

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**  
**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ**  
**УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ**  
**«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
**ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ДИЗАЙНА»**  
**ВЫСШАЯ ШКОЛА ТЕХНОЛОГИИ И ЭНЕРГЕТИКИ**

**Кафедра физики**

# **Ф И З И К А**

## **ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ**

**Учебно-методическое пособие**  
**к лабораторным работам № 2 – 31, 2 – 41, 2-51**  
**для бакалавров всех факультетов**

**Санкт-Петербург**  
**2016**

УДК 537(072)

Физика. Электромагнетизм: учебно-методическое пособие к лабораторным работам № 2-31, 2-41, 2-51 / сост. В. И. Лейман, О. Ю. Деркачева, В. М. Максимов, А. Л. Ашкалунин: под общ. ред. проф. В. И. Леймана; – СПб.:ВШТЭ СПбГУПТД, 2016. – 49 с.

Методическое пособие содержит описание трех лабораторных работ по электричеству с кратким изложением теории по каждой работе. Предназначается для бакалавров всех специальностей.

Рецензент: доцент кафедры физики ВШТЭ СПбГУПТД, канд. физ.-мат. наук М. Н. Полянский

Подготовлено и рекомендовано к печати кафедрой физики ВШТЭ СПбГУПТД (протокол № 2 от 28.10.2016 г.).

Утверждено к изданию методической комиссией Института энергетики и автоматизации ВШТЭ СПбГУПТД (протокол № 3 от 11.11. 2016 г.).

Редактор и корректор В.А. Басова  
Техн. редактор Л.Я. Титова.

Темплан 2016 г., поз. 138.

Подп. к печати 13.12.2016 г. Формат 60×84/16. Бумага тип № 1.

Печать офсетная. Объем печ. л. 3,0; уч.-изд. л. 3,0.

Тираж 50 экз. Изд. № 138 . Цена «С». Заказ №

Ризограф Высшей школы технологии и энергетики СПбГУПТД, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 4.

## ТЕМА 2-3. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ ПРОВОДИМОСТИ

### Классическая теория проводимости металлов

Металлы представляют собой кристаллическую решетку, состоящую из положительных ионов и хаотически двигающихся между ними свободных электронов, образующих электронный газ (рис.1). Например, при образовании металлической меди нейтральные атомы меди отщепляют один электрон, который может перемещаться по всему металлу. Образовавшиеся положительные ионы меди располагаются в узлах кристаллической решетки. Электроны двигаются хаотически со скоростью около 100 км/с (при комнатной температуре) и сталкиваются в основном с ионами.

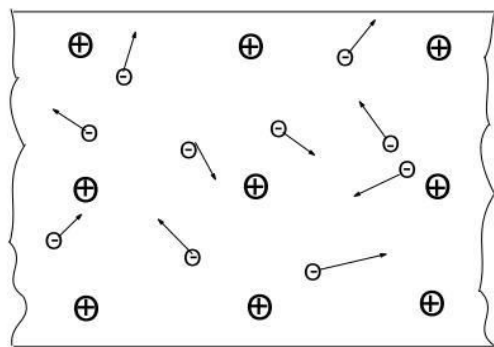


Рис. 1

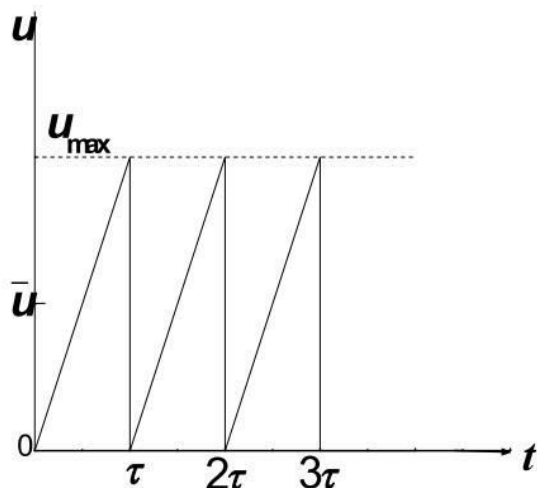
При создании внешнего электрического поля напряженностью  $E$  (включение разности потенциалов между концами проводника) электроны приобретут дополнительную скорость движения в направлении действия поля. В результате возникает направленный перенос зарядов – электрический ток. Под действием силы электрического поля  $F = eE$

каждый электрон начнёт двигаться с ускорением, равным

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}, \quad (1)$$

где  $m$  - масса электрона,  $e$  - заряд электрона. Со временем скорость электрона будет возрастать  $u=at$ . Однако при столкновении с положительными ионами направление движения электрона изменяется случайным образом, при этом направленное движе-

ние переходит в хаотическое. За время свободного пробега  $\tau$  электронов скорость их дрейфа меняется от нуля до максимальной величины  $u_{\max} = a\tau$  (рис.2). Тогда средняя скорость их направленного движения с учетом (I),



$$\bar{u} = \frac{0 + u_{\max}}{2} = \frac{eE}{2m} \tau. \quad (2)$$

Зная концентрацию электронов  $n$  в проводнике и их среднюю скорость дрейфа  $\bar{u}$  можно вычислить плотность тока  $j$  в проводнике:

$$j = ne\bar{u}. \quad (3)$$

Рис. 2

С учетом (2) получаем

$$j = \frac{ne^2\tau}{2m} E. \quad (4)$$

Время свободного пробега электронов  $\tau$  определяется отношением средней длины свободного пробега  $l$  к полной скорости электрона, состоящей из скорости хаотического движения  $v$  и скорости дрейфа  $\bar{u}$ . Но так как  $v \gg u$ , то  $\tau = l/v$ . Подставляя это значение  $\tau$  в (4), получим

$$j = \frac{ne^2l}{2mv} E = \sigma E, \quad (5)$$

т.е. плотность тока в проводнике пропорциональна напряженности поля, а это и есть формулировка *закон Ома в дифференциальной форме*. Коэффициент  $\sigma$  в выражении (5) называется удельной проводимостью металла:

$$\sigma = \frac{ne^2l}{2mv}, \quad (6)$$

обратная величина  $\rho = 1/\sigma$  называется удельным сопротивлением

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{2mv}{ne^2l} \quad (7)$$

Согласно теории идеального газа скорость хаотического движения электронов;

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (8)$$

Отсюда следует, что сопротивление проводника должно возрастать пропорционально  $\sqrt{T}$ . В действительности сопротивление металлов в широком диапазоне температур линейно возрастает с ростом  $T$ . Причина этого расхождения объясняется квантовой теорией электропроводности, в которой учитывается уменьшение длины свободного пробега с ростом температуры кристаллической решетки, состоящей из положительных ионов ( $l \sim T^{-1}$ ). В то же время  $v$  мало меняется с ростом температуры. Отсюда следует, что

$$R \sim \rho \sim T \quad (9)$$

### Выводы

1. В отсутствие электрического поля электроны в проводнике совершают тепловое хаотическое движение.

2. При включении поля возникает направленное движение электронов - дрейф вдоль силовых линий поля (скорость направленного движения приобретает электронами за время между столкновениями их с ионами решетки).

3. Сопротивление металлов обусловлено столкновением электронов с положительными ионами. При этом направленное движение переходит в хаотическое, так как направление движения при столкновении меняется произвольным образом.

4. При столкновении энергия направленного движения электронов переходит в энергию теплового движения кристаллической решетки - джоулево тепло.

## Понятие о зонной теории проводимости

Как известно, электроны в атоме могут находиться только в стационарных состояниях, которым соответствуют определенные значения энергии электрона - *энергетические уровни*. При сближении атомов в кристаллах эти уровни расщепляются на большое число близких уровней, образуя разрешенную *энергетическую зону*. Число уровней в зоне очень велико - порядка числа атомов в кристалле, а расстояние (энергетическое) между соседними уровнями мало. Разрешенные зоны отделены друг от друга *запрещенными зонами* – интервалами энергий, в которых нет энергетических уровней. Наиболее внешние электроны атомов (валентные электроны) заполняют одну из разрешенных зон энергии в кристаллах - *валентную зону*. Это наиболее высокая зона, в которой имеются электроны при  $0^\circ \text{ К}$ . Структура зон и их заполнение определяют электропроводящие свойства кристалла.

Заполнение энергетических зон в кристаллах определяется *принципом Паули*: на каждом энергетическом уровне может находиться не более одного электрона. В соответствии с этим принципом при  $0^\circ \text{ К}$  электроны заполняют все уровни, начиная с самого нижнего до уровня Ферма.

В *диэлектриках* валентная зона полностью заполнена, и это приводит к отсутствию проводимости. Различные энергетические уровни электрона в валентной зоне соответствуют движению электрона с разной скоростью и в разных направлениях. Для того чтобы возник ток под действием электрического поля необходимо, чтобы увеличилась скорость и количество электронов, движущихся в направлении поля. Это соответствует переходу электронов на другие энергетические уровни. Но такой переход на уровни валентной зоны невозможен по принципу Паули, так как они уже все заполнены. Переход на уровни в более высокой зоне невозможен, так как ширина запрещенной зоны в диэлектриках  $3 - 10 \text{ эВ}$ , а электрическое поле может сообщить энергию не более  $10^{-8} \text{ эВ}$ . Таким образом, электрическое поле не

может изменить движение электронов в диэлектриках и вызвать появление электрического тока.

В *металлах* валентная зона заполнена частично. Поэтому под действием электрического поля электроны переходят на свободные уровни, т.е. изменяют свое движение и возникает ток. В переносе тока участвуют только электроны этой зоны, поэтому верхнюю частично заполненную зону называют зоной проводимости. Концентрация электронов в зоне проводимости металлов велика, порядка концентрации ионов, и не зависит от температуры.

В *полупроводниках* заполнение зон такое же, как и в диэлектриках. Поэтому при температурах, близких к  $0^\circ\text{K}$ , они не проводят электрический ток. Но ширина запрещенной зоны у них меньше чем у диэлектриков, она не превышает 3 эВ. Поэтому при более высоких температурах часть электронов из валентной зоны переходит за счет теплового движения в более высокую зону. Эти электроны под действием электрического поля начинают свое движение, и возникает электрический ток. Эти электроны называются *электронами проводимости*, а зона, в которой они находятся – *зоной проводимости*.

На рис. 3 показана схема зон различных кристаллов, где  $o$  - электрон на данном уровне;  $V$  - валентная зона;  $C$  - зона проводимости;  $W_g$  - ширина запрещенной зоны;  $W$  - энергия электронов.

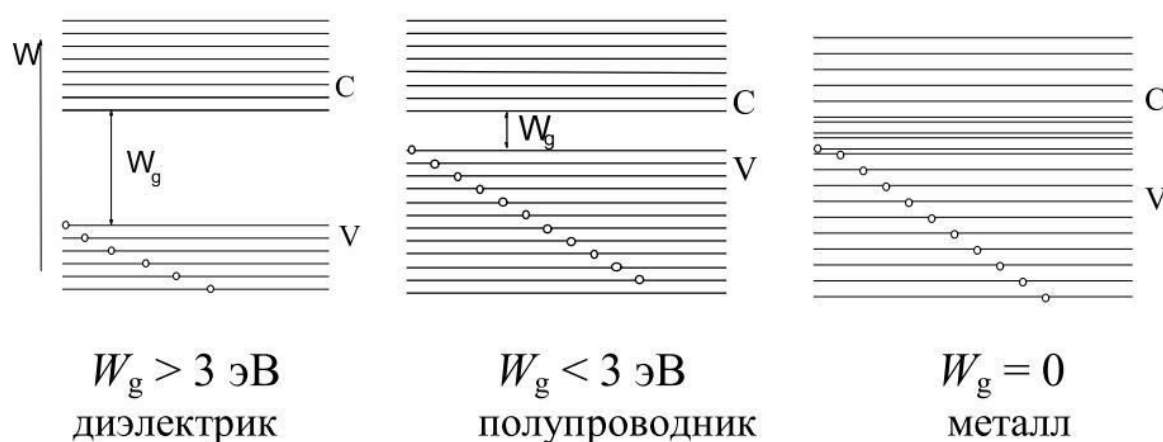


Рис. 3

Проводимость полупроводника, обусловленная электронами в зоне проводимости, называется *электронной* или *n* – проводимостью. Но после ухода части электронов из валентной зоны в зону проводимости в валентной зоне появляются вакантные уровни-дырки. Под действием внешнего поля электроны валентной зоны могут переходить на вакантные уровни, при этом также возникает ток. Движение электронов валентной зоны удобно описывать как движение вакансий - дырок, которые ведут себя как частицы с положительным зарядом. Проводимость полупроводника, обусловленная вакантными уровнями в валентной зоне, называется – *дырочной* *проводимостью* или проводимостью *p* - типа. Пусть  $n_-$  и  $n_+$  концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. В чистом полупроводнике

$$n_- = n_+ = n_0 \cdot \exp(-W_g/2kT).$$

Плотность тока в полупроводнике складывается из плотности тока электронов и дырок.  $j = en_-u_- + en_+u_+$ . Дырки и электроны имеют противоположные заряды, но они и двигаются в противоположные стороны, поэтому плотности их тока имеют один знак. Скорости направленного движения электронов и дырок пропорциональны напряженности поля

$u_+ = b_+E$ ,  $u_- = b_-E$ .  $b_+$  и  $b_-$  называются подвижностями дырок и электронов.

