

Электрический ток в металлах

Электрический ток в полупроводниках

Преподаватель: Нургалиева А.
К.

■ ■ ■

Эксперименты, подтверждающие электронную природу тока в металлах. Нам известно, что электрический ток в металлах обусловлен упорядоченным движением свободных электронов. Существует ряд экспериментов, которые доказывают это.

Опыт Рикке был проведен в 1901 г. Немецкий физик-экспериментатор Э. Рикке составил электрическую цепь из трех металлических цилиндров (двух медных и одного алюминиевого) которые были прижаты друг к другу тщательно отполированными торцами.

Пропустив в течение года через такой составной проводник ток одного и того же направления (рис. 64.1), Рикке не обнаружил никаких следов проникновения одного металла в другой. Взвешивание показало, что пропускание тока также не повлияло на массу цилиндров. Следовательно, носителями тока в металлах являются частицы, входящие в состав всех металлов. Ими могли быть электроны, к тому времени уже открытые Томсоном.

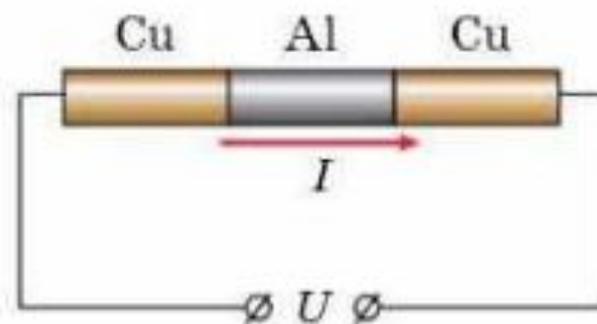


Рис. 64.1

Опыты с инерцией электронов. Чтобы убедиться в том, что носителями тока в металлах являются именно электроны, необходимо было определить знак и численное значение удельного заряда $\frac{q}{m}$ носителей. Опыт, преследующий эту цель, впервые был проведен американскими физиками Р. Толменом и Т. Стюартом в 1916 г. В опыте катушка большого диаметра с намотанным на нее металлическим проводом приводилась в быстрое вращение вокруг своей оси и затем резко тормозилась (рис. 64.2). При этом в ней возникал кратковременный ток, обусловленный тем, что свободные носители заряда продолжали некоторое время двигаться по инерции. Ток регистрировался чувствительным гальванометром, присоединенным к концам проводника гибкими проводами при помощи скользящих контактов. В эксперименте Толменом и Стюартом было установлено, что знак носителей заряда в металлах отрицательный, а удельный заряд носителя, т. е., отношение заряда носителя q к его массе m , очень близок к удельному заряду $\frac{q}{m}$ электрона. Таким образом, опыт, проведенный Толменом и Стюартом, убедительно доказывает, что носителями тока в металлах являются свободные электроны.

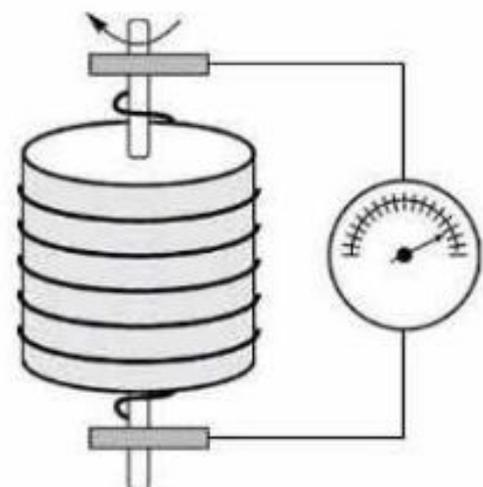


Рис. 64.2



Электронная теория проводимости металлов. В начале XX в. немецкий физик П. Друде (1863—1906) и голландский физик Х. Лоренц (1853—1928) создали классическую электронную теорию электропроводности металлов. Основные положения этой теории:

1. Свободные электроны в металле ведут себя как молекулы идеального газа, находясь в хаотическом и непрерывном движении. Но, в отличие от молекул газа, электроны сталкиваются не между собой, а с ионами, находящимися в узлах кристаллической решетки. К электронному газу применимы законы молекулярно-кинетической теории идеального газа. Мы можем оценить, например, среднюю квадратичную скорость теплового движения свободных электронов по известной нам формуле $v_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}}$, где m_e — масса электрона. Для комнатных температур средняя скорость беспорядочного движения электронов проводимости составляет порядка 10^5 м/с.

