

Федеральное агентство связи

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ
им. проф. М. А. БОНЧ-БРУЕВИЧА

А.Д. Андреев, Л.М. Черных

ФИЗИКА

Электрический ток

Конспект лекций

УДК 530.1

Андреев А.Д., Черных Л.М. Физика. Электрический ток:
Конспект лекций / СПб ГУТ. СПб, 2005.

Рекомендовано к печати редакционно-издательским советом университета (2005, п.20).

Содержит теоретический материал по разделу «Электрический ток» общего курса физики.

Предназначен для оказания помощи студентам технических специальностей всех форм обучения в самостоятельной работе, а также при подготовке к упражнениям, коллоквиумам и экзаменам.

Ответственный редактор Л.Н. Савушкин

Рецензент В.А. Подхалюзин

© Андреев А.Д., Черных Л.М., 2005.

© Санкт-Петербургский государственный университет
телекоммуникаций им. проф. М.А.Бонч-Бруевича, 2005.

СОДЕРЖАНИЕ

Содержание	3
Введение	4
1. Основные законы электрического тока	4
1.1. Характеристики электрического тока	4
1.2. Связь плотности тока с концентрацией и скоростью упорядоченного движения носителей заряда	5
1.3. Необходимое условие существования электрического тока в замкнутой цепи. Падение напряжения	6
1.4. Закон Джоуля–Ленца. Закон Ома	6
1.5. Квазистационарный ток	8
1.6. Закон Ома и закон Джоуля–Ленца в дифференциальной форме	8
1.7. Уравнение непрерывности	10
2. Электрический ток в различных средах	11
2.1. Классическая электронная теория металлов	11
2.2. Несамостоятельный газовый разряд	13
2.3. Самостоятельный газовый разряд	14
2.4. Виды эмиссии. Электрический ток в вакууме	16
2.5. Механизм электропроводности в полупроводниках	17
2.6. Плазма	18
Литература	21

ВВЕДЕНИЕ

Электрический ток играет важную роль в современной технике и в быту. Электрические двигатели, осветительные приборы, различные электроинструменты и бытовые приборы – эти и многие другие устройства работают с помощью электрического тока. С помощью электрического тока происходит передача и распределение между потребителями наиболее удобного для использования в современном обществе вида энергии – электроэнергии.

В данной части курса рассматриваются основные понятия и изучаются базовые законы электрического тока.

Первые, получившие широкую известность, опыты с электрическим током были проведены итальянским физиком Гальвани в конце XVIII в. Другой итальянский физик Вольта создал первое устройство, способное давать длительный электрический ток, – гальванический элемент. Первый важнейший закон электрического тока – закон Ома – был установлен в 1827 г. В середине XIX в. был сформулирован закон превращения энергии в цепях с электрическим током – закон Джоуля–Ленца. К настоящему времени созданы многочисленные устройства, основанные на применении электрического тока, и разработаны методы их расчета.

1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

1.1. Характеристики электрического тока

Электрический ток есть упорядоченное движение носителей заряда.

Для существования электрического тока необходимо наличие в среде свободных носителей заряда и сил, приводящих эти носители в упорядоченное движение.

За направление тока принимается направление упорядоченного движения положительно заряженных носителей.

При напряженности поля, равной нулю ($\vec{E} = 0$), имеет место только хаотичное движение зарядов, связанное с их тепловым движением. При напряженности поля, не равной нулю ($\vec{E} \neq 0$) на хаотическое движение зарядов накладывается их упорядоченное движение.

Линиями тока называются траектории упорядоченного движения зарядов.

Трубкой тока называется поверхность, ограниченная линиями тока (рис. 1).

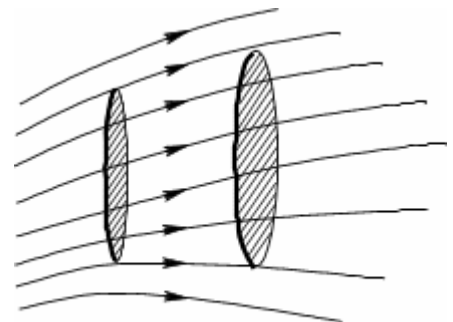


Рис. 1

Если через некоторую поверхность S за время dt проходит заряд dq , то силой тока через поверхность S называют величину: $I = \frac{dq}{dt}$. Пусть через

поверхность S течет ток $I(t)$, меняющийся со временем, и требуется найти заряд q , прошедший через эту поверхность за промежуток времени от момента t_1 до момента t_2 . Разобьем этот промежуток на столь малые интервалы dt , что в пределах каждого из них силу тока можно считать постоянной. Заряд, прошедший за интервал времени от момента t до момента $t + dt$, равен $dq = I(t)dt$. Заряд, прошедший за промежуток времени от t_1 до момента t_2 :

$$q = \int_{t_1}^{t_2} I(t)dt .$$

Пусть в некоторой проводящей среде через поверхность S течет ток I . Разобьем S на элементарные площадки dS и рассмотрим одну из них (рис. 2, 3). Пусть \vec{n} – вектор нормали к dS , dI – сила тока через dS . За время dt площадки dS и dS_{\perp} пересечет одинаковый заряд dq .

Плотностью тока называют отношение силы тока dI через элементарную площадку dS_{\perp} , перпендикулярную линиям тока, к ее площади:

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} = \frac{dq}{dt \cdot dS_{\perp}} \Rightarrow j \cdot dS_{\perp} = \frac{dq}{dt} .$$

Плотность тока – векторная величина. За направление \vec{j} принимают направление вектора скорости упорядоченного движения положительных зарядов

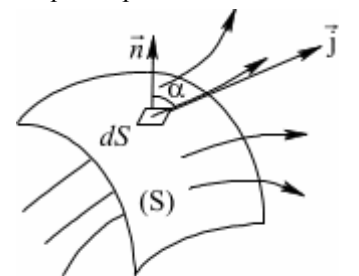


Рис. 2

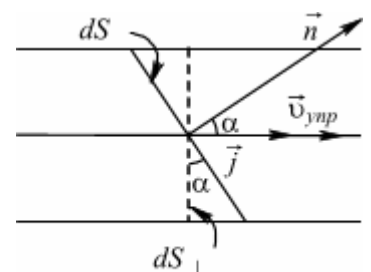


Рис. 3

$\vec{v}_{\text{упр}}$ (рис. 3). Пусть α – угол между \vec{j} и вектором нормали \vec{n} к площадке dS . Тогда $\vec{j} \cdot d\vec{S}_{\perp} = j(\cos \alpha)dS = j_n dS$, где j_n – проекция \vec{j} на направление нормали \vec{n} . Сила тока через поверхность S (рис. 2)

$$I = \int_S j_n dS.$$

Отсюда следует, что сила тока $I = \int_S j_n dS$ есть поток вектора плотности тока через поверхность S .

1.2. Связь плотности тока с концентрацией и скоростью упорядоченного движения носителей заряда

Рассмотрим проводящую среду с одним типом свободных носителей заряда, в которой существует ток. Пусть q^+ – величина заряда одного носителя, n^+ – концентрация носителей (число носителей в единице объема), v^+ – средняя скорость упорядоченного движения носителей.

Рассмотрим в этой среде элементарную трубку тока в форме прямого цилиндра площадью dS_{\perp} и длиной $v^+ dt$, где dt – время, за которое весь заряд, находящийся внутри этой трубки, пересечет площадку dS_{\perp} (рис. 4). *Элементарная трубка тока настолько мала по длине и площади поперечного сечения, что в пределах неё плотность тока \vec{j} можно считать одинаковой.*

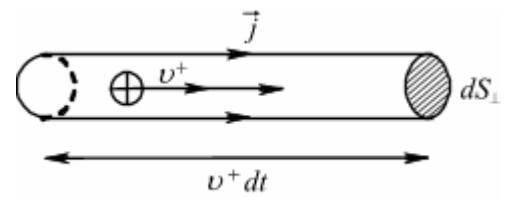


Рис. 4

Заряд, находящийся внутри этой трубки, равен $dq = q^+ n^+ dV$, где $dV = v^+ dt dS_{\perp}$ – объем элементарной трубки тока.

Из определения плотности тока следует:

$$j = \frac{dq}{dt dS_{\perp}} = \frac{q^+ n^+ v^+ dt dS_{\perp}}{dS_{\perp} dt} = q^+ n^+ v^+.$$

Следовательно, $j = q^+ n^+ v^+$ – плотность тока в случае одного типа свободных носителей тока.

Рассмотрим ситуацию, когда в элементарной трубке тока находятся свободные носители заряда двух типов: q^+ , n^+ , v^+ и q^- , n^- , v^- (рис. 5). В этом случае $j = q^+ n^+ v^+ + |q^-| n^- v^-$ – плотность тока для двух типов свободных носителей зарядов. Это

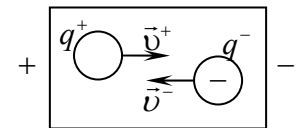


Рис. 5

выражение можно представить в векторном виде $\vec{j} = q^+ n^+ \vec{v}^+ + q^- n^- \vec{v}^-$. При этом следует

иметь в виду, что заряды q^+ и q^- имеют разные знаки, а векторы скорости \vec{v}^+ и \vec{v}^- – разные направления.