С ростом температуры экспоненциально растет концентрация носителей тока, поэтому экспоненциально растет и удельная проводимость полупроводников:

$$\sigma = Ae^{-\frac{W_g}{2kT}}. \quad (10)$$

Добавляя специальные примеси можно менять концентрацию носителей тока в полупроводнике. *Донорные примеси* и отдают электроны в зону проводимости и увеличивают *n* - проводимость полупроводника. *Акцепторные примеси* забирают электроны из валентной зоны и создают дырочную проводимость. На рис. 4 показана зонная схема собственного и примес-

ного полупроводника, где а - собственный полупроводник; б - полупроводник с донорной примесью; в - полупроводник с акцепторной примесью.

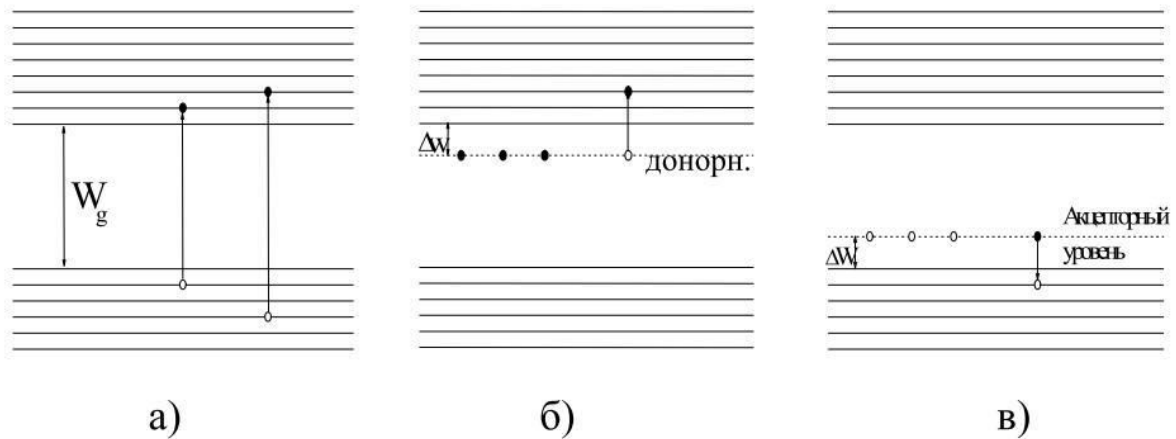


Рис. 4

С помощью примесей можно создавать полупроводники с чисто электронной ( $n$  - типа) и чисто дырочной ( $p$  - типа) проводимостью. Для примесных полупроводников:

$$\sigma = A e^{-\frac{\Delta W}{kT}}, \quad (11)$$

где  $\Delta W$  - энергия, необходимая для перевода электронов с донорных уровней в зону проводимости или валентных электронов на уровни акцепторной примеси.

### Контрольные вопросы и задачи

1. К проводнику длиной 20 см приложено напряжение 10 В. Найдите среднюю скорость направленного движения электронов в этом проводнике, если среднее время свободного пробега электронов 0,2 нс.

2. Квантовая система имеет четыре энергетических уровня, на которых находятся три электрона. Сколько различных заполнений уровней имеет данная система? Нарисуйте их.

3. Сопротивление металла при нагревании увеличилось на 20 %. Почему? Что и как изменилось в металле?

4. Сопротивление полупроводника уменьшилось при нагревании в 2 раза. Почему? Что и как изменилось в полупроводнике?

5. Имеются три вещества со следующими зонами: а) валентная зона заполнена на половину; б) валентная зона полностью заполнена, ширина запрещенной зоны 0,9 эВ; в) валентная зона полностью заполнена, ширина запрещенной зоны 9 эВ. Как и почему изменится удельное сопротивление этих веществ при нагревании?

6. В некотором полупроводнике концентрация дырок в три раза превышает концентрацию электронов проводимости. Какая примесь была добавлена в полупроводник?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2-31

### ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В работе исследуются температурные зависимости сопротивления металлов и полупроводников, определяется температурный коэффициент сопротивления металла и ширина запрещенной зоны полупроводника.

*Описание установки.* Для измерения сопротивления в работе используется мост Уитстона (рис. 1).

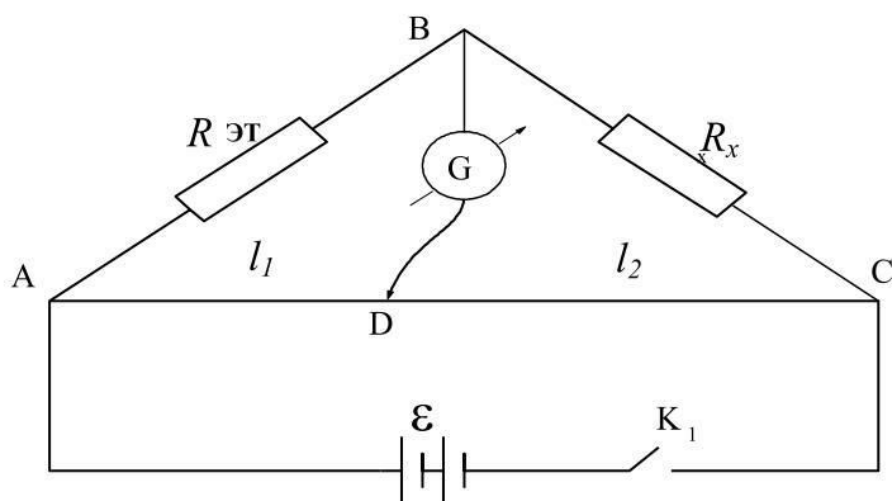


Рис.1

Мост представляет собой четыре сопротивления, образующие замкнутый четырехугольник  $ABCD$ , к одной диагонали которого  $AC$  подводится напряжение от источника питания, а в другую  $BD$  включён гальванометр  $G$ . В качестве сопротивлений  $AD$  и  $DC$  обычно используется *реохорд* - однородная калиброванная проволока из материалов с высоким удельным сопротивлением. По реохорду перемещается подвижный контакт  $D$ . Это позволяет плавно изменять сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  участков реохорда  $AD$  и  $DC$ .

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

Мост называется уравновешенным, если ток в диагонали  $BD$  отсутствует. Для этого должны быть равны потенциалы точек  $B$  и  $D$ . Но тогда  $U_{AB} = U_{AD}$  и  $U_{BC} = U_{DC}$ . При отсутствии тока через гальванометр ток на участке  $AB$  равен току на участке  $BC$ , а ток в  $AD$  равен току в  $DC$ . Из закона Ома  $U = I R$ , тогда следует, что (при  $R_{эт.} = R_0$ )

$$\frac{U_{AB}}{U_{BC}} = \frac{R_0}{R_x} \quad , \quad \frac{U_{AD}}{U_{DC}} = \frac{R_1}{R_2} \quad .$$

Таким образом, равновесие моста достигается при

$$\frac{R_0}{R_x} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}.$$

Зная  $R_0$  и измерив  $l_1$  и  $l_2$ , можно найти  $R_x$ :

$$R_x = R_0 \frac{l_2}{l_1}. \quad (1)$$

Равновесия моста добиваются, передвигая движок реохорда.

В качестве  $R_x$  используются исследуемая металлическая проволока и полупроводниковое термосопротивление, закрепленное внутри нагревателя. Нагреватель подключается к регулируемому источнику напряжения. Схема питания нагревателя изображена на рис.2.

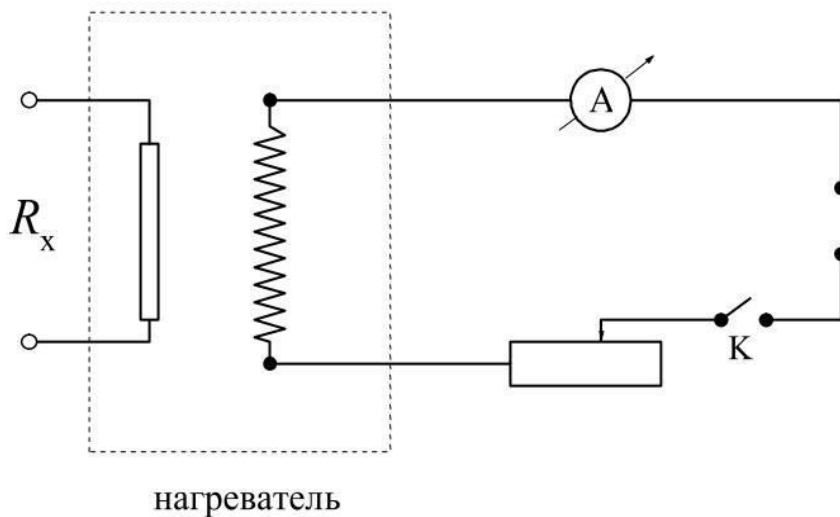


Рис.2

Температура сопротивления измеряется термометром. Все элементы моста Уитстона находятся на специальной панели и подключены к соответствующим клеммам. Имеется переключатель эталонных сопротивлений и клеммы для подключения измеряемого сопротивления  $R_x$ . Гальванометр снабжен переключателем, позволяющим менять чувствительность гальванометра.

## *Порядок выполнения работы*

1. Собрать схему (рис. 1 и 2). В качестве  $R_x$  подключить полупроводниковое термосопротивление. Подключить указанное эталонное сопротивление  $R_0$ .

2. После проверки преподавателем включить схему моста и измерить сопротивление при комнатной температуре. Для этого уравновесить мост, передвигая движок реохорда. В положении равновесия стрелка гальванометра стоит на нуле (посередине шкалы). При отклонении от положения равновесия в разные стороны стрелка гальванометра также отклоняется в разные стороны. Отсутствие отклонений стрелки гальванометра при разных положениях движка реохорда означает отсутствие контакта в цепи. После того как установлено приблизительное равновесие моста, следует нажать кнопку "точно" около гальванометра и окончательно уравновесить мост.

3. Записать температуру  $t$ ,  $R_0$  и длину плеч реохорда  $l_1$  и  $l_2$  в таблицу.

4. Включить нагреватель и установить заданный режим тока нагревателя, нагреть его на  $10 - 20^\circ$ .

5. После установления заданной температуры нагревателя измерить сопротивление, повторив пункты 2 и 3. Записать температуру нагревателя. Показания термометра следует записывать в момент равновесия моста.

6. Измерения сопротивления проводятся до температур  $140 - 160^\circ\text{C}$ . Если при равновесии моста  $l_1$  составляет меньше трети полной длины реохорда, следует включить другое  $R_0$ , так как при больших  $l_2 / l_1$  резко возрастает погрешность измерения сопротивления.

7. Провести измерения для металлического сопротивления. Для этого выполнить пункты 1-6, заменив нагреватель с термосопротивлением на нагреватель с металлическим сопротивлением.

8. Данные измерений занести в таблицу, указать номера исследуемых сопротивлений.

9. Рассчитать сопротивления  $R_x$  по формуле (1).

Таблица 1

| Металл № |           |             |             |             |             | Полупроводник № |          |                             |             |             |             |             |           |
|----------|-----------|-------------|-------------|-------------|-------------|-----------------|----------|-----------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-----------|
| №        | $t$<br>°C | $R_0$<br>Ом | $l_1$<br>мм | $l_2$<br>мм | $R_M$<br>Ом | $t$<br>°C       | $T$<br>К | $1000/T$<br>К <sup>-1</sup> | $R_0$<br>Ом | $l_1$<br>мм | $l_2$<br>мм | $R_T$<br>Ом | $\ln R_T$ |
| 1        |           |             |             |             |             |                 |          |                             |             |             |             |             |           |
| 2        |           |             |             |             |             |                 |          |                             |             |             |             |             |           |
| 3        |           |             |             |             |             |                 |          |                             |             |             |             |             |           |
| ·        |           |             |             |             |             |                 |          |                             |             |             |             |             |           |
| ·        |           |             |             |             |             |                 |          |                             |             |             |             |             |           |
| ·        |           |             |             |             |             |                 |          |                             |             |             |             |             |           |

10. По данным таблицы построить графики зависимости  $R = f(t)$  для металлического проводника и термосопротивления.

