

Документ подписан простой электронной подписью  
Информация о владельце:  
ФИО: Емец Валерий Сергеевич  
Должность: Директор филиала  
Дата подписания: 19.10.2023 15:12:27  
Уникальный программный ключ:  
f2b8a1573c931f1098cf6699d1debd94fcff35d7

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Рязанский институт (филиал)  
Федерального государственного бюджетного образовательного  
учреждения высшего образования  
«Московский политехнический университет»

Кафедра «Информатика и информационные технологии»

Е.В. Тинина

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ**

Методические указания по выполнению лабораторной работы

Рязань  
2021

**УДК 530**  
**ББК 22.3**  
**Т 42**

**Тинина, Е.В.**

**Т 42** Физические основы электропроводности металлов: методические указания по выполнению лабораторной работы / Е.В. Тинина– Рязань: Рязанский институт (филиал) Московского политехнического университета, 2021. – 20 с.

Методические указания предназначены для студентов всех форм обучения, направлений и специальностей, изучающих дисциплину «Физика».

В методических указаниях приведены основные теоретические сведения по электропроводности металлов, методика выполнения лабораторной работы, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

Печатается по решению методического совета Рязанского института (филиала) Московского политехнического университета.

**УДК 530**  
**ББК 22.3**

© Тинина Е.В., 2021  
© Рязанский институт (филиал)  
Московского политехнического  
университета, 2021

## Содержание

1 Краткие теоретические сведения.....	4
1.1 Энергия электронов в кристалле. Электронный газ.....	4
1.2 Зонная модель твердых тел.....	6
1.3 Колебания кристаллической решетки. Фононы.....	9
1.4 Электрическое сопротивление.....	10
1.5 Электропроводимость проводников.....	12
1.6 Зависимость удельного сопротивления от температуры.....	14
2 Порядок выполнения работы.....	16
3 Контрольные вопросы.....	17
Библиографический список.....	18
Приложение.....	19

## Лабораторная работа

### Физические основы электропроводности металлов

**Цель работы:** изучение физических основ электропроводности металлов, освоение методики расчета электрических характеристик проводников из меди и алюминия при различных температурах.

**Приборы и оборудование:** источник тока, ключ, набор резисторов, амперметр, вольтметр, термометр.

#### 1 Краткие теоретические сведения

##### 1.1 Энергия электронов в кристалле. Электронный газ

Для передачи электрической энергии используются в основном твердые проводниковые материалы – металлы и их сплавы. Они применяются при изготовлении проводов, резисторов, катушек индуктивности трансформаторов, электродвигателей и т.д. От их свойств зависят характеристики различных приборов и устройств, качество систем электроснабжения и многое другое.

По характеру электропроводности можно выделить металлы высокой проводимости и сплавы высокого сопротивления. Для чистых металлов электропроводность составляет  $10^6-10^7$   $(\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ . Сплавы высокого сопротивления имеют удельное сопротивление не менее  $0,3$   $\text{мкОм}\cdot\text{м}$ .

Согласно электронной теории металлов твердые проводники представляют собой систему, состоящую из узлов кристаллической ионной решетки, между которыми свободно перемещаются электроны. Совокупность электронов, заполняющих решетку, получила название «электронный газ».

Подтверждение о наличии электронного газа в металлах являются следующие экспериментальные факты:

- наличие термоэлектронной эмиссии из металлов при нагревании до высоких температур;

- отсутствие в изменении массы двух электродов, находящихся в тесном контакте, при прохождении через них электрического тока;
- возникновение разности потенциалов на концах движущегося проводника при его резком торможении;
- возникновение ЭДС в проводнике, помещенного в поперечное магнитное поле.

Представление проводника как систему, в которой электронный газ уравнивает силы отталкивания между ионами, позволяет понять основные законы электропроводности. Рассмотрим природу возникновения электронного газа в проводниках.

Электрон в изолированном атоме удерживается за счет потенциального барьера, в котором потенциал изменяется пропорционально  $1/r$  ( $r$  – радиус орбиты электрона в атоме). Барьер создается кулоновским полем иона ядра. По форме барьер можно представить в виде воронкообразной потенциальной ямы, в которой электрон может находиться бесконечно долго (рисунок 1).