1.3. Необходимое условие существования электрического тока в замкнутой цепи. Падение напряжения

Рассмотрим простейшую цепь, состоящую из проводника, между концами которого создана разность $\phi_1 - \phi_2 \neq 0$ потенциалов. Под действием поля кулоновских сил свободные носители заряда придут в движение: так например, положительные заряды будут перемещаться от «+» к «-».

Как известно, равновесному состоянию проводника соответствует отсутствие поля в проводнике ($E = 0$). Электрический ток есть неравновесное состояние проводника. Для того чтобы поддержать это неравновесное состояние, т.е. стационарный ток, необходим дополнительный механизм, обеспечивающий перенос положительных зарядов от «-» к «+», т.е. против поля кулоновских сил (рис. 6). Для этого необходим источник сторонних сил (сил не кулоновской природы). Сторонние силы, вызывающие разделение положительных и отрицательных зарядов, могут быть различными по своей природе. Так, в гальванических элементах и аккумуляторах действуют сторонние силы химической природы, возникающие на границах соприкосновения

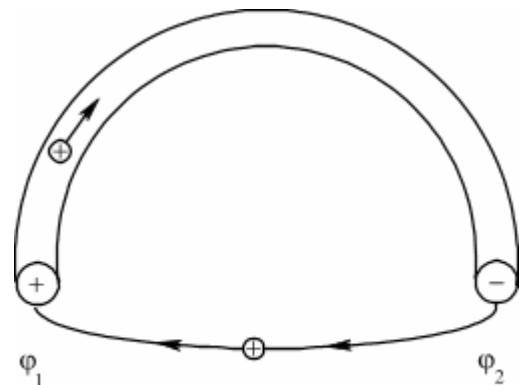


Рис. 6

электролита и помещенных в него электродов. В генераторе электростанции заряды разделяются действующими на них силами магнитного поля. В фотоэлементах разделение зарядов происходит под действием света. Устройства, в которых действуют сторонние силы, называются источниками тока. Таким образом, необходимыми условиями существования тока в замкнутой цепи являются, во-первых, наличие свободных носителей заряда, во-вторых, существование электрического поля, приводящего носители в упорядоченное движение и, в-третьих, наличие источника сторонних сил.

Рассмотрим участок проводника, на котором действуют сторонние и кулоновские силы (рис. 7).

Пусть $\vec{F}_{\text{стор}}$ – результирующая всех сторонних сил, действующих на свободный заряд q на участке цепи от (·)1 до (·)2, $\vec{F}_{\text{кул.}}$ – результирующая всех кулоновских сил, действующих на заряд q на этом же участке цепи.

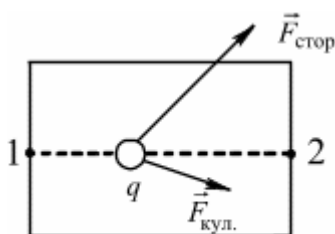


Рис. 7

Результирующая сила \vec{F} равна $\vec{F} = \vec{F}_{\text{стор}} + \vec{F}_{\text{кул.}}$.

Умножим скалярно левую и правую части данного выражения на элементарное перемещение вдоль участка цепи $d\vec{l}$ и проинтегрируем от (·)1 до (·)2:

$$\int_1^2 \vec{F} d\vec{l} = \int_1^2 \vec{F}_{\text{стор}} d\vec{l} + \int_1^2 \vec{F}_{\text{кул.}} d\vec{l} .$$

В левой части этого равенства стоит работа результирующей силы $A_{1 \rightarrow 2}$, первое слагаемое в правой части является работой сторонних сил $A_{\text{стор}}$, а второе слагаемое – работой кулоновских сил.

Разделим левую и правую части полученного выражения на q :

$$\frac{A_{1 \rightarrow 2}}{q} = \frac{A_{\text{стор}}}{q} + \int_1^2 \frac{\vec{F}_{\text{кул.}}}{q} d\vec{l} .$$

В разделе «Электростатика» была определена напряженность электрического поля и установлена её связь с разностью потенциалов:

$$\frac{\vec{F}_{\text{кул.}}}{q} = \vec{E} ; \int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = \varphi_1 - \varphi_2 .$$

С учетом этих выражений, предыдущее равенство примет вид

$$\frac{A_{1 \rightarrow 2}}{q} = \frac{A_{\text{стор}}}{q} + (\varphi_1 - \varphi_2) .$$

Величина, равная работе всех сил (кулоновских и сторонних) по перемещению заряда на участке цепи, деленной на величину заряда, называется падением напряжения на этом участке цепи:

$$U_{12} = \frac{A_{1 \rightarrow 2}}{q} .$$

Величина, равная работе сторонних сил по перемещению заряда на участке цепи, деленной на величину заряда, называется электродвижущей силой (ЭДС) ε_{12} , действующей на рассматриваемом участке цепи:

$$\varepsilon_{12} = \frac{A_{\text{стор}}}{q} .$$

Таким образом, $U_{12} = \varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)$.

Участок цепи, на котором действуют сторонние силы, т.е. $\varepsilon_{12} \neq 0$, называется неоднородным.

Если $\varepsilon_{12} = 0$, то это однородный участок цепи (отсутствуют источники сторонних сил).

1.4. Закон Джоуля–Ленца. Закон Ома

Закон Джоуля–Ленца, открытый экспериментальным путем, устанавливает, что количество теплоты, выделение которого сопровождается постоянным током, пропорционально произведению квадрата силы тока на время его протекания:

$$Q = RI^2t ,$$

где R – коэффициент пропорциональности, который называется сопротивлением проводника и является его характеристикой.

В случае, когда сила тока меняется со временем, следует рассмотреть малый промежуток времени dt , в течение которого силу тока можно считать постоянной. При этом выделяется количество теплоты $dQ = RI^2 dt$. Отсюда следует, что за промежуток времени $\Delta t = t_2 - t_1$ в проводнике выделяется количество теплоты, равное:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} RI^2 dt. \tag{1.1}$$

Пусть на рассматриваемом участке цепи не совершается механическая работа и не происходят химические реакции. Тогда работа результирующей сторонних и кулоновских сил по переносу заряда dq из (·)1 в (·)2 проводящей среды по закону сохранения энергии равна тепловой энергии, величина которой определяется законом Джоуля–Ленца: $U_{12} dq = RI^2 dt$. Отсюда

$$U_{12} \frac{dq}{dt} = U_{12} I = RI^2.$$

Таким образом

$$I = \frac{U_{12}}{R} = \frac{\varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)}{R}.$$

Это равенство называется законом Ома для неоднородного участка цепи.

Для замкнутой цепи, когда $\varphi_1 = \varphi_2$, $\varepsilon_{12} = \varepsilon$, приходим к следующему виду закона Ома:

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

Для однородного участка цепи $\varepsilon_{12} = 0$ и закон Ома принимает вид

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

Сопротивление однородного проводника, имеющего одинаковое поперечное сечение по всей его длине, прямо пропорционально длине проводника l и обратно пропорционально площади его поперечного сечения S :

$$R = \rho \frac{l}{S}, \tag{1.2}$$

где ρ – удельное сопротивление проводника, зависящее от его материала.

Величина, обратная удельному сопротивлению, называется удельной электропроводностью проводника: $\sigma = \frac{1}{\rho}$. В довольно

широком интервале температур, далеких от абсолютного нуля, удельное сопротивление металлических проводников является линейной функцией температуры.

Если площадь поперечного сечения проводника меняется вдоль его длины l , то для определения сопротивления такого проводника поступаем следующим образом. Разделим проводник на участки столь малой длины dl , чтобы в пределах каждого участка площадь поперечного сечения S можно было считать постоянной (рис. 8). Сопротивление такого участка, согласно (1.2), равно

$$dR = \rho \frac{dl}{S}. \tag{1.3}$$

Поскольку весь проводник является последовательным соединением участков, то его сопротивление равно сумме сопротивлений этих участков:

$$R = \int_l dR = \int_l \rho \frac{dl}{S}. \tag{1.4}$$

В качестве примера применения (1.4) найдем сопротивление утечки коаксиального кабеля. Такой кабель представляет собой два проводящих цилиндра радиусов r_1 и r_2 , длиной b , имеющих общую ось. Цилиндры разделены несовершенным диэлектриком, имеющим большое, но конечное удельное сопротивление ρ . Ток утечки течет от одного цилиндра к другому ортогонально