11. Из графика  $R_M = f(t)$  для металлического проводника определить температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$  как значение тангенса угла наклона прямой, деленного на  $R_{M0}$ :

$$R = R_{M0} (1 + \alpha t) .$$

На рис. 3 показан принцип вычисления  $R_0$  и  $\alpha$  из графика:

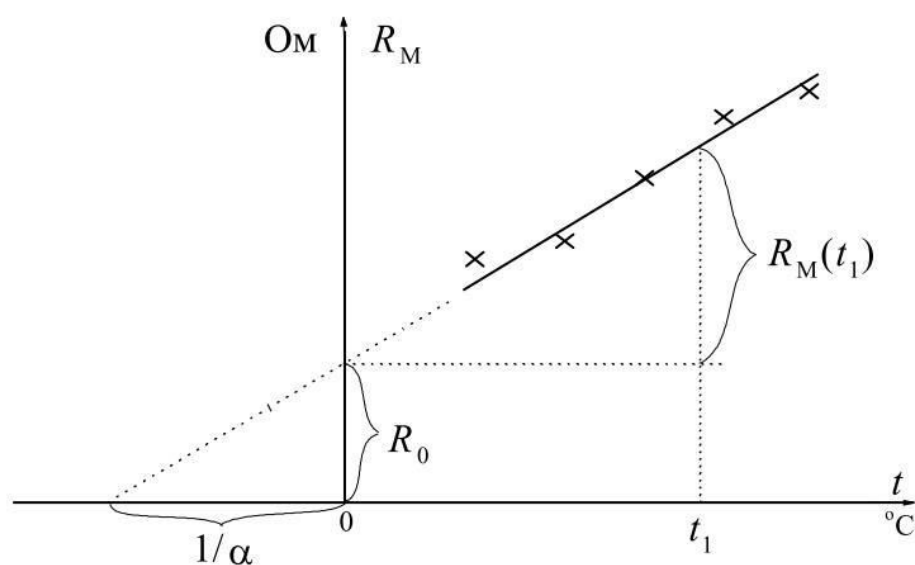


Рис.3

$$\alpha = \frac{R_M(t) - R_0}{R_0 t_1} \quad (2)$$

12. Построить график  $\ln R_T = f(1000/T)$  для полупроводникового термосопротивления и определить ширину запрещенной зоны полупроводника  $E_g$  из наклона прямой на графике. Для этого используем формулу зависимости сопротивления полупроводников от температуры:

$$R = A \exp[-E_g / 2kT], \quad (3)$$

отсюда

$$\ln R = \ln A - \frac{E_g}{2kT}.$$

Запишем уравнение (3) при разных температурах и вычтем одно из другого

$$\ln R_2 - \ln R_1 = -\frac{E_g}{2k} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right),$$

найдем  $E_g$ ,

$$E_g = 2000k \frac{\ln R_1 - \ln R_2}{1000/T_1 - 1000/T_2}. \quad (4)$$

Используя данные графика, находим  $E_g$  как тангенс угла наклона прямой. Ширину запрещенной зоны  $E_g$  привести в эВ.

На рис. 4 показан принцип вычисления  $E_g$  из графика

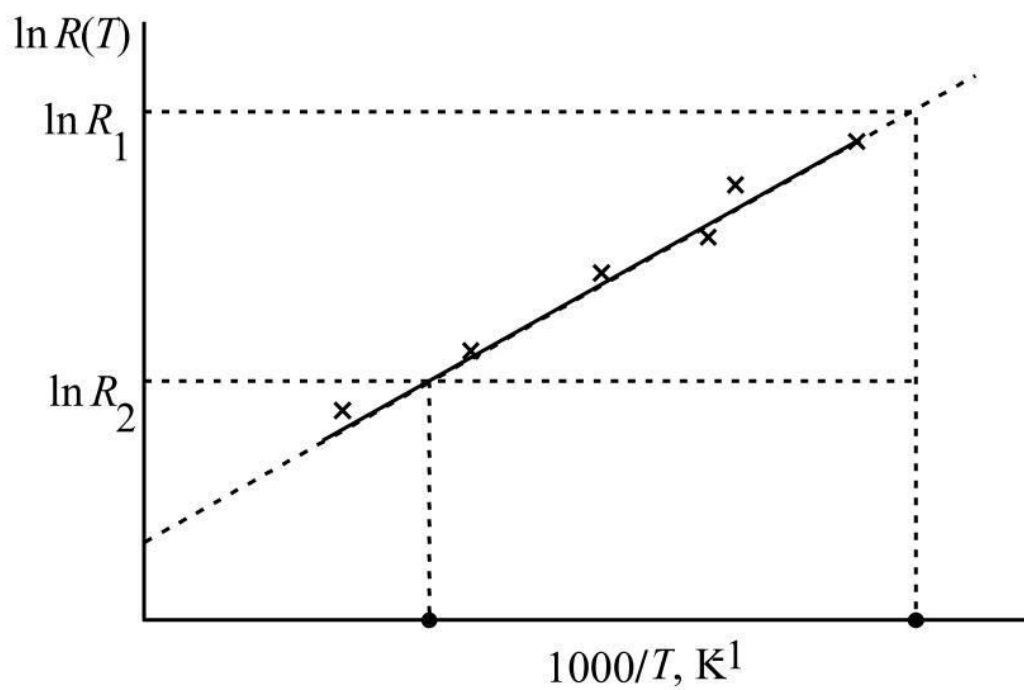


Рис. 4.

На оси ординат  $\ln R(T)$  выделить два некоторых значения величин  $\ln R_1$  и  $\ln R_2$ , затем провести две прямые, параллельные оси абсцисс  $1000/T$ . После этого на оси абсцисс  $1000/T$  также провести две вертикальные линии до пересечения с прямой данных эксперимента из Таблицы 1, как показано на рисунке. Определив разницу  $(\ln R_1 - \ln R_2)$  и  $(1000/T_2 - 1000/T_1)$  в точках 1 и 2 на рис. 4 вычислить значение по формуле (4).

## ТЕМА 2 - 4. ЯВЛЕНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Металлы состоят из положительных ионов, расположенных в узлах кристаллической решетки, и свободных электронов, двигающихся между ионами. Свободные электроны образуют электронный газ. Концентрация свободных электронов в металлах  $n = 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$ .

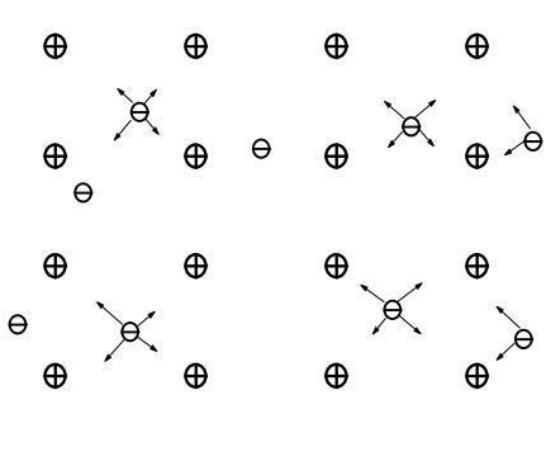


Рис. 1

На рис. 1 схематически изображено строение металла. Электроны внутри металла находятся в состоянии хаотического движения, но они не могут выйти из металла.

Рассмотрим причины этого. Между свободными электронами и положительно заряженными ионами решетки существуют силы кулоновского притяжения. Внутри металла эти силы в среднем уравниваются. Для электронов, находящихся вблизи поверхности металла, равно-

действующая этих сил направлена внутрь металла. В результате теплового движения отдельные электроны всё же покидают поверхность металла, удаляются от неё на несколько межатомных расстояний и затем, под действием сил притяжения, поворачивают обратно. Поэтому поверхность металла окутана электронной оболочкой толщиной в несколько межатомных расстояний.

Потенциальная энергия электрона вне металла равна нулю. Так как электрон втягивается внутрь металла, то его потенциальная энергия уменьшается и внутри металла отрицательна. Изменение потенциальной энергии внутри и вблизи металла в

зависимости от координаты  $X$  представлено на рис. 2.

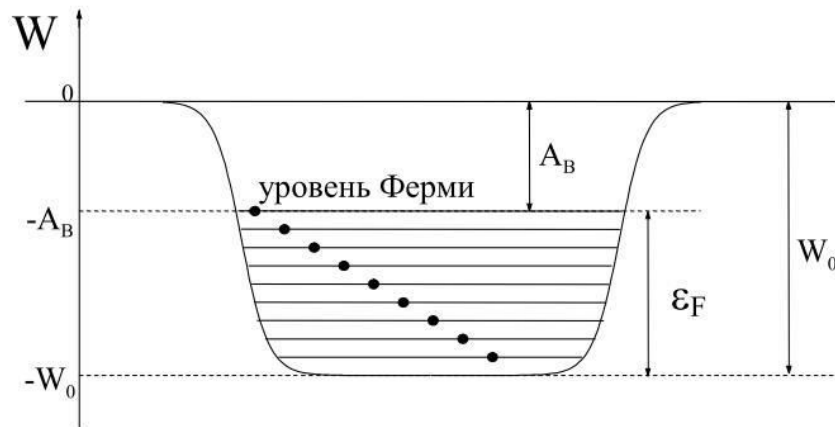


Рис. 2

По вертикальной оси отложена энергия электрона. В поверхностном слое потенциальная энергия быстро уменьшается, а внутри металла остаётся постоянной, таким образом, распределение потенциальной энергии электрона внутри металла можно представить в виде потенциальной ямы.

В классической электронной теории считается, что электроны проводимости могут обладать любыми значениями энергии. Согласно квантовой теории эта энергия может принимать дискретные (т.е. разделённые конечными промежутками) значения, называемые уровнями энергии. В кристалле уровни образуют зоны (см. тему 2-3). Расстояние между уровнями в зоне весьма невелико  $\sim 10^{-22}$  эВ ( $1\text{эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Дж). Тепловое движение и электрическое поле легко переводит электроны на более высокие энергетические уровни. Согласно квантовой теории электроны обладают ненулевой кинетической энергией даже при  $T = 0^\circ\text{K}$ . Это связано с *принципом Паули*: на каждом уровне может находиться не более одного электрона. При абсолютном нуле температур электроны заполняют уровни по порядку, начиная с самого нижнего. Высший заполненный уровень называется уровнем Ферми. Полная энергия электрона в металле складывается из потенциальной энергии  $W_{\text{пот}} = -W_0$ , где  $W_0$  - глубина потенциальной ямы, и кинетической энергии  $\varepsilon$ ,  $W = -W_0 + \varepsilon$ . При абсолютном нуле температур наибольшая кинетическая энергия

соответствует уровню Ферми и называется *энергией Ферми*

$\mathcal{E}_F$ . Следовательно, наибольшая энергия электронов в металле  $W = -W_0 + \mathcal{E}_F < 0$ . На рис. 2 электроны на заполненных уровнях изображены точками.

Наименьшая энергия электрона вне металла равна нулю ( $W_{\text{пот}} = 0$  и  $\mathcal{E} = 0$ ). Поэтому чтобы вырвать электрон из металла, ему нужно сообщить недостающую энергию. Легче всего вырвать электрон с самого высокого уровня - уровня Ферми, для этого электрону нужно сообщить энергию

$$A = 0 - W_{\text{max}} = W_0 - \mathcal{E}_F.$$

*Работа выхода*  $A$  электрона из металла - это наименьшая энергия, которую нужно сообщить электрону, чтобы удалить его из металла. Величина работы выхода зависит от природы металла и состояния его поверхности. Наименьшей работой выхода обладают щелочные металлы. Для чистых металлов  $A$  изменяется от 1.5 эВ до 5.3 эВ. Работа выхода сильно зависит от чистоты поверхности металла, что используется на практике. Подобрав соответствующее покрытие поверхности, существенно понижают работу выхода. Так, например, нанесение на поверхность вольфрама окислов кальция, бария или стронция снижает работу выхода с 4.5 эВ (для чистого вольфрама) до 1.5-2 эВ.

При повышении температуры часть электронов переходит на более высокие энергетические уровни, т.е. появляются электроны с кинетической энергией, больше энергии Ферми. Число электронов, имеющих кинетическую энергию  $\mathcal{E}$ , описывается распределением Больцмана:

$$n \approx n_0 \exp\left[\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_F}{kT}\right].$$

Только те электроны, для которых  $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F > A$  могут вылететь из металла. При комнатной температуре таких электронов ничтожно мало, так как в этом случае  $kT \sim 0.026$  эВ, что даёт при  $A = 3$  эВ,  $\exp[-A/kT] = 10^{-50}$ .

При увеличении температуры количество электронов, обладающих достаточной энергией, чтобы вырваться из металла, быстро увеличивается и при температурах превышающих 1000 К, имеется заметная эмиссия электронов. Чем ниже работа выхода, тем при более низких температурах начинается эмиссия электронов. Явление испускания электронов нагретыми металлами называется *термоэлектронной эмиссией*.