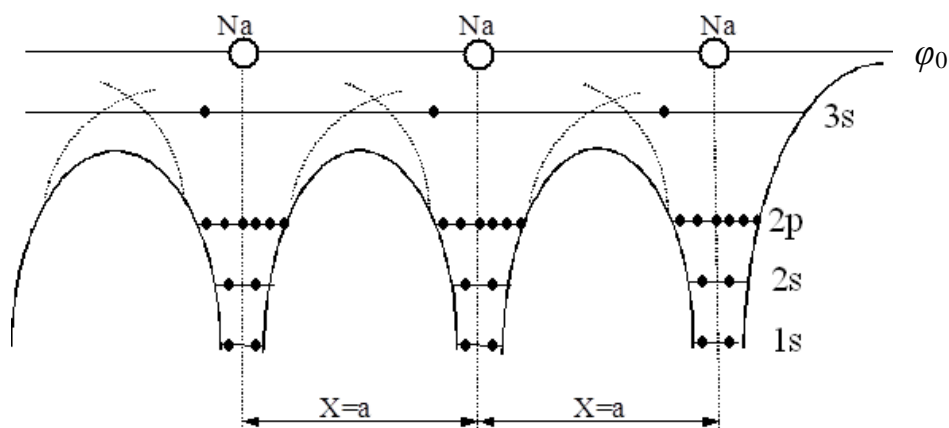


Рисунок 1 – Изменение потенциала в кристалле натрия вдоль одной из цепочек при сближении атомов

При образовании кристалла расстояние между атомами уменьшается до размеров примерно равному диаметру электронной оболочки нейтрального атома. На рисунке 1 схематично показано изменение потенциала вдоль одной из атомной цепочки кристалла натрия при сближении атомов. На схеме дано

распределение электронов по оболочкам атомов натрия, у каждого из которых имеется 11 электронов. Уровень  $\varphi_0=0$  называется нулевым уровнем, на котором полная энергия электронов равна нулю.

Первая (уровень 1s) и вторая (уровни 2s и 2p) оболочки заполнены полностью, на третьей оболочке (уровень 3s) находится только один электрон. Электроны, находящиеся на наиболее удаленном уровне от ядра (наибольший радиус оболочки) называются валентными электронами.

Потенциальные барьеры атомов представляют собой функцию скалярного потенциала. Результирующие кривые изменения потенциала между отдельными атомами, представляют собой наложение отдельных потенциальных кривых атомов друг на друга, показано на рисунке 1 пунктирными линиями. В результате высота потенциального барьера у каждого атома уменьшается и становится ниже уровня валентного электрона (на схеме это валентный электрон уровня 3s). В результате электроны уровня 3s становятся независимы от своих атомов и могут перемещаться по кристаллу от атома к атому. Совокупность данных электронов и получила название электронный газ.

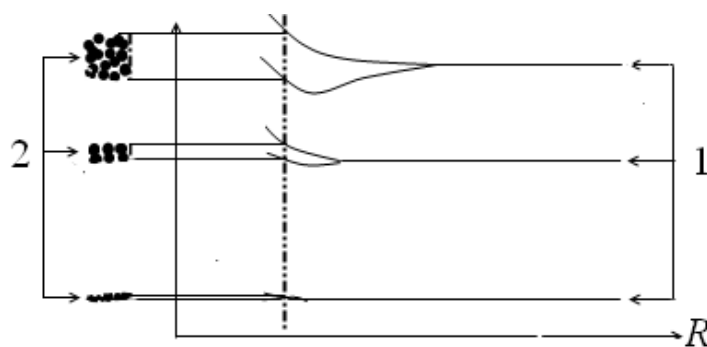
Потенциальные барьеры в области оболочек 1s, 2s, 2p, которые расположены ближе к ядру, практически не изменились. Поэтому электроны, принадлежащие данным оболочкам, прочно связаны со своими атомами.

## **1.2 Зонная модель твердых тел**

В нейтральном атоме валентные электроны имеют одинаковые энергии и каждые из них находятся у своего атома. В кристалле, как было показано на примере натрия, валентные электроны принадлежат всем атомам кристалла. Они перемещаются по кристаллу в разных направлениях и с различными скоростями, т.е. энергия электронов будет различная. Поэтому в кристалле отдельные энергетические уровни размываются, и они превращаются в зоны, в которых электроны могут находиться, т.е. возникают зоны разрешенных

энергий. На рисунке 2 показана схема образования зон в кристалле. Энергетические зоны, образованные из нижних энергетических уровней, узкие. При этом данные зоны разделены широкими зонами, в которых запрещено иметь энергию электронам – запрещенные зоны.