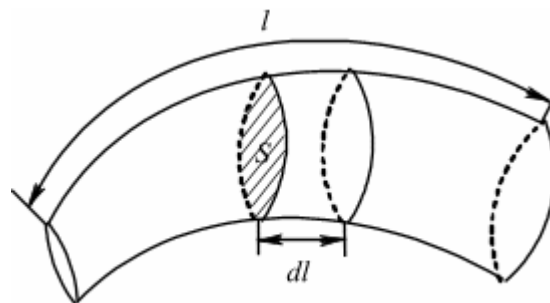


Рис. 8

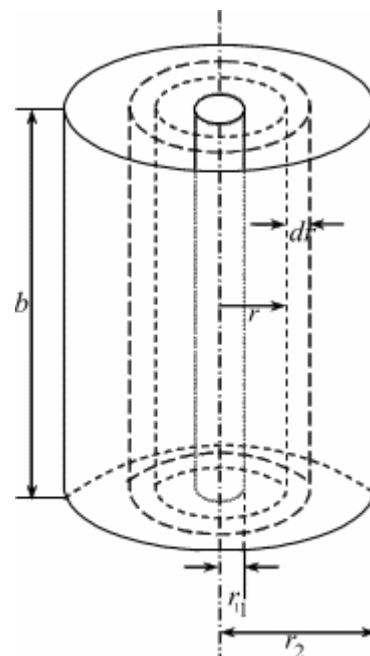


Рис. 9

поверхности этих цилиндров так, что линии тока направлены вдоль координаты r (рис. 9). Разделим пространство между цилиндрами на тонкие коаксиальные цилиндрические слои. На рис. 9 показан один из таких слоев радиуса r и толщины dr . Его сопротивление определяется (1.3). Для простоты будем полагать, что $\rho = \text{const}$. Учитывая, что площадь поперечного сечения такого цилиндра (поперечного по отношению к направлению тока утечки) $S = 2\pi r b$, получаем $dR = \frac{\rho \cdot dr}{2\pi r b}$.

Интегрируя теперь от $r = r_1$ до $r = r_2$, находим сопротивление утечки кабеля

$$R = \frac{\rho}{2\pi b} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{\rho}{2\pi b} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

1.5. Квазистационарный ток

Рассмотренные выше законы Ома и Джоуля–Ленца перестают быть применимыми для переменных токов, быстро изменяющихся с течением времени, а также в цепях, содержащих конденсаторы и катушки индуктивности. Однако при определенных условиях эти законы могут быть обобщены и для таких цепей, если переменный ток меняется не слишком быстро. Это обобщение можно сделать для квазистационарных токов. Указанное обобщение будет рассмотрено в разделе «Колебания». Выясним условие квазистационарности тока.

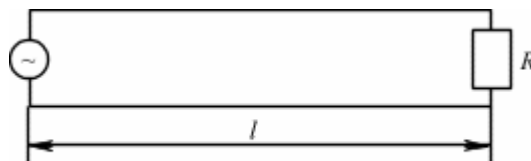


Рис. 10

Рассмотрим простейшую цепь, состоящую из источника переменного напряжения и сопротивления нагрузки (рис. 10). Протяженность (линейные размеры цепи) будем характеризовать параметром l (длина цепи). Изменение напряжения в источнике достигнет самого удаленного участка цепи за время $\tau = \frac{l}{c}$, где c – скорость распространения

электрического поля, равная скорости света $3 \cdot 10^8 \frac{m}{c}$. Пусть ν – частота напряжения в источнике, $T = \frac{1}{\nu}$ – период колебаний напряжения. Ток называется квазистационарным, если в один и тот же момент времени в любом сечении цепи сила тока одинакова. Это имеет место, если $\tau \ll T$, т.е. если $\frac{l}{c} \ll \frac{1}{\nu} \Rightarrow \frac{c}{l} \gg \nu$.

Пример.

Вопрос: является ли ток, меняющийся с частотой 10^6 Гц, квазистационарным? Считая l порядка 1 м, получаем, что $\frac{c}{l} = 3 \cdot 10^8 \text{ Гц} \gg 10^6 \text{ Гц}$. Ответ: да, является. В случае, когда $l = 10^3 \text{ м}$, $\frac{c}{l} = 3 \cdot 10^5 \text{ Гц}$, ответ будет отрицательный.

1.6. Закон Ома и закон Джоуля–Ленца в дифференциальной форме

Рассмотрим элементарную трубку тока в однородной проводящей среде (рис. 11) и применим к ней закон Ома для однородного участка цепи:

$$dI = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\rho \frac{dl}{dS_{\perp}}} = \frac{1}{\rho} \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{dl} dS_{\perp}.$$

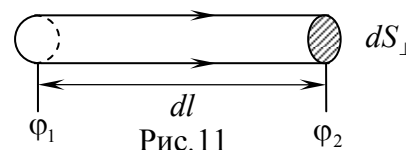


Рис. 11

Учтем, что $\frac{1}{\rho} = \sigma$, $\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{dl} = E$, где E – напряженность электрического поля.

Получаем: $\frac{dI}{dS_{\perp}} = j = \sigma E$.

Учтем, что векторы \vec{j} и \vec{E} направлены одинаково. Тогда:

$$\boxed{\vec{j} = \sigma \vec{E}} \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) представляет собой закон Ома в дифференциальной форме, который позволяет определять распределение плотности тока, если известна напряженность электрического поля, как функция координат: $\vec{E}(x, y, z) \rightarrow \vec{j}(x, y, z)$. Из этого закона следует, что в проводнике линии тока совпадают с силовыми линиями электрического поля.

В случае двух типов свободных носителей зарядов:

$$j = q^+ n^+ v^+ + |q^-| n^- v^- . \quad (1.6)$$

Опыт показывает, что средняя скорость упорядоченного движения пропорциональна напряженности электрического поля: $v^+ = \mu^+ E$, $v^- = \mu^- E$, где μ^+ и μ^- – подвижности носителей положительных и отрицательных зарядов. Численно подвижность μ равна средней скорости упорядоченного движения носителя заряда, когда $E = 1 \frac{B}{m}$.

Сравнивая (1.5) и (1.6), получаем, что $\sigma = q^+ n^+ \mu^+ + |q^-| n^- \mu^-$.

Если $n^+ = n^- = n$ и $q^+ = |q^-| = q$, то $\sigma = qn(\mu^+ + \mu^-)$.

Рассмотрим элементарную трубку тока и применим к ней закон Джоуля–Ленца:

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{dl}{dS_{\perp}} (j dS_{\perp})^2 dt = \rho \frac{dl}{dS_{\perp}} \sigma^2 E^2 dS_{\perp}^2 dt = \sigma E^2 dl dS_{\perp} dt .$$

Учтем, что $dl dS_{\perp} = dV$ – объем элементарной трубки тока. Тогда $dQ = \sigma E^2 dV dt$.

Величина $w = \frac{dQ}{dt dV}$, где dQ – количество теплоты, выделяемое при прохождении тока в объеме проводника dV за время dt , называется удельной мощностью тока.

Для удельной мощности тока получим равенство $w = \sigma E^2$, которое называется законом Джоуля–Ленца в дифференциальной форме. Учитывая закон Ома в дифференциальной форме $j = \sigma E = \frac{E}{\rho}$, закон Джоуля–Ленца в дифференциальной форме может быть записан также в виде $w = \rho j^2$.

В качестве примера применения закона Ома рассмотрим расчет сопротивления заземления в линиях связи. На рис. 12 показана линия связи. В этой линии передатчик Π_1 и приемник Π_2 соединены проводом Π . Нижние клеммы передатчика и приемника соединены с металлическими листами $З$, закопанными в землю. Земля в этой линии играет роль обратного провода.

Выясним, какие факторы влияют на сопротивление заземления. Для этого рассмотрим упрощенную задачу расчета сопротивления между двумя металлическими шарами радиуса r , находящимися в бесконечной проводящей среде с удельной электропроводностью σ (рис. 13).

Считаем, что расстояние между шарами много больше их радиуса, что всегда имеет место для реальных линий связи. Ввиду последнего условия можно пренебречь влиянием одного шара на электрическое поле у поверхности другого шара. Тогда заряд q на поверхности каждого шара можно считать распределенным равномерно и потенциалы φ_1 и φ_2 первого и второго шаров будут, соответственно, равны (см.[6]):

$$\varphi_1 = k \frac{q}{\epsilon \cdot r}, \quad \varphi_2 = -k \frac{q}{\epsilon \cdot r},$$

где $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды между шарами.

