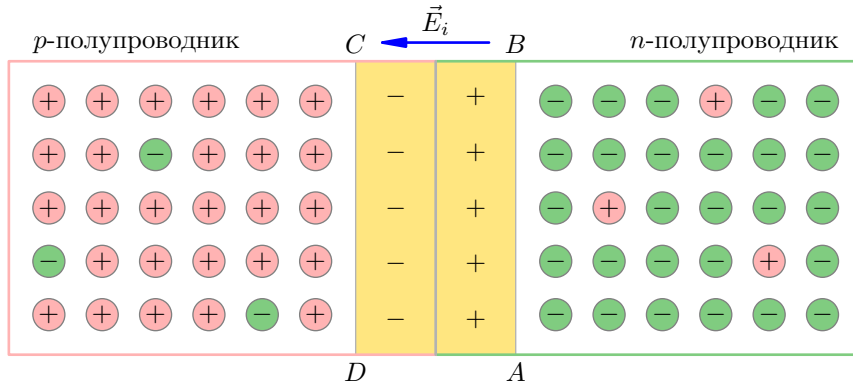


Рис. 72. Запирающий слой p – n -перехода

Совершая тепловое движение, носители заряда проникают через границу раздела областей. Свободные электроны переходят из n -области в p -область и рекомбинируют там с дырками; дырки же диффундируют из p -области в n -область и рекомбинируют там с электронами.

В результате этих процессов в электронном полупроводнике около границы контакта остаётся нескомпенсированный заряд положительных ионов донорной примеси, а в дырочном полупроводнике (также вблизи границы) возникает нескомпенсированный отрицательный заряд ионов акцепторной примеси. Эти нескомпенсированные объёмные заряды образуют так называемый *запирающий слой ABCD*, внутреннее электрическое поле \vec{E}_i которого препятствует дальнейшей диффузии свободных электронов и дырок через границу контакта.

Подключим теперь к нашему полупроводниковому элементу источник тока, подав «плюс» источника на n -полупроводник, а «минус» — на p -полупроводник (рис. 73).

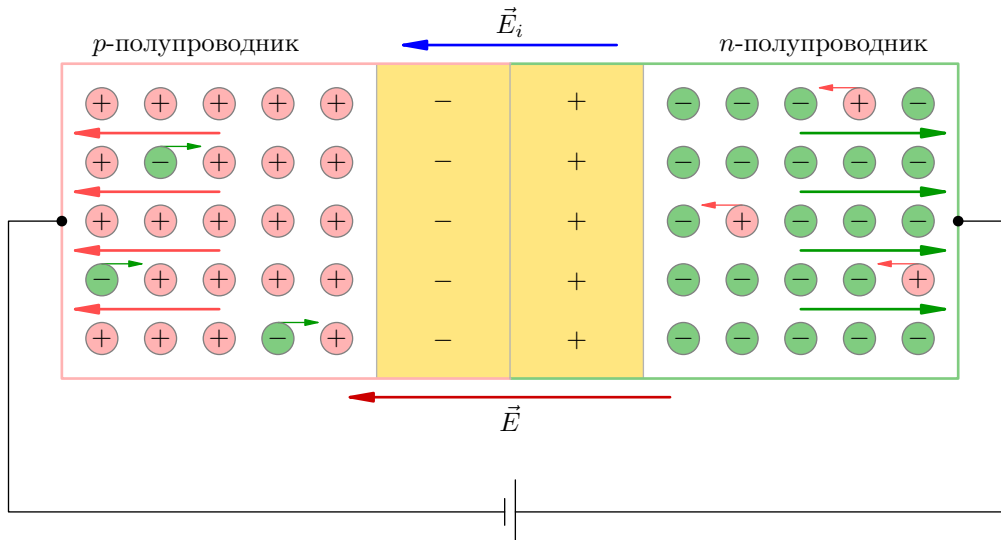


Рис. 73. Включение в обратном направлении: тока нет

Мы видим, что внешнее электрическое поле \vec{E} уводит основные носители заряда дальше от границы контакта. Ширина запирающего слоя увеличивается, его электрическое поле \vec{E}_i возрастает. Сопротивление запирающего слоя велико, и основные носители не в состоянии преодолеть p - n -переход. Электрическое поле позволяет переходить границу лишь неосновным носителям, однако ввиду очень малой концентрации неосновных носителей создаваемый ими ток пренебрежимо мал.

Рассмотренная схема называется *включением p - n -перехода в обратном направлении*. Электрического тока основных носителей нет; имеется лишь ничтожно малый ток неосновных носителей. В данном случае p - n -переход оказывается закрытым.

Теперь поменяем полярность подключения и подадим «плюс» на p -полупроводник, а «минус» — на n -полупроводник (рис. 74). Эта схема называется *включением в прямом направлении*.

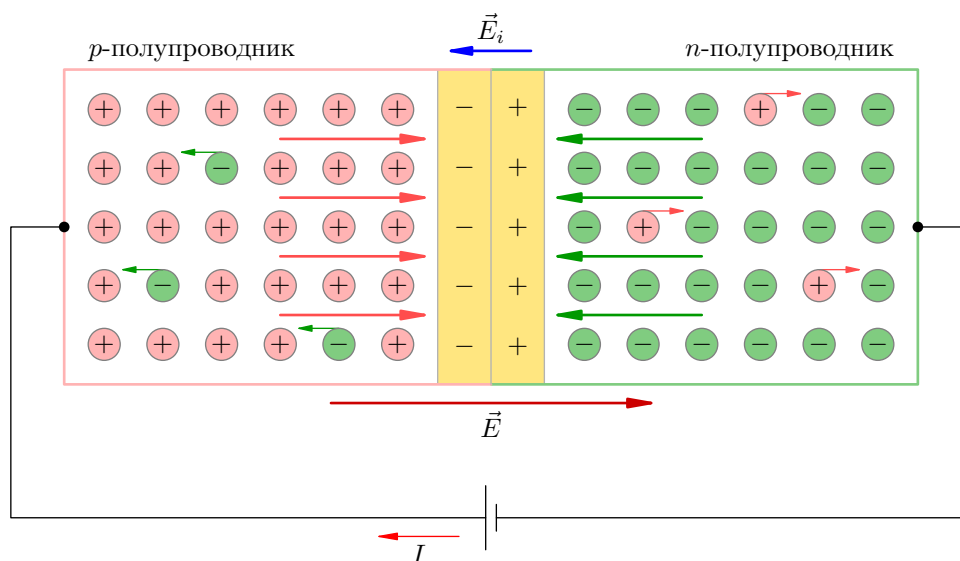


Рис. 74. Включение в прямом направлении: ток идёт

В этом случае внешнее электрическое поле \vec{E} направлено против запирающего поля \vec{E}_i и открывает путь основным носителям через p - n -переход. Запирающий слой становится тоньше, его сопротивление уменьшается. Происходит массовое перемещение свободных электронов из n -области в p -область, а дырки, в свою очередь, дружно устремляются из p -области в n -область. В цепи возникает ток I , вызванный движением основных носителей заряда³⁵.

Односторонняя проводимость p - n -перехода используется в *полупроводниковых диодах*. Диодом называется устройство, проводящее ток в лишь одном направлении; в противоположном направлении ток через диод не проходит (диод, как говорят, закрыт). Схематическое изображение диода показано на рис. 75.

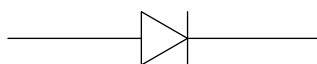


Рис. 75. Диод

В данном случае диод открыт в направлении слева направо: заряды как бы текут вдоль стрелки (видите её на рисунке?). В направлении справа налево заряды словно упираются в стенку — диод закрыт.

³⁵Теперь, правда, электрическое поле препятствует току неосновных носителей, но этот ничтожный фактор не оказывает заметного влияния на общую проводимость.

17 Магнитное поле. Линии

Магнитные свойства вещества известны людям давно. Магниты получили своё название от античного города Магнесия: в его окрестностях был распространён минерал (названный впоследствии магнитным железняком или магнетитом), куски которого притягивали железные предметы.

17.1 Взаимодействие магнитов

На двух сторонах каждого магнита расположены *северный полюс* и *южный полюс*. Два магнита притягиваются друг к другу разноимёнными полюсами и отталкиваются одноимёнными. Магниты могут действовать друг на друга даже сквозь вакуум! Всё это напоминает взаимодействие электрических зарядов, однако *взаимодействие магнитов не является электрическим*. Об этом свидетельствуют следующие опытные факты.

- Магнитная сила ослабевает при нагревании магнита. Сила же взаимодействия точечных зарядов не зависит от их температуры.
- Магнитная сила ослабевает, если тряхти магнит. Ничего подобного с электрически заряженными телами не происходит.
- Положительные электрические заряды можно отделить от отрицательных (например, при электризации тел). А вот разделить полюса магнита не получается: если разрезать магнит на две части, то в месте разреза также возникают полюса, и магнит распадается на два магнита с разноимёнными полюсами на концах (ориентированных точно так же, как и полюса исходного магнита).

Таким образом, магниты *всегда* двухполюсные, они существуют только в виде *диполей*. Изолированных магнитных полюсов (так называемых *магнитных монополей* — аналогов электрического заряда) в природе не существует (во всяком случае, экспериментально они пока не обнаружены). Это, пожалуй, самая впечатляющая асимметрия между электричеством и магнетизмом.

- Как и электрически заряженные тела, магниты действуют на электрические заряды. Однако магнит действует только на *движущийся* заряд; если заряд покоится относительно магнита, то действия магнитной силы на заряд не наблюдается. Напротив, наэлектризованное тело действует на любой заряд, вне зависимости от того, покоится он или движется.

По современным представлениям теории близкодействия, взаимодействие магнитов осуществляется посредством *магнитного поля*. А именно, магнит создаёт в окружающем пространстве магнитное поле, которое действует на другой магнит и вызывает видимое притяжение или отталкивание этих магнитов.

Примером магнита служит *магнитная стрелка* компаса. С помощью магнитной стрелки можно судить о наличии магнитного поля в данной области пространства, а также о направлении поля.

Наша планета Земля является гигантским магнитом. Неподалёку от северного географического полюса Земли расположен южный магнитный полюс. Поэтому северный конец стрелки компаса, поворачиваясь к южному магнитному полюсу Земли, указывает на географический север. Отсюда, собственно, и возникло название «северный полюс» магнита.

17.2 Линии магнитного поля

Электрическое поле, напомним, исследуется с помощью маленьких пробных зарядов, по действию на которые можно судить о величине и направлении поля. Аналогом пробного заряда в случае магнитного поля является маленькая магнитная стрелка.

Например, можно получить некоторое геометрическое представление о магнитном поле, если разместить в разных точках пространства очень маленькие стрелки компаса. Опыт показывает, что стрелки выстроятся вдоль определённых линий — так называемых *линий магнитного поля*. Дадим определение этого понятия в виде следующих трёх пунктов.

1. *Линии магнитного поля, или магнитные силовые линии — это направленные линии в пространстве, обладающие следующим свойством: маленькая стрелка компаса, помещённая в каждой точке такой линии, ориентируется по касательной к этой линии.*
2. *Направлением линии магнитного поля считается направление северных концов стрелок компаса, расположенных в точках данной линии.*
3. *Чем гуще идут линии, тем сильнее магнитное поле в данной области пространства.*

Роль стрелок компаса с успехом могут выполнять железные опилки: в магнитном поле маленькие опилки намагничиваются и ведут себя в точности как магнитные стрелки.

Так, насыпав железных опилок вокруг постоянного магнита, мы увидим примерно следующую картину линий магнитного поля (рис. 76).

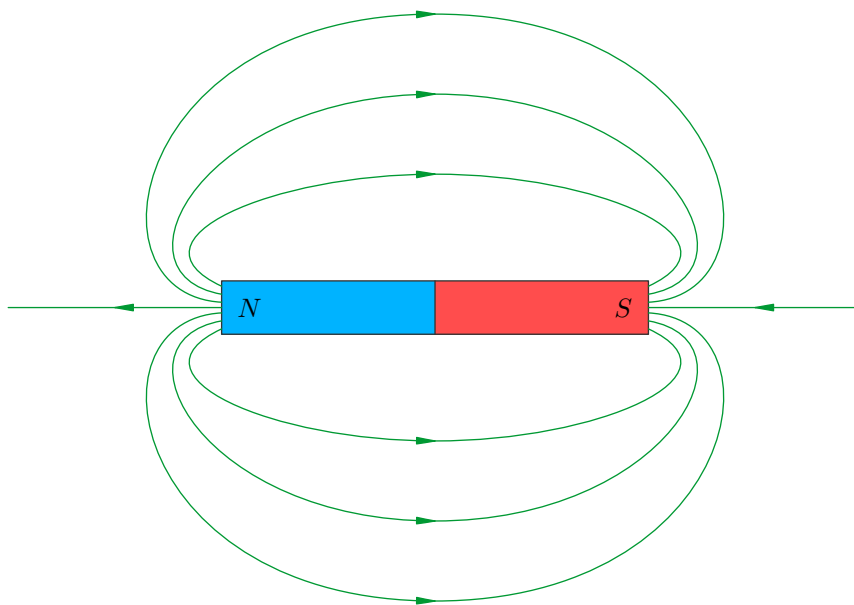


Рис. 76. Поле постоянного магнита

Северный полюс магнита обозначается синим цветом и буквой *N*; южный полюс — красным цветом и буквой *S*. Обратите внимание, что линии поля выходят из северного полюса магнита и входят в южный полюс: ведь именно к южному полюсу магнита будет направлен северный конец стрелки компаса.

17.3 Опыт Эрстеда

Несмотря на то, что электрические и магнитные явления были известны людям ещё с античности, никакой взаимосвязи между ними долгое время не наблюдалось. В течение нескольких

столетий исследования электричества и магнетизма шли параллельно и независимо друг от друга.

Тот замечательный факт, что электрические и магнитные явления на самом деле связаны друг с другом, был впервые обнаружен в 1820 году — в знаменитом опыте Эрстеда.

Схема опыта Эрстеда показана³⁶ на рис. 77. Над магнитной стрелкой NS (N и S — северный и южный полюсы стрелки) расположен металлический проводник, подключённый к источнику тока. Если замкнуть цепь, то стрелка поворачивается перпендикулярно проводнику!

Этот простой опыт прямо указал на взаимосвязь электричества и магнетизма. Эксперименты последовавшие за опытом Эрстеда, твёрдо установили следующую закономерность: *магнитное поле порождается электрическими токами и действует на токи.*

Картина линий магнитного поля, порождённого проводником с током, зависит от формы проводника.

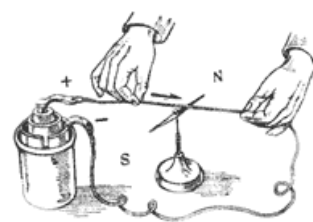


Рис. 77. Опыт Эрстеда

17.4 Магнитное поле прямого провода с током

Линии магнитного поля прямолинейного провода с током являются концентрическими окружностями. Центры этих окружностей лежат на проводе, а их плоскости перпендикулярны проводу (рис. 78).

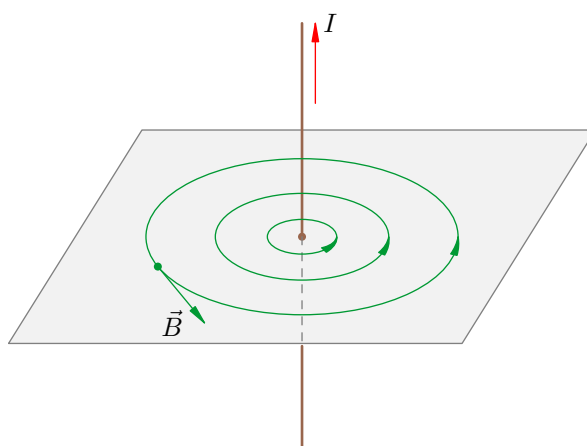


Рис. 78. Поле прямого провода с током

Для определения направления линий магнитного поля прямого тока существуют два альтернативных правила.

Правило часовой стрелки. *Линии поля идут против часовой стрелки, если смотреть так, чтобы ток тёк на нас.*

Правило винта³⁷. *Линии поля идут туда, куда надо вращать винт (с обычной правой резьбой), чтобы он двигался по резьбе в направлении тока.*

Пользуйтесь тем правилом, которое вам больше по душе. Лучше привыкнуть к правилу часовой стрелки — вы сами впоследствии убедитесь, что оно более универсально и им проще пользоваться³⁸.

³⁶Изображение с сайта rt.mipt.ru.

³⁷Или *правило буравчика*, или *правило штопора* — это уж кому что ближе ;-)

³⁸А потом с благодарностью вспомните его на первом курсе, когда будете изучать аналитическую геометрию.

На рис. 78 появилось и кое-что новое: это вектор \vec{B} , который называется *индукцией магнитного поля*, или *магнитной индукцией*. Вектор магнитной индукции является аналогом вектора напряжённости электрического поля: он служит *силовой характеристикой* магнитного поля, определяя силу, с которой магнитное поле действует на движущиеся заряды.

О силах в магнитном поле мы поговорим позже, а пока отметим лишь, что величина и направление магнитного поля определяется вектором магнитной индукции \vec{B} . В каждой точке пространства вектор \vec{B} направлен туда же, куда и северный конец стрелки компаса, помещённой в данную точку, а именно по касательной к линии поля в направлении этой линии. Измеряется магнитная индукция в *теслах* (Тл).

Как и в случае электрического поля, для индукции магнитного поля справедлив *принцип суперпозиции*. Он заключается в том, что *индукции магнитных полей $\vec{B}_1, \vec{B}_2, \dots, \vec{B}_n$, создаваемых в данной точке различными токами, складываются векторно и дают результирующий вектор магнитной индукции: $\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n$.*

17.5 Магнитное поле витка с током

Рассмотрим круговой виток, по которому циркулирует постоянный ток I . Источник, создающий ток, мы на рисунке не показываем.

Картина линий поля нашего витка будет иметь приблизительно следующий вид (рис. 79).

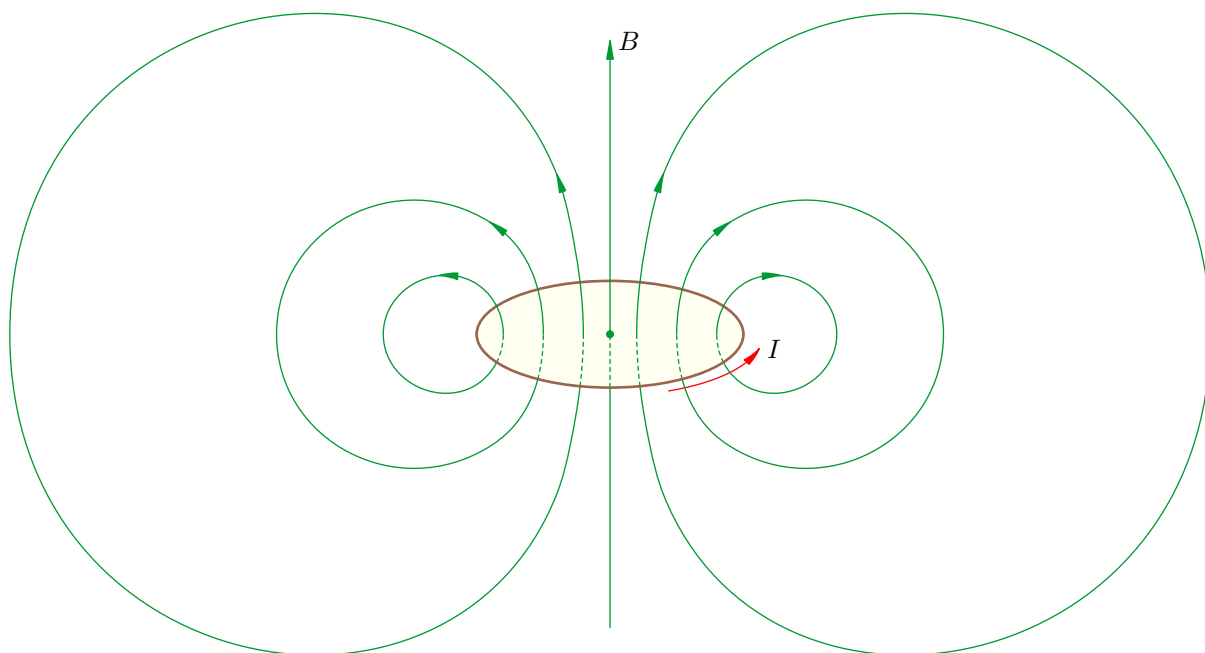


Рис. 79. Поле витка с током

Нам будет важно уметь определять, в какое полупространство (относительно плоскости витка) направлено магнитное поле. Снова имеем два альтернативных правила.

Правило часовой стрелки. *Линии поля идут туда, глядя откуда ток кажется циркулирующим против часовой стрелки.*

Правило винта *Линии поля идут туда, куда будет перемещаться винт (с обычной правой резьбой), если вращать его в направлении тока.*

Как видите, ток и поле меняются ролями — по сравнению с формулировками этих правил для случая прямого тока.

17.6 Магнитное поле катушки с током

Катушка получится, если плотно, виток к витку, намотать провод в достаточно длинную спираль (рис. 80)³⁹. В катушке может быть несколько десятков, сотен или даже тысяч витков. Катушка называется ещё *соленоидом*.

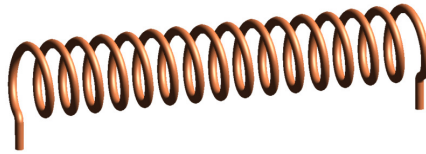


Рис. 80. Катушка (соленоид)

Магнитное поле одного витка, как мы знаем, выглядит не очень-то просто. Поля отдельных витков катушки накладываются друг на друга, и, казалось бы, в результате должна получиться совсем уж запутанная картина. Однако это не так: поле длинной катушки имеет неожиданно простую структуру (рис. 81).

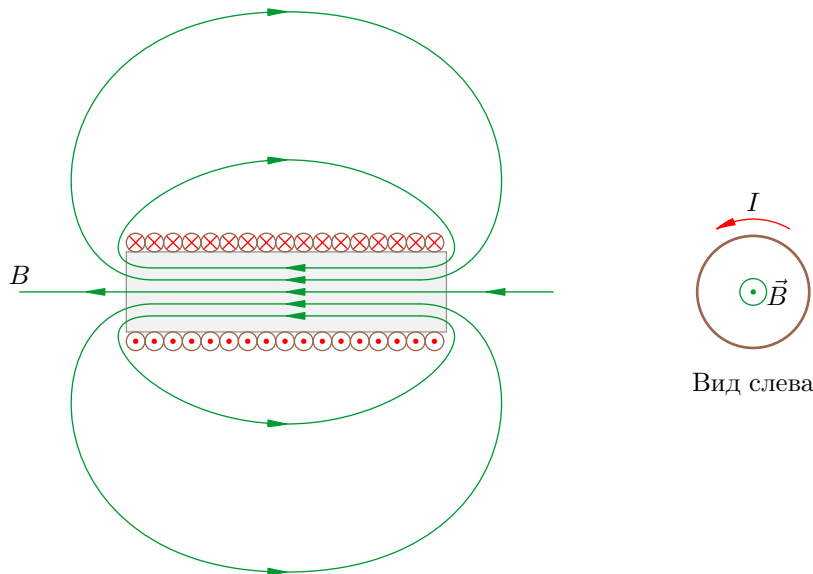


Рис. 81. Поле катушки с током

На этом рисунке ток в катушке идёт против часовой стрелки, если смотреть слева (так будет, если на рис. 80 правый конец катушки подключить к «плюсу» источника тока, а левый конец — к «минусу»). Мы видим, что магнитное поле катушки обладает двумя характерными свойствами.

1. Внутри катушки вдали от её краёв магнитное поле является *однородным*: в каждой точке вектор магнитной индукции одинаков по величине и направлению. Линии поля — параллельные прямые; они искривляются лишь вблизи краёв катушки, когда выходят наружу.
2. Вне катушки поле близко к нулю. Чем больше витков в катушке — тем слабее поле снаружи неё.

Заметим, что бесконечно длинная катушка вообще не выпускает поле наружу: вне катушки магнитное поле отсутствует. Внутри такой катушки поле всюду является однородным.

³⁹Изображение с сайта en.wikipedia.org.

Ничего не напоминает? Катушка является «магнитным» аналогом конденсатора. Вы же помните, что конденсатор создаёт внутри себя однородное электрическое поле, линии которого искривляются лишь вблизи краёв пластин, а вне конденсатора поле близко к нулю; конденсатор с бесконечными обкладками вообще не выпускает поле наружу, а всюду внутри него поле однородно.

А теперь — главное наблюдение. Сопоставьте, пожалуйста, картину линий магнитного поля вне катушки (рис. 81) с линиями поля магнита на рис. 76. Одно и то же, не правда ли? И вот мы подходим к вопросу, который, вероятно, у вас уже давно возник: если магнитное поле порождается токами и действует на токи, то какова причина возникновения магнитного поля вблизи постоянного магнита? Ведь этот магнит вроде бы не является проводником с током!

