

Министерство образования Республики Беларусь  
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ

---

Кафедра “Техническая физика”

**ФИЗИКА.**  
**ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ. В 3-х ч.**  
**Часть 2.**  
**Электричество и магнетизм**

Минск 2019

УДК 531.231 (076.5)  
ББК 22.213

**Составители:**

Хорунжий И.А., Русакевич Д.А., Трофименко Е.Е., Степанов М.А.,  
Блинкова Н.Г., Блинков Г.Н., Качан С.М., Кононова Т.С., Мартинович В.А.,  
Маркова Л.В., Митькина Н.Н., Неумержицкая Е.Ю., Танана Т.В., Жиров  
Г.И., Францкевич Н.В., Сакевич Л.А., Смурага Л.Н., Шеденков С.И.

В методических указаниях рассмотрены лабораторные работы, выполняемые студентами Белорусского национального технического университета при изучении раздела “Электричество и магнетизм” при изучении дисциплины “Физика”. Приведено описание лабораторных установок, а также методики проведения и обработки результатов экспериментов. Даны рекомендации по оформлению отчетов по лабораторным работам, оформлению таблиц и графиков.

Белорусский национальный технический университет  
пр-т Независимости, 65, г. Минск, Республика Беларусь  
Тел.(017) 293-91-97 факс (017) 292-91-37

© БНТУ, 2018

© Хорунжий И.А., Трофименко Е.Е., Степанов М.А., 2018

## Содержание

|  | Стр |
|--|-----|
| Введение   | 4   |
| 1. Изучение электронного осциллографа  | 5   |
| 2. Изучение цифрового осциллографа   | 28  |
| 3. Изучение компенсационного метода измерения<br>напряжения и ЭДС  | 40  |
| 4. Исследование поляризации неполярных диэлектриков  | 52  |
| 5. Исследование характеристик полупроводниковых приборов:<br>диода и стабилитрона.   | 67  |
| 6. Изучение принципа работы транзистора и определение его<br>параметров по вольтамперным характеристикам при<br>включении по схеме с общим эмиттером | 88  |
| 7. Приложение к лабораторным работам 5,6   | 99  |
| 8. Изучение индуктивности и взаимной индуктивности<br>в электрической цепи   | 114 |
| 9. Изучение магнитного поля в веществе. Ферромагнетики   | 129 |
| 10. Исследование свободных и затухающих колебаний в<br>электрическом колебательном контуре   | 149 |
| 11. Вынужденные колебания в электрическом колебательном<br>контуре   | 160 |
| 12. Движение заряженных частиц в магнитном поле  | 171 |
| 13. Изучение эффекта Холла в полупроводниках   | 187 |
| 14. Изучение линейных и нелинейных элементов электрической<br>цепи   | 202 |
| 15. Изучение термоэлектрических явлений и их применение  | 220 |
| 16. Изучение электрического поля в веществе и свойств<br>сегнетоэлектрика  | 244 |

## **ВВЕДЕНИЕ**

Данное учебное пособие является 2-ой частью учебного пособия “ФИЗИКА. Лабораторный практикум в 3-х частях”, подготовленного преподавателями кафедры “Техническая физика” Белорусского национального технического университета для студентов технических специальностей. Часть-1 “Механика, молекулярная физика и термодинамика” вышла из печати в 2017 в издательстве “ИВЦ Минфина”, г. Минск. Вторая часть, представлена в настоящем издании и посвящена выполнению лабораторного практикума по разделу “Электричество и магнетизм”.

В данном пособии представлены описания, краткая теория и методика выполнения 15-ти лабораторных работ по изучению электростатики, законов электрического тока, электромагнитной индукции, магнитных свойств вещества. В пособии уделяется внимание методам проведения измерений, а также устройству и принципу действия некоторых распространенных электроизмерительных приборов. Данное учебное пособие может быть полезно студентам при подготовке к выполнению лабораторных работ, а также при обработке и объяснении полученных результатов. Кроме того, пособие может быть полезно преподавателям технических вузов при осуществлении постановки аналогичных лабораторных работ в своих учебных заведениях.

# 1. ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОСЦИЛЛОГРАФА

## Цель работы:

1. Изучить принцип действия и устройство электронного осциллографа.
2. Освоить методику измерений с помощью осциллографа.
3. Измерить параметры неизвестных электрических сигналов (амплитудное напряжение, длительность импульса, частоту).

## 1.1. Введение

*Электронный осциллограф (ЭО)* – прибор, предназначенный для визуального наблюдения осциллограмм, имеющих вид линий или фигур и представляющих собой функциональную зависимость двух физических величин, преобразованных в пропорциональные им значения напряжения. Наиболее часто исследуется зависимость напряжения от времени. С помощью осциллографа можно измерять постоянное и переменное напряжения, а также временные параметры сигналов (период, длительность и т.д.). Блок-схема электронного осциллографа представлена на рис.1.1.

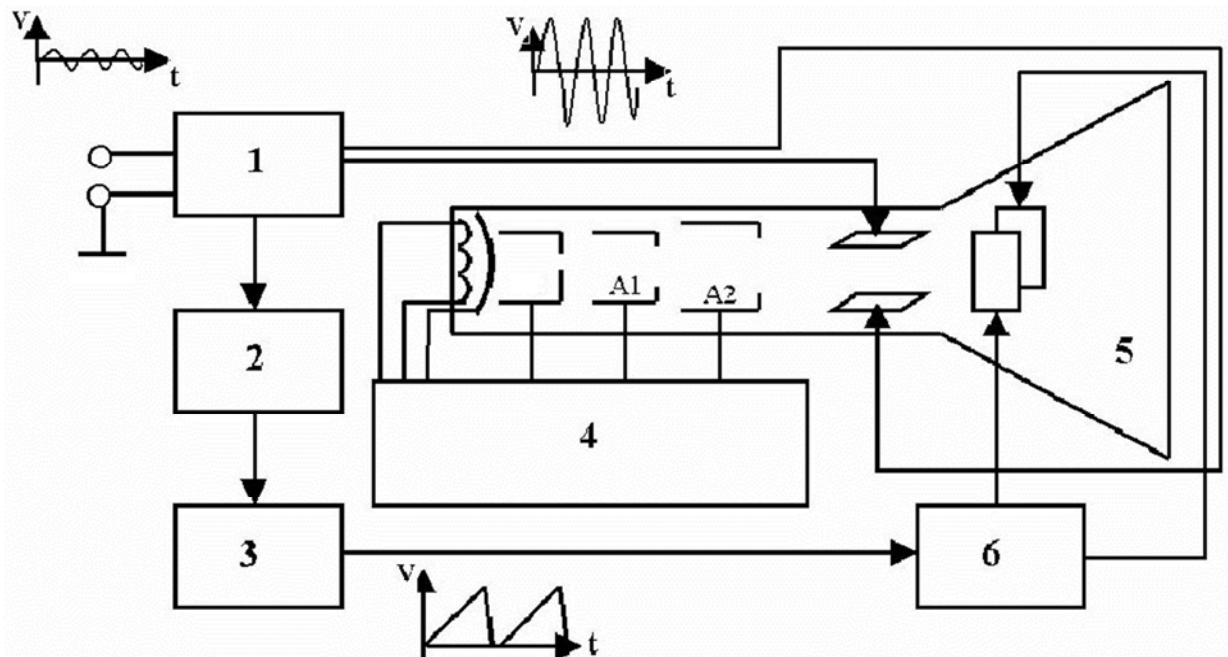


Рис. 1.1. Блок-схема осциллографа: 1 - усилитель Y; 2 - блок синхронизации; 3 - генератор пилообразных сигналов; 4 - блок питания трубки; 5 - электронно-лучевая трубка; 6 - усилитель X.

Основным элементом осциллографа является электронно-лучевая трубка

(ЭЛТ), которая представляет собой стеклянный баллон, в котором создан вакуум. В баллоне находятся электронная пушка, фокусирующая система, отклоняющие пластины и экран (рис. 1.2).

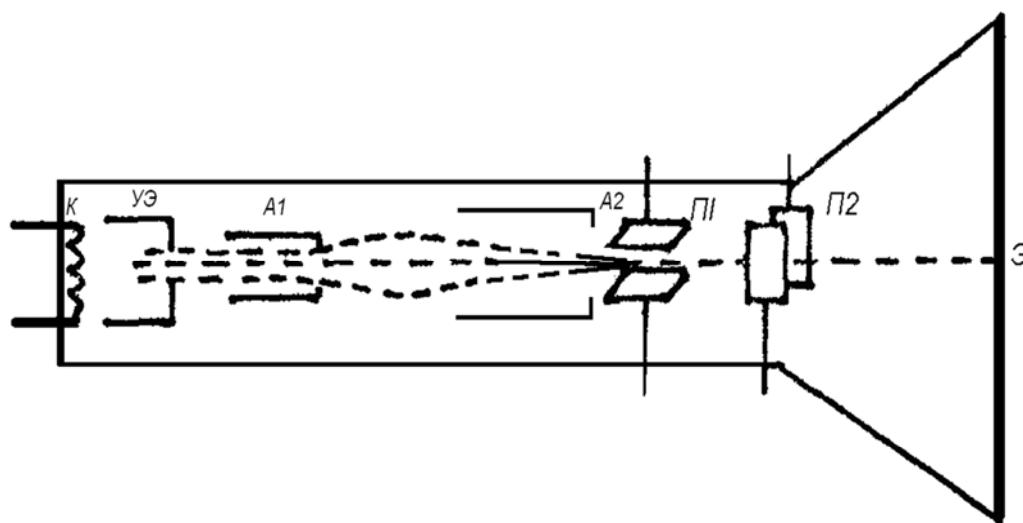


Рис.1.2. Электронно-лучевая трубка: К- катод, УЭ - управляющий электрод; А1 -первый анод; А2 - второй анод; П1 – вертикально отклоняющие пластины; П2 - горизонтально отклоняющие пластины; Э – экран.

### 1.2.Электронная пушка

Электронная пушка предназначена для получения, формирования, фокусировки и ускорения пучка электронов и состоит из катода К, управляющего электрода УЭ (называемого иногда модулятором), двух анодов А<sub>1</sub> и А<sub>2</sub> и экрана Э. Разогретый катод эмитирует электроны, которые вылетают двигаясь под различными углами к оси трубки. Далее они попадают в электрическое поле между катодом и управляющим электродом, имеющим форму цилиндра с отверстием в центре. На УЭ подается отрицательный потенциал относительно катода. Под действием поля, созданного УЭ, поток электронов становится сходящимся и выходит через узкое отверстие в УЭ. Интенсивность пучка, т.е. число пролетающих электронов за единицу времени, можно регулировать изменением потенциала УЭ, так как поле УЭ оказывает еще и тормозящее действие на электроны. При этом регулируется яркость светящегося пятна на экране.

После УЭ пучок электронов вначале сходится в точке, называемой

кроссвером, а затем расходится. Далее расходящийся пучок попадает в электрическое поле фокусирующей системы, состоящей из анодов  $A_1$  и  $A_2$ . Внутри анода  $A_1$  имеется диафрагма с узким отверстием для ограничения сечения пучка. В пространстве между  $A_1$  и  $A_2$  происходит также разгон электронов за счет ускоряющего электрического поля. Это необходимо для сообщения электронам кинетической энергии, достаточной для возбуждения молекул люминофора экрана, сопровождающегося свечением.

Рассмотрим подробнее принцип фокусировки электронного пучка. Диаметр анода  $A_2$  больше диаметра анода  $A_1$ . На оба анода подаются напряжения, положительные относительно катода, но напряжение на втором аноде выше, чем на первом. Следовательно, между анодами возникает искривленное электрическое поле цилиндрической симметрии, силовые линии которого изображены на рис.1.3а. Это поле работает как “электрическая линза”, фокусируя пучок.

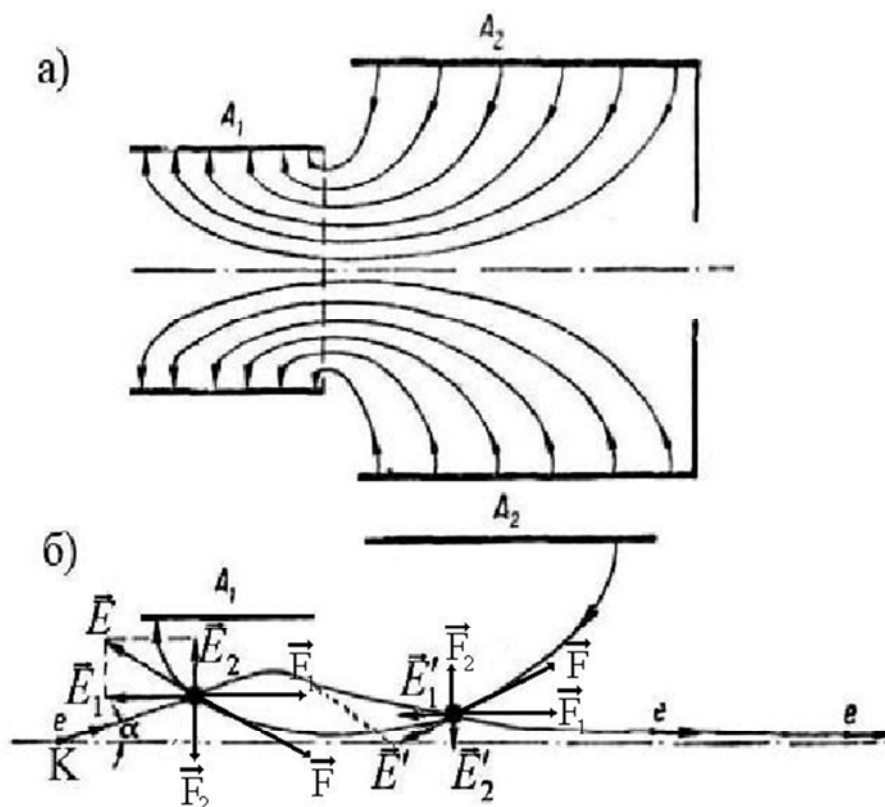


Рис. 1.3. Фокусирующая система электронно-лучевой трубки.

В области катода  $A_1$  (рис. 1.3б) существует электрическое поле, вектор

напряжённости которого  $\vec{E}$  направлен по касательной к силовой линии. Разложим вектор напряжённости поля на две составляющие – продольную  $\vec{E}_1$  и поперечную  $\vec{E}_2$  (соответственно, параллельную оси трубки и перпендикулярную к оси). Продольная составляющая  $\vec{E}_1$  действует на электрон с силой  $\vec{F}_1 = e\vec{E}_1$ , где  $e$  – заряд электрона, и ускоряет его вдоль оси трубки (так как  $e < 0$ ). Поперечная составляющая  $\vec{E}_2$  действует на электрон с силой  $\vec{F}_2 = e\vec{E}_2$ , направленной перпендикулярно оси трубки, и прижимает его к оси трубки тем сильнее, чем электрон дальше от оси, так как у стенок анода поперечная составляющая  $\vec{E}_2$  увеличивается вследствие изгиба силовых линий.

Аналогичная картина наблюдается внутри второго анода. Разница лишь в том, что поперечная составляющая  $\vec{E}'_2$  оказывается направленной к оси трубки, а сила  $F'_2 = eE'_2$  направлена в противоположную сторону и увеличивается по величине по мере приближения к оси. Продольная составляющая  $\vec{F}'_1 = e\vec{E}'_1$  силы  $\vec{F}'$ , как и в первом случае, ускоряет электрон в ту же сторону. После прохождения первого анода электроны начинают быстро приближаться к оси. Если бы отсутствовало рассеивающее поле второго анода, электроны достигли бы оси по кривой, изображенной точками на рис. 1.3б.

Поле анода  $A_2$  существенно уменьшает составляющую скорости, направленную к оси, и электроны приближаются к ней плавно. Фокусирующее действие системы преобладает над рассеивающим, так как на первом участке скорость электронов ниже, а время движения – больше. Кроме того, диаметр первого анода меньше и силовые линии электрического поля изгибаются вблизи него сильнее. Поэтому поперечная составляющая поля всегда больше на участке первого анода. Изменяя разность потенциалов между анодами, можно создать такое электрическое поле, при котором электронный пучок окажется сфокусированным точно в плоскости экрана в виде пятна диаметром 0,3-0,7 мм. После прохождения анодов электронный

луч проходит через вертикально и горизонтально отклоняющие пластины, представляющие собой отклоняющую систему, и попадает на экран.

Для повышения чувствительности, разрешающей способности и яркости свечения во многих ЭЛТ производят дополнительное ускорение электронов луча после его отклонения. Такие трубки называют трубками с последующим ускорением (послеускорением). В них между горизонтально отклоняющими пластинами и экраном располагают один или несколько электродов (анодов), имеющих потенциалы более высокие, чем потенциал второго анода.

Поверхность экрана покрыта люминесцирующим веществом. Поэтому при взаимодействии быстрого электрона с молекулами люминофора в соответствующей точке экрана возникает свечение – часть кинетической энергии электрона преобразуется в световую. На слой люминофора с внутренней стороны трубки наносится тонкий слой алюминия (50 – 200 мкм). Свечение, возникшее на люминесцирующем экране, и направленное внутрь трубки, отражается от алюминиевой подложки и яркость свечения возрастает. Кроме того, подложка препятствует накоплению электронов на поверхности экрана, так как она соединяется со вторым анодом (или с последним анодом после ускорения) через тонкий проводящий слой металла или графита, нанесенный на внутреннюю поверхность ЭЛТ. По данному слою электроны перетекают от экрана к аноду. Кроме того, данный слой служит экраном от внешних электрических полей. От внешних магнитных полей ЭЛТ защищается с помощью кожуха из магнитомягкого ферромагнитного материала.

### 1.3. Управление отклонением электронного пучка

После выхода из электронной пушки электроны имеют скорость направленную параллельную оси трубки. Далее пучок электронов проходит между двумя парами пластин, между которыми, при подаче на них

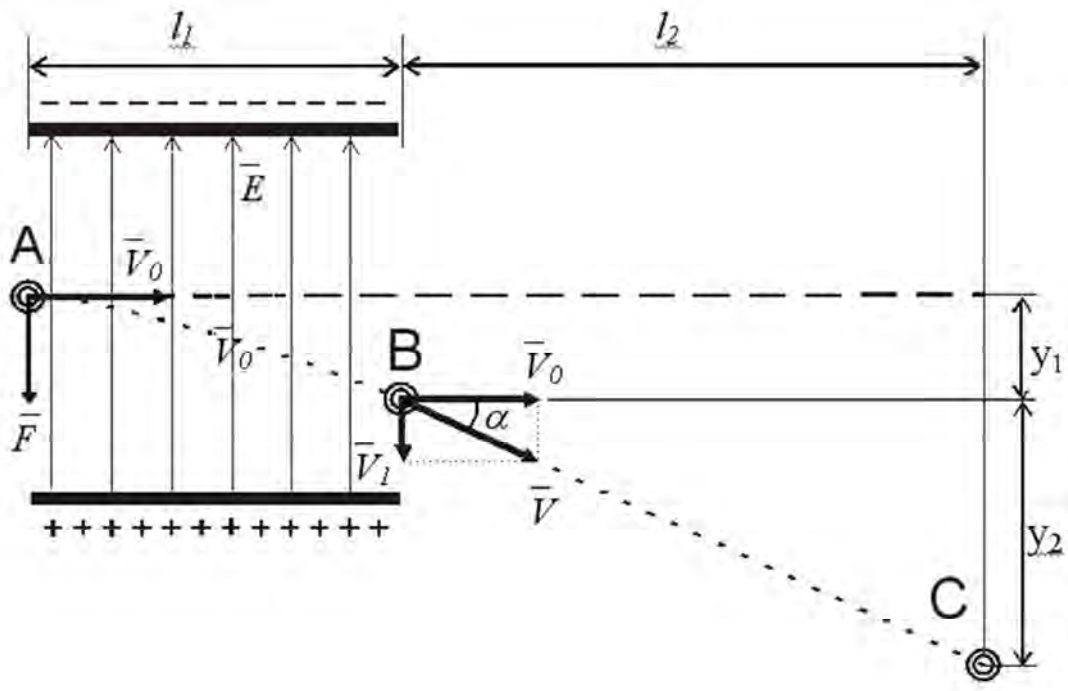


Рис. 1.4. Движение электрона в электростатическом поле пластин.

напряжений, создаются электрические поля – вертикально и горизонтально отклоняющие пучок электронов. Предположим, что на вертикально отклоняющие пластины подана такая разность потенциалов  $U$ , что поле  $\vec{E}$  направлено вертикально вверх (рис.1.4) и является однородным:  $E = \frac{U}{d}$ .

Тогда на каждый из электронов пучка со стороны электрического поля пластин будет действовать сила  $\vec{F} = e\vec{E}$ , направленная вертикально вниз. Согласно второму закону Ньютона

$$m_e a = eE = e \frac{U}{d}, \quad (1.1)$$

откуда ускорение электрона равно:

$$a = \frac{e}{m_e} E = \frac{e}{m_e} \frac{U}{d}, \quad (1.2)$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $U$  – разность потенциалов между пластинами;  $d$  – расстояние между пластинами.

Если начальная скорость электрона направлена горизонтально (вдоль оси электронно-лучевой трубки) и равна  $v_0$ , то перпендикулярно действующая сила  $\vec{F}$  не может изменить ее величину и время движения электрона между пластинами  $t$  можно определить по формуле

$$t = \frac{\ell_1}{v_0}, \quad (1.3)$$

где  $\ell_1$  - длина пластин. Действие силы приведет к тому, что электрон за время  $t$  приобретет вертикальную составляющую скорости  $\bar{v}_1$ , равную

$$\bar{v}_1 = \bar{a}t = \frac{e}{m_e} \bar{E} \frac{\ell_1}{v_0} \quad (1.4)$$

и на выходе из пластин будет иметь результирующую скорость  $\bar{v} = \bar{v}_1 + \bar{v}_0$ . Угол отклонения электрона от первоначального направления найдём по формуле:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_1}{v_0} = \frac{e}{m_e} \frac{U}{d} \frac{\ell_1}{v_0^2}. \quad (1.5)$$

Кроме того, на выходе из пластин электронный луч смещается в вертикальном направлении от первоначального положения на величину  $y_1$ , равную

$$y_1 = \frac{at^2}{2} = \frac{eU\ell_1^2}{2m_e d v_0^2}. \quad (1.6)$$

Из последнего уравнения следует, что участок траектории АВ представляет собой параболу ( $y_1 \sim l_1^2$ ). После вылета из поля пластин направление движения электронов совпадает с направлением результирующей скорости  $\bar{v}$ . Участок траектории ВС является прямой, касательной к параболе в точке В. Пусть расстояние от пластин до экрана равно  $l_2$ . Тогда на прямой ВС возникает дополнительное смещение по

вертикали  $y_2$ , представимое в виде:

$$y_2 = \ell_2 \operatorname{tg} \alpha = \frac{eU \ell_1 \ell_2}{m_e d v_0^2}. \quad (1.7)$$

Полное смещение луча равно:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{eU \ell_1}{m_e d v_0^2} \left( \frac{\ell_1}{2} + \ell_2 \right) \quad (1.8)$$

Для данной электронно-лучевой трубки величины  $\alpha$ ,  $\ell_1, \ell_2, u, v_0$  являются постоянными. Следовательно, выражение (1.8) мы можем записать в виде:

$$y = c_y U, \quad (1.9)$$

где

$$c_y = \frac{e \ell_1}{m_e d v_0^2} \left( \frac{\ell_1}{2} + \ell_2 \right). \quad (1.10)$$

Таким образом, мы пришли к важному выводу: смещение пучка прямо пропорционально величине напряжения между пластинами. Величина  $c_y$  называется чувствительностью. Очевидно, этот вывод справедлив и для другой пары пластин, отклоняющей пучок в горизонтальном положении, т.е.:

$$x = c_x U_x \quad (1.11)$$

где  $c_y$  и  $c_x$  - чувствительность осциллографа по вертикали и по горизонтали соответственно,  $x$  – смещение в горизонтальном направлении.

#### 1.4. Принцип действия электронного осциллографа.

В электронно-лучевой трубке электронная пушка формирует узконаправленный пучок электронов, под действием которого на экране высвечивается небольшое пятно, имеющее вид точки. Яркость и форму этого

пятна – точки можно регулировать. Смещать точку на экране ЭО можно, подавая напряжения на вертикально отклоняющие (Y) или горизонтально отклоняющие – (X) пластины, при этом величина смещения будет всегда прямо пропорциональна поданному напряжению. Если напряжения будут меняться, то будут изменяться смещения электронного пучка по осям X и Y. В результате точка будет двигаться на экране по некоторой траектории. Если напряжения изменяются синхронно и периодически с частотой выше 20 Герц, то изображение перестает восприниматься как движущаяся по экрану светящаяся точка, а воспринимается как непрерывная линия – осциллограмма, представляющая собой график зависимости напряжения  $U_y$  от  $U_x$ .

Таким образом, на экране ЭО можно наблюдать вид зависимости одной величины от другой. Исследуемые величины не обязательно должны быть напряжениями, так как с помощью специальных устройств значения неэлектрических величин могут быть преобразованы в пропорциональные им электрические напряжения. Так, если на вход Y подать напряжение, пропорциональное току через полупроводниковый диод, а на вход X – напряжение, пропорциональное напряжению на нем, то на экране будем наблюдать зависимость тока через диод от напряжения на нем. Такая зависимость называется вольтамперной характеристикой (ВАХ) диода. Если на вход Y подать напряжение, пропорциональное индукции магнитного поля в ферромагнетике, а на вход X – напряжение, пропорциональное напряженности магнитного поля в нем, то на экране будем наблюдать зависимость индукции магнитного поля в ферромагнетике от напряженности этого поля (петлю гистерезиса для данного ферромагнетика).

На практике чаще всего ЭО применяется для определения зависимости исследуемого напряжения (сигнала) от времени (определение формы сигнала). Предположим, что исследуемое напряжение  $U_{y0}$  имеет синусоидальную форму. Вначале данное напряжение подается на вход "Y" и усиливается до необходимой величины усилителем 1 (рис.1.1). Далее

усиленное исследуемое напряжение  $U_y$  поступает на вертикально отклоняющие пластины. Предположим вначале, что на горизонтально отклоняющих пластинах напряжение отсутствует. Тогда луч будет перемещаться только в вертикальном направлении (рис.1.5).

Под действием напряжения  $U_y$  луч вначале в промежутке времени от нуля до  $t_2$  сместится от точки  $O$  в центре экрана вверх до точки  $O_2$ , затем в промежутке от  $t_2$  до  $t_4$  сместится вниз до точки  $O$ . Далее в промежутке от  $t_4$  до  $t_6$  луч сместится вниз до точки  $O_6$ , а в промежуток от  $t_6$  до  $t_8$  и возвратится из

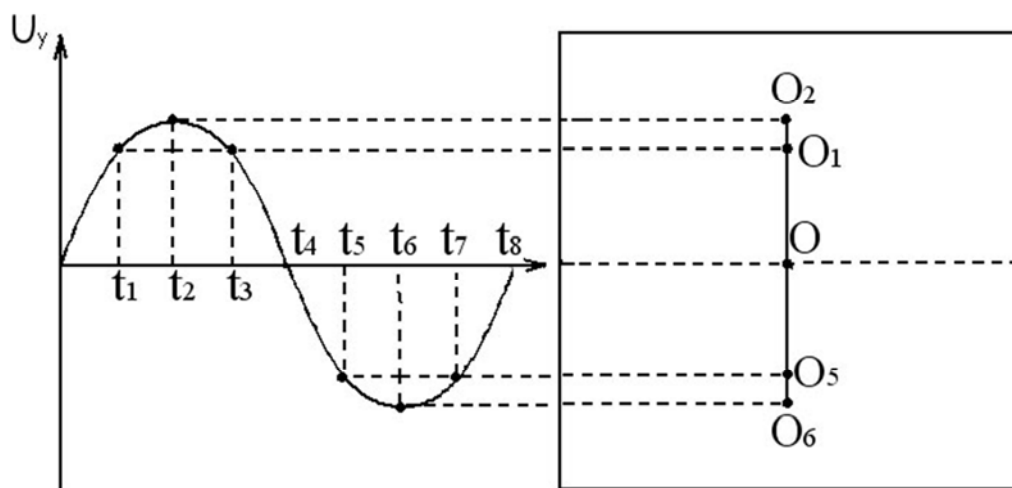


Рис.1.5. Движение электронного луча на экране при подаче напряжения только на вертикально отклоняющие пластины.

$O_6$  в исходную точку  $O$ . Таким образом, за полный период луч вычертит на экране вертикальный отрезок. Максимальное отклонение, равное половине длины отрезка, будет соответствовать амплитуде сигнала.

В соответствии с (1.9), величина смещения луча от первоначального положения  $y$  пропорциональна приложенному напряжению  $U_y$ . Поэтому, измерив отклонение  $y$  от нулевой линии, можно определять величину  $U_y$  в любой момент времени по формуле:

$$U_y = \frac{1}{c_y} y = \kappa_y y, \quad (1.12)$$

где  $\kappa_y = \frac{1}{c_y}$ . Эта величина называется коэффициентом отклонения осциллографа. Он зависит от величины коэффициента усиления усилителя 1 (рис.1.1) и от расстояния между пластинами. Коэффициент  $k_y$  имеет размерность Вольт/деление или милливольт/деление. Он численно равен напряжению на входе, которое смещает луч на одно деление по вертикали. Величина  $k_y$  устанавливается специальным переключателем.

Однако при таком изображении сигнала на экране невозможно определить ни период, ни даже форму сигнала. Чтобы решить данную проблему, на горизонтально отклоняющие пластины подаётся напряжение, прямо пропорциональное времени (или пилообразное напряжение, т.к. его график напоминает зубья пилы), которое называют сигналом развертки. На рис.1.6 график этого напряжения для наглядности повернут на 90°. В промежуток времени от нуля до  $t_8$  напряжение между пластинами линейно возрастает. Этот промежуток называют временем прямого хода  $t_{пр}$ . Под действием линейно возрастающего во времени напряжения развертки луч перемещается в горизонтальном направлении от левого края экрана к правому с постоянной скоростью (рис.1.6).

При отсутствии напряжения на вертикально отклоняющих пластинах на экране вычерчивается прямая горизонтальная линия. Скорость перемещения луча по экрану в горизонтальном направлении  $v_x$  будет постоянной и, с учётом (1.8), определяется формулой:

$$v_x = \frac{x}{t} = c_x \frac{U_x}{t}, \quad (1.13)$$

Из (1.13) следует, что величина горизонтального смещения по оси  $x$  прямо пропорциональна времени:  $x = v_x t$ .

Напряжение развертки вырабатывается специальным генератором, который называется генератором пилообразного напряжения. Величина  $\kappa_x = \frac{1}{v_x}$ , обратная скорости движения, называется коэффициентом развертки

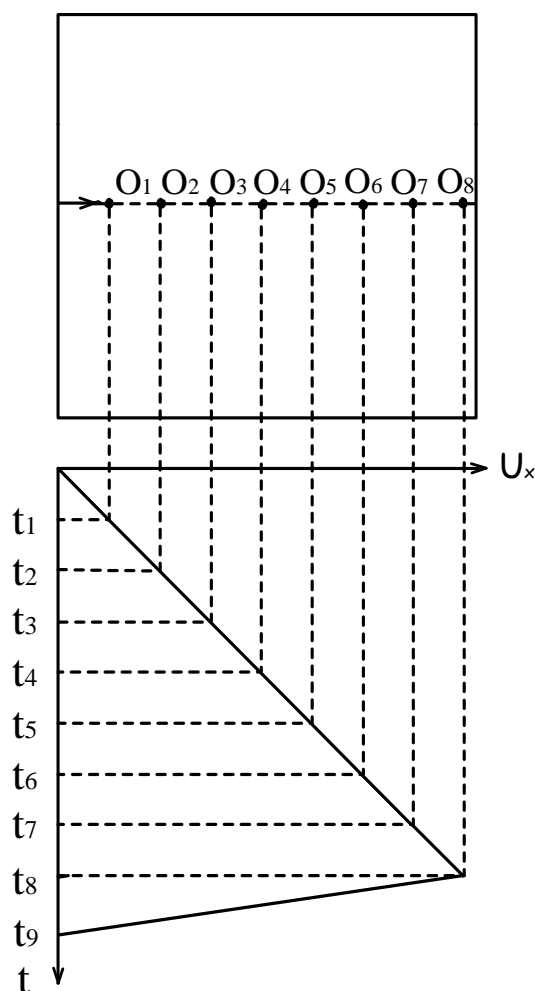


Рис. 1.6. Смещение луча по экрану при подаче напряжения развертки.

(или коэффициентом длительности развёртки). Он устанавливает связь между смещением луча и временем этого смещения и имеет размерность "время/дел", и численно равен времени, за которое луч перемещается на одно деление по горизонтали. Величина  $k_x$  также устанавливается специальным переключателем. Измерив величину соответствующего горизонтального смещения  $x$ , можно рассчитывать временные характеристики сигнала (период, длительность и т.д.) по формуле:

$$t = k_x x. \quad (1.14)$$

Напряжение  $U_x$  может возрастать только до значения, соответствующего максимальному смещению луча на экране (правый край). Затем в течение короткого промежутка времени от  $t_8$  до  $t_9$ , называемого временем обратного хода  $t_{обр.}$ , напряжение  $U_x$  падает до нуля, вследствие

чего луч быстро возвращается в исходную точку экрана. Чтобы обратный ход луча не наблюдался на экране, в течение  $t_{обр.}$  на управляющий электрод подается отрицательное напряжение, гасящее луч. Это напряжение действует и дальше до момента начала следующего прямого хода развертки.

Пусть теперь усиленное исследуемое напряжение подается на вертикально отклоняющие пластины, а одновременно на горизонтально отклоняющие пластины подается пилообразное напряжение. Тогда электронный луч будет отклоняться одновременно в вертикальном направлении на расстояние, пропорциональное величине исследуемого напряжения, а в горизонтальном направлении равномерно перемещаться от левого края экрана к правому. В результате на экране сформируется в некотором масштабе график зависимости исследуемого напряжения от времени (рис.1.7).

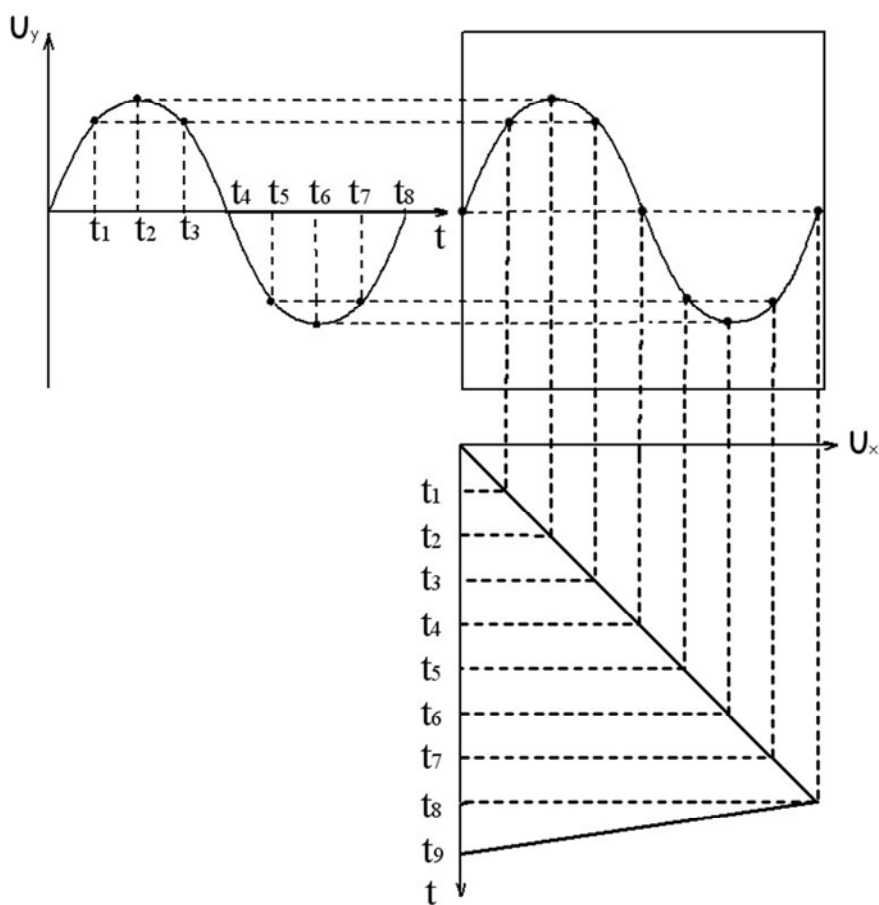


Рис. 1.7. Результат сложения двух отклонений по осям X и Y.

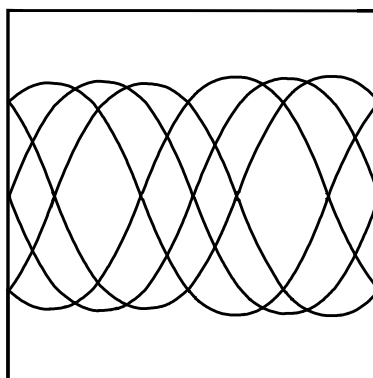


Рис. 1.8. Изображение на экране в отсутствие синхронизации.

Пусть на вход осциллографа подан некоторый периодический сигнал (например, синусоидальный) с периодом  $T_y$ . Если период развертки не кратен периоду сигнала, т. е.  $T_x \neq nT_y$  (где  $n$  – целое число), то на экране осциллографа наблюдаются различные участки синусоиды при каждом прямом ходе сигнала развертки, т.е. множество смещенных друг относительно друга в горизонтальном направлении кривых (рис.1.8).

Чтобы получить на экране устойчивое изображение, необходимо выполнение условия:

$$T_x = nT_y, \quad (1.15)$$

где  $n$  – целое число, начиная с единицы. Равенство (1.15) означает, что период сигнала развертки  $T_x$  кратен периоду исследуемого сигнала  $T_y$ .

Для выполнения этого условия используются так называемые синхроимпульсы – короткие острые импульсы, получаемые с помощью специальной схемы называемой *блоком синхронизации*.

Пусть, исследуемое напряжение имеет вид, представленный на рис. 1.9а. Синхроимпульсы формируются в моменты времени, когда оно достигает определенной величины, устанавливаемой извне.

На рис. 1.9б синхроимпульсы 1,2,3,4 и т.д. формируются, когда исследуемое напряжение равно нулю на участке роста (или на положительной полуволне). Синхроимпульсы управляют работой генератора развертки. Они следуют с периодом, равным периоду исследуемого сигнала. Под действием синхроимпульса 1 в момент  $t_1$  происходит запуск этого

генератора (Рис.1.9 в). В промежуток времени от  $t_1$  до  $t_2$  (время прямого хода  $t_{np}$ ) происходит равномерное перемещение луча от левого края экрана к правому. Промежуток времени от  $t_2$  до  $t_3$  это время обратного хода  $t_{обр}$ . В промежуток времени от  $t_1$  до  $t_3$  специальное устройство не позволяет синхрои́мпульсам управлять работой генератора развертки. Поэтому синхрои́мпульс 2 никак не повлияет на работу этого генератора. Начиная с момента  $t_3$ , блок развертки уже способен реагировать на синхрои́мпульсы и будет запущен в момент  $t_4$  синхрои́мпульсом 3. В этот момент начнется

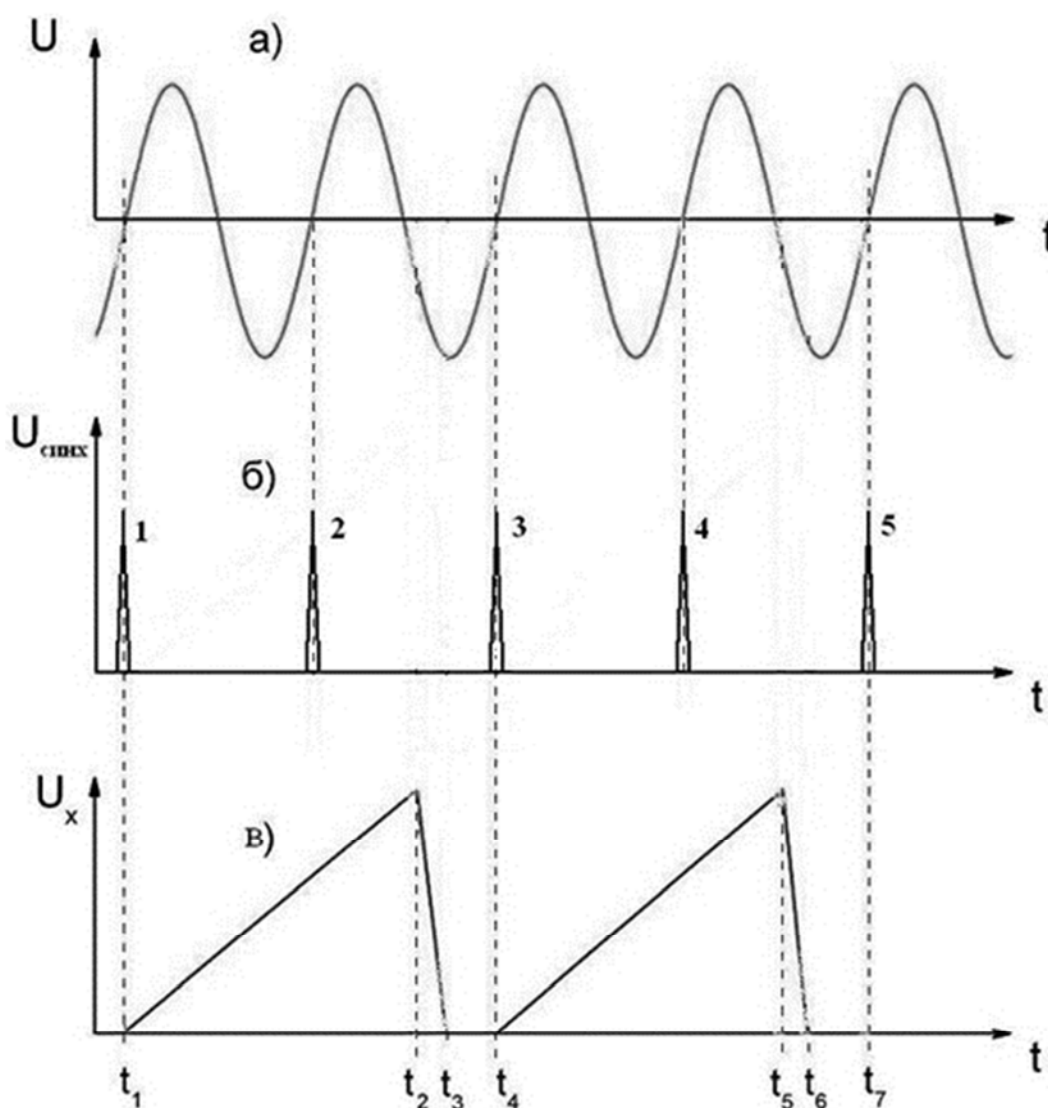


Рис. 1.9. Иллюстрация действия синхрои́мпульсов: а) – исследуемое напряжение, б) моменты генерации синхрои́мпульсов, в) генерируемое пилообразное напряжение.