Разность потенциалов между шарами

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = 2k \frac{q}{\epsilon \cdot r} . \quad (1.7)$$

Напряженность поля у поверхности шаров $E = k \frac{q}{\epsilon \cdot r^2}$. Тогда в соответствии с законом Ома в дифференциальной форме плотность тока будет равна

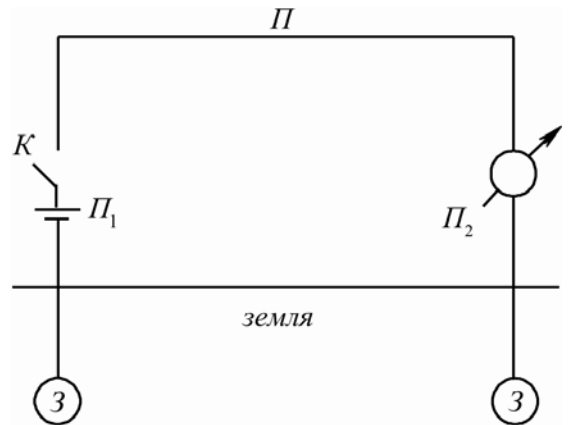


Рис. 12

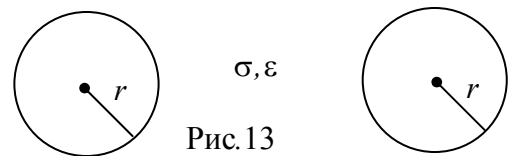


Рис. 13

$$j = \frac{k\sigma \cdot q}{\varepsilon \cdot r^2}.$$

Сила тока, стекающего с шара,

$$I = \int_S j dS = \frac{k\sigma \cdot q}{\varepsilon \cdot r^2} S = 4\pi k \frac{\sigma \cdot q}{\varepsilon}, \quad (1.8)$$

где учтено, что площадь поверхности шара $S = 4\pi r^2$.

С помощью закона Ома найдем сопротивление заземления, учитывая (1.7) и (1.8)

$$R = \frac{U}{I} = \frac{1}{2\pi r \sigma}. \quad (1.9)$$

Как следует из (1.9), в рассматриваемом приближении сопротивление заземления не зависит от расстояния между шарами, а определяется их размерами и удельной электропроводностью среды между ними.

1.7. Уравнение непрерывности

Рассмотрим замкнутую поверхность S , внутри которой заключен объем V . Проведем вектор нормали \vec{n} , внешний по отношению к поверхности S . Пусть через эту поверхность S течет ток силой I . Тогда заряд dq' , прошедший через поверхность S за время dt , равен $I dt$. Согласно закону сохранения электрического заряда, изменение заряда внутри объема V при этом равно $dq = -I dt$. Знак «-» здесь означает, что при положительном токе I , т.е. токе, вытекающем из объема через поверхность S , заряд q в объеме V уменьшается, а при отрицательном токе, т.е. токе, втекающем в объем V через поверхность S , этот заряд увеличивается (рис. 14). Таким образом, приходим к следующему уравнению:

$$I = -\frac{dq}{dt}. \quad (1.10)$$

Сила тока I , текущего через произвольную замкнутую неподвижную поверхность S , равна взятой со знаком «-» скорости изменения заряда q в объеме V , заключенном внутри этой поверхности. Учитывая, что $I = \int_S j_n dS$, а $q = \int_V \rho dV$, где j – плотность тока, ρ – объемная плотность заряда, видим, что (1.10) можно записать следующим образом:

$$\oint_S j_n ds = -\frac{d}{dt} \int_V \rho dV.$$

Производную можно внести под знак интеграла, так как объем V не меняется с течением времени:

$$\oint_S j_n ds = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV. \quad (1.11)$$

Уравнение (1.11) получило название уравнения непрерывности. Отметим, что переход к частной производной в этом уравнении связан с тем, что ρ может зависеть не только от времени, но и от пространственных координат.

В стационарном случае, т.е. при постоянном токе, $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$. Следовательно, $\oint_S j_n ds = 0$. Это значит, сколько линий тока входит внутрь любой замкнутой поверхности, столько и выходит из нее. Таким образом, линии постоянного тока нигде не начинаются и нигде не заканчиваются – они замкнуты.

Электрическое поле, существующее в среде при протекании в ней постоянного тока, имеет сходство с электростатическим полем, т.е. полем, создаваемым неподвижными заряженными телами. Это сходство проявляется, прежде всего, в том, что оба этих поля оказываются потенциальными. Для их описания можно использовать и напряженность поля, и потенциал, а также связанные с потенциалом понятия, например, эквипотенциальные поверхности.

Между электрическим полем постоянного тока и электростатическим полем имеются и существенные различия. Как известно, напряженность электростатического поля внутри

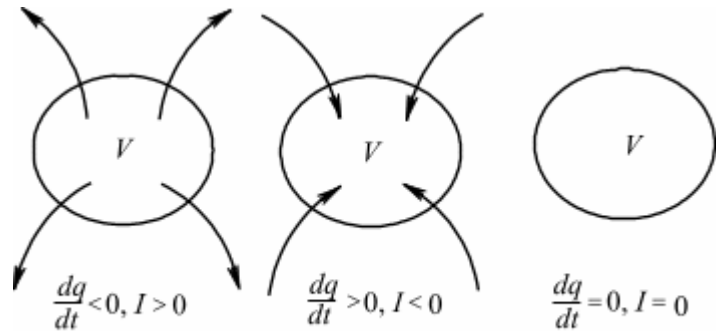


Рис. 14

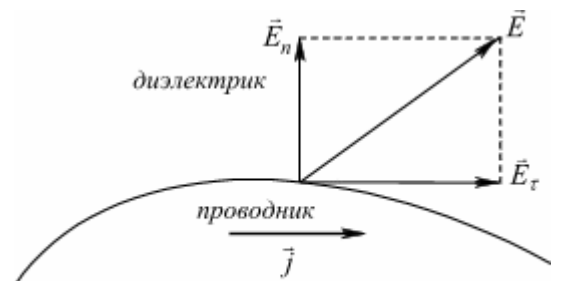


Рис. 15

проводника равна нулю. Напряженность поля стационарного тока внутри проводника отлична от нуля. Далее известно, что на границе раздела проводника и диэлектрика напряженность электростатического поля имеет только нормальную к этой границе составляющую. Если же в проводнике течет ток, то на указанной границе напряженность электрического поля \vec{E} имеет не только нормальную составляющую \vec{E}_n , но и касательную составляющую \vec{E}_τ (рис. 15). Наличие нормальной составляющей снаружи проводника обусловлено избыточным зарядом, возникающим на поверхности проводника. Наличие касательной составляющей следует из закона Ома $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. У границы раздела вектор плотности тока \vec{j} параллелен этой границе. Следовательно, должна иметься составляющая \vec{E}_τ , направленная параллельно вектору \vec{j} .

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

2.1. Классическая электронная теория металлов

Законы Ома и Джоуля–Ленца, открытые экспериментальным путем, могут быть получены теоретически на основе представлений, получивших название классической электронной теории металлов (КЭТМ). Эта теория была создана Друде и Лоренцом в начале двадцатого века.

Основу этой теории составляют следующие положения.

1. Носителями тока в металлах являются свободные электроны проводимости – валентные электроны атомов, оторвавшиеся от них.

2. Каждый электрон рассматривается как заряженная материальная точка с массой m и зарядом $-e$, где $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

3. Движение каждого электрона подчиняется законам классической механики Ньютона.

4. Взаимодействием между электронами можно пренебречь, а их взаимодействие с атомами металла, являющимися узлами кристаллической решетки, происходит только путем соударений.

5. Поведение всей совокупности электронов в металле подобно поведению классического идеального газа, состоящего из молекул. Поэтому совокупность свободных электронов металла называют электронным газом. Подобно идеальному газу электроны участвуют в тепловом хаотическом движении. Основными характеристиками этого движения являются: средняя энергия частицы, средняя скорость v_T , растущая как \sqrt{T} с температурой, длина свободного пробега λ – среднее расстояние, проходимое электроном между двумя последовательными соударениями с узлами решетки.

6. Если в металле создать электрическое поле, то под действием сил этого поля электроны придут в упорядоченное движение, т.е. возникнет электрический ток. Это упорядоченное движение накладывается на хаотическое тепловое движение электронов. Следует отметить, что скорость упорядоченного движения v много меньше средней скорости теплового движения v_T даже при больших плотностях тока. Однако тепловое движение не влияет на характеристики тока, так как среднее число электронов, пересекающих при этом движении любую поверхность в одну сторону и противоположную ей, одинаково.

Выведем закон Ома на основе этих представлений. Будем считать, что при каждом столкновении с узлом свободный электрон полностью теряет свою скорость упорядоченного движения и связанную с ней кинетическую энергию. Со стороны электрического поля с напряженностью E на электрон действует сила, модуль которой $F = eE$.

Под действием этой силы электрон получает постоянное ускорение $a = \frac{eE}{m}$. Перед очередным столкновением скорость упорядоченного движения электрона возрастает до величины

$$v = a\tau = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\lambda}{v_T}, \quad (2.1)$$

где $\tau = \frac{\lambda}{v_T}$ – среднее время между двумя последовательными столкновениями электрона с узлами решетки.

Упорядоченное движение электронов приводит к появлению плотности тока (см. подразд. 1.2)

$$j = env_{cp} = \frac{1}{2} env, \quad (2.2)$$

где $v_{cp} = \frac{1}{2}v$ – средняя скорость упорядоченного движения электронов на промежутке времени τ , а n – концентрация электронов. Подставляя (2.1) в (2.2), приходим к закону Ома в дифференциальной форме:

$$j = \sigma E, \quad (2.3)$$

$$\text{где } \sigma = \frac{e^2 \lambda n}{2m v_T} \quad (2.4)$$

– удельная электропроводность.