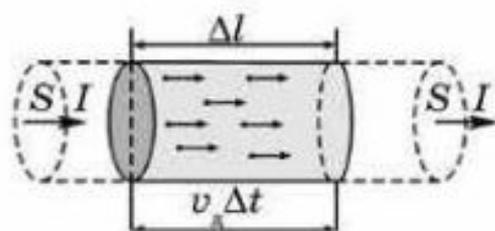


Рис. 64.3

2. При включении электрического поля на хаотическое движение электронов накладывается упорядоченное движение электронов, называемое *дрейфом* электронов, с некоторой средней скоростью v_d . Найдем величину этой скорости. Для этого внутри металлического проводника выделим цилиндр с площадью поперечного сечения S , длиной $\Delta l = v_d \Delta t$ и концентрацией свободных электронов n . Пусть ток направлен слева направо (рис. 64.3). По определению сила тока в проводнике равна $I = \frac{\Delta q}{\Delta t}$, где Δq — суммарный заряд всех электронов, пересекающих правый торец цилиндра за время Δt . Суммарный заряд Δq можно рассчитать как $\Delta q = Ne$, где N — число свободных электронов внутри нашего цилиндра. Это верно, потому что все они вносят вклад в ток. Ведь даже самый удаленный электрон, двигаясь со скоростью v_d , может пересечь правый торец, преодолев за время Δt расстояние $v_d \Delta t$, равное длине цилиндра.

Тогда

$$I = \frac{Ne}{\Delta t} = \frac{nVe}{\Delta t} = \frac{n\Delta l Se}{\Delta t} = \frac{nv_d \Delta t Se}{\Delta t} = nv_d eS. \quad (64.1)$$

Отсюда скорость дрейфа свободных электронов в металле: $v_d = \frac{I}{neS}$.

3. Время τ между двумя последовательными соударениями одинаково для всех электронов и называется *временем свободного пробега*. При каждом соударении электрон полностью передает свою кинетическую энергию кристаллической решетке и после соударения начинает свое движение с нулевой начальной скоростью $v_0 = 0$.

Несмотря на то, что допущения 1—3 являются весьма приближенными, классическая электронная теория дает хорошее согласие со многими законами постоянного тока.

Закон Джоуля — Ленца. При прохождении тока в проводнике электроны взаимодействуют с ионами кристаллической решетки, теряя при этом энергию, которую получили от электрического поля. Энергия, сообщенная электроном проводимости решетке, идет на увеличение внутренней энергии металлического проводника и он нагревается. Выделяемое при этом количество теплоты определяется известным нам законом Джоуля — Ленца, который тоже может быть качественно объяснен с помощью классической электронной теории.

Объяснение закона Ома. Покажем, как, опираясь на допущения классической электронной теории, можно объяснить закон Ома. За время свободного пробега τ электрон, двигаясь под действием электрического поля равноускоренно, приобретает скорость $v_{\max} = a\tau$. Здесь мы учли то, что $v_0 = 0$.

Ускорение электрона a можно выразить через напряженность электрического поля в проводнике, воспользовавшись вторым законом Ньютона: $a = \frac{F}{m_e} = \frac{eE}{m_e}$. В таком случае $v_{\max} = \frac{eE}{m_e}\tau$. Мы можем рассматривать скорость дрейфа электронов v_d как среднюю скорость равноускоренного движения электрона между двумя последовательными соударениями электронов с ионами кристаллической решетки:

$$v_d = \frac{1}{2}(v_0 + v_{\max}) = \frac{1}{2}v_{\max} = \frac{eE}{2m_e}\tau.$$

Подставив найденное выражение для v_d в формулу (64.1), получим:

$$I = nev_d S = neS \frac{eE}{2m_e}\tau = \frac{ne^2 S \tau}{2m_e} E.$$

В последнем выражении запишем напряженность электрического поля E через разность потенциалов U , воспользовавшись соотношением $E = \frac{U}{l}$, где l — длина проводника. Тогда сила тока выражается соотношением:

$$I = \frac{ne^2 S \tau}{2m_e l} U. \quad (64.2)$$

Таким образом, сила тока I в проводнике оказалась прямо пропорциональной разности потенциалов U на концах этого проводника, как это и утверждается в законе Ома.

Зависимость сопротивления металлов от температуры. Из главы 11 нам уже известно о том, что сопротивление металлов растет с температурой согласно закону $R = R_0(1 + \alpha t)$, где R_0 — сопротивление металлического проводника при температуре 0°C , α — температурный коэффициент сопротивления вещества (рис. 64.4). Для большинства простых металлов значения α можно считать постоянными и близкими к $0,004 \text{ K}^{-1}$.

Попробуем объяснить температурную зависимость сопротивления металлов на основе классической электронной теории проводимости. С этой целью сравним полученную выше формулу (64.2) с законом Ома $I = \frac{1}{R}U$. Очевидно, что в правой части формулы (64.2) множитель при напряжении U представляет собой величину, обратную сопротивлению проводника. В таком случае, для электрического сопротивления металлического проводника R получим:

$$R = \frac{2m_e l}{ne^2 S \tau}. \quad (64.3)$$

С увеличением температуры амплитуда колебаний положительных ионов в узлах кристаллической решетки должна возрастать. Следовательно, должно возрасть и число столкновений электронов с ионами, что будет способствовать уменьшению времени свободного пробега электронов τ . Согласно (64.3), это приведет к росту сопротивления проводника R .