следующий прямой ход развертки. Промежуток времени от  $t_3$  до  $t_4$  называется временем блокировки  $t_{\text{бл.}}$ . При заданной величине  $k_x$  величины  $t_{\text{нр}}$  и  $t_{\text{обр.}}$  постоянны, а длительность  $t_{\text{бл.}}$  устанавливается с помощью синхроимпульса  $Z$  таким образом, чтобы период развертки был кратен периоду сигнала, так как синхроимпульсы должны следовать с периодом, равным периоду исследуемого сигнала. В момент  $t_4$  сигнал достигает той же величины, что и в момент начала предыдущего прямого хода. Таким образом, новый запуск развертки начинается через целое число периодов  $U$  (т. е. условие (1.15) выполняется), траектория луча начнется с той же точки на экране, что и при предыдущем запуске, а вторая кривая, описанная на экране лучом, полностью совпадет с первой и изображение будет устойчивым. Для случая, изображенного на рис. 1.9в,  $n = 2$ . В результате период сигнала развертки  $T_x$  равен сумме трех слагаемых:

$$T_x = t_{\text{нр}} + t_{\text{обр.}} + t_{\text{бл.}} \quad (1.16)$$

#### 1.5. Рекомендации при работе с электронным осциллографом.

При работе с осциллографом необходимо руководствоваться следующими общими рекомендациями:

1. До начала измерений или анализа наблюдаемой осциллограммы следует проверить положение нуля на экране осциллографа. Из-за того, что с помощью специальных регуляторов изображение на экране можно в широких пределах перемещать вверх и вниз, текущее положение “нуля” не обязательно совпадает с центром экрана. Положение “нуля” в текущий момент времени можно определить, отключив подачу исследуемого сигнала на вход осциллографа (во многих осциллографах для этого предусмотрен специальный переключатель). При отсутствии переключателя, отключающего сигнал, можно отсоединить кабель, подающий сигнал на вход осциллографа, от источника сигнала и определить при этом текущее положение “нуля” на экране.

2. Во многих моделях осциллографов переключатели

коэффициентов отклонения луча являются комбинированными и состоят из ступенчатого переключателя и ручки плавной настройки. При проведении измерений следует помнить, что реальный коэффициент отклонения луча совпадает со значением коэффициента, нанесенного на передней панели осциллографа для каждого положения ступенчатого переключателя только тогда, когда регулятор плавной настройки находится в крайнем правом “защелкнутом” положении. В противном случае реальный коэффициент отклонения не совпадает с обозначенным на передней панели.

3. При настройке изображения на экране и выборе коэффициентов отклонения следует руководствоваться правилом: изображение должно быть максимально крупным, но при этом целиком помещаться на экране осциллографа. Это требование обусловлено тем, что если изображение не помещается полностью на экране, то невозможно измерить его размеры и снять отсчет. С другой стороны, чем меньше размер изображения – тем больше относительная ошибка измерения. Пояснить это можно на следующем примере: в качестве абсолютной приборной ошибки обычно используют половину цены деления аналогового прибора. При размере изображения исследуемого сигнала равном 5-ти делениям шкалы относительная погрешность составит  $\varepsilon_1 = \frac{0,5}{5} \cdot 100\% = 10\%$ , а при размере изображения сигнала равном 15-ти делениям уже  $\varepsilon_1 = \frac{0,5}{15} \cdot 100\% \approx 3,3\%$ , т.е. точность измерения во втором случае повышается в три раза.

4. Начинать измерения с помощью электронного осциллографа следует с проверки его калибровки. Т.е. следует проверить значения коэффициентов отклонения. Для этого на вход осциллографа подают сигнал с выхода калибровочного генератора, параметры которого известны с высокой точностью. Если параметры сигнала, полученные в результате измерений с помощью осциллографа, совпадают с известными параметрами калибровочного сигнала, то осциллограф исправен и готов к началу измерений. Если же измеренные параметры не совпадают с параметрами

сигнала подаваемого на вход осциллографа, то необходимо выяснить причину расхождений и постараться ее устранить. В противном случае результаты измерений проводимых с помощью осциллографа будут неверными.

### 1.6.Порядок выполнения работы

В лабораторной работе используется универсальный электронный осциллограф модели С1-167 (фото на рис.1.10) и универсальный лабораторный комплекс КУЛ-1 (фото на рис. 1.11). Пред началом работы с осциллографом следует ознакомиться с его внешним видом и

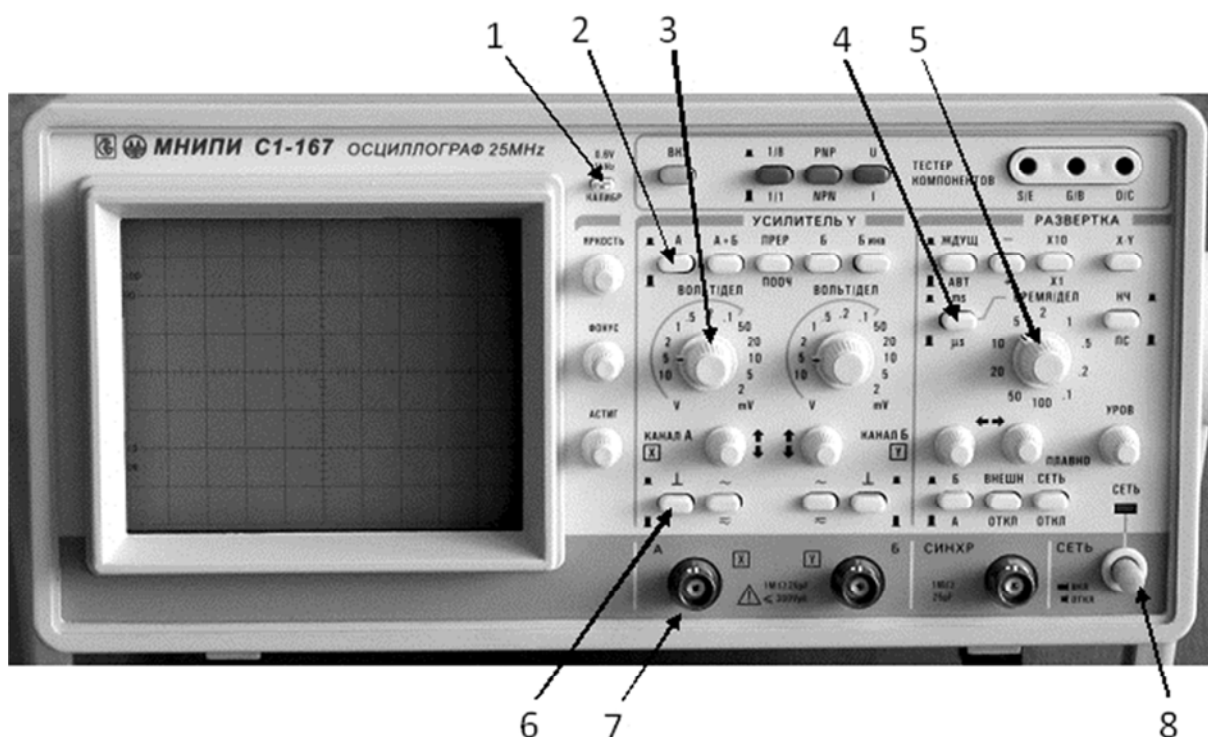


Рис. 1.10. Панель управления электронного осциллографа С1-167.

1 – выход калибровочного генератора, 2 – кнопка включения канала “А”, 3 – переключатель коэффициента отклонения (по вертикали) канала “А”, 4– переключатель диапазона (мс/мкс) для коэффициента развертки по горизонтали (длительности), 5 – переключатель коэффициента развертки по горизонтали, 6 – выключатель входного сигнала (для проверки положения нуля), 7 – разъем для подключения сигнала к входу канала “А”, 8 – выключатель осциллографа.

расположением ручек управления. На панели управления осциллографом С1-167 переключатели и ручки управления собраны в группы по их назначению. Справа от экрана расположены три ручки управления настройкой электронного пучка – “яркость”, “фокус”, “астигматизм”, с помощью этих регуляторов подбираются оптимальная яркость и четкость изображения на экране. Над этими ручками расположена клемма выхода калибровочного генератора. Калибровочные импульсы имеют прямоугольную форму, амплитуду 0,6 В и частоту 1 кГц. Справа от вывода калибровочного генератора расположены переключатели и гнезда блока предназначенного для проверки транзисторов (в работе не используются).

Задание 1. Проверить калибровку коэффициента вертикального отклонения  $k_y$  и коэффициента горизонтальной развертки  $k_x$  (горизонтального отклонения). Для этого измерить амплитуду и период калибровочного (известного) сигнала, подаваемого на вход канала “А” от специального устройства – калибратора (клемма 1 на передней панели осциллографа). Амплитуда и частота сигнала калибратора заранее известны и стабилизированы с высокой степенью точности. Они имеют прямоугольную форму, амплитуда сигнала  $U_m = 0,6$  В и частота  $\nu = 1$  кГц (эти параметры нанесены на передней панели рядом с клеммой калибровочного генератора). По известной частоте калибровочного сигнала легко вычислить его период  $T$ , который равен  $T = 1/\nu = 1$  мс. Нужно измерить амплитуду и период калибровочного сигнала на экране и проверить, соответствуют ли измеренные значения известным параметрам калибровочного сигнала.

а) Соедините выход 1 калибровочного генератора с входом 7 канала “А”. Нажмите кнопку 2.

б) Вытянув кнопку 8 на себя включить осциллограф.

в) С помощью переключателей 3 ( $k_y$ ) и 5 ( $k_x$ ) при нажатой кнопке 4 получить на экране осциллографа изображение калибровочного сигнала.

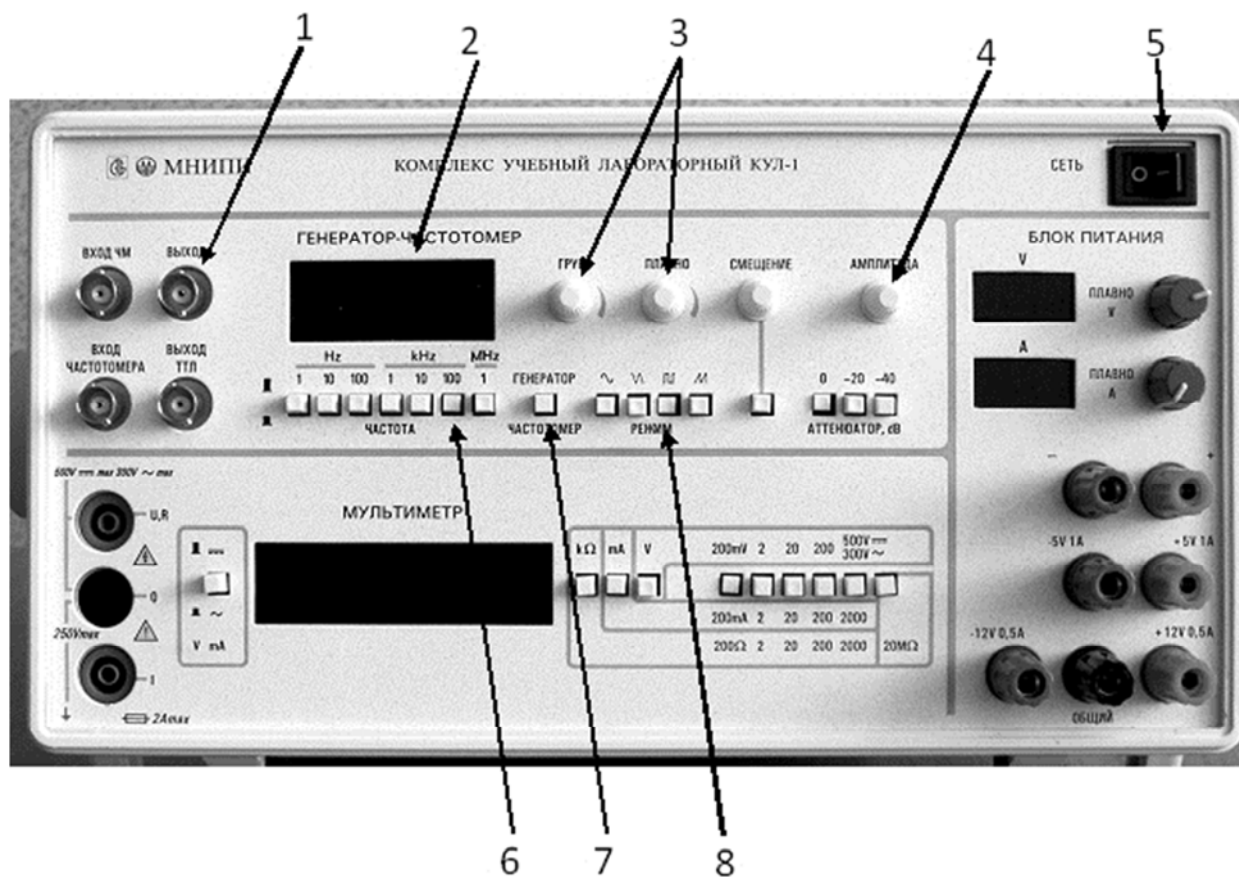


Рис. 1.11. Передняя панель учебного лабораторного комплекса КУЛ-1.

1 – выходной разъем генератора, 2 – индикаторное табло генератора-частотомера, 3 – регуляторы настройки частоты генератора, 4 – амплитуда выходного сигнала генератора, 5 – общий выключатель, 6 – переключатели диапазонов частот, 7 – переключатель режима работы генератор-частотомер, 8 – кнопки переключения формы генерируемых сигналов.

При необходимости с помощью регулятора “уровень” добиться “остановки” изображения.

г) Измерить вертикальный размер сигнала  $u_m$  и горизонтальный размер сигнала  $x_m$ , соответствующий одному периоду, в делениях сетки экрана. Измерения провести при значениях коэффициентов отклонения  $k_y$ : 2, 1, 0,5, 0,2 и 0,1 В/дел;  $k_x$ : 1, 2, 5 мс/дел. Определить при каких коэффициентах отклонения достигается наилучшая точность измерений. Результаты измерений занести в таблицу 1.1.

д) Рассчитать напряжение, период и частоту калибровочного сигнала по формулам:

$$U_k = y_m \cdot K_y; \quad T_k = x_m \cdot k_x; \quad \nu_k = \frac{1}{T_k}. \quad (1.17)$$

Результаты расчетов также занести в таблицу 1.1.

Задание 2. Исследовать с помощью осциллографа электрические сигналы различной формы и частоты, получаемые от генератора, встроенного в лабораторный комплекс КУЛ-1. Для этого: 1) соединить кабелем вход канала “А” осциллографа с выходным разъемом 1 генератора КУЛ-1; 2) регулятор амплитуды 4 установить в крайнее левое положение; 3) включить лабораторный комплекс КУЛ-1 в сеть выключателем 5; 4) включить на генераторе диапазон частот 100 кГц (кнопка 7); 5) используя осциллограф как контрольный прибор настроить генератор в режим генерации следующих сигналов (кнопки 8): а) синусоидальные, частотой примерно ~20 кГц, амплитудой ~ 2 В; б) треугольные частотой ~ 40 кГц, амплитудой ~4 В; в) прямоугольные частотой ~ 60 кГц, амплитудой ~ 6 В; г) пилообразные частотой ~ 80 кГц, амплитудой ~ 8 В.

Для каждого из сигналов добиться на экране четкого устойчивого изображения, которое зарисовать в масштабе (по клеточкам) и записать значения коэффициентов отклонения, при которых они были получены. Вычислить значения амплитудных напряжений, период и частоту исследуемых сигналов и записать полученные значения на соответствующих осциллограммах. При наблюдении сигналов и измерении их параметров руководствоваться общими рекомендациями при работе с осциллографом. Результаты измерений представить в Таблице 1.2.

Таблица 1.1. Проверка калибровки коэффициентов отклонения.

| Проверяемый коэффициент отклонения | Параметр калибровочного сигнала | Значение коэффициента отклонения | Размер изображения на экране, дел. | Измеренное значение калибровочного сигнала |
|------------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|------------------------------------|--|
| $K_y$                              | 0,6 В                           | 2 В/дел                          |                                    |  |
|                                    |                                 | 1 В/дел                          |                                    |  |
|                                    |                                 | 0,5 В/дел                        |                                    |  |
|                                    |                                 | 0,2 В/дел                        |                                    |  |
|                                    |                                 | 0,1 В/дел                        |                                    |  |
| $K_x$                              | 1 мс                            | 1 мс/дел                         |                                    |  |
|                                    |                                 | 0,5 мс/дел                       |                                    |  |
|                                    |                                 | 0,2 мс/дел                       |                                    |  |
|                                    |                                 | 0,1 мс/дел                       |                                    |  |

Таблица 1.2. Результаты измерение параметров электрических сигналов.

| Исследуемый сигнал |             | Результаты измерений |                |       |             |              |               |           |
|--------------------|-------------|----------------------|----------------|-------|-------------|--------------|---------------|-----------|
| Вид сигнала        | $\nu$ , кГц | $x_T$ , дел.         | $k_x$ , мс/дел | T, мс | $\nu$ , кГц | $u_m$ , дел. | $k_y$ , В/дел | $U_m$ , В |
| Синусоидальный     | ~ 20        |                      |                |       |             |              |               |           |
| Треугольный        | ~ 40        |                      |                |       |             |              |               |           |
| Прямоугольный      | ~ 60        |                      |                |       |             |              |               |           |
| Пилообразный       | ~ 80        |                      |                |       |             |              |               |           |

#### Контрольные вопросы:

1. Какие измерения можно выполнять с помощью электронного осциллографа?
2. Как снять отсчет с экрана осциллографа?
3. Назовите основные блоки электронного осциллографа и их назначение.
4. Как выполнить проверку калибровки осциллографа?
5. Что такое электронно-лучевая трубка и как она устроена?
6. Как проверить положение “нуля на вертикальной оси” при текущей настройке осциллографа?
7. Каким рекомендациям нужно следовать при настройке изображения на экране осциллографа и почему?

#### **Литература**

1. Хромой Б.П., Моисеев Ю.Г. Электрорадиоизмерения. – М.: Радио и связь, 1985. – с. 139 – 171. (288 с.)

2. Кушнир Ф.В. Электрорадиоизмерения. – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – с. 120 – 153. (319 с.)
3. Савельев И.В. Курс общей физики, т.2. – М.: Наука, 1982. – 496 с.
4. Бишард Е.Г., Киселева Е.А., Лебедев Г.П. Аналоговые электроизмерительные приборы. – М.:ВШ, 1991. – с.341 – 385.

## 2. ИЗУЧЕНИЕ ЦИФРОВОГО ОСЦИЛЛОГРАФА

### Цель работы:

1. Изучить принцип действия цифрового осциллографа.
2. Выполнить проверку калибровки осциллографа.
3. Получить осциллограммы и определить параметры неизвестных исследуемых сигналов.

### 2.1. Введение

Осциллограф – измерительный прибор, предназначенный для исследования периодических и однократных быстро изменяющихся сигналов. Он позволяет наблюдать изучаемый сигнала в виде графика, а также измерять и сохранять (при наличии такой функции) информацию о исследуемых электрических сигналах.

Основной функцией любого осциллографа является отображение (визуализация) зависимости входного сигнала (напряжения) от времени либо от другого параметра. Общепринято, что по горизонтали (ось X) откладывается параметр (например, время), а по вертикали – ось Y – откладывается входной сигнал (напряжение). Используя датчики или измерительные схемы, преобразующие различные физические параметры в пропорциональные им значения напряжения с помощью осциллографа можно изучать зависимости от времени таких параметров как температура, напряженность электрического или магнитного полей, индукции магнитного поля и других величин.

В настоящее время происходит массовый переход с традиционных аналоговых электронно-лучевых осциллографов на цифровые осциллографы. При этом следует помнить, что цифровой осциллограф имеет особенности, которые необходимо учитывать при работе с таким прибором.

### 2.2. Структура и принцип действия цифрового осциллографа

Рассмотрим устройство и принцип действия цифрового осциллографа.

На рис. 2.1 в упрощенном виде показана структурная схема цифрового осциллографа (ЦО).

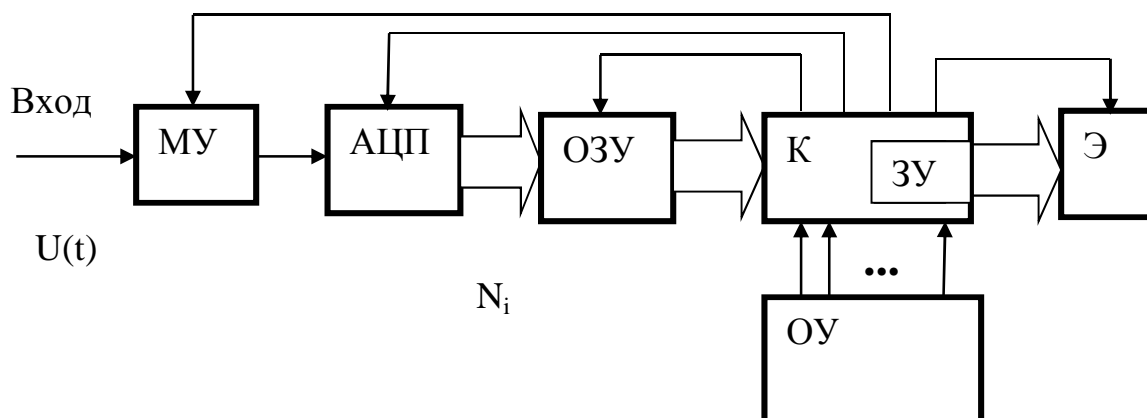


Рис. 2.1. Упрощенная структурная схема цифрового осциллографа (ЦО)  
 МУ – масштабирующее устройство (усилитель и делитель напряжения);  
 АЦП – аналого-цифровой преобразователь;  
 ОЗУ – оперативное запоминающее устройство;  
 К – контроллер;  
 ЗУ – запоминающее устройство;  
 Э – экран;  
 ОУ – органы управления (кнопки, ручки).

Пройдя через МУ, входное напряжение  $U(t)$  преобразуется АЦП в дискретную последовательность кодовых слов  $N_i$ , т.е. с очень высокой частотой происходит измерение мгновенных значений напряжения исследуемого сигнала и каждое измеренное значение  $U_i$  представляет собой “слово” которое записывается в ОЗУ. При этом все предыдущие записанные отсчёты сдвигаются на одну ячейку (регистр сдвига), а самый первый  $N_1$  исчезает, как бы «выталкивается». Если ОЗУ состоит из  $M$  ячеек, то в нём, постоянно обновляясь, содержится  $M$  последних, «свежих», кодовых слов (т.е. измеренных через очень малые интервалы времени значений напряжения  $U_i$ ). Так продолжается до тех пор, пока не будет выполнено заданное условие, например, когда какое-либо  $U_i$  впервые превысит заданный оператором уровень («запуск по уровню»). После этого содержимое некоторого количества ячеек ОЗУ переписывается в запоминающее устройство ЗУ, входящее в состав контроллера К.

Каждой ячейке ЗУ соответствует точка на экране по цвету отличающаяся от фона. Её абсциссу определяет номер ячейки, а ординату кодовое слово  $N_i$ , находящееся в этой ячейке. Для хорошего изображения сигнала на экране вполне достаточно 2 точки на 1 мм. Средних размеров экран имеет высоту 100 мм и ширину 120 мм. Следовательно, на экране должны располагаться  $200 \times 240 = 48\,000$  точек или более.

Таким образом, для формирования хорошего изображения АЦП должен иметь не менее 8 двоичных разрядов (256 точек по вертикали) и ЗУ должно содержать 256 ячеек (точек по горизонтали).

Но количество ячеек ОЗУ может быть гораздо больше. Это делается для того, чтобы ЦО мог запоминать в ОЗУ очень много кодовых слов, а потом «вытягивать» их порциями, соответствующими ширине экрана. В аналоговых осциллографах это, конечно, невозможно. Для обозначения запаса по оси времени («глубина памяти») иногда пользуются такой оценкой длительности сигнала, данные о котором записаны в ОЗУ: «число экранов». Например, «8 экранов» означает, что объём памяти ОЗУ не 256, а 2048 ячеек, в которых записано 2048 кодовых слов  $N_i$ . Каждое  $N_i$  – это 8-разрядный код, т.е. один байт, таким образом, «8 экранов» – это объём памяти в 2 килобайта. Можно вообразить очень широкий экран-ленту – в 8 раз шире натурального, но такой же высоты. На такой ленте было бы записано изображение всего сигнала. Длина этой ленты около одного метра.

Ещё одно принципиальное отличие от аналоговых осциллографов состоит в том, что в ЦО можно видеть предысторию сигнала до появления импульса запуска. Это называют «предзапуском». Кодовые слова переписываются из ОЗУ в ЗУ так, что в момент появления импульса запуска первой ячейкой ЗУ будет та, что даёт точку на вертикальной линии, проходящей через центр экрана, последующие точки располагаются направо от неё, предыдущие – налево. Положение первой ячейки можно смещать влево или вправо от центра и тем самым соответственно уменьшать или увеличивать видимый интервал предыстории.

Частоту дискретизации (частоту «выборок» или измерения напряжения) можно изменять в широких пределах, что соответствует изменению масштаба по горизонтали и аналогично изменению скорости развёртки в аналоговых осциллографах.

Для изменения масштаба по вертикали, как и в аналоговых осциллографах, можно изменять коэффициенты усиления или деления соответственно входного усилителя или делителя напряжения.

В целом ЦО имеет больше сходства с компьютером, чем с аналоговым осциллографом. Он позволяет выполнять различные математические операции: растягивать во времени фрагменты записанного в память сигнала, складывать и вычитать сигналы в разных каналах, определять частотный спектр сигнала путём применения быстрого преобразования Фурье и проч.

Основным недостатком всех цифровых осциллографов является, то, что они работают не в реальном масштабе времени. Что это означает? На рис. 2.2 приведен схематический рисунок, иллюстрирующий отображение сигнала аналоговым осциллографом. Закрашенное поле обозначает область рисунка, отображаемую на экране (кадр). Задержка между кадрами составляет время обратного хода луча и регулируемую временную задержку (именуемую в России "стабильность" за рубежом "HOLD") запуска развертки для получения стабильной синхронизации. Это время достаточно мало по сравнению с временем развертки и поэтому если сигнал от кадра к кадру изменяется, это изменение немедленно отображается на экране, это и есть отображение сигнала в реальном времени. Динамика сигнала как по вертикали, так и по горизонтали соответствует изменениям входного сигнала.

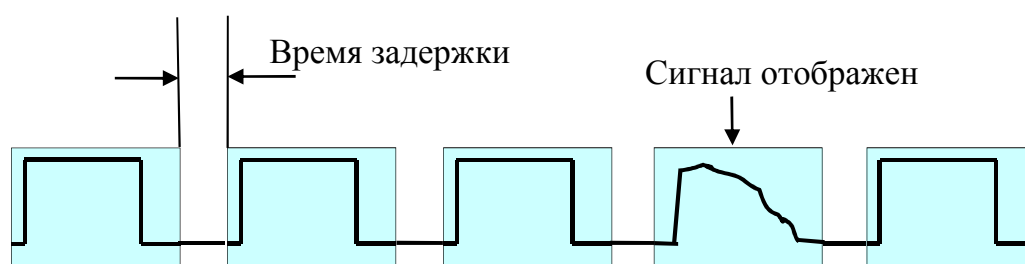


Рис. 2.2. Схема, иллюстрирующая вывод информации на экран аналогового осциллографа.

Цифровой осциллограф использует абсолютно другой принцип работы. Входной сигнал, в размере выбранного кадра, пройдя все входные усилители, поступает на АЦП, где преобразуется в цифровую форму и поступает во внутреннюю память для дальнейшей обработки (привязки к развертке, выводу на экран, измерение параметров и т.д.). Время этой обработки достаточно велико по сравнению со временем кадра, задержка при выводе на экран получается достаточно большая, часть информации об изменении сигнала между кадрами теряется бесследно (см.рис.2.3).

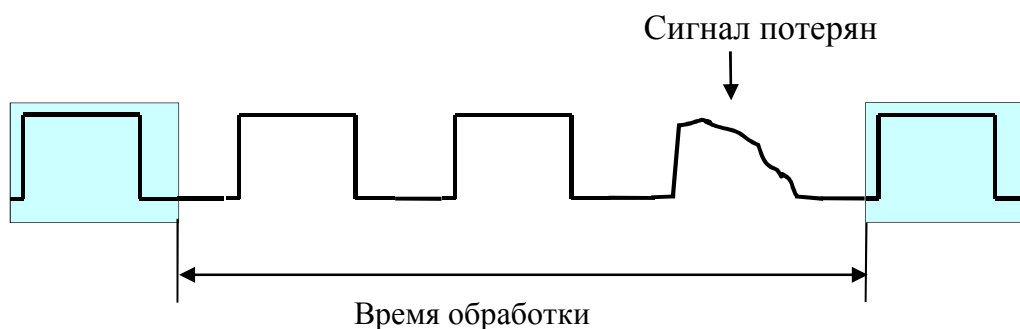


Рис. 2.3 Схема, иллюстрирующая вывод информации на экран цифрового осциллографа.

Это и есть отображение входного сигнала в нереальном масштабе времени - главный недостаток всех цифровых осциллографов. Его можно попытаться сгладить, но избежать нельзя.

Отдельный вопрос – как входной сигнал записывается в АЦП? Тут пути разных производителей расходятся. Самый простой способ - выбрать как можно большую частоту дискретизации (исходя из соображений целесообразности и полосы пропускания) и записать их в память. Такая дискретизация, с жестко установленным временем между точками дискретизации, называется *периодической (или регулярной)*. При этом способе дискретизации генератор, задающий шаг дискретизации запускается однократно, его сигнал показан в виде импульсной последовательности на Рис. 2.4. Шаг дискретизации  $T_0$  задается периодом импульсов, показанных на

Рис. 2.4а, частота дискретизации равна  $F_d = \frac{1}{T_0}$ .

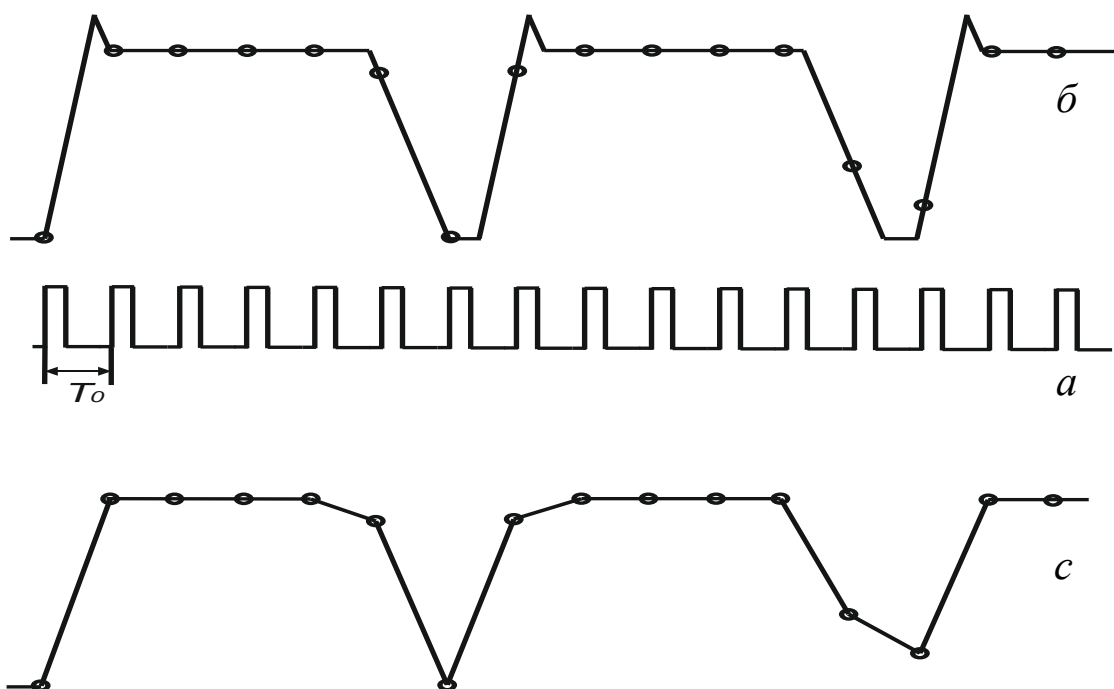


Рис. 2.4. Пояснение принципа амплитудно-цифрового преобразования при регулярной дискретизации.

*a* – график следования моментов дискретизации, *б* – точками обозначены считываемые значения сигнала, *с* – отображаемое на экране осциллографа изображение сигнала, восстановленное по измеренным при АЦП значениям.

Недостатком такого способа является то, что информация между точками дискретизации (точки, наложенные на сигнал) теряется безвозвратно, не смотря на высокую скорость дискретизации. Достоинством - простота и, самое главное, возможность исследовать однократные сигналы с той же достоверностью, что и периодические.

Естественно, изменения сигнала между точками дискретизации не отображаются на экране, поэтому отображение сигнала на экране искажается, как показано на рис.2.5*с*, этот дефект "заложен конструктивно".

В некоторых моделях ЦО использует другой способ дискретизации входного сигнала - *нерегулярной дискретизации*. Например, дискретизация входного сигнала происходит с частотой 10 Мв/с (Меговвыборок в секунду), при этом осуществляется несколько (*K*) циклов развертки (дискретизации), сдвинутых относительно друг друга во времени на величину  $\Delta T_i$ . Это позволяет увеличить количество выборок в *K* раз.

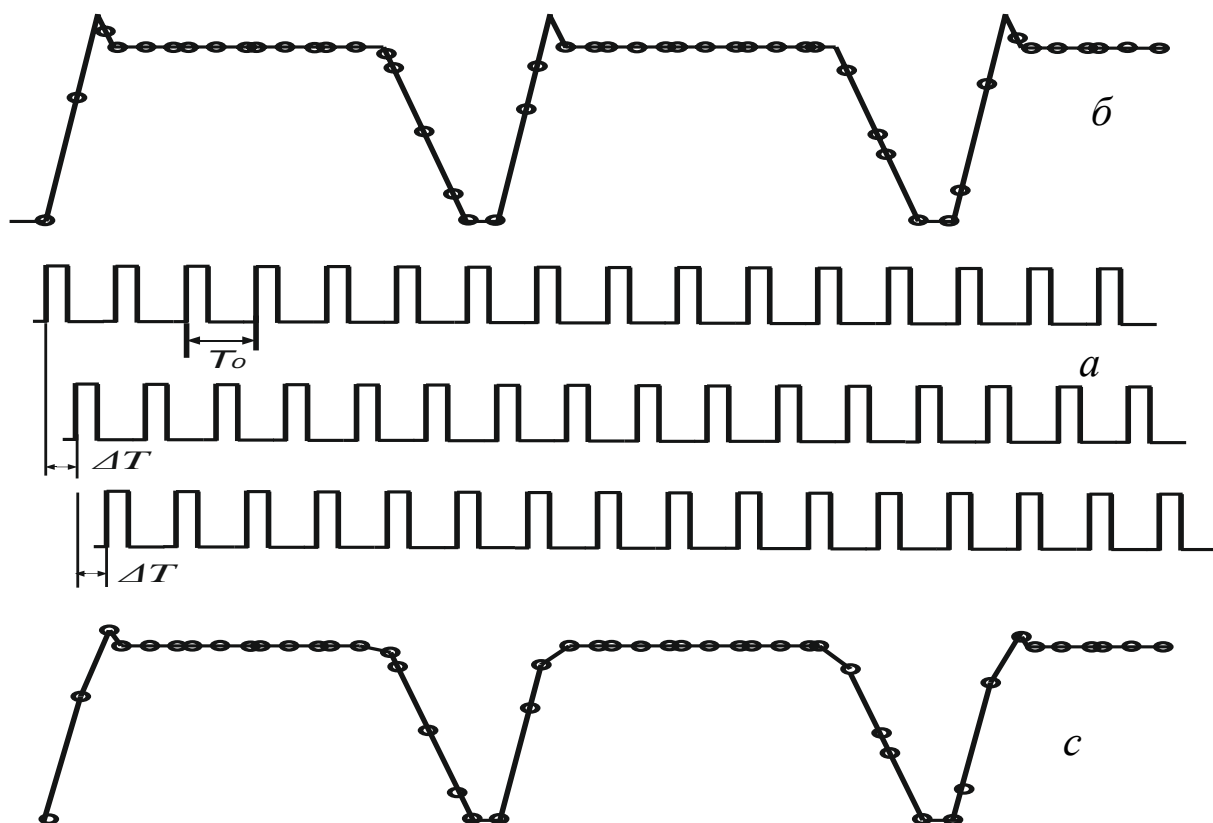


Рис. 2.5. Пояснение принципа амплитудно-цифрового преобразования при нерегулярной дискретизации.

*a* – графики следования моментов дискретизации, *б* – точками обозначены считываемые значения сигнала, *с* – отображаемое на экране осциллографа изображение сигнала, восстановленное по измеренным при АЦП значениям.

*Метод нерегулярной дискретизации требует большого объема памяти ОЗУ, последующей обработки и может применяться только для повторяющихся сигналов.*

В данной лабораторной работе используется цифровой осциллограф компании UNI-T (модель UTB\_TREND 722-050-5). Данный осциллограф позволяет исследовать сигналы частотой до 50 МГц при применении различных режимов выборки. Внешний вид осциллографа представлен на Рис.2.6.

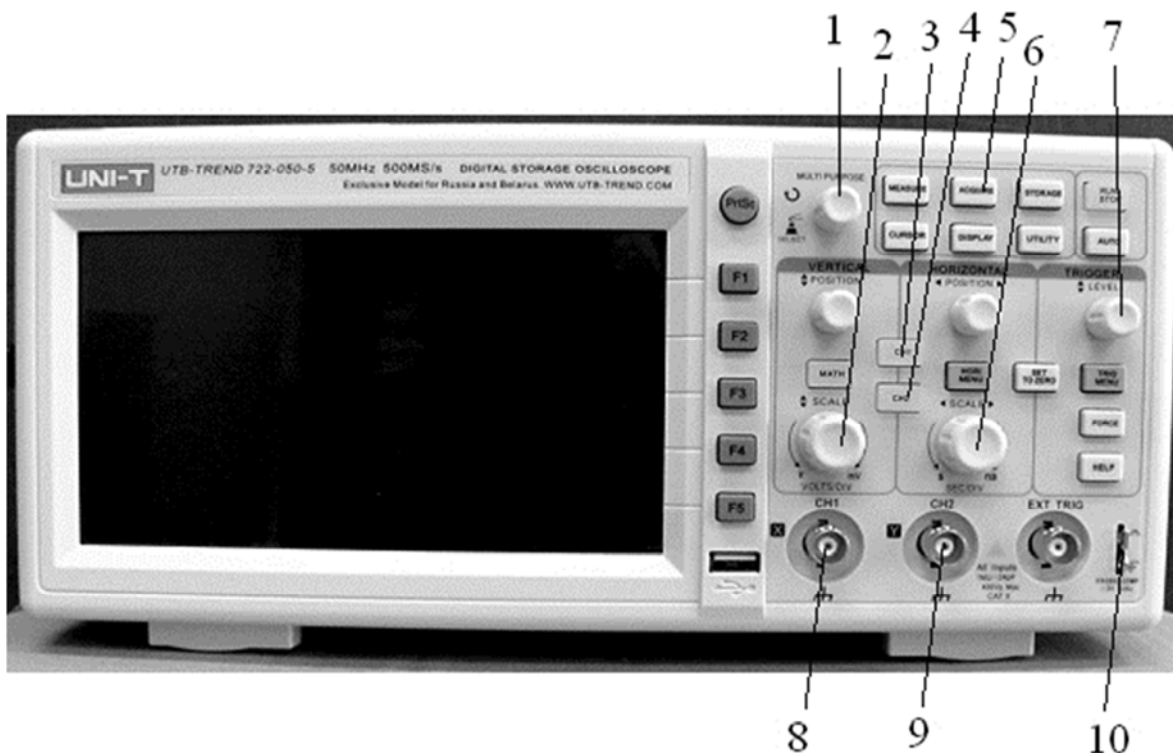


Рис. 2.6. Внешний вид осциллографа UNI-T (модель UTB\_TREND 722-050-5). Основные органы управления осциллографом UTB\_TREND 722-050-5: 1 – многофункциональный регулятор; 2 – регулятор масштаба вертикальной шкалы (коэффициента развертки) первого канала, 3 – Выключатель 1-го канала, 4 – выключатель 2-го канала, 5 – включение меню настройки режима выборки; 6 – регулятор масштаба вертикальной шкалы (коэффициента развертки) второго канала; 7 – регулятор управления запуском; 8 и 9 – входные разъемы первого и второго каналов соответственно; 10 – выход калибровочного генератора.