Получим теперь закон Джоуля–Ленца. Согласно вышеизложенному, при каждом столкновении электрон полностью теряет энергию, связанную с упорядоченным движением, равную

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{eE}{m} \cdot \frac{\lambda}{v_T} \right)^2 = \frac{e^2 \lambda^2}{2m v_T^2} \cdot E^2.$$

Эта энергия перейдет в энергию теплового движения узлов решетки, т.е. во внутреннюю энергию металла. За единицу времени произойдет число столкновений равное $Z = \frac{1}{\tau} = \frac{v_T}{\lambda}$. В единице объема находится n электронов.

Следовательно, полная энергия упорядоченного движения, которая перейдет во внутреннюю тепловую энергию в единице объема за единицу времени и которая по определению есть удельная мощность тока, равна

$$w = nZ \frac{mv^2}{2} = n \frac{v_T}{\lambda} \cdot \frac{e^2 \lambda^2}{2m v_T^2} \cdot E^2 = \frac{e^2 \lambda n}{2m v_T} E^2.$$

Множитель, стоящий в последнем выражении перед E^2 , согласно (2.4), является удельной электропроводностью σ . Таким образом, приходим к закону Джоуля–Ленца в дифференциальной форме:

$$w = \sigma E^2.$$

Классическая электронная теория обладает целым рядом достоинств. Она является простой, наглядной, позволяет правильно отразить ряд важных физических закономерностей, в частности, вывести законы Ома и Джоуля–Ленца. Ряд факторов она отражает правильно в качественном отношении, например, уменьшение электропроводности металла с ростом температуры.

Однако эта теория обладает и существенными недостатками. Они состоят в том, что, согласно этой теории получается ряд закономерностей, не соответствующих опыту. Например, как следует из (2.4), удельная электропроводность металлов должна убывать с ростом температуры $\sigma \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$, поскольку согласно классической

теории газов $v_T \sim \sqrt{T}$. Но, как показывает опыт, $\sigma \sim \frac{1}{T}$, а удельное сопротивление ρ растет пропорционально температуре T . Эта закономерность соблюдается вплоть до очень низких температур.

При очень низких температурах у многих металлов и их сплавов наблюдается явление сверхпроводимости [7]. Оно заключается в том, что при понижении температуры сопротивление проводника при некоторой критической температуре $T_{кр}$ скачком падает до нуля. Для ртути $T_{кр} = 4\text{К}$, для ниобия $T_{кр} = 9.25\text{К}$, для сплава ниобия и германия Nb_3Ge $T_{кр} = 23.3\text{К}$. По таким проводникам ток течет без потерь энергии. Классическая теория не в состоянии объяснить явление сверхпроводимости. Его объяснение было дано только в рамках квантовой физики. Для охлаждения материала до указанных низких температур требуется жидкий гелий или жидкий водород, получение которых является дорогим и сложным. В последние годы открыто явление высокотемпературной сверхпроводимости: получены материалы, у которых критические температуры находятся в области жидкого азота, производство которого значительно проще и дешевле. Это открывает широкие перспективы для применения явления сверхпроводимости в технике.

В качестве еще одного примера недостатков КЭТМ можно привести несоответствие экспериментального и теоретического значений удельной теплоемкости металлов, полученного в рамках этой теории. Удельная теплоемкость вещества $c = \frac{dQ}{m \cdot dT}$, где dQ – количество теплоты, необходимое для повышения температуры на величину dT массы вещества m . Действительно, согласно классической теории, каждый электрон обладает тремя степенями свободы (он может совершать независимые движения вдоль каждой из трех координатных осей), и

поэтому, согласно этой же теории, средняя энергия его хаотического движения равна $\frac{3}{2}kT$ (k – постоянная Больцмана). Эта величина вполне сопоставима со средней энергией теплового движения узлов решетки. Теплоемкость всего металла складывается из теплоемкости его кристаллической решетки и теплоемкости электронного газа. Вклад в удельную теплоемкость разного рода частиц пропорционален их средней энергии теплового движения и концентрации. Концентрации атомов и свободных электронов металла одинаковы. Следовательно, согласно КЭТМ, электронный газ в металле должен был бы вносить сопоставимый вклад в удельную теплоемкость металла. Но опыт показывает, что он такого вклада не вносит, и практически вся удельная теплоемкость металла обусловлена кристаллической решеткой (закон Дюлонга и Пти). Как показало дальнейшее развитие физики (квантовой теории), недостатки классической электронной теории связаны с использованием представлений об электронах как о маленьких заряженных шариках, подчиняющихся законам классической механики и электродинамики, а также законам классической статистики. Современная теория металлов, базирующаяся на законах квантовой механики и квантовой статистики, устраняет отмеченные недостатки.

2.2. Несамостоятельный газовый разряд

Протекание тока в газе называется газовым разрядом. Рассмотрим эксперимент (рис. 16): подключим две плоские металлические пластины к источнику постоянного тока и между пластин конденсатора поставим свечу. Если свеча не горит, тока нет, так как нет носителей заряда. Когда свеча зажжена – ток идет. Зажженная свеча играет роль ионизирующего агента, или ионизатора. В результате теплового воздействия молекулы воздуха превращаются в заряженные частицы: происходит ионизация воздуха. Ионизирующими агентами могут быть: тепловое воздействие, фотоионизация, радиоактивное излучение и др.

Если для создания тока в газе требуется внешний ионизатор, то такой разряд называется *несамостоятельным* (при этом выключение ионизатора приводит к прекращению тока).

Для характеристики процесса *ионизации* введем интенсивность ионизации Δn_i – число пар положительных и отрицательных зарядов, образующихся в единицу времени в единице объема межэлектродного пространства. Величина Δn_i – характеристика ионизатора.

Пусть S – площадь пластин, l – расстояние между пластинами (рис. 17).

Предположим для простоты, что в газоразрядном промежутке при воздействии ионизатора появляются два типа носителей заряда – положительные и отрицательные ионы. Каждый из типов носителей имеет характеристики q , n , μ .

При этом $n^+ = n^- = n$ – концентрация пар ионов, $q^+ = |q^-| = q$ – их заряд.

Рекомбинация – процесс взаимодействия разноименных носителей заряда, в результате которого восстанавливаются нейтральные молекулы. Данный процесс сопровождается выделением энергии (рекомбинационное излучение). Вероятность встречи двух носителей разных знаков пропорциональна как концентрации положительных, так и концентрации отрицательных частиц и зависит от состояния газа. Поэтому число нейтральных молекул, возникающих в результате рекомбинации за единицу времени в единице объема межэлектродного пространства, $\Delta n_r \sim n^+ n^-$, т.е. $\Delta n_r \sim n^2$. Таким образом

$$\Delta n_r = rn^2,$$

где r – коэффициент рекомбинации, который зависит от состояния газа (давления, температуры и т.д.).

Третий механизм, сопровождающий *несамостоятельный газовый разряд*, – *нейтрализация носителей* заряда на электродах. Введем характеристику этого процесса: Δn_i – число пар носителей заряда, разряжающихся на электродах за единицу времени из единицы объема. Если I – сила тока, то величина $\frac{I}{q}$ представляет собой число носителей заряда, разряжающихся на электродах за 1 с. Разделив на объем межэлектродного пространства $V = Sl$, получим:

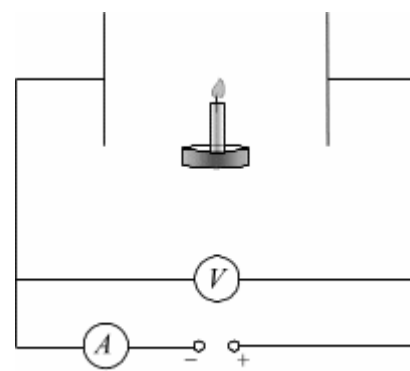


Рис. 16

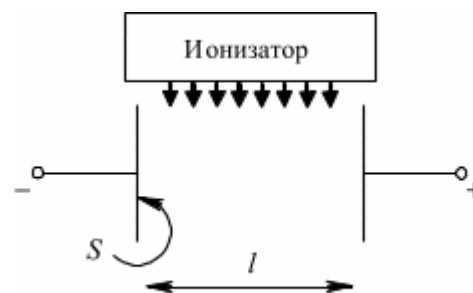


Рис. 17

$$\Delta n_j = \frac{I}{qSl} = \frac{j}{ql}.$$

С учетом всех трех перечисленных механизмов скорость изменения концентрации носителей заряда будет равна

$$\frac{dn}{dt} = \Delta n_i - \Delta n_r - \Delta n_j. \quad (2.5)$$

Для состояния динамического равновесия $\frac{dn}{dt} = 0$, и (2.5) принимает вид:

$$\Delta n_i - \Delta n_r - \Delta n_j = 0. \quad (2.6)$$

Рассмотрим вольт-амперную характеристику (ВАХ) несамостоятельного газового разряда, т.е. зависимость $j = f(E)$ или $I = f(U)$. Она показана на рис. 18.

