

## 4.6. Проводимость металлов

Из всех известных проводников металлы являются наилучшими. Только что описанный нами простой механизм проводимости был развит Друде и другими в конце девятнадцатого века для объяснения проводимости металлов. Лоренц сильно усовершенствовал теорию в деталях, и в некоторых отношениях она оказалась весьма плодотворной.

Не было сомнения, что высокая проводимость металлов обусловлена свободными электронами, свободными в том смысле, что они не связаны с определенным атомом, а могут передвигаться по всей кристаллической решетке. Убедительным доказательством этого являлось полное отсутствие переноса какого-либо химического вещества в металлической цепи при прохождении по ней тока. Из химии металлов (элементов) и из ранней квантовой теории строения атомов следовало, что атомы металлов легко теряют один-два внешних электрона. С изолированными атомами они были бы связаны, но, когда много одинаковых атомов тесно упаковано в кристалле, эти электроны становятся свободными. Теперь сама решетка состоит из оставшихся положительных ионов, выстроенных правильными и жесткими рядами. Внутри этой решетки ионы странствуют «электроны проводимости». Даже если каждый атом металла теряет всего один электрон, возникающая плотность носителей заряда чудовищно велика по сравнению с плотностью в веществах, где ионы приходится образовывать другими способами. В одном кубическом сантиметре металлического натрия число электронов проводимости близко к  $2,5 \cdot 10^{23}$ .

Как мы видели, подвижность носителей заряда существенно зависит от времени  $\tau$ , в течение которого они накапливают направленный импульс от приложенного электрического поля. Это верно для любого возможного процесса. Если предположить, что на каждый атом натрия приходится один носитель заряда и что это — электроны с массой  $m_e$ , тогда для вычисления  $\tau$  достаточно только измерить на опыте проводимость натрия. При комнатной температуре проводимость  $\sigma$  натрия в электростатических единицах равна  $1,9 \cdot 10^{17}$  ед. СГСЭ<sub>q</sub>/сек·см·ед. СГСЭ<sub>v</sub>.

Из уравнения (17), полностью пренебрегая положительными носителями, получаем

$$\tau = \frac{\sigma m_e}{N_- e^2} = \frac{(1,9 \cdot 10^{17}) \times (9 \cdot 10^{-28})}{(2,5 \cdot 10^{23}) \times (23 \cdot 10^{-20})} \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ сек.} \quad (19)$$

Для электрона, движущегося без заметного отклонения внутри кристаллической решетки, это время выглядит удивительно большим.

Согласно кинетической теории тепловая скорость электрона при комнатной температуре должна составлять около  $10^7$  см/сек, так что за  $3 \cdot 10^{-14}$  сек электрон пройдет  $30 \text{ \AA}$  — более десяти постоянных решетки.

Почему ионная решетка так прозрачна для электронов? Вспомним, что если вообще можно говорить о размерах, то ионы в компактной решетке почти прикасаются друг к другу. Кроме того, подъемы и спады электрического потенциала вдоль решетки должны во много раз превышать энергию электрона (в электрон-вольтах) при комнатной температуре. С другой стороны, что же может прервать движение электрона, если не столкновения с ионами? На эти фатальные вопросы действительно не было ответа, пока не открыли волновые свойства электрона. Вообще поведение электронов в металлах ставило доквантовую физику перед рядом необъяснимых парадоксов. Вы вернетесь к этим вопросам позже, когда приобретете некоторые познания в квантовой физике. Для теперешних наших целей нам достаточно принять как данное замечательную электрическую проводимость металлов, как приходилось делать многим поколениям физиков.

Но и сейчас мы можем сохранить в неприкосновенности некоторые существенные черты нашего механизма проводимости. Ток проводимости действительно переносится электронами; он представляет собой медленный систематический дрейф носителей, наложенный на их более быстрое хаотическое движение. Далее, именно рассеяние или отклонение электрона решеткой делает скорость дрейфа пропорциональной полю и, следовательно, заставляет ток подчиняться закону Ома. В большинстве металлов закон Ома точно выполняется вплоть до плотностей тока, намного превосходящих величину плотности, которую можно было бы долго поддерживать. До сих пор не удавалось еще получить надежных экспериментальных доказательств отступлений от закона Ома. Согласно одному теоретическому предсказанию, при плотности тока  $10^9 \text{ а/см}^2$  можно ожидать отклонений порядка 1%. Это примерно в миллион раз больше плотности тока в обычных проводах электрических цепей.