## 2.2. Порядок выполнения работы

### Задание 2.1. Проверка калибровки осциллографа.

Проверка калибровки выполняется для того, чтобы убедиться в исправности прибора и в достоверности получаемых с помощью осциллографа результатов. Для проверки калибровки необходимо:

1) Включить прибор, дать ему прогреться и подать на вход проверяемого канала (осциллограф имеет два канала и каждый из них можно проверить) *калибровочный сигнал*.

2) В качестве калибровочного сигнала можно использовать сигнал,

параметры которого известны с высокой точностью. Получить такой сигнал можно с помощью внешнего надежного генератора, либо с помощью встроенного генератора, предназначенного для выполнения проверки калибровки. Возле выходных клемм калибровочного генератора на корпусе осциллографа указано, что калибровочный генератор генерирует прямоугольные импульсы напряжением 3 В и частотой 1 кГц (Рис.2.6, клеммы 10). С помощью специального кабеля, входящего в комплект осциллографа следует подать калибровочный сигнал с выходных клемм калибровочного генератора (контакты 10, рис.2.6) на вход первого или второго канала (в зависимости от того какой канал проверяется) осциллографа (разъемы 8 или 9, рис.2.6). При подключении кабеля к входу осциллографа следует обратить внимание на положение переключателя расположенного на корпусе измерительного пробника (переключатель рыжего цвет) (см. Рис.2.7). Этот переключатель может включать или выключать делитель напряжения. Необходимо убедиться, что переключатель установлен в положение X1 (т.е. ослабление входного сигнала отсутствует).

Чтобы быстрее и легче осуществить настройку изображения сигнала на экране осциллографа следует нажать кнопку “Auto”. При этом электронная схема осциллографа автоматически определит оптимальные настройки для отображения исследуемого сигнала на экране.



Рис. 2.7. Фото измерительного пробника с переключателем делителя напряжения – 1.

3) После появления на экране осциллографа изображения прямоугольных импульсов следует определить параметры сигнала и

результаты измерения занести в таблицу 2.1.

Порядок измерения следующий:

а) Перед началом измерений нужно проверить положение “нуля”. Т.к. используя регулятор 2 (Рис.2.6) можно смещать изображение на экране вверх или вниз необходимо следить за тем какому делению сетки на вертикальной оси соответствует в данный момент значение напряжения равное нулю. Положение нуля обозначают указатели в виде небольших стрелок, расположенных на левом и правом краях изображения рабочего поля экрана. Кроме того, можно воспользоваться кнопкой “SET TO ZERO”, после нажатия которой, нулевой уровень сигнала установится ровно посередине экрана.

б) Для определения напряжения сигнала  $U$  необходимо измерить вертикальный размер сигнала по вертикали в делениях сетки на экране и умножить этот размер на коэффициент развертки по вертикали.

$$U = l_y \cdot K_y, \quad (2.1)$$

где,  $U$  – измеряемое напряжение,  $l_y$  – размер сигнала по вертикали,  $K_y$  – коэффициент развертки по вертикали.

Коэффициент развертки по вертикали находится в левом нижнем углу экрана в полях обозначенных “Ch1” – для первого канала или “Ch2” – для второго канала. Коэффициент развертки по горизонтали (по времени) находится рядом в поле, обозначенном “M”. Этот коэффициент используется при измерении временных параметров сигнала.

с) Чтобы измерить период сигнала  $T$  необходимо измерить расстояние по горизонтали между двумя идентичными точками на изображении сигнала в делениях сетки и умножить на коэффициент развертки по горизонтали.

$$T = l_x \cdot K_x, \quad (2.2)$$

где  $T$  – период сигнала,  $l_x$  – размер сигнала по горизонтали,  $K_x$  – коэффициент развертки по горизонтали.

После измерения периода сигнала можно вычислить его частоту  $\nu$  по формуле:

$$v = \frac{1}{T}, \quad (2.3)$$

Значения коэффициентов развертки по горизонтали и вертикали можно изменять с помощью регуляторов 2 и 6 (Рис.2.6). При проведении измерений необходимо следить, чтобы исследуемый сигнал полностью помещался в пределах экрана. Следует помнить, что чем крупнее изображение сигнала, тем выше точность измерения, т.к. относительная ошибка определяется как отношение половины минимального деления шкалы экрана к измеряемому размеру на экране:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}, \quad (2.4)$$

где  $\varepsilon$  – относительная ошибка измерения,  $\Delta l$  – половина минимального деления на экране осциллографа,  $l$  – измеряемый размер в малых делениях шкалы.

Результаты всех выполненных измерений напряжения, периода сигнала и рассчитанной частоты следует занести в таблицы 2.1 и 2.2.

Таблица 2.1. Измерение напряжения калибровочного сигнала.

| №<br>п/п | Вертикальный<br>размер сигнала,<br>дел. | Коэффициент<br>развертки по<br>вертикали, мВ/дел | Напряжение<br>сигнала U, В | Относительная<br>ошибка $\varepsilon$ |
|----------|---|--|----------------------------|---------------------------------------|
| 1        |   |  |                            |                                       |
| 2        |   |  |                            |                                       |
| 3        |   |  |                            |                                       |
| 4        |   |  |                            |                                       |
| 5        |   |  |                            |                                       |

Очевидно, что если все измерения выполнены правильно, то при измерениях, выполненных с разными значениями коэффициентов развертки, полученные значения напряжения и периода сигнала должны быть примерно одинаковыми и при исправной работе осциллографа совпадать с известными параметрами этого сигнала.

Таблица 2.2. Измерение периода калибровочного сигнала.

| №<br>п/п | Горизонтальный<br>размер сигнала,<br>дел. | Коэффициент<br>развертки по<br>горизонтали,<br>мс/дел | Период<br>сигнала<br>Т, мс | Относительная<br>ошибка $\epsilon$ | Частота<br>сигнала,<br>Гц |
|----------|---|---|----------------------------|------------------------------------|---------------------------|
| 1        |   |   |                            |                                    |                           |
| 2        |   |   |                            |                                    |                           |
| 3        |   |   |                            |                                    |                           |
| 4        |   |   |                            |                                    |                           |
| 5        |   |   |                            |                                    |                           |

Задание 2.2. Измерение параметров электрических сигналов.

Для закрепления навыков работы с цифровым осциллографом следует измерить параметры различных электрических сигналов. Для генерации сигналов различной формы в лабораторной работе используется генератор АКИП-3408/3. Внешний вид генератора и его основные органы управления представлены на Рис. 2.8.

Порядок работы с генератором сигналов и осциллографом следующий:

- 1) с помощью специального кабеля подключаем сигнал с выхода генератора сигналов АКИП-3408/3 на вход первого канала (СН1) цифрового осциллографа.
- 2) Поочередно включаем с помощью кнопок 2 (Рис.2.8) генерацию сигналов разной формы. После выбора формы сигнала задаем с помощью клавиатуры произвольную частоту сигнала в диапазоне ~ 10 – 50 кГц с помощью клавиатуры на передней панели генератора. После этого нажимаем кнопку “Output”.

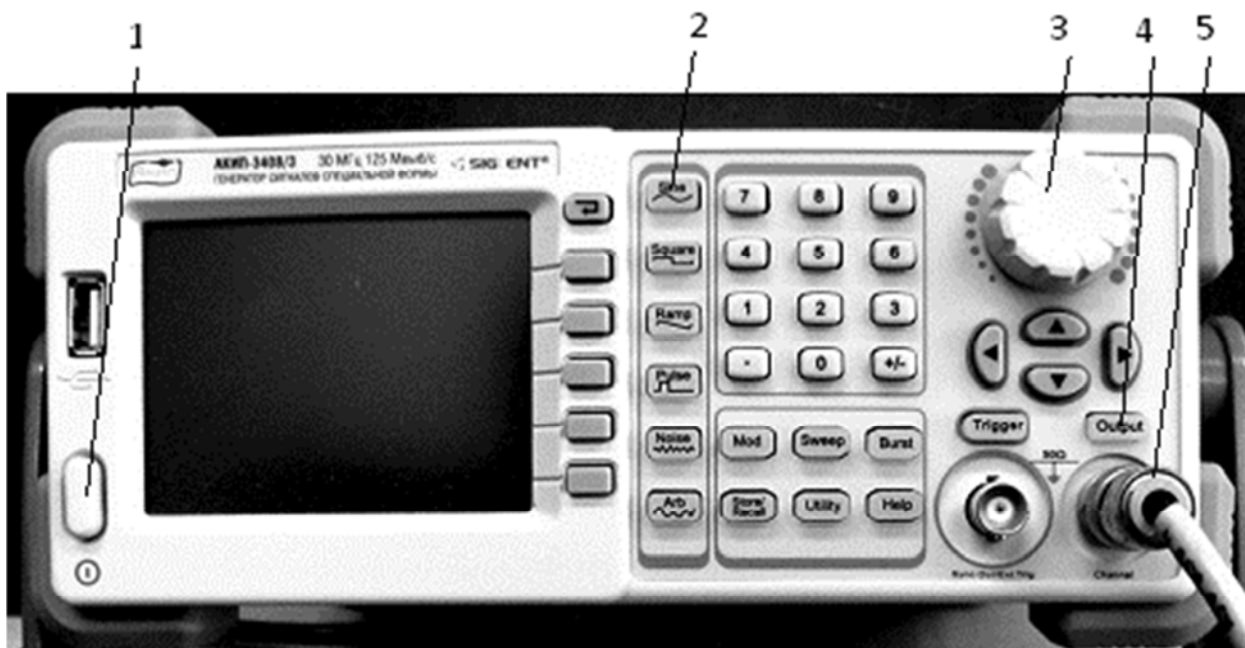


Рис. 2.8. Внешний вид генератора сигналов АК ИП-3408/3.

Органы управления: 1 – выключатель питания, 2 – переключатели формы выходного сигнала (сверху вниз – “синусоида”, “прямоугольный сигнал”, “треугольный сигнал”, “одиночный импульс”, “шум”, “восходящие ступеньки”), 3 – плавная подстройка частоты выходного сигнала, 4 – выключатель выходного сигнала, 5 – разъем для подключения кабеля.

3) Настраиваем изображение на экране осциллографа. Для этого нажимаем кнопку “AUTO” на передней панели осциллографа, электронная схема осциллографа “захватывает” сигнал, определяет его параметры и формирует изображение сигнала на экране. Убеждаемся, что изображение на экране имеет оптимальные размеры, т.е. сигнал полностью помещается на экране и изображение является максимально возможным по размеру. При необходимости с помощью переключателей 2 и 6 осциллографа (Рис. 2.6) добиваемся нужных размеров изображения.

4) Зарисовываем изображение исследуемого сигнала с экрана осциллографа, соблюдая масштаб, в рабочую тетрадь. Рядом с

зарисованным изображением сигнала выписываем установленные в данный момент коэффициенты развертки по вертикали и горизонтали.

- 5) Определяем основные параметры исследуемого сигнала: амплитудное значение напряжения, период сигнала, частоту и, если нужно другие параметры.

#### Контрольные вопросы.

1. Каково назначение цифрового осциллографа?
2. В чем заключаются принципиальные различия между цифровым и электронно-лучевым осциллографами?
3. Какие могут использоваться методы выборки при оцифровке измеряемого сигнала?
4. Как снять отсчет с экрана осциллографа?

### 3. ИЗУЧЕНИЕ КОМПЕНСАЦИОННОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ И ЭДС

#### Цель работы:

1. Изучить законы постоянного тока.
2. Ознакомиться с компенсационным методом измерения напряжения и ЭДС
3. Провести измерения напряжений в электрической цепи, убедиться в выполнении законов постоянного тока.

Измерительные приборы: источник напряжения, набор сопротивлений, потенциометр постоянного тока Р4833.

#### 3.1. Введение.

Постоянный ток в цепи поддерживается с помощью источника тока.

Источники тока могут быть различны по своей конструкции, но в любом из них совершается работа по разделению положительных и отрицательных зарядов под действием *сторонних сил* (сил неэлектростатического происхождения).

Сторонние силы, действующие внутри источника тока, могут быть обусловлены химическими процессами (аккумуляторы), действием света (фотоэлементы) и т.д.

*Электродвижущей силой (ЭДС) источника тока ( $\varepsilon$ )* называют физическую величину равную работе сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда по замкнутой цепи.

$$\varepsilon = \frac{A_{\text{стор}}}{q} \quad (3.1)$$

На свободные заряды в электрической цепи помимо сторонних сил действуют также силы стационарного электрического поля. При этом на отдельных участках цепи ток создается только электрическим полем в проводнике. Такие участки, не содержащие ЭДС, называются *однородными*.

Разность потенциалов на концах однородной цепи ( $\varphi_1 - \varphi_2$ ) равна работе сил электростатического поля по перемещению единичного положительного заряда из точки «1» в точку «2».

$$\Delta\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{\text{элст}}}{q} \quad (3.2)$$

Участки цепи, содержащие ЭДС, являются *неоднородными*.

*Напряжением* на участке цепи «1» – «2» называется работа, совершаемая суммарным полем электростатических и сторонних сил по перемещению единичного положительного заряда на участке «1» – «2»:

$$U_{12} = \frac{A_{\text{элст}}}{q} + \frac{A_{\text{стор}}}{q} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12} . \quad (3.3)$$

Напряжение и разность потенциалов на однородном участке цепи совпадают. ЭДС, напряжение и разность потенциалов измеряются в вольтах.

Закон Ома для однородного участка цепи имеет вид:

$$I = \frac{U}{R} , \quad (3.4)$$

где  $I$  – сила тока на участке цепи сопротивлением  $R$ .

Для неоднородного участка справедлив обобщенный закон Ома, учитывающий наличие на участке цепи ЭДС  $\varepsilon_{12}$ , причем если ЭДС действует в направлении тока, то она берется со знаком “+”, в противном случае со знаком “-”:

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}}{R + r} . \quad (3.5)$$

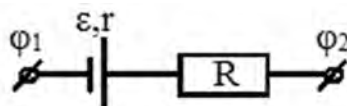


Рис. 3.1. Неоднородный участок цепи.

Для расчета электрических цепей, содержащих несколько замкнутых контуров и несколько источников, применяют *правила Кирхгофа*:

*1-ое правило:* алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле электрической цепи равна нулю. (Узел – это точка цепи, в которой сходятся не менее 3-х проводников).

$$\Sigma I_i = 0 \quad (3.6)$$

*2-ое правило:* в любом замкнутом электрическом контуре алгебраическая сумма ЭДС, действующих в контуре, равна алгебраической сумме падений напряжений на участках этого контура. (Контур – это любая замкнутая часть цепи, по которой может протекать электрический ток)

$$\Sigma \varepsilon_i = \Sigma I_i R_i \quad (3.7)$$

### 3.2. Методы измерения ЭДС источников постоянного тока

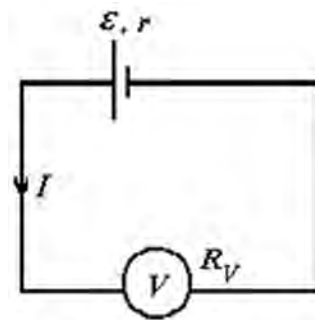


Рис.3.2. Измерение ЭДС с помощью вольтметра.

Для цепи, представленной на рис. 3.2 можно записать, используя 2-ой закон Кирхгофа:

$$\varepsilon = IR_V + Ir, \quad (3.8)$$

из которого видно, что показание вольтметра  $U_V = IR_V$ , подключенного к зажимам источника постоянного тока, будет всегда меньше ЭДС на величину падения напряжения внутри самого источника. Умножив и разделив второе слагаемое на  $R_V$ , получим:

$$\varepsilon = IR_V + Ir \frac{R_V}{R_V} \quad \text{или} \quad \varepsilon = U_V (1 + r/R_V) \quad (3.9)$$

Следовательно, только в этом случае, когда  $R_V \rightarrow \infty$  ( $r/R_V \rightarrow 0$ ), показания вольтметра будут приблизительно равны ЭДС источника  $\varepsilon \approx U_V$ .

Таким образом, при приближенном определении ЭДС с помощью вольтметра, подключенного к полюсам источника, необходимо пользоваться прибором с большим внутренним сопротивлением.

Разность потенциалов между полюсами источника будет в точности равна ЭДС только в случае отсутствия тока в цепи источника. Это условие выполняется при измерении напряжений и ЭДС электростатическим и компенсационным методами. При измерении ЭДС электростатическим методом цепь остается разомкнутой, т.к. измерение разности потенциалов производится прибором, не потребляющим тока (электрометр, электростатический вольтметр).

При измерении ЭДС методом компенсации цепь источника замкнута, но необходимые отсчеты для определения ЭДС делаются в момент отсутствия тока в цепи источника.

### 3.3. Компенсационный метод измерения напряжения и ЭДС

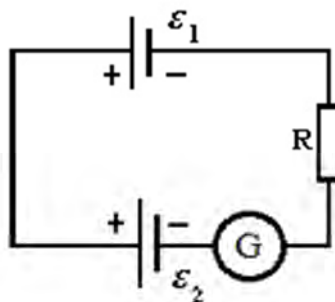


Рис. 3.3. Схема, иллюстрирующая суть компенсационного метода измерения ЭДС

Метод компенсации заключается в том, что измеряемая ЭДС или напряжение уравнивается (компенсируется) известным ЭДС или напряжением. Для пояснения сути этого метода рассмотрим простейшую схему, приведенную на рис. 3.3, где G-индикатор тока. Так как источники  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  действуют навстречу друг другу, величина силы тока в этой цепи определяется соотношением:

$$I = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{R} \quad (3.10)$$

(если внутренним сопротивлением источников пренебречь). Направление тока в цепи зависит от соотношения между ЭДС источников тока. Если  $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ , то направление ток в цепи идет в направлении часовой стрелки, если  $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ , то в обратном направлении. Если  $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$ , то ток в цепи равен нулю. В этом случае говорят, что электродвижущие силы в цепи скомпенсированы.

Описанный выше принцип положен в основу работы реальных схем для определения ЭДС методом компенсации. При этом действие неизвестной ЭДС  $\varepsilon_x$  компенсируется действием известного с высокой точностью падения напряжения на участке компенсационного сопротивления  $R_0$ . Пример такой схемы приведен на рис. 3.4.

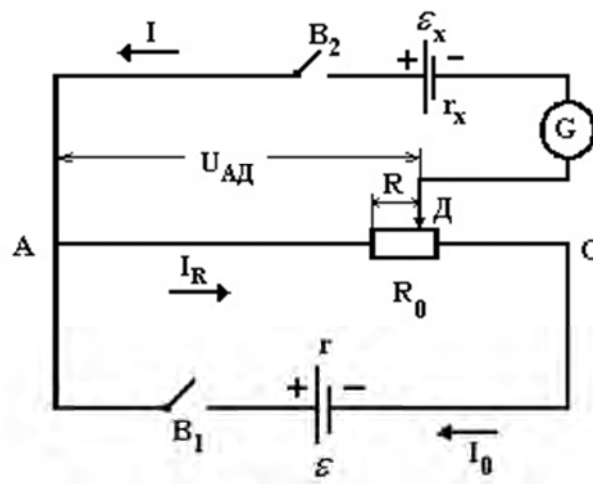


Рис. 3.4. Определение ЭДС методом компенсации.  $\varepsilon_x$  - измеряемая ЭДС,  $\varepsilon$  - вспомогательная ЭДС,  $R_0$  - компенсационное сопротивление (магазин сопротивлений),  $R$  - сопротивление участка цепи АД (часть компенсационного сопротивления),  $G$  - индикаторное устройство (гальванометр),  $r_x$ ,  $r$  - сопротивления источников.

При замыкании ключа  $B_1$  в цепи вспомогательного источника (контур АДС $\varepsilon B_1$ ) потечет постоянный ток  $I_0$ , который создает падение напряжения на сопротивлении  $R_0$ . При замыкании ключа  $B_2$  в цепи АВ $_2\varepsilon_x$ Д протекает ток  $I$ . Движение электрических зарядов по участку АД обусловлено действием электрических полей, создаваемых источниками  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_x$ . Если к точке А подключить положительный полюс источника  $\varepsilon_x$ , а к точке Д его

отрицательный полюс, то напряженности полей, создаваемых на участке цепи  $AB_2\varepsilon_xD$  источниками  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_x$ , окажутся противоположными по направлению. По закону Ома для неоднородного участка цепи между точками А и Д через  $\varepsilon_x$ , ток  $I$  можно определить из соотношения

$$I = \frac{(\varphi_A - \varphi_D) - \varepsilon_x}{r_x} \quad (3.11)$$

где  $(\varphi_A - \varphi_D)$  - разность потенциалов точек А и Д, численно равная падению напряжения на отрезке АД компенсационного сопротивления  $R$  ( $R \leq R_0$ ), т.е.  $\varphi_A - \varphi_D = U_{AD}$ . В зависимости от положения контакта Д на сопротивлении  $R_0$  напряжение на участке АД может быть больше, меньше или равными ЭДС источника  $\varepsilon_x$  (в данном случае  $U_{AD}$  играет роль  $\varepsilon_2$  в рассмотренном ранее примере рис. 3.2). В том случае, когда  $\varepsilon_x = U_{AD}$  ток через источник измеряемой ЭДС и гальванометр равен нулю.

Эти же соотношения можно получить также, используя правила Кирхгофа для цепи, изображенной на рисунке 3.3.

1-ое правило: для узла А имеет место соотношение

$$I + I_0 = I_R \quad (3.12)$$

2-ое правило: а) при обходе контура  $AB_2\varepsilon_xD$  против направления часовой стрелки

$$I r_x + I_R R = \varepsilon_x. \quad (3.13)$$

б) При обходе контура  $ADCEB_1$  по часовой стрелке:

$$I_R R + I_0 r + I_0 (R_0 - R) = \varepsilon. \quad (3.14)$$

Из этих соотношений получаем выражение для неизвестной ЭДС:

$$\varepsilon_x = I_0 R + I(r_x + R). \quad (3.15)$$

Видно, что в том случае, когда через источник неизвестной ЭДС ток равен нулю,  $I = 0$ , имеем:

$$\varepsilon_x = I_0 R = \frac{\varepsilon}{R_0 + r} R = U_{AD} \quad (3.16)$$

В приборах, основанных на применении метода компенсации, ток  $I_0$  специальным образом задается, а измерение  $\varepsilon_x$  сводится к измерению  $R$ ,

которое возможно с высокой точностью. Применяется и второй вариант, когда задается сопротивление  $R$ , а изменение  $U_{АД}$  определяется изменением тока  $I_0$ .

*Измерение ЭДС и напряжения методом компенсации практически можно осуществлять при следующих условиях:*

1. Величина тока  $I_0$  при измерении ЭДС должна оставаться постоянной.
2. Чувствительность гальванометра должна быть достаточно высока порядка  $10^{-5}$ - $10^{-6}$  (А/дел). От чувствительности гальванометра зависит точность индикации отсутствия тока в цепи измеряемой ЭДС
3. Источники с измеряемой ЭДС и источник вспомогательной ЭДС должны быть включены навстречу друг другу.
4. ЭДС вспомогательного источника должна быть больше неизвестной измеряемой ЭДС
5. Компенсационный метод измерения ЭДС является самым точным методом измерения ЭДС постоянного тока. Эта точность обусловлена следующими обстоятельствами:

- Гальванометр применяется только как индикатор наличия тока в цепи, т.е. ошибки, вызываемые градуировкой шкалы (цена деления), исключаются.
- Чувствительность гальванометра достаточно высока.
- Измерение неизвестной ЭДС сводится к измерению компенсационного сопротивления, которое можно изготовить и измерить с высокой точностью.

В качестве источника известной ЭДС в потенциометрах обычно применяется нормальный элемент, имеющий постоянную ЭДС, равную 1,0185 В. Точность до пятого знака определяется температурой окружающей среды. Измерение компенсационным методом позволяет проводить прямое измерение ЭДС источника при отсутствии тока через него, что устраняет погрешность, обусловленную падением напряжения внутри источника тока.

### 3.4. Порядок выполнения работы.

Для измерения падения напряжений в работе используется

потенциометр Р4833, принцип действия которого основан на методе компенсации, рассмотренном выше.

I. Изучить порядок работы с прибором Р4833 при измерении ЭДС и напряжения. Подготовить прибор к выполнению работы в соответствии с инструкцией.

II. Подключите объект измерения к прибору Р4833, соблюдая полярность. Произведите измерение напряжений на каждом из сопротивлений  $R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, R_6, R_7$  схемы, приведенной на рис. 3.5. Данные измерений занесите в таблицу 3.1.

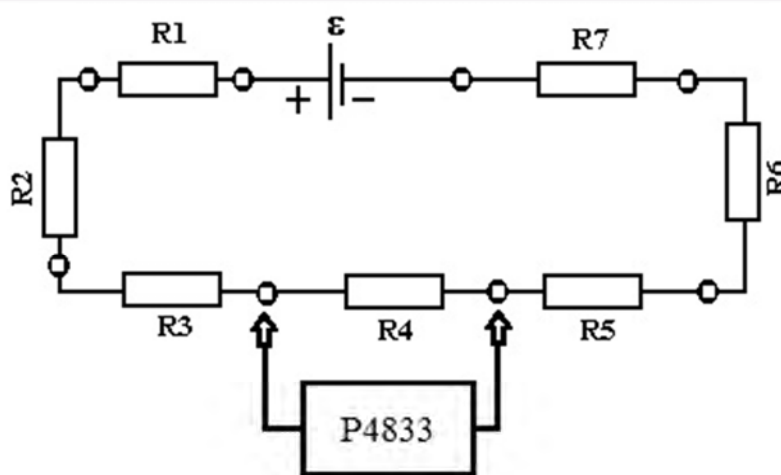


Рис. 3.5. Схема экспериментальной установки.

Таблица 3.1 .

| №<br>п/п | R, Ом | $\Delta R, \text{Ом}$ | U, мВ | $\Delta U, \text{мВ}$ |
|----------|-------|-----------------------|-------|-----------------------|
| 1        | 11    |                       |       |                       |
| 2        | 24    |                       |       |                       |
| 3        | 33    |                       |       |                       |
| 4        | $R_x$ |                       |       |                       |
| 5        | 39    |                       |       |                       |
| 6        | 51    |                       |       |                       |
| 7        | 91    |                       |       |                       |

Абсолютную погрешность  $i$ -ого измерения рассчитайте по формулам  $\Delta R_i = 0.05R_i$ ,  $\Delta U_i = 5 \cdot 10^{-4}U_i + 0.5U_{\min}$ , где  $U_{\min}$  – минимальное измеряемое значение напряжения или ЭДС ( $U_{\min}=0.01\text{мВ}$ ).

III. Измерьте общее падение напряжения при последовательном соединении сопротивлений  $R_1 - R_5$ . Данные занести в таблицу 3.2.

Таблица 3.2

| № | $U_{\text{изм.}}$ , мВ | $\Delta U_{\text{изм.}}$ , мВ | $U_{\text{выч.}}$ , мВ | $\Delta U_{\text{выч.}}$ , мВ |
|---|------------------------|-------------------------------|------------------------|-------------------------------|
|   |                        |                               |                        |                               |
|   |                        |                               |                        |                               |

IV. По формуле  $U_{\text{выч.}} = \sum_{i=1}^5 U_i$  вычислите сумму падений напряжений на сопротивлениях  $R_1 - R_5$ , используя данные таблицы 3.1. Ожидаемую для результатов вычислений погрешность  $\Delta U_{\text{выч.}}$  вычислите по формуле

$$\Delta U_{\text{выч.}} = k \sqrt{\sum_{i=1}^5 (\Delta U_i)^2}, \text{ где } k = 1,1. \text{ Результаты вычислений занесите в таблицу}$$

3.2. Сравните результаты измерений и вычислений.

V. Постройте график зависимости падения напряжения  $U$  от величины сопротивления  $R$  (по данным таблицы 3.1). По графику определите силу тока в цепи. Сила тока в цепи численно равна тангенсу угла наклона графика к оси  $R$ . Рассчитайте величину неизвестного сопротивления  $R_x$  по закону Ома для однородного участка цепи:

$$R_x = \frac{U_x}{I}.$$

Рассчитайте погрешность, с которой измерено неизвестное сопротивление  $R_x$  по методике расчета погрешности косвенного измерения. Запишите окончательный ответ.

### 3.5. Контрольные вопросы:

1. Что называется ЭДС, разностью потенциалов, напряжением? В каких единицах измеряются эти величины?

2. По каким критериям участки электрических цепей разделяют на однородные, неоднородные?
3. Запишите законы Ома для однородного и неоднородного участков цепи.
4. Сформулируйте законы Кирхгофа.
5. В чем суть компенсационного метода измерения ЭДС?
6. Каковы условия применимости компенсационного метода измерения ЭДС?
7. Чем обусловлена высокая точность компенсационного метода? Каковы преимущества этого метода перед другими методами измерения ЭДС постоянного тока?

### **Литература**

1. Савельев И.В. «Курс общей физики», т.2. 1978г. глава 5
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. «Курс физики», т.2. 1966г. глава 9
3. Калашников С.Г. «Электричество», 1978г. §.25-26

## 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕПОЛЯРНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

### Цель работы:

Изучение элементарной теории поляризации диэлектриков.

1. Установить экспериментальную зависимость емкости цилиндрического конденсатора  $C$  от уровня  $h$  заполнения его жидким неполярным диэлектриком (маслом) и построить график  $C(h)$ . С помощью графика определить диэлектрическую проницаемость неполярного диэлектрика.

2. Рассчитать линейную и поверхностную плотности свободных и связанных зарядов, напряженности электрических полей свободных и связанных зарядов, поляризованность и объемную плотность энергии электрического поля.

3. Начертить график  $\operatorname{tg}\delta(C)$  и определить активное сопротивление  $R$  конденсатора в схеме параллельного замещения.

### 4.1. Введение.

В соответствии со способностью проводить электрический ток все вещества подразделяются на диэлектрики (или изоляторы), проводники и полупроводники. Рассмотрим подробнее свойства *диэлектриков*. *Диэлектриками* называются вещества, которые плохо проводят электрический ток, т.к. в них практически отсутствуют свободные заряженные частицы – носители тока, кроме того, под воздействием внешнего электрического поля наблюдается поляризация диэлектриков (сущность этого явления будет рассмотрена далее). Идеальных изоляторов в природе не существует. Все вещества хотя бы в ничтожной степени проводят электрический ток. Вещества, называемые диэлектриками, имеют электрическое сопротивление в  $10^{15} - 10^{20}$  раз выше, чем вещества называемые проводниками. *Диэлектрики* состоят либо из нейтральных молекул, либо из заряженных ионов, находящихся в узлах кристаллической

решетки.

К *диэлектрикам* относятся некоторые твердые вещества (стекло, фарфор и др.), жидкости (химически чистая вода,  $\text{CH}_3\text{Cl}$  и др.) и газы ( $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CCl}_4$ ,  $\text{NH}_4$  и др.).

*Диэлектрик* называется однородным, если все его свойства одинаковы в любой точке объема диэлектрика и изотропным, если его свойства одинаковы по всем направлениям внутри диэлектрика. Валентные электроны в атомах диэлектриков прочно связаны со своими ядрами и в обычных условиях не могут отщепляться от них.

В зависимости от строения молекул различаются *полярные и неполярные* диэлектрики. Определим положение центров положительных и отрицательных зарядов молекулы радиус-векторами  $\vec{r}_c^+$  и  $\vec{r}_c^-$ , проведенными из начала координат к центрам положительного и отрицательного зарядов, соответственно.

Если в отсутствие внешнего электрического поля центры положительных и отрицательных зарядов в молекуле диэлектрика совпадают  $\vec{r}_c^+ = \vec{r}_c^-$ , то диэлектрик называется *неполярным*. К такому классу относятся простые газы, а также большинство жидкостей.

В молекулах *полярных* диэлектриков ядра и электроны расположены таким образом, что центры положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Такие молекулы, независимо от внешних электрических полей, ведут себя как жесткие диполи, обладающие отличным от нуля электрическим моментом, модуль которого постоянен.

#### 4.2. Поляризация диэлектриков.

Если диэлектрик помещен в электрическое поле, то на поверхности диэлектрика появляются связанные электрические заряды. Это явление называется *поляризацией* диэлектрика. Поляризация объясняется следующим образом: под действием электрического поля центры отрицательных зарядов смещаются против направления вектора

напряженности  $\vec{E}$ , а центры положительных зарядов в противоположном направлении.

В качестве меры смещения центров зарядов принимается вектор  $\vec{l}$ , определяемый выражением:

$$\vec{l} = \vec{r}_c^+ - \vec{r}_c^-$$

В результате смещения в каждой молекуле зарядов  $q$  молекула трансформируется в электрический диполь с дипольным электрическим моментом:

$$\vec{p}_q = q\vec{l}$$

*Дипольный момент направлен от отрицательного заряда к положительному.*

Механизмы поляризации диэлектриков различны и связаны со строением молекул диэлектрика.

*Электронная* поляризация наблюдается у диэлектриков, состоящих из неполярных молекул. В отсутствие внешнего электрического поля суммарный заряд и дипольный момент каждой неполярной молекулы, а также любой части диэлектрика в целом равны нулю. На рис. 4.1а неполярные молекулы диэлектрика изображены в виде кружков. При включении внешнего электрического поля каждая молекула диэлектрика поляризуется: положительно заряженные частицы (атомные ядра) вследствие большой массы практически остаются на месте (их смещение незначительно), а отрицательно заряженные частицы (электроны) вследствие малой массы и высокой подвижности смещаются в направлении противоположном направлению электрического поля. В результате смещения зарядов дипольный момент молекулы становится отличным от нуля, а на поверхности диэлектрика появляются поверхностные связанные заряды, т.е. как видно из рис. 4.1б, поверхности диэлектрика становятся заряженными. Та поверхность, на которой под действием поля остаются положительные заряды, оказывается заряженной положительно, а на противоположной стороне диэлектрика возникает отрицательный заряд.

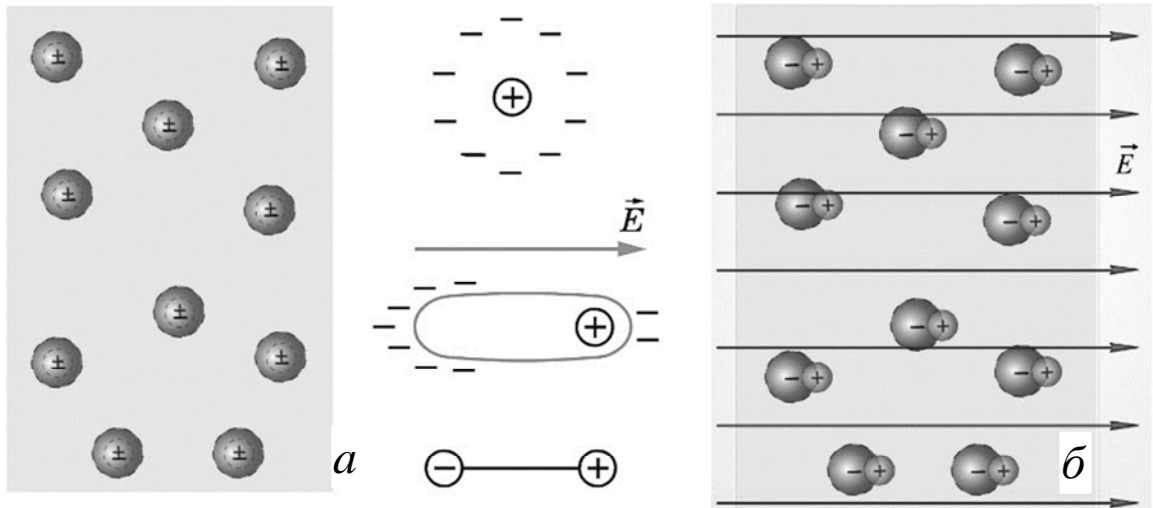


Рис. 4.1. Поведение молекул неполярного диэлектрика в отсутствие внешнего электрического поля (а) и под воздействием внешнего поля (б).

Тепловое движение молекул практически не влияет на электронную поляризацию, т.к. электроны настолько подвижны, что практически мгновенно перестраиваются при изменении положения молекулы.

*Ориентационная* поляризация наблюдается у полярных диэлектриков. Молекула полярного диэлектрика в целом является электрически нейтральной, однако ее положительный и отрицательный заряды распределены в пространстве таким образом, что дипольный момент молекулы отличен от нуля (рис. 4.2а). В отсутствие внешнего электрического поля вследствие хаотичного теплового движения у молекул не существует преимущественного направления, вдоль которого ориентировались бы их дипольные моменты. Дипольный момент любого физически бесконечно малого объема и всего тела в целом равны нулю. Под действием внешнего электрического поля молекулы диэлектрика стремятся повернуться таким образом, чтобы векторы их дипольных моментов совпали по направлению с вектором напряженности внешнего поля  $\vec{E}$ . Этому препятствует хаотическое тепловое движение молекул, нарушающее ориентацию диполей. В итоге совместного действия поля и теплового движения возникает

преимущественная ориентация дипольных моментов вдоль поля. Диэлектрик приобретает отличный от нуля электрический момент, т.е. поляризуется, т.к. на поверхности образуются поверхностные связанные заряды (рис. 4.2б).

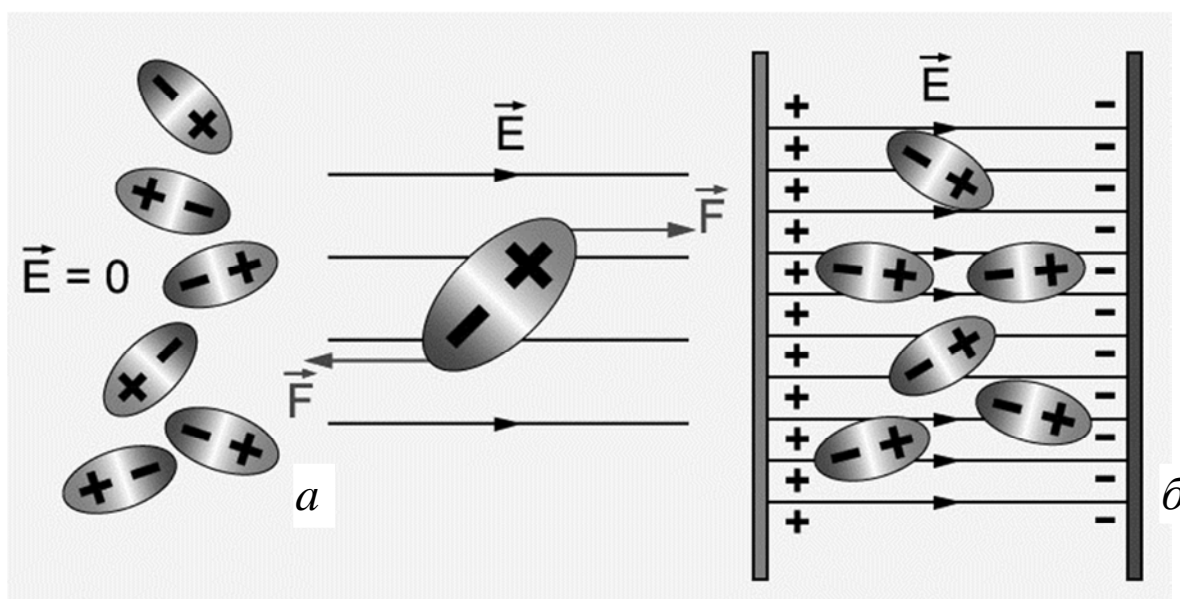


Рис.4.2. Поведение молекул полярного диэлектрика в отсутствие внешнего электрического поля (а) и под воздействием внешнего поля (б).

Поляризация полярных диэлектриков сильно зависит от температуры, так как с ростом температуры интенсивность теплового движения молекул повышается, а степень ориентации дипольных моментов молекул по направлению внешнего электрического поля снижается. Ориентационная поляризация типична для многих жидкостей и газов и возрастает с увеличением напряженности электрического поля и со снижением температуры.

*Ионная* поляризация – наблюдается у кристаллических диэлектриков, имеющих ионную кристаллическую решетку, т.е. решетку, состоящую из положительных и отрицательных ионов (например, NaCl и др.). В результате действия внешнего электрического поля все положительные ионы решетки смещаются в направлении вектора напряженности  $\vec{E}$ , поля, а отрицательные – в противоположном (рис. 4.3). В результате этого кристаллический диэлектрик приобретает электрический момент (поляризация является результатом сдвига ионов друг относительно друга).