17.7 Гипотеза Ампера. Элементарные токи

Поначалу думали, что взаимодействие магнитов объясняется особыми магнитными зарядами, сосредоточенными на полюсах. Но, в отличие от электричества, никто не мог изолировать магнитный заряд; ведь, как мы уже говорили, не удавалось получить по отдельности северный и южный полюс магнита — полюса всегда присутствуют в магните парами.

Сомнения насчёт магнитных зарядов усугубил опыт Эрстеда, когда выяснилось, что магнитное поле порождается электрическим током. Более того, оказалось, что для всякого магнита можно подобрать проводник с током соответствующей конфигурации, такой, что поле этого проводника совпадает с полем магнита.

Ампер выдвинул смелую гипотезу. *Нет никаких магнитных зарядов. Действие магнита объясняется замкнутыми электрическими токами внутри него.*

Что это за токи? Эти *элементарные токи* циркулируют внутри атомов и молекул; они связаны с движением электронов по атомным орбитам. Магнитное поле любого тела складывается из магнитных полей этих элементарных токов.

Элементарные токи могут быть беспорядочным образом расположены друг относительно друга. Тогда их поля взаимно погашаются, и тело не проявляет магнитных свойств.

Но если элементарные токи расположены согласованно, то их поля, складываясь, усиливают друг друга. Тело становится магнитом (рис. 82; магнитное поле будет направлено на нас; также на нас будет направлен и северный полюс магнита).

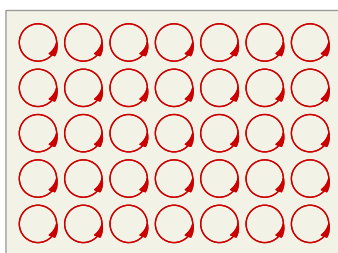


Рис. 82. Элементарные токи магнита

Гипотеза Ампера об элементарных токах прояснила свойства магнитов. Нагревание и тряска магнита разрушают порядок расположения его элементарных токов, и магнитные свойства ослабевают. Неразделимость полюсов магнита стала очевидной: в месте разреза магнита мы получаем те же элементарные токи на торцах. Способность тела намагничиваться в магнитном поле объясняется согласованным выстраиванием элементарных токов, «поворачивающихся» должным образом (о повороте кругового тока в магнитном поле читайте в следующем листке).

Гипотеза Ампера оказалась справедливой — это показало дальнейшее развитие физики. Представления об элементарных токах стали неотъемлемой частью теории атома, разработанной уже в XX веке — почти через сто лет после гениальной догадки Ампера.

18 Магнитное поле. Силы

В отличие от электрического поля, которое действует на любой заряд, магнитное поле действует только на *движущиеся* заряженные частицы. При этом оказывается, что сила зависит не только от величины, но и от направления скорости заряда.

18.1 Сила Лоренца

Сила, с которой магнитное поле действует на заряженную частицу, называется *силой Лоренца*. Опыт показывает, что вектор \vec{F} силы Лоренца находится следующим образом.

1. Абсолютная величина силы Лоренца равна:

$$F = qvB \sin \alpha. \quad (72)$$

Здесь q — абсолютная величина заряда, v — скорость заряда, B — индукция магнитного поля, α — угол между векторами \vec{v} и \vec{B} .

2. Сила Лоренца перпендикулярна обоим векторам \vec{v} и \vec{B} . Иными словами, вектор \vec{F} перпендикулярен плоскости, в которой лежат векторы скорости заряда и индукции магнитного поля.

Остаётся выяснить, в какое полупространство относительно данной плоскости направлена сила Лоренца.

3. Взаимное расположение векторов \vec{v} , \vec{B} и \vec{F} для *положительного* заряда q показано на рис. 83.

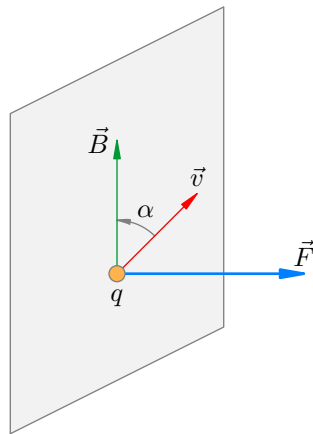


Рис. 83. Сила Лоренца

Направление силы Лоренца определяется в данном случае по одному из двух альтернативных правил.

Правило часовой стрелки. Сила Лоренца направлена туда, глядя откуда кратчайший поворот вектора скорости частицы \vec{v} к вектору магнитной индукции \vec{B} виден против часовой стрелки.

Правило левой руки. Располагаем левую руку так, чтобы четыре пальца указывали направление скорости частицы, а линии поля входили в ладонь. Тогда оттопыренный большой палец укажет направление силы Лоренца.

Для отрицательного заряда q направление силы Лоренца меняется на противоположное.

Всё вышперечисленное является обобщением опытных фактов. Формула (72) позволяет связать размерность индукции магнитного поля с размерностями других физических величин:

$$B = \frac{F}{qv \sin \alpha} \Rightarrow T_{\text{Л}} = \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{Кл} \cdot \text{м}} = \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}.$$

18.2 Сила Ампера

Если металлический проводник с током поместить в магнитное поле, то на этот проводник со стороны магнитного поля будет действовать сила, которая называется *силой Ампера*.

Происхождение силы Ампера легко понять. Ведь ток в металле является направленным движением электронов, а на каждый электрон действует сила Лоренца. Все эти силы Лоренца, действующие на свободные электроны, имеют одинаковое направление и одинаковую величину; они складываются друг с другом и дают результирующую силу Ампера.

Направление силы Ампера определяется по тем же двум правилам, сформулированным выше.

Правило часовой стрелки. Сила Ампера направлена туда, глядя откуда кратчайший поворот тока к полю виден против часовой стрелки.

Правило левой руки. Располагаем левую руку так, чтобы четыре пальца указывали направление тока, а линии поля входили в ладонь. Тогда оттопыренный большой палец укажет направление силы Ампера.

Взаимное расположение тока, поля и силы Ампера \vec{F} указано на рис. 84.

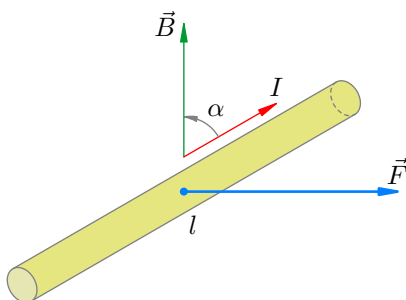


Рис. 84. Сила Ампера

На этом рисунке проводник имеет длину l , а угол между направлениями тока и поля равен α . Мы сейчас выведем выражение для абсолютной величины силы Ампера.

На каждый свободный электрон действует сила Лоренца:

$$F_1 = evB \sin \alpha,$$

где v — скорость направленного движения свободных электронов в проводнике.

Пусть N — число свободных электронов в данном проводнике, n — их концентрация (число в единице объёма). Тогда:

$$N = nV = nSl,$$

где V — объём проводника, S — площадь его поперечного сечения. Получаем:

$$F = NF_1 = nSl \cdot evB \sin \alpha = (envS)Bl \sin \alpha.$$

Мы не случайно выделили скобками четыре сомножителя. Ведь это есть не что иное, как сила тока: $I = envS$ (вспомните выражение силы тока через скорость направленного движения свободных зарядов!). В результате приходим к окончательной формуле для силы Ампера:

$$F = IBl \sin \alpha. \quad (73)$$

Хорошую возможность поупражняться в нахождении направлений магнитного поля и силы Ампера даёт взаимодействие параллельных токов. Оказывается, два параллельных провода отталкиваются, если направления токов в них противоположны, и притягиваются, если направления токов совпадают (рис. 85).

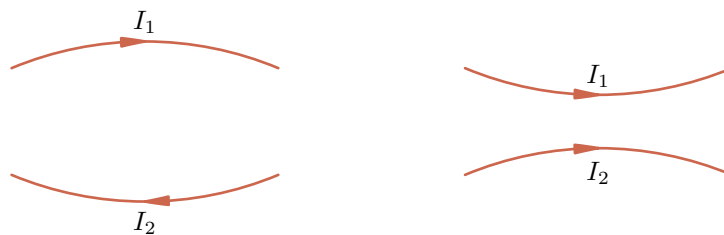


Рис. 85. Взаимодействие параллельных токов

Обязательно убедитесь в этом самостоятельно! Делаем так. Сначала берём произвольную точку на первом проводе и определяем направление магнитного поля, создаваемого в этой точке вторым проводом (правило вам известно — см. предыдущий листок). Ну а затем находим направление силы Ампера, действующей на первый провод со стороны магнитного поля второго провода.

18.3 Рамка с током в магнитном поле

В листках по термодинамике мы говорили о важности циклически работающих машин: они снабжают нас энергией. Понимание законов термодинамики позволило сконструировать тепловые двигатели, которые исправно служат нам и по сей день.

Понимание же законов электромагнетизма дало возможность создать циклическую машину другого типа — электродвигатель.

Мы рассмотрим один из элементов электродвигателя — рамку с током в магнитном поле. Разобравшись в её поведении, мы сможем уловить основную идею функционирования электродвигателя.

Пусть прямоугольная рамка 1234 может вращаться вокруг горизонтальной оси (рис. 86, слева). Рамка находится в вертикальном однородном магнитном поле \vec{B} . Ток течёт по рамке в направлении $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$; это направление показано соответствующими стрелками.

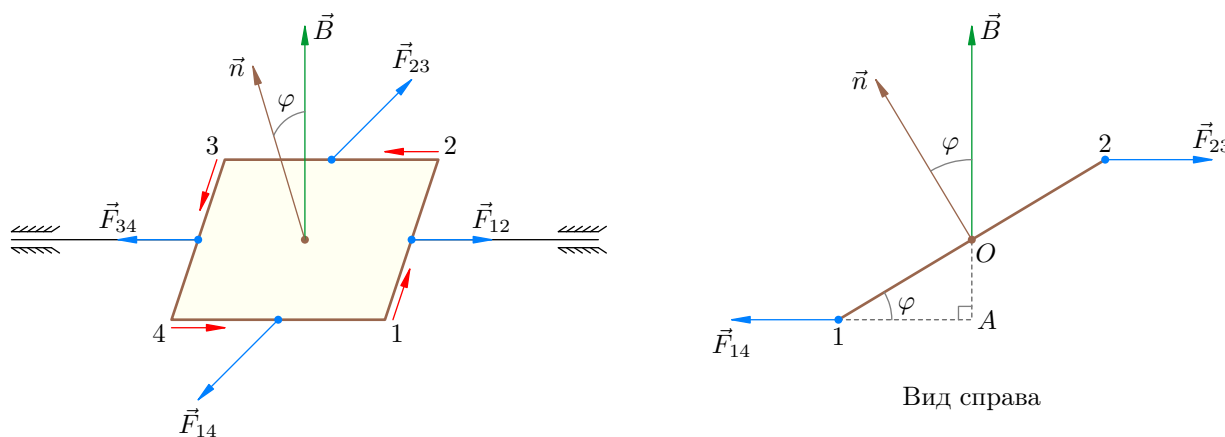


Рис. 86. Рамка с током в магнитном поле

Вектор \vec{n} называется *вектором нормали*; он перпендикулярен плоскости рамки и направлен туда, глядя откуда ток кажется циркулирующим против часовой стрелки. (Иными словами,

вектор \vec{n} сонаправлен с вектором индукции магнитного поля, которое создаётся током в рамке.) Поворот рамки измеряется углом φ между векторами \vec{n} и \vec{B} .

Теперь определим направления сил Ампера, которые действуют на рамку со стороны магнитного поля. Эти силы расставлены на рисунке; вот вам ещё одно упражнение на правило часовой стрелки (левой руки) — обязательно проверьте правильность указанных направлений!

Силы \vec{F}_{12} и \vec{F}_{34} , приложенные к сторонам 12 и 34, действуют вдоль оси вращения. Они лишь растягивают рамку и не вызывают её вращения.

Куда более интересны силы \vec{F}_{23} и \vec{F}_{14} , приложенные соответственно к сторонам 23 и 14. Они лежат в горизонтальной плоскости и перпендикулярны оси вращения. Эти силы *вращают* рамку в направлении по часовой стрелке, если смотреть справа (рис. 86, правая часть). Вычислим момент этой пары сил относительно оси O вращения рамки.

Пусть длина стороны 14 равна a . Тогда

$$F_{14} = F_{23} = IBa.$$

Пусть длина стороны 12 равна b . Плечо d силы F_{14} , как видно из рис. 86 (справа) равно:

$$d = OA = \frac{b}{2} \sin \varphi.$$

Таким же будет плечо силы F_{23} . Отсюда получаем момент сил, вращающий рамку:

$$\mathcal{M} = F_{14}d + F_{23}d = IBa \cdot \frac{b}{2} \sin \varphi + IBa \cdot \frac{b}{2} \sin \varphi = IBab \sin \varphi.$$

Теперь заметим, что $ab = S$ — площадь рамки. Окончательно имеем:

$$\mathcal{M} = IBS \sin \varphi. \quad (74)$$

В этой формуле площадь служит единственной геометрической характеристикой рамки. Это наводит на мысль, что только площадь рамки и существенна в выражении для вращающего момента. И действительно, можно доказать⁴⁰, что формула (74) справедлива для рамки *любой формы* с площадью S .

Как видно из формулы (74), максимальный вращающий момент равен:

$$\mathcal{M}_{\max} = IBS.$$

Эта максимальная величина момента достигается при $\varphi = \pi/2$, то есть когда плоскость рамки параллельна магнитному полю.

Вращающий момент становится равным нулю при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$. Оба этих положения по-своему интересны.

При $\varphi = \pi$ плоскость рамки перпендикулярна полю, а векторы \vec{n} и \vec{B} направлены в разные стороны. Данное положение является *положением неустойчивого равновесия*: стоит хоть немного шевельнуть рамку, как силы Ампера начнут её вращать в том же направлении, поворачивая вектор \vec{n} к вектору \vec{B} (убедитесь!).

При $\varphi = 0$ плоскость рамки также перпендикулярна полю, а векторы \vec{n} и \vec{B} сонаправлены. Это — *положение устойчивого равновесия*: при отклонении рамки возникает вращающий момент, стремящийся вернуть рамку назад (убедитесь!). Начнутся колебания рамки, постепенно затухающие из-за трения. В конце концов рамка остановится в положении $\varphi = 0$; в этом положении вектор индукции магнитного поля рамки сонаправлен с вектором \vec{B} индукции внешнего

⁴⁰Разбивая рамку на бесконечно узкие полоски, неотличимые от прямоугольников.

магнитного поля⁴¹. Полезное сопоставление: *рамка занимает такое положение, что её положительная нормаль ориентируется в том же направлении, что и северный конец стрелки компаса, помещённой в это магнитное поле.*

Таким образом, поведение рамки в магнитном поле становится ясным: если отклонить рамку от положения устойчивого равновесия и отпустить, то рамка будет совершать колебания. С точки зрения совершения механической работы это не очень хорошо: если намотать нить на ось вращения и подвесить к нити груз, то груз будет то подниматься, то опускаться.

Но вот если исхитриться и заставить ток менять направление в нужные моменты, то вместо колебаний рамки начнётся её непрерывное вращение и, соответственно, непрерывный подъём подвешенного груза. Тогда-то и получится полноценный электродвигатель; идея с переменной направления тока реализуется с помощью *коллектора и щёток.*

⁴¹Вот почему при намагничивании вещества элементарные токи ориентируются так, что их поля направлены в сторону внешнего магнитного поля.

19 Электромагнитная индукция

Опыт Эрстеда показал, что электрический ток создаёт в окружающем пространстве магнитное поле. Майкл Фарадей пришёл к мысли, что может существовать и обратный эффект: магнитное поле, в свою очередь, порождает электрический ток.

Иными словами, пусть в магнитном поле находится замкнутый проводник; не будет ли в этом проводнике возникать электрический ток под действием магнитного поля?

Через десять лет поисков и экспериментов Фарадею наконец удалось этот эффект обнаружить. В 1831 году он поставил следующие опыты.

1. На одну и ту же деревянную основу были намотаны две катушки; витки второй катушки были проложены между витками первой и изолированы. Выводы первой катушки подключались к источнику тока, выводы второй катушки — к гальванометру⁴². Таким образом, получались два контура: «источник тока — первая катушка» и «вторая катушка — гальванометр». Электрического контакта между контурами не было, только лишь магнитное поле первой катушки пронизывало вторую катушку.

При замыкании цепи первой катушки гальванометр регистрировал короткий и слабый импульс тока во второй катушке.

Когда по первой катушке протекал постоянный ток, никакого тока во второй катушке не возникало.

При размыкании цепи первой катушки снова возникал короткий и слабый импульс тока во второй катушке, но на сей раз в обратном направлении по сравнению с током при замыкании цепи.

Вывод.

Меняющееся во времени магнитное поле первой катушки порождает (или, как говорят, *индуцирует*) электрический ток во второй катушке. Этот ток называется *индукционным током*.

Если магнитное поле первой катушки увеличивается (в момент нарастания тока при замыкании цепи), то индукционный ток во второй катушке течёт в одном направлении.

Если магнитное поле первой катушки уменьшается (в момент убывания тока при размыкании цепи), то индукционный ток во второй катушке течёт в другом направлении.

Если магнитное поле первой катушки не меняется (постоянный ток через неё), то индукционного тока во второй катушке нет.

Обнаруженное явление Фарадей назвал *электромагнитной индукцией* (т. е. «наведение электричества магнетизмом»).

2. Для подтверждения догадки о том, что индукционный ток порождается *переменным* магнитным полем, Фарадей перемещал катушки друг относительно друга. Цепь первой катушки всё время оставалась замкнутой, по ней протекал постоянный ток, но за счёт перемещения (сближения или удаления) вторая катушка оказывалась в переменном магнитном поле первой катушки.

Гальванометр снова фиксировал ток во второй катушке. Индукционный ток имел одно направление при сближении катушек, и другое — при их удалении. *При этом сила индукционного тока была тем больше, чем быстрее перемещались катушки.*

⁴²Гальванометр — чувствительный прибор для измерения малых токов.

3. Первая катушка была заменена постоянным магнитом. При внесении магнита внутрь второй катушки возникал индукционный ток. При выдвигании магнита снова появлялся ток, но в другом направлении. И опять-таки сила индукционного тока была тем больше, чем быстрее двигался магнит.

Эти и последующие опыты показали, что индукционный ток в проводящем контуре возникает во всех тех случаях, когда меняется «количество линий» магнитного поля, пронизывающих контур. Сила индукционного тока оказывается тем больше, чем быстрее меняется это количество линий. Направление тока будет одним при увеличении количества линий сквозь контур, и другим — при их уменьшении.

Замечательно, что для величины силы тока в данном контуре важна лишь скорость изменения количества линий. Что конкретно при этом происходит, роли не играет — меняется ли само поле, пронизывающее неподвижный контур, или же контур перемещается из области с одной плотностью линий в область с другой плотностью.

Такова суть закона электромагнитной индукции. Но, чтобы написать формулу и производить расчёты, нужно чётко формализовать расплывчатое понятие «количество линий поля сквозь контур».

19.1 Магнитный поток

Понятие магнитного потока как раз и является характеристикой количества линий магнитного поля, пронизывающих контур.

Для простоты мы ограничиваемся случаем однородного магнитного поля. Рассмотрим контур площади S , находящийся в магнитном поле с индукцией \vec{B} .

Пусть сначала магнитное поле перпендикулярно плоскости контура (рис. 87).

В этом случае магнитный поток Φ определяется очень просто — как произведение индукции магнитного поля на площадь контура:

$$\Phi = BS. \quad (75)$$

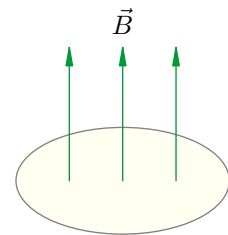


Рис. 87. $\Phi = BS$

Теперь рассмотрим общий случай, когда вектор \vec{B} образует угол α с нормалью к плоскости контура (рис. 88).

Мы видим, что теперь сквозь контур «протекает» лишь перпендикулярная составляющая \vec{B}_\perp вектора магнитной индукции \vec{B} (а та составляющая, которая параллельна контуру, не «течёт» сквозь него). Поэтому, согласно формуле (75), имеем: $\Phi = B_\perp S$. Но $B_\perp = B \cos \alpha$, поэтому

$$\Phi = BS \cos \alpha. \quad (76)$$

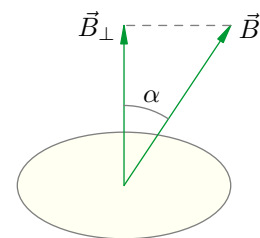


Рис. 88. $\Phi = BS \cos \alpha$

Это и есть общее определение магнитного потока в случае однородного магнитного поля. Обратим внимание на следующие две ситуации.

- Если вектор \vec{B} перпендикулярен плоскости контура, то $\alpha = 0$. Тогда $\cos \alpha = 1$, и мы снова приходим к формуле (75).
- Если вектор \vec{B} параллелен плоскости контура (то есть $\alpha = 90^\circ$), то $\cos \alpha = 0$ и магнитный поток становится равным нулю (магнитное поле вообще не «течёт» сквозь контур).

А как определить магнитный поток, если поле не является однородным? Укажем лишь идею. Поверхность контура разбивается на очень большое число очень маленьких площадок, в пределах которых поле можно считать однородным. Для каждой площадки вычисляем свой маленький магнитный поток по формуле (76), а затем все эти магнитные потоки суммируем.

Единицей измерения магнитного потока является *вебер* (Вб). Как видим,

$$\text{Вб} = \text{Тл} \cdot \text{м}^2 = \text{В} \cdot \text{с}. \quad (77)$$

Почему же магнитный поток характеризует «количество линий» магнитного поля, пронизывающих контур? Очень просто. «Количество линий» определяется их густотой (а значит, величиной B — ведь чем больше индукция, тем гуще линии) и «эффективной» площадью, пронизываемой полем (а это есть не что иное, как $S \cos \alpha$). Но множители B и $S \cos \alpha$ как раз и образуют магнитный поток!

Теперь мы можем дать более чёткое определение явления электромагнитной индукции, открытого Фарадеем.

Электромагнитная индукция — это явление возникновения электрического тока в замкнутом проводящем контуре при изменении магнитного потока, пронизывающего контур.

19.2 ЭДС индукции

Каков механизм возникновения индукционного тока? Это мы обсудим позже. Пока ясно одно: при изменении магнитного потока, проходящего через контур, на свободные заряды в контуре действуют некоторые силы — *сторонние силы*, вызывающие движение зарядов.

Как мы знаем, работа сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда вокруг контура называется электродвижущей силой (ЭДС): $\mathcal{E} = A_{\text{ст}}/q$. В нашем случае, когда меняется магнитный поток сквозь контур, соответствующая ЭДС называется *ЭДС индукции* и обозначается \mathcal{E}_i .

Итак, *ЭДС индукции \mathcal{E}_i — это работа сторонних сил, возникающих при изменении магнитного потока через контур, по перемещению единичного положительного заряда вокруг контура.*

Природу сторонних сил, возникающих в данном случае в контуре, мы скоро выясним.

19.3 Закон электромагнитной индукции Фарадея

Сила индукционного тока в опытах Фарадея оказывалась тем больше, чем быстрее менялся магнитный поток через контур.

Если за малое время Δt изменение магнитного потока равно $\Delta \Phi$, то *скорость* изменения магнитного потока — это дробь $\Delta \Phi / \Delta t$ (или, что то же самое, производная $\dot{\Phi}$ магнитного потока по времени).

Опыты показали, что сила индукционного тока I прямо пропорциональна модулю скорости изменения магнитного потока:

$$I \sim \left| \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \right|.$$

Модуль поставлен для того, чтобы не связываться пока с отрицательными величинами (ведь при убывании магнитного потока будет $\Delta \Phi < 0$). Впоследствии мы это модуль снимем.

Из закона Ома для полной цепи мы в то же время имеем: $I \sim \mathcal{E}_i$. Поэтому ЭДС индукции прямо пропорциональна скорости изменения магнитного потока:

$$\mathcal{E}_i \sim \left| \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \right|. \quad (78)$$

ЭДС измеряется в вольтах. Но и скорость изменения магнитного потока также измеряется в вольтах! Действительно, из (77) мы видим, что $\text{Вб}/\text{с} = \text{В}$. Стало быть, единицы измерения обеих частей пропорциональности (78) совпадают, поэтому коэффициент пропорциональности — величина безразмерная. В системе СИ она полагается равной единице, и мы получаем:

$$\mathcal{E}_i = \left| \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \right| = |\dot{\Phi}|. \quad (79)$$

Это и есть *закон электромагнитной индукции* или *закон Фарадея*. Дадим его словесную формулировку.

Закон электромагнитной индукции Фарадея. *При изменении магнитного потока, пронизывающего контур, в этом контуре возникает ЭДС индукции, равная модулю скорости изменения магнитного потока.*

19.4 Правило Ленца

Магнитный поток, изменение которого приводит к появлению индукционного тока в контуре, мы будем называть *внешним магнитным потоком*. А само магнитное поле, которое создаёт этот магнитный поток, мы будем называть *внешним магнитным полем*.