Случай слабых полей: $\Delta n_j \ll \Delta n_r$ (разрядом носителей на электродах можно пренебречь по сравнению с их рекомбинацией). В этом случае (2.6) упрощается:

$\Delta n_i \cong \Delta n_r$, т.е. $\Delta n_i \cong rn^2$. Отсюда следует:

$$n = \sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}} = \text{const} \text{ — для данного ионизатора.}$$

В этом случае $j = qn(\mu^- + \mu^+)E$, т.е. $j \sim E$. Таким образом, при протекании электрического тока в газе в случае слабых полей соблюдается закон Ома. На рис. 18 этот участок соответствует отрезку от начала координат до точки 1.

При дальнейшем увеличении напряжения между электродами происходит замедление роста силы тока и закон Ома перестает выполняться (участок 1–2 на ВАХ).

Случай сильных полей: $\Delta n_j \ll \Delta n_r$ (рекомбинацией носителей заряда можно пренебречь по сравнению с их разрядом на электродах). В этом случае (2.6) примет вид

$$\Delta n_i \cong \Delta n_j = \frac{j}{ql}.$$

Отсюда следует, что для данного расстояния между электродами $j = ql\Delta n_i = \text{const} = \max(j) = j_{\text{нас}}$ – плотность тока насыщения не зависит от E и постоянна для данного ионизатора. В случае сильных полей закон Ома не соблюдается (участок 2–3 на графике). Величина плотности тока насыщения относительно мала. Так, при $l = 0,1$ м и мощности ионизатора $\Delta n_i = 10^6 \text{ с}^{-1}\text{м}^{-3}$: $j_{\text{нас}} = ql\Delta n_i = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-1} \cdot 10^6 = 1,6 \cdot 10^{-14} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$.

При заданном расстоянии между электродами величина тока насыщения однозначно определяется мощностью ионизатора и не зависит от напряженности поля.

Дальнейшее увеличение разности потенциалов между электродами может привести к явлению «пробоя» – резкому возрастанию тока (участок 3–4). Этот процесс связан с включением механизма ударной ионизации (см. ниже).

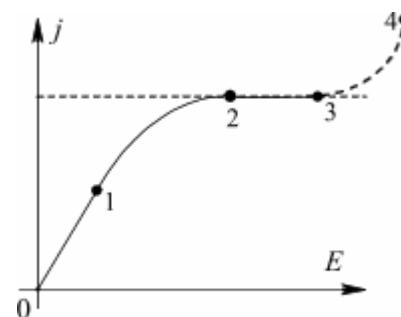


Рис. 18

2.3. Самостоятельный газовый разряд

Самостоятельный газовый разряд – явление прохождения тока в газе, не требующее внешнего ионизатора и вызванное механизмами, обусловленными сильным электрическим полем в газе. Для всех видов самостоятельного газового разряда основным является механизм ударной ионизации: ионизация молекул (атомов) газа при их взаимодействии с электронами.

Для того чтобы ионизировать атом, требуется некоторая энергия, энергия ионизации, величина которой зависит от химической природы газа. Если кинетическая энергия электрона, соударяющегося с атомом, превысит энергию ионизации, то при неупругом ударе возможна ионизация атома. Такую энергию электрон получает, ускоряясь в электрическом поле, для чего последнее должно быть достаточно сильным.

Пусть один электрон на единице длины пути вследствие ионизации атомов электронным ударом создает α дополнительных электронов. Тогда на отрезке dx он создаст $\alpha \cdot dx$ таких электронов (величина α называется коэффициентом объемной ионизации). Если в слой толщиной dx (рис. 19) влетает N электронов, то они создадут в этом слое число дополнительных электронов $dN = \alpha N dx$. Относительное увеличение числа электронов в слое

$$\frac{dN}{N} = \alpha \cdot dx. \quad (2.7)$$

Пусть N_k – число электронов, вылетевших из катода. Механизм появления таких электронов будет обсужден ниже. Проинтегрируем (2.7) от координаты катода K до координаты x :

$$\int_{N_k}^N \frac{dN}{N} = \int_0^x \alpha dx \Rightarrow \ln \frac{N}{N_k} = \alpha x \Rightarrow N(x) = N_k e^{\alpha x}.$$

Экспоненциальная зависимость N от координаты x характеризует лавинообразное увеличение числа электронов в межэлектродном промежутке. Число электронов, достигающих анода A , равно: $N_a = N_k e^{\alpha l}$, где l – координата анода. Число новых электронов, образовавшихся в результате ударной ионизации в межэлектродном промежутке, равно $N_a - N_k = N_k (e^{\alpha l} - 1)$. Следовательно, таким же будет и число положительных ионов, образовавшихся в этом промежутке.

В направлении от катода к аноду образуется лавина электронов. В противоположном направлении образуется лавина положительно заряженных ионов.

Кинетическая энергия ионов может оказаться достаточной для выбивания новых электронов с поверхности катода. Это явление называется вторичной (ионно-электронной) эмиссией. Оно имеет место, например, в случае разреженных газов и характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии γ , т.е. числом электронов, выбиваемых одним ионом из катода. Таким образом, число электронов, выбитых из катода всеми ионами, равно: $\gamma(N_a - N_k) = \gamma N_k (e^{\alpha l} - 1)$. Самостоятельный газовый разряд будет существовать, если это число не меньше первоначального числа электронов, инициировавших электронную лавину: $\gamma N_k (e^{\alpha l} - 1) \geq N_k$. Отсюда получаем условие существования самостоятельного газового разряда:

$$\gamma(e^{\alpha l} - 1) \geq 1.$$

Виды самостоятельного газового разряда.

1. Глеющий разряд. Возникает в газе с низким давлением ($p = 10^{-1}$ мм рт. ст. и ниже). В данном случае одним из основных механизмов самостоятельного газового разряда является ионно-электронная эмиссия. Низкое давление в трубке необходимо для того, чтобы электроны могли приобрести необходимую для ионизации атомов энергию. Глеющий разряд применяется в газосветных лампах (стеклянная колба заполняется инертным газом: неоном, аргоном и т.д.).

2. Искровой разряд. Возникает при наличии определенной напряженности поля, которая зависит от рода газа и его состояния. Для воздуха при нормальных условиях $E = 3 \cdot 10^6 \frac{B}{M}$. Одним из основных является механизм фотоионизации – ионизация газа электромагнитным излучением, возникающим в самом разряде. Это нестационарный вид самостоятельного газового разряда.

3. Дуговой разряд. Возникает между двумя электродами за счет термоэлектронной эмиссии с одного из них (катода). Для получения дугового разряда в качестве электродов используют угольные стержни, которые сближают до соприкосновения. При этом в месте соприкосновения они сильно нагреваются электрическим током, после чего их разводят, получая электрическую дугу. Одним из основных механизмов является термоэлектронная эмиссия – явление испускания электронов с поверхности нагретого электрода.

4. Коронный разряд. Возникает при сравнительно высоких давлениях в газах (атмосферном) в сильно неоднородном поле. Когда электрическое поле вблизи электрода с большой кривизной достигает порядка $E = 3 \cdot 10^6 \frac{B}{M}$, вокруг этого электрода возникает свечение, имеющее вид оболочки или короны.

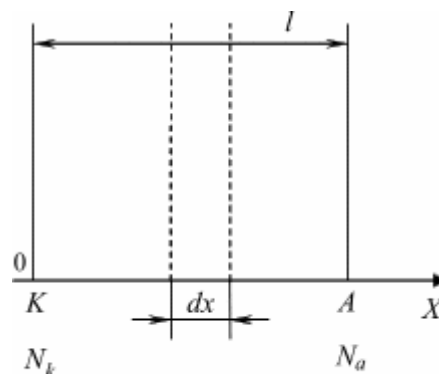


Рис. 19

2.4. Виды эмиссии. Электрический ток в вакууме

Для получения электрического тока в вакууме необходимо наличие свободных носителей заряда. Получить их можно за счет испускания электронов металлами – электронной эмиссии.

Электрон должен обладать определенной энергией, чтобы покинуть металл. При обычных температурах электроны удерживаются внутри металла несмотря на то, что они совершают тепловое движение. Однако если электронам сообщить дополнительную энергию, часть электронов металла получит возможность покинуть металл. Будет наблюдаться электронная эмиссия. Работа, которую надо совершить для удаления свободного электрона из вещества в вакуум, называется работой выхода из этого вещества. Если электроны получают энергию за счет тепловой энергии тела, наблюдается термоэлектронная эмиссия; при сообщении энергии светом – фотоэмиссия. Если энергия сообщается при соударении электронов с какими-либо частицами (электронами, ионами), наблюдается вторичная электронная эмиссия, ионно-электронная эмиссия.

Автоэлектронная эмиссия – эмиссия электронов из металлов под действием очень сильного электрического поля (начинается при напряженности поля $E \approx 10^7 - 10^8 \frac{В}{м}$). Ток возникает при этом даже при холодном катоде, поэтому это явление называют также холодной эмиссией.