### *Электронные лампы.*

Термоэлектронная эмиссия - испускание электронов накалированными металлами лежит в основе устройства электронных ламп. Простейшая электронная лампа - *диод* (см. рис. 3а) имеет два электрода:

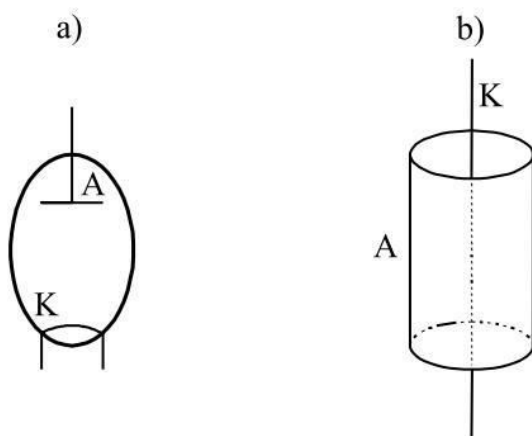


Рис. 3

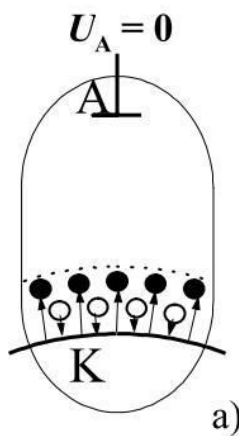
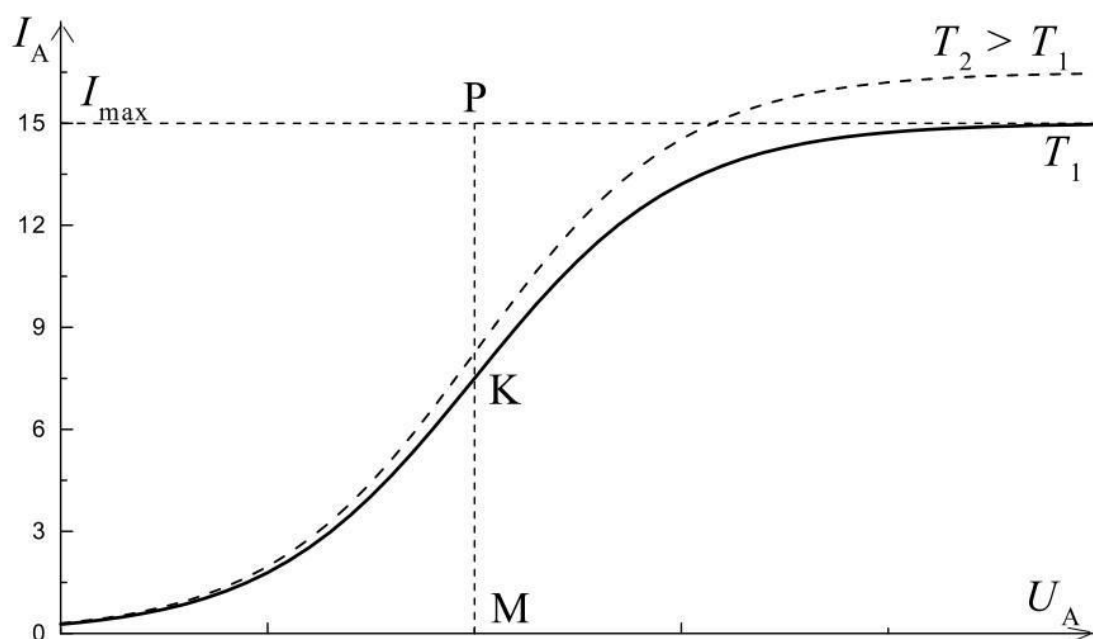
катод К в виде тонкой нити и анод А, выполненный обычно, в форме цилиндра (см. рис. 3б). Электроды впаяны в стеклянный баллон, из которого выкачен воздух. Через катод пропускают ток накала от специального источника напряжения, при этом он разогревается и начинает испускать электроны. Между анодом и катодом прикладывается напряжение, называемое анодным. положительным считается напряжение,

при котором на аноде положительный потенциал относительно катода. Если установить постоянный накал катода и исследовать зависимость силы анодного тока  $I_A$  от анодного напряжения  $U_A$ , то получится кривая, которая называется вольт-амперной или анодной характеристикой. Эта кривая изображена на рис. 4.

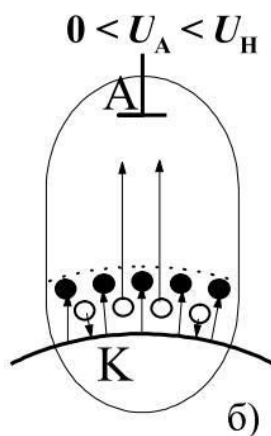
На рис. 4а, 4б, 4в условно изображены процессы, протекающие в лампе при разных значениях анодного напряжения.

При  $U_A \leq 0$  вылетевшие из катода электроны отталкиваются

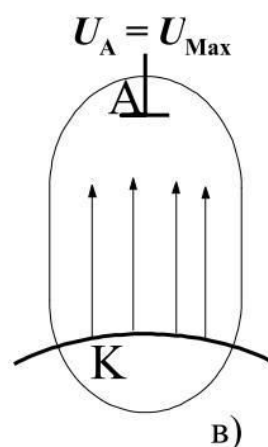
от анода и скапливаются возле катода, образуя "электронное облако", которое имеет отрицательный объёмный заряд. При некоторой концентрации электронов в облаке устанавливается



Все электроны  
возвращаются  
на катод



МК-количество элек-  
тронов достигавших  
анода за 1 с,  
КР – возвращенных на  
анод



Все электроны  
достигают анода

Рис. 4

динамическое равновесие - число электронов вылетевших из катода, равно числу возвратившихся на катод (рис. 4а).

При положительном анодном напряжении (рис. 4б) электроны притягиваются к аноду и часть электронов начинает уходить из электронного облака на анод (тем большая, чем больше напряжение), а часть возвращается обратно на катод.

По мере роста  $U_A$  всё большее число электронов уходит к аноду, и, наконец, при определенном значении  $U_A$  электронное облако полностью рассасывается, и все вылетевшие из катода электроны достигают анода (рис. 4в).

Дальнейшее увеличение анодного напряжения не может увеличить силу анодного тока - ток достигает насыщения.

Таким образом, в диоде происходят три процесса: испускание электронов катодом, возвращение электронов из облака в катод, попадание электронов на анод. Пусть  $N_{ЭМ}$ ,  $N_K$ ,  $N_A$  - числа электронов, испускаемых катодом, возвращающихся в катод и достигающих анода в единицу времени. Тогда  $N_K + N_A = N_{ЭМ}$  - не зависит от анодного напряжения и зависит только от температуры катода. Ток насыщения  $I_{нас} = e N_{ЭМ}$ , анодный ток  $I_A = e N_A$ . Следовательно, на рис. 4 отрезки  $KM \sim N_A$ , а  $KP \sim N_K$ . Таким образом, анодное напряжение не влияет на эмиссию электронов катодом, а только перераспределяет вылетевшие из катода электроны между катодом и анодом. Максимальный ток диода - ток насыщения - определяется эмиссией катода.

При малых анодных напряжениях анодный ток растет медленно  $I_A \sim U^{3/2}$  - закон трех вторых - эта зависимость была установлена Лэнгмюром и Богуславским и объясняется влиянием электронного облака, которое экранирует поле анода.

Для плотности тока насыщения Ричардсоном получена следующая формула:

$$j_{нас} = BT^2 e^{-A/kT},$$

где  $j_{нас}$  - плотность тока насыщения;

$T$  - температура по шкале Кельвина;

$k$  - постоянная Больцмана;

$B$  - константа, равная  $1.2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2\text{K}^2$  ;

$A$  - работа выхода.

Силу тока насыщения для данного катода можно увеличить, лишь увеличив температуру катода. На рис. 4 пунктиром изображена кривая, снятая при более высокой температуре  $T_2 > T_1$ . Как следует из формулы Ричардсона, ток насыщения резко, по экспоненциальному закону возрастает при росте температуры. Эта зависимость изображена на рис. 5 и называется *температурной характеристикой диода*.

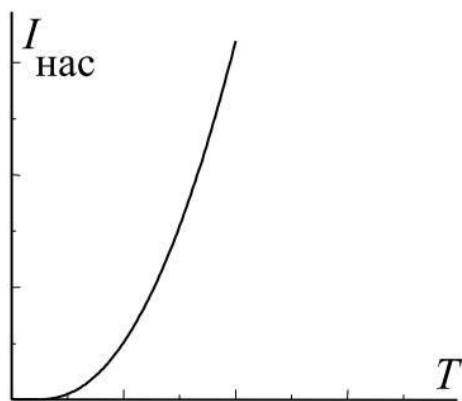


Рис. 5

На рис. 4 участок кривой, отображающий ток насыщения, идёт параллельно оси абсцисс. В действительности он идёт под небольшим углом к ней. Это объясняется так называемым эффектом Шоттки, который заключается в том, что внешнее электрическое поле уменьшает высоту потенциального барьера и тем самым снижает работу выхода. В заключение - несколько слов о применении диода.

Диод проводит ток только при положительном потенциале анода. При отрицательном потенциале анода электроны отталкиваются от анода, и ток через диод отсутствует. Поэтому диод используется для выпрямления переменного тока.

Более сложной электронной лампой является *триод* - он получается добавлением третьего электрода - сетки, расположенного между анодом и катодом. Ток через триод (как и диод) определяется в основном электрическим полем вблизи катода. Это поле создаётся как анодным, так и сеточным напряжением, но так как сетка значительно ближе к катоду, то напряжение на сетке влияет на анодный ток значительно сильнее, чем анодное.

Коэффициент усиления триода показывает, во сколько раз напряжение на сетке влияет на анодный ток сильнее, чем анод-

ное напряжение. Для триодов он составляет от 10 до 100. Триод используется для усиления слабых сигналов. Усиливаемое напряжение подается на сетку, а усиленное снимается с анодной нагрузки - сопротивления, включенного в анодную цепь. Явление термоэлектронной эмиссии используется также в электронно-лучевых трубках и других электронных приборах.

### *Контрольные вопросы и задачи*

1. Глубина потенциальной ямы металла 8 эВ. Кинетическая энергия на уровне Ферми 5.2 эВ. Найдите работу выхода электрона для данного металла.
2. Из катода диода каждую секунду вылетает  $2 \cdot 10^{16}$  электронов. Найдите ток насыщения данного диода. Сколько электронов возвращается из электронного облака в катод каждую секунду при анодном токе 2 мА.
3. Каким образом можно увеличить ток насыщения диода? Увеличить анодное напряжение, увеличить напряжение накала, увеличить площадь анода, увеличить площадь катода или уменьшить работу выхода электронов из катода?

### ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2-41

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ДИОДА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ КАТОДА

В работе используется двухэлектродная лампа с вольфрамовым катодом, снимаются две вольтамперные и температурная характеристики лампы, определяется работа выхода электронов из катодов.

Электрическая схема представлена на рис. 1, где Л – диод с вольфрамовым катодом;  $\mathcal{E}_H$  - источник напряжения накала;  $V_H$  - вольтметр в цепи накала;  $A_H$  - амперметр в цепи накала;  $R_H$  - реостат в цепи накала;  $\mathcal{E}_A$  - источник анодного напряжения;  $R_A$  - потенциометр в цепи анода,  $V_A$  - вольтметр в цепи анода;  $mA$  - миллиамперметр в цепи анода.

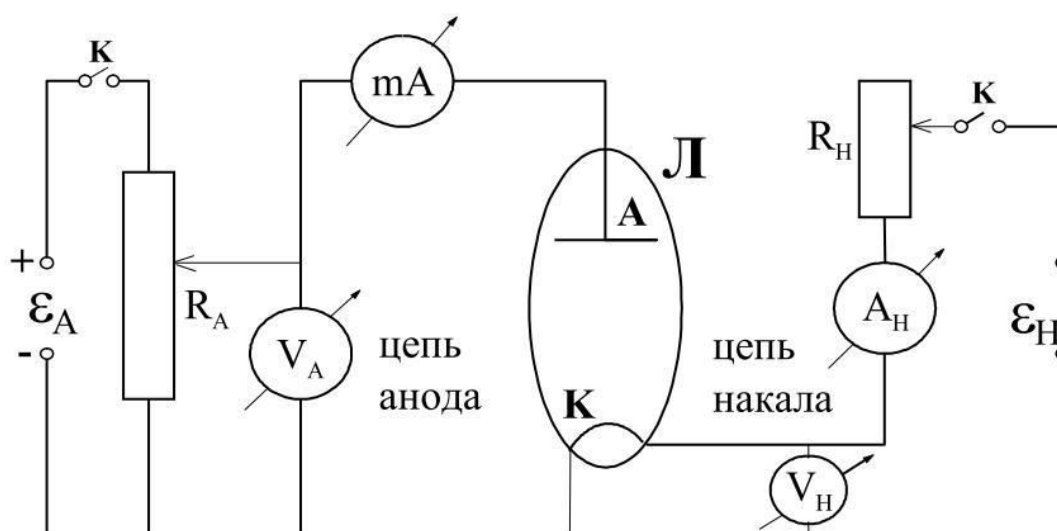


Рис.1

Для наглядности все элементы схемы размещены на панели из оргстекла. Приборы находятся вне панели, но они подсоединены к соответствующим клеммам на панели. Монтаж анодной цепи выполнен красным проводом, общей минусовой цепи - синим проводом, а цепи накала - белым. Перед выполнением работы студенту следует разобраться в назначении каждого элемента схемы и определить цену деления приборов. Питание схемы производится от универсального источника питания УИП-2, который также подключен к клеммам  $\mathcal{E}_A$  и  $\mathcal{E}_H$  на панели. На панели имеется тумблер, позволяющий включать и выключать питание схемы.