Зачем нам эти термины? Дело в том, что индукционный ток, возникающий в контуре, создаёт своё *собственное* магнитное поле, которое по принципу суперпозиции складывается с внешним магнитным полем. Соответственно, наряду с внешним магнитным потоком через контур будет проходить *собственный* магнитный поток, создаваемый магнитным полем индукционного тока.

Оказывается, эти два магнитных потока — собственный и внешний — связаны между собой строго определённым образом.

Правило Ленца. *Индукционный ток всегда имеет такое направление, что собственный магнитный поток препятствует изменению внешнего магнитного потока.*

Правило Ленца позволяет находить направление индукционного тока в любой ситуации. Рассмотрим некоторые примеры применения правила Ленца.

Предположим, что контур пронизывается магнитным полем, которое возрастает со временем (рис. 89). Например, мы приближаем снизу к контуру магнит, северный полюс которого направлен в данном случае вверх, к контуру.

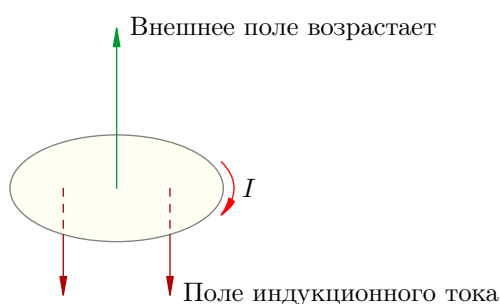


Рис. 89. Магнитный поток возрастает

Магнитный поток через контур увеличивается. Индукционный ток будет иметь такое направление, чтобы создаваемый им магнитный поток препятствовал увеличению внешнего магнитного потока. Для этого магнитное поле, создаваемое индукционным током, должно быть направлено *против* внешнего магнитного поля.

Индукционный ток течёт против часовой стрелки, если смотреть со стороны создаваемого им магнитного поля. В данном случае ток будет направлен по часовой стрелке, если смотреть сверху, со стороны внешнего магнитного поля, как и показано на (рис. 89).

Теперь предположим, что магнитное поле, пронизывающее контур, уменьшается со временем (рис. 90). Например, мы удаляем магнит вниз от контура, а северный полюс магнита направлен на контур.

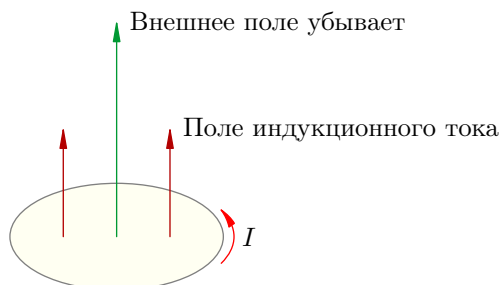


Рис. 90. Магнитный поток убывает

Магнитный поток через контур уменьшается. Индукционный ток будет иметь такое направление, чтобы его собственный магнитный поток поддерживал внешний магнитный поток, препятствуя его убыванию. Для этого магнитное поле индукционного тока должно быть направлено *в ту же сторону*, что и внешнее магнитное поле.

В этом случае индукционный ток потечёт против часовой стрелки, если смотреть сверху, со стороны обоих магнитных полей.

19.5 Взаимодействие магнита с контуром

Итак, приближение или удаление магнита приводит к появлению в контуре индукционного тока, направление которого определяется правилом Ленца. Но ведь магнитное поле действует на ток! Появится сила Ампера, действующая на контур со стороны поля магнита. Куда будет направлена эта сила?

Если вы хотите хорошо разобраться в правиле Ленца и в определении направления силы Ампера, попробуйте ответить на данный вопрос самостоятельно. Это не очень простое упражнение. Рассмотрите четыре возможных случая.

1. Магнит приближаем к контуру, северный полюс направлен на контур.
2. Магнит удаляем от контура, северный полюс направлен на контур.
3. Магнит приближаем к контуру, южный полюс направлен на контур.
4. Магнит удаляем от контура, южный полюс направлен на контур.

Не забывайте, что поле магнита не однородно: линии поля расходятся от северного полюса и сходятся к южному. Это очень существенно для определения результирующей силы Ампера. Результат получается следующий.

Если приближать магнит, то контур отталкивается от магнита. Если удалять магнит, то контур притягивается к магниту. Таким образом, если контур подвешен на нити, то он всегда будет отклоняться в сторону движения магнита, словно следуя за ним. Расположение полюсов магнита при этом роли не играет.

Результат этот можно объяснить и из совершенно общих соображений — при помощи закона сохранения энергии.

Допустим, мы приближаем магнит к контуру. В контуре появляется индукционный ток. Но для создания тока надо совершить работу! Кто её совершает? В конечном счёте — мы, перемещая магнит. Мы совершаем положительную механическую работу, которая преобразуется в положительную работу возникающих в контуре сторонних сил, создающих индукционный ток.

Итак, наша работа по перемещению магнита должна быть *положительна*. Это значит, что мы, приближая магнит, должны *преодолевать* силу взаимодействия магнита с контуром, которая, стало быть, является силой *отталкивания*.

Теперь удаляем магнит. Повторите, пожалуйста, эти рассуждения и убедитесь, что между магнитом и контуром должна возникнуть сила притяжения.

19.6 Закон Фарадея + Правило Ленца = Снятие модуля

Выше мы обещали снять модуль в законе Фарадея (79). Правило Ленца позволяет это сделать. Но сначала нам нужно будет договориться о знаке ЭДС индукции — ведь без модуля, стоящего в правой части (79), величина ЭДС может получаться как положительной, так и отрицательной.

Прежде всего, фиксируется одно из двух возможных направлений обхода контура. Это направление объявляется *положительным*. Противоположное направление обхода контура называется, соответственно, *отрицательным*. Какое именно направление обхода мы берём в качестве положительного, роли не играет — важно лишь сделать этот выбор.

Магнитный поток через контур считается положительным ($\Phi > 0$), если магнитное поле, пронизывающее контур, направлено туда, глядя откуда обход контура в положительном направлении совершается против часовой стрелки. Если же с конца вектора магнитной индукции положительное направление обхода видится по часовой стрелке, то магнитный поток считается отрицательным ($\Phi < 0$).

ЭДС индукции считается положительной ($\mathcal{E}_i > 0$), если индукционный ток течёт в положительном направлении. В этом случае направление сторонних сил, возникающих в контуре при изменении магнитного потока через него, совпадает с положительным направлением обхода контура.

Наоборот, ЭДС индукции считается отрицательной ($\mathcal{E}_i < 0$), если индукционный ток течёт в отрицательном направлении. Сторонние силы в данном случае также будут действовать вдоль отрицательного направления обхода контура.

Итак, пусть контур находится в магнитном поле \vec{B} . Фиксируем направление положительного обхода контура. Предположим, что магнитное поле направлено туда, глядя откуда положительный обход совершается против часовой стрелки. Тогда магнитный поток положителен: $\Phi > 0$.

Предположим, далее, что магнитный поток увеличивается ($\Delta\Phi/\Delta t > 0$). Согласно правилу Ленца индукционный ток потечёт в отрицательном направлении (рис. 91).

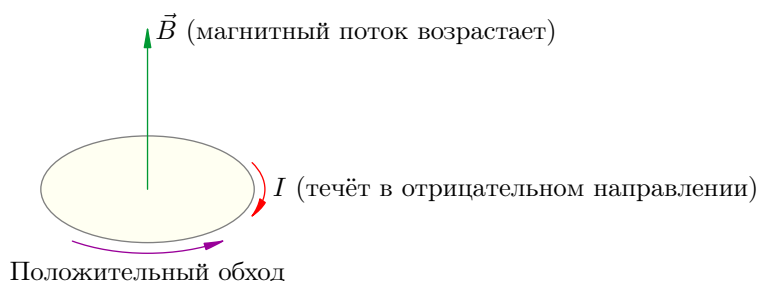


Рис. 91. Магнитный поток возрастает $\Rightarrow \mathcal{E}_i < 0$

Стало быть, в данном случае имеем $\mathcal{E}_i < 0$. Знак ЭДС индукции оказался противоположен знаку скорости изменения магнитного потока. Проверим это в другой ситуации.

А именно, предположим теперь, что магнитный поток убывает ($\Delta\Phi/\Delta t < 0$). По правилу Ленца индукционный ток потечёт в положительном направлении. Стало быть, $\mathcal{E}_i > 0$ (рис. 92).

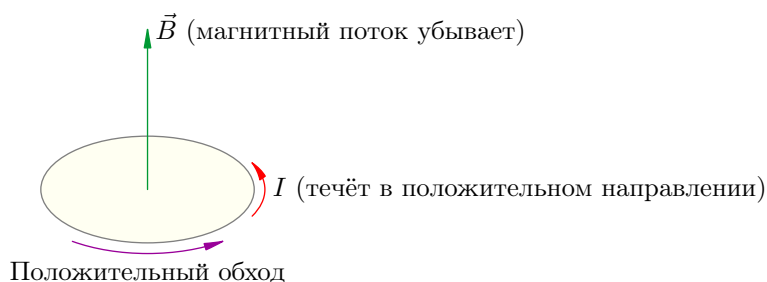


Рис. 92. Магнитный поток возрастает $\Rightarrow \mathcal{E}_i > 0$

Таков в действительности общий факт: при нашей договорённости о знаках правило Ленца всегда приводит к тому, что знак ЭДС индукции противоположен знаку скорости изменения магнитного потока:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -\dot{\Phi}. \quad (80)$$

Тем самым ликвидирован знак модуля в законе электромагнитной индукции Фарадея.

19.7 Вихревое электрическое поле

Рассмотрим неподвижный контур, находящийся в переменном магнитном поле. Каков же механизм возникновения индукционного тока в контуре? А именно, какие силы вызывают движение свободных зарядов, какова природа этих сторонних сил?

Пытаясь ответить на эти вопросы, великий английский физик Максвелл открыл фундаментальное свойство природы: *меняющееся во времени магнитное поле порождает поле электрическое*. Именно это электрическое поле и действует на свободные заряды, вызывая индукционный ток.

Линии возникающего электрического поля оказываются замкнутыми, в связи с чем оно было названо *вихревым электрическим полем*. Линии вихревого электрического поля идут вокруг линий магнитного поля и направлены следующим образом.

Пусть магнитное поле увеличивается. Если в нём находится проводящий контур, то индукционный ток потечёт в соответствии с правилом Ленца — по часовой стрелке, если смотреть с конца вектора \vec{B} . Значит, туда же направлена и сила, действующая со стороны вихревого электрического поля на положительные свободные заряды контура; значит, именно туда направлен вектор напряжённости вихревого электрического поля.

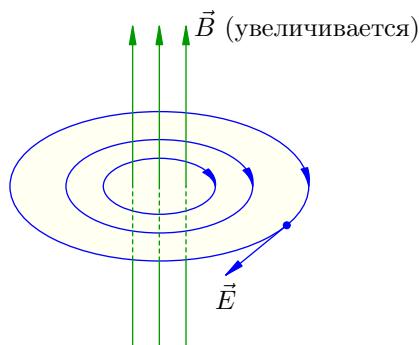


Рис. 93. Вихревое электрическое поле при увеличении магнитного поля

Итак, линии напряжённости вихревого электрического поля направлены в данном случае по часовой стрелке (смотрим с конца вектора \vec{B} , (рис. 93).

Наоборот, если магнитное поле убывает, то линии напряжённости вихревого электрического поля направлены против часовой стрелки (рис. 94).

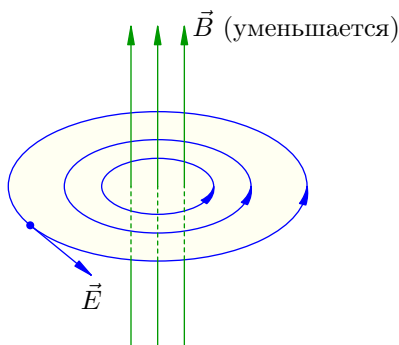


Рис. 94. Вихревое электрическое поле при уменьшении магнитного поля

Теперь мы можем глубже понять явление электромагнитной индукции. Суть его состоит именно в том, что переменное магнитное поле порождает вихревое электрическое поле. Данный эффект не зависит от того, присутствует ли в магнитном поле замкнутый проводящий контур или нет; с помощью контура мы лишь обнаруживаем это явление, наблюдая индукционный ток.

Вихревое электрическое поле по некоторым свойствам отличается от уже известных нам электрических полей: электростатического поля и стационарного поля зарядов, образующих постоянный ток.

1. Линии вихревого поля замкнуты, тогда как линии электростатического и стационарного полей начинаются на положительных зарядах и оканчиваются на отрицательных.
2. Вихревое поле непотенциально: его работа перемещению заряда по замкнутому контуру не равна нулю. Иначе вихревое поле не могло бы создавать электрический ток! В то же время, как мы знаем, электростатическое и стационарное поля являются потенциальными.

Итак, ЭДС индукции в неподвижном контуре — это работа вихревого электрического поля по перемещению единичного положительного заряда вокруг контура.

Пусть, например, контур является кольцом радиуса r и пронизывается однородным переменным магнитным полем. Тогда напряжённость E вихревого электрического поля одинакова во всех точках кольца. Работа A силы F , с которой вихревое поле действует на заряд q , равна:

$$A = F \cdot 2\pi r = qE \cdot 2\pi r.$$

Следовательно, для ЭДС индукции получаем:

$$\mathcal{E}_i = \frac{A}{q} = 2\pi r E.$$

19.8 ЭДС индукции в движущемся проводнике

Если проводник перемещается в постоянном магнитном поле, то в нём также появляется ЭДС индукции. Однако причиной теперь служит не вихревое электрическое поле (оно вообще не появляется — ведь магнитное поле постоянно), а действие силы Лоренца на свободные заряды проводника.

Рассмотрим ситуацию, которая часто встречается в задачах. В горизонтальной плоскости расположены параллельные рельсы, расстояние между которыми равно l . Рельсы находятся в вертикальном однородном магнитном поле \vec{B} . По рельсам движется тонкий проводящий стержень PN со скоростью \vec{v} ; он всё время остаётся перпендикулярным рельсам (рис. 95).

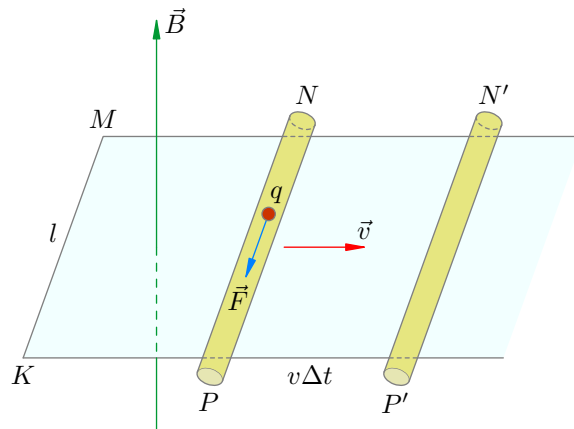


Рис. 95. Движение проводника в магнитном поле

Возьмём внутри стержня положительный свободный заряд q . Вследствие движения этого заряда вместе со стержнем со скоростью \vec{v} на заряд будет действовать сила Лоренца:

$$F = qvB.$$

Направлена эта сила вдоль оси стержня, как показано на рисунке (убедитесь в этом сами — не забывайте правило часовой стрелки или левой руки!).

Сила Лоренца \vec{F} играет в данном случае роль сторонней силы: она приводит в движение свободные заряды стержня. При перемещении заряда q от точки N к точке P наша сторонняя сила совершит работу:

$$A = Fl = qvBl.$$

(Длину стержня мы также считаем равной l .) Стало быть, ЭДС индукции в стержне окажется равной:

$$\mathcal{E}_i = \frac{A}{q} = vBl. \tag{81}$$

Таким образом, стержень PN аналогичен источнику тока с положительной клеммой P и отрицательной клеммой N . Внутри стержня за счёт действия сторонней силы Лоренца происходит разделение зарядов: положительные заряды двигаются к точке P , отрицательные — к точке N .

Допустим сначала, что рельсы не проводят ток. Тогда движение зарядов в стержне постепенно прекратится. Ведь по мере накопления положительных зарядов на торце P и отрицательных зарядов на торце N будет возрастать кулоновская сила, с которой положительный свободный заряд q отталкивается от P и притягивается к N — и в какой-то момент эта кулоновская сила уравнивает силу Лоренца. Между концами стержня установится разность потенциалов, равная ЭДС индукции (81).

Теперь предположим, что рельсы и перемычка KM являются проводящими. Тогда в цепи возникнет индукционный ток; он пойдёт в направлении $P \rightarrow K \rightarrow M \rightarrow N$ (от «плюса источника» P к «минусу» N). Предположим, что сопротивление стержня равно r (это аналог внутреннего сопротивления источника тока), а сопротивление участка $PKMN$ равно R (сопротивление внешней цепи). Тогда сила индукционного тока найдётся по закону Ома для полной цепи:

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R + r} = \frac{vBl}{R + r}.$$

Замечательно, что выражение (81) для ЭДС индукции можно получить также с помощью закона Фарадея. Сделаем это.

За время Δt наш стержень PN проходит путь $v\Delta t$ и занимает положение $P'N'$ (рис. 95). Площадь контура возрастает на величину площади прямоугольника $PP'N'N$:

$$\Delta S = S_{PP'N'N} = lv\Delta t.$$

Магнитный поток через контур увеличивается. Приращение магнитного потока равно:

$$\Delta\Phi = B\Delta S = Blv\Delta t.$$

Скорость изменения магнитного потока положительна и равна ЭДС индукции:

$$\mathcal{E}_i = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = Blv.$$

Мы получили тот же самый результат, что и в (81).

Направление индукционного тока, заметим, подчиняется правилу Ленца. Действительно, раз ток течёт в направлении $P \rightarrow K \rightarrow M \rightarrow N$, то его магнитное поле направлено противоположно внешнему полю \vec{B} и, стало быть, препятствует возрастанию магнитного потока через контур.

На этом примере мы видим, что в ситуациях, когда проводник движется в магнитном поле, можно действовать двояко: либо с привлечением силы Лоренца как сторонней силы, либо с помощью закона Фарадея. Результаты будут получаться одинаковые.

20 Самоиндукция

Самоиндукция является частным случаем электромагнитной индукции. Оказывается, что электрический ток в контуре, меняющийся со временем, определённым образом воздействует сам на себя.

Ситуация 1. Предположим, что сила тока в контуре возрастает. Пусть ток течёт против часовой стрелки; тогда магнитное поле этого тока направлено вверх и увеличивается (рис. 96).

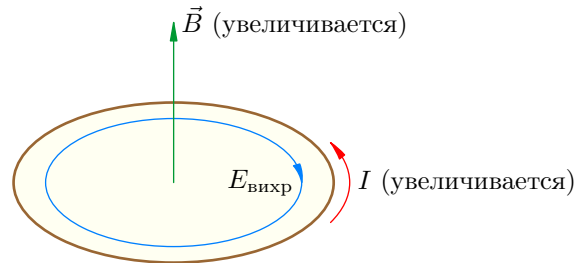


Рис. 96. Вихревое поле препятствует увеличению тока

Таким образом, наш контур оказывается в переменном магнитном поле своего собственного тока. Магнитное поле в данном случае возрастает (вместе с током) и потому порождает вихревое электрическое поле, линии которого направлены по часовой стрелке в соответствии с правилом Ленца.

Как видим, вихревое электрическое поле направлено против тока, препятствуя его возрастанию; оно как бы «тормозит» ток. Поэтому при замыкании любой цепи ток устанавливается не мгновенно — требуется некоторое время, чтобы преодолеть тормозящее действие возникающего вихревого электрического поля.

Ситуация 2. Предположим теперь, что сила тока в контуре уменьшается. Магнитное поле тока также убывает и порождает вихревое электрическое поле, направленное против часовой стрелки (рис. 97).

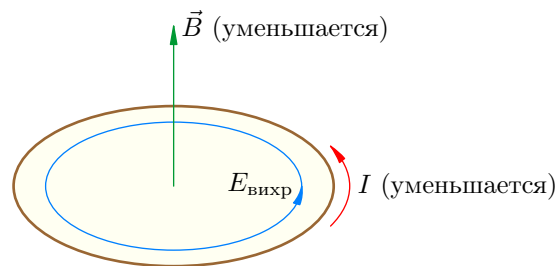


Рис. 97. Вихревое поле поддерживает убывающий ток

Теперь вихревое электрическое поле направлено в ту же сторону, что и ток; оно поддерживает ток, препятствуя его убыванию.

Как мы знаем, работа вихревого электрического поля по перемещению единичного положительного заряда вокруг контура — это ЭДС индукции. Поэтому мы можем дать такое определение.

Явление самоиндукции состоит в том, что при изменении силы тока в контуре возникает ЭДС индукции в этом же самом контуре.

При возрастании силы тока (в ситуации 1) вихревое электрическое поле совершает отрицательную работу, тормозя свободные заряды. Стало быть, ЭДС индукции в этом случае отрицательна.

При убывании силы тока (в ситуации 2) вихревое электрическое поле совершает положительную работу, «подталкивая» свободные заряды и препятствуя убыванию тока. ЭДС индукции в этом случае также положительна⁴³.

20.1 Индуктивность

Мы знаем, что магнитный поток, пронизывающий контур, пропорционален индукции магнитного поля: $\Phi \sim B$. Кроме того, опыт показывает, что величина индукции магнитного поля контура с током пропорциональна силе тока: $B \sim I$. Стало быть, магнитный поток через поверхность контура, создаваемый магнитным полем тока в этом самом контуре, пропорционален силе тока: $\Phi \sim I$.

Коэффициент пропорциональности обозначается L и называется *индуктивностью* контура:

$$\Phi = LI. \quad (82)$$

Индуктивность зависит от геометрических свойств контура (формы и размеров), а также от магнитных свойств среды, в которую помещён контур⁴⁴. Единицей измерения индуктивности служит *генри* (Гн).

Допустим, что форма контура, его размеры и магнитные свойства среды остаются постоянными (например, наш контур — это катушка, в которую не вводится сердечник); изменение магнитного потока через контур вызвано только изменением силы тока. Тогда $\Delta\Phi = L\Delta I$, и закон Фарадея $\mathcal{E}_i = -\Delta\Phi/\Delta t$ приобретает вид:

$$\mathcal{E}_i = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} = -L\dot{I}. \quad (83)$$

Благодаря знаку «минус» в (83) ЭДС индукции оказывается отрицательной при возрастании тока и положительной при убывании тока, что мы и видели выше.

Рассмотрим два опыта, демонстрирующих явление самоиндукции при замыкании и размыкании цепи.

В первом опыте к батарейке подключены параллельно две лампочки, причём вторая — последовательно с катушкой достаточно большой индуктивности L (рис. 98). Ключ вначале разомкнут.

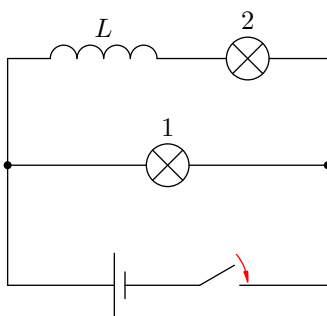


Рис. 98. Самоиндукция при замыкании цепи

При замыкании ключа лампочка 1 загорается сразу, а лампочка 2 — постепенно. Дело в том, что в катушке возникает ЭДС индукции, препятствующая возрастанию тока. Поэтому максимальное значение тока во второй лампочке устанавливается лишь спустя некоторое заметное время после вспыхивания первой лампочки.

⁴³Нетрудно убедиться в том, что знак ЭДС индукции, определённый таким образом, согласуется с правилом выбора знака для ЭДС индукции, сформулированным в предыдущем разделе.

⁴⁴Улавливаете аналогию? Ёмкость конденсатора зависит от его геометрических характеристик, а также от диэлектрической проницаемости среды между обкладками конденсатора.

Это время запаздывания тем больше, чем больше индуктивность катушки. Объяснение простое: ведь тогда больше будет напряжённость вихревого электрического поля, возникающего в катушке, и потому батарейке придётся совершить большую работу по преодолению вихревого поля, тормозящего заряженные частицы.

Во втором опыте к батарейке подключены параллельно катушка и лампочка (рис. 99). Сопротивление катушки много меньше сопротивления лампочки.

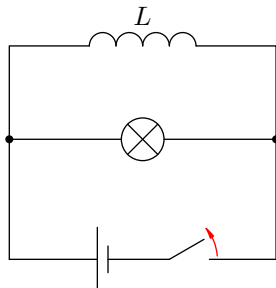


Рис. 99. Самоиндукция при размыкании цепи

Ключ вначале замкнут. Лампочка не горит — напряжение на ней близко к нулю из-за малости сопротивления катушки. Почти весь ток, идущий в неразветвлённой цепи, проходит через катушку.

При размыкании ключа лампочка ярко вспыхивает! Почему? Ток через катушку начинает резко убывать, и возникает значительная ЭДС индукции, поддерживающая убывающий ток (ведь ЭДС индукции, как видно из (83), пропорциональна скорости изменения тока).