С понижением температуры проводимость чистых металлов увеличивается. Нашей прежней теорией такое поведение довольно трудно объяснить. А утверждение, будто все свойства проводимости

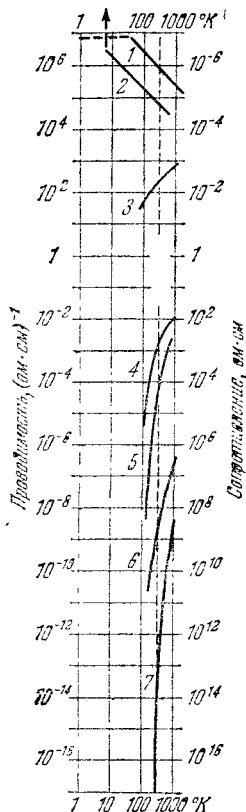


Рис. 4.6. Электрическая проводимость некоторых типичных веществ. Металлические проводники (проводимость связана со свободными электронами): 1 — чистая медь (остаточная проводимость ниже  $20^\circ \text{ К}$  связана с дефектами решетки); 2 — чистый свинец (становится сверхпроводником ниже  $7,3^\circ \text{ К}$ ). Полупроводники. 3 — графит (углерод) (монокристаллический; монокристаллы анизотропны и в некоторых направлениях проводят лучше, чем в других); 4 — чистый германий; 5 — чистый кремний. Проводимость осуществляется ионами, диффундирующими через твердое тело; 6 — хлористый натрий; 7 — стекло.

металлов можно описать некоей моделью «бильярдных шаров», становится наивным, если подумать о поразительном явлении сверхпроводимости. Многие металлы при низкой температуре начинают проводить таким образом, что проводимость должна быть бесконечной! (И даже такое предположение на самом деле недостаточно для описания их поистине фантастических электрических свойств.)

На графике рис. 4.6 показана проводимость различных чистых веществ и ее зависимость от температуры. Главная цель графика — показать широкий диапазон величин и их поведение. Обратите внимание на то, что температура и проводимость нанесены в логарифмическом масштабе.

#### 4.7. Сопротивление проводников

Если задано удельное сопротивление материала, то вычислить сопротивление  $R$  просто. Мы знаем (см. формулу (11)), что

$$R = \frac{\text{длина} \cdot \text{удельное сопротивление}}{\text{площадь поперечного сечения}}. \quad (20)$$

Сопротивление  $R$  имеет смысл только для тока вполне определенной конфигурации. В случае проволоки смысл сопротивления не вызывает сомнений. В более общем случае объемного распределения тока

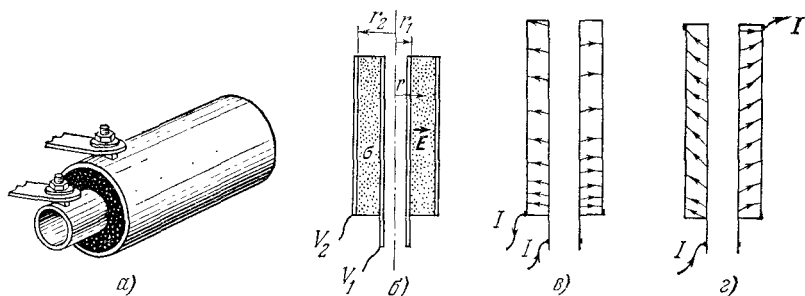


Рис. 4.7. Пространство между медными цилиндрическими трубками заполнено графитом (а, б). Если сопротивление трубок пренебрежимо мало, то ток через графит идет в радиальном направлении. В противном случае линии тока при разном расположении зажимов могут выглядеть как на (в) или (г).

нельзя говорить о сопротивлении, пока не указано расположение «зажимов» (клемм), через которые ток входит и выходит из системы. Распределение плотности тока в объеме следует определить, используя наше фундаментальное соотношение  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ .

В качестве примера рассмотрим прохождение тока через тело, показанное на рис. 4.7, а и б, состоящее из двух цилиндрических медных трубок, пространство между которыми заполнено графитом. Чему равно сопротивление между зажимами? Если сопротивление медных трубок для продольного тока очень мало по сравнению с сопротивлением графита для радиального тока, то все равно, где ток входит и выходит из меди (т. е. где расположены зажимы). В этом