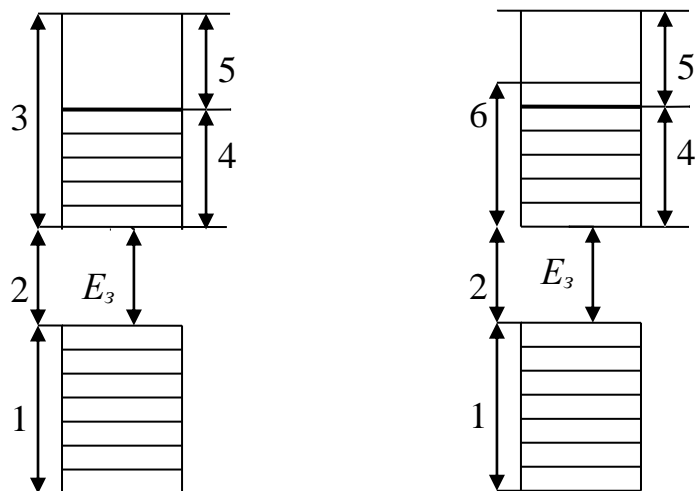
Валентные уровни атомов образуют широкие зоны, которые отделены друг от друга узкими запрещенными зонами, которые могут даже перекрываться друг с другом. Это так называемое наложение разрешенных зон. В этом случае электрон может находиться в нескольких зонах одновременно.



1 – дискретные атомные уровни; 2 – энергетические зоны, образовавшиеся из атомных уровней;  $R$  – расстояние между атомами

Рисунок 2 – Расщепление энергетических уровней и образование энергетических зон в кристалле

На рисунке 3 показана схема заполнения энергетических зон в металлах. Рассмотрим каждую зону в отдельности. Зона 3 заполнена частично (рисунок 3, а). Относится к случаю, когда она образуется из атомного уровня, который в атоме заполнен не полностью. При абсолютном нуле электроны всех уровней находятся в основном состоянии. Часть зоны 3, заполненная при абсолютном нуле валентными электронами, называется валентной зоной – зона 4. Расположенные выше уровни энергии, не занятые электронами при  $T=0$  К, называются свободной зоной (5).



1 – заполненные зоны; 2 – запрещенные зоны; 3 – частично заполненная зона; 4 – валентная зона; 5 – свободная зона; 6 – возникновение перекрытия зон;  $E_z$  – ширина запрещенной зоны

Рисунок 3 – Заполнение энергетических зон в металлах

При получении дополнительной энергии (например, при повышении температуры) электроны из валентной зоны могут перейти на нижние уровни свободной зоны. Часть свободной зоны, куда переходят электроны из валентной зоны, получила название зоны проводимости. Электроны, находящиеся в зоне проводимости, принимают участие в создании тока – тока проводимости.

На рисунке 3, б показана схема перекрытия зон. Перекрытие зон имеет место для ряда металлов, обуславливая их проводимость, например, в меди.

Приложим к проводнику напряжение, создав в нем электрическое поле напряженностью  $E$ . На каждый свободный электрон в зоне проводимости теперь со стороны поля действует сила  $F = -eE$ . Существовавшая симметрия в распределении электронов по скоростям до наложения поля нарушается: электроны, движущиеся по направлению поля – ускоряются, против поля – замедляются. Это сказывается на изменении энергии электронов, т.е. их переход в новые квантовые состояния с большей или меньшей энергией. Для того чтобы такие переходы состоялись, необходимо чтобы в зоне, где находятся



электроны, были свободные уровни, что имеет место для зон, которые укомплектованы не полностью.

Таким образом, наложение поля на проводник способствует появлению у части электронов направленного движения против поля, т.е. возникает электрический ток. Такой механизм имеет место во всех проводящих веществах. Это основное условие появления у веществ высокой проводимости: в энергетическом спектре должны быть не полностью укомплектованные зоны.

### 1.3 Колебания кристаллической решетки. Фононы

В результате теплового воздействия атомы кристаллической решетки совершают колебания около точки равновесия (узлов атомной решетки). Все атомы в кристалле связаны между собой, поэтому характер колебаний атомов в кристалле имеет сложный характер. Каждый из атомов участвует во всех этих колебаниях, и колебания носят хаотический характер.