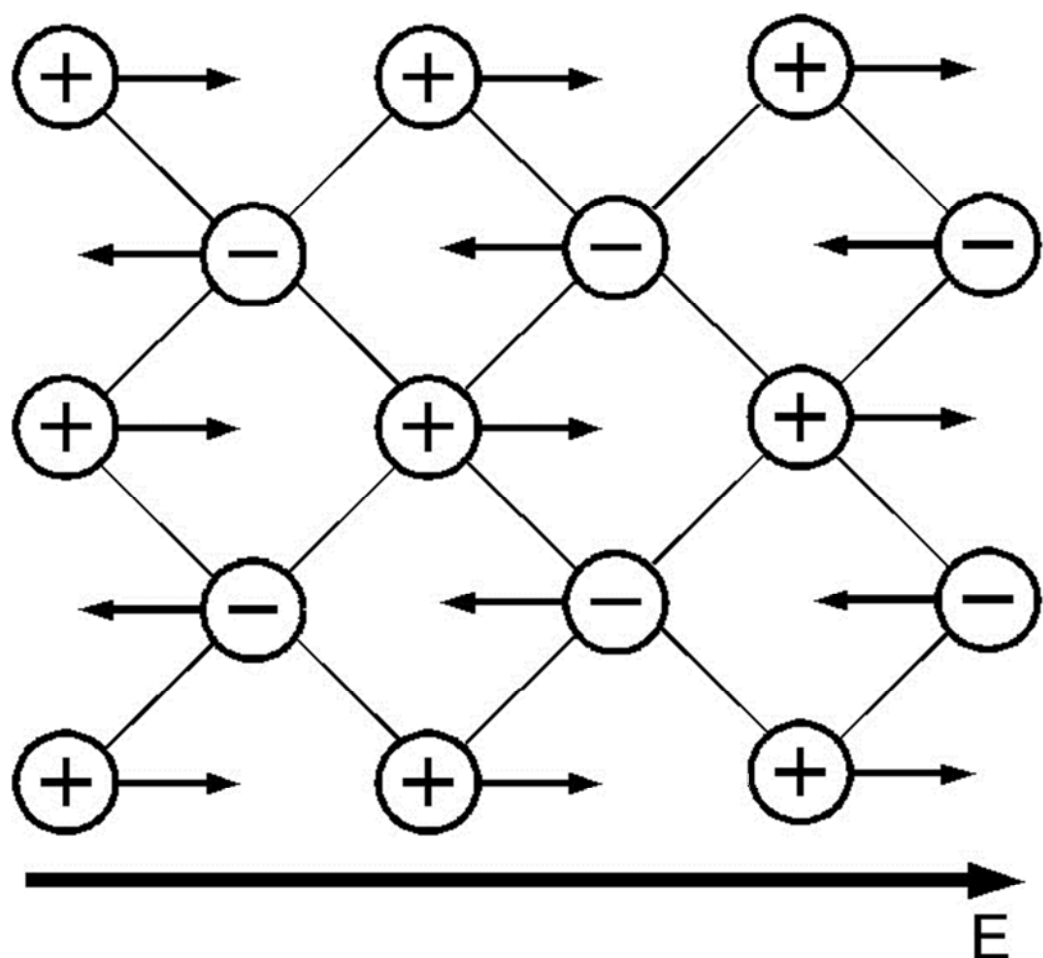


Рис. 4.3. Ионная поляризация: под воздействием внешнего электрического поля происходит смещение ионов разных знаков в противоположных направлениях.

С ростом температуры ионная поляризация заметно усиливается, что объясняется уменьшением сил притяжения между ионами из-за увеличения расстояния между ними при тепловом расширении.

Количественной мерой поляризации диэлектрика служит дипольный момент  $\vec{P}$  единицы объема диэлектрика:

$$\vec{P} = \frac{\vec{P}_v}{V},$$

где  $P_v$  — дипольный момент всего диэлектрика в объеме  $V$ . Дипольный момент единицы объема  $\vec{P}$  называется поляризованностью диэлектрика.

Индукцированный (наведенный электрическим полем) дипольный момент неполярной молекулы  $\vec{p}_e$ , в первом приближении пропорционален

вектору напряженности результирующего электрического поля  $\vec{E}$  и может быть выражен формулой:

$$\vec{p}_e = \varepsilon_0 \alpha \vec{E} \quad (4.1)$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\alpha$  — коэффициент поляризации (поляризуемость) молекулы, зависящий от размеров молекулы.

Дипольный момент единицы объема можно рассчитать следующим образом. Для простоты рассмотрим диэлектрик, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда, боковые стороны которого перпендикулярны направлению электрического поля, имеют площадь  $S$  и расстояние между ними  $b$ . Будем предполагать, что при поляризации неполярной молекулы в каждой молекуле происходит смещение заряда  $q_1$  на расстояние  $l$ . Следовательно, дипольный момент одной молекулы будет равен  $p_e = q_1 l$ . Подсчитаем заряды, появившиеся на противоположных сторонах диэлектрика в результате поляризации. Величину заряда на одной поверхности можно рассчитать, умножив заряд  $q_1$ , выдвигаемый на поверхность одной молекулой на число молекул, в тонком поверхностном слое, толщиной, равной длине одной молекулы  $l$ . Число таких молекул можно найти, умножив концентрацию молекул диэлектрика  $n$  на объем поверхностного слоя  $lS$ . Таким образом, заряд на каждой из поверхностей, возникающий при поляризации диэлектрика, составит величину:

$$q = q_1 n l S = p_e n S.$$

Следовательно, можно вычислить дипольный момент всего диэлектрика, умножив заряд одной из поверхностей на расстояние между ними  $b$ :

$$P_v = qb = p_e n S b = p_e n V,$$

где  $V$  — объем всего диэлектрика. Дипольный объем единицы объема можно рассчитать, разделив дипольный момент всего диэлектрика на его объем:

$$P = \frac{P_v}{V} = p_e n.$$

Причем это соотношение будет справедливо и в векторной форме. Следовательно, вектор поляризации можно, с одной стороны, рассматривать как дипольный момент единицы объема, а с другой стороны он равен сумме векторов дипольных моментов молекул, содержащихся в единице объема диэлектрика:

$$\vec{P} = n\vec{p}_e$$

Принимая во внимание формулу (4.1), получаем

$$\vec{P} = n\vec{p}_e = n\varepsilon_0\alpha\vec{E} = \varepsilon_0\chi\vec{E}. \quad (4.2)$$

где  $\chi = n\alpha$  — относительная диэлектрическая восприимчивость диэлектрика, характеризующая степень его поляризации.

Внутри элементарного объема  $\Delta V$  имеет место электрическая нейтральность вещества, которая обеспечивается взаимной компенсацией противоположных по знаку зарядов диполей, однако в тонких слоях у поверхностей  $S_1$  и  $S_2$ , ограничивающих элементарный объем, образуются, как уже отмечалось, поверхностные связанные поляризационные заряды (рис.4.4а) с поверхностной плотностью  $\sigma_p$ .

У поверхности  $S_1$  располагаются отрицательно заряженные концы молекул диполей, а у противоположной поверхности  $S_2$  располагаются положительные положительно заряженные концы молекул. Поверхностные поляризационные связанные заряды создают электрическое поле поляризации  $\vec{E}_p$  внутри диэлектрика. Поле поляризации  $\vec{E}_p$  направлено противоположно внешнему полю  $\vec{E}_o$ , которое порождается внешними свободными зарядами. В соответствии с принципом суперпозиции электрических полей напряженность результирующего поля  $\vec{E}$  представляет собой сумму напряженностей  $\vec{E}_o$  и  $\vec{E}_p$  (см. рис.4.4б):

$$\vec{E} = \vec{E}_o + \vec{E}_p. \quad (4.3)$$

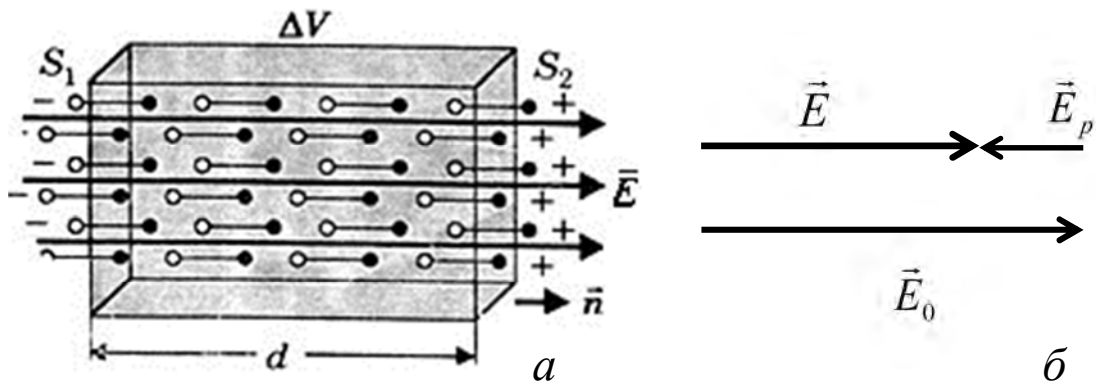


Рис 4.4. Схема поляризации диэлектрика (а) и векторная диаграмма полей (б);  $\vec{n}$  - единичный вектор нормали к поверхности  $S_1$ .

Поляризационные заряды поверхностей  $S_1$  и  $S_2$  образуют электрическое поле аналогичное полю плоского конденсатора, напряженность которого определяется выражением:

$$\vec{E}_p = \frac{\sigma_p}{\epsilon_0} \vec{n} \quad (4.4)$$

где  $\sigma_p$  — поверхностная плотность поляризационных зарядов, расположенных на плоскостях  $S_1$  и  $S_2$  и  $\vec{n}$  — единичный вектор, перпендикулярный к поверхности.

Так как внутри объема диэлектрика  $\Delta V$  заряды взаимно скомпенсированы, то дипольный момент молекул, локализованных в этом объеме, будет равен:

$$P_v = qd = \sigma_p Sd = \sigma_p \Delta V$$

Отсюда определяется вектор поляризации  $\vec{P}$

$$\vec{P} = \frac{P_v}{\Delta V} = \sigma_p \vec{n} \quad (4.5)$$

Принимая во внимание формулу (4.4), находим взаимосвязь векторов  $\vec{P}$  и  $\vec{E}_p$ :

$$\vec{P} = -\epsilon_0 \vec{E}_p, \quad (4.6)$$

здесь знак "−" указывает, что направление вектора поляризации  $\vec{P}$

противоположно вектору напряженности поляризации зарядов  $\vec{E}_p$

Выясним теперь связь внешнего поля свободных зарядов  $\vec{E}_o$  и результирующего поля в диэлектрике  $\vec{E}$ . Согласно выражению (4.3) имеем

$$\vec{E}_o = \vec{E} - \vec{E}_p \quad (4.7)$$

Объединяя формулы (4.6) и (4.7) получаем

$$\vec{D} = \epsilon_o \vec{E} + \vec{P}, \text{ где } \vec{D} = \epsilon_o \vec{E}_o \quad (4.8)$$

Вектор  $\vec{D}$  носит название *вектора электрического смещения*.

Подставляя в данную формулу выражение для вектора поляризации  $\vec{P}$  (см. формулу (4.2)), получаем:

$$\vec{D} = \epsilon_o \vec{E} + \epsilon_o \chi \vec{E} = \epsilon_o \epsilon \vec{E} \quad (4.9)$$

Безразмерную величину  $\epsilon = 1 + \chi$  называют *относительной диэлектрической проницаемостью* среды. Сравнивая выражения (4.8) и (4.9) можно сделать вывод, что в случае однородного электрического поля напряженности поля в вакууме  $\vec{E}_o$  и в диэлектрике  $\vec{E}$  отличаются в  $\epsilon$  раз.

*Коэффициент, определяющий во сколько раз напряженность электрического поля в диэлектрике  $\vec{E}$  меньше напряженности электрического поля в вакууме  $\vec{E}_o$ , называется относительной диэлектрической проницаемостью вещества:*

$$\epsilon = \frac{E_o}{E}$$

Объединяя формулы (4.8) и (4.9), получаем еще одно выражение для вектора поляризации:

$$\vec{P} = \epsilon_o (\epsilon - 1) \vec{E} .$$

В электрическом поле цилиндрического конденсатора величина вектора напряженности  $E$  у поверхности малого цилиндра определяется равенством:

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r} = \frac{\tau l}{2\pi\epsilon_0\epsilon r l} = \frac{q}{\epsilon_0\epsilon S} = \frac{\sigma}{\epsilon_0\epsilon}. \quad (4.10)$$

где  $l$  — высота цилиндра,  $\tau$  - линейная плотность свободных зарядов.

Разность потенциалов между обкладками цилиндрического конденсатора:

$$U = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \ln\left(\frac{R}{r}\right)$$

Емкость цилиндрического конденсатора:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln(R/r)}, \quad \text{где } l \text{ — длина конденсатора}$$

Исходя из формул (4.4), (4.5), (4.10) и учитывая, что  $\sigma_p = \frac{q_n}{S} = \frac{\tau_p l}{2\pi r l}$ ,

$P = \epsilon_0 E_p = \frac{\tau_p}{2\pi r}$  и  $E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r}$ , получаем взаимосвязь между линейными плотностями свободных зарядов  $\tau$  и связанных поляризационных зарядов  $\tau_p$ :

$$\tau_p = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \tau$$

### 4.3. Описание лабораторной установки и порядок выполнения измерений.

В данной работе исследуется поляризация неполярного диэлектрика (трансформаторное масло) в электрическом поле цилиндрического конденсатора  $C$  (рис. 4.5). В экспериментальной установке цилиндрический конденсатор  $C$  и сосуд  $S$  с трансформаторным маслом образуют систему сообщающихся сосудов. Перемещая сосуд  $S$  по вертикали, можно изменять уровень масла в конденсаторе. Конденсатор с частичным заполнением масла эквивалентен двум параллельно соединенным конденсаторам, у одного из которых диэлектриком является воздух (верхняя часть конденсатора), у другого — трансформаторное масло (нижняя часть конденсатора).

Електроємкост подібного конденсатора равна:

$$C = C_1 + C_2 = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon(H-h)}{\ln(R/r)} + \frac{2\pi\epsilon_0h}{\ln(R/r)} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(R/r)}(\epsilon H - (\epsilon - 1)h)$$

Или

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(R/r)}(\epsilon H - (\epsilon - 1)h) = C(h).$$

Зависимость  $C(h)$  носит линейный характер, и это позволяет на основании экспериментального графика  $C(h)$  (рис.4.6) определить относительную диэлектрическую проницаемость масла  $\epsilon$ .

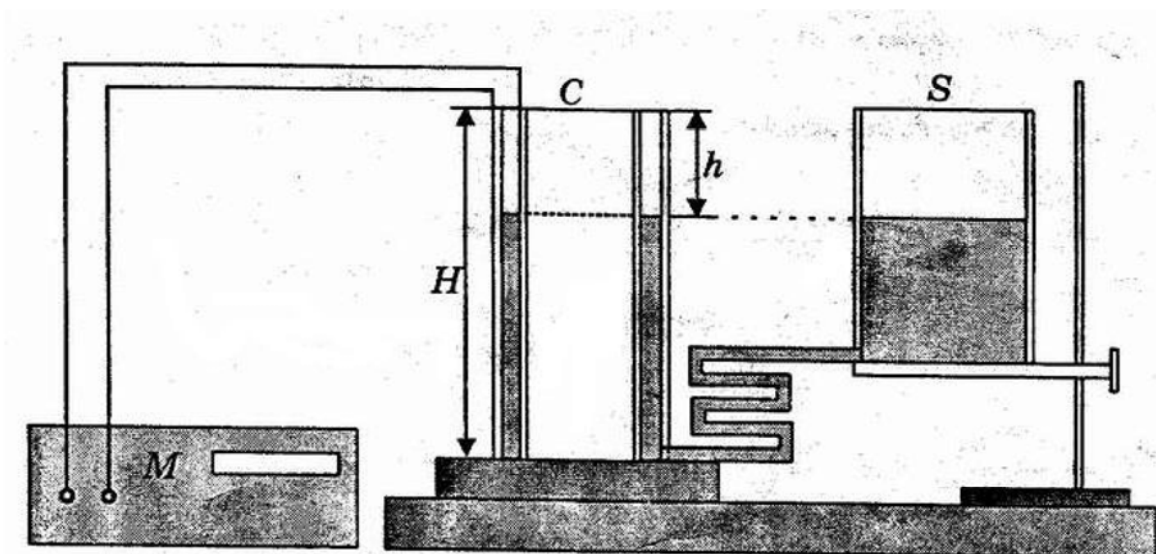


Рис. 4.5. Схема экспериментальной установки. М – мост переменного тока, С – конденсатор, S – сосуд с маслом.

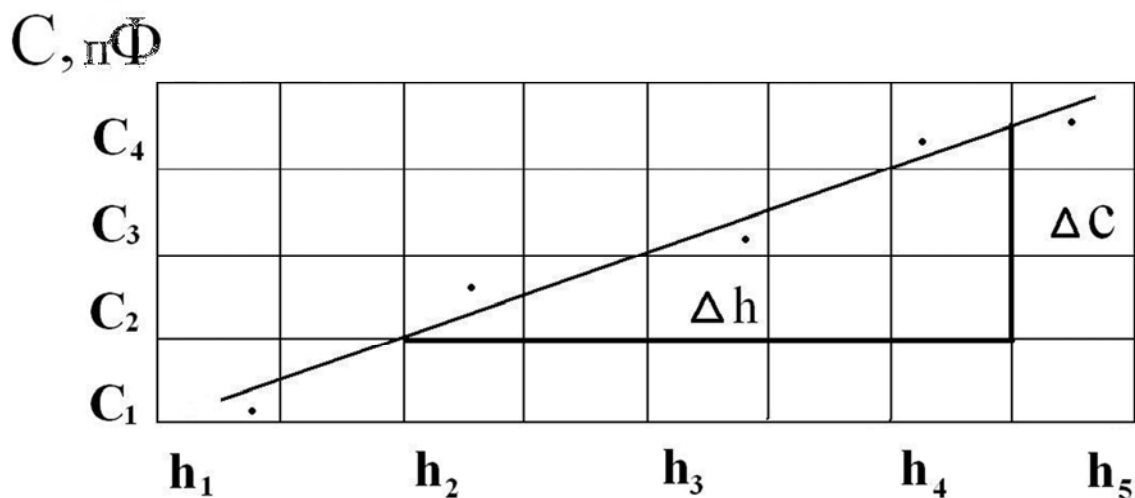


Рис. 4. 6. На зависимости  $C(h)$  приращения  $\Delta C$  и  $\Delta h$  используются для расчета отношения  $\Delta C/\Delta h$ , входящего в формулу для вычисления  $\epsilon$ .

Диэлектрическая проницаемость масла вычисляется по формуле:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\ln(R/r) \Delta C}{2\pi\varepsilon_0 \Delta h}$$

или

$$\varepsilon = 1 + \frac{\ln(R/r) \left| \frac{\Delta C}{\Delta h} \right|}{2\pi\varepsilon_0}. \quad (4.11)$$

Перед включением моста Е7-8 (или другого ему эквивалентного) к клеммам моста нужно подключить конденсатор. После включения моста от моста М на обкладки конденсатора подается переменное напряжение  $U = 80\text{В}$  с частотой  $\nu = 1000$  Гц. На цифровом табло моста высвечиваются значения емкости  $C$  в пикофарадах.

Проведите 5 измерений электроемкости при различных уровнях масла, каждый раз дожидаясь момента выравнивания уровней масла в конденсаторе и сосуде. Признаком выравнивания уровней масла служит постоянное значение уровня масла в емкости. Полученные результаты измерений представьте таблицей экспериментальных данных и выполните ниже указанные задания.

| №     | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-------|---|---|---|---|---|
| h, мм |   |   |   |   |   |
| C, пФ |   |   |   |   |   |

#### Задание 1

Результаты измерений выразите графиком  $C(h)$  и укажите свои значения масштабной сетки по горизонтали ( $h_1, h_2 \dots$ ) и вертикали ( $C_1, C_2, \dots$ ).

#### Задание 2

С помощью графика определите отношение  $\Delta C/\Delta h$  и на основании формулы (4.11) найдите относительную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon$ .

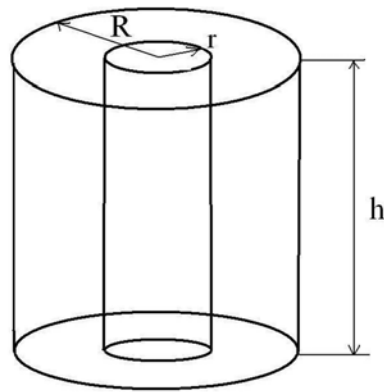


Рис. 4.7. Геометрические параметры цилиндрического конденсатора.

При  $U = 80\text{В}$ ,  $h = 0$ ,  $R = 37\text{ мм}$ ,  $r = 34\text{ мм}$  (Рис 4.7) вычислите:

1) Абсолютные значения линейной плотности свободных и связанных поляризованных зарядов:

$$\tau = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 U}{\ln(R/r)}, \quad \tau_p = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \tau.$$

2) значение вектора поляризации в средних точках между обкладками конденсатора

$$P = \epsilon_0(\epsilon - 1)E = \frac{(\epsilon - 1)\tau}{2\pi\epsilon\left(\frac{R+r}{2}\right)} = \frac{(\epsilon - 1)\tau}{\pi\epsilon(R+r)}.$$

3) значения напряженностей  $E$ ,  $E_p$ ,  $E_o$ , в средних точках между обкладками конденсатора:

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon\epsilon_0\left(\frac{R+r}{2}\right)} = \frac{\tau}{\pi\epsilon\epsilon_0(R+r)}.$$

$$E_p = -(\epsilon - 1)E, \quad E_o = E - E_p.$$

4) объемную плотность энергии электрического поля в диэлектрике в средней точке между обкладками конденсатора:

$$w = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}.$$

### Контрольные вопросы:

1. В чем заключается явление поляризации диэлектрика?
2. Что понимают под полярными и неполярными диэлектриками?
3. Какие виды поляризации Вы знаете?
4. Какая физическая величина служит количественной мерой поляризации диэлектрика? Дайте определение.
5. Что такое вектор электрического смещения  $\vec{D}$ ?
6. Какая связь между векторами  $\vec{P}$  и  $\vec{E}$ ,  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$ ?
7. Установите связь между относительной диэлектрической восприимчивостью и относительной диэлектрической проницаемостью.
8. Запишите формулу емкости цилиндрического конденсатора.
9. Чему равна плотность энергии электрического поля в вакууме и в диэлектрике?

### Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики, т.2, п. 15, 16, стр.52-63, п.24-27, стр.87-88.
2. А.А.Детлаф, Б.М. Яворский. Курс общей физики, ч.2, п. 5.2, 5.3, стр.66-73, п. 6.2, 6.3, стр. 81-88.
3. Л.Г. Крейдик. Методические указания к работе "Исследование физических свойств диэлектриков...", Мн., 1979.
4. Т.И.Трофимова. Курс общей физики. М.: Высш. Шк., 1985. – 432 С.

## 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ: ДИОДА И СТАБИЛИТРОНА

### Цель работы:

1. Изучить физические основы работы полупроводникового диода и стабилитрона.
2. Построить вольтамперные характеристики диодов - германиевого и кремниевого, стабилитрона.
3. Определить по вольтамперным характеристикам:
  - а) для диодов – значение *контактной разности потенциалов*, величину *дифференциального сопротивления* на заданных участках вольтамперной характеристики;
  - б) для стабилитрона – *напряжение стабилизации* и *дифференциальное сопротивление* на рабочем участке.

### 5.1. Собственная проводимость полупроводников

По значению удельного электрического сопротивления *полупроводники* занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками. К числу полупроводников относятся многие химические элементы (германий, кремний, селен, теллур, мышьяк и др.), огромное количество сплавов и химических соединений. Самым распространенным в природе полупроводником является кремний, составляющий около 30 % земной коры.

Качественное отличие полупроводников от металлов проявляется прежде всего в зависимости удельного сопротивления от температуры. С понижением температуры сопротивление металлов падает. У полупроводников, напротив, с понижением температуры сопротивление возрастает и вблизи абсолютного нуля они практически становятся изоляторами (рис. 5.1).

Такой ход зависимости  $\rho(T)$  объясняется тем, что у полупроводников концентрация носителей свободного заряда не остается постоянной, а увеличивается с ростом температуры.

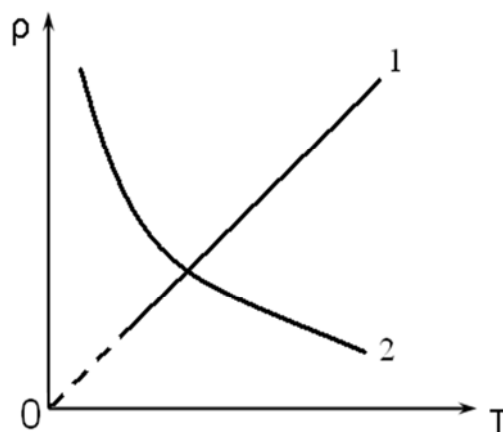


Рис. 5.1. Характер температурной зависимости удельного сопротивления металлов (кривая 1) и полупроводников (кривая 2).

Электропроводность металлов и полупроводников, описывается квантовой теорией твердого тела, которая называется *зонной теорией*. В соответствии с этой теорией электрон в кристалле движется в постоянном электрическом поле, создаваемом ионами и всеми остальными электронами. Это приводит к ограничениям на возможные значения энергии электрона. Весь спектр энергий распадается на ряд чередующихся разрешенных и запрещенных значений энергии электронов в кристалле. Эти значения энергии образуют энергетические зоны или для краткости просто зоны. Элементы зонной теории представлены в *приложении к лабораторным работам 5,6*, помещенном после лабораторной работы № 6. Далее представлено упрощенное изложение теории проводимости полупроводников.

Рассмотрим механизм проводимости на примере германия (Ge) (валентность, т.е. число электронов на внешней электронной оболочке атома Ge – 4), т.е. атомы германия на внешней оболочке имеют четыре слабо связанных с атомом валентных электронов.

Для полного заполнения внешней электронной оболочки каждому атому не хватает четырех электронов, поэтому при формировании кристалла каждый атом располагается так, что окружен четырьмя ближайшими соседними атомами. Связь между атомами в кристалле германия является

ковалентной, т. е. осуществляется парами валентных электронов. Каждый валентный электрон принадлежит двум атомам. Валентные электроны в кристалле германия связаны с атомами гораздо сильнее, чем в металлах; поэтому концентрация электронов проводимости при комнатной температуре в полупроводниках на много порядков меньше, чем у металлов. При очень низких температурах вблизи абсолютного нуля в кристалле германия все электроны заняты в образовании связей и свободных электронов нет. Такой кристалл электрического тока не проводит. При повышении температуры кинетическая энергия электронов возрастает, и некоторая часть валентных электронов за счет теплового движения может получить энергию, достаточную для разрыва ковалентных связей. Тогда в кристалле появятся свободные электроны. Одновременно в ковалентных парах, из которых ушли электроны, образуются вакантные места, не занятые электронами. Эти вакансии получили название *дырок*. Вакантное место может быть занято валентным электроном из соседней пары ковалентной связи, тогда дырка переместится на новое место в кристалле. При заданной температуре полупроводника в единицу времени образуется определенное количество электронно-дырочных пар.

Одновременно с образованием электронно-дырочных пар идет обратный процесс – при встрече свободного электрона с дыркой восстанавливается электронная связь между атомами германия. Этот процесс называется *рекомбинацией*. Электронно-дырочные пары могут рождаться вследствие разных причин: при нагревании кристалла, под воздействием света или потоков элементарных частиц. В отсутствие электрического поля электроны проводимости и дырки участвуют в хаотическом тепловом движении.

Если полупроводник поместить в электрическое поле, то на хаотичное тепловое движение накладывается упорядоченное движение свободных электронов (*электронов проводимости*) и дырок, которые ведут себя как положительно заряженные частицы (рис. 5.2).

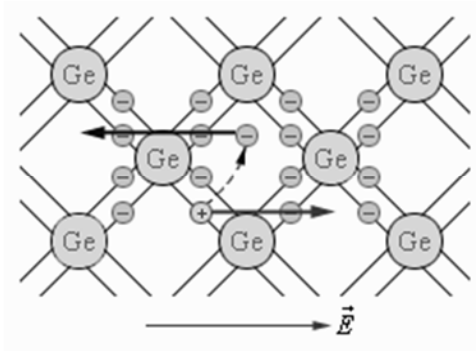


Рис. 5.2. Механизм собственной электрической проводимости полупроводника.

Концентрация электронов проводимости в полупроводнике равна концентрации дырок:  $n_n = n_p$ , поэтому проводимость такого полупроводника называется электронно-дырочной. Электронно-дырочная проводимость наблюдается только у чистых (без примесей) полупроводников. Такая проводимость называется *собственной электрической проводимостью* полупроводника.

## 5.2. Примесная проводимость полупроводников

Электрическую проводимость полупроводников можно изменять путем введения примесей. Например, добавка в кристалл кремния примесей фосфора в количестве 0,001 атомного процента уменьшает удельное сопротивление более чем на пять порядков.

Необходимым условием резкого уменьшения удельного сопротивления полупроводника при введении примесей является отличие валентности атомов примеси от валентности основных атомов кристалла.

Проводимость полупроводников при наличии примесей называется *примесной проводимостью*. Различают два типа примесной проводимости – *электронную* и *дырочную*, они создаются с помощью *донорных* и *акцепторных* примесей соответственно.

*Электронная проводимость* возникает, когда в кристалл германия с четырехвалентными атомами введены пятиявалентные атомы (например, атомы мышьяка, As). Четыре валентных электрона атома мышьяка включены

в образование ковалентных связей с четырьмя соседними атомами германия. Пятый валентный электрон оказался лишним; он легко отрывается от атома мышьяка и становится свободным (рис. 5.3).

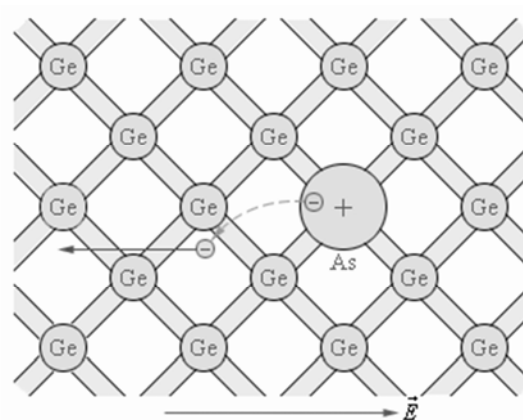


Рис. 5.3. Механизм электронной проводимости полупроводника *n*-типа.

Атом, потерявший электрон, превращается в положительный ион, расположенный в узле кристаллической решетки. Примесь из атомов с валентностью, превышающей валентность основных атомов полупроводникового кристалла, называется **донорной примесью**. В результате ее введения в кристалле появляется значительное число свободных электронов. Это приводит к резкому уменьшению удельного сопротивления полупроводника – в тысячи и даже миллионы раз. Удельное сопротивление проводника с большим содержанием примесей может приближаться к удельному сопротивлению металлического проводника. В кристалле германия с примесью мышьяка есть электроны и дырки, ответственные за собственную проводимость кристалла. Но *основным типом носителей свободного заряда являются электроны*, оторвавшиеся от атомов мышьяка. В таком кристалле  $n_n \gg n_p$ . Такая проводимость называется *электронной*, а полупроводник, обладающий электронной проводимостью, называется *полупроводником n-типа* (от английского “negative”).

Дырочная проводимость возникает, когда в решетку четырехвалентного германия введены трехвалентные атомы (например, атомы индия, In). На образование связи с четвертым атомом германия у

атома индия нет электрона. Этот недостающий электрон может быть захвачен атомом индия из ковалентной связи соседних атомов германия. В этом случае атом индия превращается в отрицательный ион, расположенный в узле кристаллической решетки, а в ковалентной связи соседних атомов образуется дырка (рис. 5.4).

Примесь атомов, способных захватывать электроны, называется *акцепторной примесью*. В результате введения акцепторной примеси в кристалле разрывается множество ковалентных связей и образуются вакантные места (дырки). На эти места могут перескакивать электроны из соседних ковалентных связей, что приводит к хаотическому блужданию дырок по кристаллу. Наличие акцепторной примеси резко снижает удельное сопротивление полупроводника за счет появления большого числа свободных дырок. Концентрация дырок в полупроводнике с акцепторной примесью значительно превышает концентрацию электронов, которые возникли из-за механизма собственной электропроводности полупроводника:  $n_p \gg n_n$ . Проводимость такого типа называется *дырочной проводимостью*. Примесный полупроводник с дырочной проводимостью называется *полупроводником p-типа*. Основными носителями свободного заряда в полупроводниках p-типа являются дырки.

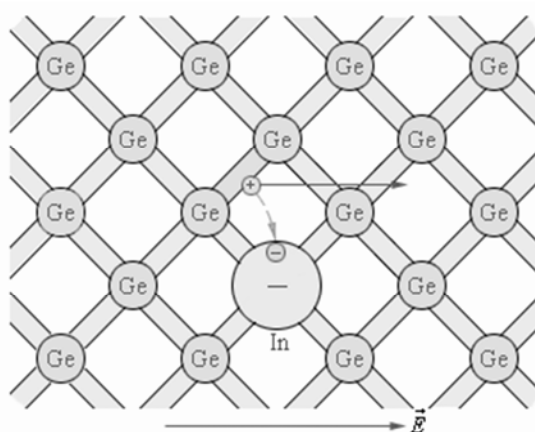


Рис. 5.4. Механизм дырочной проводимости полупроводника p-типа.

Следует подчеркнуть, что дырочная проводимость в действительности обусловлена эстафетным перемещением по вакансиям от одного атома кремния к другому электронов, которые осуществляют ковалентную связь. Для полупроводников *n*- и *p*-типов закон Ома выполняется в определенных интервалах сил тока и напряжений при условии постоянства концентраций свободных носителей.

### 5.3. Электронно - дырочный переход

В современной электронной технике широко используются полупроводниковые приборы. В любом полупроводниковом приборе имеется один или несколько электронно-дырочных переходов.

*Электронно-дырочный переход* (или *p-n*-переход) – это область контакта двух полупроводников с разными типами проводимости.

Переход нельзя создать просто механическим соединением двух полупроводников с различной проводимостью. Обычно области различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при соответствующей обработке кристаллов. Например, на кристалл Ge *n*-типа накладывається индиевая «таблетка» (рис. 5.5*a*).

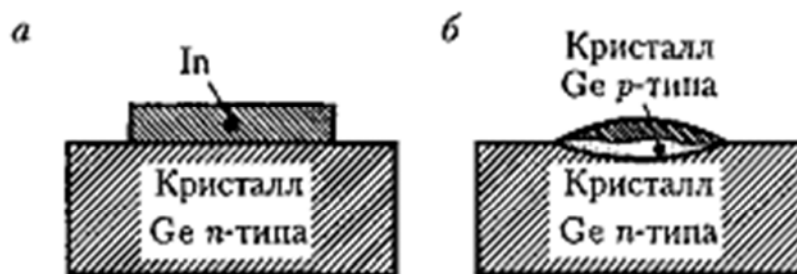


Рис. 5.5. Формирование *p-n*-перехода методом сплавления:  
*a* – расположение таблетки In на кристалле германия *n*-типа; *б* –  
образование кристаллического слоя германия Ge *p*-типа после  
отжига.

Эта система нагревается при 500° С в вакууме или в атмосфере инертного газа; атомы индия диффундируют на некоторую глубину в германий. После охлаждения образуется кристаллический слой Ge *p*-типа,

легированный акцепторной примесью индия. Таким образом, на границе закристаллизовавшегося расплава и Ge  $n$ -типа образуется  $p$ – $n$ -переход (рис. 5.5б).

В полупроводнике  $n$ -типа основными носителями свободного заряда являются электроны; их концентрация значительно превышает концентрацию дырок ( $n_n \gg n_p$ ). В полупроводнике  $p$ -типа основными носителями являются дырки ( $n_p \gg n_n$ ). При контакте двух полупроводников  $n$ - и  $p$ -типов начинается процесс диффузии: дырки из  $p$ -области переходят в  $n$ -область; электроны – из  $n$ -области в  $p$ -область.

В результате в  $n$ -области вблизи зоны контакта уменьшается концентрация электронов и возникает положительно заряженный слой. В  $p$ -области уменьшается концентрация дырок и возникает отрицательно заряженный слой. Таким образом, на границе полупроводников образуется двойной электрический слой, называемый *запирающим слоем* (рис.5.6). Напряжённость контактного электрического поля  $E_k$  запирающего слоя направлена от  $n$ - к  $p$ -полупроводнику (от плюса к минусу), препятствуя движению основных носителей заряда.

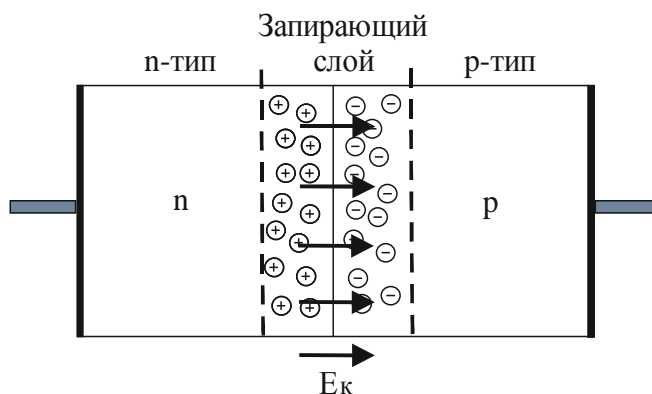


Рис. 5.6. Образование запирающего слоя при контакте полупроводников  $n$ - и  $p$ -типов.

Толщина запирающего слоя составляет порядка десятков и сотен межатомных расстояний ( $10^{-6}$ – $10^{-7}$  м). Между  $p$ - и  $n$ -областями создается *контактная разность потенциалов*  $\phi$ , приблизительно равная 0,35 В для германиевых  $p$ – $n$ -переходов и 0,6 В – для кремниевых.

Запирающий слой характеризуется повышенным сопротивлением, которое можно изменить с помощью внешнего электрического поля.

Если напряженность  $E$ , приложенного к  $p$ - $n$ -переходу внешнего электрического поля, направлена от  $n$ -полупроводника к  $p$ -полупроводнику (рис. 5.7а), т. е. совпадает с напряженностью  $E_k$  поля контактного слоя, то внешнее поле вызывает движение электронов в  $n$ -полупроводнике и дырок в  $p$ -полупроводнике от границы  $p$ - $n$ -перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширяется и его сопротивление возрастает. Направление внешнего поля, расширяющего запирающий слой, называется запирающим (*обратным*). В этом направлении электрический ток через  $p$ - $n$ -переход практически не проходит. Ток в запирающем слое в обратном направлении образуется лишь за счет *неосновных носителей заряда* (электронов в  $p$ -полупроводнике и дырок в  $n$ -полупроводнике) и называется *обратным током*.

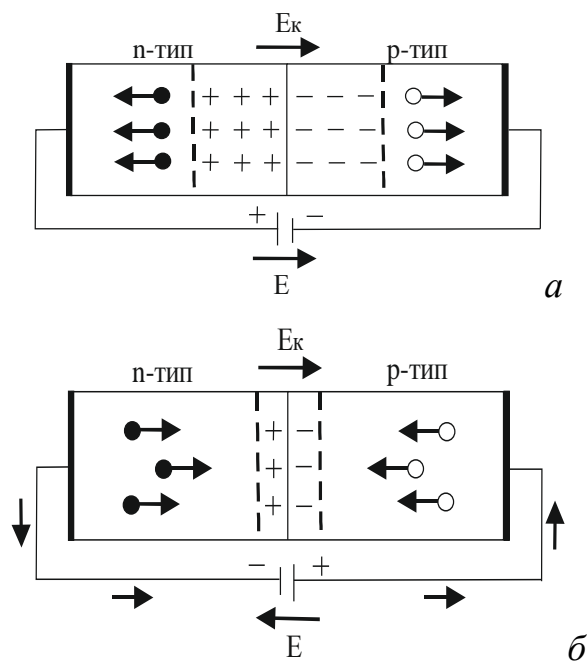


Рис. 5.7. Изменение толщины запирающего слоя при приложении к  $p$ - $n$ -переходу внешнего электрического поля  $E$  в обратном (а) и прямом (б) направлении.

Если напряженность  $E$  приложенного к  $p$ - $n$ -переходу внешнего электрического поля направлена противоположно напряженности  $E_k$  поля контактного слоя (рис. 5.7б), то оно вызывает движение электронов в  $n$ -полупроводнике и дырок в  $p$ -полупроводнике к границе  $p$ - $n$ -перехода навстречу друг другу.

В этой области они рекомбинируют, толщина контактного слоя и его сопротивление уменьшаются. Следовательно, в этом направлении электрический ток проходит сквозь  $p$ - $n$ -переход в направлении от  $p$ -полупроводника к  $n$ -полупроводнику. В этом случае напряжение называется пропускным (*прямым*), сила тока становится большой, при этом ток называется *прямым током*. Таким образом,  $p$ - $n$ -переход обладает *односторонней проводимостью*.

#### 5.4. Вольтамперная характеристика $p$ - $n$ -перехода

*Вольтамперная характеристика (ВАХ)* – зависимость тока от напряжения. ВАХ  $p$ - $n$ -перехода представлена на рис.5.8. Прямой ток через переход быстро растет по мере увеличения напряжения благодаря увеличению концентрации основных носителей заряда, способных преодолеть запирающий слой. Обратный ток, обусловленный движением через переход неосновных носителей заряда, всегда намного меньше прямого, поэтому при построении обратной ветви ВАХ используются обычно другие масштабы.

Таким образом, ВАХ  $p$ - $n$ -перехода нелинейна.  $p$ - $n$ -переход обладает очень большим сопротивлением при обратном направлении внешнего электрического поля и малым сопротивлением при прямом направлении.