Для изучения температурных характеристик необходимо измерить температуру катода. Её измеряют косвенно, исходя из температурной зависимости сопротивления вольфрамовой нити накала. Сопротивление металлов возрастает с ростом температу-

ры по закону:  $R_t = R_0 (1 - \alpha t)$ , где  $\alpha$  - термический коэффициент сопротивления, значение которого для различных металлов известно и приводится в таблицах.  $R_t$  и  $R_0$  - сопротивление нити при температурах  $t^\circ$  и  $0^\circ\text{C}$ . Величина сопротивления вольфрамовой нити накала определяется по закону Ома  $R = U_H/I_H$ . Значения  $I_H$  и  $U_H$  определяются по показаниям приборов  $A_H$  и  $V_H$ . Зависимость  $R_H = f(t)$  задана на макете лабораторной работы.

### *Порядок выполнения работы*

В работе снимаются температурная и две анодные характеристики диода. Температурная характеристика снимается при анодном напряжении  $U_A = 40 - 80$  В. Напряжение накала изменяется от 3 В до 5 В через 0,2 В. (Более точные указания смотрите на макете).

1. Установить анодное напряжение  $U_A = 40 - 80$  В, при котором достигается насыщение анодного тока.
2. Установить напряжение накала, при котором появляется анодный ток (ток составляет одно-два деления прибора), подождать, пока нагреется катод, что определяется по прекращению возрастания анодного тока. После окончания прогрева катода следует записать  $U_H$ ,  $I_H$  и  $I_A$ .
3. Увеличить напряжение накала на 0,2 – 0,25 В и повторить измерения п.2. Измерения повторять, пока ток не превысит предел измерения амперметра анодного тока. Данные измерений заносят в таблицу 1.

Таблица 1

| №<br>№ | $U_A = \quad \text{В}$ |   |       |   |       |     |           |           |          |
|--------|------------------------|---|-------|---|-------|-----|-----------|-----------|----------|
|        | $U_A$                  |   | $I_H$ |   | $I_A$ |     | $R$<br>Ом | $t$<br>°С | $T$<br>К |
|        | дел                    | В | дел   | А | дел   | мкА |           |           |          |
| 1      |                        |   |       |   |       |     |           |           |          |
| 2      |                        |   |       |   |       |     |           |           |          |
| 3      |                        |   |       |   |       |     |           |           |          |
| ·      |                        |   |       |   |       |     |           |           |          |
| ·      |                        |   |       |   |       |     |           |           |          |
| ·      |                        |   |       |   |       |     |           |           |          |
| ·      |                        |   |       |   |       |     |           |           |          |

Анодные характеристики снимаются при двух напряжениях накала, указанных на макете. Эти напряжения накала могут быть выбраны по температурной характеристике. При большем напряжении ток насыщения должен составлять около 80 % предела измерения амперметра анодного тока, при меньшем – около 60%. Анодное напряжение меняется в пределах от 0 до 15 В, вначале через 1 В. При приближении к насыщению изменение можно увеличить до 2 В.

1. Устанавливают напряжение накала.
2. Устанавливают анодное напряжение 1 В, 2 В и т.д. и записывают анодный ток.
3. Повторяют пункты 1 и 2 при втором напряжении накала. Данные измерений заносят в таблицу 2.

Таблица 2

| №<br>измере-<br>ния | $U_A$ |   | $U_H = \quad \text{В}$ |     | $U_H = \quad \text{В}$ |     |
|---------------------|-------|---|------------------------|-----|------------------------|-----|
|                     | дел   | В | $I_A$                  |     | $I_A$                  |     |
|                     |       |   | дел                    | мкА | дел                    | мкА |
| 1                   |       |   |                        |     |                        |     |
| 2                   |       |   |                        |     |                        |     |
| 3                   |       |   |                        |     |                        |     |
| ·                   |       |   |                        |     |                        |     |
| ·                   |       |   |                        |     |                        |     |
| ·                   |       |   |                        |     |                        |     |

### *Оформление работы*

По измеренным значениям напряжения и тока накала  $U_H$  и  $I_H$  рассчитывают сопротивление нити накала  $R$ , и по зависимости  $R = f(T)$ , приведенной на макете, определяют температуру нити накала при всех напряжениях накала. Строят температурную характеристику диода  $I_{\text{нас}} = f(T)$ .

По измеренным значениям  $U_A$ ,  $I_A$  (таб. 2) строят графики анодных характеристик  $I_A = f(U_A)$  (обе кривые на одном графике).

### *Определение работы выхода электрона*

При выполнении этого задания используются данные (таб. 2). Из формулы Ричардсона следует, что ток насыщения

$$I_A = CT^2 \exp[-A/kT],$$

где  $A$  - работа выхода,  $C$  - постоянная для данного катода величина. Отсюда

$$I_A/T^2 = C \cdot \exp[-A/kT].$$

Логарифмируя это выражение, получим:

$$\ln \frac{I_A}{T^2} = \ln C - \frac{A}{k} \frac{1}{T}.$$

Если построить график зависимости  $\ln \frac{I_A}{T^2}$  от  $\frac{1}{T}$ , получится прямая линия, угловой коэффициент которой  $-\frac{A}{k}$ . Отсюда можно определить работу выхода.

Для удобства расчетов можно строить зависимость  $\ln \frac{I_A}{(10^{-3} T)^2}$  от  $\frac{10000}{T}$  и брать значение тока в мкА. Тогда

$$\ln \frac{I_A}{(10^{-3} T)^2} = \ln C' - \frac{A}{10^4 k} \left( \frac{10^4}{T} \right).$$

Расчетные данные следует занести в таб. 3.

Таблица 3

| № измерения | $T$ | $\frac{10^4}{T}$ | $(10^{-3} T)^2$ | $I_A$<br>мкА | $\frac{I_A}{(10^{-3} T)^2}$ | $\ln \frac{I_A}{(10^{-3} T)^2}$ |
|-------------|-----|------------------|-----------------|--------------|-----------------------------|---------------------------------|
| 1           |     |                  |                 |              |                             |                                 |
| 2           |     |                  |                 |              |                             |                                 |
| 3           |     |                  |                 |              |                             |                                 |
| .           |     |                  |                 |              |                             |                                 |

По данным таб. 3 строится график, как на рис. 2.

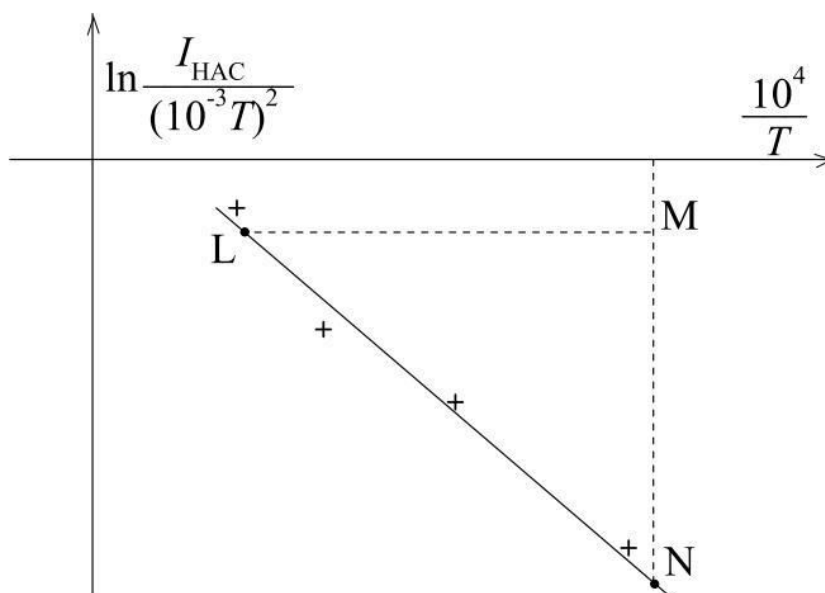


Рис. 2.

По нанесенным экспериментальным точкам на рис. 2 проводится усредненная прямая. (Точки могут быть любые: кружочки, крестики, ромбики и т. д.) Затем строится треугольник LMN как на рис.2. С учетом масштабов оси ординат  $\ln(I_{\text{НАС}}/(10^{-3}T)^2)$  и оси абсцисс  $10^4/T$  определяются величины отрезков LM и MN.

Работа выхода электронов из металла, использованного в работе в качестве катода, рассчитывается по формуле

$$A = 10^4 k \cdot \frac{MN}{LM},$$

где  $k$  – постоянная Больцмана ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К). При введении данных MN и LM работа выхода  $A$  получается в Дж. Затем значение работы выхода переводится в эВ. Причем

$$1 \text{ эВ} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

## ТЕМА 2-5. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Магнитное поле - особый вид материи, передающий взаимодействие между движущимися заряженными частицами. Неподвижные заряженные частицы не создают магнитного поля, и на них магнитное поле не действует. Любой ток - это направленное движение заряженных частиц, поэтому ток всегда создает магнитное поле, и на проводник, помещенный в магнитное поле, действует сила, называемая силой Ампера. Основной характеристикой магнитного поля является *магнитная индукция*, обозначаемая буквой  $\vec{B}$ . Это силовая характеристика магнитного поля, она характеризует действие поля на ток и на движущиеся заряженные частицы. На каждый элемент провода  $dl$  с током  $I$ , помещенный в магнитное поле, действует *сила Ампера*

$$dF_A = B \cdot I \cdot dl \cdot \sin \alpha. \quad (1)$$

Эта сила пропорциональна магнитной индукции, силе тока и длине проводника,  $\alpha$  - угол между проводником и вектором индукции поля. Сила Ампера максимальна, когда проводник перпендикулярен вектору магнитной индукции, и равна нулю, когда проводник параллелен вектору магнитной индукции. Фактически на проводник действует только поперечная составляющая вектора магнитной индукции  $B_{\perp} = B \sin \alpha$ , продольная составляющая вектора индукции  $B_{\parallel} = B \cos \alpha$  силового действия на проводник с током не оказывает. Сила Ампера всегда направлена перпендикулярно проводнику и перпендикулярно вектору индукции магнитного поля. Ее направление можно определить по *правилу левой руки*: если вектор индукции входит в ладонь, а четыре пальца указывают направление тока, то отогнутый большой палец показывает направление силы Ампера. На рис.1 знак + изображает вектор индукции, направленный перпендикулярно плоскости рисунка от нас. Вектор, направленный к нам, изображается точкой. Формула (1) фактически является определением величины вектора магнитной индукции. В системе СИ единицей измерения магнитной индукции является *тесла* (Тл):

$$Tл = Н/А \cdot м$$

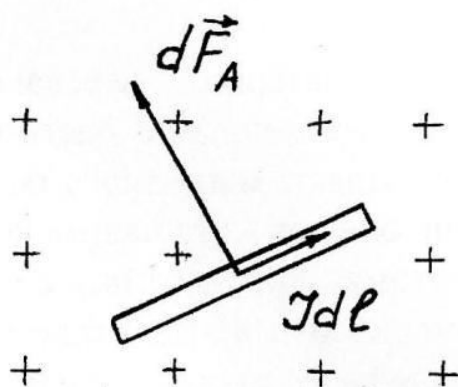


Рис.1

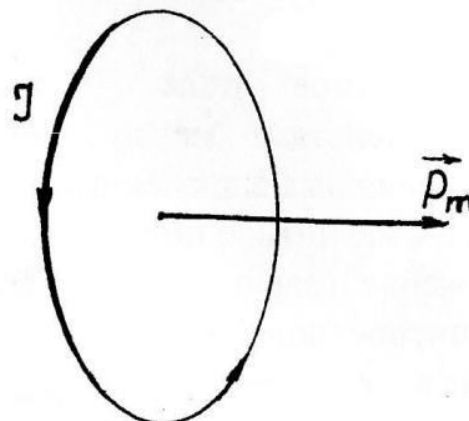


Рис.2

На заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле, действует *сила Лоренца*

$$F_L = q \cdot V \cdot B \cdot \sin \alpha . \quad (2)$$

Направление силы Лоренца для положительного заряда частицы определяется так же, как и силы Ампера, с заменой направления тока на направление скорости частицы. Для отрицательного заряда направление силы противоположное.