Для определения энергии колебания атомов в кристаллической решетке используется квантово-механическое рассмотрение. С точки зрения квантовой механики энергия  $E$  колебаний атомов с частотой  $\omega$  может принимать только дискретный ряд значений

$$E = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega, \quad (1)$$

где  $n=0, 1, 2, \dots$  - квантовое число;

$\hbar$  – постоянная Планка с чертой.

Из соотношения (1) следует: минимальная энергия колебаний не равна нулю, а равна  $\frac{1}{2}\hbar\omega$  – энергия может изменяться только порциями  $\hbar\omega$ .

Таким образом, можно записать, что минимальная энергия колебания атома равна

$$E_{\text{мин}} = \frac{1}{2} \hbar\omega. \quad (2)$$

Следовательно, в природе не существует не колеблющихся атомов. Порция энергии  $\hbar\omega$  получила название фонон, а колебания атомов с нулевыми энергиями  $\frac{1}{2}\hbar\omega$  получили название нулевых колебаний атомов.

Энергия нулевых колебаний в кристалле остается всегда постоянной. Она становится равной нулю при исчезновении (разрушении) кристалла. Поэтому фононы называют квазичастицами (в отличие от реальных частиц, таких как фотон или электрон).

При рассмотрении процессов в кристалле энергию нулевых колебаний не учитывают и для определения энергии фононов пользуются формулой

$$E = n\hbar\omega. \quad (3)$$

Следовательно, при рассмотрении энергии колебательных процессов в кристалле можно считать: колебание в кристалле возбуждено не до  $n$ -го колебательного уровня, а что в кристалле имеется  $n$  фононов с энергией по  $\hbar\omega$  каждый. В кристалле могут возбуждаться колебания с разными частотами, следовательно, фононы могут иметь разные энергии.

#### 1.4 Электрическое сопротивление

Как следует из зонной теории твердых тел, кристаллическую решетку можно представить как объем, заполненный смесью электронного и фононного газа. Взаимодействие электронов с колеблющейся решеткой (столкновение электронов с фононами) и рассеяние на ней обуславливает появление электрического сопротивления.

Процесс взаимодействия электрона с решеткой можно рассматривать как процесс поглощения или излучения электроном фонона. До столкновения электрон обладал энергией  $W$ , после столкновения он имеет энергию  $W'$ . В условиях сохранения закона энергии энергия электрона увеличивается или уменьшается на величину  $\hbar\omega$

$$W' = W \pm \hbar\omega. \quad (4)$$

Наряду с взаимодействием электронов с атомами колеблющейся решетки, происходит их столкновения с примесями решетки и с другими электронами. Каждое из этих взаимодействий характеризуется своей длиной свободного пробега  $\lambda$ : взаимодействие с фононами –  $\lambda_f$ , с атомами примеси –  $\lambda_{np}$ , и электронами –  $\lambda_e$ . Сопротивление проводников определяется наиболее вероятными столкновениями. Получено, что такой длиной является  $\lambda_f$ .

Приложим к проводнику напряжение  $U$ , которое создаст внутри проводника электрическое поле напряженностью  $E_э$ . На электроны проводимости со стороны данного поля действует сила

$$F = -eE_э. \quad (5)$$

В результате у электронов на длине свободного пробега  $\lambda_f$  наряду с хаотическим движением возникает направленное движение. Возникающее направленное движение электронов с некоторой средней скоростью  $v_{др}$  будет определять электрический ток  $I$  через проводник. Сила тока в проводнике связана с его сопротивлением  $R$  законом Ома

$$I = \frac{U}{R}. \quad (6)$$

В СИ единицей сопротивления  $R$  является Ом: сопротивлением 1 Ом обладает проводник, через который при напряжении  $U=1$  В протекает ток  $I=1$  А. Электрическое сопротивление  $R$  проводов определяется по формуле

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (7)$$

где  $\rho$  – удельное сопротивление материала провода, Ом·м;

$l$  – длина провода, м;

$S$  – поперечное сечение провода, м<sup>2</sup>.

В связи с тем, что значения  $\rho$  для такой единицы измерения представляет собой небольшие числа, за единицу удельного сопротивления принята единица: Ом·мм<sup>2</sup>/м, в этом случае сечение будет измеряться в квадратных миллиметрах.

## 1.5 Электропроводимость проводников

При расчетах вместо электрического сопротивления  $R$  часто пользуются обратной величиной – проводимостью  $\sigma$ :  $\sigma=1/R$ . Единицей проводимости является Сименс:  $1 \text{ См}=1/\text{Ом}$ .