Иными словами, при размыкании ключа в катушке появляется весьма большое вихревое электрическое поле, разгоняющее свободные заряды. Под действием этого вихревого поля через лампочку пробегает импульс тока, и мы видим яркую вспышку. При достаточно большой индуктивности катушки ЭДС индукции может стать существенно больше ЭДС батарейки, и лампочка вовсе перегорит.

Лампочку-то, может, и не жалко, но в промышленности и энергетике данный эффект является серьёзной проблемой. Так как при размыкании цепи ток начинает уменьшаться очень быстро, возникающая в цепи ЭДС индукции может значительно превышать номинальные напряжения и достигать опасно больших величин. Поэтому в агрегатах, потребляющих большой ток, предусмотрены специальные аппаратные меры предосторожности (например, масляные выключатели на электростанциях), препятствующие моментальному размыканию цепи.

20.2 Электромеханическая аналогия

Нетрудно заметить определённую аналогию между индуктивностью L в электродинамике и массой m в механике.

1. Чтобы разогнать тело до заданной скорости, требуется некоторое время — мгновенно изменить скорость тела не получается. При неизменной силе, приложенной к телу, это время тем больше, чем больше масса m тела.

Чтобы ток в катушке достиг своего максимального значения, требуется некоторое время; мгновенно ток не устанавливается. Время установления тока тем больше, чем больше индуктивность L катушки.

2. Если тело налетает на неподвижную стену, то скорость тела уменьшается очень быстро. Стена принимает на себя удар, и его разрушительное действие тем сильнее, чем больше масса тела.

При размыкании цепи с катушкой ток уменьшается очень быстро. Цепь принимает на себя «удар» в виде вихревого электрического поля, порождаемого убывающим магнитным полем тока, и этот «удар» тем сильнее, чем больше индуктивность катушки. ЭДС индукции может достичь столь больших величин, что пробой воздушного промежутка выведет из строя оборудование.

На самом деле эти *электромеханические аналогии* простираются довольно далеко; они касаются не только индуктивности и массы, но и других величин, и оказываются весьма полезными на практике. Мы ещё поговорим об этом в листке про электромагнитные колебания.

20.3 Энергия магнитного поля

Вспомним второй опыт с лампочкой, которая не горит при замкнутом ключе и ярко вспыхивает при размыкании цепи. Мы непосредственно наблюдаем, что после размыкания ключа в лампочке выделяется энергия. Но откуда эта энергия берётся?

Берётся она, ясное дело, из катушки — больше неоткуда. Но что за энергия была запасена в катушке и как вычислить эту энергию? Чтобы понять это, продолжим нашу электромеханическую аналогию между индуктивностью и массой.

Чтобы разогнать тело массы m из состояния покоя до скорости v , внешняя сила должна совершить работу A . Тело приобретает кинетическую энергию, которая равна затраченной работе: $K = A = mv^2/2$.

Чтобы после замыкания цепи ток в катушке индуктивности L достиг величины I , источник тока должен совершить работу по преодолению вихревого электрического поля, направленного против тока. *Работа источника идёт на создание тока и превращается в энергию магнитного поля созданного тока.* Эта энергия запасается в катушке; именно эта энергия и выделяется потом в лампочке после размыкания ключа (во втором опыте).

Индуктивность L служит аналогом массы m ; сила тока I является очевидным аналогом скорости v . Поэтому естественно предположить, что для энергии магнитного поля катушки может иметь место формула, аналогичная выражению для кинетической энергии:

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (84)$$

(тем более, что правая часть данной формулы имеет размерность энергии — проверьте!).

Формула (84) действительно оказывается справедливой. Уметь её выводить пока не обязательно, но если вы знаете, что такое интеграл, то вам не составит труда понять следующие рассуждения.

Пусть в данный момент сила тока через катушку равна I . Возьмём малый промежуток времени dt . В течение этого промежутка приращение силы тока равно dI ; величина dt считается настолько малой, что dI много меньше, чем I .

За время dt по цепи проходит заряд $dq = Idt$. Вихревое электрическое поле совершает при этом отрицательную работу:

$$dA_{\text{вихр}} = \mathcal{E}_i dq = \mathcal{E}_i Idt = -L \frac{dI}{dt} Idt = -LI dI.$$

Источник тока совершает такую же по модулю положительную работу dA (сопротивлением катушки, напомним, мы пренебрегаем, так что вся работа источника совершается против вихревого поля):

$$dA = -dA_{\text{вихр}} = LI dI.$$

Интегрируя это от нуля до I , найдем работу источника A , которая затрачивается на создание тока I :

$$A = \int_0^I LI dI = \frac{LI^2}{2}.$$

Эта работа превращается в энергию W магнитного поля созданного тока, и мы приходим к формуле (84).

21 Электромагнитные колебания

Электромагнитные колебания — это периодические изменения заряда, силы тока и напряжения, происходящие в электрической цепи; кроме того, это периодические изменения напряжённости электрического поля и индукции магнитного поля, возникающие и распространяющиеся в окружающем пространстве.

Знакомство с электромагнитными колебаниями мы начнём с рассмотрения процессов, происходящих в колебательном контуре.

21.1 Колебательный контур

Колебательный контур — это замкнутый контур, образованный последовательно соединёнными конденсатором и катушкой. Колебательный контур является простейшей системой, в которой могут происходить электромагнитные колебания.

Зарядим конденсатор, подключим к нему катушку и замкнём цепь. Начнутся *свободные электромагнитные колебания* — периодические изменения заряда на конденсаторе и тока в катушке. Свободными, напомним, эти колебания называются потому, что они совершаются без какого-либо внешнего воздействия — только за счёт энергии, запасённой в контуре.

Период колебаний в контуре обозначим, как всегда, через T . Сопротивление катушки будем считать равным нулю.

Рассмотрим подробно все важные стадии процесса колебаний. Для большей наглядности будем проводить аналогию с колебаниями горизонтального пружинного маятника.

Начальный момент: $t = 0$. Заряд конденсатора равен q_0 , ток через катушку отсутствует (рис. 100). Конденсатор сейчас начнёт разряжаться.

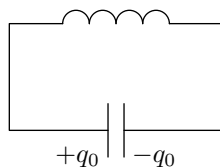


Рис. 100. $t = 0$

Несмотря на то, что сопротивление катушки равно нулю, ток не возрастёт мгновенно. Как только ток начнёт увеличиваться, в катушке возникнет ЭДС самоиндукции, препятствующая возрастанию тока.

Аналогия. Маятник оттянут вправо на величину x_0 и в начальный момент отпущен. Начальная скорость маятника равна нулю.

Первая четверть периода: $0 < t < T/4$. Конденсатор разряжается, его заряд в данный момент равен q . Ток I через катушку нарастает (рис. 101).

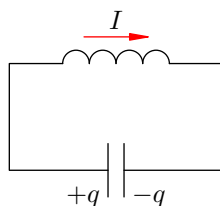


Рис. 101. $0 < t < T/4$

Увеличение тока происходит постепенно: вихревое электрическое поле катушки препятствует нарастанию тока и направлено против тока.

Аналогия. Маятник движется влево к положению равновесия; скорость v маятника постепенно увеличивается. Деформация пружины x (она же — координата маятника) уменьшается.

Конец первой четверти: $t = T/4$. Конденсатор полностью разрядился. Сила тока достигла максимального значения I_0 (рис. 102). Сейчас начнётся перезарядка конденсатора.

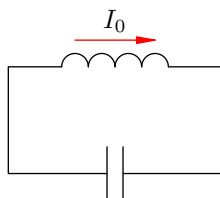


Рис. 102. $t = T/4$

Напряжение на катушке равно нулю, но ток не исчезнет мгновенно. Как только ток начнёт уменьшаться, в катушке возникнет ЭДС самоиндукции, препятствующая убыванию тока.

Аналогия. Маятник проходит положение равновесия. Его скорость достигает максимального значения v_0 . Деформация пружины равна нулю.

Вторая четверть: $T/4 < t < T/2$. Конденсатор перезаряжается — на его обкладках появляется заряд противоположного знака по сравнению с тем, что был вначале (рис. 103).

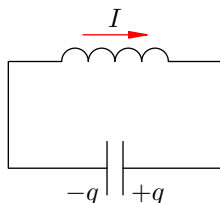


Рис. 103. $T/4 < t < T/2$

Сила тока убывает постепенно: вихревое электрическое поле катушки, поддерживая убывающий ток, сонаправлено с током.

Аналогия. Маятник продолжает двигаться влево — от положения равновесия к правой крайней точке. Скорость его постепенно убывает, деформация пружины увеличивается.

Конец второй четверти: $t = T/2$. Конденсатор полностью перезарядился, его заряд опять равен q_0 (но полярность другая). Сила тока равна нулю (рис. 104). Сейчас начнётся обратная перезарядка конденсатора.

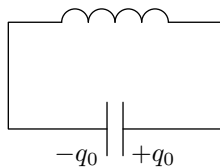


Рис. 104. $t = T/2$

Аналогия. Маятник достиг крайней правой точки. Скорость маятника равна нулю. Деформация пружины максимальна и равна x_0 .

Третья четверть: $T/2 < t < 3T/4$. Началась вторая половина периода колебаний; процессы пошли в обратном направлении. Конденсатор разряжается (рис. 105).

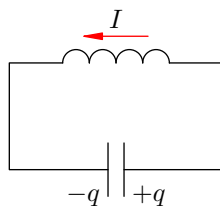


Рис. 105. $T/2 < t < 3T/4$

Аналогия. Маятник движется обратно: от правой крайней точки к положению равновесия.

Конец третьей четверти: $t = 3T/4$. Конденсатор полностью разрядился. Ток максимален и снова равен I_0 , но на сей раз имеет другое направление (рис. 106).

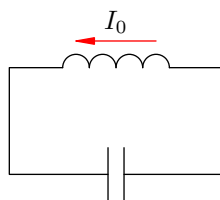


Рис. 106. $t = 3T/4$

Аналогия. Маятник снова проходит положение равновесия с максимальной скоростью v_0 , но на сей раз в обратном направлении.

Четвёртая четверть: $3T/4 < t < T$. Ток убывает, конденсатор заряжается (рис. 107).

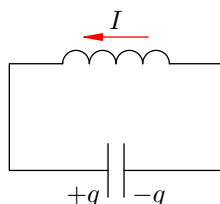


Рис. 107. $3T/4 < t < T$

Аналогия. Маятник продолжает двигаться вправо — от положения равновесия к крайней левой точке.

Конец четвёртой четверти и всего периода: $t = T$. Обратная перезарядка конденсатора завершена, ток равен нулю (рис. 108).

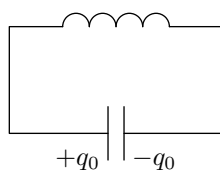


Рис. 108. $t = T$

Данный момент идентичен моменту $t = 0$, а данный рисунок — рисунку 100. Совершилось одно полное колебание. Сейчас начнётся следующее колебание, в течение которого процессы будут происходить точно так же, как описано выше.

Аналогия. Маятник вернулся в исходное положение.

Рассмотренные электромагнитные колебания являются *незатухающими* — они будут продолжаться бесконечно долго. Ведь мы предположили, что сопротивление катушки равно нулю! Точно так же будут незатухающими колебания пружинного маятника при отсутствии трения.

В реальности катушка обладает некоторым сопротивлением. Поэтому колебания в реальном колебательном контуре будут затухающими. Так, спустя одно полное колебание заряд на конденсаторе окажется меньше исходного значения. Со временем колебания и вовсе исчезнут: вся энергия, запасённая изначально в контуре, выделится в виде тепла на сопротивлении катушки и соединительных проводов.

Точно так же будут затухающими колебания реального пружинного маятника: вся энергия маятника постепенно превратится в тепло из-за неизбежного наличия трения.

21.2 Энергетические превращения в колебательном контуре

Продолжаем рассматривать незатухающие колебания в контуре, считая сопротивление катушки нулевым. Конденсатор имеет ёмкость C , индуктивность катушки равна L .

Поскольку тепловых потерь нет, энергия из контура не уходит: она постоянно перераспределяется между конденсатором и катушкой.

Возьмём момент времени, когда заряд конденсатора максимален и равен q_0 , а ток отсутствует. Энергия магнитного поля катушки в этот момент равна нулю. Вся энергия W контура сосредоточена в конденсаторе:

$$W = \frac{q_0^2}{2C}.$$

Теперь, наоборот, рассмотрим момент, когда ток максимален и равен I_0 , а конденсатор разряжен. Энергия конденсатора равна нулю. Вся энергия контура запасена в катушке:

$$W = \frac{LI_0^2}{2}.$$

В произвольный момент времени, когда заряд конденсатора равен q и через катушку течёт ток I , энергия контура равна:

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}.$$

Таким образом,

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = \frac{q_0^2}{2C} = \frac{LI_0^2}{2}. \quad (85)$$

Соотношение (85) применяется при решении многих задач.

21.3 Электромеханические аналогии

В предыдущем листке про самоиндукцию мы отметили аналогию между индуктивностью и массой. Теперь мы можем установить ещё несколько соответствий между электродинамическими и механическими величинами.

Для пружинного маятника мы имеем соотношение, аналогичное (85):

$$\frac{kx^2}{2} + \frac{mv^2}{2} = \frac{kx_0^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2}. \quad (86)$$

Здесь, как вы уже поняли, k — жёсткость пружины, m — масса маятника, x и v — текущие значения координаты и скорости маятника, x_0 и v_0 — их наибольшие значения.

Сопоставляя друг с другом равенства (85) и (86), мы видим следующие соответствия:

$$q \longleftrightarrow x; \quad (87)$$

$$I \longleftrightarrow v; \quad (88)$$

$$L \longleftrightarrow m; \quad (89)$$

$$1/C \longleftrightarrow k. \quad (90)$$

Опираясь на эти электромеханические аналогии, мы можем предвидеть формулу для периода электромагнитных колебаний в колебательном контуре.

В самом деле, период колебаний пружинного маятника, как мы знаем, равен:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}.$$

В соответствии с аналогиями (89) и (90) заменяем здесь массу m на индуктивность L , а жёсткость k на обратную ёмкость $1/C$. Получим:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (91)$$

Электромеханические аналогии не подводят: формула (91) даёт верное выражение для периода колебаний в колебательном контуре. Она называется *формулой Томсона*. Мы вскоре приведём её более строгий вывод.

21.4 Гармонический закон колебаний в контуре

Напомним, что колебания называются *гармоническими*, если колеблющаяся величина меняется со временем по закону синуса или косинуса.

Колебания заряда на конденсаторе и силы тока в контуре оказываются гармоническими. Мы сейчас это докажем. Но прежде нам надо установить правила выбора знака для заряда конденсатора и для силы тока — ведь при колебаниях эти величины будут принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Сначала мы выбираем *положительное направление обхода* контура. Выбор роли не играет; пусть это будет направление *против часовой стрелки* (рис. 109).

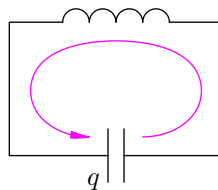


Рис. 109. Положительное направление обхода

Сила тока считается положительной ($I > 0$), если ток течёт в положительном направлении. В противном случае сила тока будет отрицательной ($I < 0$).

Заряд конденсатора q — это заряд той его пластины, *на которую* течёт положительный ток (т. е. той пластины, на которую указывает стрелка направления обхода). В данном случае q — заряд *левой* пластины конденсатора.

При таком выборе знаков тока и заряда справедливо соотношение: $\dot{q} = I$ (при ином выборе знаков могло случиться $\dot{q} = -I$). Действительно, знаки обеих частей совпадают: если $I > 0$, то заряд q левой пластины возрастает, и потому $\dot{q} > 0$.

Величины $q = q(t)$ и $I = I(t)$ меняются со временем, но энергия контура остаётся неизменной:

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2} = W = \text{const.} \quad (92)$$

Стало быть, производная энергии по времени обращается в нуль: $\dot{W} = 0$. Берём производную по времени от обеих частей соотношения (92); не забываем, что слева дифференцируются сложные функции⁴⁵:

$$\frac{2q\dot{q}}{2C} + \frac{L \cdot 2I\dot{I}}{2} = \dot{W} = 0.$$

Подставляя сюда $\dot{q} = I$ и $\dot{I} = \ddot{q}$, получим:

$$\begin{aligned} \frac{qI}{C} + LI\ddot{q} &= 0, \\ I \left(\frac{q}{C} + L\ddot{q} \right) &= 0. \end{aligned}$$

Но сила тока не является функцией, тождественно равной нулю; поэтому

$$\frac{q}{C} + L\ddot{q} = 0.$$

Перепишем это в виде:

$$\ddot{q} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (93)$$

Мы получили дифференциальное уравнение гармонических колебаний вида $\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0$, где $\omega_0^2 = 1/LC$. Это доказывает, что заряд конденсатора колеблется по гармоническому закону (т. е. по закону синуса или косинуса). Циклическая частота этих колебаний равна:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (94)$$

Эта величина называется ещё *собственной частотой* контура; именно с этой частотой в контуре совершаются свободные (или, как ещё говорят, *собственные колебания*). Период колебаний равен:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Мы снова пришли к формуле Томсона.

Гармоническая зависимость заряда от времени в общем случае имеет вид:

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \alpha). \quad (95)$$

Циклическая частота ω_0 находится по формуле (94); амплитуда q_0 и начальная фаза α определяются из начальных условий.

Мы рассмотрим ситуацию, подробно изученную в начале этого листка. Пусть при $t = 0$ заряд конденсатора максимален и равен q_0 (как на рис. 100); ток в контуре отсутствует. Тогда начальная фаза $\alpha = 0$, так что заряд меняется по закону косинуса с амплитудой q_0 :

$$q = q_0 \cos \omega_0 t = q_0 \cos \left(\frac{t}{\sqrt{LC}} \right). \quad (96)$$

⁴⁵Если $y = y(x)$ — функция от x , то по правилу дифференцирования сложной функции производная от квадрата нашей функции будет равна: $(y^2)' = 2yy'$.

Найдём закон изменения силы тока. Для этого дифференцируем по времени соотношение (96), опять-таки не забывая о правиле нахождения производной сложной функции:

$$I = \dot{q} = -q_0\omega_0 \sin \omega_0 t.$$

Мы видим, что и сила тока меняется по гармоническому закону, на сей раз — по закону синуса:

$$I = -I_0 \sin \omega_0 t = -I_0 \sin \left(\frac{t}{\sqrt{LC}} \right). \quad (97)$$

Амплитуда силы тока равна:

$$I_0 = q_0\omega_0 = \frac{q_0}{\sqrt{LC}}.$$

Наличие «минуса» в законе изменения тока (97) понять не сложно. Возьмём, к примеру, интервал времени $0 < t < T/4$ (рис. 2).

Ток течёт в отрицательном направлении: $I < 0$. Поскольку $\omega_0 = 2\pi/T$, фаза колебаний находится в первой четверти: $0 < \omega_0 t < \pi/2$. Синус в первой четверти положителен; стало быть, синус в (97) будет положительным на рассматриваемом интервале времени. Поэтому для обеспечения отрицательности тока действительно необходим знак «минус» в формуле (97).

А теперь посмотрите на рис. 107. Ток течёт в положительном направлении. Как же работает наш «минус» в этом случае? Разберитесь-ка, в чём тут дело!

Изобразим графики колебаний заряда и тока, т. е. графики функций (96) и (97). Для наглядности представим эти графики в одних координатных осях (рис. 110).

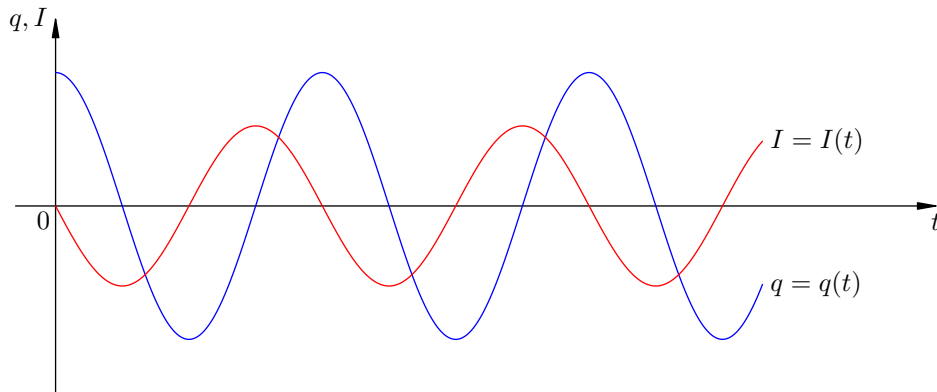


Рис. 110. Графики колебаний заряда и тока

Обратите внимание: нули заряда приходятся на максимумы или минимумы тока; и наоборот, нули тока соответствуют максимумам или минимумам заряда.

Используя формулу приведения

$$\cos \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right) = -\sin \varphi,$$

запишем закон изменения тока (97) в виде:

$$I = -I_0 \sin \omega_0 t = I_0 \cos \left(\omega_0 t + \frac{\pi}{2} \right).$$

Сопоставляя это выражение с законом изменения заряда $q = q_0 \cos \omega_0 t$, мы видим, что фаза тока, равная $\omega_0 t + \pi/2$, больше фазы заряда $\omega_0 t$ на величину $\pi/2$. В таком случае говорят, что ток опережает по фазе заряд на $\pi/2$; или сдвиг фаз между током и зарядом равен $\pi/2$; или разность фаз между током и зарядом равна $\pi/2$.

Опережение током заряда по фазе на $\pi/2$ графически проявляется в том, что график тока сдвинут *влево* на $\pi/2$ относительно графика заряда. Сила тока достигает, например, своего максимума на четверть периода раньше, чем достигает максимума заряд (а четверть периода как раз и соответствует разности фаз $\pi/2$).

21.5 Вынужденные электромагнитные колебания

Как вы помните, *вынужденные колебания* возникают в системе под действием периодической вынуждающей силы. Частота вынужденных колебаний совпадает с частотой вынуждающей силы.

Вынужденные электромагнитные колебания будут совершаться в контуре, подключённом к источнику синусоидального напряжения (рис. 111).

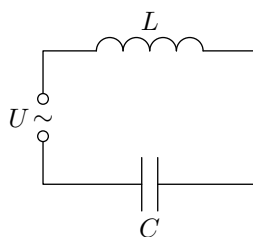


Рис. 111. Вынужденные колебания

Если напряжение источника меняется по закону:

$$U = U_0 \sin \omega t,$$

то в контуре происходят колебания заряда и тока с циклической частотой ω (и с периодом, соответственно, $T = 2\pi/\omega$). Источник переменного напряжения как бы «навязывает» контуру свою частоту колебаний, заставляя забыть о собственной частоте $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.

Амплитуда вынужденных колебаний заряда и тока зависит от частоты ω : амплитуда тем больше, чем ближе ω к собственной частоте контура ω_0 . При $\omega = \omega_0$ наступает *резонанс* — резкое возрастание амплитуды колебаний. Мы поговорим о резонансе более подробно в следующем листке, посвящённом переменному току.

22 Переменный ток. 1

Переменный ток — это вынужденные электромагнитные колебания, вызываемые в электрической цепи источником переменного (чаще всего синусоидального) напряжения.

Переменный ток присутствует всюду. Он течёт по проводам наших квартир, в промышленных электросетях, в высоковольтных линиях электропередач. И если вам нужен постоянный ток, чтобы зарядить аккумулятор телефона или ноутбука, вы используете специальный адаптер, выпрямляющий переменный ток из розетки.

Почему переменный ток распространён так широко? Оказывается, он прост в получении и идеально приспособлен для передачи электроэнергии на большие расстояния. Подробнее об этих вопросах мы поговорим позже — в разделе, посвящённом производству, передаче и потреблению электрической энергии.

А сейчас мы рассмотрим простейшие цепи переменного тока. Будем подключать к источнику синусоидального напряжения *поочерёдно*:

- резистор сопротивлением R ;
- конденсатор ёмкости C ;
- катушку индуктивности L .

Изучив поведение резистора, конденсатора и катушки в цепи переменного тока, мы затем подключим их одновременно и исследуем прохождение переменного тока через колебательный контур, обладающий сопротивлением.

Напряжение на клеммах источника меняется по закону:

$$U = U_0 \sin \omega t. \quad (98)$$

Как видим, напряжение может быть положительным и отрицательным. Каков смысл знака напряжения?

Всегда подразумевается, что выбрано положительное направление обхода контура. Напряжение считается положительным, если электрическое поле зарядов, образующих ток, имеет положительное направление. В противном случае напряжение считается отрицательным.

Начальная фаза напряжения не играет никакой роли, поскольку мы рассматриваем процессы, установившиеся во времени. При желании вместо синуса в выражении (98) можно было бы взять косинус — принципиально от этого ничего не изменится.

Текущее значение напряжения $U(t)$ в момент времени t называется *мгновенным значением напряжения*.

22.1 Условие квазистационарности

В случае переменного тока возникает один тонкий момент. Предположим, что цепь состоит из нескольких последовательно соединённых элементов.