Прямолинейный проводник и движущаяся заряженная частица неудобны для практического исследования магнитного поля. Для этого используют небольшую замкнутую рамку с током. Она - аналогично электрическому диполю - обладает *магнитным моментом*  $P_m = I \cdot S$ , где  $S$  - площадь рамки, и на нее в магнитном поле действует вращающий момент

$$M = P_m \cdot B \cdot \sin \alpha , \quad (3)$$

где  $\alpha$  - угол между вектором  $\vec{P}_m$  и вектором  $\vec{B}$ . Вектор магнитного момента направлен перпендикулярно плоскости рамки, его направление определяется *по правилу буравчика*: если вращать рукоятку буравчика в направлении тока, то буравчик будет двигаться в направлении вектора магнитного момента (рис.2).

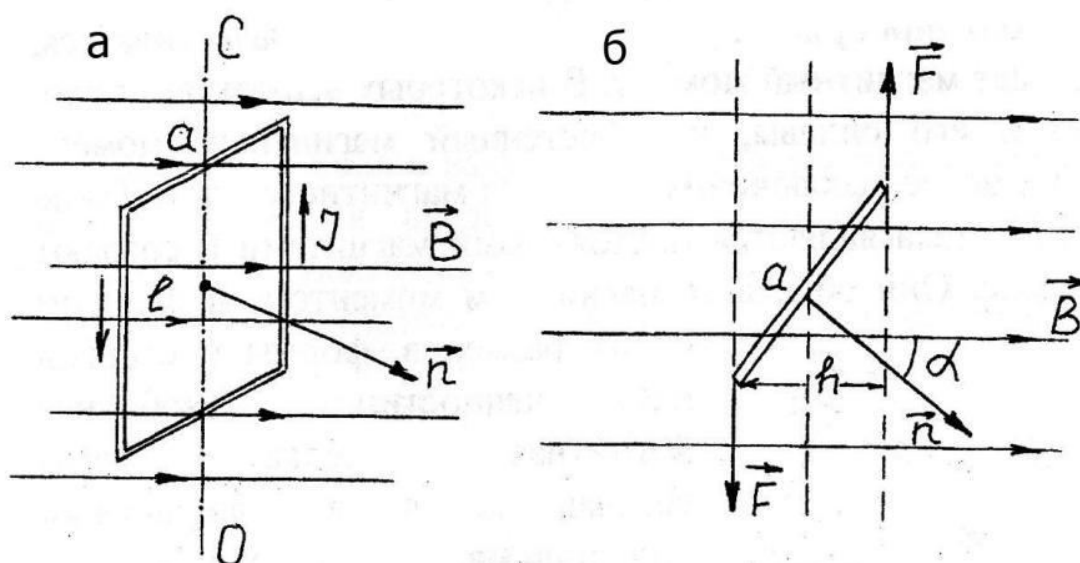


Рис.3

Вращающий механический момент создается силами Ампера, действующими на элементы рамки (рис. 3а,б - для простейшего случая прямоугольной рамки со сторонами  $l$  и  $a$ ). Ось вращения ОС прямоугольной рамки перпендикулярна вектору индукции магнитного поля  $\vec{B}$  (на рис. 3б показан “вид сверху” рамки так, что ось ОС перпендикулярна плоскости рисунка). Силы, действующие на вертикальные стороны рамки, не проходят через ее ось и создают вращающий момент

$$M = F \cdot h/2 + F \cdot h/2 = F \cdot h = I \cdot l \cdot B \cdot a \cdot \sin \alpha.$$

Под действием этих сил рамка стремится повернуться так, чтобы ее нормаль, а следовательно, и магнитный момент, совпадали по направлению с вектором магнитной индукции  $\vec{B}$ . В результате свободная рамка с током устанавливается в магнитном поле так, что ее магнитный момент совпадает с направлением магнитной индукции.

Магнитным моментом обладает также *магнитная стрелка*. Ее магнитный момент обусловлен магнитными моментами атомов и молекул, которые создаются движением электронов по замкнутым орбитам. Кроме этого, каждый электрон имеет магнитный момент, обусловленный его спином (вращением электрона вокруг своей оси). Для большинства веществ моменты различных молекул на-

правлены хаотично и компенсируют друг друга. Под влиянием магнитного поля они ориентируются, и вещество намагничивается, т.е. приобретает магнитный момент. В некоторых веществах, таких как железо и его сплавы, приобретенный магнитный момент сохраняется и после выключения внешнего магнитного поля. Такие намагниченные тела являются постоянными магнитами и создают магнитное поле. Они обладают магнитным моментом, зависящим от их размеров, формы и степени намагниченности. Свободная магнитная стрелка всегда устанавливается в направлении индукции магнитного поля.

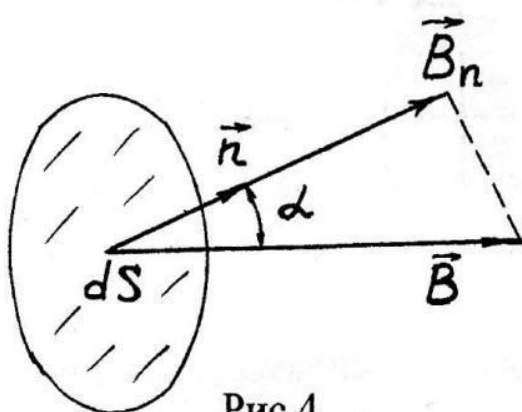


Рис.4

Изображают магнитное поле с помощью *силовых линий*. Силовые линии проводят так, чтобы вектор индукции магнитного поля был направлен в каждой точке по касательной к силовой линии. Густота силовых линий пропорциональна индукции поля в данной области. *Магнитный поток*  $d\Phi$  через элементарную площадку  $dS$

определяется по формуле:

$$d\Phi = B \cdot dS \cdot \cos \alpha = B_n \cdot dS, \quad (4)$$

где  $\alpha$  - угол между нормалью к площадке и вектором магнитной индукции;  $B_n$  - нормальная составляющая вектора магнитной индукции (рис. 4). Полный поток вектора магнитной индукции через поверхность равен сумме потоков через все элементарные площадки, ее составляющие:

$$\Phi = \sum \Delta\Phi_i = \int d\Phi = \int B_n dS.$$

В однородном поле для плоской поверхности

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \alpha = B_n \cdot S.$$

Магнитный поток измеряется в веберах (Вб).  $Вб = Тл \cdot м^2$ .

Магнитное поле создается отдельными движущимися зарядами и токами. Оно зависит от токов, создающих магнитное поле, и от магнитных свойств вещества. Магнитные свойства вещества харак-

теризует *магнитная проницаемость* вещества  $\mu$ . Она показывает, во сколько раз среда усиливает магнитное поле:

$$\mu = \frac{B}{B_0}, \quad (5)$$

где  $B_0$  - индукция поля в вакууме;  $B$  - индукция поля, создаваемого теми же токами, в среде. Среда должна заполнять все пространство, где поле отлично от нуля.

Для расчета магнитных полей используется вспомогательная величина - *напряженность магнитного поля*  $H$ :

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \cdot \mu_0}, \quad (6)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м - магнитная постоянная. Из (5) и (6) следует, что напряженность магнитного поля не меняется при заполнении пространства однородной средой. В системе СИ напряженность магнитного поля измеряется в амперах на метр (А/м). Зная напряженность, находят магнитную индукцию по уравнению (6).

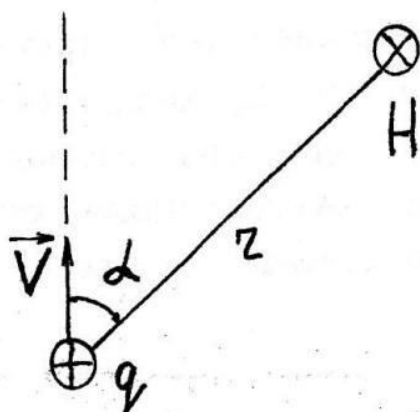


Рис.5

Формула напряженности поля движущегося точечного заряда имеет вид:

$$H = \frac{q \cdot v \cdot \sin \alpha}{4\pi \cdot r^2},$$

где  $v$  - скорость частицы;  $r$  - расстояние от заряда до данной точки;  $\alpha$  - угол между вектором, проведенным от заряда в данную точку, и скоростью (рис.5). Вектор напряженности поля перпендикулярен плоскости, в которой лежат

векторы  $v$  и  $r$ , и его направление определяется по правилу буравчика.

Для магнитного поля выполняется *принцип суперпозиции*: *полное (суммарное) поле есть векторная сумма полей, создаваемых отдельными проводниками или частями проводника* :

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \vec{H}_3 + \dots \quad (7)$$

Все напряженности поля берутся в одной точке пространства. Аналогично можно вычислить магнитную индукцию поля (рис.6).

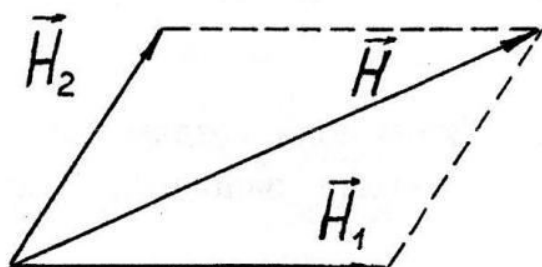


Рис.6

Расчет магнитного поля проводника с током довольно сложен, так как проводники могут иметь самую разную форму. Элементарным источником магнитного поля тока является малый элемент тока  $I \cdot dl$ . Формула напряженности поля  $dH$ , создаваемого таким элементом, называется законом

Био-Савара-Лапласа:

$$dH = \frac{I dl \sin \alpha}{4\pi r^2},$$

где  $r$  – расстояние от элемента тока до данной точки;  $\alpha$  – угол

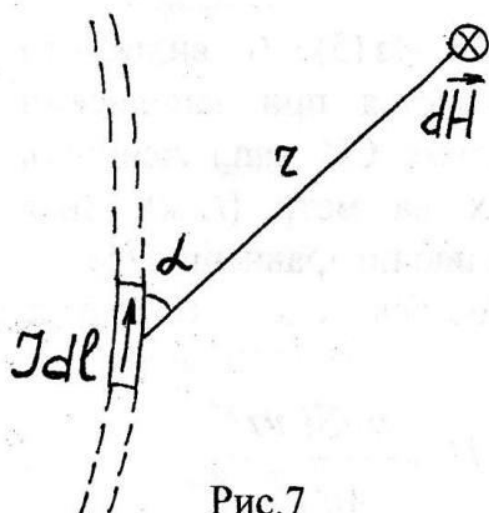


Рис.7

между элементом тока и вектором, проведенным из него в данную точку (рис.7). Направление  $dH$  также определяется по правилу буравчика. Напряженность поля, создаваемого всем проводником, находится по принципу суперпозиции как векторная сумма (интеграл) полей, создаваемых каждым элементом проводника:

$$\vec{H} = \sum d\vec{H}_i = \int d\vec{H}.$$

Силовые линии магнитного поля всегда замкнуты и охватывают проводник с током. На рис.8 изображены силовые линии прямого тока. Проводник расположен перпендикулярно плоскости рисунка, ток направлен от нас в первом случае и к нам - во втором. Напряженность магнитного поля прямого тока  $H = I/2\pi a$ , где  $a$  - расстоя-

ние от точки, в которой определяется напряженность магнитного поля, до проводника.

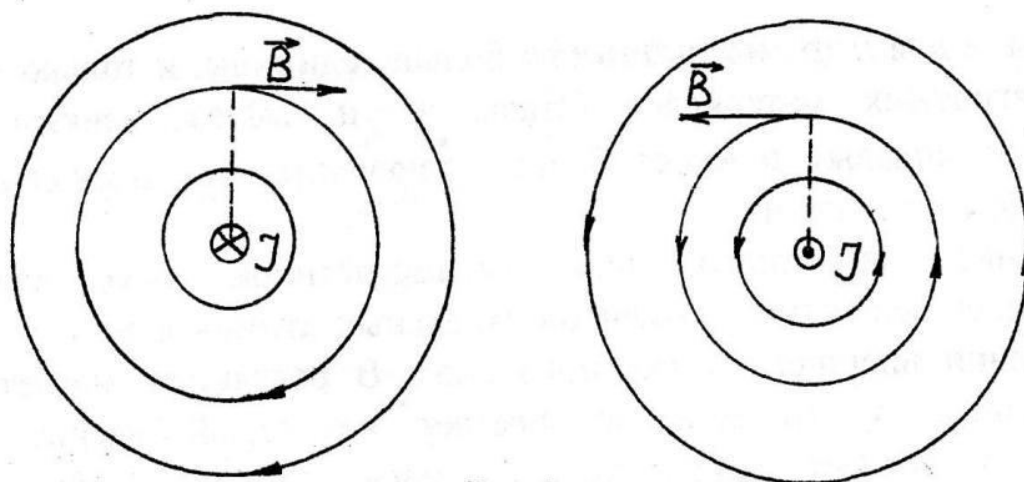


Рис.8

Напряженность поля в центре кругового тока направлена так же, как его магнитный момент, и равна  $H = I/(2R)$ . На рис.9 изображены магнитные поля кругового тока и короткого соленоида.