Рассмотрим определение проводимости проводника через микроскопические параметры, характеризующие электронный газ в нем.

Среднее время  $\tau$  свободного пробега между двумя взаимодействиями с узлами кристаллической решетки определяется через отношение средней длины свободного пробега  $\lambda_{\phi}$  к значению средней скорости  $v$  движения электронов:  $\tau=\lambda_{\phi}/v$ . Для металлов средняя скорость  $v$  электронов в отсутствие поля много больше скорости  $v_{др}$  электронов под действием поля. Получено, что значение  $v$  составляет порядка  $1,6 \cdot 10^6$  м/с, а скорость  $v_{др}$  имеет значение порядка 0,3 м/с (при  $E=10^{-2}$  В/м). Поэтому при вычислении проводимости и, соответственно, плотности электрического тока можно принять, что средняя скорость электронов в проводнике остается практически неизменной. Выделим в цилиндрическом проводнике объем с основанием  $S=1 \text{ м}^2$  и образующей равной  $v_{др}$ , совпадающей с направлением дрейфа (рисунок 4).

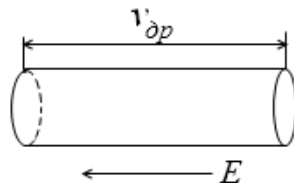


Рисунок 4 – К выводу формулы для плотности тока

Электроны, заключенные в данном объеме, за время 1 с, пройдя его, выйдут из данного объема и создадут плотность тока

$$j=env_{др}. \quad (8)$$

где  $n$  – концентрация электронов в зоне проводимости проводника.

По закону Ома плотность тока (дифференциальный вид закона Ома)

$$j=\gamma E, \quad (9)$$

где  $\gamma$  – удельная электропроводность проводника, которая обратна удельному сопротивлению проводника.

Плотность тока определяется, как отношение тока в проводнике к площади его поперечного сечения  $j=I/S$  (Данная формула используется для расчета плотности тока при конкретных значениях тока и сечения и не показывает взаимосвязь между этими величинами при их изменении с точки зрения физических процессов в проводниках. Это связано с не пропорциональным изменением тока при изменении сечения проводника, что в свою очередь определяется разным протекаем тепловых процессов).

Объединяя выражения (8) и (9), получается

$$\gamma = enu_e, \quad (10)$$

где  $u_e = v_{др}/E$  – подвижность электронов.

Используя выражение для дрейфовой скорости электрона (получено из решения кинетического уравнения Больцмана)

$$v_{др} = \frac{e}{m} \tau E, \quad (11)$$

формула для подвижности электронов принимает вид

$$u_e = \frac{e\tau}{m}. \quad (12)$$

С учетом данной формулы для определения проводимости  $\gamma$  получаем

$$\gamma = \frac{ne^2\tau}{m} \text{ или } \gamma = \frac{ne^2\lambda_{\phi}}{m\nu_m}. \quad (13)$$

Отметим, что в общем случае время  $\tau$  свободного пробега зависит от энергии электронов. Поэтому в выражении должно использоваться усредненное время всех электронов, участвующих в создании тока через проводник. Все электроны проводимости принимают, не зависимо друг от друга, участие в создании электрического тока и формировании электропроводности проводника.

Так как величина, обратная удельному сопротивлению, представляет удельную проводимость, то удельная проводимость  $\gamma \sim 1/\rho$ . Размерность удельной проводимости м/Ом·мм<sup>2</sup>.

Удельная проводимость, как и удельное сопротивление, зависит от свойств материала (приложение А, таблица А.1).

Заменив удельное сопротивление удельной проводимостью, для расчета сопротивления можно использовать формулу

$$R = \frac{l}{\gamma S}. \quad (14)$$

## 1.6 Зависимость удельного сопротивления от температуры

В металлах концентрация  $n$  электронов и скорость электронов  $v$  в области проводимости практически независимы от температуры  $T$ . Поэтому температурная зависимость  $\gamma$  определяется только через средний свободный пробег  $\lambda_{\phi}$ .