Если напряжение источника меняется по синусоидальному закону, то сила тока не успевает мгновенно принимать одно и то же значение во всей цепи — на передачу взаимодействий между заряженными частицами вдоль цепи требуется некоторое время.

Между тем, как и в случае постоянного тока, нам хотелось бы считать силу тока одинаковой во всех элементах цепи. К счастью, во многих практически важных случаях мы действительно имеем на это право.

Возьмём, к примеру, переменное напряжение частоты $\nu = 50$ Гц (это промышленный стандарт России и многих других стран). Период колебаний напряжения: $T = 1/\nu = 0,02$ с.

Взаимодействие между зарядами передаётся со скоростью света: $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. За время, равное периоду колебаний, это взаимодействие распространится на расстояние:

$$cT = 6 \cdot 10^6 \text{ м} = 6000 \text{ км.}$$

Поэтому в тех случаях, когда длина цепи на несколько порядков меньше данного расстояния, мы можем пренебречь временем распространения взаимодействия и считать, что сила тока мгновенно принимает одно и то же значение во всей цепи.

Теперь рассмотрим общий случай, когда напряжение колеблется с циклической частотой ω . Период колебаний равен $T = 2\pi/\omega$, и за это время взаимодействие между зарядами передаётся на расстояние cT . Пусть l — длина цепи. Мы можем пренебречь временем распространения взаимодействия, если l много меньше cT :

$$l \ll cT. \quad (99)$$

Неравенство (99) называется *условием квазистационарности*. При выполнении этого условия можно считать, что сила тока в цепи мгновенно принимает одно и то же значение во всей цепи. Такой ток называется *квазистационарным*.

В дальнейшем мы подразумеваем, что переменный ток меняется достаточно медленно и его можно считать квазистационарным. Поэтому сила тока I во всех последовательно включённых элементах цепи будет принимать одинаковое значение — своё в каждый момент времени. Оно называется *мгновенным значением силы тока*.

22.2 Резистор в цепи переменного тока

Простейшая цепь переменного тока получится, если к источнику переменного напряжения $U = U_0 \sin \omega t$ подключить обычный резистор⁴⁶ R , называемый также *активным сопротивлением* (рис. 112)

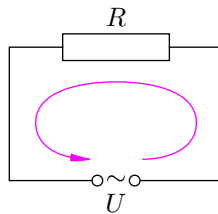


Рис. 112. Резистор в цепи переменного тока

Положительное направление обхода цепи выбираем против часовой стрелки, как показано на рисунке. Напомним, что сила тока считается положительной, если ток течёт в положительном направлении; в противном случае сила тока отрицательна.

Оказывается, мгновенные значения силы тока и напряжения связаны формулой, аналогичной закону Ома для постоянного тока:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_0}{R} \sin \omega t.$$

Таким образом, сила тока в резисторе также меняется по закону синуса:

$$I = I_0 \sin \omega t.$$

⁴⁶Мы полагаем, разумеется, что индуктивность этого резистора пренебрежимо мала, так что эффект самоиндукции можно не принимать во внимание.

Амплитуда тока I_0 равна отношению амплитуды напряжения U_0 к сопротивлению R :

$$I_0 = \frac{U_0}{R}.$$

Мы видим, что сила тока через резистор и напряжение на нём меняются «синхронно», точнее говоря — синфазно (рис. 113).

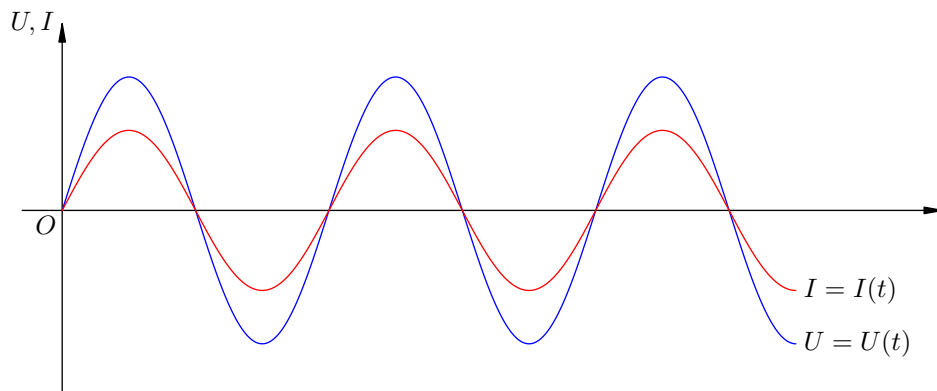


Рис. 113. Ток через резистор совпадает по фазе с напряжением

Фаза тока равна фазе напряжения, то есть сдвиг фаз между током и напряжением равен нулю.

22.3 Конденсатор в цепи переменного тока

Постоянный ток через конденсатор не течёт — для постоянного тока конденсатор является разрывом цепи. Однако переменному току конденсатор не помеха! Протекание переменного тока через конденсатор обеспечивается периодическим изменением заряда на его пластинах.

Рассмотрим конденсатор ёмкости C , подключённый к источнику синусоидального напряжения (рис. 114). Активное сопротивление проводов, как всегда, считаем равным нулю. Положительное направление обхода цепи снова выбираем против часовой стрелки.

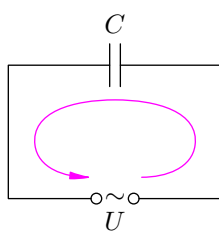


Рис. 114. Конденсатор в цепи переменного тока

Как и ранее, обозначим через q заряд той пластины конденсатора, на которую течёт положительный ток — в данном случае это будет правая пластина. Тогда знак величины q совпадает со знаком напряжения U . Кроме того, как мы помним из предыдущего листка, при таком согласовании знака заряда и направления тока будет выполнено равенство $\dot{q} = I$.

Напряжение на конденсаторе равно напряжению источника:

$$\frac{q}{C} = U = U_0 \sin \omega t.$$

Отсюда

$$q = CU_0 \sin \omega t.$$

Дифференцируя это равенство по времени, находим силу тока через конденсатор:

$$I = \dot{q} = CU_0\omega \cos \omega t. \quad (100)$$

Графики тока и напряжения представлены на рис. 115. Мы видим, что сила тока каждый раз достигает максимума на четверть периода раньше, чем напряжение. Это означает, что фаза силы тока на $\pi/2$ больше фазы напряжения (ток опережает по фазе напряжение на $\pi/2$).

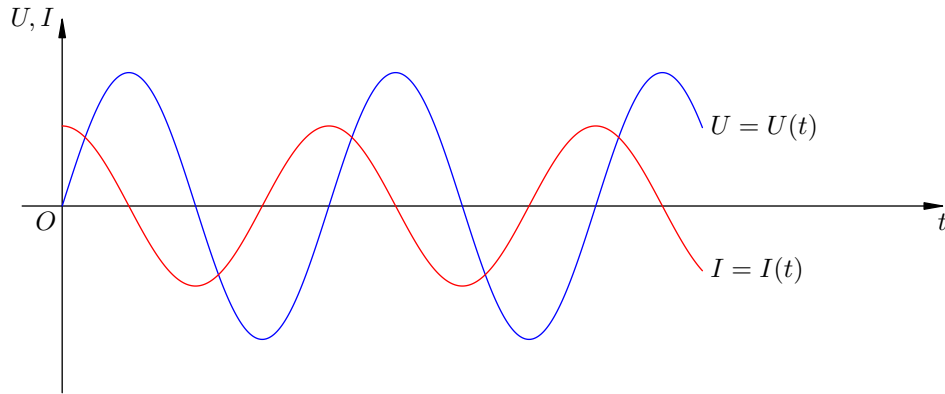


Рис. 115. Ток через конденсатор опережает по фазе напряжение на $\pi/2$

Найти сдвиг фаз между током и напряжением можно также с помощью формулы приведения:

$$\cos \varphi = \sin \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right).$$

Используя её, получим из (100):

$$I = CU_0\omega \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right).$$

И теперь мы чётко видим, что фаза тока больше фазы напряжения на $\pi/2$.

Для амплитуды силы тока имеем:

$$I_0 = CU_0\omega = \frac{U_0}{1/(\omega C)}.$$

Таким образом, амплитуда силы тока связана с амплитудой напряжения соотношением, аналогичным закону Ома:

$$I_0 = \frac{U_0}{X_C},$$

где

$$X_C = \frac{1}{\omega C}.$$

Величина X_C называется *ёмкостным сопротивлением* конденсатора. Чем больше ёмкостное сопротивление конденсатора, тем меньше амплитуда тока, протекающего через него, и наоборот.

Ёмкостное сопротивление обратно пропорционально циклической частоте колебаний напряжения (тока) и ёмкости конденсатора. Попробуем понять физическую причину такой зависимости.

1. Чем больше частота колебаний (при фиксированной ёмкости C), тем за меньшее время по цепи проходит заряд CU_0 ; тем больше амплитуда силы тока и тем меньше ёмкостное сопротивление. При $\omega \rightarrow \infty$ ёмкостное сопротивление стремится к нулю: $X_C \rightarrow 0$.

Это означает, что для тока высокой частоты конденсатор фактически является коротким замыканием цепи.

Наоборот, при уменьшении частоты ёмкостное сопротивление увеличивается, и при $\omega \rightarrow 0$ имеем $X_C \rightarrow \infty$. Это не удивительно: случай $\omega = 0$ отвечает постоянному току, а конденсатор для постоянного тока представляет собой бесконечное сопротивление (разрыв цепи).

2. Чем больше ёмкость конденсатора (при фиксированной частоте), тем больший заряд CU_0 проходит по цепи за то же время (за ту же четверть периода); тем больше амплитуда силы тока и тем меньше ёмкостное сопротивление.

Подчёркнём, что, в отличие от ситуации с резистором, *мгновенные* значения тока и напряжения в одни и те же моменты времени уже не будут удовлетворять соотношению, аналогичному закону Ома. Причина заключается в сдвиге фаз: напряжение меняется по закону синуса, а сила тока — по закону косинуса; эти функции не пропорциональны друг другу. Законом Ома связаны лишь *амплитудные* значения тока и напряжения.

22.4 Катушка в цепи переменного тока

Теперь подключим к нашему источнику переменного напряжения катушку индуктивности L (рис. 116). Активное сопротивление катушки считается равным нулю.

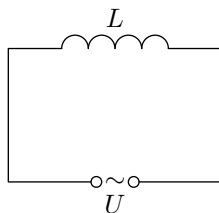


Рис. 116. Катушка в цепи переменного тока

Казалось бы, при нулевом активном (или, как ещё говорят, *омическом*) сопротивлении через катушку должен потечь бесконечный ток. Однако катушка оказывает переменному току сопротивление иного рода. Магнитное поле тока, меняющееся во времени, порождает в катушке вихревое электрическое поле $\vec{E}_{\text{вихр}}$, которое, оказывается, в точности уравнивает кулоновское поле \vec{E} движущихся зарядов:

$$\vec{E} + \vec{E}_{\text{вихр}} = \vec{0}. \quad (101)$$

Работа кулоновского поля \vec{E} по перемещению единичного положительного заряда по внешней цепи в положительном направлении — это как раз напряжение U . Аналогичная работа вихревого поля — это ЭДС индукции \mathcal{E}_i . Поэтому из (101) получаем:

$$U + \mathcal{E}_i = 0. \quad (102)$$

Равенство (102) можно объяснить и с энергетической точки зрения. Допустим, что оно не выполняется. Тогда при перемещении заряда по цепи совершается ненулевая работа, которая должна превращаться в тепло. Но тепловая мощность $I^2 R$ равна нулю при нулевом омическом сопротивлении цепи. Возникшее противоречие показывает, что равенство (102) обязано выполняться.

Вспоминая закон Фарадея $\mathcal{E}_i = -L\dot{I}$, переписываем соотношение (102):

$$U - L\dot{I} = 0,$$

откуда

$$\dot{I} = \frac{U}{L} = \frac{U_0}{L} \sin \omega t. \quad (103)$$

Остаётся выяснить, какую функцию, меняющуюся по гармоническому закону, надо продифференцировать, чтобы получить правую часть выражения (103). Сообразить это нетрудно (продифференцируйте и проверьте!):

$$I = -\frac{U_0}{\omega L} \cos \omega t. \quad (104)$$

Мы получили выражение для силы тока через катушку. Графики тока и напряжения представлены на рис. 117.

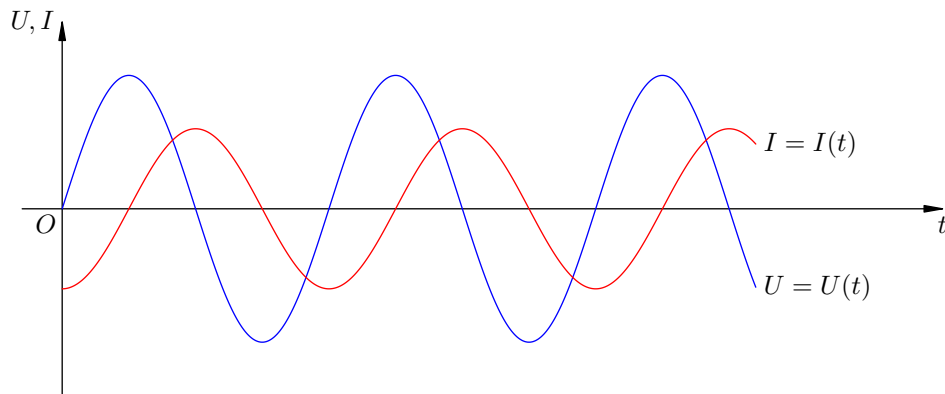


Рис. 117. Ток через катушку отстаёт по фазе от напряжения на $\pi/2$

Как видим, сила тока достигает каждого своего максимума на четверть периода позже, чем напряжение. Это означает, что сила тока отстаёт по фазе от напряжения на $\pi/2$.

Определить сдвиг фаз можно и с помощью формулы приведения:

$$\sin \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right) = -\cos \varphi.$$

Получаем:

$$I = \frac{U_0}{\omega L} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right).$$

Непосредственно видим, что фаза силы тока меньше фазы напряжения на $\pi/2$.

Амплитуда силы тока через катушку равна:

$$I_0 = \frac{U_0}{\omega L}.$$

Это можно записать в виде, аналогичном закону Ома:

$$I_0 = \frac{U_0}{X_L},$$

где

$$X_L = \omega L.$$

Величина X_L называется *индуктивным сопротивлением* катушки. Это и есть то самое сопротивление, которое наша катушка оказывает переменному току (при нулевом омическом сопротивлении).

Индуктивное сопротивление катушки пропорционально её индуктивности и частоте колебаний. Обсудим физический смысл этой зависимости.

1. Чем больше индуктивность катушки, тем большая в ней возникает ЭДС индукции, противодействующая нарастанию тока; тем меньшего амплитудного значения достигнет сила тока. Это и означает, что X_L будет больше.
2. Чем больше частота, тем быстрее меняется ток, тем больше скорость изменения магнитного поля в катушке, и тем большая возникает в ней ЭДС индукции, препятствующая возрастанию тока. При $\omega \rightarrow \infty$ имеем $X_L \rightarrow \infty$, т. е. высокочастотный ток практически не проходит через катушку.

Наоборот, при $\omega = 0$ имеем $X_L = 0$. Для постоянного тока катушка является коротким замыканием цепи.

И снова мы видим, что закону Ома подчиняются лишь амплитудные, но не мгновенные значения тока и напряжения. Причина та же — наличие сдвига фаз.

Итак, мы разобрались с прохождением переменного тока через резистор, конденсатор и катушку по отдельности. Теперь нам предстоит соединить их вместе — в колебательный контур, подключённый к источнику переменного напряжения.

23 Переменный ток. 2

Давайте начнём с одного математического приёма, чтобы не отвлекаться потом на его объяснение. Это — тригонометрический метод введения вспомогательного угла. Он наверняка вам известен, но всё же повторить его не помешает.

23.1 Метод вспомогательного угла

Речь идёт о преобразовании выражения $a \sin \varphi + b \cos \varphi$. Вынесем за скобки «амплитудный множитель» $\sqrt{a^2 + b^2}$:

$$a \sin \varphi + b \cos \varphi = \sqrt{a^2 + b^2} \left(\frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} \sin \varphi + \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} \cos \varphi \right).$$

Зачем нужно такое вынесение за скобки? Оказывается, в скобках при синусе и косинусе образовались замечательные множители! Сумма квадратов этих множителей равна единице:

$$\left(\frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right)^2 = 1.$$

Значит, эти множители являются соответственно косинусом и синусом некоторого угла α :

$$\frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2}} = \cos \alpha, \quad \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}} = \sin \alpha. \quad (105)$$

В результате получаем:

$$a \sin \varphi + b \cos \varphi = \sqrt{a^2 + b^2} (\cos \alpha \sin \varphi + \sin \alpha \cos \varphi).$$

Остаётся заметить, что в скобках стоит синус суммы, так что мы приходим к окончательному выражению:

$$a \sin \varphi + b \cos \varphi = \sqrt{a^2 + b^2} \sin(\varphi + \alpha). \quad (106)$$

При этом для «начальной фазы» α имеем из (105) простую формулу:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{b}{a}. \quad (107)$$

23.2 Колебательный контур с резистором

Теперь мы готовы рассмотреть вынужденные колебания, происходящие в колебательном контуре с активным сопротивлением. К источнику переменного напряжения U последовательно подключены: резистор сопротивлением R , катушка индуктивности L и конденсатор ёмкости C (рис. 118; такой контур называется ещё *RLC-контуром*).

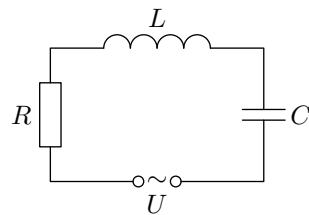


Рис. 118. Колебательный контур с резистором

Так как элементы соединены последовательно, сила тока в них одинакова в любой момент времени (вспомните условие квазистационарности!). Поэтому нам будет удобно начать не с

напряжения источника, как раньше, а с силы тока, и считать, что ток в цепи колеблется по закону синуса: $I = I_0 \sin \omega t$.

А теперь вспоминаем материал предыдущего раздела.

1. Пусть U_R — мгновенное значение напряжения на резисторе. Оно связано с силой тока обычным законом Ома:

$$U_R = IR = I_0 R \sin \omega t. \quad (108)$$

2. Напряжение на конденсаторе U_C отстаёт по фазе от тока на $\pi/2$; это значит, что фаза напряжения U_C равна $\omega t - \pi/2$. Амплитуда напряжения U_C равна:

$$U_{C0} = I_0 X_C = \frac{I_0}{\omega C}.$$

Таким образом,

$$U_C = U_{C0} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) = -\frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t. \quad (109)$$

3. Напряжение на катушке U_L , наоборот, опережает по фазе силу тока на $\pi/2$. Амплитуда:

$$U_{L0} = I_0 X_L = I_0 \omega L.$$

В результате получаем:

$$U_L = U_{L0} \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = I_0 \omega L \cos \omega t. \quad (110)$$

Напряжение источника равно сумме напряжений на резисторе, катушке и конденсаторе:

$$U = U_R + U_L + U_C.$$

Подставляя сюда выражения (108)–(110), получим:

$$U = I_0 R \sin \omega t + I_0 \omega L \cos \omega t - \frac{I_0}{\omega C} \cos \omega t = I_0 \left(R \sin \omega t + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \cos \omega t \right). \quad (111)$$

Вот теперь нам и понадобится метод вспомогательного угла. Выражение во внешних скобках имеет для этого подходящий вид: $a \sin \omega t + b \cos \omega t$. Пользуясь выражениями (106) и (107), получим:

$$U = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \sin(\omega t + \alpha), \quad (112)$$

где

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}. \quad (113)$$

Угол α является сдвигом фаз между напряжением источника и силой тока в цепи: фаза напряжения больше фазы тока на величину α . Амплитуда напряжения:

$$U_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}. \quad (114)$$

Получив все эти результаты, мы их несколько переиначим и приведём в соответствие с тем, что было в предыдущем разделе.

Начнём с напряжения источника. Предположим, как и ранее, что оно меняется по закону синуса:

$$U = U_0 \sin \omega t.$$

Как мы сейчас выяснили, фаза тока меньше фазы напряжения на величину α :

$$I = I_0 \sin(\omega t - \alpha).$$

При этом амплитуда силы тока находится из формулы (114):

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (115)$$

Выражение (115) имеет вид закона Ома:

$$I_0 = \frac{U_0}{X},$$

где

$$X = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (116)$$

Величина X — это *полное сопротивление* цепи. Такое сопротивление оказывает наш колебательный контур переменному току.

Закон Ома в данном случае выполнен лишь для *амплитудных* значений тока и напряжения. *Мгновенные* значения $I(t)$ и $U(t)$ уже не будут пропорциональны друг другу — ведь между ними имеется сдвиг фаз, равный α .

23.3 Резонанс в колебательном контуре

Как видно из выражения (115), амплитуда силы тока в контуре зависит от частоты колебаний. Построим график этой зависимости — так называемую *резонансную кривую* (рис. 119).

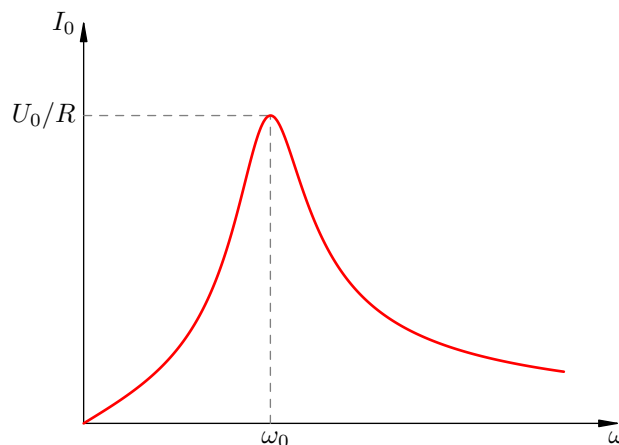


Рис. 119. Резонансная кривая

При $\omega \rightarrow 0$ имеем $I_0 \rightarrow 0$. Математическая причина стремления силы тока к нулю — неограниченное возрастание ёмкостного сопротивления $1/(\omega C)$, в результате чего полное сопротивление X также стремится к бесконечности. Физическая причина очевидна: ток малой частоты — это почти постоянный ток, а для постоянного тока конденсатор является разрывом цепи.

При $\omega \rightarrow \infty$ опять-таки имеем $I_0 \rightarrow 0$: график асимптотически приближается к оси ω . Теперь это происходит за счёт неограниченного роста индуктивного сопротивления ωL . Физическая причина также ясна: при быстром изменении тока в катушке возникает большая ЭДС самоиндукции, препятствующая его увеличению.

При некоторой частоте ω_0 амплитуда силы тока достигает максимума: наступает *резонанс*. Из (115) нетрудно видеть, что величина I_0 принимает максимальное значение

$$I_{0\max} = \frac{U_0}{R}, \quad (117)$$

и происходит это при выполнении равенства

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0.$$

Отсюда находим ω_0 :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Это хорошо знакомая нам частота собственных колебаний в контуре с нулевым активным сопротивлением. Она же, как видим, является *резонансной частотой* нашего контура.

Из (117) мы видим, что резонансное значение амплитуды тока $I_{0\max}$ тем больше, чем меньше активное сопротивление R . На рис. 120 представлены три резонансные кривые. Верхняя кривая отвечает достаточно малому сопротивлению R , средняя кривая — большему сопротивлению, нижняя кривая — ещё большему сопротивлению.

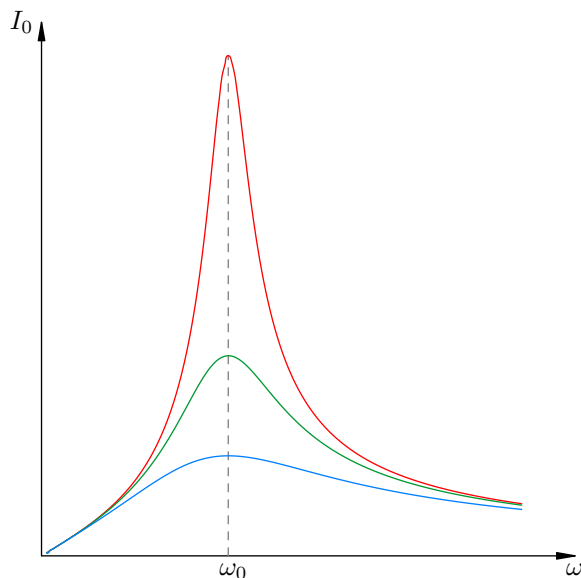


Рис. 120. Резонансные кривые при различных R

Таким образом, резонансный пик тем острее, чем меньше активное сопротивление контура. При весьма большом активном сопротивлении (как это видно из нижней резонансной кривой) понятие резонанса фактически утрачивает смысл.

При резонансе в контуре происходят любопытные вещи.