Рассмотрим вакуумный диод, функционирующий на основе термоэлектронной эмиссии (рис. 20). Если к катоду подключить батарею B_k , разогревающую катод для получения эмиссии, и положительный полюс другой батареи B подключить к аноду, а отрицательный к катоду, то миллиамперметр зарегистрирует ток. При холодном катоде тока не будет.

Если испущенные раскаленным металлом электроны ускорить электрическим полем, то они образуют ток. Такой электронный ток может быть получен в вакууме, где столкновения с молекулами и атомами не мешают движению электронов.

При постоянной температуре катода сила термоэлектронного тока в диоде возрастает с увеличением разности потенциалов между анодом и катодом. Однако эта зависимость носит сложный нелинейный характер, графически представленный на рис. 21. На этом рисунке кривая I соответствует температуре катода T_1 , а кривая II – температуре $T_2 > T_1$. При увеличении положительного потенциала анода сила тока возрастает (участок 0–1 на кривой I, участок 0–2 на кривой II).

Зависимость силы тока диода I на этих участках от анодного напряжения U имеет вид:

$$I = \alpha U^2, \text{ где } \alpha - \text{коэффициент, зависящий от формы и расположения}$$

электродов. Это уравнение носит название закона Бугулавского–Лэнгмюра (закон «трех вторых»).

При дальнейшем возрастании анодного напряжения сила тока достигает некоторого максимального значения I_n , называемого током насыщения диода, и почти перестает зависеть от анодного напряжения (участок кривой 3–4 на кривой II).

Качественно такая зависимость тока диода от напряжения объясняется следующим образом. При напряжении, равном нулю большинству электронов не хватает энергии, чтобы достичь анода. Наоборот, при большой напряжении между анодом и катодом все электроны, испущенные катодом, достигают анода и анодный ток принимает максимальное значение. Если увеличить температуру катода, увеличится число испускаемых электронов, соответственно возрастет ток насыщения.

Ток насыщения зависит от работы выхода $A_{\text{вых}}$ и температуры катода:

$$I_n = \beta T^2 e^{-\frac{A_{\text{вых}}}{kT}} - \text{формула Ричардсона–Дэшмана, где } \beta = \text{const}, k - \text{постоянная Больцмана.}$$

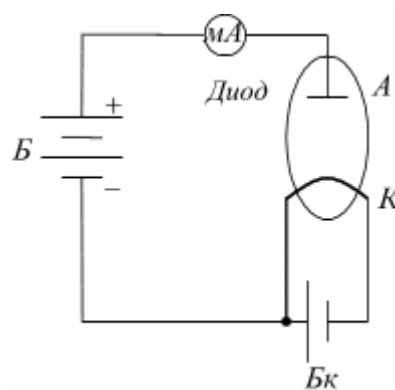


Рис. 20

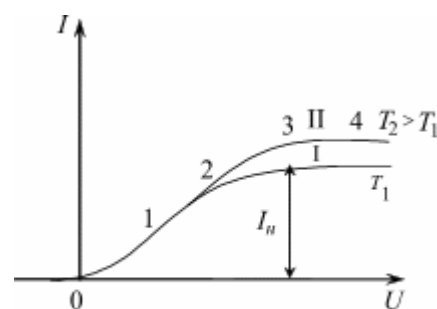


Рис. 21

2.5. Механизм электропроводности в полупроводниках

Полупроводники – обширный класс твердых веществ, занимающих по значениям удельной электропроводности промежуточное место между проводниками и диэлектриками. Полупроводники отличаются от металлов не только значениями удельной электропроводности, но и характером ее зависимости от температуры. Типичными представителями полупроводников являются кремний и германий. Эти полупроводники получили наиболее широкое применение в современной электронике.

Рассмотрим характер электропроводности сначала в так называемых собственных полупроводниках, т.е. химически чистых полупроводниках (без примесей). В качестве примера возьмем кремний. Атом кремния имеет 14 электронов. Десять из них сильно связаны с ядром и образуют с ним основу атома – его остов. Оставшиеся четыре электрона слабо связаны с ядром и легко могут быть оторваны от атома. Они называются валентными электронами. На рис. 22 показана упрощенная схема кристалла кремния. Каждый атом соединен с соседним парно-электронной связью (прямые отрезки на рис. 22). В создании этой связи участвует по одному валентному электрону от данного и от соседнего атома.

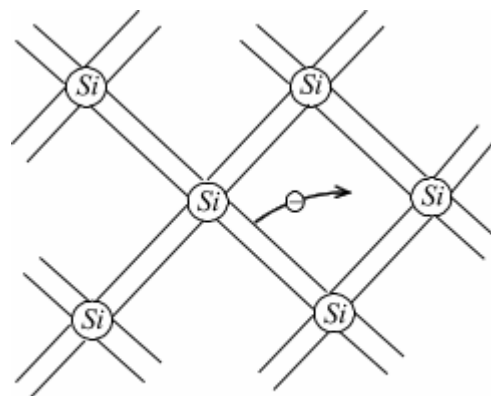


Рис. 22

При низких температурах носители тока в полупроводнике отсутствуют и он не проводит электрический ток, т.е. является практически диэлектриком. При повышении температуры усиливаются хаотические тепловые колебания частиц кристалла, в том числе и валентных электронов. При этом некоторые из этих электронов получают энергию, достаточную для отрыва от атома, и становятся свободными электронами (рис. 22). Если в кристалле создать электрическое поле, то вследствие наличия таких электронов потечет электрический ток. Проводимость полупроводника, возникающая вследствие наличия в нем свободных электронов, называется электронной проводимостью. Положительный заряд ядра атома кремния, от которого оторвался валентный электрон, уже не компенсируется полностью оставшимися у него электронами. Такой атом становится положительно заряженным. Место, которое было занято оторвавшимся валентным электроном, становится пустым. Оно получило название «дырка». На это место может перескочить электрон от соседнего атома и дырка исчезает. Но при этом она появляется у соседнего атома, а вместе с ней у этого атома появляется и положительный заряд. На новое место дырки может перескочить электрон от третьего атома. Тогда дырка переместится вместе с сопутствующим ей положительным зарядом к этому третьему атому и т.д. Таким образом, перемещение дырки эквивалентно движению фиктивной положительно заряженной частицы, которая тоже получила название «дырка». Если в полупроводнике создать электрическое поле, то наряду с описанным хаотическим движением, дырки начинают участвовать в упорядоченном движении. При этом скорость их упорядоченного движения направлена вдоль силовых линий напряженности этого поля. Проводимость полупроводника, возникающая вследствие наличия в нем дырок, получила название дырочной проводимости. Полная проводимость полупроводника складывается из электронной и дырочной проводимости и в случае чистого полупроводника называется собственной проводимостью.

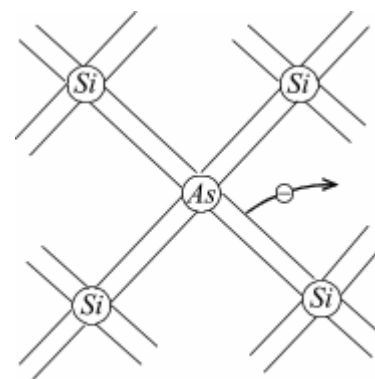


Рис. 23

С ростом температуры в полупроводнике увеличивается как число свободных электронов, так и число дырок, т.е. растет удельная электропроводность. В этом качественное отличие полупроводников от металлов. Каждому значению температуры соответствует определенная равновесная концентрация свободных электронов и дырок. Равновесие достигается за счет того, что наряду с процессом образования носителей тока протекает и обратный процесс – их исчезновение. При своем движении свободный электрон может быть захвачен атомом, у которого свободна одна электронная связь. При этом электрон перестает быть свободным, одновременно исчезает и дырка, соответствующая указанной свободной связи. Этот процесс называется рекомбинацией свободных электронов и дырок. При фиксированной температуре устанавливается динамическое равновесие: число образующихся за некоторый промежуток времени свободных электронов и дырок равно числу рекомбинирующих за этот промежуток.

Наряду с собственной проводимостью существует также примесная проводимость. Она также может быть электронной или дырочной в зависимости от соотношения числа валентных электронов у атомов основного вещества и у атомов примеси.

Пусть, например, атомы мышьяка As внедрены в кристалл кремния (рис. 23). Атомы мышьяка являются пятивалентными. Четыре валентных электрона будут заняты в парных электронных связях с ближайшими атомами кремния. Один электрон при этом становится лишним. Это проявляется в очень слабой его связи с атомом. Уже при комнатной температуре тепловые колебания приведут к его отрыву от атома (рис. 23). Поэтому атомы мышьяка являются поставщиками свободных электронов. Такие примеси называются донорными. Донорные примеси вносят вклад в электронную проводимость полупроводника.