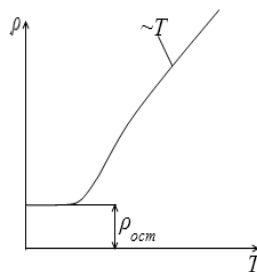


Рисунок 5 – Зависимость удельного сопротивления чистого металла от температуры

На рисунке 5 показана схематическая кривая зависимости удельного сопротивления чистых металлов от температуры. Рассмотрим область высоких температур. Длина свободного пробега  $\lambda_{\phi}$  очень сильно зависит от температуры. Так в меди значение  $\lambda_{\phi}$  изменяется от  $4 \cdot 10^{-5}$  см при температуре  $T=100$  К до  $7 \cdot 10^{-7}$  см при температуре  $T=1300$  К, т.е. уменьшается.

Но это в сотни раз больше расстояния между атомами в решетки кристалла. Следовательно, эффективные сечения рассеяния электронов на

узлах кристаллической решетки (ионах) много меньше, чем их геометрические размеры. Отсюда следует, что ионы кристаллической решетки в первом приближении можно считать, как бы прозрачными для движущихся электронов.

Как указывалось выше, сопротивление проводников определяется длиной свободного пробега  $\lambda_f$ . При повышении температуры возрастают колебания кристаллической решетки. В результате рассеяние на фононах увеличивается, а длина  $\lambda_f$  уменьшается: происходит значительное изменение направленного движения электронов при каждом взаимодействии с колеблющим атомом (фононом), т.е. сопротивление проводника повышается. Согласно квантово-механическому рассмотрению, длина свободного пробега  $\lambda_f$  не зависит от энергии рассеивающего электрона, а зависит лишь от концентрации фононов:  $\lambda_f \sim n_f$ . Так как в области высоких температур  $n_f \sim T$ , то  $\lambda_f \sim T$ . В связи с этим получаем для удельного сопротивления пропорциональность  $\rho \sim T$ , а проводимость  $\gamma \sim 1/T$ .

В области низких температур проводимость начинает быстро, пропорционально  $1/T^5$ , возрастать с понижением температуры. То есть, та доля сопротивления, которая вызвана тепловыми колебаниями решетки, должна уменьшаться до нуля. Однако даже при температурах близких к 0 К у металлов наблюдается остаточное сопротивление, которое не зависит от температуры и определяется концентрацией примесей. На величину данного сопротивления влияют также механические дефекты в проводнике, остаточные механические напряжения и многое другое.

Явление, наблюдающее у проводников и сплавов при температурах близких к 0 К, когда сопротивление скачкообразно уменьшается на несколько порядков, получило название сверхпроводимость. Однако невозможно получить температуру, равную нулю Кельвинов, а также невозможно изготовить совершенно чистый проводник, поэтому существует некоторый предел по сопротивлению, к которому можно стремиться, понижая температуру и очищая проводник от примесей.

Расчет сопротивлений при различных температурах проводится по формуле

$$R_2=R_1[1+\alpha(T_2-T_1)], \quad (15)$$

где  $R_2$  и  $R_1$  – сопротивления при температурах  $T_2$  и  $T_1$  соответственно, Ом;

$\alpha$  – температурный коэффициент сопротивления, 1/К.

Принимая во внимание, что в диапазоне от 0 до 100 °С почти для всех металлов удельное сопротивление зависит линейно, удельное сопротивление можно рассчитать по формуле

$$\rho=\rho_0(1+\alpha t), \quad (16)$$

где  $t$  – температура, °С;

$\rho_0$  – удельное сопротивление при 0 °С (табличное значение).

Для многих металлов коэффициент  $\alpha$  по численному значению близко к 0,00367 или к 1/273.

Благодаря своим проводящим свойствам основными материалами, используемых в электротехнике для изготовления проводов, являются медь, алюминий и сталь.

## **2 Порядок выполнения работы**

2.1 Собрать электрическую цепь, состоящую из источника тока, ключа, резистора (проводник из меди), амперметра и вольтметра.

2.2 Замкнуть ключ и снять показания приборов. Разомкнуть ключ.

2.3 Используя формулу (6), рассчитать сопротивление и электрическую проводимость медного проводника.

2.4 Используя формулы (7) и (9), рассчитать удельное сопротивление и удельную проводимость проводника, плотность тока и напряженность электрического поля в проводнике. Длина проводника и его площадь поперечного сечения записаны на резисторе.

2.5 Записать температуру в помещении.



2.6 По формуле (16) рассчитать удельное сопротивление при данной температуре (удельное сопротивление при 0 °С определяется по таблице А.1 приложения А).

2.7 Сравнить полученные в пунктах 2.4 и 2.6 значения удельных сопротивлений.

2.8 Выполнить пункты 2.1-2.7 для алюминиевого проводника.