1. Амплитуды напряжений на конденсаторе и катушке равны друг другу. Действительно:

$$U_{C0} = I_0 \frac{1}{\omega_0 C} = \frac{U_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad U_{L0} = I_0 \omega_0 L = \frac{U_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

При малых значениях R эти амплитуды могут значительно превосходить амплитуду U_0 напряжения источника! Это, кстати, является наглядной демонстрацией одного важного факта:

Хотя сумма мгновенных значений напряжения на элементах контура равна мгновенному значению напряжению источника, сумма амплитуд напряжений на отдельных элементах может и не быть равной амплитуде напряжения источника.

2. Равен нулю сдвиг фаз между током в контуре и напряжением источника: $\alpha = 0$. Математически мы это видим из соотношения (113): при $\omega = \omega_0$ получается $\operatorname{tg} \alpha = 0$.

Физическую причину синфазности тока и напряжения понять также не сложно. Дело в том, что напряжения U_C и U_L на конденсаторе и катушке колеблются в противофазе (т. е. разность фаз между ними равна π), а их амплитуды при резонансе равны. Стало быть, они отличаются только знаком: $U_L = -U_C$, и в сумме дают нуль. Получается, что $U = U_R + U_L + U_C = U_R$ (словно бы в цепи имелся один только резистор), а колебания напряжения и тока на резисторе происходят синфазно.

Резонанс играет важнейшую роль в радиосвязи. Когда осуществляется приём радиосигнала, радиоволны различных частот возбуждают в контуре колебания. Но амплитуды колебаний будут малы для сигналов тех радиостанций, частоты которых отличаются от собственной частоты контура. Контур выделяет лишь ту радиоволну, частота которой равна его собственной частоте; именно эти колебания будут иметь значительную амплитуду.

Поэтому, когда мы настраиваем приёмник на какую-то радиостанцию, мы меняем собственную частоту контура (как правило, путём изменения ёмкости конденсатора), пока не наступит резонанс с искомой радиоволной.

24 Мощность переменного тока

Переменный ток несёт энергию. Поэтому крайне важным является вопрос о мощности в цепи переменного тока.

Пусть U и I — мгновенные значения напряжения и силы тока на данном участке цепи. Возьмём малый интервал времени dt — настолько малый, что напряжение и ток не успеют за это время сколько-нибудь измениться; иными словами, величины U и I можно считать постоянными в течение интервала dt .

Пусть за время dt через наш участок прошёл заряд $dq = Idt$ (в соответствии с правилом выбора знака для силы тока заряд dq считается положительным, если он переносится в положительном направлении, и отрицательным в противном случае). Электрическое поле движущихся зарядов совершило при этом работу

$$dA = Udq = UI dt.$$

Мощность тока P — это отношение работы электрического поля ко времени, за которое эта работа совершена:

$$P = \frac{dA}{dt} = UI. \quad (118)$$

Точно такую же формулу мы получили в своё время для постоянного тока. Но в данном случае мощность зависит от времени, совершая колебания вместе током и напряжением; поэтому величина (118) называется ещё *мгновенной мощностью*.

Из-за наличия сдвига фаз сила тока и напряжение на участке не обязаны совпадать по знаку (например, может случиться так, что напряжение положительно, а сила тока отрицательна, или наоборот). Соответственно, мощность может быть как положительной, так и отрицательной. Рассмотрим чуть подробнее оба этих случая.

1. *Мощность положительна: $P > 0$.* Напряжение и сила тока имеют одинаковые знаки. Это означает, что направление тока совпадает с направлением электрического поля зарядов, образующих ток. В таком случае *энергия участка возрастает: она поступает на данный участок из внешней цепи* (например, конденсатор заряжается).
2. *Мощность отрицательна: $P < 0$.* Напряжение и сила тока имеют разные знаки. Стало быть, ток течёт против поля движущихся зарядов, образующих этот самый ток.

Как такое может случиться? Очень просто: электрическое поле, возникающее на участке, как бы «перевешивает» поле движущихся зарядов и «продавливает» ток против этого поля. В таком случае *энергия участка убывает: участок отдаёт энергию во внешнюю цепь* (например, конденсатор разряжается).

Если вы не вполне поняли, о чём только что шла речь, не переживайте — дальше будут конкретные примеры, на которых вы всё и увидите.

24.1 Мощность тока через резистор

Пусть переменный ток $I = I_0 \sin \omega t$ протекает через резистор сопротивлением R . Напряжение на резисторе, как нам известно, колеблется в фазе с током:

$$U = IR = I_0 R \sin \omega t = U_0 \sin \omega t.$$

Поэтому для мгновенной мощности получаем:

$$P = UI = U_0 I_0 \sin^2 \omega t,$$

или

$$P = P_0 \sin^2 \omega t. \quad (119)$$

График зависимости мощности (119) от времени представлен на рис. 121. Мы видим, что мощность всё время неотрицательна — резистор забирает энергию из цепи, но не возвращает её обратно в цепь.

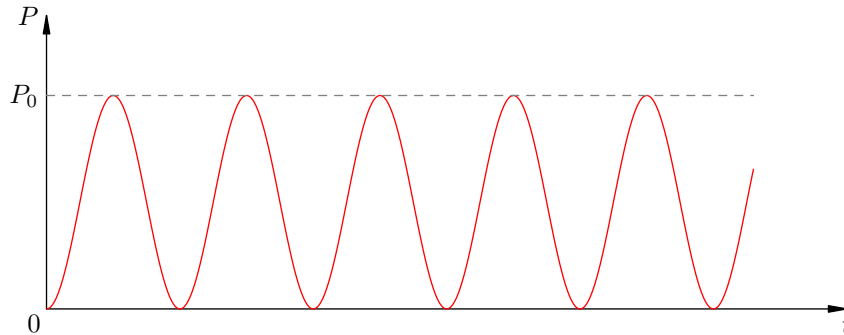


Рис. 121. Мощность переменного тока через резистор

Максимальное значение P_0 нашей мощности связано с амплитудами тока и напряжения привычными формулами:

$$P_0 = U_0 I_0 = I_0^2 R = \frac{U_0^2}{R}.$$

На практике, однако, интерес представляет не максимальная, а *средняя* мощность тока. Это и понятно. Возьмите, например, обычную лампочку, которая горит у вас дома. По ней течёт ток частотой 50 Гц, т. е. за секунду совершается 50 колебаний силы тока и напряжения. Ясно, что за достаточно продолжительное время на лампочке выделяется некоторая средняя мощность, значение которой находится где-то между 0 и P_0 . Где же именно?

Посмотрите ещё раз внимательно на рис. 1. Не возникает ли у вас интуитивное ощущение, что средняя мощность соответствует «середине» нашей синусоиды и принимает поэтому значение $P_0/2$?

Это ощущение совершенно верное! Так оно и есть. Разумеется, можно дать математически строгое определение среднего значения функции (в виде некоторого интеграла) и подтвердить нашу догадку прямым вычислением, но нам это не нужно. Достаточно интуитивного понимания простого и важного факта:

среднее значение квадрата синуса (или косинуса) за период равно 1/2.

Этот факт иллюстрируется рисунком 122.

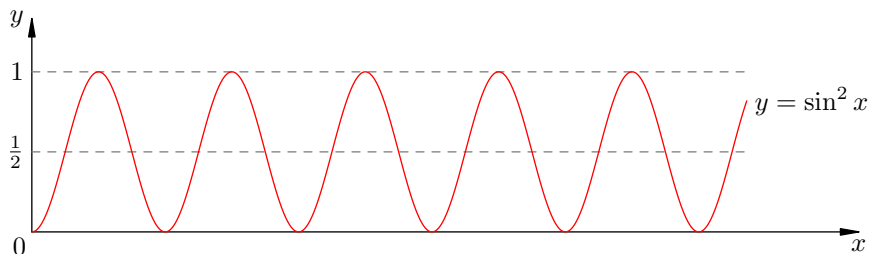


Рис. 122. Среднее значение квадрата синуса равно 1/2

Итак, для среднего значения \bar{P} мощности тока на резисторе имеем:

$$\bar{P} = \frac{P_0}{2} = \frac{U_0 I_0}{2} = \frac{I_0^2 R}{2} = \frac{U_0^2}{2R}. \quad (120)$$

В связи с этими формулами вводятся так называемые *действующие* (или *эффективные*) значения напряжения и силы тока⁴⁷:

$$\bar{U} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}, \quad \bar{I} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (121)$$

Формулы (120), записанные через действующие значения, полностью аналогичны соответствующим формулам для постоянного тока:

$$\bar{P} = \bar{U} \bar{I} = \bar{I}^2 R = \frac{\bar{U}^2}{R}.$$

Поэтому если вы возьмёте лампочку, подключите её сначала к источнику постоянного напряжения U , а затем к источнику переменного напряжения с таким же действующим значением U , то в обоих случаях лампочка будет гореть одинаково ярко.

Действующие значения (121) чрезвычайно важны для практики. Оказывается, *вольтметры и амперметры переменного тока показывают именно действующие значения* (так уж они устроены). Знайте также, что пресловутые 220 вольт из розетки — это *действующее* значение напряжения бытовой электросети.

24.2 Мощность тока через конденсатор

Пусть на конденсатор подано переменное напряжение $U = U_0 \sin \omega t$. Как мы знаем, ток через конденсатор опережает по фазе напряжение на $\pi/2$:

$$I = I_0 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) = I_0 \cos \omega t.$$

Для мгновенной мощности получаем:

$$P = UI = U_0 I_0 \sin \omega t \cos \omega t = \frac{1}{2} U_0 I_0 \sin 2\omega t,$$

или

$$P = P_0 \sin 2\omega t. \quad (122)$$

Здесь введено обозначение $P_0 = U_0 I_0 / 2$. График зависимости (122) мгновенной мощности от времени представлен на рис. 123.

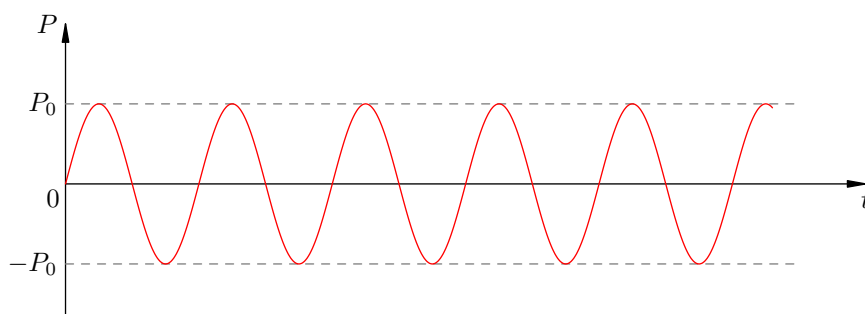


Рис. 123. Мощность переменного тока через конденсатор

Чему равно среднее значение мощности? Оно соответствует «середине» синусоиды и в данном случае равно нулю! Мы видим это сейчас как математический факт. Но интересно было

⁴⁷На самом деле это есть не что иное, как *средние квадратические* значения напряжения и тока. Такое вам уже встречалось: средняя квадратическая скорость молекул идеального газа.

бы с физической точки зрения понять, почему мощность тока через конденсатор оказывается нулевой.

Для этого давайте нарисуем графики напряжения и силы тока в конденсаторе на протяжении одного периода колебаний (рис. 124).

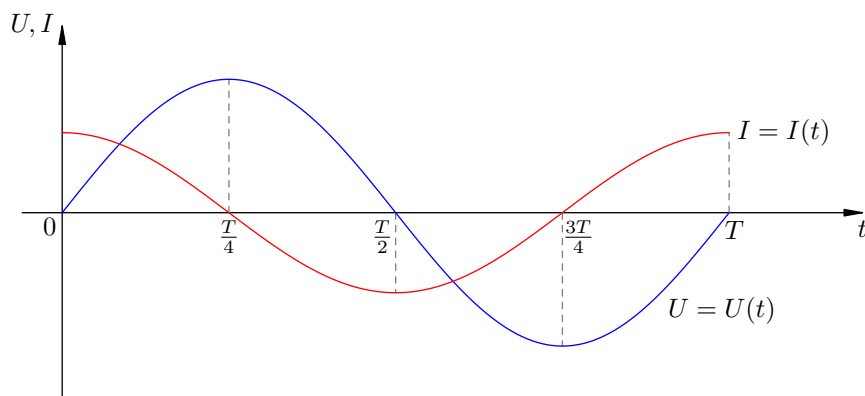


Рис. 124. Напряжение на конденсаторе и сила тока через него

Рассмотрим последовательно все четыре четверти периода.

1. *Первая четверть*, $0 < t < T/4$. Напряжение положительно и возрастает. Ток положителен (течёт в положительном направлении), конденсатор заряжается. По мере увеличения заряда на конденсаторе сила тока убывает.

Мгновенная мощность положительна: конденсатор накапливает энергию, поступающую из внешней цепи. Эта энергия возникает за счёт работы внешнего электрического поля, продвигающего заряды на конденсатор.

2. *Вторая четверть*, $T/4 < t < T/2$. Напряжение продолжает оставаться положительным, но идёт на убыль. Ток меняет направление и становится отрицательным: конденсатор разряжается против направления внешнего электрического поля. В конце второй четверти конденсатор полностью разряжен.

Мгновенная мощность отрицательна: конденсатор отдаёт энергию. Эта энергия возвращается в цепь: она идёт на совершение работы против электрического поля внешней цепи (конденсатор как бы «продавливает» заряды в направлении, противоположном тому, в котором внешнее поле «хочет» их двигать).

3. *Третья четверть*, $T/2 < t < 3T/4$. Внешнее электрическое поле меняет направление: напряжение отрицательно и возрастает по модулю. Сила тока отрицательна: идёт зарядка конденсатора в отрицательном направлении.

Ситуация полностью аналогична первой четверти, только знаки напряжения и тока — противоположные. Мощность положительна: конденсатор вновь накапливает энергию.

4. *Четвёртая четверть*, $3T/4 < t < T$. Напряжение отрицательно и убывает по модулю. Конденсатор разряжается против внешнего поля: сила тока положительна.

Мощность отрицательна: конденсатор возвращает энергию в цепь. Ситуация аналогична второй четверти — опять-таки с заменой знаков тока и напряжения на противоположные.

Мы видим, что энергия, забранная конденсатором из внешней цепи в ходе первой четверти периода колебаний, полностью возвращается в цепь в ходе второй четверти. Затем этот процесс повторяется вновь и вновь. Вот почему средняя мощность, потребляемая конденсатором, оказывается равной нулю.

24.3 Мощность тока через катушку

Пусть на катушку подано переменное напряжение $U = U_0 \sin \omega t$. Ток через катушку отстаёт по фазе от напряжения на $\pi/2$:

$$I = I_0 \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) = -I_0 \cos \omega t.$$

Для мгновенной мощности получаем:

$$P = UI = -U_0 I_0 \sin \omega t \cos \omega t = -\frac{1}{2} U_0 I_0 \sin 2\omega t = -P_0 \sin 2\omega t.$$

Снова средняя мощность оказывается равной нулю. Причины этого, в общем-то, те же, что и в случае с конденсатором. Рассмотрим графики напряжения и силы тока через катушку за период (рис. 125).

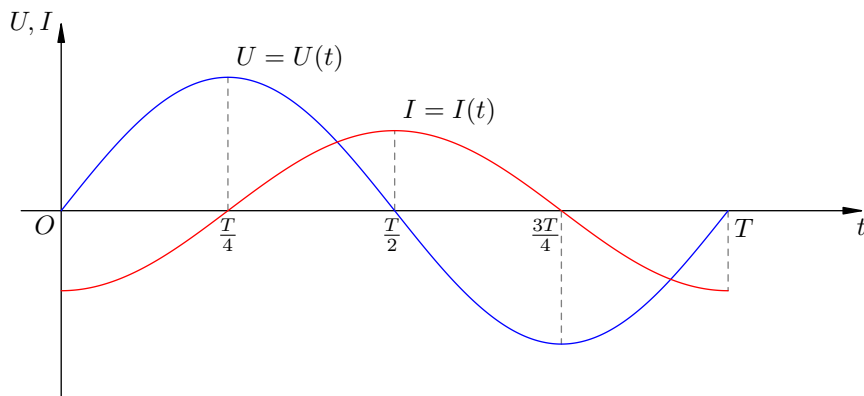


Рис. 125. Напряжение на катушке и сила тока через неё

Мы видим, что в течение второй и четвёртой четвертей периода энергия поступает в катушку из внешней цепи. В самом деле, напряжение и сила тока имеют одинаковые знаки, сила тока возрастает по модулю; для создания тока внешнее электрическое поле совершает работу против вихревого электрического поля, и эта работа идёт на увеличение энергии магнитного поля катушки.

В первой и третьей четвертях периода напряжение и сила тока имеют разные знаки: катушка возвращает энергию в цепь. Вихревое электрическое поле, поддерживающее убывающий ток, двигает заряды против внешнего электрического поля и совершает тем самым положительную работу. А за счёт чего совершается эта работа? За счёт энергии, накопленной ранее в катушке.

Таким образом, энергия, запасаемая в катушке за одну четверть периода, полностью возвращается в цепь в ходе следующей четверти. Поэтому средняя мощность, потребляемая катушкой, оказывается равной нулю.

Мощность тока на произвольном участке

Теперь рассмотрим самый общий случай. Пусть имеется произвольный участок цепи — он может содержать резисторы, конденсаторы, катушки... На этот участок подано переменное напряжение $U = U_0 \sin \omega t$.

Как мы знаем из предыдущего раздела «Переменный ток. 2», между напряжением и силой тока на данном участке имеется некоторый сдвиг фаз α . Мы записывали это так:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \alpha).$$

Тогда для мгновенной мощности имеем:

$$P = U_0 I_0 \sin \omega t \sin(\omega t - \alpha). \quad (123)$$

Теперь нам хотелось бы определить, чему равна средняя мощность. Для этого мы преобразуем выражение (123), используя формулу:

$$\sin x \sin y = \frac{1}{2}(\cos(x - y) - \cos(x + y)).$$

В результате получим:

$$P = \frac{1}{2} U_0 I_0 (\cos \alpha - \cos(2\omega t - \alpha)). \quad (124)$$

Но среднее значение величины $\cos(2\omega t - \alpha)$ равно нулю! Поэтому средняя мощность оказывается равной:

$$\bar{P} = \frac{1}{2} U_0 I_0 \cos \alpha. \quad (125)$$

Данную формулу можно записать с помощью действующих значений (121) напряжения и силы тока:

$$\bar{P} = \bar{U} \bar{I} \cos \alpha.$$

Формула (125) охватывает все три рассмотренные выше ситуации. В случае резистора имеем $\alpha = 0$, и мы приходим к формуле (120). Для конденсатора и катушки $\alpha = \pi/2$, и средняя мощность равна нулю.

Кроме того, формула (125) даёт представление о весьма общей проблеме, связанной с передачей электроэнергии. Чрезвычайно важно, чтобы $\cos \alpha$ у потребителя был как можно ближе к единице. Иначе потребитель начнёт возвращать значительную часть энергии назад в сеть (что ему совсем невыгодно), и к тому же возвращаемая энергия будет безвозвратно расходоваться на нагревание проводов и других элементов цепи.

С этой проблемой приходится сталкиваться разработчикам электрических схем, содержащих электродвигатели. Обмотки электродвигателей обладают большими индуктивностями, и возникает ситуация, близкая к «чистой» катушке. Чтобы избежать бесполезного циркулирования энергии по сети, в цепь включают дополнительные элементы, сдвигающие фазу — например, так называемые компенсирующие конденсаторы.

25 Электроэнергия

Электрическая энергия играет в нашей жизни исключительную роль. Если в доме нет света, мы оказываемся практически беспомощны. Функционирование предприятий, средств транспорта, коммуникаций и прочих достижений цивилизации основано на использовании электроэнергии.

Электроэнергия обладает замечательными свойствами, которые и обеспечивают возможность её повсеместного применения.

- *Простота производства.* В мире функционирует огромное множество разнообразных генераторов электроэнергии.
- *Передача на большие расстояния.* Электроэнергия транспортируется по высоковольтным линиям электропередачи без существенных потерь.
- *Преобразование в другие виды энергии.* Электроэнергия легко преобразуется в механическую энергию (электродвигатели), внутреннюю энергию (нагревательные приборы), энергию света (осветительные приборы) и т. д.
- *Распределение между потребителями.* Специальные устройства позволяют распределять электроэнергию между потребителями с самыми разными «запросами» — промышленными предприятиями, городскими электросетями, жилыми домами и т. д.

Рассмотрим подробнее вопросы, связанные с производством, передачей и потреблением электрической энергии.

25.1 Производство электроэнергии

Среди генераторов электроэнергии наиболее распространены *электромеханические генераторы переменного тока*. Они преобразуют механическую энергию вращения ротора в энергию индукционного переменного тока, возникающего благодаря явлению электромагнитной индукции.

На рис. 126 проиллюстрирована основная идея генератора переменного тока: проводящая рамка (называемая *якорем*) вращается в магнитном поле.

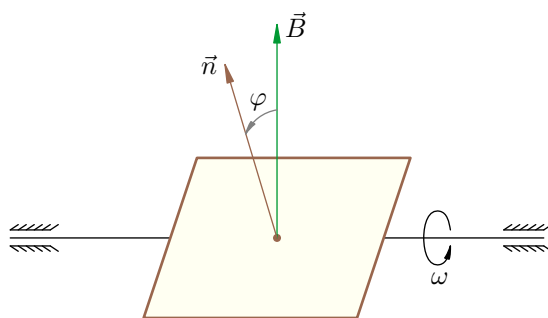


Рис. 126. Схема генератора переменного тока

Магнитный поток сквозь рамку меняется со временем и порождает ЭДС индукции, которая приводит к возникновению индукционного тока в рамке. С помощью специальных приспособлений (колец и щёток) переменный ток передаётся из рамки во внешнюю цепь.

Если рамка вращается в однородном магнитном поле B с постоянной угловой скоростью ω , то возникающий переменный ток будет синусоидальным. Давайте убедимся в этом.

Выберем направление вектора нормали \vec{n} к плоскости рамки. Вектор \vec{n} , таким образом, вращается вместе с рамкой. Направление обхода рамки считается положительным, если с конца вектора \vec{n} этот обход видится против часовой стрелки.

Напомним, что ток считается положительным, если он течёт в положительном направлении (и отрицательным в противном случае). ЭДС индукции считается положительной, если она создаёт ток в положительном направлении (и отрицательной в противном случае).

Предположим, что в начальный момент времени векторы \vec{n} и \vec{B} сонаправлены. За время t рамка повернётся на угол $\varphi = \omega t$. Магнитный поток через рамку в момент времени t равен:

$$\Phi = BS \cos \varphi = BS \cos \omega t, \quad (126)$$

где S — площадь рамки. Дифференцируя по времени, находим ЭДС индукции:

$$e = -\dot{\Phi} = BS\omega \sin \omega t. \quad (127)$$

Если сопротивление рамки равно R , то в ней возникает ток:

$$i = \frac{e}{R} = \frac{BS\omega}{R} \sin \omega t. \quad (128)$$

Как видим, ток действительно меняется по гармоническому закону, то есть является синусоидальным.

В реальных генераторах переменного тока рамка содержит не один виток, как в нашей схеме, а большое число N витков. Это позволяет увеличить в N раз ЭДС индукции в рамке. Почему?

Объяснить это несложно. В самом деле, магнитный поток через каждый виток площади S по-прежнему определяется выражением (126), так что ЭДС индукции в одном витке согласно формуле (127) равна: $e_1 = BS\omega \sin \omega t$. Все эти ЭДС индукции, возникающие в каждом витке, складываются друг с другом, и суммарная ЭДС в рамке окажется равной:

$$e = Ne_1 = NBS\omega \sin \omega t.$$

Сила тока в рамке:

$$i = \frac{NBS\omega}{R} \sin \omega t,$$

где R есть по-прежнему сопротивление рамки.

Кроме того, рамку снабжают железным (или стальным) сердечником. Железо многократно усиливает магнитное поле внутри себя, и поэтому наличие сердечника позволяет увеличить магнитный поток сквозь рамку в сотни и даже тысячи раз. В результате, как следует из формул (127) и (128), ЭДС индукции и ток в рамке увеличатся во столько же раз.

25.2 Передача электроэнергии

Электроэнергия производится в основном на тепловых электростанциях (ТЭС), гидроэлектростанциях (ГЭС) и атомных электростанциях (АЭС).

Ротаторы генераторов ТЭС вращаются за счёт энергии сгорающего топлива (чаще всего этим топливом является уголь). Экономически целесообразным является строительство ТЭС вблизи крупных угольных месторождений.

Ротаторы генераторов ГЭС приводятся во вращение энергией падающей воды. Поэтому ГЭС строятся на реках.

В любом случае возникает проблема передачи выработанной электроэнергии потребителям, находящимся за много километров от электростанций.

Электроэнергия транспортируется по проводам. Потери энергии на нагревание проводов должны быть сведены к минимуму. Оказывается, для этого нужно *высокое напряжение* в линии электропередачи. Покажем это.

Рассмотрим двухпроводную линию электропередачи, связывающую источник переменного напряжения u с потребителем Π (рис. 127).