Теперь рассмотрим примесь атомов индия In в кристалле кремния (рис. 24). Атом индия имеет три валентных электрона. Эти электроны участвуют в создании трех парноэлектронных связей с соседними атомами кремния. Для создания четвертой парноэлектронной связи не хватает одного электрона. Этот недостающий электрон атом индия забирает у одного из атомов кремния (рис. 24). У этого атома кремния при этом образуется дырка, которая может перемещаться по кристаллу. Таким образом, внедрение атомов индия в кристалл кремния приводит к образованию дырок в этом кристалле. Такие примеси называются акцепторными. Акцепторы создают дырочную проводимость в полупроводнике.

Если в полупроводнике имеется примесь, то соотношение между примесной и собственной проводимостями зависит от температуры. При низких температурах преобладает примесная проводимость, при высоких – собственная.

В заключение отметим, что строгая теория электропроводности полупроводников является предметом изучения в квантовой механике и рассматривается в рамках зонной теории электропроводности твердых тел.

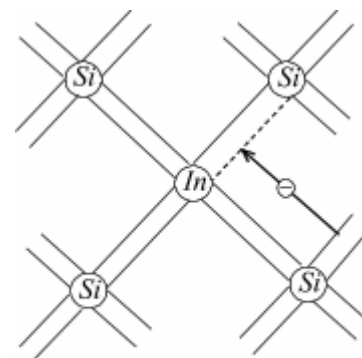


Рис. 24

2.6. Ионизированная плазма

Наряду с тремя хорошо известными состояниями вещества – твердым, жидким и газообразным – существует четвертое состояние, называемое плазмой. Плазма – это частично или полностью ионизованный квазинейтральный газ. Термин «квазинейтральность» означает, что объемные плотности положительных и отрицательных зарядов в среднем одинаковы, но могут временно и в небольших объемах отличаться друг от друга вследствие флуктуаций. Свойства плазмы кардинально отличаются от свойств обычного неионизованного газа, вследствие чего ее и выделяют в особое четвертое состояние вещества.

Плазма может образоваться из газа путем его нагрева, либо при бомбардировке молекул газа заряженными частицами, ускоренными электрическим полем, либо с помощью электромагнитного излучения.

Степень ионизации плазмы α называется отношение числа ионизованных атомов к полному их числу. В зависимости от степени ионизации различают слабо ионизованную (α составляет доли процента), сильно ионизованную (α от нескольких процентов до нескольких десятков процентов) и полностью ионизованную плазму ($\alpha \approx 100\%$).

В ряде процессов электроны легче воспринимают кинетическую энергию от источника ионизации, чем ионы, поэтому их средняя кинетическая энергия оказывается больше средней кинетической энергии ионов. Но со средней кинетической энергией ε связана температура T ($\varepsilon = \frac{3}{2}kT$, где k – постоянная Больцмана). Поэтому может оказаться, что температура T_e электронной и температура T_i ионной компонент плазмы неодинаковы, причем $T_e > T_i$. Такую плазму называют неизотермической (неравновесной) в отличие от изотермической (равновесной) плазмы, у которой $T_e = T_i = T$. В зависимости от величины T различают низкотемпературную плазму с $T < 10^5$ К и высокотемпературную с $T \geq 10^6 - 10^8$ К.

Отличия свойств плазмы от свойств других состояний вещества связаны с тем, что она состоит частично или полностью из заряженных частиц. Вследствие этого взаимодействия данной частицы и окружающих её являются кулоновскими, т.е. значительно более дальнедействующими, чем при взаимодействии нейтральных атомов. Кулоновский характер сил приводит также к тому, что данная частица взаимодействует сразу со всеми окружающими её заряженными частицами, т.е. взаимодействия носят коллективный характер, а не парный, как при обычных столкновениях. Плазма активно реагирует на электрические и магнитные поля. Она обладает хорошей

электропроводностью, т.е. относится к проводникам. Так, удельная проводимость полностью ионизованной плазмы

$$\sigma = 10^{-3} T^{\frac{3}{2}} \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}.$$

Частицы плазмы, как и других состояний вещества, участвуют в хаотическом тепловом движении. При этом возникают тепловые флуктуации, приводящие к разделению положительно и отрицательно заряженных частиц, что нарушает электронейтральность плазмы. Однако это нарушение происходит в ограниченном объеме на ограниченное время, так как возникающие кулоновские силы восстанавливают равновесие.

Рассмотрим, каким может быть максимальный размер области, в которой возможно нарушение электронейтральности плазмы. Этот размер называется дебаевским радиусом экранирования D . Пусть все электроны, находящиеся между плоскостями AB и $A'B'$, сместились на расстояние l влево (рис. 25). Тогда у левой границы AB возникнет избыточный отрицательный заряд, а у правой границы $A'B'$ – такой же избыточный положительный заряд. Образуется подобие плоского конденсатора с поверхностной плотностью заряда на обкладках $\sigma = enl$ (e – модуль заряда электрона, n – концентрация электронов). Между плоскостями этого конденсатора возникает электрическое поле с напряженностью $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{enl}{\epsilon_0}$ и с объемной плотностью энергии

$$w_E = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{e^2 n^2 l^2}{2\epsilon_0}.$$

Энергия этого поля получена за счет энергии теплового движения, объемная

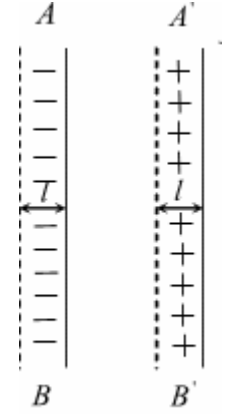


Рис. 25

плотность которой $w_T = n\epsilon$. Как выше предполагалось, электроны могут совершать флуктуации вдоль одного направления, т.е. имеют одну степень свободы. Согласно законам молекулярной физики, в этом случае средняя

кинетическая энергия теплового движения отдельной частицы $\epsilon = \frac{1}{2} kT$. Таким образом $w_T = \frac{1}{2} nkT$. Энергия

возникшего в процессе флуктуации электрического поля не может превосходить тепловую энергию, за счет которой

она получена: $w_E \leq w_T$. Отсюда получаем $\frac{e^2 n^2 l^2}{2\epsilon_0} \leq \frac{1}{2} nkT$, т.е. $l \leq \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2}}$.

Величина

$$D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2}} \tag{2.8}$$

является дебаевским радиусом экранирования. Она играет большую роль в теории плазмы.

Так например, если в плазме находится точечный заряд q , то в окружающей этот заряд плазме, начиная с некоторого расстояния от заряда, потенциал описывается формулой

$$\varphi = k \frac{q}{r} e^{-\frac{r}{D}}, \tag{2.9}$$

где r – расстояние от заряда, $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}$. Из этого выражения видно, что при удалении от заряда поле в плазме

убывает значительно быстрее, чем в случае уединенного заряда, где $\varphi = k \frac{q}{r}$. Это связано с тем, что заряд q

окружается зарядами противоположного знака, которые и экранируют его поле. При этом, как видно из (2.9), дебаевский радиус D определяет то расстояние, на котором эта экранировка становится существенной.

Если сосуд с плазмой поместить во внешнее электрическое поле, то величина D определяет то расстояние, на которое это поле проникает в плазму.

Как известно из электростатики, электрические заряды распределены по поверхности проводника. Но, оказывается, этот поверхностный слой зарядов имеет конечную толщину, которую можно оценить по (2.8), если в качестве n взять концентрацию свободных электронов в проводнике, а в качестве величины kT – так называемую энергию Ферми.

Помимо теплового, частицы плазмы могут участвовать в упорядоченных движениях, которые называют коллективными. Так, в плазме возможно возникновение колебательных и волновых движений.

Плазма широко распространена в природе. В плазменном состоянии находятся Солнце и звезды (полностью ионизованная высокотемпературная плазма). Межзвездную среду также можно рассматривать как очень разреженную

плазму ($n \sim 1\text{м}^{-3}$). В плазменном состоянии находятся радиационные пояса Земли и окружающая Землю ионосфера. При возникновении молнии воздух переходит в плазменное состояние. Широко используется плазма в технике. Например, многие промышленные изделия связаны с применением газового разряда, который является частным случаем плазмы (низкотемпературная неизотермическая плазма). Плазма образуется в процессах взрыва и горения. На использовании плазмы основано действие магнитогидродинамических генераторов, служащих для преобразования тепловой энергии в электрическую, плазма нужна для проектируемых установок управляемого термоядерного синтеза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 2. Электричество и магнетизм. М.: Наука, 1998. (И более поздние издания).
2. Трофимова Т.И. Курс физики. М.: Высш. шк., 1997. (И более поздние издания).
3. Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма. М.: Высш. шк., 1983. (И более поздние издания).
4. Калашников С.Г. Электричество. М.: Наука, 1970. (И более поздние издания).
5. Дмитриева В.Ф., Прокофьев В.Л. Основы физики. М.: Высш. шк., 2001.
6. Андреев А.Д., Черных Л.М. Физика. Электростатика: Конспект лекций / СПбГУТ. СПб, 2004.
7. Савушкин Л.Н., Фурсей Г.Н. Методические указания к разделу курса общей физики «Сверхпроводимость. Высокотемпературная сверхпроводимость» / ЛЭИС. Л., 1990.