Величину  $R_d = \frac{dU}{dI}$  называют *дифференциальным сопротивлением*, характеризующим изменение напряжения при изменении тока через  $p$ - $n$ -переход. Эта величина содержит важную информацию о физических процессах в полупроводнике.

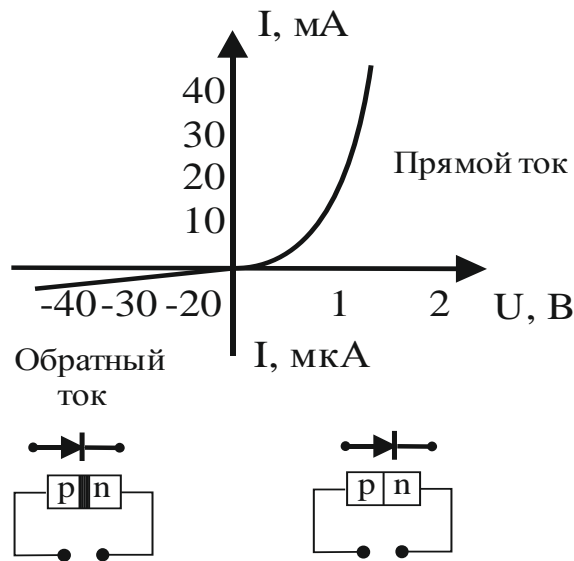


Рис. 5.8. Вольтамперная характеристика  $p-n$ -перехода.

### 5.5. Полупроводниковый диод

В основе работы полупроводникового диода и транзистора лежит  $p-n$ -переход. Диоды используются для выпрямления переменных токов (прямая ветвь) и стабилизации напряжения (обратная ветвь).

*Полупроводниковый диод* содержит один  $p-n$ -переход, к каждой из областей которого подведены с помощью омических контактов металлические вводы. ВАХ диода в значительной мере определяется свойствами его  $p-n$ -перехода и зависит от характеристик материалов, на базе которых они выполнены. Так, с увеличением прямого напряжения прямой ток вначале экспоненциально возрастает, а затем, начиная с некоторого напряжения, равного контактной разности потенциалов ( $U = \varphi$ ), растет почти линейно. Это объясняется тем, что с ростом прямого напряжения происходит уменьшение запирающего слоя, что приводит к росту силы тока, текущего через переход. Когда внешнее напряжение превысит контактную разность потенциалов, запирающий слой совсем исчезнет и напряжение окажется распределенным по всему образцу. Дальнейшее увеличение напряжения обуславливает рост тока в соответствии с законом Ома.

Диод может быть использован для преобразования переменного тока в постоянный. На рис.5.9 приведена ВАХ (а) и электрическая схема (б), иллюстрирующие выпрямление переменного тока в диоде.

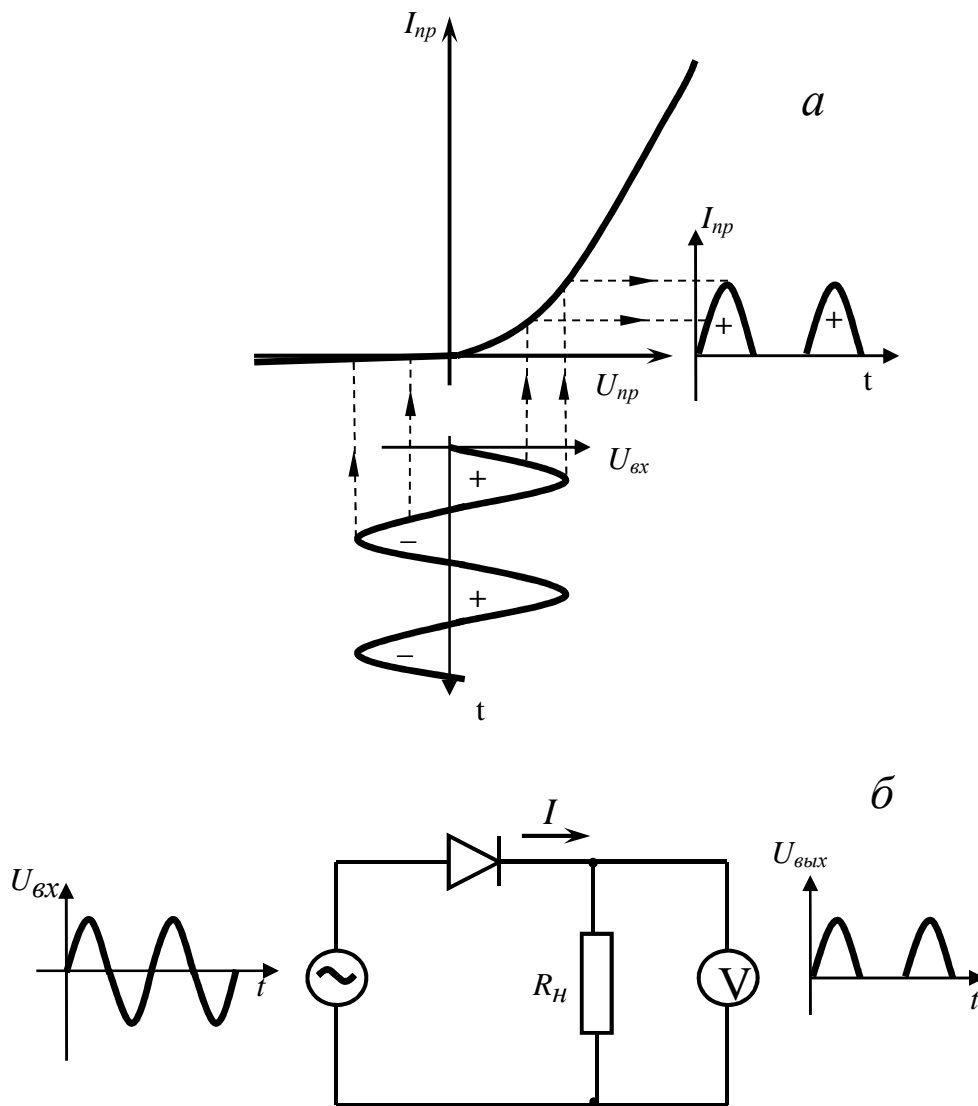


Рис.5.9. ВАХ (а) и электрическая схема (б), иллюстрирующие выпрямление переменного тока в диоде.

Если на диод подать синусоидальное напряжение,  $U_{ex}(t) = U_m \sin \omega t$ , то в течение положительного (+) полупериода напряжение для диода является прямым, его сопротивление мало и через резистор проходит прямой ток  $I_{np}$  (рис.5.9а), который создает на резисторе  $R_H$  падение напряжения  $U_{вых}$  (рис.5.9б), повторяющее входное напряжение  $U_{ex}(t)$ . В следующий, отрицательный (-), полупериод напряжение для диода является обратным,

сопротивление диода велико, тока практически нет ( $I_{np} = 0$ ). Таким образом, на выходе схемы отсекается отрицательная полуволна переменного тока. Через нагрузку  $R_H$  протекает пульсирующий выпрямленный ток  $I_{np}$  – ток одного направления. Это и есть процесс выпрямления переменного тока. Для сглаживания пульсаций параллельно нагрузке подсоединяют фильтрующую емкость. Такие выпрямители называются однополупериодными.

### 5.6. Стабилитрон

В диоде, к которому приложено обратное напряжение, возможны два типа обратимого *электрического* пробоя (*туннельный* и *лавинный*) и необратимый *тепловой* пробой. *Тепловой* пробой *p-n*-перехода является следствием увеличения обратного напряжения выше допустимого, что может привести к выходу из строя полупроводникового прибора. *Электрический* пробой наступает при превышении некоторого напряжения электрического пробоя  $U_{эп}$ , при этом сила тока возрастает очень круто (рис.5.10). Этот участок ВАХ используется для стабилизации напряжения.

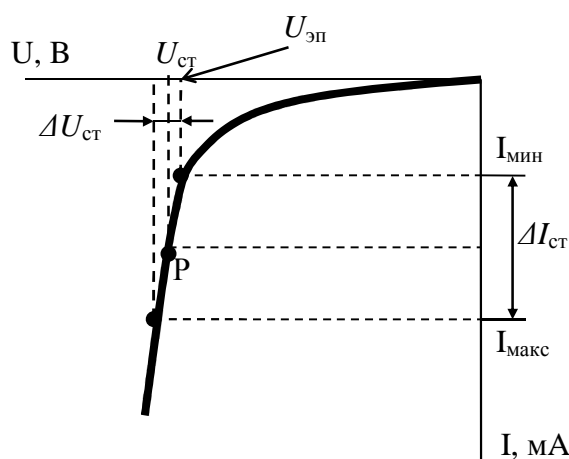


Рис.5.10. Вольтамперная характеристика стабилитрона:

$U_{эп}$  – напряжение электрического пробоя,  $P$  – рабочая точка,  $U_{ст}$  – напряжение стабилизации,  $\Delta I_{ст}$  – отклонение значения тока, протекающего через стабилитрон,  $\Delta U_{ст}$  – изменение напряжения на выходе стабилитрона при изменении протекающего через него тока.

Диод, работающий при обратном напряжении в режиме электрического пробоя и предназначенный для стабилизации напряжения, называется *стабилитроном*. Стабилитроны проектируются таким образом, что туннельный либо лавинный пробой возникают при обратных напряжениях много меньших напряжения, при котором происходит тепловой пробой. Серийные стабилитроны изготавливаются из кремния. В кремниевых диодах при достижении напряжения пробоя незначительные изменения напряжения вызывают изменения силы тока через диод в очень широких пределах

*Основными параметрами* стабилитрона являются напряжение стабилизации  $U_{ст}$  и дифференциальное сопротивление  $R_{д}$  на рабочем (линейном) участке. Дифференциальное сопротивление характеризует изменение стабилизированного напряжения при изменении тока через диод. Чем меньше  $R_{д}$  на линейном участке, тем выше качество стабилизации.

### 5.7. Описание лабораторной установки и методика выполнения измерений.

Для измерения параметров прямой ветви ВАХ диодов применяется схема включения, представленная на рис.5.11.

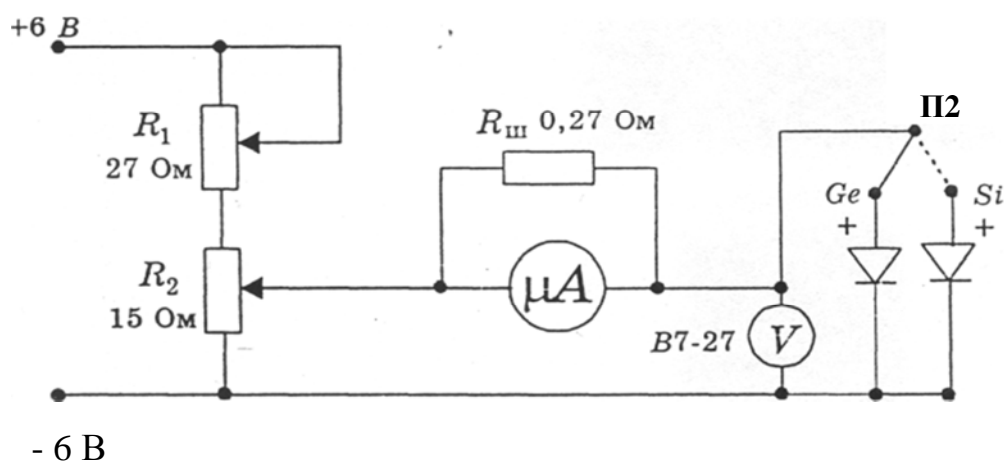


Рис.5.11. Электрическая схема измерения параметров прямой ветви ВАХ диодов.

Регулировка прямого тока  $I_{пр}$  обеспечивается переменным резистором

$R_2$ . Резистор  $R_1$  ограничивает величину прямого тока, протекающего через диод. Переключатель П2 позволяет подключать к измерительной схеме поочередно германиевый Д7Ж и кремниевый Д226 диоды. Для расширения предела измерения прямого тока микроамперметром в схему включается «шунт»  $R_{ш}$ , обеспечивающий измерение тока от 0 до 300 мА, цена деления шкалы прибора с учетом включенного шунта – 6 мА.

На рис.5.12 представлена схема измерения параметров обратной ветви ВАХ диодов и стабилитрона.

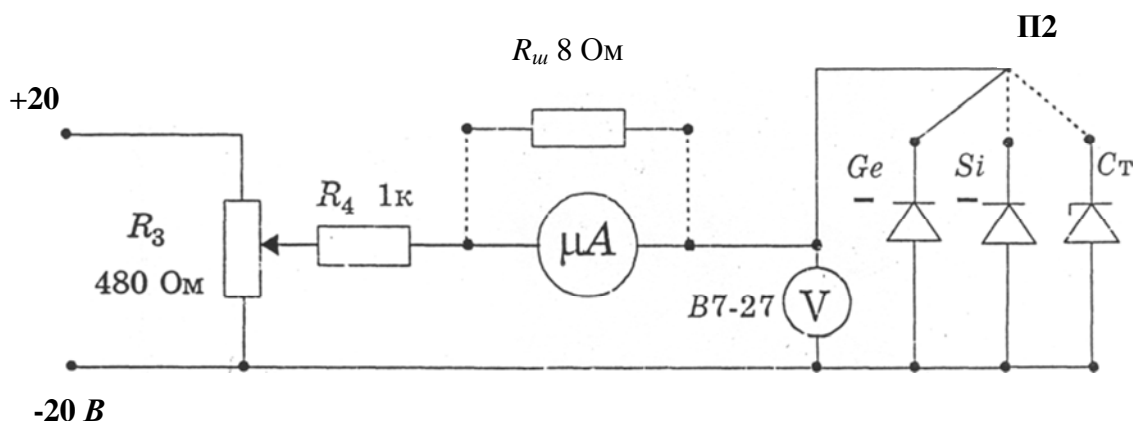


Рис.5.12. Электрическая схема лабораторной установки для измерения параметров обратной ветви ВАХ диода и стабилитрона.

При измерении параметров обратной ветви ВАХ диода необходимо, чтобы источник питания, которым задается режим измерения, имел малое внутреннее сопротивление по сравнению с сопротивлением диода, включенном в обратном направлении. Для выполнения этого условия обратное напряжение  $U_{обр}$  на диод подается от регулируемого стабилизированного источника напряжения и определяется величина обратного тока  $I_{обр}$ . Обратный ток германиевого и кремниевого диодов измеряется микроамперметром с пределом измерения от 0 до 50 мкА, цена деления шкалы – 1 мкА. Регулировка обратного напряжения при снятии обратной ветви характеристики диодов проводится резистором  $R_3$ , резистор  $R_4$  ограничивает величину обратного тока, протекающего через диоды.

При снятии обратной ветви ВАХ стабилитрона КС156 для расширения предела измерения обратного тока параллельно с микроамперметром в схему включается шунт  $R_{ш}$ , что обеспечивает измерение тока от 0 до 10 мА, цена деления шкалы прибора с учетом шунта – 0,2 мА. Переключатель П2 позволяет поочередно подключать к измерительной схеме в обратном направлении исследуемые диоды и стабилитрон.

На рис.5.13 представлен внешний вид передней панели стенда для снятия ВАХ полупроводниковых диодов и стабилитрона.



Рис.5.13. Внешний вид измерительного стенда.

На передней панели измерительного стенда расположены:

- Микроамперметр
- Переключатель П1, который с помощью рукоятки устанавливается в три положения:

«1» – включается электрическая схема измерения прямой ветви ВАХ германиевого и кремниевого диодов;

«2» – включается электрическая схема измерения обратной ветви ВАХ германиевого, кремниевого диодов и стабилитрона;

«0» – измерительные схемы отключены от источников питания.

- Переключатель П2, который с помощью рукоятки устанавливается в следующие положения:

«Ge+» – к измерительной схеме подключается германиевый

диод Д7 в прямом направлении;

«Si+» – к измерительной схеме подключается кремниевый диод Д226 в прямом направлении;

«Ge-» – к измерительной схеме подключается германиевый диод в обратном направлении;

«Si-» – к измерительной схеме подключается кремниевый диод в обратном направлении;

«Ст» – к измерительной схеме подключается стабилитрон КС156 в обратном направлении.

• *Резистор* «Регулировка  $U_{пр}$ », с помощью которого устанавливаются необходимые значения прямого напряжения и прямого тока при снятии прямой ветви ВАХ германиевого и кремниевого диодов;

• *Резистор* «Регулировка  $U_{обр}$ », с помощью которого устанавливаются необходимые значения обратного напряжения и обратного тока при снятии обратной ветви ВАХ германиевого, кремниевого диодов и стабилитрона;

• *Гнезда* «± В7-27» для подсоединения цифрового вольтметра В7-27, обеспечивающего измерение прямого и обратного напряжения на исследуемых диодах и стабилитроне.

### Задание 1. Измерение прямой ветви ВАХ диодов.

1.1. Поставьте переключатель П1 измерительного стенда в положение «1», а переключатель П2 в положение «Ge+» и приступайте к измерению прямой ветви ВАХ германиевого диода. Для этого установите указанные в таблице 1.1 значения прямого тока  $+I_{пр}$  в делениях и снимите соответствующие значения напряжения  $+U_{пр}$ . Значения тока в делениях переведите в абсолютные значения в мА (цена деления шкалы – 6 мА). Полученные значения напряжения  $U_{пр}$  (В) и тока  $I_{пр}$  (мА) занесите в таблицу 1.1.

1.2. Поставьте переключатель П2 в положение «Si+» и снимите

прямую ветвь ВАХ кремниевого диода, для этого выполните те же измерения, что и в п. 1.1. Полученные данные занесите в таблицу 1.2.

**Таблица 1.1.** Германиевый диод

Прямая ВАХ

| $+U_{пр}, В$ | $+I_{пр}, дел$ | $+I_{пр}, мА$ |
|--------------|----------------|---------------|
|              | 0              |               |
|              | 5              |               |
|              | 10             |               |
|              | 15             |               |
|              | 20             |               |
|              | 25             |               |
|              | 30             |               |
|              | 35             |               |
|              | 40             |               |
|              | 45             |               |
|              | 50             |               |

**Таблица 1.2.** Кремниевый диод

Прямая ВАХ

| $+U_{пр}, В$ | $+I_{пр}, дел$ | $+I_{пр}, мА$ |
|--------------|----------------|---------------|
|              | 0              |               |
|              | 5              |               |
|              | 10             |               |
|              | 15             |               |
|              | 20             |               |
|              | 25             |               |
|              | 30             |               |
|              | 35             |               |
|              | 40             |               |
|              | 45             |               |
|              | 50             |               |

Задание 2. Измерение обратной ветви ВАХ диодов.

2.1. Переведите переключатель П1 в положение «2», а переключатель П2 в положение «Ge-», ручку переключателя пределов измерения постоянного напряжения прибора В7-27 поставьте в положение 10В, и приступайте к измерению обратной ветви ВАХ германиевого диода. Для этого, медленно вращая ручку резистора «Регулировка  $U_{обр}$ » по часовой стрелке, установите указанные в табл. 2.1 значения обратного напряжения  $-U_{обр}$  и снимите соответствующие значения обратного тока  $I_{обр}$  на микроамперметре (цена деления  $-1 мкА$ ). После окончания измерения, вращая ручку резистора «Регулировка  $U_{обр}$ », установите ее в положение «0». Полученные значения  $I_{обр}$  (мкА) занесите в таблицу 2.1.

1.2. Установите переключатель П2 в положение «Si-» и снимите

обратную ветвь ВАХ кремниевого диода, для этого выполните те же измерения что и в п.2.1. Полученные данные занесите в таблицу 2.2.

Таблица 2.1. Германиевый диод

Обратная ВАХ

| $-U_{обр}, В$ | $-I_{обр}, мкА$ |
|---------------|-----------------|
| 1             |                 |
| 2             |                 |
| 3             |                 |
| 6             |                 |
| 9             |                 |
| 12            |                 |
| 15            |                 |
| 18            |                 |

Таблица 2.2. Кремниевый диод

Обратная ВАХ

| $-U_{обр}, В$ | $-I_{обр}, мкА$ |
|---------------|-----------------|
| 1             |                 |
| 2             |                 |
| 3             |                 |
| 6             |                 |
| 9             |                 |
| 12            |                 |
| 15            |                 |
| 18            |                 |

Задание 3. Измерение обратной ветви ВАХ стабилитрона.

3.1. Установите переключатель П2 в положение «Ст» и снимите обратную ветвь ВАХ полупроводникового стабилитрона. Для этого, медленно вращая ручку резистора «Регулировка  $U_{обр}$ » по часовой стрелке, установите указанные в табл. 3 значения обратного тока  $-I_{обр}$  в делениях и снимите соответствующие значения напряжения  $U_{обр}$ . После окончания измерения резистор «Регулировка  $U_{обр}$ » установите в положение «0». Значение тока в делениях переведите в абсолютные значения в мА (цена деления – 0,2 мА). Полученные значения  $-U_{обр}$  (В) и  $-I_{обр}$  (мА) занесите в табл. 3.

Таблица 3. Стабилитрон, обратная ВАХ

| $-U_{обр}, В$ | $-I_{обр}, дел$ | $-I_{обр}, мА$ |
|---------------|-----------------|----------------|
|               | 0               |                |
|               | 5               |                |
|               | ....            |                |
|               | 50              |                |

Задание 4. Обработка результатов измерений.

- 4.1. Полученные вольтамперные характеристики изобразите графически.
- 4.2. По ВАХ диодов определите величину контактной разности потенциалов  $\varphi$  для исследуемых диодов путем экстраполяции линейного участка прямой ветви на ось абсцисс, как показано на рис.5.14. Сравните полученные значения.
- 4.3. Используя прямые ветви ВАХ исследуемых диодов, вычислите значения дифференциального сопротивления  $R_d = \frac{\Delta U}{\Delta I}$  на линейных участках (рис.5.14).
- 4.4. Для обратных ветвей ВАХ вычислите значение дифференциального сопротивления  $R_d = \frac{\Delta U}{\Delta I}$  при напряжении  $\Delta U = U_2 - U_1 = 3$  В ( $U_2 = 18$  В,  $U_1 = 15$  В).
- 4.4. Сравните значения  $R_d$  для прямых и обратных ветвей ВАХ исследуемых диодов.

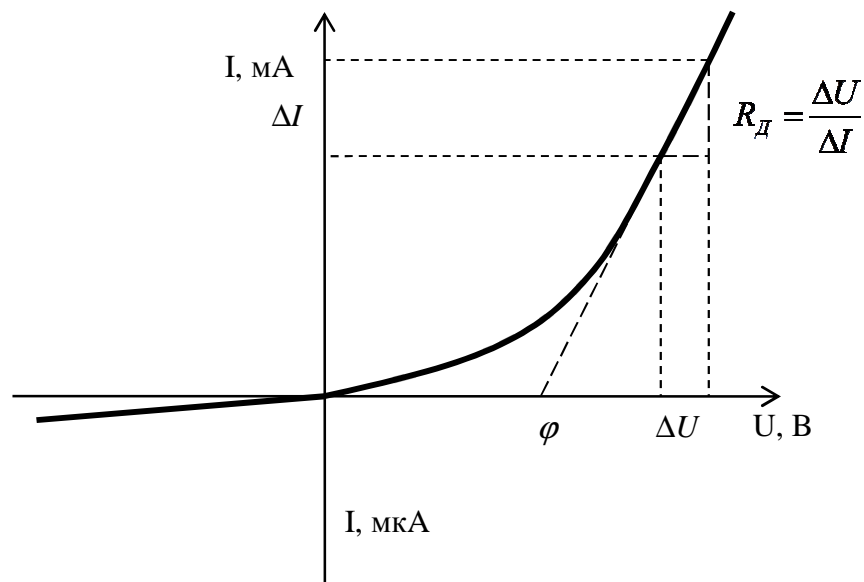


Рис.5.14. Определение контактной разности потенциалов  $\varphi$  по ВАХ диода.

- 4.5. По ВАХ стабилитрона определите значение напряжения стабилизации

$U_{ст}$  (точка Р на рис.5.10 соответствует средней части выбранного рабочего диапазона) и дифференциальное сопротивление  $R_d$  на линейном участке.

#### 5.8. Контрольные вопросы:

1. Что такое полупроводники и чем обусловлена собственная и примесная проводимость полупроводников?
2. Объясните механизм проводимости в полупроводниках  $p$ - и  $n$ -типа.
3. Что называется  $p$ - $n$ -переходом? Объясните механизм возникновения контактной разности потенциалов в  $p$ - $n$ -переходе. Прямое и обратное включение  $p$ - $n$ -перехода.
4. Что такое полупроводниковый диод, стабилитрон? Области применения диода и стабилитрона.
5. Вольтамперная характеристика диода. Объясните причины, приводящие к различию между токами в прямом и обратном направлениях для диода. Что такое напряжение пробоя?
6. Приведите примеры применения полупроводниковых диодов и стабилитронов в технике.

#### **Литература**

1. Трофимова Т. И. “Курс физики”, М., 2001.
2. Пасынков В. В. и др. “Полупроводниковые приборы”, М., 1981.
3. Специальный физический практикум, ч.2, под ред. Харламова А.А., изд-во МГУ, 1977.
4. Сидорик В.В., Русак А.А. Физические принципы работы полупроводниковых приборов, Минск, БГПА, 2001.
5. Электронный курс «Открытая физика 2.7. Часть 2», изд-во «Физикон», 2015, [www.physicon.ru](http://www.physicon.ru)

## **6. ИЗУЧЕНИЕ ПРИНЦИПА РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ПАРАМЕТРОВ ПО ВОЛЬТАМПЕРНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ ПО СХЕМЕ С ОБЩИМ ЭМИТТЕРОМ**

### Цель работы:

1. Изучить физические основы работы и характеристики полупроводникового триода (транзистора);
2. Снять статические вольтамперные характеристики транзистора и определить его параметры.

### Приборы и принадлежности:

1. Микроамперметр М285К – 4 шт.
2. Блок питания БП – 12 – 2 шт.
3. Потенциометр – 2 шт.
4. Выключатель – 2 шт. в блоке
5. Транзистор МП42Б

### 6.1. Введение.

*Транзистор* – это полупроводниковый прибор, предназначенный для усиления, генерирования и преобразования электрических сигналов в широком диапазоне частот (от постоянного тока до десяти гигагерц) и мощности (от десятков милливатт до сотен Ватт).

В настоящее время транзисторы заменили своих предшественников (вакуумные лампы) в большинстве электронных устройств вследствие:

- малых размеров и небольшого веса, что способствует созданию миниатюрных электронных устройств;
- высокой степени автоматизации производства, что ведёт к снижению удельной стоимости;
- низких рабочих напряжений, что позволяет использовать транзисторы в небольших электронных устройствах;

- меньшей рассеиваемой мощности, что способствует повышению экономичности приборов;

- высокой надёжности и большой физической прочности;

- продолжительного срока службы.

Благодаря своим преимуществам перед электронными лампами транзисторы совершили революцию в области электронных средств связи и обеспечили создание быстродействующих ЭВМ с большим объемом памяти.

Для изготовления транзисторов чаще всего используются германий и кремний, так как они характеризуются большой механической прочностью, химической устойчивостью и большей, чем в других полупроводниках, подвижностью носителей заряда.

Различают биполярные транзисторы, в которых используются кристаллы *n*- и *p*-типа (см. п.5.2), и полевые (униполярные) транзисторы, изготовленные на кристалле германия или кремния с одним типом проводимости.

Рассмотрим биполярные транзисторы. Рабочая часть биполярного транзистора состоит из пластинки полупроводника, в которой созданы два близко расположенных *p-n*-перехода (см. п.5.3). Область между переходами называют *базой (Б)*, а крайние области – *эмиттером (Э)* и *коллектором (К)* транзистора. Эмиттер является источником основных носителей заряда (электронов или дырок), а коллектор их приемником. Различают транзисторы типа *p-n-p* (рис. 6.1а) и типа *n-p-n* (рис.6.1б). Физические процессы в обоих случаях аналогичны. Отличие их в том, что токи в базах транзисторов *p-n-p* переносятся основными носителями зарядов – дырками, а в транзисторах *n-p-n* – электронами. На рисунках 6.1в и 6.1г приведены, соответственно, символические обозначения транзистора *p-n-p* и *n-p-n*, используемые в схемах электронных технических устройств.

В зависимости от того, какой электрод является общим для входной и выходной цепей, различают три схемы включения транзисторов: с общей базой, с общим эмиттером, с общим коллектором. В каждой схеме

усиливаются различные параметры электрических сигналов. В схеме с общим коллектором происходит усиление только по току, а в схеме с общей базой – только по напряжению. В схеме с общим эмиттером за счёт контролируемого управления источником питания достигается усиление сигнала либо по току, либо по напряжению, либо по мощности.

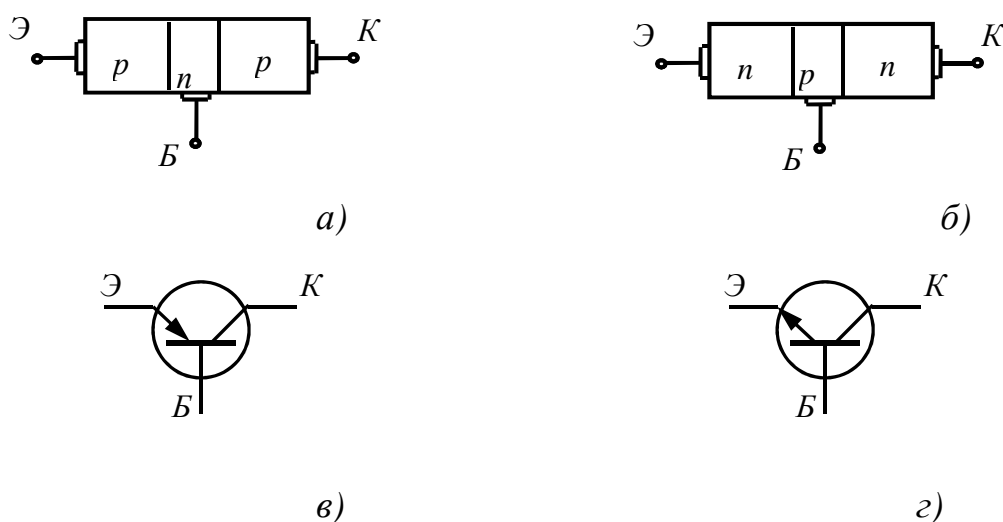


Рис. 6.1. Транзисторы структуры  $p-n-p$  (а) и  $n-p-n$  (б);  
 символические обозначения транзисторов типов  $p-n-p$  (в) и  $n-p-n$  (г).

Наибольшее применение нашла схема включения с общим эмиттером, т. к. она дает наибольший коэффициент усиления по мощности. В настоящее время схема с общим эмиттером применяется в усилителях телевизионного сигнала, усилителях GSM сигнала (сигнала сотовой связи) и других высокочастотных усилителях.

Некоторые общепринятые обозначения:  $I_b$ ,  $I_э$ ,  $I_к$  – токи в проводах базы, эмиттера и коллектора, соответственно;  $U_{бэ}$ ,  $U_{кб}$ ,  $U_{кэ}$  – напряжения между базой и эмиттером, коллектором и базой, коллектором и эмиттером, соответственно.

Работа транзистора  $p-n-p$ -типа в схеме с общим эмиттером поясняется на рис. 6.2. Между эмиттером и коллектором создается электрическое поле источником смещающего напряжение  $U_{кэ}$ . При этом  $p-n$ -переход “эмиттер-база” оказывается открыт а  $p-n$ -переход “база-эмиттер” – закрыт. Источник

напряжения  $U_{бэ}$  создает электрический ток из области эмиттера в область базы. При этом дырки из области эмиттера устремляются в область базы. Однако, толщина базы очень мала (5-10 мкм) и значительная часть дырок (до 97%), не успевает рекомбинировать с электронами и доходит до коллекторного перехода. Электрическое поле, создаваемое источником напряжения  $U_{кэ}$  затягивает дырки в область коллектора. Таким образом, почти весь ток, обусловленный дырками, вышедшими из эмиттера, идет в область коллектора, и лишь небольшая его часть идет через базу. Согласно первому правилу Кирхгофа

$$I_{б} = I_{э} - I_{к}.$$

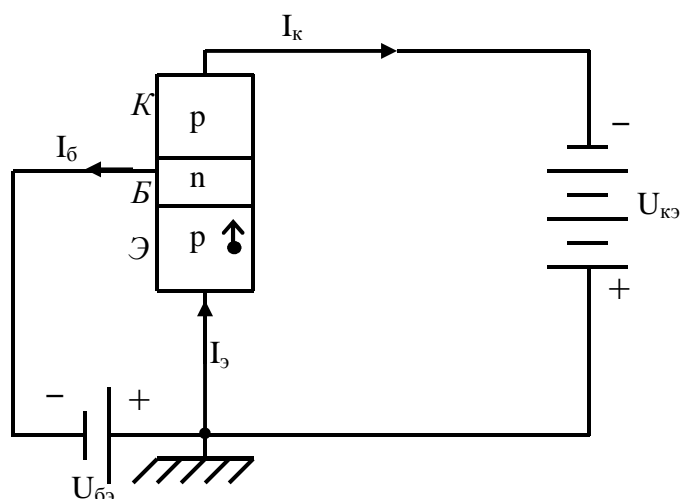


Рис. 6.2. Принцип работы транзистора  $p-n-p$ -типа в схеме с общим эмиттером

Даже при незначительном изменении потенциала базы ток эмиттера меняется весьма заметно. Следовательно, будет заметно меняться и ток через коллектор. Небольшое изменение входного тока – тока базы ( $\Delta I_{вх} = \Delta I_{б}$ ) может в сотни раз изменять выходной ток – ток коллектора ( $\Delta I_{вых} = \Delta I_{к}$ ). Таким образом, при включении транзистора по схеме с общим эмиттером можно получить значительный коэффициент усиления по току. Т.е. транзистор можно использовать для усиления электрических сигналов.

## 6.2. Входные и выходные вольтамперные характеристики (ВАХ)

### транзисторов

ВАХ транзисторов отражают зависимость между токами и напряжениями на его входе и выходе. ВАХ снимаются на *постоянном токе*.

Для схемы с общим эмиттером ток базы и напряжение между базой и эмиттером являются входным током и входным напряжением, соответственно:  $I_{\text{вх}}=I_{\text{б}}$ ,  $U_{\text{вх}}=U_{\text{бэ}}$ . Ток коллектора и напряжение между коллектором и эмиттером являются выходным током и выходным напряжением, соответственно:  $I_{\text{вых}}=I_{\text{к}}$ ,  $U_{\text{вых}}=U_{\text{кэ}}$ .

*Входной характеристикой* является график зависимости входного тока (тока базы  $I_{\text{б}}$ ) от входного напряжения (напряжения база – эмиттер  $U_{\text{бэ}}$ ) при постоянном выходном напряжении (напряжении коллектор – эмиттер  $U_{\text{кэ}}$ ):  $I_{\text{б}}=f(U_{\text{бэ}})$  при  $U_{\text{кэ}}=\text{const}$ .

*Выходная характеристика* транзистора для схемы с общим эмиттером (ОЭ) представляет собой зависимость выходного тока (тока коллектора  $I_{\text{к}}$ ) от выходного напряжения (напряжения коллектор – эмиттер  $U_{\text{кэ}}$ ) при постоянном входном токе (токе базы  $I_{\text{б}}$ ):  $I_{\text{к}}=f(U_{\text{кэ}})$  при  $I_{\text{б}}=\text{const}$ .

Типичные входные и выходные характеристики транзистора для схемы с общим эмиттером показаны на рис. 6.3.

Из входных характеристик (рис.6.3а) видно, что с ростом  $U_{\text{кэ}}$  ( $U_{\text{кэ}2} > U_{\text{кэ}1}$ ) при фиксированном напряжении  $U_{\text{бэ}}$  ток  $I_{\text{б}}$  уменьшается. Это объясняется тем, что при увеличении  $U_{\text{кэ}}$  растёт напряжение, приложенное к коллекторному переходу в обратном направлении. В результате почти все носители быстро втягиваются в коллектор, вероятность рекомбинации носителей заряда на базе уменьшается.

Для объяснения хода выходных характеристик обратимся к рис.6.2. Видно, что напряжение, приложенное к переходу коллектор-база, равно  $U_{\text{кэ}} - U_{\text{бэ}}$ , так как эти напряжения между точками коллектор-база оказались включёнными встречно. Поэтому при  $|U_{\text{кэ}}| < |U_{\text{бэ}}|$  напряжение на коллекторном переходе оказывается включённым в прямом направлении. Это приводит к

тому, что крутизна выходных характеристик на начальном участке от  $U_{кэ}=0$  до  $|U_{кэ}|=|U_{бэ}|$  велика, рис.6.3б. На участке  $|U_{кэ}|>|U_{бэ}|$  крутизна характеристик уменьшается и положение их зависит от величины тока базы.

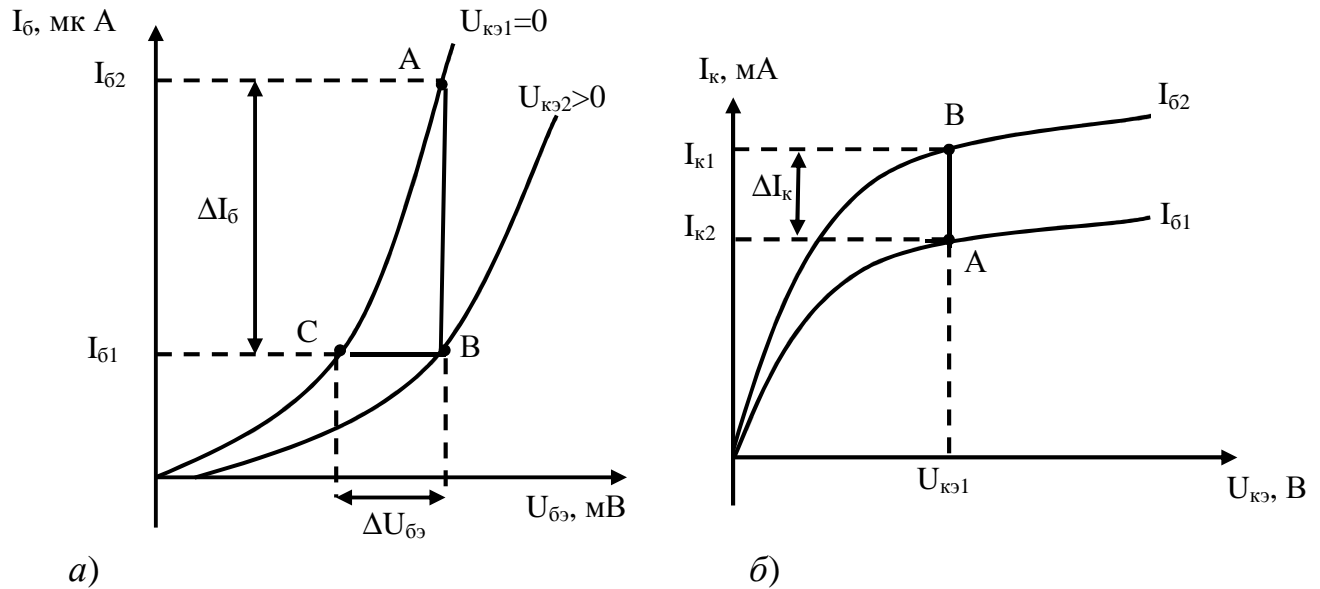


Рис. 6.3. Типичные входные (а) и выходные (б) ВАХ транзистора для схемы с общим эмиттером.

### 6.3. Определение параметров транзистора по статическим ВАХ

Параметры транзистора, определяемые в лабораторной работе:

- входное сопротивление  $R_{вх} = \frac{\Delta U_{вх}}{\Delta I_{вх}}$  при  $U_{вых} = \text{const}$ ;
- коэффициент обратной связи по напряжению  $K_{об} = \frac{\Delta U_{вх}}{\Delta U_{вых}}$  при

$I_{вх} = \text{const}$ ;

- коэффициент усиления по току  $K_I = \frac{\Delta I_{вых}}{\Delta I_{вх}}$  при  $U_{вых} = \text{const}$ ;

Эти параметры определяются по входным и выходным характеристикам. Рассмотрим, как определяются эти параметры для транзистора, включённого по схеме с ОЭ.

Из входных характеристик в схеме с ОЭ определяется входное

сопротивление транзистора и коэффициент обратной связи (рис.6.3а). Для этого на *прямолинейном* участке входных характеристик строится треугольник ABC. Сторона АВ этого треугольника дает приращение тока базы,  $\Delta I_{\bar{\delta}} = I_{\bar{\delta}2} - I_{\bar{\delta}1}$ , при изменении напряжения на величину  $\Delta U_{\bar{\delta}3} = BC$  при  $U_{кэ1} = 0$ .

Тогда *входное сопротивление* для схемы с ОЭ определяется по формуле

$$R_{вх} = \frac{\Delta U_{вх}}{\Delta I_{вх}} = \frac{\Delta U_{\bar{\delta}3}}{\Delta I_{\bar{\delta}}}.$$

Вычисленная таким образом величина  $R_{вх}$  является сопротивлением транзистора по переменному току, т. е. такое сопротивление оказывает транзистор переменному току небольшой амплитуды (сравнительно с величиной постоянного тока, текущего во входной цепи). Величина  $R_{вх}$  используется при анализе транзистора в схемах усиления переменного тока или напряжения. У современных транзисторов входное сопротивление в схеме с общим эмиттером должно составлять несколько сотен Ом.