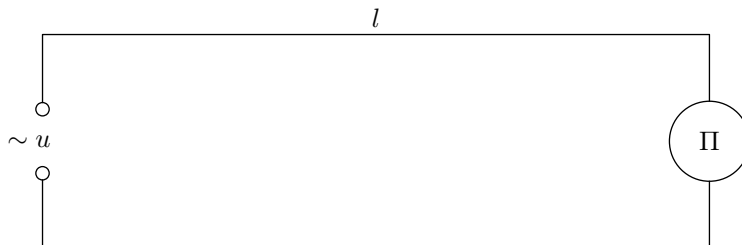


Рис. 127. Передача электроэнергии по двухпроводной линии

Длина линии равна l , так что общая длина проводов составит $2l$. Если ρ — удельное сопротивление материала провода, S — площадь поперечного сечения провода, то сопротивление линии будет равно:

$$R = \frac{2\rho l}{S}. \quad (129)$$

Потребителю должна быть передана мощность с заданным действующим значением P . Обозначим через U и I действующие значения напряжения в линии и силы тока. Если α — сдвиг фаз между током и напряжением, то, как мы знаем из предыдущего листка, $P = UI \cos \alpha$. Отсюда

$$I = \frac{P}{U \cos \alpha}. \quad (130)$$

Часть мощности ΔP теряется на нагревание проводов:

$$\Delta P = I^2 R.$$

Подставляя сюда выражения (129) и (130), получим:

$$\Delta P = \frac{2\rho l P^2}{S U^2 \cos^2 \alpha}. \quad (131)$$

Мы видим из формулы (131), что потеря мощности обратно пропорциональна квадрату напряжения в линии. Следовательно, для уменьшения потерь надо повышать напряжение при передаче. Вот почему линии электропередач являются *высоковольтными*. Например, Волжская ГЭС передаёт в Москву электроэнергию при напряжении 500 киловольт.

25.3 Трансформатор

Генераторы электростанций имеют ЭДС порядка 10–20 кВ. Как мы только что видели, для передачи электроэнергии на большие расстояния нужно повышать напряжение до нескольких сотен киловольт.

С другой стороны, напряжение бытовой электросети составляет 220 В. Поэтому при доставке энергии обычному потребителю требуется понижение напряжения до сотен вольт.

Замечательно, что повышение и понижение напряжения в случае синусоидального переменного тока не представляет никаких сложностей. Для этого используются специальные устройства — *трансформаторы*.

Простейший трансформатор состоит из двух обмоток, навитых на один и тот же замкнутый стальной сердечник.

Первичная обмотка содержит N_1 витков; на неё подаётся входное напряжение u_1 . Это напряжение как раз и требуется преобразовать — повысить или понизить.

Вторичная обмотка содержит N_2 витков. К ней подсоединяется нагрузка, условно обозначаемая резистором R . Это — потребитель, для работы которого нужно преобразованное напряжение u_2 .

Схема такого трансформатора изображена на рис. 128.

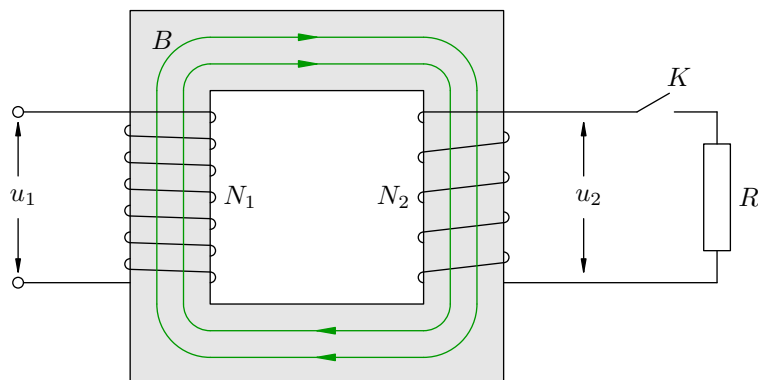


Рис. 128. Трансформатор

Режим холостого хода

Наиболее прост для рассмотрения *холостой ход* трансформатора, когда нагрузка отключена (ключ K разомкнут).

Пусть напряжение на первичной обмотке меняется по закону косинуса с амплитудой U_{01} :

$$u_1 = U_{01} \cos \omega t.$$

Активное сопротивление R_1 первичной обмотки считаем очень малым по сравнению с её индуктивным сопротивлением. В таком случае, как мы знаем, сила тока i_1 в первичной обмотке отстаёт по фазе от напряжения на $\pi/2$:

$$i_1 = I_{01} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) = I_{01} \sin \omega t.$$

При этом трансформатор не потребляет энергию из сети, к которой он подключён.

Магнитный поток Φ , пронизывающий витки первичной обмотки, пропорционален току i_1 и поэтому также меняется по закону синуса:

$$\Phi = \Phi_0 \sin \omega t.$$

В каждом витке первичной обмотки возникает ЭДС индукции:

$$e = -\dot{\Phi} = -\omega \Phi_0 \cos \omega t. \quad (132)$$

Следовательно, полная ЭДС индукции в первичной обмотке равна:

$$e_1 = N_1 e = -N_1 \omega \Phi_0 \cos \omega t. \quad (133)$$

Стальной сердечник практически не выпускает магнитное поле наружу — линии магнитного поля почти целиком идут внутри сердечника. Магнитный поток в любом сечении сердечника

одинаков; в частности, каждый виток вторичной обмотки пронизывает тот же самый магнитный поток Φ . Поэтому в одном витке вторичной обмотки возникает та же ЭДС индукции e , даваемая выражением (132), а полная ЭДС индукции во вторичной обмотке равна:

$$e_2 = N_2 e = -N_2 \omega \Phi_0 \cos \omega t. \quad (134)$$

Как видим, обе ЭДС индукции в первичной и вторичной обмотках меняются синфазно. Мгновенные значения ЭДС индукции относятся друг к другу как числа витков в обмотках:

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{N_1}{N_2}. \quad (135)$$

Ввиду малости активного сопротивления первичной обмотки мы можем считать, что выполнено приближённое равенство:

$$u_1 + e_1 \approx 0 \quad (136)$$

(вспомните рассуждение из листка «Переменный ток. 1», раздел «Катушка в цепи переменного тока»). Так как цепь вторичной обмотки разомкнута и ток в ней отсутствует, имеем точное равенство:

$$u_2 + e_2 = 0.$$

Итак, $u_1 \approx -e_1$, $u_2 = -e_2$. Следовательно, мгновенные значения напряжений в первичной и вторичной обмотках также меняются почти синфазно. С учётом равенства (135) получаем:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{N_1}{N_2}. \quad (137)$$

Величина $k = N_1/N_2$ называется *коэффициентом трансформации*. Отношение мгновенных значений напряжений в (137) можно заменить отношением действующих значений U_1 и U_2 :

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2} = k.$$

Если $k > 1$, то трансформатор является *понижающим*. В этом случае вторичная обмотка содержит меньше витков, чем первичная; потребитель получает меньшее напряжение, чем то, что поступает на вход трансформатора. На рис. 3 изображён как раз понижающий трансформатор.

Если же $k < 1$, то трансформатор будет *повышающим*. Вторичная обмотка содержит больше витков, чем первичная, и потребитель получает напряжение более высокое, чем на входе трансформатора.

Режим нагрузки

Теперь рассмотрим вкратце работу *нагруженного* трансформатора. В этом случае ключ K на рис. 128 *замкнут*, и трансформатор выполняет свою прямую задачу — передаёт энергию потребителю, подключённому ко вторичной обмотке.

Согласно закону сохранения энергии, передача энергии потребителю возможна только за счёт увеличения потребления энергии из внешней сети. Так оно в действительности и происходит. Давайте попробуем понять, какие физические процессы приводят к этому.

Главное заключается в том, что ввиду малого омического сопротивления первичной обмотки сохраняется приближённое равенство (136), т. е.

$$e_1 \approx -u_1.$$

Напряжение u_1 задаётся внешней сетью, поэтому амплитуда ЭДС индукции e_1 остаётся прежней — равной амплитуде внешнего напряжения.

Но, с другой стороны, из выражения (133) мы знаем, что амплитуда величины e_1 равна $N_1\omega\Phi_0$. Стало быть, при подключении нагрузки остаётся неизменной амплитуда Φ_0 магнитного потока Φ , пронизывающего витки первичной и вторичной обмоток.

При холостом ходе магнитный поток Φ порождался магнитным полем тока i_1 первичной обмотки (во вторичной обмотке тока не было). Теперь в создании магнитного потока участвуют два магнитных поля: поле B_1 тока i_1 первичной обмотки (оно создаёт поток Φ_1) и поле B_2 тока i_2 вторичной обмотки (оно создаёт поток Φ_2). Таким образом,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

В отличие от тока i_1 , который «навязывается» первичной обмотке внешней сетью, ток i_2 — индукционный, и его направление определяется правилом Ленца: магнитное поле B_2 стремится уменьшить изменение суммарного магнитного потока Φ . Но амплитуда Φ_0 этого потока, как мы уже говорили, остаётся той же, что и при холостом ходе. Как же так?

Очень просто — чтобы обеспечить неизменность величины Φ_0 , приходится увеличиваться магнитному потоку Φ_1 . Возрастает амплитуда тока i_1 первичной обмотки! Вот почему увеличивается потребление энергии из сети по сравнению с режимом холостого хода.

Первичная обмотка потребляет из сети мощность

$$P_1 = U_1 I_1 \cos \alpha_1$$

(как и выше, в данной формуле фигурируют действующие значения мощности, напряжения и силы тока).

Нагрузка получает от вторичной обмотки мощность

$$P_2 = U_2 I_2 \cos \alpha_2.$$

Эта мощность является *полезной* с точки зрения потребителя. Отношение полезной мощности, получаемой нагрузкой, к мощности, потребляемой из сети — это *КПД трансформатора*:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{U_2 I_2 \cos \alpha_2}{U_1 I_1 \cos \alpha_1}.$$

Разумеется, $P_2 < P_1$ — часть мощности теряется в трансформаторе. Потери мощности состоят из двух частей.

1. Так называемые «потери в меди», обозначаемые $\Delta P_{\text{мед}}$. Это мощность, расходуемая на нагревание первичной и вторичной обмоток:

$$\Delta P_{\text{мед}} = I_1^2 R_1 + I_2^2 R_2.$$

Сколь бы малыми не были активные сопротивления R_1 и R_2 этих обмоток, они не равны нулю, и при больших токах с ними приходится считаться.

2. Так называемые «потери в стали», обозначаемые $\Delta P_{\text{ст}}$. Сюда относятся:

- Мощность, расходуемая на перемагничивание сердечника, т. е. на изменение ориентации элементарных токов под действием внешнего магнитного поля.
- Мощность, расходуемая на нагревание сердечника индукционными вихревыми токами (которые называются ещё *токами Фуко*). Эти токи возникают в сердечнике под действием вихревого электрического поля, порождаемого переменным магнитным полем. Для уменьшения токов Фуко сердечники собираются из листов специальной трансформаторной стали, но полностью ликвидировать эти токи, конечно же, не удаётся.

Оказывается, потери в стали не зависят от нагрузки — они определяются только амплитудой магнитного потока, которая, как мы знаем, при любой нагрузке остаётся неизменной.

Таким образом, имеем:

$$P_1 = P_2 + \Delta P_{\text{мед}} + \Delta P_{\text{ст}},$$

и для КПД трансформатора получаем следующее выражение:

$$\eta = \frac{P_2}{P_2 + \Delta P_{\text{мед}} + \Delta P_{\text{ст}}}. \quad (138)$$

Если полезная мощность P_2 мала (*недогрузка* трансформатора), то и КПД мал. Действительно, числитель в (138) маленький, а знаменатель — не меньше постоянной величины потерь в стали $\Delta P_{\text{ст}}$.

Если полезная мощность P_2 чрезмерно велика (*перегрузка* трансформатора), то КПД опять-таки мал. Дело в том, что в этом случае велики токи I_1 и I_2 в обмотках трансформатора, и, следовательно, большой величины достигают потери в меди $\Delta P_{\text{мед}}$.

Для трансформатора существует оптимальная (так называемая *номинальная*) нагрузка, на которую он рассчитан. При номинальной нагрузке оказывается, что КПД трансформатора близок к единице, т. е.

$$P_2 \approx P_1,$$

или, с учётом выражений для мощностей:

$$U_2 I_2 \cos \alpha_2 \approx U_1 I_1 \cos \alpha_1.$$

Кроме того, сдвиги фаз приближённо равны нулю, так что

$$U_2 I_2 \approx U_1 I_1.$$

Следовательно, при нагрузках, близких к номинальной, имеем:

$$\frac{I_2}{I_1} \approx \frac{U_1}{U_2} \approx k,$$

где k — введённый выше коэффициент трансформации. Например, у понижающего трансформатора $k > 1$, и при номинальной нагрузке ток в его вторичной обмотке в k раз больше тока первичной обмотки.

26 Электромагнитное поле

Вспомним, каким образом Максвелл объяснил явление электромагнитной индукции. **Переменное магнитное поле порождает вихревое электрическое поле.** Если в переменном магнитном поле находится замкнутый проводник, то вихревое электрическое поле приводит в движение заряженные частицы этого проводника — так возникает индукционный ток, наблюдаемый в эксперименте.

Линии вихревого электрического поля охватывают линии магнитного поля. Если смотреть с конца вектора \vec{B} , то линии вихревого электрического поля идут по часовой стрелке при возрастании магнитного поля и против часовой стрелки при убывании магнитного поля. Такое направление вихревого электрического поля, напомним, задаёт направление индукционного тока в соответствии с правилом Ленца.

26.1 Гипотеза Максвелла

Описанным выше способом Максвелл объяснил, почему в экспериментах Фарадея появлялся индукционный ток. Но затем Максвелл пошёл ещё дальше и уже без какой-либо опоры на экспериментальные данные высказал симметричную гипотезу: **переменное электрическое поле порождает магнитное поле** (рис. 129, 130).

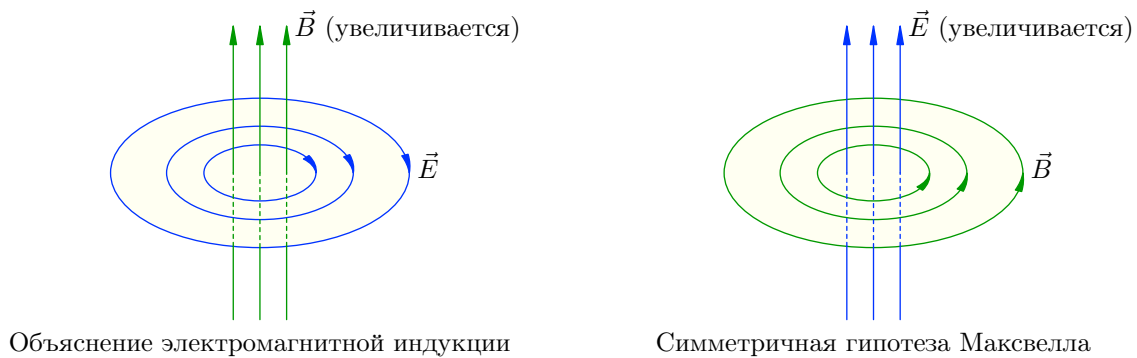


Рис. 129. Симметричная гипотеза Максвелла (возрастание поля)

Линии этого магнитного поля охватывают линии переменного электрического поля и идут в *другую сторону* по сравнению с линиями вихревого электрического поля. Так, *при возрастании электрического поля линии порождаемого магнитного поля направлены против часовой стрелки, если смотреть с конца вектора \vec{E}* (рис. 129, справа).

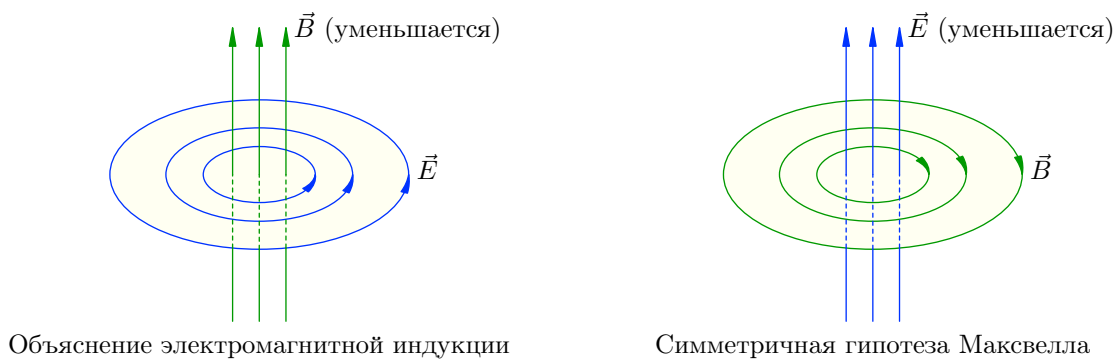


Рис. 130. Симметричная гипотеза Максвелла (убывание поля)

Наоборот, *при убывании электрического поля линии порождаемого магнитного поля идут по часовой стрелке* (рис. 130, справа).

У электрического поля может быть два источника: электрические заряды и переменное магнитное поле. В первом случае линии электрического поля начинаются на положительных зарядах и оканчиваются на отрицательных. Во втором случае электрическое поле является вихревым — его линии оказываются замкнутыми.

У магнитного поля также может быть два источника: электрический ток и переменное электрическое поле. При этом линии магнитного поля замкнуты в обоих случаях (оно всегда вихревое).

Максвелл предположил, что оба источника магнитного поля равноправны в следующем смысле. Рассмотрим, например, процесс зарядки конденсатора (рис. 131):

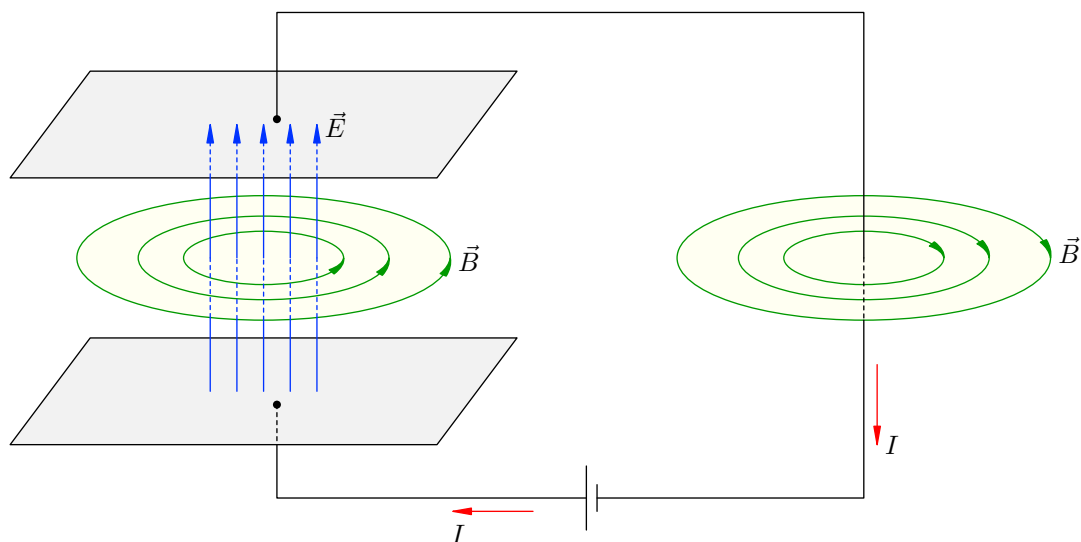


Рис. 131. Магнитное поле внутри конденсатора совпадает с магнитным полем тока

В данный момент по проводам, соединяющим обкладки конденсатора, течёт ток I . Заряд конденсатора увеличивается, и, соответственно, возрастает электрическое поле между обкладками. Переменное электрическое поле \vec{E} порождает внутри конденсатора магнитное поле \vec{B} . Так вот, согласно гипотезе Максвелла *магнитное поле \vec{B} внутри конденсатора оказывается точно таким же, как и магнитное поле тока I — как если бы ток I протекал в пространстве между обкладками конденсатора.*

Подчеркнём ещё раз, что симметричная гипотеза Максвелла была поначалу чисто умозрительной. На тот момент не наблюдалось каких-либо неясных физических явлений, для объяснения которых потребовалась бы такая гипотеза. Лишь впоследствии (и уже после смерти Максвелла) она получила блестящее экспериментальное подтверждение. Об этом — чуть ниже.

26.2 Понятие электромагнитного поля

Прежде всего, симметричная гипотеза указала на то, что электрическое и магнитное поля тесно взаимосвязаны. Они не являются обособленными физическими объектами и всегда существуют рядом друг с другом. *Если в какой-то системе отсчёта электрическое (магнитное) поле отсутствует, то в другой системе отсчёта, движущейся относительно первой, оно непременно появится.*

Допустим, например, что в движущемся автомобиле покоится электрический заряд. В системе отсчёта, связанной с автомобилем, этот заряд не создаёт магнитного поля. Но относительно земли заряд *движется*, а любой движущийся заряд является источником магнитного поля. Поэтому наблюдатель, стоящий на земле, зафиксирует магнитное поле, создаваемое зарядом в автомобиле.

Пусть также на земле лежит магнит. Наблюдатель, стоящий на земле, регистрирует постоянное магнитное поле, создаваемое этим магнитом; коль скоро это поле не меняется со временем, никакого электрического поля в земной системе отсчёта не возникает. Но относительно автомобиля магнит *движется* — приближается к автомобилю или удаляется от него. В системе отсчёта автомобиля магнитное поле меняется со временем — нарастает или убывает; наблюдатель в автомобиле фиксирует вихревое электрическое поле, порождаемое переменным магнитным полем нашего магнита.

Но все инерциальные системы отсчёта абсолютно равноправны, среди них нет какой-то одной привилегированной. Законы природы выглядят одинаково в любой инерциальной системе отсчёта, и никакой физический эксперимент не может отличить одну инерциальную систему отсчёта от другой⁴⁸. Поэтому естественно считать, что *электрическое поле и магнитное поле служат двумя различными проявлениями одного физического объекта — электромагнитного поля*.

Таким образом, в произвольной, наудачу выбранной системе отсчёта будут присутствовать обе компоненты электромагнитного поля — поле электрическое и поле магнитное. Но может случиться и так, что в некоторой системе отсчёта, специально приспособленной для данной задачи, одна из этих компонент обратится в нуль. Мы видели это в наших примерах с автомобилем.

Электромагнитное поле можно наблюдать и исследовать по его действию на заряженные частицы. Силовой характеристикой электромагнитного поля является пара векторов \vec{E} и \vec{B} — напряжённость электрического поля и индукция магнитного поля. Сила, с которой электромагнитное поле действует на заряд q , движущийся со скоростью \vec{v} , равна:

$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{эл}} + \vec{F}_{\text{магн}}.$$

Силы в правой части нам хорошо известны. Сила $\vec{F}_{\text{эл}} = q\vec{E}$ действует со стороны электрического поля. Она не зависит от скорости заряда.

Сила $\vec{F}_{\text{магн}}$ действует со стороны магнитного поля. Её направление определяется по правилу часовой стрелки или левой руки, а модуль — по формуле $F_{\text{магн}} = qvB \sin \alpha$, где α — угол между векторами \vec{v} и \vec{B} .

26.3 Об уравнениях Максвелла

Теория электромагнитного поля была создана Максвеллом. Он предложил свою знаменитую систему дифференциальных уравнений (*уравнений Максвелла*), которые позволяют найти векторы \vec{E} и \vec{B} в любой точке заданной области пространства по известным источникам — зарядам и токам⁴⁹. Уравнения Максвелла легли в основу электродинамики и позволили объяснить все известные на тот момент явления электричества и магнетизма. Но мало того — уравнения Максвелла дали возможность предсказывать новые явления!

Так, среди решений уравнений Максвелла обнаружили поля с неизвестными ранее свойствами — электромагнитные волны. А именно, уравнения Максвелла допускали решения в виде электромагнитного поля, которое может распространяться в пространстве, захватывая с течением времени все новые и новые области. Скорость этого распространения конечна и зависит от среды, заполняющей пространство. Но электромагнитные волны не нуждаются ни в какой среде — они могут распространяться даже сквозь пустоту. Скорость распространения электромагнитных волн в вакууме совпадает со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с (сам свет также является электромагнитной волной).

⁴⁸Это — принцип относительности Эйнштейна, лежащий в основе теории относительности.

⁴⁹Для однозначного нахождения полей необходимо знать ещё *начальные условия* — значения полей в начальный момент времени, а также *граничные условия* — некоторые условия для полей на границе рассматриваемой области.

Сейчас электромагнитные волны хорошо изучены и классифицированы по нескольким диапазонам (подробному рассмотрению электромагнитных волн посвящён следующий раздел). Но во времена Максвелла никто даже не подозревал об их существовании. Это был один из удивительных случаев в физике, когда фундаментальное открытие делалось «на кончике пера» — новое явление открывалось чисто теоретически, опережая эксперимент!