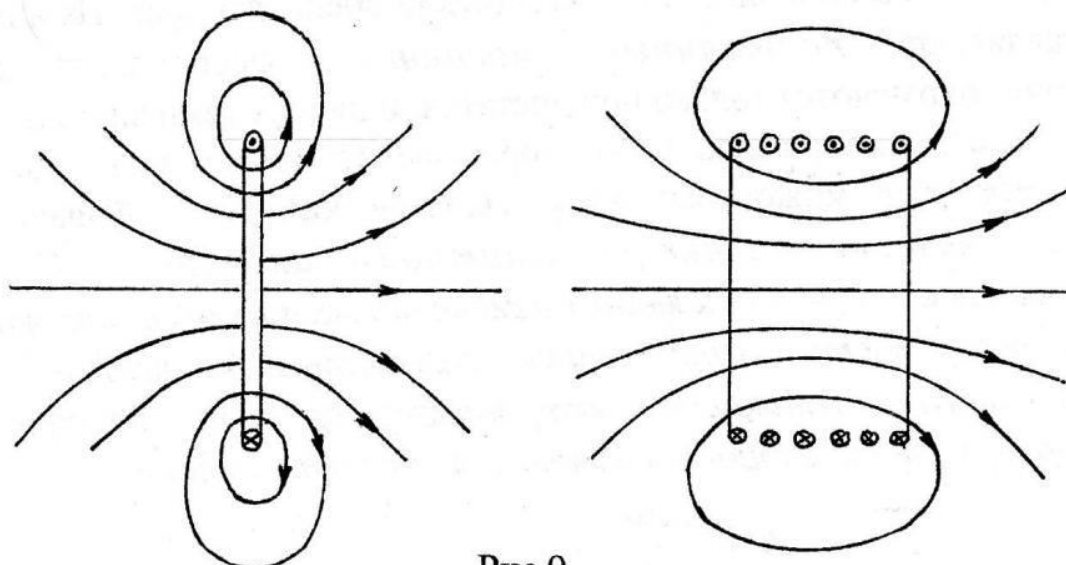


Рис.9

В длинном соленоиде (т.е. в катушке, длина которой  $l$  значительно больше диаметра  $D$ ,  $l \gg D$ ) вдали от его концов магнитное поле однородно, и его напряженность  $H = I \cdot n$ , где  $n = N/l$  - плотность намотки соленоида (число витков на единицу длины соленоида). Эта же формула справедлива для кольцевой катушки - *тороида*..

Для большинства веществ магнитная проницаемость  $\mu$  мало отличается от единицы: для *диамагнетиков* она чуть меньше единицы, а для *парамагнетиков* больше единицы, и только для ферромагнитных материалов (сталь, чугун, железо, никель и некоторые сплавы)  $\mu$  имеет большое значение - от нескольких единиц до сотен тысяч.

Усиление магнитного поля парамагнетиком обусловлено ориентацией магнитных моментов отдельных атомов и молекул в направлении внешнего магнитного поля. В результате магнетик намагничивается, т.е. приобретает некоторый магнитный момент, и создает дополнительное магнитное поле, которое усиливает внешнее магнитное поле.

В ферромагнетиках силы взаимодействия между атомами стремятся установить магнитные моменты соседних атомов параллельно друг другу. Этим обусловлена большая величина магнитной проницаемости. Некоторые ферромагнитные материалы сохраняют намагниченность и в отсутствие внешнего поля. Из них изготавливают *постоянные магниты*. Ферромагнитные свойства сохраняются только при достаточно низких температурах.

Не только электрический ток порождает магнитное поле, но и магнитное поле может вызывать электрический ток. Фарадей открыл явление *электромагнитной индукции*. Оно заключается в том, что *при любом изменении магнитного потока через поверхность, ограниченную замкнутым контуром, в этом контуре возникает электродвижущая сила индукции, пропорциональная скорости изменения магнитного потока*:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (8)$$

Соотношение (8) носит название *закона электромагнитной индукции Фарадея*. Изменение магнитного потока может вызываться как изменением магнитного поля, так и перемещением контура или его частей.

Явление электромагнитной индукции дает простой способ измерения магнитного потока и индукции поля. Рассмотрим некоторый контур с сопротивлением  $R$ . При изменении магнитного потока че-

рез контур в нем возникнет ЭДС и потечет индукционный ток. По закону Ома для замкнутой цепи индукционный ток

$$I = \frac{\varepsilon}{R} = -\frac{1}{R} \cdot \frac{d\Phi}{dt}.$$

Индукционный ток за время  $dt$  переносит заряд

$$dq = I \cdot dt = -\frac{d\Phi}{R}.$$

Полный заряд, перенесенный индукционным током

$$q = \int_{(1)}^{(2)} dq = -\frac{1}{R} \int_{(1)}^{(2)} d\Phi = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R},$$

где (1) и (2) обозначают начальное и конечное состояние.

Таким образом, мы получаем *закон Фарадея для индуцированного заряда: индуцированный заряд пропорционален полному изменению магнитного потока и обратно пропорционален сопротивлению контура:*

$$q = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R} = -\frac{\Delta\Phi}{R}. \quad (9)$$

Для практического измерения магнитного потока или индукции поля контур в виде витка или катушки вносят в магнитное поле, при этом магнитный поток через контур равен  $\Phi$ . Затем, если поле создается током, можно выключить ток, тогда магнитная индукция и магнитный поток обратятся в нуль. В момент выключения возникает индукционный ток и переносится заряд  $q = \Phi/R$ , так как  $\Phi_1 = \Phi$ , а  $\Phi_2 = 0$ .

Если невозможно выключить поле, то быстро удаляют контур за пределы магнитного поля. Иногда удобнее повернуть контур на  $180^\circ$ , при этом магнитный поток меняет знак, т.е.  $\Phi_2 = -\Phi_1$  и  $q = 2\Phi/R$ . В любом случае индуцированный заряд измеряют с помощью баллистического гальванометра, включенного в контур. Измерив  $\Phi$ , можно найти индукцию поля  $B = \Phi/S$ , где  $S$  - площадь контура. При этом нужно следить, чтобы плоскость контура была пер-

пендикулярна силовым линиям, и в пределах контура магнитную индукцию можно было бы считать постоянной.

### *Вопросы и задачи*

1. Перпендикулярно силовым линиям в магнитное поле влетает заряженная частица с зарядом  $q = 10^{-8}$  Кл, массой  $m = 2 \cdot 10^{-9}$  кг и скоростью  $v = 30$  м/с. Найдите силу Лоренца, действующую на частицу.

2. Магнитная стрелка свободно установилась в магнитном поле с индукцией 0,2 Тл. Чтобы повернуть ее на  $30^\circ$ , приходится приложить вращающий момент  $5 \cdot 10^{-6}$  Н·м. Найдите магнитный момент стрелки.

3. Контур с током  $I=3$  А, размером 6х8 см расположен в магнитном поле напряженностью  $H=150$  А/м так, что вектор нормали образует с вектором  $H$  угол  $45^\circ$ . Найти момент сил, действующих на контур.

4. Перпендикулярно силовым линиям однородного магнитного поля с напряженностью  $H_0=50$  А/м проходит длинный прямой провод с током 20 А. Найти полную напряженность магнитного поля в точке М на расстоянии  $r$  от провода. Радиус-вектор точки М составляет угол  $\varphi$  с силовыми линиями однородного поля,  $r = 0,2; 0,4; 0,5$  и 1 м;  $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ .

5. Найти силу взаимодействия двух параллельных длинных прямых проводников с токами  $I_1 = 20$  А,  $I_2 = 50$  А, находящихся на расстоянии 20 см друг от друга. Длина проводов 3 м.

6. Круговой виток радиусом 10 см вращается в однородном магнитном поле с индукцией  $B = 0,2$  Тл, делая 5 об/с. Сопротивление витка 2 Ом. Найти силу тока в витке в момент, когда нормаль к плоскости витка составляет угол  $\varphi$  с линиями индукции поля.  $\varphi = 0^\circ; 30^\circ; 45^\circ; 60^\circ; 90^\circ$ .

7. Обмотка тороида с железным сердечником имеет 500 витков. Длина средней линии тороида 0,5 м. При токе в обмотке 0,3 А индукция поля составила 0,4 Тл. Найти магнитную проницаемость железа при этих условиях.

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2-51

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Явление электромагнитной индукции - одно из важнейших в области электромагнетизма. Сущность его состоит в том, что изменяющийся магнитный поток, пронизывающий замкнутый проводящий контур, приводит к возникновению в контуре электрического тока, который получил название *индукционного*. В результате через контур протекает некоторое количество электрического заряда, *величина которого пропорциональна изменению магнитного потока, пронизывающего этот контур, и обратно пропорциональна сопротивлению контура, т. е.*

$$q = \frac{\Delta\Phi}{R_K}. \quad (10)$$

Формула (10) выражает закон электромагнитной индукции Фарадея для индуцированного заряда.

*Цель работы.* Проверка закона электромагнитной индукции Фарадея; определение магнитного потока и индукции магнитного поля постоянного магнита и соленоида.

*Описание работы и методики эксперимента.*

В работе проверяется закон Фарадея при изменении магнитного потока в круглом контуре, состоящем из  $N$  витков медного провода. Изменение магнитного потока, пронизывающего контур, осуществляется в данной работе двумя способами:

А. Путем перемещения относительно контура постоянного магнита (рис.10);

Б. Путем выключения электрического тока в соленоиде, помещенном внутри контура (рис.11).

Экспериментальная установка включает круговую катушку  $L$ , магазин сопротивлений  $R$  и баллистический гальванометр  $G$ , соединенные последовательно. Сопротивление всей цепи  $R_k$  складывается из сопротивления магазина  $R$  и суммарного сопротивления проводов и баллистического гальванометра  $r$ . Тогда для данной схемы

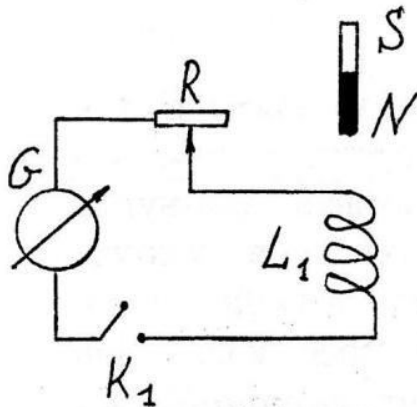


Рис.10

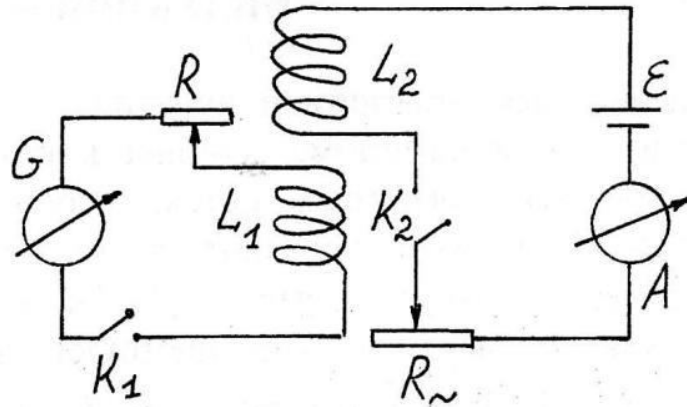


Рис.11

формула (10) примет вид:

$$q = \frac{\Delta\Phi_1 \cdot N}{R + r}, \quad (11)$$

где  $\Delta\Phi_1$  - изменение потока через поперечное сечение контура. Если в контуре  $N$  витков, то изменение потока через весь контур  $\Delta\Phi = N \cdot \Delta\Phi_1$ . Если конечное значение магнитного потока  $\Phi_1$  (через один виток), пронизывающего контур, равно нулю, то формула (11) переписывается в виде:

$$q = \frac{(\Phi_0 - \Phi_1) \cdot N}{R + r} = \frac{\Phi_0 \cdot N}{R + r}.$$

Выражая из последней формулы  $\Phi_0$ , окончательно получим

$$\Phi_0 = \frac{q \cdot (R + r)}{N}. \quad (12)$$

Таким образом, зная полное сопротивление всей цепи  $R_k$  и величину индуцированного в контуре заряда  $q$ , можно определить значение магнитного потока, создаваемого источником магнитного поля, т.е. в нашем случае - постоянного магнита или соленоида.