При неизменном токе базы, например,  $I_{\bar{\delta}1} = \text{const}$ , изменение коллекторного напряжения на величину  $\Delta U_{кэ} = U_{кэ2} - U_{кэ1}$ , как видно из рис.6.3а, приводит к изменению входного напряжения на величину  $\Delta U_{\bar{\delta}3} = BC$ . Тогда *коэффициент обратной связи* можно определить как

$$K_{об} = \frac{\Delta U_{вх}}{\Delta U_{вых}} = \frac{\Delta U_{\bar{\delta}3}}{\Delta U_{кэ}} \text{ при } I_{\bar{\delta}} = \text{const}.$$

Величина коэффициента обратной связи безразмерная и обычно очень мала.

Из семейства *выходных характеристик* определяется *коэффициент усиления по току* (рис.6.3б) при определённом значении напряжения  $U_{кэ1}$ :

$$K_I = \frac{\Delta I_{вых}}{\Delta I_{вх}} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_{\bar{\delta}}} \text{ при } U_{кэ} = \text{const}.$$

Приращение  $\Delta I_k$  находим как разность между значениями токов в

точках А и В, а  $\Delta I_{\bar{\sigma}} = I_{\bar{\sigma}2} - I_{\bar{\sigma}1}$ . Чем больше параметр  $K_I$ , тем выше коэффициенты усиления по напряжению и мощности.

В данной работе измеряются статические ВАХ транзистора типа МП42Б в схеме с общим эмиттером. Цена деления и пределы измерений используемых измерительных приборов указаны на стенде.

Принципиальная схема установки представлена на рис.6.4.

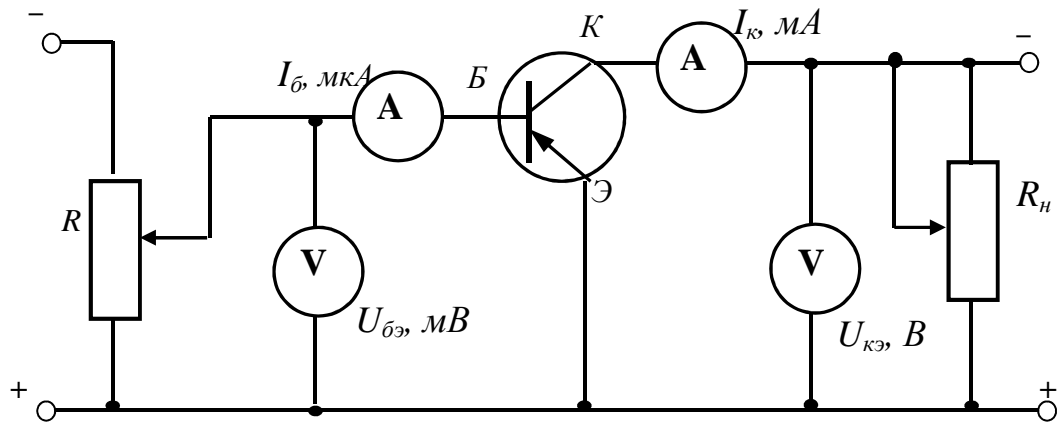


Рис. 6.4. Принципиальная схема экспериментальной установки.

#### 6.4. Порядок проведения измерений.

1. Ознакомиться с рабочей схемой включения транзистора с общим эмиттером.
2. Снять входные статические ВАХ транзистора  $I_{\bar{\sigma}} = f(U_{\bar{\sigma}\bar{\epsilon}})$  при  $U_{кэ} = \text{const}$ . ВАХ в следующем порядке:
  - а) поставить ручки потенциометров  $R$  и  $R_n$  в крайнее левое положение;
  - б) подключить установку к сети и включить тумблерами блоки питания;
  - в) потенциометром  $R_n$  установить напряжение на коллекторе  $U_{кэ} = 0\text{В}$ ;
  - г) повышая напряжение на эмиттере  $U_{\bar{\sigma}\bar{\epsilon}}$  в пределах от 0 до 250мВ (с интервалом 50мВ) вращением рукоятки потенциометра  $R$ , снимать соответствующие значения тока  $I_{\bar{\sigma}}$ ;
  - д) потенциометром  $R_n$  установить напряжение на коллекторе  $U_{кэ} = 6\text{В}$  и повторить измерения;

Данные измерений занести в таблицу 6.1.

Таблица 6.1.

|              |               |   |    |     |     |     |     |
|--------------|---------------|---|----|-----|-----|-----|-----|
|              | $U_{6Э}$ , мВ | 0 | 50 | 100 | 150 | 200 | 250 |
| $U_{КЭ1}=0В$ | $I_6$ , мкА   |   |    |     |     |     |     |
| $U_{КЭ2}=6В$ | $I_6$ , мкА   |   |    |     |     |     |     |

е) после окончания измерений ручки потенциометров поставить в крайнее левое положение.

3. Снять выходные статические ВАХ транзистора  $I_K=f(U_{КЭ})$  при  $I_6=const$ . ВАХ снимать в следующем порядке:

а) установить потенциометром  $R$  ток  $I_6=50\text{мкА}$ ;

б) изменяя потенциометром  $R_n$  напряжение  $U_{КЭ}$  от 0 до 10В (через 1В) снимать соответствующие значения тока  $I_K$ . Во время измерения поддерживать  $I_6=const$  при помощи потенциометра  $R$ ;

в) повторить измерения, установив  $I_6=75\text{мкА}$ ;

Данные измерений занести в таблицу 6.2.

Таблица 6.2.

|                       |              |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|-----------------------|--------------|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
|                       | $U_{КЭ}$ , В |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| $I_{Б1}=50\text{мкА}$ | $I_K$ , мА   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| $I_{Б2}=75\text{мкА}$ | $I_K$ , мА   |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |

г) после окончания измерений ручки потенциометров поставить в крайнее левое положение, выключить тумблеры блоков питания и отключить установку от сети.

4. По данным измерений в прямоугольной системе координат (с учётом масштаба) построить семейства входных и выходных характеристик транзистора. Вид характеристик см. на рис.6.3.

5. На *прямолинейном* участке входных характеристик построить треугольник ABC (см. рис. 6.3а). Из  $\Delta ABC$  найти:

а) входное сопротивление по приращениям  $\Delta I_6$  и  $\Delta U_{6Э}$ :

$$R_{\text{вх}} = \frac{\Delta U_{\text{бэ}}}{\Delta I_{\text{б}}}, \text{ где } \Delta I_{\text{б}} = I_{\text{б2}} - I_{\text{б1}}, \Delta U_{\text{бэ}} = BC.$$

б) коэффициент обратной связи по изменениям  $\Delta U_{\text{бэ}}$  и  $\Delta U_{\text{кэ}}$  как

$$K_{\text{об}} = \frac{\Delta U_{\text{бэ}}}{\Delta U_{\text{кэ}}}, \text{ где } \Delta U_{\text{бэ}} = BC \text{ определяется из } \Delta ABC; \Delta U_{\text{кэ}} \text{ находится как}$$

разность напряжений коллектор-эмиттер, при которых сняты две выбранные зависимости семейства входных характеристик  $\Delta U_{\text{кэ}} = U_{\text{кэ2}} - U_{\text{кэ1}}$ .

6. По семейству выходных характеристик транзистора определить коэффициент усиления по току для определённого режима (например, для  $U_{\text{кэ1}}=5\text{В}$ ) (см. рис. 6.3б).

$$K_I = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_{\text{б}}},$$

где  $\Delta I_k$  найти из графиков как разность между током  $I_{\text{к1}}$  в точке В и током  $I_{\text{к2}}$  в точке А:  $\Delta I_k = I_{\text{к1}} - I_{\text{к2}}$ ;  $\Delta I_{\text{б}}$  определяется как разность токов базы, при которых сняты две выбранные зависимости семейства выходных характеристик:  $\Delta I_{\text{б}} = I_{\text{б2}} - I_{\text{б1}}$ .

При определении  $R_{\text{вх}}$  и  $K_I$  необходимо учитывать размерности используемых в расчётах величин.

#### 6.5. Контрольные вопросы:

1. Как устроен транзистор? Что такое эмиттер, коллектор, база? Приведите примеры применения транзисторов.
2. Объясните принцип работы транзистора  $p-n-p$  типа с общим эмиттером.
3. Объясните ход входной и выходной вольтамперной характеристики транзистора.
4. Как определить входное сопротивление, коэффициент обратной связи по напряжению и коэффициент усиления по току транзистора по его вольтамперным характеристикам?

## **Литература**

1. Калашников С. Г. “Электричество”, М., 1977.
2. Трофимова Т. И. “Курс физики”, М., 2001.
3. Гусев В. Г., Гусев Ю. М. “Электроника”, М., 1991.
4. Пасынков В. В. и др. “Полупроводниковые приборы”, М., 1981.

## 7. ПРИЛОЖЕНИЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ 5 и 6

### 7.1. Элементы зонной теории твердых тел

Зонная теория твердых тел – это квантовая теория. Согласно классическим представлениям электрон – частица, энергия которой может изменяться непрерывным образом. С точки зрения квантовой теории электрон принимает дискретный ряд значений энергии. Распределение электронов по энергетическим состояниям происходит в соответствии с принципом Паули, согласно которому в каждом энергетическом состоянии может находиться один электрон.

В изолированном атоме имеется определенное расположение электронных оболочек. При образовании твердого тела в результате сближения атомов и электростатического взаимодействия ядер и электронов соседних атомов происходит расщепление энергетических уровней на число подуровней, равное числу атомов в кристаллическом твердом теле, в результате чего образуются энергетические зоны. Сильнее расщепляются верхние уровни, а также те, которые не заняты электронами (рис.7.1).

Образование зон (энергетического спектра) имеет квантово-механическую природу. Электроны внутренних оболочек атомов ведут себя практически так же, как и в изолированных атомах. Электроны внешних оболочек атомов (валентные) связаны с ядрами слабее, поэтому энергетические уровни валентных электронов при сближении атомов начинают смещаться и может возникнуть их перекрытие вследствие чего возникают энергетические зоны, которые представляют совокупность очень близких энергетических состояний, вследствие чего электроны могут легко переходить от атома к атому сквозь потенциальные барьеры, окружающие атомы, благодаря туннельному эффекту. Благодаря такому легкому переходу из одного состояния в другое время жизни электрона в каком-либо энергетическом состоянии, составлявшее в изолированном атоме примерно  $10^{-8}$  с уменьшается в кристалле примерно до  $10^{-15}$  с.

Для определения ширины возбужденного энергетического уровня

воспользуемся соотношением неопределенностей:  $\Delta E \Delta t \geq h$ , где  $\Delta E$  – неопределенность энергии некоторого состояния,  $\Delta t$  – интервал времени, в течение которого существует это состояние,  $h$  – постоянная Планка.

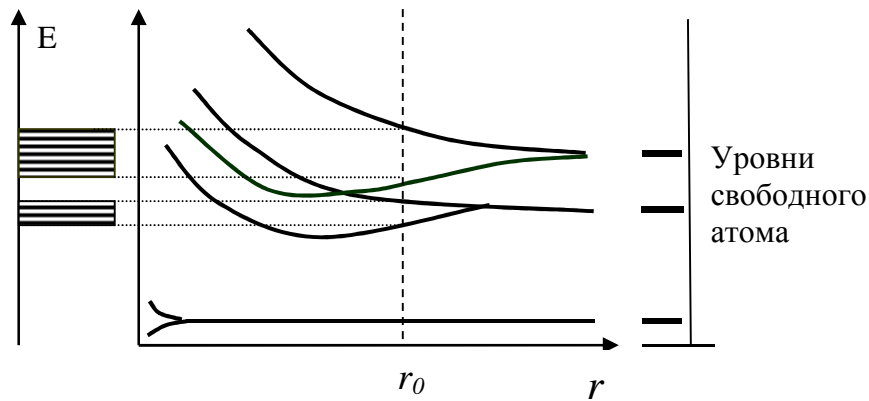


Рис.7.1. Расщепление энергетических уровней в зависимости от расстояния  $r$  между атомами и образование разрешенных и запрещенных энергетических зон в твердом теле заштрихованные области – разрешенные зоны, незаштрихованная – запрещенная зона;  $r_0$  – равновесное расстояние между атомами в твердом теле).

Т.е. ширину возбужденного энергетического уровня в изолированном атоме можно оценить как:

$$\Delta E_1 = \frac{h}{\Delta t_1} \approx 10^{-7} \text{ эВ},$$

где  $\Delta t_1 = 10^{-8}$  с.

В кристалле ширина энергетического уровня электрона:

$$\Delta E_2 = \frac{h}{\Delta t_2} \approx 1 \text{ эВ},$$

где  $\Delta t_2 = 10^{-15}$  с.

Отсюда следует, что энергетический уровень электрона при образовании кристалла из различных атомов *расщепляется в энергетическую*

зону, которая называется *разрешенной*, в пределах которой может изменяться энергия электрона. Причем энергетическая зона не является непрерывным рядом значений энергии электрона, а представляет собой *систему дискретных энергетических уровней*. Ширина энергетической зоны не зависит от размеров кристалла, а определяется природой атомов и строением кристалла. Пространство между разрешенными зонами называют *запрещенной* зоной, в которой электроны находиться не могут (рис.7.1).

Степень заполнения электронами энергетических уровней в разрешенной зоне определяется заполнением соответствующих атомных уровней. Зона, которая полностью заполнена электронами, называется *валентной*. Частично заполненная электронами либо незаполненная совсем зона называется *свободной* или зоной *проводимости*.

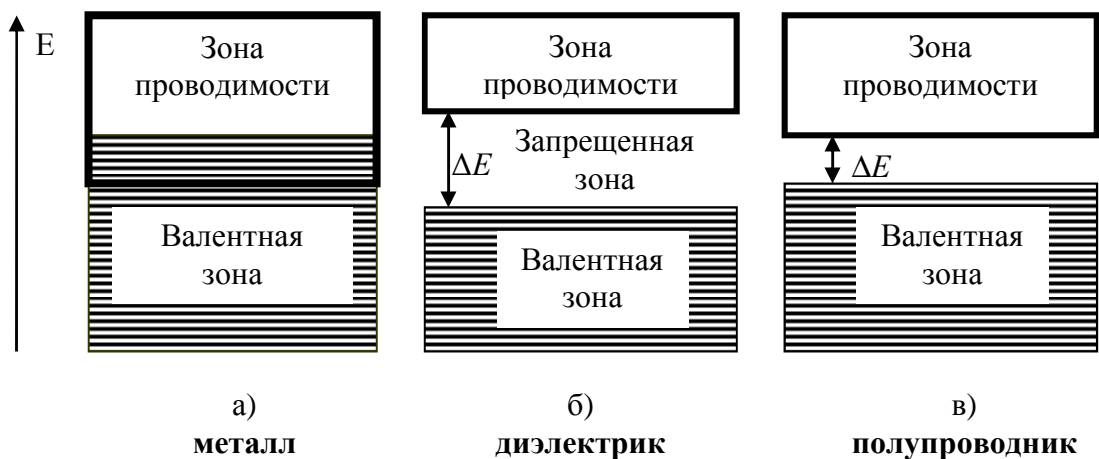


Рис.7.2. Структура энергетических зон в металлах, диэлектриках и полупроводниках.

Зонная теория объясняет деление веществ на *металлы*, *полупроводники* и *изоляторы*, объясняя различие в их электрических свойствах, во-первых, характером заполнения разрешенных зон кристалла электронами, и, во-вторых, шириной запрещенных зон (рис.7.2).

Если валентная зона перекрывает зону проводимости (рис.7.2а), то кристалл является металлом. Если в кристалле полностью заполненная валентная зона отделена от зоны проводимости запрещенной зоной, то в

отсутствии внешнего возбуждения (нагрева, облучения и др.) кристалл является диэлектриком (рис.7.2б). Для диэлектриков ширина запрещенной зоны более 3 эВ. Полупроводниками принято считать вещества, у которых ширина запрещенной зоны менее 3 эВ (рис.7.2в).

## 7.2. Распределение энергетических состояний электронов внутри зоны.

### Энергия Ферми

Энергетические, тепловые, оптические, электрические свойства кристаллов зависят от распределения по энергиям валентных электронов внутри энергетических зон, или, другими словами, распределения по энергиям внутри зон разрешенных квантовых состояний электронов. В системах, состоящих из огромного числа микрочастиц (например, твердое тело), проявляются статистические закономерности, основной особенностью которых является их вероятностный характер.

Число электронов  $dN(E)$ , обладающих энергиями в интервале от  $E$  до  $E+dE$ , можно определить по формуле:

$$dN(E) = f(E)g(E)dE ,$$

где  $g(E)$  – плотность разрешенных состояний в зоне,  $f(E)$  – функция распределения, выражающая плотность вероятности заполнения частицами данных состояний или среднее число частиц  $\langle N_i \rangle$  в данном квантовом состоянии  $E_i$ . Вид функции распределения зависит от рода частиц. В данном случае нас интересуют свободные электроны, которые ассоциируются с идеальным газом. Идеальный газ, состоящий из частиц, имеющих полуполный спин, называется *ферми-газом*, а частицы – *фермионами*. К таким частицам относится электрон. Ферми-газ описывается квантовой статистикой Ферми-Дирака, согласно которой:

$$f(E) = \langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} + 1} ,$$

где  $E_i$  – энергия электрона в  $i$ -том состоянии,  $E_F$  – энергия Ферми,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – термодинамическая температура. Из этой

формулы следует, что в случае  $T=0$   $\langle N_i \rangle = 1$ , если  $E_i \leq E_F$ , и  $\langle N_i \rangle = 0$ , если  $E_i > E_F$ . В случае  $T > 0$   $\langle N_i \rangle = 1/2$ , если  $E_i = E_F$ , и  $\langle N_i \rangle \rightarrow 0$ , если  $E_i > E_F$  (рис.7.3). Из рисунка видно, что при  $T=0$  все уровни с энергиями, меньшими энергии Ферми, заполнены электронами, а все уровни с энергиями, большими энергии Ферми, свободны. Таким образом, *энергия (уровень) Ферми* ( $E_F$ ) – это максимальное значение энергии, которое может иметь электрон в твердом теле при  $T=0$  К. Соответствующие расчеты дают для значения уровня Ферми при  $T = 0$  К:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3},$$

где  $m$  – масса электрона,  $n$  – концентрация электронов в твердом теле,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  – приведенная постоянная Планка. Таким образом, значение уровня Ферми определяется концентрацией электронов.

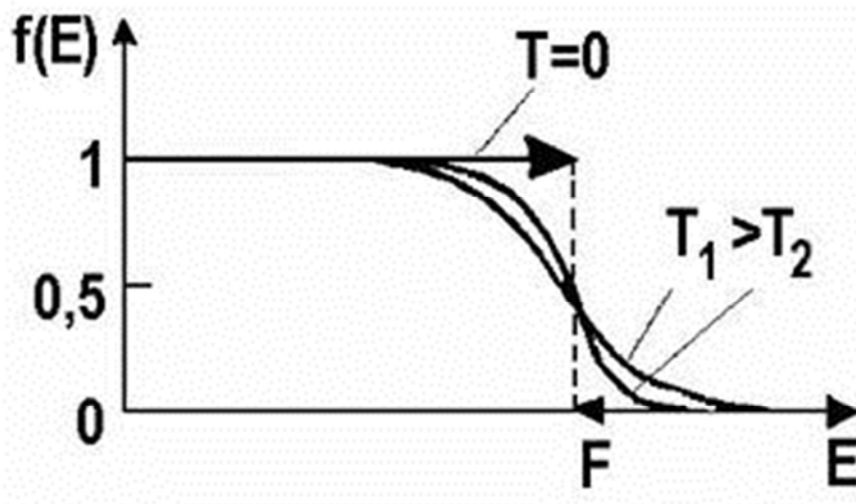


Рис.7.3. Вероятность  $f(E)$  заполнения электронами энергетических уровней в зависимости от энергии  $E$  и температуры  $T$ .

### 7.3. Собственная проводимость полупроводников

*Собственными* полупроводниками являются химически чистые полупроводники (например, Ge, Si, Se), а их проводимость называется *собственной проводимостью*. При  $T=0$  К полупроводники имеют

полностью заполненную электронами валентную зону и свободную зону проводимости, которые разделены запрещенной зоной  $\Delta E$ , ширина которой может быть от сотых долей до 3 эВ. Благодаря этому при  $T=0$  К и в отсутствие других внешних воздействий (освещение, нагревание, облучение и т.д.) полупроводник не проводит электрический ток. При повышении температуры начинаются переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости. При наложении внешнего поля эти электроны участвуют в проводимости, которая называется *электронной проводимостью* или *проводимостью n-типа*. В валентной зоне на месте ушедших электронов образуются вакансии – «дырки», которые движутся в противоположном направлении и создают *дырочную* или *p-проводимость*. Проводимость полупроводников всегда является *возбужденной*, т.е. появляется только под воздействием внешних факторов.

В собственном полупроводнике концентрация электронов  $n_e$  равна концентрации дырок  $n_p$ , уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны (рис.7.4). На переброс электрона в зону проводимости затрачивается *энергия активации* – энергия, необходимая для создания пары электрон-дырка, равная ширине запрещенной зоны. При появлении электрона в зоне проводимости в валентной зоне возникнет дырка. Следовательно, энергия, затраченная на образование пары носителей тока, должна делиться на две равные части. Начало отсчета для процессов образования электрона и дырки должно находиться в середине запрещенной зоны. Энергия Ферми в собственном полупроводнике представляет собой энергию, от которой происходит возбуждение электронов и дырок.

Вывод о расположении уровня Ферми в середине запрещенной зоны собственного полупроводника может быть подтвержден математическими выкладками. Концентрация электронов в зоне проводимости равна:

$$n_e = C_1 e^{-\frac{(E_2 - E_F)}{kT}},$$

где  $E_2$  – энергия, соответствующая нижней границе (дну) зоны проводимости,

$E_F$  – энергия Ферми,  $T$ - термодинамическая температура,  $C_1$  – постоянная, зависящая от температуры и эффективной массы электрона проводимости. Эффективная масса – величина, имеющая размерность массы и характеризующая динамические свойства квазичастиц – электронов проводимости и дырок. Приписывая электрону, находящемуся в периодическом поле кристалла, эффективную массу, мы можем считать его движение свободным и описывать его движение во внешнем поле так, как описываем движение свободного электрона.

Концентрация дырок в валентной зоне:

$$n_p = C_2 e^{-\frac{(E_F - E_1)}{kT}},$$

где  $C_2$  – постоянная, зависящая от температуры и эффективной массы дырки,  $E_1$  – энергия, соответствующая верхней границе (*потолку*) валентной зоны. Энергия возбуждения в данном случае отсчитывается вниз от уровня Ферми (рис.7.4). Поскольку в собственном полупроводнике  $n_e = n_p$ , то

$$C_1 e^{-\frac{(E_2 - E_F)}{kT}} = C_2 e^{-\frac{(E_F - E_1)}{kT}}.$$

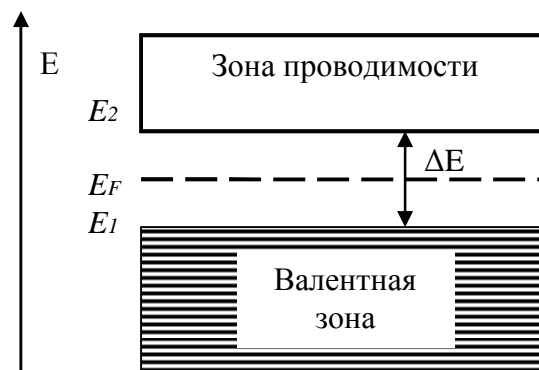


Рис.7.4. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника.

Если эффективные массы электронов и дырок равны, то  $C_1 = C_2$ , и, следовательно,

$$E_F = \frac{E_V + E_C}{2},$$

т.е. уровень Ферми действительно располагается в середине запрещенной

зоны. Так как для собственных полупроводников  $\Delta E \gg kT$ , то положив  $E - E_F \approx \Delta E/2$ , получим:

$$n_e \approx C_1 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},$$

удельная проводимость собственных полупроводников равна:

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},$$

где  $\gamma_0$  – постоянная, характерная для данного полупроводника. С повышением температуры проводимость полупроводников растет, так как с повышением температуры увеличивается энергия электронов, и, следовательно, увеличивается число электронов, перешедших в зону проводимости. Одновременно с переходом электронов в зону проводимости и возникновением дырок в валентной зоне идет и обратный процесс рекомбинации. В результате в полупроводнике устанавливается равновесная концентрация носителей – электронов проводимости и дырок. Чем выше температура полупроводника – тем выше концентрация носителей и тем лучше проводимость полупроводника.

#### 7.4. Примесная проводимость полупроводников

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется *примесной проводимостью*, а сами полупроводники – *примесными* полупроводниками.

При внесении в четырехвалентный германий пятивалентного мышьяка остается свободным один электрон, который создает примесный уровень, располагающийся вблизи дна зоны проводимости (рис.7.5а). Поэтому уже при обычных температурах тепловая энергия достаточна для переброски электронов с примесного уровня в зону проводимости. Примеси, являющиеся источниками электронов, называются *донорами*, а энергетические уровни этих примесей – *донорными уровнями*. Так возникает *электронная проводимость* или проводимость *n*-типа. Полупроводники с электронной проводимостью называются полупроводниками *n*-типа.

Если в эту же кристаллическую решетку вводится трехвалентный атом бора, то для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у него не хватает электрона, и он его берет у соседнего атома, а на пустом месте остается дырка. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются *акцепторными*, а энергетические уровни этих примесей – *акцепторными уровнями*, при этом проводимость называют *дырочной* или проводимостью *p*-типа. Энергетические уровни акцепторов располагаются вблизи потолка валентной зоны (рис.7.5б). Полупроводники с дырочной проводимостью называются полупроводниками *p*-типа.

Наличие примесей изменяет положение уровня Ферми. Расчеты показывают, что в случае полупроводников *n*-типа уровень Ферми при  $T=0$  К расположен посередине между дном зоны проводимости и донорным

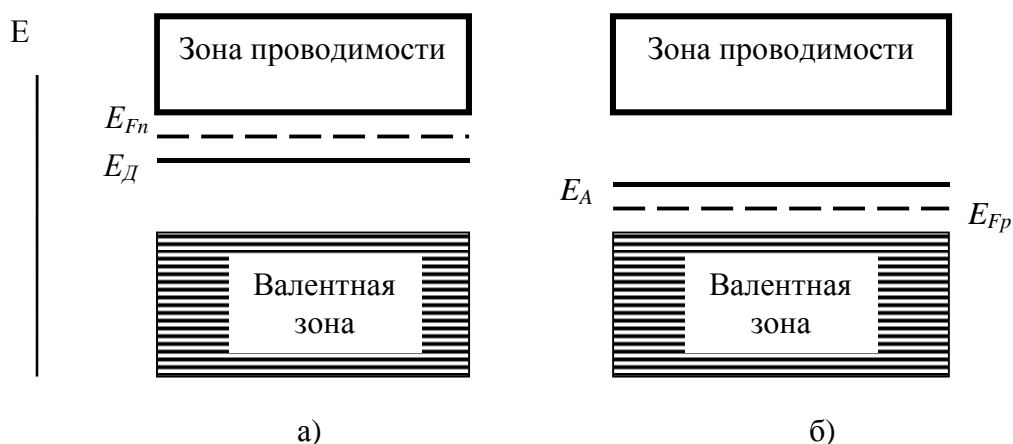


Рис.7.5. Энергетическая диаграмма: а) полупроводника *n*-типа; б) полупроводника *p*-типа.  $E_D$ ,  $E_A$  – донорный и акцепторный уровни;  $E_{Fn}$ ,  $E_{Fp}$  - уровни Ферми в полупроводниках *n*- и *p*-типа.

уровнем (рис.5а). Но с повышением температуры все большее число электронов переходит из донорных состояний в зону проводимости. Кроме того, возрастает и число тепловых флуктуаций, способных возбуждать электроны из валентной зоны и перебрасывать их через запрещенную зону. Поэтому при высоких температурах уровень Ферми смещается вниз к

середине запрещенной зоны – характерному положению для собственного полупроводников.

Уровень Ферми в полупроводниках  $p$ -типа при  $T=0$  К располагается посередине между потолком валентной зоны и акцепторным уровнем (рис. 5б). При повышении температуры уровень Ферми смещается вверх к середине запрещенной зоны.

### 7.5. Электронно - дырочный переход

*Электронно-дырочный* или  *$p$ - $n$ -переход* - это контакт двух полупроводников с различными типами проводимости ( $n$ - и  $p$ -типов).

Рассмотрим физические процессы, происходящие в  $p$ - $n$ -переходе. В полупроводнике  $n$ -типа *основными* носителями свободного заряда являются электроны, их концентрация значительно превышает концентрацию дырок – *неосновных* носителей заряда. В полупроводнике  $p$ -типа *основными* носителями являются дырки, а *неосновными* – электроны. Уровни Ферми в полупроводниках при комнатной температуре до контакта расположены на разной высоте: в полупроводнике  $n$ -типа – вблизи дна зоны проводимости, а в полупроводнике  $p$ -типа – у потолка валентной зоны. Оба полупроводника электрически нейтральны в любом участке своего объема, т.к. заряды ионизированных атомов полностью нейтрализованы зарядами противоположного знака свободных носителей заряда в них.

Пусть полупроводник  $n$ -типа приводится в контакт с полупроводником  $p$ -типа (рис.7.6а). Из-за градиента концентрации носителей заряда возникает их диффузия в области с противоположным типом проводимости через границу раздела: из  $n$ -области в  $p$ -область диффундируют электроны, а навстречу им – дырки. Такой установившийся направленный перенос основных носителей заряда приводит к возникновению тока, который называется *диффузионным* ( $I_d$ ). Диффузионный ток, создаваемый переходом электронов, складывается с диффузионным током, создаваемым встречным потоком дырок, т.е.

$$I_{\partial} = I_n + I_p.$$

Электроны, перешедшие из  $n$ -области в  $p$ -область, рекомбинируют здесь с дырками. Рекомбинация происходит в тонком слое этой области, прилегающем к границе раздела. В результате рекомбинации отрицательный заряд ионов акцепторной примеси в этом слое не компенсируется теперь положительным зарядом дырок и весь слой заряжается отрицательно. В  $n$ -области в результате рекомбинации электронов с перешедшими сюда из  $p$ -области дырками пограничный слой заряжается положительно благодаря нескомпенсированному положительному заряду ионов донорной примеси. Таким образом, в области контакта образуется двойной электрический слой объемных зарядов ( $d$ ), а, следовательно, *контактное электрическое поле* ( $E_k$ ), напряженность которого направлена от  $n$ -области к  $p$ -области.

Приконтактная область ( $d$ ) обладает большим электрическим сопротивлением, т.к. концентрация свободных носителей заряда в ней очень мала. Эта область обычно достигает толщины порядка десятков и сотен межатомных расстояний. Контактное электрическое поле препятствует дальнейшей диффузии основных носителей заряда навстречу друг другу.

На рис.6а показана также зонная схема  $p$ - $n$  перехода, находящегося в термодинамическом равновесии. Диффузионное перетекание основных носителей, приводящее к появлению нескомпенсированных зарядов в приконтактных областях, вызывает смещение уровней энергетических зон. В  $n$ -области, зарядившейся положительно, уровни понижаются, а в  $p$ -области – смещаются вверх. Перемещение уровней происходит до тех пор, пока уровни Ферми ( $E_{Fn}$  и  $E_{Fp}$ ) не расположатся на одной высоте, что соответствует установлению состояния равновесия. Сдвиг энергетических зон соответствует образованию в области контакта *потенциального барьера*, высота которого равна  $e\varphi$ , где  $\varphi$  - *контактная разность потенциалов*. Как видно из рисунка, высота потенциального барьера

$$e\varphi = E_{F_p} - E_{F_n}.$$

Положение уровня Ферми зависит от степени легирования полупроводника: чем сильнее легирован полупроводник, тем ближе к соответствующей разрешенной зоне располагается уровень Ферми. Таким образом, максимальное значение потенциального барьера на границе двух полупроводников разных типов равно ширине запрещенной зоны  $\Delta E$ . В реальных случаях высота потенциального барьера обычно меньше. Так, для германиевых  $p$ - $n$ -переходов  $e\varphi$  приблизительно равно 0,35 эВ, для кремниевых - 0,6 эВ, что составляет примерно половину ширины запрещенной зоны ( $\Delta E = 0,67$  эВ для германия и  $\Delta E = 1,1$  эВ для кремния).

Контактное электрическое поле является регулятором перехода носителей через  $p$ - $n$ - переход. Преодолеть потенциальный барьер могут лишь те основные носители, энергия которых больше потенциального барьера. Но высокоэнергетичных электронов и дырок мало, т.к. основная часть электронов находится вблизи дна зоны проводимости, а дырок – вблизи потолка валентной зоны. Поэтому потоки основных носителей через область перехода невелики, хотя общее число этих носителей огромно. Вместе с тем, контактное электрическое поле способствует переходу через границу раздела неосновных носителей, создающих дрейфовый ток ( $I_s$ ), который направлен навстречу диффузионному. Дрейфовый ток имеет также две составляющие: электронную и дырочную.

$$I_s = I_{ns} + I_{ps}$$

Величина дрейфового тока невелика, т.к. определяется концентрацией неосновных носителей, и практически не зависит от значения контактной разности потенциалов  $\varphi$ .

Итак, в состоянии равновесия через  $p$ - $n$ -переход проходят четыре тока:  $I_0$  – диффузионный ток основных носителей - электронов, имеющих достаточную энергию для совершения работы против сил контактного электрического поля и проникающих из  $n$ -области в  $p$ -область;  $I_p$  – диффузионный ток основных носителей - дырок, из  $p$ -области в  $n$ -область;  $I_{ns}$

– дрейфовый ток неосновных для  $p$ -области носителей – электронов, возвращаемых в  $n$ -область контактным полем;  $I_{ps}$  – дрейфовый ток неосновных для  $n$ -области носителей – дырок, возвращаемых в  $p$ -область. Сумма этих токов в условиях равновесия равна нулю. При обычных температурах контактный слой является *запирающим*.

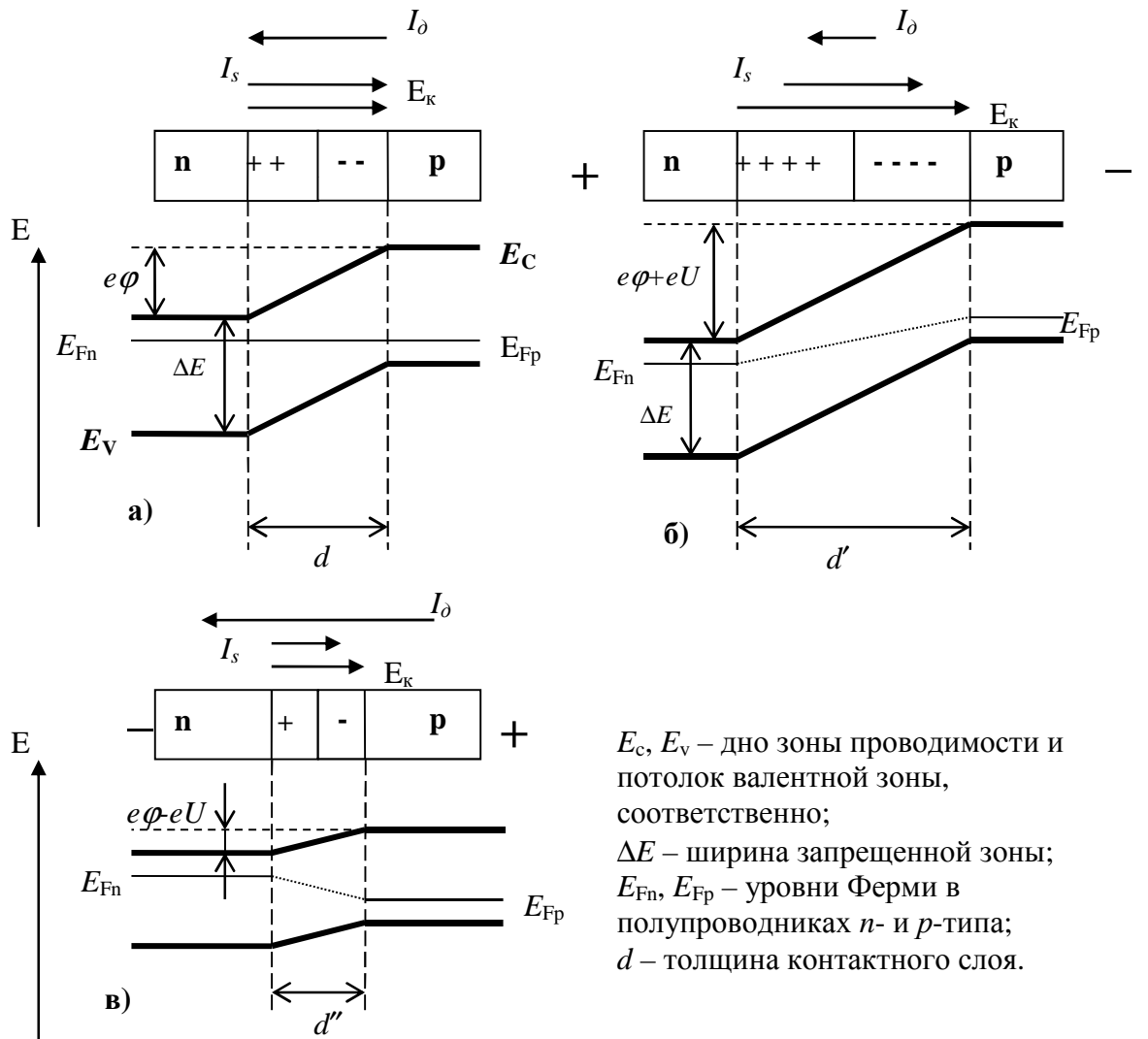


Рис.7.6. Образование контактного слоя и энергетические зоны при создании  $p$ - $n$ -перехода: а) равновесное состояние при отсутствии внешнего электрического поля; б) внешнее поле повышает потенциальный барьер (обратное направление); в) внешнее поле понижает потенциальный барьер (прямое направление).

Сопротивление запирающего слоя можно изменить с помощью внешнего электрического поля. Если полупроводник с  $p$ - $n$ -переходом подключен к источнику тока так, что положительный полюс источника соединен с  $n$ -областью, а отрицательный – с  $p$ -областью, то возникающее поле совпадает по направлению с контактным электрическим полем (рис.7.6б). Так как область перехода обладает большим сопротивлением по сравнению с остальной частью полупроводника, то приложенная внешняя разность потенциалов практически вся будет падать на запирающем слое и падением напряжения на остальных участках полупроводников можно пренебречь. Внешнее напряжение  $U$  смещает уровни энергии в контактирующих областях на величину, равную  $eU$ . Сдвигаются и уровни Ферми, что указывает на нарушение состояния равновесия. Высота потенциального барьера возрастает и становится равной  $e(\phi+U)$ . Приложенное напряжение препятствует диффузионному движению основных носителей. Основные носители тока как бы "отстают" от  $p$ - $n$ -перехода, что приводит к увеличению толщины ( $d'$ ) и возрастанию сопротивления контактного слоя. Однако незначительному количеству неосновных носителей зарядов из  $n$ - и  $p$ -области удастся пройти  $p$ - $n$  переход, и в цепи будет протекать весьма небольшой ток, называемый *обратным* током. Напряжение, поданное на  $p$ - $n$  переход в этом случае, называют *обратным*, и его принято считать отрицательным.

Если  $p$ - $n$ -переход соединить с источником так, чтобы положительный полюс источника был соединен с  $p$ -областью, а отрицательный с  $n$ -областью, то высота потенциального барьера уменьшается на величину приложенного напряжения и становится равной  $e(\phi-U)$  (рис.7.6в). Снижение потенциального барьера приводит к увеличению числа электронов  $n$ -области, обладающих энергией, необходимой для его преодоления, что обуславливает быстрый рост диффузионного тока. Кроме того, в этом случае внешнее и контактное поля в области перехода имеют противоположные направления. Поэтому результирующее поле оказывается ослабленным, из-за чего

уменьшается толщина ( $d''$ ) и сопротивление контактного слоя, что также способствует росту диффузионного тока. Поскольку сила дрейфового тока мала, то можно сказать, что ток, текущий через  $p-n$  переход, полностью обусловлен потоками основных носителей (этот ток называют *прямым*). Сила тока в этом случае будет возрастать при увеличении напряжения источника. Напряжение, поданное на  $p-n$  переход в этом случае, называют *прямым* и считают положительным.

## 8. ИЗУЧЕНИЕ ИНДУКТИВНОСТИ И ВЗАИМНОЙ ИНДУКТИВНОСТИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

### Цель работы:

Изучение явлений электромагнитной индукции, самоиндукции, взаимной индукции; экспериментальная проверка закона электромагнитной индукции и измерение взаимной индуктивности двух катушек, расположенных в непосредственной близости друг от друга, определение коэффициента связи между ними.

### 8.1. Явление электромагнитной индукции

В 1820 г. известный датский физик Х. Эрстед установил, что электрический ток возбуждает вокруг себя магнитное поле, которое имеет направление и характеризуется векторной величиной, названной *магнитной индукцией*  $\vec{B}$ . Единицей магнитной индукции является тесла (Тл).

Для магнитного поля, как и для электрического, справедлив принцип суперпозиции: магнитная индукция результирующего поля, созданного несколькими источниками (токами, движущимися зарядами или магнитами), равна векторной сумме магнитных индукцией полей, создаваемых каждым источником в отдельности, т.е.