Экспериментальное доказательство пришло позже: электромагнитные волны были впервые обнаружены в опытах Герца через восемь лет после смерти Максвелла. Эти опыты подтвердили справедливость симметричной гипотезы и основанной на ней теории электромагнитного поля, построенной Максвеллом.

27 Электромагнитные волны

Важнейший результат электродинамики, вытекающий из уравнений Максвелла⁵⁰, состоит в том, что *электромагнитные взаимодействия передаются из одной точки пространства в другую не мгновенно, а с конечной скоростью*. В вакууме скорость распространения электромагнитных взаимодействий совпадает со скоростью света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Рассмотрим, например, два покоящихся заряда, находящихся на некотором расстоянии друг от друга. Сила их взаимодействия определяется законом Кулона. Шевельнём один из зарядов; согласно закону Кулона сила взаимодействия изменится мгновенно — второй заряд сразу «почувствует» изменение положения первого заряда. Так утверждала теория дальнего действия⁵¹.

Однако в действительности дело обстоит иначе. При шевелении заряда электрическое поле вблизи него меняется и порождает магнитное поле. Это магнитное поле также является переменным и, в свою очередь, порождает переменное электрическое поле, которое опять порождает переменное магнитное поле и т. д. Таким образом, *в окружающем пространстве начинает распространяться процесс колебаний напряжённости электрического поля и индукции магнитного поля — электромагнитная волна*. Спустя некоторое время эта электромагнитная волна достигнет второго заряда; лишь тогда — а не мгновенно! — он и «почувствует», что положение первого заряда изменилось.

Существование электромагнитных волн было теоретически предсказано Максвеллом и получило блестящее подтверждение в опыте Герца.

27.1 Открытый колебательный контур

Электромагнитные волны должны быть достаточно интенсивными для того, чтобы их можно было наблюдать в эксперименте.

Нетрудно понять, что электромагнитные волны будут тем интенсивнее, чем быстрее меняется положение зарядов, излучающих эти волны. Действительно, в таком случае электрическое поле вблизи зарядов меняется с большей скоростью и порождает большее магнитное поле; оно, в свою очередь, меняется столь же быстро и порождает большее электрическое поле, и т. д.

В частности, *интенсивные электромагнитные волны порождаются высокочастотными электромагнитными колебаниями*.

Электромагнитные колебания создаются в хорошо знакомом нам колебательном контуре. Частота колебаний заряда и тока в контуре равна:

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}. \quad (139)$$

С этой же частотой колеблются векторы \vec{E} и \vec{B} в заданной точке пространства. Поэтому величина ν , вычисляемая по формуле (139), будет также *частотой электромагнитной волны*.

Чтобы увеличить частоту колебаний в контуре, нужно уменьшать ёмкость конденсатора и индуктивность катушки.

Но эксперименты показали, что дело не ограничивается одной лишь высокой частотой колебаний. Для образования интенсивных электромагнитных волн существенным оказывается ещё один фактор: *переменное электромагнитное поле, являющееся источником электромагнитных волн, должно занимать достаточно большую область пространства*.

Между тем, в обычном колебательном контуре, состоящем из конденсатора и катушки, переменное электрическое поле почти целиком сосредоточено в малой области внутри конденсатора,

⁵⁰Мы уже не первый раз говорим об уравнениях Максвелла, а самих уравнений при этом не выписываем. Ничего не поделаешь — эти уравнения пока слишком сложны для вас. Вы познакомитесь с ними курсе на втором, когда будут освоены необходимые темы из высшей математики.

⁵¹Теории дальнего действия и ближнего действия обсуждались в разделе «Напряжённость электрического поля».

а переменное магнитное поле — в малой области внутри катушки. Поэтому даже при достаточно высокой частоте колебаний такой колебательный контур оказался непригоден для излучения электромагнитных волн.

Как добиться увеличения области, занимаемой высокочастотным электромагнитным полем? Герц нашёл красивое и гениально простое решение — *открытый колебательный контур*.

Возьмём обычный колебательный контур (рис. 132, слева). Начнём уменьшать число витков катушки — от этого её индуктивность будет уменьшаться. Одновременно уменьшаем площадь пластин конденсатора и раздвигаем их — это приводит к уменьшению ёмкости конденсатора и к увеличению пространственной области, занимаемой электрическим полем. Эта промежуточная ситуация изображена на рис. 132 в середине.

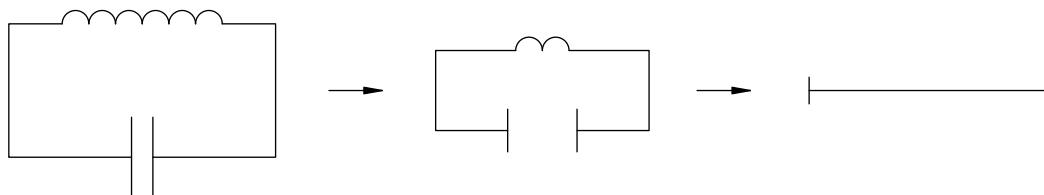


Рис. 132. Превращение обычного колебательного контура в открытый

К чему мы придём, продолжая этот процесс? Катушка ликвидируется вовсе, превращаясь в кусок проводника. Пластины конденсатора раздвигаются максимально далеко и оказываются на концах этого проводника (рис. 132, справа). Остаётся уменьшить до предела размеры пластин — и получится самый обычный прямолинейный стержень! Это и есть открытый колебательный контур (рис. 133).



Рис. 133. Открытый колебательный контур

Таким образом, идея Герца превратить обычный колебательный контур в открытый позволила сразу «убить двух зайцев»:

1. ёмкость и индуктивность стержня очень малы, поэтому в нём возбуждаются колебания весьма высокой частоты;
2. переменное электромагнитное поле занимает довольно большую область пространства вокруг стержня.

Поэтому такой стержень может служить источником достаточно интенсивных электромагнитных волн, которые будут доступны для экспериментального наблюдения.

Но как возбудить в стержне электромагнитные колебания? Герц разрезал стержень посередине, раздвинул половинки на небольшое расстояние (создав так называемый разрядный промежуток) и подключил их к источнику высокого напряжения (рис. 134).

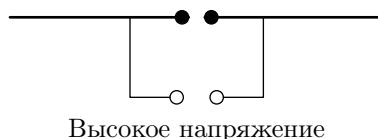


Рис. 134. Излучающий вибратор Герца

Получился *излучающий вибратор Герца*; концы провода в разрядном промежутке снабжались небольшими шариками. Когда напряжение между шариками превышало напряжение

пробоя, в разрядном промежутке проскакивала искра. Во время существования искры цепь замыкалась, и в стержне возникали электромагнитные колебания — вибратор излучал электромагнитные волны.

Герц регистрировал эти волны с помощью *приёмного вибратора* — проводника с шариками на концах разрядного промежутка (рис. 135). Приёмный вибратор находился поодаль, на некотором расстоянии от излучающего вибратора.

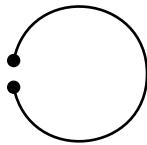


Рис. 135. Приёмный вибратор Герца

Переменное электрическое поле электромагнитной волны возбуждало в приёмном вибраторе переменный ток. Если частота этого тока совпадала с собственной частотой приёмного вибратора, то возникал резонанс, и в разрядном промежутке проскакивала искра!

Наличие этой искры, появляющейся на концах совершенно изолированного проводника, явилось ярким свидетельством существования электромагнитных волн.

27.2 Свойства электромагнитных волн

Для излучения электромагнитных волн заряд не обязательно должен совершать колебательное движение; главное — чтобы у заряда было ускорение. *Любой заряд, движущийся с ускорением, является источником электромагнитных волн.* При этом излучение будет тем интенсивнее, чем больше модуль ускорения заряда.

Так, при равномерном движении по окружности (скажем, в магнитном поле) заряд имеет центростремительное ускорение и, стало быть, излучает электромагнитные волны. Быстрые электроны в газоразрядных трубках, налетая на стенки, тормозятся с очень большим по модулю ускорением; поэтому вблизи стенок регистрируется рентгеновское излучение высокой энергии (так называемое *тормозное излучение*).

В качестве примера рассмотрим излучение заряда, совершающего гармонические колебания с частотой ν вдоль оси Y вокруг начала координат. Во все стороны от него бегут электромагнитные волны — в частности, вдоль оси X . На рис. 136 показана структура излучаемой электромагнитной волны на большом расстоянии от заряда в фиксированный момент времени.

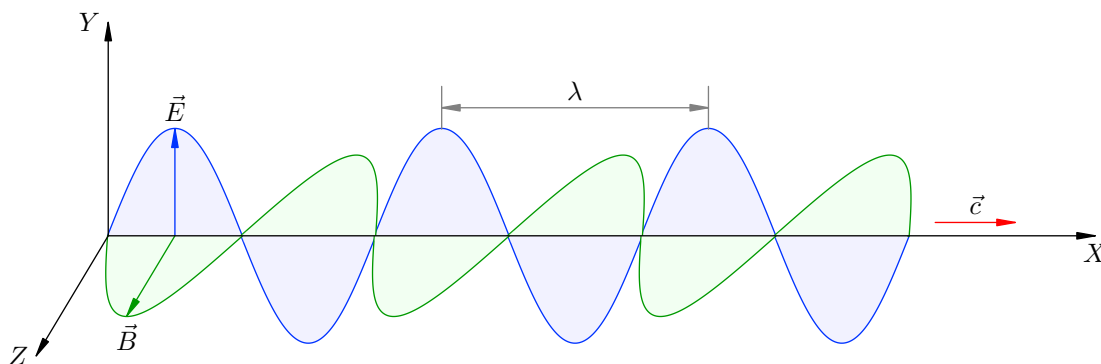


Рис. 136. Синусоидальная электромагнитная волна

Скорость волны \vec{c} направлена вдоль оси X . Векторы \vec{E} и \vec{B} в каждой точке оси X совершают синусоидальные колебания вдоль осей Y и Z соответственно, меняясь при этом синфазно.

Кратчайший поворот вектора \vec{E} к вектору \vec{B} всегда совершается против часовой стрелки, если смотреть с конца вектора \vec{c} .

В любой фиксированный момент времени распределение вдоль оси X значений модуля векторов \vec{E} и \vec{B} имеет вид двух синфазных синусоид, расположенных перпендикулярно друг другу в плоскостях XY и XZ соответственно. *Длина волны* λ — это расстояние между двумя ближайшими точками оси X , в которых колебания значений поля происходят в одинаковой фазе (в частности — между двумя ближайшими максимумами поля, как на рис. 136).

Таким образом, электромагнитные волны оказались **поперечными** — колебания векторов напряжённости электрического поля и индукции магнитного поля происходят в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны.

Частота, с которой меняются значения E и B в данной точке пространства, называется *частотой электромагнитной волны*; она совпадает с частотой ν колебаний излучающего заряда. Длина электромагнитной волны λ , её частота ν и скорость распространения c связаны стандартным для всех волн соотношением:

$$c = \lambda\nu. \quad (140)$$

Эксперименты показали, что электромагнитным волнам присущи те же основные свойства, что и другим видам волновых процессов.

1. *Отражение волн.* Электромагнитные волны отражаются от металлического листа — это было обнаружено ещё Герцем. Угол отражения при этом равен углу падения.
2. *Поглощение волн.* Электромагнитные волны частично поглощаются при прохождении сквозь диэлектрик.
3. *Преломление волн.* Электромагнитные волны меняют направление распространения при переходе из воздуха в диэлектрик (и вообще на границе двух различных диэлектриков).
4. *Интерференция волн.* Герц наблюдал интерференцию двух волн: первая приходила к приёмному вибратору непосредственно от излучающего вибратора, вторая — после предварительного отражения от металлического листа.

Меняя положение приёмного вибратора и фиксируя положения интерференционных максимумов, Герц измерил длину волны λ . Частота ν собственных колебаний в приёмном вибраторе была Герцу известна. По формуле (140) Герц вычислил скорость распространения электромагнитных волн и получил приближённо $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с. Именно такой результат предсказывала теория, построенная Максвеллом!

5. *Дифракция волн.* Электромагнитные волны огибают препятствия, размеры которых соизмеримы с длиной волны. Например, радиоволны, длина волны которых составляет несколько десятков или сотен метров, огибают дома или горы, находящиеся на пути их распространения.

27.3 Плотность потока излучения

Электромагнитные волны переносят энергию из одних участков пространства в другие. Перенос энергии осуществляется вдоль *лучей* — воображаемых линий, указывающих направление распространения волны⁵².

Важнейшей энергетической характеристикой электромагнитных волн служит плотность потока излучения.

⁵²Мы не даём строгого определения понятия луча и надеемся на ваше интуитивное понимание, которого пока будет вполне достаточно.

Представим себе площадку площадью S , расположенную перпендикулярно лучам. Допустим, что за время t волна переносит через эту площадку энергию W . Тогда *плотность потока излучения* I определяется формулой:

$$I = \frac{W}{St}. \quad (141)$$

Иначе говоря, плотность потока излучения — это энергия, переносимая через единичную площадку (перпендикулярную лучам) в единицу времени; или, что то же самое — это мощность излучения, переносимая через единичную площадку. Единицей измерения плотности потока излучения служит Вт/м².

Плотность потока излучения связана простым соотношением с плотностью энергии электромагнитного поля.

Фиксируем площадку S , перпендикулярную лучам, и небольшой промежуток времени t . Сквозь площадку пройдёт энергия:

$$W = ISt. \quad (142)$$

Эта энергия будет сосредоточена в цилиндре с площадью основания S и высотой ct (рис. 137), где c — скорость электромагнитной волны.

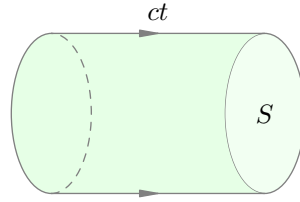


Рис. 137. К выводу формулы $I = wc$

Объём данного цилиндра равен: $V = Sct$. Поэтому если w — плотность энергии электромагнитного поля, то для энергии W получим также:

$$W = wV = wSct. \quad (143)$$

Приравнивая правые части формул (142) и (143) и сокращая на St , получим соотношение:

$$I = wc. \quad (144)$$

Плотность потока излучения характеризует, в частности, степень воздействия электромагнитного излучения на его приёмники; когда говорят об *интенсивности* электромагнитных волн, имеют в виду именно плотность потока излучения.

Интересным является вопрос о том, как интенсивность излучения зависит от его частоты.

Пусть электромагнитная волна излучается зарядом, совершающим гармонические колебания вдоль оси X по закону $x = x_0 \sin \omega t$. Циклическая частота ω колебаний заряда будет в то же время циклической частотой излучаемой электромагнитной волны.

Для скорости и ускорения заряда имеем: $v = \dot{x} = x_0 \omega \cos \omega t$ и $a = \dot{v} = -x_0 \omega^2 \sin \omega t$. Как видим, $a \sim \omega^2$. Напряжённость электрического поля и индукция магнитного поля в электромагнитной волне пропорциональны ускорению заряда: $E \sim a$ и $B \sim a$. Стало быть, $E \sim \omega^2$ и $B \sim \omega^2$.

Плотность энергии электромагнитного поля есть сумма плотности энергии электрического поля и плотности энергии магнитного поля: $w = w_{\text{эл}} + w_{\text{магн}}$. Плотность энергии электрического поля, как мы знаем, пропорциональна квадрату напряжённости поля: $w_{\text{эл}} \sim E^2$. Аналогично можно показать, что $w_{\text{магн}} \sim B^2$. Следовательно, $w_{\text{эл}} \sim \omega^4$ и $w_{\text{магн}} \sim \omega^4$, так что $w \sim \omega^4$.

Согласно формуле (144) плотность потока излучения пропорциональна плотности энергии: $I \sim w$. Поэтому $I \sim \omega^4$. Мы получили важный результат: *интенсивность электромагнитного излучения пропорциональна четвёртой степени его частоты*.

Другой важный результат заключается в том, что *интенсивность излучения убывает с увеличением расстояния до источника*. Это понятно: ведь источник излучает в разных направлениях, и по мере удаления от источника излучённая энергия распределяется по всё большей и большей площади.

Количественную зависимость плотности потока излучения от расстояния до источника легко получить для так называемого точечного источника излучения.

Точечный источник излучения — это источник, размерами которого в условиях данной ситуации можно пренебречь. Кроме того, считается, что точечный источник одинаково излучает во всех направлениях.

Конечно, точечный источник является идеализацией, но в некоторых задачах эта идеализация отлично работает. Например, при исследовании излучения звёзд их вполне можно считать точечными источниками — ведь расстояния до звёзд настолько громадны, что их собственные размеры можно не принимать во внимание.

На расстоянии r от источника излучённая энергия равномерно распределяется по поверхности сферы радиуса r . Площадь сферы, напомним, $S = 4\pi r^2$. Если мощность излучения нашего источника равна P , то за время t через поверхность сферы проходит энергия $W = Pt$. С помощью формулы (141) получаем тогда:

$$I = \frac{Pt}{4\pi r^2 t} = \frac{P}{4\pi r^2}.$$

Таким образом, *интенсивность излучения точечного источника обратно пропорциональна расстоянию до него*.

27.4 Виды электромагнитных излучений

Спектр электромагнитных волн необычайно широк: длина волны может измеряться тысячами километров, а может быть меньше пикометра. Тем не менее, весь этот спектр можно разделить на несколько характерных диапазонов длин волн; внутри каждого диапазона электромагнитные волны обладают более-менее схожими свойствами и способами излучения.

Мы рассмотрим эти диапазоны в порядке убывания длины волны. Диапазоны плавно переходят друг в друга, чёткой границы между ними нет. Поэтому граничные значения длин волн порой весьма условны.

1. Радиоволны ($\lambda > 1$ мм).

Источниками радиоволн служат колебания зарядов в проводах, антеннах, колебательных контурах. Радиоволны излучаются также во время гроз.

- *Сверхдлинные волны* ($\lambda > 10$ км). Хорошо распространяются в воде, поэтому используются для связи с подводными лодками.
- *Длинные волны* ($1 \text{ км} < \lambda < 10 \text{ км}$). Используются в радиосвязи, радиовещании, радионавигации.
- *Средние волны* ($100 \text{ м} < \lambda < 1 \text{ км}$). Радиовещание. Радиосвязь на расстоянии не более 1500 км.
- *Короткие волны* ($10 \text{ м} < \lambda < 100 \text{ м}$). Радиовещание. Хорошо отражаются от ионосферы; в результате многократных отражений от ионосферы и от поверхности Земли могут распространяться вокруг земного шара. Поэтому на коротких волнах можно ловить радиостанции других стран.

- *Метровые волны* ($1 \text{ м} < \lambda < 10 \text{ м}$). Местное радиовещание в УКВ-диапазоне. Например, длина волны радиостанции «Эхо Москвы» составляет 4 м. Используются также в телевидении (федеральные каналы); так, длина волны телеканала «Россия 1» равна примерно 5 м.
- *Дециметровые волны* ($10 \text{ см} < \lambda < 1 \text{ м}$). Телевидение (дециметровые каналы). Например, длина волны телеканала «Animal Planet» приблизительно равна 42 см. Это также диапазон мобильной связи; так, стандарт GSM 1800 использует радиоволны с частотой примерно 1800 МГц, т. е. с длиной волны около 17 см. Есть ещё одно хорошо известное вам применение дециметровых волн — это микроволновые печи. Стандартная частота микроволновой печи равна 2450 МГц (это частота, на которой происходит резонансное поглощение электромагнитного излучения молекулами воды). Она отвечает длине волны примерно 12 см. Наконец, в технологиях беспроводной связи Wi-Fi и Bluetooth используется такая же длина волны — 12 см (частота 2400 МГц).
- *Сантиметровые волны* ($1 \text{ см} < \lambda < 10 \text{ см}$). Это — область радиолокации и спутниковых телеканалов. Например, канал НТВ+ ведёт своё телевидение на длинах волн около 2 см.
- *Миллиметровые волны* ($1 \text{ мм} < \lambda < 1 \text{ см}$). Радиолокация, космические линии связи. Здесь мы подходим к длинноволновой границе инфракрасного излучения.

2. Инфракрасное излучение ($780 \text{ нм} < \lambda < 1 \text{ мм}$).

Испускается молекулами и атомами нагретых тел. Инфракрасное излучение называется ещё *тепловым* — когда оно попадает на наше тело, мы чувствуем тепло. Человеческим глазом инфракрасное излучение не воспринимается⁵³.

Мощнейшим источником инфракрасного излучения служит Солнце. Лампы накаливания излучают наибольшее количество энергии (до 80%) в как раз в инфракрасной области спектра.

Инфракрасное излучение имеет широкую область применения: инфракрасные обогреватели, пульты дистанционного управления, приборы ночного видения, сушка лакокрасочных покрытий и многое другое.

При повышении температуры тела длина волны инфракрасного излучения уменьшается, смещаясь в сторону видимого света. Засунув гвоздь в пламя горелки, мы можем наблюдать это воочию: в какой-то момент гвоздь «раскаляется докрасна», начиная излучать в видимом диапазоне.

3. Видимый свет ($380 \text{ нм} < \lambda < 780 \text{ нм}$).

Излучение в этом промежутке длин волн воспринимается человеческим глазом.

Диапазон видимого света можно разделить на семь интервалов — так называемые *спектральные цвета*.

- Красный: 625 нм — 780 нм;
- Оранжевый: 590 нм — 625 нм;
- Жёлтый: 565 нм — 590 нм;
- Зелёный: 500 нм — 565 нм;
- Голубой: 485 нм — 500 нм;

⁵³Некоторые змеи видят в инфракрасном диапазоне.

- Синий: 440 нм — 485 нм;
- Фиолетовый: 380 нм — 440 нм.

Глаз имеет максимальную чувствительность к свету в зелёной части спектра. Вот почему школьные доски согласно ГОСТу должны быть зелёными: глядя на них, глаз испытывает меньшее напряжение.

4. Ультрафиолетовое излучение ($10 \text{ нм} < \lambda < 380 \text{ нм}$).

Главным источником ультрафиолетового излучения является Солнце. Именно ультрафиолетовое излучение приводит к появлению загара. Человеческим глазом оно уже не воспринимается⁵⁴.

В небольших дозах ультрафиолетовое излучение полезно для человека: оно повышает иммунитет, улучшает обмен веществ, имеет целый ряд других целебных воздействий и потому применяется в физиотерапии.

Ультрафиолетовое излучение обладает бактерицидными свойствами. Например, в больницах для дезинфекции операционных в них включаются специальные ультрафиолетовые лампы.

Очень опасным является воздействие УФ излучения на сетчатку глаза — при больших дозах ультрафиолета можно получить ожог сетчатки. Поэтому для защиты глаз (высоко в горах, например) нужно надевать очки, стёкла которых поглощают ультрафиолет.

5. Рентгеновское излучение ($5 \text{ пм} < \lambda < 10 \text{ нм}$).

Возникает в результате торможения быстрых электронов у анода и стенок газоразрядных трубок (*тормозное излучение*), а также при некоторых переходах электронов внутри атомов с одного уровня на другой (*характеристическое излучение*).

Рентгеновское излучение легко проникает сквозь мягкие ткани человеческого тела, но поглощается кальцием, входящим в состав костей. Это даёт возможность хорошо известные вам рентгеновские снимки.

В аэропортах вы наверняка видели действие *рентгенотелевизионных интроскопов* — эти приборы просвечивают рентгеновскими лучами ручную кладь и багаж.

Длина волны рентгеновского излучения сравнима с размерами атомов и межатомных расстояний в кристаллах; поэтому кристаллы являются естественными дифракционными решётками для рентгеновских лучей. Наблюдая дифракционные картины, получаемые при прохождении рентгеновских лучей сквозь различные кристаллы, можно изучать порядок расположения атомов в кристаллических решётках и сложных молекулах.

Так, именно с помощью *рентгеноструктурного анализа* было определено устройство ряда сложных органических молекул — например, ДНК и гемоглобина.

В больших дозах рентгеновское излучение опасно для человека — оно может вызывать раковые заболевания и лучевую болезнь.

6. Гамма-излучение ($\lambda < 5 \text{ пм}$).

Это излучение наиболее высокой энергии. Его проникающая способность намного выше, чем у рентгеновских лучей.

Гамма-излучение возникает при переходах атомных ядер из одного состояния в другое, а также при некоторых ядерных реакциях.

⁵⁴Некоторые насекомые и птицы способны видеть в ультрафиолете. Например, пчёлы с помощью своего ультрафиолетового зрения находят нектар на цветах.

Источниками гамма-лучей могут быть заряженные частицы, движущиеся со скоростями, близкими к скорости света — в случае, если траектории таких частиц искривлены магнитным полем (так называемое *синхротронное излучение*).

В больших дозах гамма-излучение очень опасно для человека: оно вызывает лучевую болезнь и онкологические заболевания. Но в малых дозах оно может подавлять рост раковых опухолей и потому применяется в *лучевой терапии*.

Бактерицидное действие гамма-излучения используется в сельском хозяйстве (гамма-стерилизация сельхозпродукции перед длительным хранением), в пищевой промышленности (консервирование продуктов), а также в медицине (стерилизация материалов).