2.9 Разобрать электрическую цепь.

2.10 Используя данные таблицы А.2 (приложение А) рассчитать допустимую плотность тока при различных температурах для провода из меди и алюминия. Результаты расчетов занести в таблицу 1. Построить график зависимости плотности тока от площади сечения проводов при различных температурах.

2.11 По полученным результатам сделать вывод.

Таблица 1 – Результаты расчета плотности тока (сначала для меди, затем для алюминия)

Температура $T$ , °С	Плотность тока $j$ , А/мм <sup>2</sup>	Сечение провода $S$ , мм <sup>2</sup>						
		1	2,5	4	6	10	16	25
20	$j$							
25	$j$							

### 3 Контрольные вопросы

1 Перечислить основные экспериментальные факторы, подтверждающие электронную структуру строения металлов.

2 Что представляет собой «электронный газ».

3 Что определяет электропроводность проводников?

4 Объясните энергетическую диаграмму металлов.

5 Как располагаются электроны на энергетической диаграмме при абсолютном нуле?

6 Что определяет длину свободного пробега электронов в проводниках?

7 Как называется минимальная энергия колебаний атомов в узлах кристаллической решетки?

8 Объясните зависимость удельной проводимости от температуры.

### **Библиографический список**

1 Оселедчик, Ю.С. Физика: Модульный курс для технических вузов: учеб. пособие для бакалавров / Ю.С. Оселедчик, П.И. Самойленко. – М.: Издательство Юрайт; ИД Юрайт, 2013. – 526 с. – (Серия: Бакалавр. Базовый курс).

2 Трофимова, Т.И. Курс физики: учеб. пособие для вузов. Рек. МО. – 17-е изд., стер. / Т.И. Трофимова. – М.: Издат. центр «Академия»: Высш. шк., 2010. – 560 с.

3 Савельев, И.В. Курс общей физики. В 5 кн. Кн.3.Молекулярная физика и термодинамика: Учеб. пособ. для втузов / И.В. Савельев. – М.: ООО "Изд-во АСТ", 2007. – 208 с.

4 Детлаф, А.А. Курс физики: учеб. пособ. для втузов. Рек. МО. – 6-е изд., стер. / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: Издат. центр "Академия", 2009. – 720 с.

## Приложение А

### Данные для расчета характеристик проводников

Таблица А.1 – Свойства проводниковых материалов при температурах 0 и 20 °С

Материал	Удельное сопротивление $\rho$ , Ом·мм <sup>2</sup> /м		Удельная проводимость $\gamma$ , м/(Ом·мм <sup>2</sup> )		Средние значения температурного коэффициента сопротивления $\alpha$ , (°С) <sup>-1</sup>
	$T, 0\text{ }^{\circ}\text{C}$	$T, 20\text{ }^{\circ}\text{C}$	$T, 0\text{ }^{\circ}\text{C}$	$T, 20\text{ }^{\circ}\text{C}$	
Медь	0,0155	0,0175	64,5	57	0,0041
Алюминий	0,0253	0,0224	39,5	34	0,0042
Сталь	0,0869	0,013	11,48	7,7	0,0057

Таблица А.2 – Длительно допустимые расчетные нагрузки для проводов с резиновой или полихлорвиниловой изоляцией с медными и алюминиевыми проводами при расчетной температуре окружающего воздуха +25 °С, проложенных внутри здания

Сечение провода, мм <sup>2</sup>	1	2,5	4	6	10	16	25
Токовая нагрузка*, А	17/13	30/24	41/32	50/39	80/60	100/75	140/105

\*Примечания.

1 В числителе приведены нагрузки для медных проводов, а в знаменателе – для алюминиевых.

2 При расчетной температуре воздуха  $T_p$ , отличной от 25 °С, нагрузки, приведенные в таблице, умножаются на коэффициент

$$k = \sqrt{\frac{T_{\delta} - T_p}{T_{\delta} - 25}},$$

где  $T_{\delta}$  – максимальная допустимая температура провода в изоляции. Для проводов с резиновой или полихлорвиниловой изоляцией величина  $T_{\delta}=65\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Учебное издание

**Тинина** Елена Валериевна

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ**

Методические указания по выполнению лабораторной работы

Подписано в печать \_\_\_\_\_. Тираж 10 экз.  
Рязанский институт (филиал)  
Московского политехнического университета  
390000, г. Рязань, ул. Право-Лыбедская, 26/53