Величина индуцированного заряда  $q$ , определяемая в работе с помощью баллистического гальванометра  $G$ ,

$$q = b \cdot \alpha, \quad (13)$$

где  $b$  - постоянная гальванометра;  $\alpha$  - величина отброса светового зайчика на шкале гальванометра  $G$ . Подставляя (13) в (12), получим окончательную рабочую формулу для магнитного потока:

$$\Phi_0 = \frac{b \cdot \alpha \cdot (R + r)}{N}. \quad (14)$$

Индукция магнитного поля  $B$  рассчитывается по формуле

$$B = \Phi_0 / S,$$

где  $S$  — площадь сечения магнита или соленоида.

#### А. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА ПОСТОЯННОГО МАГНИТА

Схема установки изображена на рис. 10. При перемещении магнита относительно контура в нем протекает индуцированный заряд, величина которого измеряется баллистическим гальванометром  $G$ . Для того чтобы измерения были достаточно точными, необходимо, чтобы магнитный поток, пронизывающий контур, изменялся как можно быстрее. Это требование можно удовлетворить, если резко выдергивать магнит из контура. Если магнит, выдергиваемый из контура, удалить достаточно далеко, то конечный магнитный поток в плоскости контура можно считать равным нулю и, следовательно, для определения магнитного потока постоянного магнита можно пользоваться формулой (12).

##### *Порядок выполнения работы*

1. Собрать цепь по схеме, изображенной на рис.10. На магазине сопротивлений ввести сопротивление  $R$ , значение которого указано на установке. Внести в контур постоянный магнит так, чтобы середина магнита оказалась точно в плоскости контура. Резко вынимая магнит из катушки, наблюдать за отбросом  $\alpha$  зайчика на шкале баллистического гальванометра. Отброс должен быть по-

рядка 1 см. Если величина отброса  $\alpha$  заметно отличается от указанной, то, меняя  $R$ , можно добиться указанной величины отброса. Записать в табл.1 подобранные значения  $R$  и  $\alpha$ .

2. Уменьшая последовательно  $R$  на 10-20 %, снять еще 6 - 8 показаний, записывая в таблицу значения  $R$  и соответствующие им  $\alpha$ . При наименьшем  $R$  отброс должен быть почти на всю шкалу. При каждом значении  $R$  измерения  $\alpha$  нужно проводить 2 - 3 раза и записывать в таблицу среднее значение. Вставив магнит в контур, следует выждать, пока зайчик полностью успокоится, и только после этого выдергивать магнит.
3. Определить сопротивление гальванометра (и проводов)  $r$  (см. раздел Б) и сопротивление всего контура  $R_k = R + r$ . Если выполняются оба задания (А и В), то сопротивление контура следует определять один раз по тем данным, в которых сопротивления магазина меньше.

Таблица 1

| №                | $R$ ,<br>Ом | $R+r$ ,<br>Ом | $\alpha$ ,<br>дел. | $100/\alpha$ | $q$ ,<br>мкКл | $\Phi$ ,<br>мкВб | $\Delta\Phi$<br>мкВб | $(\Delta\Phi)^2$ |
|------------------|-------------|---------------|--------------------|--------------|---------------|------------------|----------------------|------------------|
| 1                |             |               |                    |              |               |                  |                      |                  |
| 2                |             |               |                    |              |               |                  |                      |                  |
| ...              |             |               |                    |              |               |                  |                      |                  |
| Среднее значение |             |               |                    |              |               | $\Phi =$         |                      |                  |

$$S_{\Phi}^2 =$$

$$\Delta\Phi = S_{\Phi} =$$

$$\Phi =$$

4. Определить значения индуцированных зарядов  $q$  для каждого значения  $R$ . Значение постоянной  $b$  баллистического гальванометра указано на установке.

5. По полученным данным построить график зависимости  $q = f(R_k)$ . Определить значение магнитного потока  $\Phi$  постоянного магнита. В таблицу удобно заносить значение магнитного потока в микровеберах ( $1 \text{ мкВб} = 10^{-6} \text{ Вб}$ ).
6. Вычислить среднюю величину магнитной индукции  $B$  постоянного магнита. Для этого измерить ширину  $a$  и толщину  $b$  постоянного магнита и определить площадь его сечения  $S = a \cdot b$ .

## Б. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ КОНТУРА

Как следует из (12), для расчета магнитного потока необходимо, кроме индуцированного заряда, знать величину сопротивления контура.

Сопротивление контура  $R_k$  складывается из сопротивления магазина сопротивлений  $R$  и суммарного сопротивления баллистического гальванометра и проводов  $r$ . Для определения величины  $r$  предлагается использовать графический метод.

Как следует из формулы (14), величина отброса  $\alpha$  на шкале баллистического гальванометра  $G$  может быть представлена в виде

$$\alpha = \frac{\Phi_0 \cdot N}{b \cdot (R + r)}.$$

Поскольку  $N$ ,  $\Phi_0$ ,  $b$ ,  $r$  в процессе работы не меняются, то  $\alpha$  является лишь функцией сопротивления магазина сопротивлений  $R$ . Графически зависимость  $\alpha(R)$  представляет собой гиперболу, асимптота которой пересекает ось абсцисс в точке  $R = -r$  (рис.12). Определив из графика  $\alpha(R)$  положение асимптоты, можно получить значение сопротивления  $r$ .

Однако графический метод определения положения асимптоты весьма неточен, поэтому предлагается иной графический метод определения  $r$ . Легко видеть, что величина  $1/\alpha$  линейно зависит от  $R$ :

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{b}{\Phi_0 N} (R + r).$$

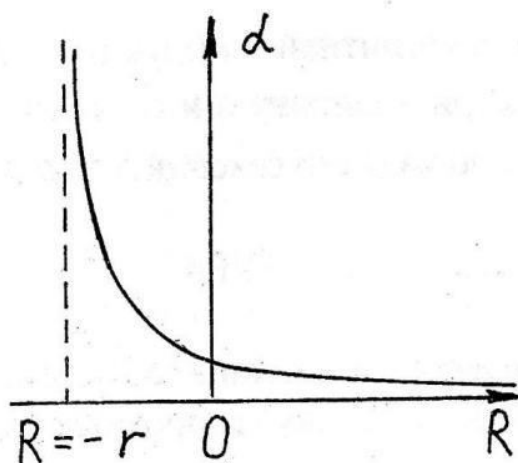


Рис.12

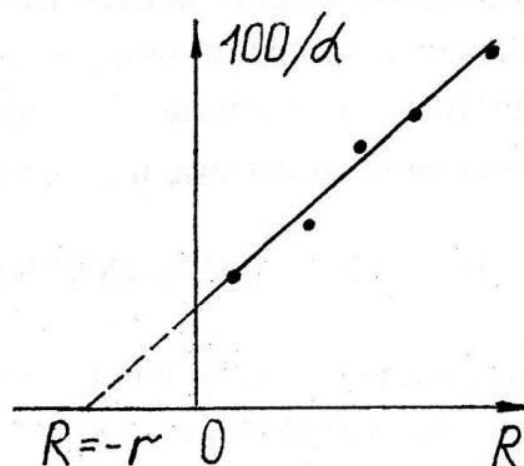


Рис.13

Зависимость  $1/\alpha = f(R)$  графически изобразится в виде прямой линии, пересекающей ось абсцисс в точке  $R = -r$  (рис.13). Таким образом, построив график зависимости  $1/\alpha = f(R)$ , можно по нему определить  $r$ . В данном случае удобнее строить график  $100/\alpha$ . Сопротивление  $r$  одинаково при выполнении заданий А и В, поэтому его следует определить один раз по тем измерениям, при которых сопротивления магазина меньше. Это обеспечит более точное значение  $r$ .

## В. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА СОЛЕНОИДА

Для определения магнитного потока используется тот же метод, что и в случае с постоянным магнитом, но изменение магнитного потока осуществляется включением и выключением тока в соленоиде. Схема установки изображена на рис.11. Соленоид  $L_2$  через ключ  $K_2$  подсоединяют к источнику постоянного тока  $\mathcal{E}$  и устанавливают так, чтобы плоскость торца соленоида совпала с плоскостью кругового контура. При замыкании или размыкания ключа  $K_2$  появляется и исчезает магнитный поток в соленоиде.

### Порядок выполнения работы

1. Собрать цепь по схеме, изображенной на рис. 11. С помощью реостата установить указанное преподавателем значение тока. На магазине сопротивлений ввести пробное сопротивление  $R$ . Замыкая ключ  $K_2$  в цепи соленоида, наблюдать за отбросом  $\alpha$  на шкале баллистического гальванометра. Подбором величины сопротивления  $R$  добиться, чтобы величина отброса зайчика была порядка 10-15 дел.

2. Уменьшая последовательно  $R$  на 10-20 %, снять еще 6 - 8 показаний, записывая в табл.2 значения  $R$  и соответствующие им  $\alpha$ . При каждом значении  $R$  магазина сопротивлений измерение  $\alpha$  нужно проводить дважды - при замыкании и при размыкании ключа  $K_2$  в цепи соленоида - и записывать в таблицу  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

Таблица 2

| №                           | $R$ ,<br>Ом | $R+r$<br>Ом | $\alpha_1$ ,<br>дел. | $\alpha_2$ ,<br>дел. | $\alpha_{cp}$ ,<br>дел. | $q$ ,<br>Кл | $\Phi_C$ ,<br>мкВб | $\Delta\Phi_C$ ,<br>мкВб | $\Delta\Phi_C^2$ |
|-----------------------------|-------------|-------------|----------------------|----------------------|-------------------------|-------------|--------------------|--------------------------|------------------|
| 1                           |             |             |                      |                      |                         |             |                    |                          |                  |
| 2                           |             |             |                      |                      |                         |             |                    |                          |                  |
| 3                           |             |             |                      |                      |                         |             |                    |                          |                  |
| ..                          |             |             |                      |                      |                         |             |                    |                          |                  |
| ..                          |             |             |                      |                      |                         |             |                    |                          |                  |
| Среднее значение $\Phi_c =$ |             |             |                      |                      |                         |             |                    |                          |                  |

$$S_{\Phi}^2 =$$

$$\Delta\Phi_c = S_{\Phi} =$$

$$\Phi_c =$$

3. Определить сопротивление гальванометра (и проводов)  $r$  (см. раздел Б), и сопротивление всего контура  $R_k = R + r$ . Если выполняются оба задания (А и В), то сопротивление контура следует оп-

ределять один раз по тем данным, в которых сопротивления магазина меньше.

4. По полученным данным построить график зависимости  $q = f(R_k)$  и определить значение магнитного потока соленоида  $\Phi_c$ . Все полученные данные занести в табл. 2.

5. Вычислить среднюю величину магнитной индукции  $B$  магнитного поля соленоида. Для этого измерить диаметр соленоида  $d$  и определить площадь его сечения по формуле  $S = \pi \cdot d^2/4$ .

#### Библиографический список.

1. Зисман Г. А., Тодес О. М. Курс общей физики. Часть 2. – М.: Наука, 1972. 250 с.
2. Иродов И. Е. Основные законы электродинамики. – М.: Высшая школа, 1983. 320 с.
3. Боровой Е. И., Финкельштейн Э. Б., Хорувимов А. Н. Законы электродинамики. – М.: Наука, 1970. 330 с.

#### Содержание

|                                                                                                                      |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Тема 2-3. Электронная теория проводимости. . . . .                                                                   | 3  |
| Лабораторная работа № 2-31. Исследование температурной зависимости сопротивления металлов и полупроводников. . . . . | 10 |
| Тема 2-4. Явление термоэлектронной эмиссии. . . . .                                                                  | 17 |
| Лабораторная работа № 2-41. Исследование диода и определение работы выхода электрона из катода. . . . .              | 24 |
| Тема 2-5. Магнитное поле . . . . .                                                                                   | 31 |
| Лабораторная работа № 2-51. Исследование явления электромагнитной индукции . . . . .                                 | 41 |

Учебное издание

Валерий Иванович Лейман,  
Ольга Юрьевна Деркачева,  
Владимир Михайлович Максимов,  
Александр Леонидович Ашкалунин

ФИЗИКА  
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

Учебно-методическое пособие

Редактор В.А.Басова

Техн. редактор Л.Я.Титова Темплан 2016 г., поз. 138

---

Подп. к печати 2016 г. Формат 60х84/16.

Бумага тип № 1. Печать офсетная. Объем 3,0 уч.-изд.л. 3,0 печ.л.

Тираж 50. Изд. № Цена «С». Заказ

Ризограф Высшей школы технологии и энергетики СПбУПТД,  
198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 4.