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i . \quad (8.1)$$

Магнитное поле, как и электрическое, можно изобразить графически с помощью силовых линий (линий индукции магнитного поля), направление которых определяется правилом правого винта или буравчика.

Силовые линии магнитного поля замкнуты, они не имеют ни начала, ни конца. Это свидетельствует о том, что в природе отсутствуют магнитные заряды, на которых начинались бы и заканчивались линии вектора индукции  $\vec{B}$ . Обобщением этих экспериментальных данных явилась *теорема Гаусса* для магнитного поля: поток вектора индукции магнитного поля через любую

замкнутую поверхность равен нулю:

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0, \quad (8.2)$$

где  $d\vec{S} = dS\vec{n}$ ,  $dS$  – элемент площади замкнутой поверхности,  $\vec{n}$  – единичный вектор нормали к элементу поверхности  $dS$ , причем направленный наружу из ограниченного поверхностью объема. В дифференциальной форме это уравнение имеет вид:

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0. \quad (8.3)$$

Напомним, что в случае электрического поля теорема Гаусса (для вектора напряженности  $\vec{E}$ ) в интегральной и дифференциальной формах имеет вид

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sum_{i=1}^n q_i, \quad (8.4)$$

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (8.5)$$

где  $\rho$  – объемная плотность заряда.

Силовое поле, дивергенция которого в любой точке равна нулю, называется *вихревым* или *соленоидальным* полем.

Для оценки числа силовых линий, проходящих через единицу поверхности, используется понятие *магнитного потока*. В случае однородного магнитного поля ( $\vec{B} = \text{const}$ ) и плоской поверхности  $S$  магнитный поток или поток вектора магнитной индукции определяется по формуле:

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \alpha = B_n \cdot S, \quad (8.6)$$

где  $B_n = B \cdot \cos \alpha$  – проекция вектора  $\vec{B}$  на нормаль  $\vec{n}$  к поверхности площади  $S$ ;  $\alpha$  – угол между векторами  $\vec{B}$  и  $\vec{n}$  (рис.8.1). Единицей магнитного потока в системе СИ является Вебер:  $1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2$ .

С момента открытия того, что электрический ток создает вокруг себя магнитное поле, делались многочисленные попытки получить ток с помощью магнитного поля. Эта задача была решена Майклом Фарадеем в 1831 году, а

наблюдаемое явление получило название электромагнитной индукции.

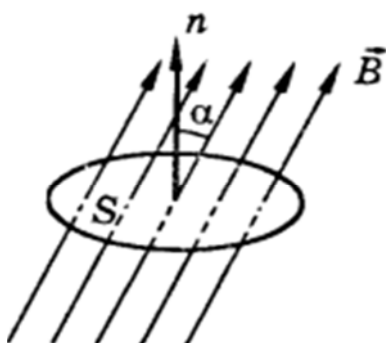


Рис. 8.1. Величины, используемые при вычислении магнитного потока через площадку  $S$ .

Явление *электромагнитной индукции* заключается в том, что при изменениях магнитного потока, пронизывающего контур, возникает электродвижущая сила индукции  $\mathcal{E}_i$ , которая создает индукционный ток, если контур замкнут, возникающая ЭДС индукции определяется следующей формулой:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (8.7)$$

где знак минус математически отражает *правило Ленца*, которое гласит, что *индукционный ток в контуре направлен так, что создаваемый им магнитный поток препятствует изменению магнитного потока, вызвавшему это ток.*

Возникновение в контуре ЭДС означает, что на носители заряда действуют сторонние силы (силы не электростатической природы). Доказано, что роль сторонних сил, создающих индукционный ток, играют магнитные силы, т.е. сила Лоренца или сила, действующая на носители тока со стороны вихревого электрического поля.

На основании (8.6) и (8.7) можно сделать вывод, что явление электромагнитной индукции наблюдается, когда магнитный поток сквозь контур меняется: 1) при изменении  $\vec{B}$ ; 2) при изменении площади контура  $S$ ; 3) при изменении ориентации контура относительно силовых линий

магнитного поля. Причина возникновения индукционного тока в неподвижном контуре (проводнике), находящемся в переменном магнитном поле, была объяснена Дж. Максвеллом. Он предположил, что переменное магнитное поле порождает в пространстве вихревое электрическое поле (независимо от наличия проводника), причем циркуляция вектора напряженности этого поля по неподвижному замкнутому контуру не равна нулю и определяется соотношением:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (8.8)$$

Так как циркуляция вектора напряженности  $\vec{E}$  поля, возбуждаемого изменяющимся со временем магнитным полем, отлична от нуля, то это означает, что это электрическое поле (как и магнитное) является вихревым.

Таким образом, движущиеся заряды (ток) создают магнитное поле, а движущееся магнитное поле создает вихревое электрическое поле, которое может создать индукционный ток.

## 8.2. Явление самоиндукции

Явление самоиндукции было открыто американским физиком Дж. Генри в 1832 году и представляет собой частный случай явления электромагнитной индукции.

Если в контуре существует постоянный ток, то он создает в пространстве вокруг себя постоянное магнитное поле, которое создает постоянный магнитный поток, пронизывающий контур. Так как магнитный поток не изменяется, ЭДС индукции в контуре не возникнет. Однако, если в проводнике ток изменяется со временем, то он создает в окружающем пространстве изменяющееся магнитное поле. Следовательно, проводник находится в *собственном* переменном магнитном поле. В этом случае в контуре возникает ЭДС индукции. Это явление называется *самоиндукцией*.

Пусть в замкнутом контуре существует ток силой  $I$ . Согласно закону Био-Савара-Лапласа, индукция магнитного поля, созданного этим током,

пропорциональна силе тока  $B \sim I$ . Величина же *собственного* магнитного потока  $\Psi$ , сцепленного с контуром, пропорциональна индукции магнитного поля  $\Psi \sim B$ , поэтому, собственный магнитный поток через плоскость контура пропорционален силе тока в контуре:

$$\Psi = L \cdot I, \quad (8.9)$$

где  $L$  – коэффициент пропорциональности между силой тока в контуре и пронизывающим этот контур собственным магнитным потоком. Этот коэффициент называется *индуктивностью* контура.

*Индуктивность* – скалярная физическая величина, которая зависит от формы и размеров проводника (контура), магнитных свойств окружающей его среды. В системе СИ индуктивность измеряется в генри (Гн). 1 Гн – это индуктивность контура, в котором при силе тока в 1 А возникает магнитный поток в 1 Вб:

$$1 \text{ Гн} = 1 \text{ Вб/А.}$$

Применяя к (8.9) закон электромагнитной индукции, получим для ЭДС самоиндукции следующее выражение:

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d}{dt}(LI) = -(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}). \quad (8.10)$$

Если конфигурация контура и магнитная проницаемость среды не изменяются, то  $L = \text{const}$ , тогда ЭДС самоиндукции

$$\varepsilon_{si} = -L\frac{dI}{dt} \quad (8.11)$$

Из (8.11) следует, что ЭДС самоиндукции пропорциональна скорости изменения тока и зависит от индуктивности контура.

Таким образом, в контуре, в котором существует переменный ток, действуют две электродвижущие силы: ЭДС источника тока и ЭДС самоиндукции. Если ток в контуре увеличивается, то ЭДС самоиндукции тормозит движение зарядов и тем самым уменьшает силу тока в контуре. Если ток в контуре уменьшается, то ЭДС самоиндукции будет поддерживать убывающий ток. Таким образом, и при увеличении, и при

уменьшении силы основного тока ЭДС самоиндукции противодействует его изменению, т.е. той причине, которая ее вызывает. В этом заключается *физический смысл правила Ленца* для явления самоиндукции.

Очевидно, что любое изменение тока в контуре тормозится тем сильнее, чем больше его индуктивность.

Большой индуктивностью обладают катушки, имеющие много витков провода, намотанных на сердечник из ферромагнитного материала. Если длина катушки значительно больше ее диаметра, а витки плотно уложены друг к другу, то такую катушку называют *соленоидом*.

Катушки можно рассматривать как серию круговых контуров, включенных последовательно. Тогда полный магнитный поток через витки можно записать  $\Phi' = N\Phi$ , где  $N$  – число витков соленоида,  $\Phi$  – магнитный поток через один виток. Величину  $\Phi'$  называют *потокосцеплением*.

Индуктивность соленоида вычисляют по формуле

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l}, \quad (8.12)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\mu$  – относительная магнитная проницаемость среды внутри соленоида,  $S$  – площадь витка катушки,  $l$  – длина соленоида,  $N$  – число витков.

Явление самоиндукции играет важную роль в электротехнике. Из-за явления самоиндукции в электрической цепи с источником ЭДС при замыкании цепи ток устанавливается не мгновенно, а через какое-то время. Аналогичные процессы происходят и при размыкании цепи, причем при резком размыкании контура величина ЭДС самоиндукции может значительно превышать ЭДС источника. Возникновение искры при выключении вилки из розетки – самый распространенный вариант проявления ЭДС самоиндукции в реальной жизни.

Явление самоиндукции используется в системе зажигания автомобилей. Такая система состоит из катушки индуктивности в виде

автотрансформатора и прерывателя. Через первичную обмотку пропускается ток, который выключается прерывателем. В результате обрыва цепи возникает ЭДС самоиндукции в сотни вольт (при этом аккумулятор дает всего 12В). Дальше это напряжение дополнительно трансформируется, и на свечи зажигания поступает импульсное напряжение больше 10 кВ.

В колебательном контуре благодаря явлению самоиндукции происходит перезарядка конденсатора, соединенного последовательно с катушкой индуктивности. В результате в такой  $LC$ - цепочке (колебательном контуре) возникают электромагнитные колебания.

Очевидна опасность, которую надо учитывать при размыкании контактов, если ток течет по нагрузке с большой индуктивностью: возникающий скачок ЭДС может приводить к пробоев межконтактного промежутка и/или другим нежелательным эффектам, для подавления которых необходимо принимать специальные меры.

### 8.3. Явление взаимной индукции

*Взаимной индукцией* двух контуров называется явление возникновения ЭДС индукции в одном из них при изменении силы тока в другом.

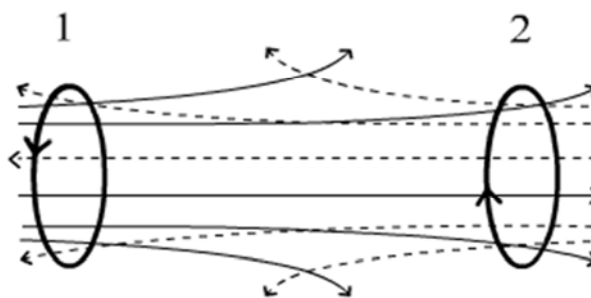


Рис. 8.2. Взаимное проникновение магнитных полей, создаваемых проводящими контурами, при взаимной индукции.

Рассмотрим два неподвижных контура 1 и 2 (рис. 8.2), расположенных близко друг к другу. Если в контуре 1 существует ток  $I_1$ , то магнитный поток, создаваемый этим током, пронизывает контур 2 (силовые линии изображены на рис. 8.2 сплошными) и определяется так:

$$\Phi_{21} = M_{21} I_1, \quad (8.13)$$

где  $M_{21}$  – коэффициент пропорциональности, учитывающий форму и положение контуров в пространстве.

Формула (8.13) справедлива как для постоянного тока, так и для переменного тока. При изменении тока  $I_1$  изменяется магнитный поток  $\Phi_{21}$ . Следовательно, в контуре 2 индуцируется ЭДС взаимной индукции  $\varepsilon_{21}$ . Если контуры неподвижны и не деформируются, то коэффициент пропорциональности  $M_{21} = const$ . Тогда имеем:

$$\varepsilon_{21} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -M_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (8.14)$$

ЭДС взаимной индукции  $\varepsilon_{21}$  вызовет в контуре 2 ток  $I_2$ , который, как и  $I_1$  будет переменным. Ток  $I_2$  создаст магнитный поток  $\Phi_{12} = M_{12} I_2$  (силовые линии изображены на рис. 8.2 пунктиром), который будет пронизывать первый контур и индуцирует в нем ЭДС взаимной индукции  $\varepsilon_{12}$ , равную скорости изменения магнитного потока  $\Phi_{12}$ , созданного переменным током во втором контуре:

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -M_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (8.15)$$

Контуры 1 и 2 называют связанными.

Коэффициенты пропорциональности  $M_{21}$  и  $M_{12}$  называются *коэффициентами взаимной индукции контуров 2 и 1* или *взаимной индуктивностью* контуров. Взаимная индуктивность контуров зависит от размеров и формы контуров, расстояния между ними, от их взаимного расположения и от магнитной проницаемости окружающей среды (магнитная проницаемость вакуума и воздуха  $\mu = 1$ ). Коэффициент взаимной индукции двух контуров равен магнитному потоку, сцепленному с одним контуром, когда ток в другом контуре равен единице.

При отсутствии ферромагнетиков выполняется теорема взаимности, согласно которой взаимные индуктивности одинаковы:

$$M_{21} = M_{12}. \quad (8.16)$$

Взаимная индуктивность измеряется в тех же единицах, что и индуктивность контура, т.е.  $[L] = [M_{12}] = [M_{21}] = 1 \text{ Гн}$ .

Кроме  $\varepsilon_{21}$  и  $\varepsilon_{12}$ , в контурах 1 и 2 возникают ЭДС самоиндукции, связанные с изменением собственных магнитных потоков ( $\Phi_{11} = L_1 I_1$ ;  $\Phi_{22} = L_2 I_2$ ), вызванные переменными токами  $I_1$  и  $I_2$ :

$$\varepsilon_{11} = -\frac{d\Phi_{11}}{dt} = -\frac{d}{dt}(L_1 I_1) = -L_1 \frac{dI_1}{dt}, \quad (8.17)$$

$$\varepsilon_{22} = -\frac{d\Phi_{22}}{dt} = -\frac{d}{dt}(L_2 I_2) = -L_2 \frac{dI_2}{dt}. \quad (8.18)$$

Суммарные ЭДС в контурах 1 и 2 равны:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{12} \text{ и } \varepsilon_2 = \varepsilon_{22} + \varepsilon_{21}. \quad (8.19)$$

Таким образом, в каждом контуре изменяющийся магнитный поток наводит ЭДС, имеющую две составляющие. Первая связана с той частью потока, которая создается собственным током контура. Эта часть ЭДС всегда положительна и называется *ЭДС самоиндукции*. Вторая часть ЭДС называется *ЭДС взаимной индукции*. Она наводится той частью магнитного потока, которая создается другим контуром. ЭДС взаимной индукции может быть положительной или отрицательной в зависимости от взаимной ориентации магнитных потоков обоих контуров. Соответственно, положительной или отрицательной может быть взаимная индуктивность  $M$ .

#### 8.4. Физическая и математическая модели изучаемого явления.

##### Метод расчета индуктивности

Электрические цепи, в которых наводится ЭДС взаимной индукции, называют индуктивно связанными.

В индуктивно связанных цепях для определенности принимается, что катушки индуктивности имеют одинаковое направление намотки. Тогда взаимодействие их магнитных потоков определяется лишь направлением

токов в каждой из катушек, при этом «входные» зажимы или полюсы катушек обозначают на схемах звездочками или точками (рис. 8.3).

Для исследования индуктивных свойств электрической цепи в данной работе используются различные варианты соединения катушек индуктивности. При этом неоднородностью магнитного поля на концах катушек пренебрегают.

Исследуемые катушки располагают на одном сердечнике. Поэтому при расчетах магнитные свойства сердечника считают постоянными для двух катушек. В реальных условиях магнитная проницаемость сердечника зависит от тока в катушках и его частоты.

Рассмотрим простейший случай, когда в двух индуктивно связанных катушках токи направлены одинаково (рис. 8.3а) и направления создаваемых ими векторов  $\vec{B}$  в каждой катушке совпадают. Такое включение катушек называют *согласным*. Тогда *полный магнитный поток в согласно включенных катушках увеличивается*.

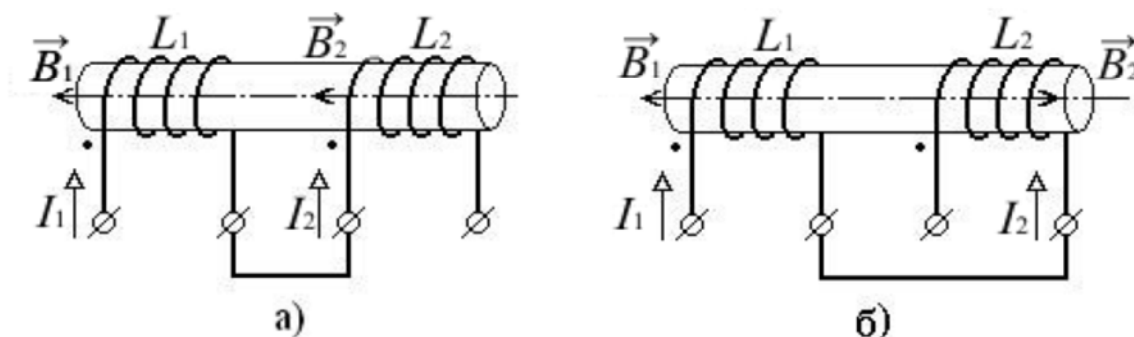


Рис. 8.3. Взаимная ориентация магнитных полей в индуктивно связанных катушках в зависимости от направлений токов в них.

По принципу суперпозиции для магнитного поля  $\vec{B}' = \vec{B}_1 + \vec{B}_2$ . Тогда, общее число витков  $N'$  равно:

$$N' = N_1 + N_2 \quad (8.20)$$

Возведя в квадрат (8.20), получим  $(N')^2 = N_1^2 + N_2^2 + 2N_1N_2$ .

Из (8.12) выразим  $N$  и подставим в предыдущее выражение и с учетом (8.20)

получим  $\frac{L'l}{S\mu\mu_0} = \frac{L_1l}{S\mu\mu_0} + \frac{L_2l}{S\mu\mu_0} + 2 \cdot \frac{l\sqrt{L_1L_2}}{S\mu\mu_0}$  или

$$L' = L_1 + L_2 + 2\sqrt{L_1L_2}. \quad (8.21)$$

Если же направления токов в катушках противоположны (рис. 8.3б), то вектора  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  катушек также направлены противоположно. Такое включение катушек называют *встречным*. В этом случае *полный магнитный поток во встречно включенных катушках уменьшается*. Тогда по принципу суперпозиции для магнитного поля  $\vec{B}'' = \vec{B}_1 - \vec{B}_2$  (см. рис. 8.3б), а общее число витков  $N'' = N_1 - N_2$ . Следовательно, индуктивность системы из двух катушек  $L''$  можно вычислить по формуле:

$$L'' = L_1 + L_2 - 2\sqrt{L_1L_2}. \quad (8.22)$$

Между индуктивностями  $L_1$  и  $L_2$  катушек и взаимной индуктивностью  $M$  существует связь:

$$M = \sqrt{L_1L_2}. \quad (8.23)$$

Эта формула справедлива только если весь поток, создаваемый первым контуром, сцепляется с витками второго контура.

Выражения (8.21) и (8.22) справедливы как для катушек индуктивности, расположенных на одном замкнутом ферромагнитном сердечнике, так и для двухслойного соленоида.

Если катушки находятся на незамкнутом сердечнике и разобцены геометрически, то взаимная индуктивность в результате рассеяния магнитных потоков будет меньше. Степень индуктивной связи двух катушек принято характеризовать коэффициентом связи  $K$ , показывающим какая часть магнитного потока, созданного одной катушкой, оказывается сцепленной с витками другой:

$$M = K\sqrt{L_1L_2}. \quad (8.24)$$

В пределе, когда магнитный поток одной катушки полностью пронизывает витки другой,  $K = 1$ . При отсутствии магнитной связи  $K = 0$ .

С учетом частичного рассеяния магнитных потоков, уравнения (8.21) и (8.22) следует записать в виде:

$$L' = L_1 + L_2 + 2M \quad \text{и} \quad L'' = L_1 + L_2 - 2M. \quad (8.25)$$

Из (8.25) следует, что взаимная индуктивность  $M$  определяется по формуле:

$$M = \frac{L' - L''}{4}. \quad (8.26)$$

Коэффициент индуктивной связи:

$$K = \frac{|M|}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad (8.27)$$

### 8.5. Порядок проведения измерений:

При подготовке к выполнению работы изучить и законспектировать в тетрадь ответы на контрольные вопросы, изучить методику проведения эксперимента, подготовить таблицы.

1. Рассчитайте индуктивность катушки «А» по формуле  $L = \mu_0 \mu \frac{N^2 S}{l}$ , используя значения длины, диаметра, числа витков,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ ,  $\mu = 1$ ,

$$S = \frac{\pi d^2}{4}.$$

2. Измерьте индуктивность катушки «А» с помощью измерителя иммитанса Е7-15. Кнопки: «Параметры» в позицию «LC»;

«Частота» в позицию 1 кГц.

3. Результаты измерения занесите в таблицу 8.1. Сравните вычисленное и измеренное значение индуктивности катушки «А».

Таблица 8.1:

| $l$    | $d$    | $N$ | $L_{\text{выч}}$ | $L_{\text{изм}}$ |
|--------|--------|-----|------------------|------------------|
| 9,3 см | 2,2 см | 660 |                  |                  |

4. Измерьте индуктивность катушек 1 и 2 без сердечника тем же способом. Результаты измерений  $L_1$  и  $L_2$  запишите в таблицы 8.2 и 8.3.

5. Для определения магнитной проницаемости  $\mu$  сердечника введите стержень только в катушку 1 и измерьте индуктивность  $L_1^*$ . Результат запишите в таблицу 8.2.

6. Введите полностью сердечник в катушки 1 и 2 и измерьте значения  $L_1^{**}$  и  $L_2^{**}$ . Результат запишите в таблицы 8.2 и 8.3. Вычислите для этих значений магнитные проницаемости  $\mu_1^*$ ,  $\mu_2^*$  и запишите в таблицу 8.2.

Таблица 8.2:

| Без сердечника | Сердечник введен в одну катушку | Сердечник введен в две катушки | Магнитная проницаемость          |
|----------------|---------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|
| $L_1 =$        | $L_1^* =$                       | $L_1^{**} =$                   | $\mu_1 = \frac{L_1^*}{L_1}$      |
|                |                                 |                                | $\mu_1^* = \frac{L_1^{**}}{L_1}$ |
| $L_2 =$        |                                 | $L_2^{**} =$                   | $\mu_2^* = \frac{L_2^{**}}{L_2}$ |

7. Катушки 1 и 2 соедините *согласно*, как показано на рисунке 8.4а. Результат запишите в таблицу 8.3.

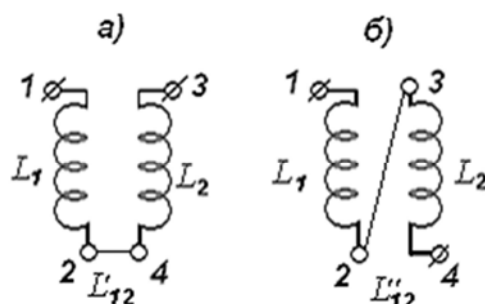


Рис. 8.4 Варианты соединения катушек индуктивности: согласно – а и встречно – б.

8. Поменяйте местами провода в одной из катушек, соединив их *встречно*, как показано на рисунке 8.4б. Измерьте индуктивность системы  $L_{12}^I$ . Результат запишите в таблицу 8.3.

9. Вычислите значения взаимной индуктивности  $M$  и коэффициент индуктивной связи  $K$  по формулам (8.26) и (8.27). Результат запишите в таблицу 8.3.

Таблица 8.3:

| $L_1$<br>без сердечника | $L_1^{**}$<br>с сердечником | $L_2$<br>без сердечника | $L_2^{**}$<br>с сердечником | $L_{12}^I$ | $L_{12}^{II}$ | $M$ | $K$ |
|-------------------------|-----------------------------|-------------------------|-----------------------------|------------|---------------|-----|-----|
|                         |                             |                         |                             |            |               |     |     |

10. Измерьте индуктивности  $L_3$  и  $L_4$  катушек 3 и 4, находящихся на замкнутом кольцевом сердечнике. Результат запишите в таблицу 8.4.

Таблица 8.4:

| $L_3(L_3^{**})$ | $L_4(L_4^{**})$ | $L_{34}^I$ | $L_{34}^{II}$ | $M$ | $K$ |
|-----------------|-----------------|------------|---------------|-----|-----|
|                 |                 |            |               |     |     |

11. Выполните измерения по пунктам 7 и 8 для катушек 3 и 4. Вычислите по формулам (8.26) и (8.27) взаимную индуктивность  $M$  и коэффициент индуктивной связи  $K$  для этой пары катушек. Результаты измерений запишите в таблицу 8.4.

12. Сравните расчетные значения величин со значениями полученными экспериментально. Проанализируйте возможные причины расхождения между расчетными и экспериментальными значениями, сделайте выводы.

#### Контрольные вопросы:

1. Что такое магнитная индукция?
2. Дайте определения магнитного потока и единицы его измерения.
3. Сформулируйте теорему Гаусса для индукции магнитного поля.

4. В чем заключается явление электромагнитной индукции?
5. Напишите формулу основного закона электромагнитной индукции и объясните причину наличия знака «минус» в этой формуле.
6. Что такое индуктивность контура, от чего она зависит и каков ее физический смысл?
7. Объясните явление самоиндукции. Чему равна ЭДС самоиндукции и каков смысл знака «минус» в этой формуле?
8. Опишите явление взаимной индукции. Что такое взаимная индуктивность контуров, коэффициент связи?

Список литературы:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики, т.3, М., "Наука", 1989.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики, М. "Высшая школа", 1989.
3. Трофимова Т.И. Курс физики, М. "Высшая школа", 1998.
4. Савельев И.В. Курс общей физики, т.2, М., "Наука", 1977.

## 9. ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЕЩЕСТВЕ.

### ФЕРРОМАГНЕТИКИ

Цель работы.

1. Изучить свойства ферромагнетиков.
2. Определить значение коэрцитивной силы и остаточной магнитной индукции магнитного поля исследуемого материала.
3. Построить кривую намагничивания  $B=f(H)$  и график  $\mu =f(H)$ .

#### 9.1. Магнитные свойства вещества

Для объяснения намагничивания вещества Ампер предположил, что в молекулах вещества циркулируют круговые токи (молекулярные токи). Природа молекулярных токов стала понятной после того, как было установлено строение атомов вещества.

Рассмотрим простейшую боровскую модель атома, в которой электро-

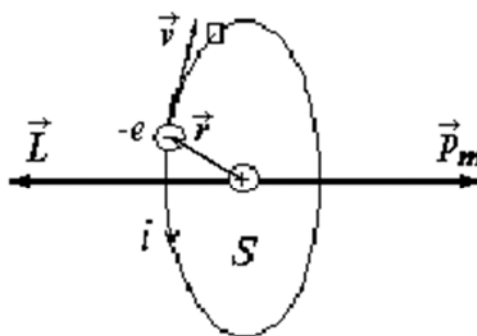


Рис.9.1. Вращение электрона по орбите вокруг ядра атома.

ны движутся по стационарным круговым орбитам. Движущийся по орбите электрон (рис. 9.1) образует круговой ток  $i=e/T$ , где  $T$  - период обращения электрона. Как известно, контур с током  $i$  обладает магнитным моментом  $\vec{p}_m = iS \vec{n}$ , где  $S$  - площадь контура,  $\vec{n}$  - единичный вектор нормали. Величину магнитного момента кругового тока электрона тогда можно представить в виде:

$$p_m = iS = \frac{e\pi \cdot r^2}{T} = \frac{e\omega \cdot r^2}{2}, \quad (9.1)$$

$\omega$  - угловая скорость электрона). С другой стороны, движущийся по орбите электрон обладает моментом импульса  $\vec{L} = [\vec{r}, m\vec{v}]$ , величина которого равна

$$L = m v \cdot r = m \omega \cdot r^2, \quad (9.2)$$

и который направлен в сторону, противоположную направлению орбитального магнитного момента электрона  $\vec{p}_m$ . При этом согласно (9.1) и (9.2) имеет место соотношение:

$$\vec{p}_m = g \vec{L}, \quad (9.3)$$

где величина  $g = -\frac{e}{2m}$  называется гиромагнитным отношением для орбитальных моментов электрона (знак минус указывает на то, что направления моментов противоположны). Кроме орбитального механического  $\vec{L}$  и орбитального магнитного  $\vec{p}_m$  моментов электрон обладает также собственным механическим моментом  $\vec{L}_s$ , называемым спином, и собственным магнитным моментом  $\vec{p}_{ms}$ , для которых гиромагнитное отношение равно:  $g_s = -\frac{e}{m}$ .

Ядро атома также обладает собственным магнитным моментом. Геометрическая сумма всех магнитных моментов электронов и собственного магнитного момента ядра образует магнитный момент атома (молекулы) вещества.

В отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов ориентированы беспорядочно, поэтому суммарный магнитный момент равен нулю. Под действием внешнего магнитного поля магнитные моменты атомов приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, вследствие чего вещество намагничивается, т.е. его суммарный магнитный момент становится отличным от нуля. Степень намагничивания вещества характеризуется намагниченностью  $\vec{J}$  - магнитным моментом единицы объема магнетика:

$$\vec{J} = \frac{\vec{P}_m}{V} = \frac{\sum \vec{p}_a}{V}, \quad (9.4)$$

где  $\vec{P}_m = \sum \vec{p}_a$  - вектор магнитного момента магнетика, представляющий собой векторную сумму магнитных моментов отдельных атомов (молекул).

Намагниченное вещество создает магнитное поле  $\vec{B}_1$ , которое накладывается на внешнее магнитное поле  $\vec{B}_0$ . Оба поля в сумме дают результирующее поле в веществе

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1. \quad (9.5)$$

Индукция магнитного поля  $\vec{B}_1$  связана с намагниченностью  $\vec{J}$ :

$$\vec{B}_1 = \mu_0 \vec{J}, \quad (9.6)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная.

Теперь результирующее магнитное поле равно

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J}. \quad (9.7)$$

Однако для описания магнитного поля в веществе удобно ввести вектор:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}. \quad (9.8)$$

Эта величина называется напряженностью магнитного поля. В вакууме  $\vec{J} = 0$  и поэтому  $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0$ . Исторически намагниченность  $\vec{J}$  вещества принято связывать не с магнитной индукцией, а с напряженностью магнитного поля.

Полагают, что в каждой точке вещества  $\vec{J}$  пропорционально  $\vec{H}$ , т.е.

$$\vec{J} = \chi \cdot \vec{H}, \quad (9.9)$$

где коэффициент  $\chi$  (хи) - безразмерная величина, называемая *относительной магнитной восприимчивостью* вещества. Подставляя в формулу (9.8) выражение (9.9), получим связь между вектором напряженности магнитного поля  $\vec{H}$  и вектором магнитной индукции  $\vec{B}$

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi) \vec{H} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad . \quad (9.10)$$

Безразмерная величина  $\mu = 1 + \chi$  называется *относительной магнитной проницаемостью вещества*.

## 9.2. Диамагнетики и парамагнетики

В зависимости от знака и величины магнитной восприимчивости  $\chi$  все вещества подразделяются на три группы:

- 1) диамагнетики      ( $\chi < 0, \mu < 1$ );
- 2) парамагнетики    ( $\chi > 0, \mu > 1$ );
- 3) ферромагнетики   ( $\chi \gg 0, \mu \gg 1$ ).

*Диамагнетики* – такие вещества, магнитные моменты атомов которых при отсутствии внешнего магнитного поля равны нулю. При внесении диамагнетика во внешнее магнитное поле происходит прецессия электронных орбит (см. рис. 9.2). Если орбитальный магнитный момент электрона  $\vec{p}_m$  расположен под углом  $\alpha$  к направлению внешнего магнитного поля, вектор магнитной индукции которого равен  $\vec{B}$ , то на орбиту электрона действует вращающий момент  $\vec{M} = \left[ \vec{p}_m \vec{B} \right]$ . Под действием этого вращающего момента момент импульса  $\vec{L}$  электрона за время  $dt$  получит приращение  $d\vec{L} = \vec{M} dt$ , величина которого равна:

$$dL = p_m B dt \sin \alpha . \quad (9.11)$$

За время  $dt$  плоскость, в которой лежит вектор  $\vec{L}$  повернется вокруг направления  $\vec{B}$  на угол  $d\theta$ :

$$d\theta = \frac{dL}{L \sin \alpha} = \frac{p_m B}{L} dt , \quad (9.12)$$

и электронная орбита начнет прецессировать с угловой скоростью  $\omega_L = d\theta / dt$ .

Согласно соотношениям (9.3) и (9.12):

$$\omega_L = \frac{eB}{2m} . \quad (9.13)$$

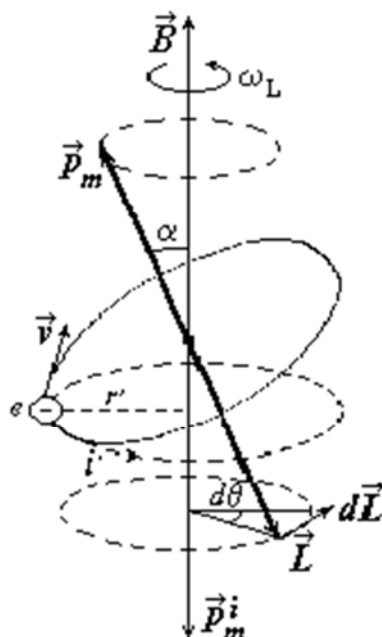


Рисунок 9.2. Прецессия электронной орбиты во внешнем магнитном поле.

(Исторически величина  $\omega_L$  называется частотой ларморовой прецессии). Обусловленное прецессией дополнительное движение электрона приводит к возникновению индуцированного магнитного момента  $\vec{p}_{m_i}$ , направленного против внешнего поля.

Ларморова прецессия возникает во всех веществах. Однако в тех случаях, когда атомы обладают сами по себе магнитным моментом, магнитное поле не только индуцирует магнитный момент  $\vec{p}_{m_i}$ , но и оказывает на магнитные моменты атомов ориентирующее действие, устанавливая их по направлению поля. Возникающий при этом положительный магнитный момент бывает значительно больше, чем отрицательный индуцированный момент. Таким образом, диамагнетизм обнаруживают только те вещества, у которых атомы не обладают магнитным моментом (векторная сумма орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов атома, а также

собственного магнитного момента ядра равна нулю). К диамагнетикам относятся: инертные газы, большинство органических соединений, стекло, вода, золото, серебро, медь, ртуть и др.

Согласно соотношению (9.9) магнитная восприимчивость диамагнетика равна:

$$\chi = -\frac{p_m n}{H}, \quad (9.14)$$

где  $n$  - концентрация атомов,  $p_m$  - магнитный момент одного атома. Для диамагнетиков магнитная восприимчивость  $\chi \sim - (10^{-6} \div 10^{-8})$  и не зависит от температуры.

*Парамагнетики* – это вещества, магнитные моменты атомов которых при отсутствии внешнего магнитного поля не равны нулю. Магнитное поле стремится установить магнитные моменты атомов вдоль внешнего магнитного поля, тепловое движение стремится разориентировать их. В результате устанавливается некоторая преимущественная ориентация моментов атомов вдоль поля, тем большая, чем больше  $\vec{B}$ , и тем меньшая, чем выше температура. Пьер Кюри экспериментально установил закон, согласно которому магнитная восприимчивость парамагнетика равна

$$\chi = \frac{c}{T}, \quad (9.15)$$

где  $c$  - постоянная Кюри, зависящая от рода вещества. Классическая теория парамагнетизма была развита Ланжевенем в 1905 году. Эта теория приводит к следующему выражению для магнитной восприимчивости парамагнетика:

$$\chi = \frac{\mu_0 n p_m^2}{3kT}, \quad (9.16)$$

где  $p_m$  - магнитный момент атома,  $n$  - концентрация атомов вещества. Таким образом, классическая теория объясняет закон Кюри и дает выражение для постоянной Кюри:

$$c = \frac{\mu_0 n p_m^2}{3k}.$$

Вычисления приводят к очень малой величине магнитной восприимчивости  $\chi \sim (10^{-4} \div 10^{-7})$ , но в отличие от диамагнетиков теперь  $\chi > 0$  и  $\mu > 1$ . К парамагнетикам относятся: кислород, окись азота, алюминий, платина и др.

### 9.3. Ферромагнетики

*Ферромагнетики* – сильномагнитные вещества, которые ниже определенной температуры обладают очень высокой магнитной проницаемостью  $\mu \gg 1$  (для ферромагнетиков  $\mu \approx \chi \sim 10^3 \div 10^5$ ). По своему наиболее распространенному представителю – железу – они получили название ферромагнетиков. К их числу, кроме железа, принадлежат никель, кобальт, гадолиний и некоторые другие редкоземельные элементы, а также элементы переходной группы их сплавы и соединения. Ферромагнетизм присущ всем этим веществам только в кристаллическом состоянии.

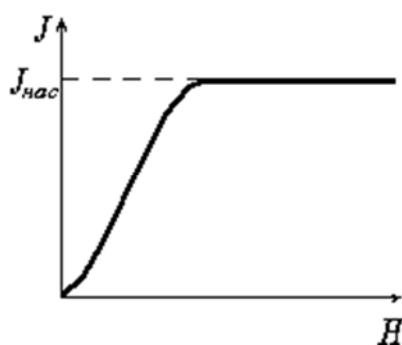


Рис.9.3. Зависимость намагниченности ферромагнетика  $J$  от напряженности магнитного поля  $H$ .

Намагниченность ферромагнетиков в огромное число раз превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков. Намагниченность диа- и парамагнетиков изменяется с напряженностью поля  $\vec{H}$  линейно. Намагниченность ферромагнетиков зависит от  $\vec{H}$  сложным образом. На рис. 9.3 дана кривая намагничения ферромагнетика, магнитный момент которого первоначально был равен нулю (она называется основной или начальной кривой намагничения). Уже в магнитных полях порядка 100 А/м

намагниченность  $J$  достигает насыщения. Основная кривая намагничивания на диаграмме  $B - H$  приведена на рис. 9.4 (кривая 0 - 1).

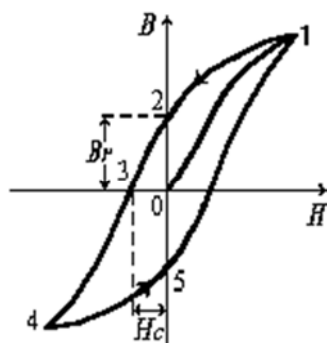


Рисунок 9.4. Петля гистерезиса.

Для ферромагнетиков характерно также наличие *гистерезиса* (запаздывания изменения индукции  $B$  при изменении  $H$ ). Если довести намагничивание до насыщения (точка 1 на рис. 9.4), и затем уменьшать напряженность магнитного поля, то индукция  $B$  магнитного поля следует не по основной кривой 0 - 1, а изменяется в соответствии с кривой 1 - 2. В результате, когда напряженность внешнего магнитного поля станет равной нулю (точка 2), намагничивание не исчезает и характеризуется величиной  $B_r$ , которая называется *остаточной индукцией магнитного поля*. Намагниченность имеет при этом значение  $J_r$ , называемое *остаточной намагниченностью*.

Намагниченность обращается в ноль лишь под действием магнитного поля  $H_c$ , имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание. Напряженность  $H_c$  называется *коэрцитивной силой*. Существование остаточной намагниченности делает возможным изготовление постоянных магнитов, т. е. тел, которые обладают магнитным моментом и создают в окружающем их пространстве магнитное поле.

При действии на ферромагнетик переменного магнитного поля индукция  $B$  магнитного поля изменяется в соответствии с кривой 1 - 2 - 3 - 4 - 5 - 1 (рис. 9.4), которая называется *петлей гистерезиса*. Если максимальные значение  $H$  таковы, что намагниченность достигает насыщения, получается

так называемая максимальная петля гистерезиса (рис. 9.4). Если при амплитудных значениях  $H$  насыщение не достигается, то получается петля меньшего размера, называемая частичной петлей гистерезиса. Частичных циклов существует бесконечное множество, все они лежат внутри максимальной петли гистерезиса. Гистерезис приводит к тому, что намагничивание ферромагнетика не является однозначной функцией  $H$ , намагничивание в сильной мере зависит от предыстории образца - от того, в каких полях он побывал прежде.

В связи с неоднозначностью зависимости  $B$  от  $H$  понятие относительной магнитной проницаемости применяется лишь к основной кривой намагничивания. Относительная магнитная проницаемость ферромагнетиков  $\mu$  (а, следовательно, и относительная магнитная восприимчивость  $\chi$ ) является функцией напряженности магнитного поля  $H$ . На рис. 9.5 дан график зависимости  $\mu$  от  $H$ .

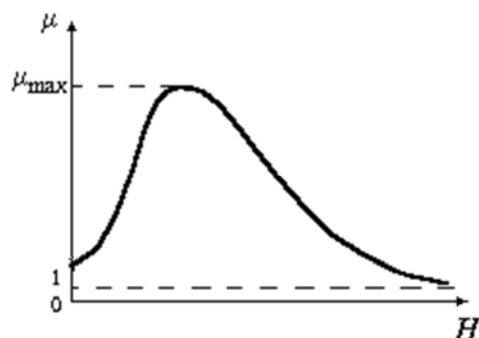


Рисунок 9.5. Зависимость магнитной проницаемости  $\mu$  от напряженности магнитного поля  $H$  для ферромагнетика.

Из рисунка видно, что существует максимальное значение относительной магнитной проницаемости, которое достигается несколько раньше, чем насыщение. При неограниченном возрастании напряженности магнитного поля относительная магнитная проницаемость  $\mu$  асимптотически приближается к единице.