Сверхпроводимость. Из рисунка 64.4 видно, что с понижением температуры сопротивление металлов уменьшается. Возникает вполне естественный вопрос: до какого предела возможно уменьшение сопротивления? Нидерландский физик Камерлинг-Оннес (1853—1926) был первым, кому удалось достичь самой низкой по тем временам температуры около 4 К. При этой температуре в жидкое состояние переходил инертный газ гелий. Эксперименты по измерению сопротивления ртути при температуре жидкого гелия, проведенные Камерлинг-Оннесом, обнаружили удивительное явление: постепенное уменьшение сопротивления ртути при охлаждении сменилось на его резкое падение до нуля (рис. 64.5). Это явление скачкообразного исчезновения сопротивления при низких температурах было названо *сверхпроводимостью*.

Позже оно было обнаружено и у многих других металлов и сплавов.

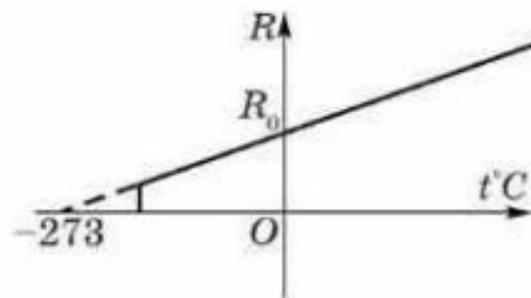


Рис. 64.4

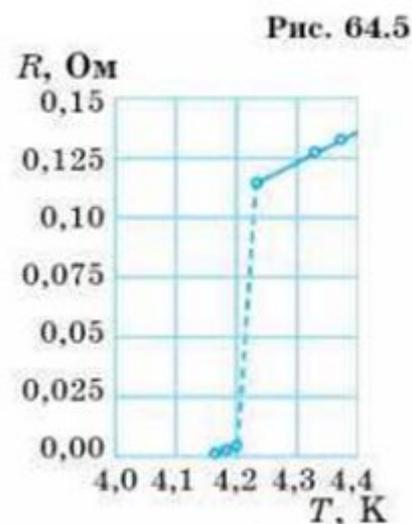


Рис. 64.5

В явлении сверхпроводимости сопротивление действительно обращалось в ноль, так как никакие опыты не могли обнаружить его наличие у металла. Например, удостовериться в отсутствии сопротивления металла в сверхпроводящем состоянии можно, если, создав ток в кольцевом проводнике, следить за стрелкой компаса, расположенного рядом со сверхпроводящим кольцом. Если положение стрелки компаса не меняется с течением времени, то это говорит о постоянстве магнитного поля, создаваемого током в кольце, что, в свою очередь, свидетельствует о том, что сам ток со временем не изменяется. Очевидно, это возможно только в случае нулевого сопротивления проводника. Позже у сверхпроводников, кроме исчезновения сопротивления, было обнаружено еще одно свойство, наступающее также при температуре перехода в сверхпроводящее состояние: *магнитное поле выталкивалось из толщи сверхпроводника*. Благодаря этим двум своим замечательным свойствам, сверхпроводимость нашла широкое применение в науке и технике. Мощные электромагниты со сверхпроводящей обмоткой используются в ускорителях элементарных частиц, установках по термоядерному синтезу. Из сверхпроводников конструируют сверхчувствительные системы обнаружения магнитных полей, которые используются в медико-диагностических целях, например, в магнитно-резонансных томографах (МРТ). В энергетике идеальная проводимость сверхпроводников может быть использована в линиях электропередач. В недалеком будущем планируется создание поездов, в которых будет использована левитация сверхпроводника.

К сожалению, возможности широкого применения сверхпроводников ограничены в связи с низкими значениями у них температур перехода в сверхпроводящее состояние. Поэтому ученые и технологи ведут неустанный поиск сверхпроводников с высокими температурами сверхпроводящего перехода. В 1986 г. такие поиски увенчались большим успехом. Сотрудниками научного подразделения корпорации IBM К. Мюллером и Г. Беднорцем в металлоксидной керамике, содержащей лантан, барий и медь, была обнаружена *высокотемпературная сверхпроводимость* с температурой сверхпроводящего перехода около 40 К. К настоящему времени открыты материалы, которые переходят в сверхпроводящее состояние при температурах более 100 К, что превышает температуру кипения жидкого азота при атмосферном давлении 77 К.

Домашнее задание:

Посмотреть презентацию и видео

Ответить письменно на вопросы.

1. Почему все металлы — хорошие проводники?
2. Как в металлах образуются свободные электроны?
3. Почему проводимость металлов электронная?
4. Опишите поведение свободных электронов в проводнике при отсутствии внешнего электрического поля и при его наличии.
5. Сравните величину средней скорости движения электронов в металле (скорость их теплового движения) с величиной средней скорости их упорядоченного движения, вызванной действием сил электрического поля.
6. Объясните, почему с ростом температуры сопротивление металлов возрастает.
7. Какое явление называется *сверхпроводимостью*? Кем оно было открыто?