Ферромагнетики состоят из атомов с недостроенными  $3d$ - (для Fe, Ni, Co) и  $4f$ - (для редкоземельных металлов) электронными оболочками. Это обуславливает наличие постоянных (независящих от напряженности

магнитного поля) магнитных спиновых моментов атомов. Теория ферромагнетизма была разработана Я. И. Френкелем и В. Гейзенбергом в 1928 г. в рамках квантовой механики. Главную роль в возникновении ферромагнетизма играют силы обменного взаимодействия между атомами, имеющими квантовый характер. Обменное взаимодействие может как понижать, так и повышать полную энергию взаимодействия в системе. Так, в ферромагнетиках более низкой энергией обладает состояние, в котором спины (а, следовательно, и магнитные моменты) электронов незаполненных оболочек соседних атомов параллельны. В этом случае благодаря обменному взаимодействию возникает спонтанное намагничивание в макроскопических областях, которые называют *доменами*. В пределах каждого домена ферромагнетик спонтанно намагничен до насыщения и обладает определенным магнитным моментом. Направления этих магнитных моментов для разных доменов различны, так что в отсутствие внешнего поля суммарный магнитный момент всего тела равен нулю. Домены имеют размеры порядка 1-10 мкм. Действие магнитного поля на домен на разных стадиях процесса намагничивания оказывается различным. Вначале, при слабых полях наблюдается смещение границ доменов, в результате чего происходит увеличение тех доменов, магнитные моменты которых составляют с  $\vec{H}$  меньший угол, за счет доменов, у которых угол  $\theta$  между векторами  $\vec{p}_m$  и  $\vec{H}$  больше. С увеличением напряженности магнитного поля этот процесс идет все дальше и дальше, пока домены с меньшими углами  $\theta$  не поглотят целиком домены с большими углами  $\theta$ . На следующей стадии имеет место поворот магнитных моментов доменов в направлении магнитного поля. При этом магнитные моменты электронов в пределах домена поворачиваются одновременно, без нарушения их строгой параллельности друг другу. Эти процессы являются необратимыми, что и служит причиной гистерезиса.

Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура  $T_c$ , при которой области спонтанного намагничивания распадаются и вещество утрачивает ферромагнитные свойства. Эта температура называется *точкой Кюри*. Для железа она равна  $768^0$  С, для никеля  $365^0$  С. При температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого подчиняется закону Кюри-Вейсса:

$$\chi = \frac{c}{T - T_c} \quad (9.17)$$

(ср. с формулой (9.15)). При охлаждении ферромагнетика ниже точки Кюри в нем снова возникают домены.

Величина остаточной магнитной индукции  $B_r$  магнитного поля, коэрцитивная сила  $H_c$  и максимальная относительная магнитная проницаемость  $\mu_{\max}$  являются основными характеристиками ферромагнетиков. Ферромагнетики с малой (в пределах от нескольких десятых до 100-200 А/м) коэрцитивной силой (с узкой петлей гистерезиса) называются мягкими, а ферромагнетики с большой (от нескольких тысяч до нескольких сотен тысяч ампер на метр) коэрцитивной силой (с широкой петлей гистерезиса) называются жесткими. В таблицах 4 и 5, приведенных в приложении 9.1, даны магнитные характеристики некоторых веществ, применяемых в современной технике. В зависимости от назначения берутся ферромагнетики с той или иной характеристикой. Например, для изготовления постоянных магнитов используются жесткие ферромагнетики, а для сердечников трансформаторов - мягкие.

Как было сказано выше, обменное взаимодействие может также повышать полную энергию системы. В этом случае спины электронов незаполненных оболочек устанавливаются антипараллельно, что приводит к *антиферромагнетизму* (хром, марганец и др.) Величина и знак энергии обменного взаимодействия зависят от соотношения размеров незаполненной электронной оболочки и межатомного расстояния. В результате антипараллельной ориентации спинов антиферромагнетики обладают крайне

малой магнитной восприимчивостью и ведут себя как очень слабые парамагнетики. Парамагнетизм переходит в антиферромагнетизм при температурах ниже температуры Нееля, когда силы обменного взаимодействия между магнитными моментами соседних атомов оказываются сильнее, чем разупорядочивающее действие теплового движения. Например, для марганца температура Нееля равна  $-173^{\circ}\text{C}$ , а для хрома равна  $37^{\circ}\text{C}$ . Вещество остается антиферромагнетиком вплоть до  $T=0\text{ K}$ .

#### 9.4. Описание установки и метода измерения

Характеристики ферромагнитных материалов (коэрцитивная сила, остаточная магнитная индукция и др.) могут быть определены при постоянном и переменном токе. В данной работе характеристики ферромагнитных материалов определяются при переменном токе.

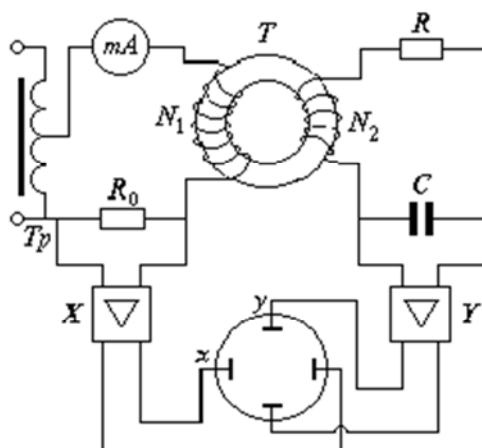


Рисунок 9.6. Схема экспериментальной установки.

Образец испытуемого материала является сердечником трансформатора и выполнен из кольцевых пластин в виде тороида. На него намотаны две обмотки. Обмотка, по которой пропускается ток, создающий магнитное поле, называется намагничивающей. Вторая обмотка называется измерительной. Обозначим  $N_1$  и  $N_2$  - число витков намагничивающей и измерительной обмоток,  $r_{cp}$  - средний радиус кольца,  $S$  - площадь поперечного сечения тороида. Для определения напряженности поля  $H$  и

магнитной индукции  $B$  в сердечнике тороида применяют электронный осциллограф.

Схема лабораторной установки изображена на рис. 9.6, на схеме  $T$  - тороид;  $Tr$  - лабораторный автотрансформатор;  $mA$  - миллиамперметр;  $R_0$  - известное сопротивление, которое называют шунтом;  $C$  и  $R$  - конденсатор и сопротивление в цепи измерительной катушки;  $x$  - пластины горизонтального отклонения луча в осциллографе, на которые подается напряжение с  $R_0$  через «усилитель  $X$ »;  $y$  - пластины вертикального отклонения луча, на которые подается напряжение с конденсатора  $C$  через «усилитель  $Y$ ».

Сущность работы схемы заключается в следующем. Переменный ток  $i_1$ , протекающий по намагничивающей обмотке тороида, создает в нем переменное магнитное поле, напряженность  $H$  которого в каждый момент времени пропорциональна мгновенному значению  $i_1$  и определяется формулой

$$H = \frac{N_1}{2\pi \cdot r_{cp}} i_1, \quad (9.18)$$

где  $N_1/2\pi r_{cp}$  - число витков, приходящихся на единицу длины средней линии магнитной индукции магнитного поля тороида. На пластины  $x$  осциллографа подают напряжение, снимаемое с  $R_0$ , которое пропорционально току в первичной обмотке. Таким образом, отклонение луча в горизонтальном направлении пропорционально амплитудному значению тока, а значит и амплитудному значению напряженности  $H$  магнитного поля. Ось  $x$  поэтому будем называть осью  $H$ .

В измерительной обмотке возникает электродвижущая сила индукции

$$E = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt},$$

где  $\Phi$  - полный магнитный поток. В цепи измерительной обмотки протекает ток  $i_2$ , а поэтому ЭДС индукции можно представить как сумму падений напряжений на отдельных участках цепи:

$$E = i_2 R - L \frac{di_2}{dt} + U_c,$$

где  $i_2 R$  – падение напряжения на  $R$ ;  $-L \frac{di_2}{dt}$  – ЭДС самоиндукции в измерительной обмотке;  $U_c$  – падение напряжения на конденсаторе  $C$ .

Величина напряжения  $U_c$  нас и интересует, она выражается формулой

$$U_c = \frac{1}{C} \int_0^t i_2 dt, \text{ (т.к. } U_c = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int idt \text{)}.$$

Сопротивление  $R$  выбрано так, что  $i_2 R \gg -L \frac{di_2}{dt} + U_c$ , поэтому  $E \approx i_2 R$ , т.е. ток в измерительной обмотке определяется в основном  $R$  и, следовательно,

$$i_2 = \frac{E}{R}.$$

Тогда получим (без учета знака)

$$U_c = \frac{N_2 S B}{RC}. \quad (9.19)$$

На пластины у осциллографа подают напряжение с конденсатора  $C$ , и поэтому отклонение луча в вертикальном направлении пропорционально магнитной индукции  $B$ . Ось  $y$  будем называть осью  $B$ .

Так как на обе оси напряжение подается одновременно, происходит сложение колебаний, и электронный луч описывает линию, которая изображает функцию  $B = f(H)$ , т.е. петлю гистерезиса. Размеры петли гистерезиса зависят от величины тока в намагничивающей обмотке.

### 9.5. Вывод формулы для расчета масштаба осей осциллографа

Для того, чтобы по величине отклонения луча рассчитать напряженность магнитного поля  $H$  и магнитную индукцию  $B$  магнитного поля, надо знать масштабы осей. Масштаб горизонтальной оси определяется в единицах напряженности магнитного поля на единицу длины горизонтальной оси сетки. Масштаб вертикальной оси определяется в единицах магнитной индукции магнитного поля на единицу длины вертикальной оси сетки.

Формула для расчета масштаба горизонтальной оси выводится следующим образом. Из (9.18) следует, что

$$H = \frac{N_1 U_0}{2\pi r_{cp} R_0},$$

где  $R_0$  - сопротивление шунта,  $U_0$  - напряжение на шунте. Напряженности  $H$  магнитного поля на экране соответствует горизонтальная полоска длиной  $l_x$  мм (отсчет ведется от центра экрана). Масштаб горизонтальной оси мы получим разделив  $H$  на  $l_x$ :

$$h = \frac{H}{l_x} = \frac{N_1 U_0}{2\pi r_{cp} R_0 l_x}. \quad (9.20)$$

Напряженность магнитного поля, соответствующую той или иной точке петли гистерезиса, рассчитывают по формуле

$$H = h \cdot l_x, \quad (9.21)$$

где  $l_x$  - абсцисса рассматриваемой точки петли гистерезиса.

Напряжение  $U_0$  на шунте измеряется осциллографом, т.е.  $U_0 = C_x l_x$ , где  $C_x$  - чувствительность осциллографа по оси  $X$ , которая определяется по положению ручки – установка коэффициента развертки по оси  $X$  - осциллографа. Поэтому формулу (9.21) удобно представить в виде

$$H = a C_x l_x, \quad (9.22)$$

где  $a$  вычисляется по формуле:

$$a = \frac{N_1}{2\pi \cdot r_{cp} R_0} = 27,9 \text{ A/B}\cdot\text{м}.$$

Значение параметра  $a$  рассчитано для каждой лабораторной установки индивидуально с использованием фактических параметров

трансформатора. Формула для расчета масштаба вертикальной оси находится из формулы (9.19):

$$B = \frac{RCU_c}{N_2 S}. \quad (9.23)$$

Величине  $B$  соответствует на экране осциллографа вертикальное расстояние  $l_y$  на котором находится рассматриваемая точка от центра экрана. Поэтому масштаб вертикальной оси выражается формулой:

$$g = \frac{B}{l_y} = \frac{RC}{N_2 S} \frac{U_c}{l_y} . \quad (9.24)$$

Магнитная индукция  $B$  магнитного поля, соответствующая той или иной точке петли гистерезиса, определяется по формуле

$$B = gy , \quad (9.25)$$

где  $y$  - ордината рассматриваемой точки петли гистерезиса.

Напряжение  $U_c$  на конденсаторе измеряется осциллографом,  $U_c = C_y y$ , где  $C_y$  - чувствительность осциллографа по оси  $Y$ , которая определяется по положению ручки - усилитель  $Y$  - осциллографа и измеряется в  $B/см$ . Поэтому формулу (9.25) удобно записать в виде

$$B = bC_y y, \quad (9.26)$$

где  $b = \frac{RC}{N_2 S} = 0,87 \text{ Тл/В}$ .

### 9.6. Порядок выполнения работы

1. Изучить схему установки и методику измерений.
2. Приготовить таблицы 9.1 и 9.2.

Таблица 9.1

| $x_c', \text{ см}$ | $x_c'', \text{ см}$ | $x_c, \text{ см}$ | $H_c, \text{ А/м}$ | $y'_r, \text{ см}$ | $y''_r, \text{ см}$ | $y_r, \text{ см}$ | $B_r, \text{ Тл}$ |
|--------------------|---------------------|-------------------|--------------------|--------------------|---------------------|-------------------|-------------------|
|                    |                     |                   |                    |                    |                     |                   |                   |

Таблица 9.2

| $N \text{ n/n}$ | $x', \text{ см}$ | $x'', \text{ см}$ | $x, \text{ см}$ | $H, \text{ А/м}$ | $y', \text{ см}$ | $y'', \text{ см}$ | $y, \text{ см}$ | $B, \text{ Тл}$ | $\mu$ |
|-----------------|------------------|-------------------|-----------------|------------------|------------------|-------------------|-----------------|-----------------|-------|
| 1               |                  |                   |                 |                  |                  |                   |                 |                 |       |
| 2               |                  |                   |                 |                  |                  |                   |                 |                 |       |
| 3               |                  |                   |                 |                  |                  |                   |                 |                 |       |
| 4               |                  |                   |                 |                  |                  |                   |                 |                 |       |
| 5               |                  |                   |                 |                  |                  |                   |                 |                 |       |

3. Ручками осциллографа – «коэффициент развертки по  $X$ » и «коэффициент развертки по  $Y$ » произвести коррекцию петли, чтобы координаты вершин петли гистерезиса были возможно большими. В дальнейшем на протяжении всего опыта эти ручки больше не трогать! Если они случайно будут повернуты, то все измерения нужно начать сначала.

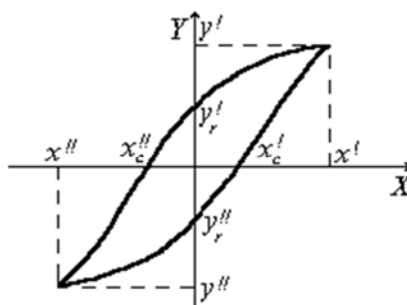


Рис.9.7. Изображение петли гистерезиса на экране осциллографа и точки, по которым снимается отсчет.

4. В таблицу 9.1 записать координаты точек пересечения петли гистерезиса с горизонтальной ( $x_c$ ) и вертикальной ( $y_r$ ) осями (рис.9.7):  $x_c = \frac{x_c' + x_c''}{2}$ , т.е. среднее для левого и правого отсчетов;  $y_r = \frac{y_r' + y_r''}{2}$ , т. е. среднее для верхнего и нижнего отсчетов. Записать в таблицу 9.2 координаты вершины петли (см. рис. 9.7).
5. Плавно уменьшить ток в намагничивающей обмотке настолько, чтобы координата  $x$  вершины петли уменьшилась на 5 мм. Новые координаты записать в таблицу 9.2. Уменьшая таким образом ток, получить 5-6 отсчетов.
6. Рассчитать коэрцитивную силу  $H_c$  и остаточную магнитную индукцию  $B_r$  магнитного поля по формулам (9.22) и (9.26). Результаты записать в таблицу 9.1.
7. По формулам (9.22) и (9.26) рассчитать  $H$  и  $B$ , соответствующие вершинам петель гистерезиса. Результаты записать в таблицу 9.2.

8. По формуле  $\mu = B/\mu_0 H$ , используя данные таблицы 9.2, рассчитать относительную магнитную проницаемость для всех полученных значений  $H$ . ( $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  Гн/м). Результаты занести в таблицу 9.2.
9. По данным таблицы 9.2 построить основную кривую намагничивания  $B = f(H)$  и график  $\mu = f(H)$ .

## Приложение 9.1

### 9.7. Магнитные материалы

В качестве ферромагнитных материалов в настоящее время широко применяют железо и его сплавы с другими элементами. Подбирая состав сплавов и варьируя их обработку, оказывается возможным получить различные ферромагнитные материалы, отличающиеся чрезвычайным разнообразием магнитных свойств. В таблицах 9.3 и 9.4 приведены характеристики некоторых магнитно-мягких и магнитно-жестких материалов, применяемых в современной технике.

Таблица 9.3

| Магнитно-мягкие материалы  | Состав           | $\mu$ начальная | $\mu$ максим. | $B_{нас.,}$<br>Тл | $H_c,$<br>А/м |
|----------------------------|------------------|-----------------|---------------|-------------------|---------------|
| Железо                     | 99,9%Fe          | 200             | 5000          | 2,15              | 80            |
| Сплав кремний-железо       | 96,7%Fe, 3,3%Si  | 600             | 10 000        | 2,0               | 16            |
| Тот же, отожженный в $H_2$ | 96,7%Fe, 3,3%Si  | 1500            | 40 000        | 2,0               | 8,0           |
| 78%-ный пермаллой          | 78%Ni,22%Fe      | 8000            | 100 000       | 1,0               | 4,0           |
| Суперпермаллой             | 79%Ni,5%Mo,16%Fe | 100 000         | 800 000       | 0,80              | 0,32          |

Таблица 9.4

| Магнитно-жесткие материалы | Состав                        | $B_r,$ Тл | $H_c,$ А/м |
|----------------------------|-------------------------------|-----------|------------|
| Вольфрамовая сталь         | 6%W;0,7%C;0,3%Mn;93%Fe        | 1,0       | 5 200      |
| Сплав ални                 | 25%Ni;12%Al;63%Fe             | 0,70      | 40 000     |
| Сплав алнико 5             | 8%Al;14%Ni;24%Co;3%Cu;51%Fe   | 1,25      | 44 000     |
| Сплав магнико              | 13,5%Ni;9%Al;24%Co;3%Cu;50%Fe | 1,3       | 56 000     |
| Сплав платина-кобальт      | 77%Pt;23%Co                   | 0,45      | 210 000    |

Приведенные данные показывают, что в изготовлении магнитных материалов достигнуты выдающиеся успехи. Некоторые сплавы (алнико, магнико) отличаются весьма высокими значениями коэрцитивной силы и остаточной индукции магнитного поля и поэтому позволяют изготавливать

исключительные по качеству постоянные магниты широко применяемые в магнитоэлектрических измерительных приборах и других устройствах, в которых требуется сильное постоянное магнитное поле.

Второе важное достижение заключается в получении *ферритов*. Они представляют собой ферромагнитные химические соединения типа  $MeO \cdot Fe_2O_3$ , где  $Me$  - один из (или смесь) двухвалентных катионов  $Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe$ . В отличие от железа и других ферромагнитных металлов ферриты являются магнитными полупроводниками и имеют большое удельное электрическое сопротивление порядка  $10^2 - 10^6$  Ом·см. Этим и обусловлено большое техническое значение ферритов. Ферриты применяются для изготовления постоянных магнитов, ферритовых антенн, сердечников радиочастотных контуров, элементов оперативной памяти в вычислительной техники, для покрытия пленок в магнитофонах и видеомагнитофонах и т.д.

#### Контрольные вопросы.

1. Как объяснить намагничивание вещества во внешнем магнитном поле?
2. Что понимается под намагниченностью  $\vec{J}$ ?
3. Какая существует связь между магнитной индукцией  $\vec{B}$  и напряженностью  $\vec{H}$  магнитного поля?
4. Как объясняется намагничивание ферромагнетиков во внешнем магнитном поле?
5. Объяснить ход кривой  $J$  от  $H$ .
6. Как изменяется  $\mu$  ферромагнетиков от  $H$ ?
7. Изобразить петлю гистерезиса. На графике показать, какими отрезками определяются величины коэрцитивной силы и остаточной магнитной индукции.
8. Какие ферромагнитные материалы называют мягкими и жесткими?
9. Объяснить принцип работы схемы лабораторной установки.

### Список литературы.

1. Т.И. Трофимова “Курс физики”, §§131-136, с.234-245, 2007 г.
2. В.И. Савельев “Курс общей физики”, т.2, §§55-59, с.165-180, 1988 г.
3. Б.М. Яворский, А.А. Детлаф “Курс физики”, ч.3, гл.24, §§24.1-24.5, с.261-273, 1989г.

## 10. ИССЛЕДОВАНИЕ СВОБОДНЫХ И ЗАТУХАЮЩИХ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

### Цель работы:

1. Изучить процессы протекающие в электрическом контуре при его возбуждении.
2. Определить основные характеристики контура.
3. Выяснить влияние параметров контура на характер свободных колебаний.

### Приборы и принадлежности:

1. Осциллограф
2. Электрическая схема L-C-R контура

### 10.1. Теоретическое введение

При рассмотрении электрических колебаний мы имеем дело с токами, которые изменяются со временем. Закон Ома и правила Кирхгофа были установлены для постоянного тока. Однако они остаются справедливыми и для мгновенных значений изменяющихся тока и напряжения, если только изменение происходит не очень быстро. Электромагнитные возмущения распространяются по цепи со скоростью света  $c$  и, например, если длина цепи равна  $l$ , то время необходимое для передачи возмущения  $\tau = \frac{l}{c}$ . Если за это время сила тока изменяется незначительно, то мгновенные значения во всех сечениях цепи будут практически одинаковыми. Токи, удовлетворяющие такому условию, называют квазистационарными. Условие квазистационарности имеет вид  $\tau = \frac{l}{c} \ll T$ , где  $T$  – период изменения. Ток промышленной частоты ( $\nu = 50$  Гц) является квазистационарным для цепей длиной  $\sim 100$  км. Для квазистационарных токов справедливы и закон Ома, и правила Кирхгофа, т.к. на всех участках цепи ток практически одинаков.

## 10.2. Незатухающие свободные колебания

В цепи, содержащей емкость (конденсатор) и индуктивность (катушку), могут возникать электромагнитные колебания, поэтому такая цепь называется *колебательным контуром*. Колебания, которые происходят в колебательном контуре при отсутствии активного сопротивления и потерь энергии на излучение электромагнитных волн, называются *свободными электромагнитными колебаниями*. Колебательный контур, активным сопротивлением которого можно пренебречь ( $R=0$ ) и в котором отсутствуют другие потери энергии, называется *идеальным*. На рисунке 10.1 изображены последовательные стадии колебательного процесса в идеальном контуре.

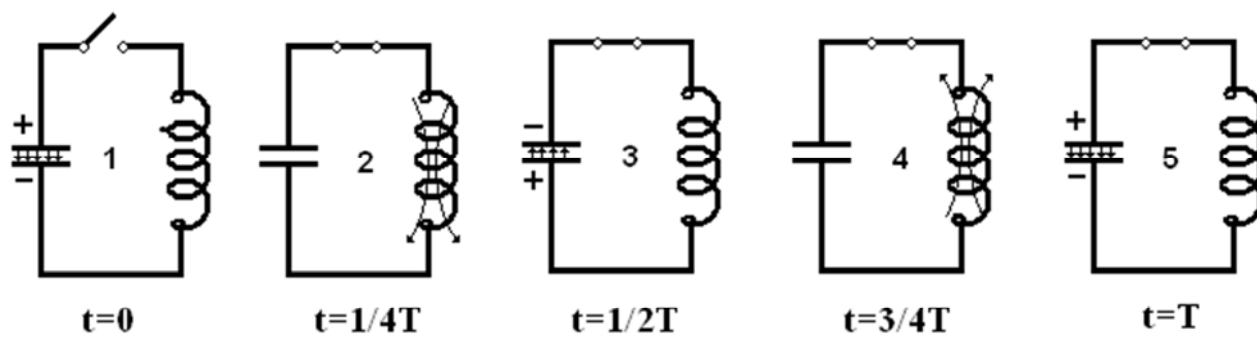


Рис.10.1. Электромагнитные колебания в идеальном колебательном контуре.

Зарядим конденсатор, присоединив его к источнику напряжения. Это приведет к возникновению на обкладках конденсатора разноименных зарядов  $+q$  и  $-q$  (стадия 1). Между обкладками возникнет электрическое поле, энергия которого равна  $W_э = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$ . Если затем отключить источник напряжения и замкнуть конденсатор на индуктивность, емкость начнет разряжаться, и в контуре появится электрический ток. В результате энергия электрического поля начнет уменьшаться, превращаясь в энергию магнитного поля, которое создается током, текущим через индуктивность. Эта энергия равна  $W_M = \frac{LI^2}{2}$ . Когда напряжение на конденсаторе, а, следовательно, и энергия электрического поля обращается в ноль, энергия магнитного поля, а значит и ток, достигают наибольшего значения (стадия 2).

Изменение тока, протекающего через катушку, приводит к возникновению э.д.с. самоиндукции. В дальнейшем ток уменьшается, и когда заряды на обкладках конденсатора станут равны начальному заряду  $q$ , сила тока станет равной нулю (стадия 3). Затем те же процессы протекают в обратном направлении (стадия 4 и 5), после чего система приходит в исходное состояние (5). При отсутствии активного сопротивления, а, следовательно, отсутствии потерь энергии на нагревание, превращения электрической энергии в магнитную и обратно будут продолжаться неограниченно долго. Такие колебания называются *незатухающими*. Полная энергия идеального контура в любой момент времени будет определяться суммой мгновенных значений энергий электрического и магнитного полей.

$$W = W_э + W_M = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}$$

Найдем уравнение свободных незатухающих колебаний в контуре.

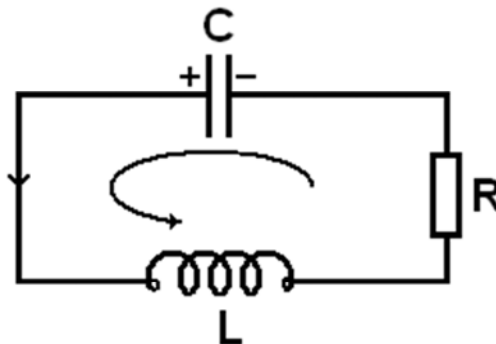


Рис.10.2. Электрический колебательный контур.

Воспользуемся вторым правилом Кирхгофа. Будем обходить контур против хода часовой стрелки, поэтому ток  $I = \frac{dq}{dt} > 0$  или  $I = \dot{q}$ . Запишем для контура C-L-R уравнение:

$$IR + U_c = \varepsilon_{si} \quad (10.1)$$

В нашем случае  $R = 0$ ,  $U_c = \frac{q}{C}$ ,  $\varepsilon_{si} = -L \frac{dI}{dt}$ , отсюда  $\frac{q}{C} + L \frac{dI}{dt} = 0$ , заменим  $\frac{dI}{dt} = \ddot{q}$  и получим уравнение  $\ddot{q} + \frac{1}{LC}q = 0$ , введем обозначение  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ , где  $\omega_0$  – собственная частота контура, то уравнение (10.1)

можно записать в виде дифференциального уравнения второго порядка относительно заряда  $q=q(t)$ :

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (10.2)$$

Решением уравнения (10.2) является функция:

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (10.3)$$

Это подтверждается тем, что подстановка (10.3) в (10.2) обращает уравнение (10.2) в тождество. Таким образом, заряд на обкладках конденсатора при незатухающих колебаниях изменяется по гармоническому закону с циклической частотой  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  и периодом  $T = 2\pi\sqrt{LC}$  (формула Томсона). Следовательно, напряжение на конденсаторе изменяется с течением времени по закону:

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (10.4)$$

Выражение для силы тока получим, продифференцировав формулу (10.3):

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (10.5)$$

Из формул (10.4), (10.5) следует, что амплитуды напряжения и силы тока соответственно равны  $U_m = \frac{q_m}{C}$ ,  $I_m = \omega_0 q_m$ ,  $U_m = I_m \sqrt{\frac{L}{C}}$ .

Отношение  $U_m$  на конденсаторе к  $I_m$  в контуре называется характеристическим или *волновым сопротивлением контура*:

$$\rho = \frac{U_m}{I_m} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (10.6)$$

### 10.3. Колебания при наличии затухания

Всякий реальный контур обладает активным сопротивлением  $R$  (рис.10.2). При наличии активного сопротивления энергия, запасенная в контуре, постепенно расходуется на нагревание сопротивления, вследствие чего свободные колебания затухают. Уравнение (10.1), записанное для контура С-L-R имеет вид:

$$IR + \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} \quad (10.7)$$

Разделив это уравнение на  $L$ , заменив  $I$  через  $\dot{q}$ , а  $\frac{dI}{dt}$  через  $\ddot{q}$ , получим:

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad (10.8)$$

Используя обозначение  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  и введя обозначение  $\beta = \frac{R}{2L}$ , где  $\beta$  - коэффициент затухания, перепишем уравнение (10.8) в виде:

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (10.9)$$

Это дифференциальное уравнение *затухающих колебаний* в электрическом контуре. При условии, что  $\beta^2 < \omega_0^2$ , т.е.  $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$ , решение уравнения (10.9) имеет следующий вид:

$$q = q_{0m} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (10.10)$$

Где  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  - *циклическая частота затухающих колебаний*.

Подставив значения  $\omega_0$  и  $\beta$ , получим  $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$ .

Таким образом, циклическая частота затухающих колебаний  $\omega$  меньше собственной частоты  $\omega_0$ .

Амплитуда затухающих колебаний изменяется по экспоненциальному закону  $q_m = q_{0m} e^{-\beta t}$ , где  $q_{0m}$  - максимальное значение заряда в момент времени  $t = 0$ .

График функции (10.10) изображен на рисунке 10.3. Затухающие колебания не являются периодическими и, строго говоря, к ним не применимо понятие периода или частоты, однако если затухание мало, то можно условно пользоваться понятием периода, как промежутка времени между двумя последовательными максимумами (или минимумами) колеблющейся физической величины (см. рис. 10.3). Тогда  $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$ .

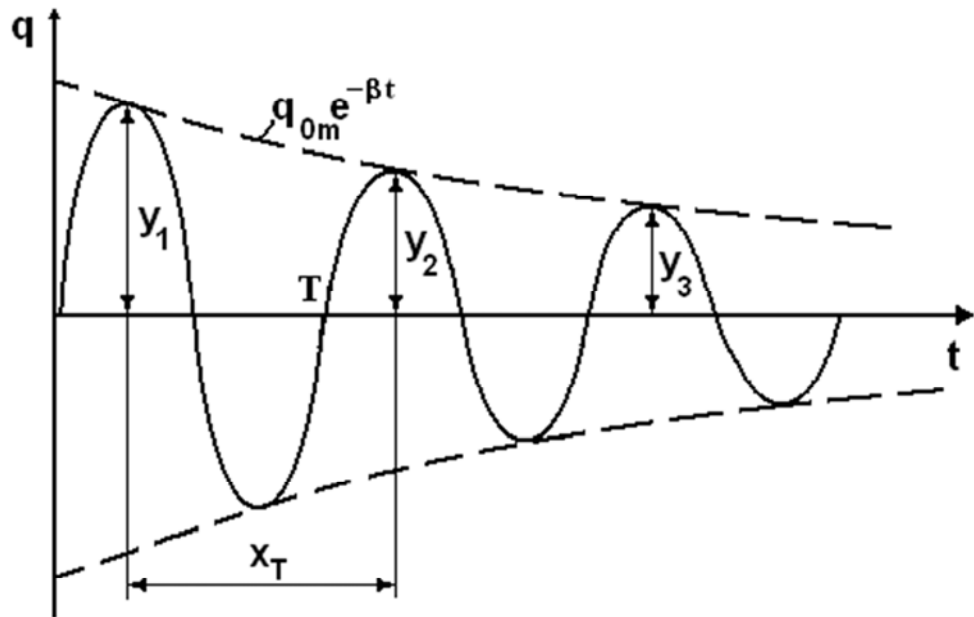


Рис.10.3. Затухающие электрические колебания.

Если  $Y(t)$  и  $Y(t+T)$  - амплитуды двух последовательных колебаний, соответствующих моментам времени, отличающимся на период, то величина  $\Delta$ , определяемая по формуле:

$$\Delta = \ln \frac{Y(t)}{Y(t+T)} = \beta T \quad (10.14)$$

называется *логарифмическим декрементом затухания*, характеризующим быстроту затухания.

В формуле (10.14) под  $Y(t)$  можно понимать значения разных физических величин ( $q$ ,  $I$ ,  $U$ ). Логарифмический декремент затухания – это величина обратная числу колебаний  $N$ , совершаемых за время, в течение которых амплитуда уменьшается в  $e$  раз, т.е.

$$\Delta = \frac{1}{N} \quad (10.15)$$

Подставив в (10.15) значение  $\beta = \frac{R}{2L}$  и  $T = \frac{2\pi}{\omega}$ , получим

$$\Delta = \frac{R}{2L} \cdot \frac{2\pi}{\omega} = \frac{\pi R}{L\omega} \quad (10.16)$$

Промежуток времени  $\tau$ , в течение которого амплитуда затухающих колебаний уменьшается в  $e$  раз, называется *временем релаксации*.

$$\tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2L}{R} \quad (10.17)$$

Колебательный контур часто характеризуется *добротностью*  $Q$ , которая определяется как величина, обратно пропорциональная логорифмическому декременту.

$$Q = \frac{\pi}{\Delta} = \pi N \quad (10.18)$$

Чем больше число колебаний успеваает совершиться прежде, чем амплитуда уменьшается в  $e$  раз, тем добротность контура выше.

В случае слабого затухания  $Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$  или с учетом (10.6):

$$Q = \frac{\rho}{R} \quad (10.19)$$

*При слабом затухании добротность электрической колебательной системы с точностью до множителя  $2\pi$  равна отношению энергии запасенной в системе в данный момент к убыли этой энергии за один период колебания.*

Амплитуда силы тока в контуре убывает по закону  $I_m = I_{0m} e^{-\beta t}$ , а энергия  $W$  запасенная в контуре, пропорциональна квадрату амплитуды силы тока (или квадрату амплитуды напряжения на конденсаторе); следовательно  $W$  убывает по закону  $e^{-2\beta t}$ . Относительное уменьшение энергии за период равно

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{W(t) - W(t+T)}{W(t)} = \frac{1 - e^{-2\beta T}}{1} = 1 - e^{-2\Delta}$$

При незначительном затухании (т.е. при условии, что  $\Delta \ll 1$ ) можно  $e^{-2\Delta}$  приближенно положить равным  $1-2\Delta$ :

$$\frac{\Delta W}{W} = 1 - (1 - 2\Delta) = 2\Delta$$

Заменив в этом выражении  $\Delta$  через добротность контура  $Q$  в соответствии с формулой (10.18) получим:

$$Q = 2\pi \frac{W}{W(t) - W(t+T)} = 2\pi \frac{W}{\Delta W} \quad (10.20)$$

#### 10.4. Аperiodический процесс

Отметим, что при  $\frac{R^2}{4L^2} \geq \frac{1}{LC}$ , т.е. при  $\beta^2 \geq \omega_0^2$ , вместо колебаний происходит аperiodический разряд конденсатора. Сопротивление контура, при котором колебательный процесс переходит в аperiodический, называется *критическим*. Значение критического сопротивления

$$R_{кр} = 2\rho = 2\sqrt{\frac{L}{C}} \quad (10.21)$$

#### 10.5. Описание лабораторной установки и порядок проведения измерений.

Наблюдение свободных колебаний, осуществляется с помощью осциллографа, подключенного к установке, электрическая схема которой приведена на рис. 10.4.

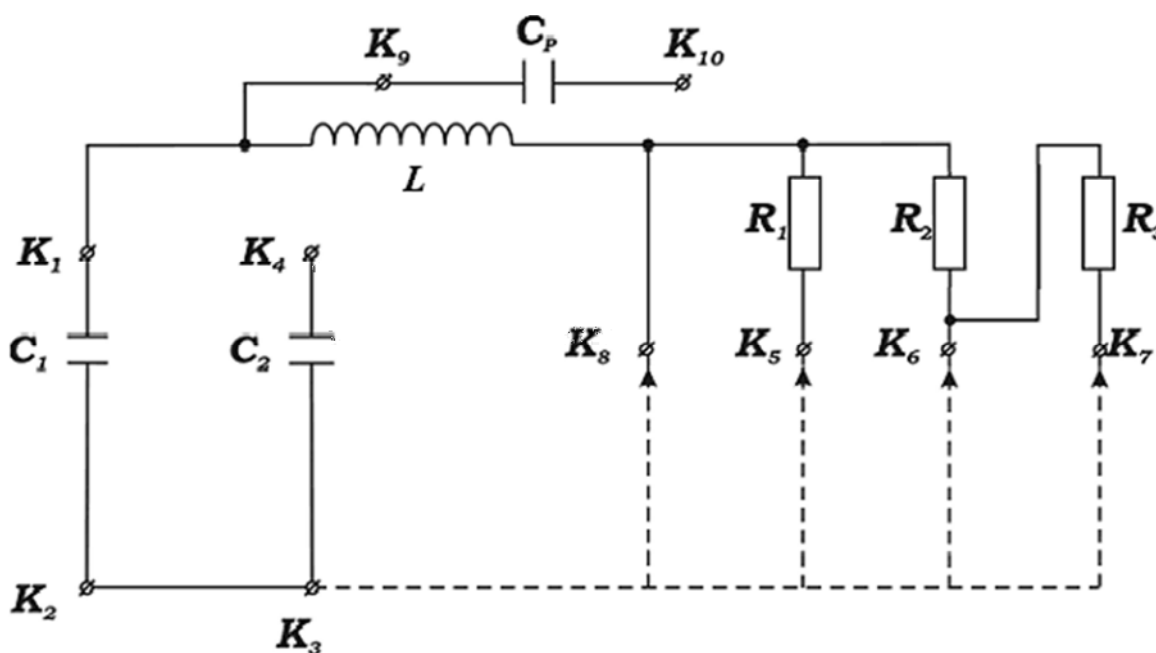


Рис.10.4. Схема экспериментальной установки.

Колебательный контур содержит два конденсатора  $C_1$  и  $C_2$ . Возбуждение колебаний в исследуемом контуре производится треугольным импульсом напряжения, который через разделительный конденсатор  $C_p$  поступает в контур. Осциллограф подключается к клеммам  $K_1$  и  $K_2$  контура.

Таблица 10.1.

| № п/п | Исходные данные |              |               |
|-------|-----------------|--------------|---------------|
| 1     | $L=207$ мГн     |              |               |
| 2     | $C_1=3,3$ нФ    | $C_2=2,2$ нФ |               |
| 3     | $R_1=300$ Ом    | $R_2=750$ Ом | $R_3=3000$ Ом |

*Задание 1.* Перед началом измерений собрать контур из конденсатора  $C_1$  и катушки индуктивности  $L$ , для чего соединить клеммы  $K_3$  с  $K_8$ . Такой контур можно считать идеальным, т.к.  $R \approx 0$ . После этого включить осциллограф в сеть ручкой «сеть» и после прогрева прибора в течение 3-5 минут вывести осциллограмму колебаний на середину экрана симметрично относительно оси  $X$  ручками смещения по оси  $X$  и  $Y$ . Определить период свободных колебаний

$$T = C_x \cdot X_T$$

где  $C_x$  – чувствительность осциллографа по оси  $X$ ,

$X_T$  – длина отрезка, выраженная в сантиметрах или делениях сетки, соответствующая периоду колебаний.

*Задание 2.* Собрать контур из конденсатора  $C_1$ , катушки индуктивности  $L$  и сопротивления  $R_1$ , для чего соединить клеммы  $K_3$  и  $K_5$ . По осциллограмме определить:

а) логарифмический декремент затухания:

$$\Delta_1 = \ln \frac{Y_1}{Y_2}; \Delta_2 = \ln \frac{Y_2}{Y_3}; \Delta_3 = \ln \frac{Y_3}{Y_4}$$

где  $Y_i$  – длины отрезков, соответствующие амплитудам колебаний (см. рис.10.3)

$$\Delta_{cp} = \frac{\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3}{3}$$

б) коэффициент затухания  $\beta$ :  $\beta = \frac{\Delta_{cp}}{T}$

т.к.  $\frac{R^2}{4L^2} \ll \frac{1}{LC}$ , изменением периода  $T$  можно пренебречь и использовать экспериментальный результат из задания 1.

в) добротность контура  $Q$ :  $Q = \frac{\pi}{\Delta_{cp}}$

Результаты эксперимента сравните с теоретическим расчетом.

Теоретический расчет проводить согласно формулам:

$$T = 2\pi\sqrt{LC_1}; \quad \beta = \frac{R_1}{2L}; \quad \Delta = \beta T; \quad Q = \frac{1}{R_1} \sqrt{\frac{L}{C_1}}$$

*Задание 3.* Собрать контур из конденсатора  $C_1$ , катушки индуктивности  $L$  и сопротивления  $R_2$ , для чего соединить клеммы  $K_3$  и  $K_6$ . Повторить измерения из задания 2.

Результаты эксперимента и расчетов занести в таблицу 10.2.

Таблица 10.2.

|  | Т, мкс | $\beta$ , Гц | $\Delta$ | Q |
|--|--------|--------------|----------|---|
| Теоретический расчет (L-C <sub>1</sub> -R <sub>1</sub> )         |        |              |          |   |
| Экспериментальные результаты (L-C <sub>1</sub> -R <sub>1</sub> ) |        |              |          |   |
| Экспериментальные результаты (L-C <sub>1</sub> -R <sub>2</sub> ) |        |              |          |   |

*Задание 4.* Рассчитать критическое сопротивление контура, используя формулу  $R_{кр} = 2\rho = 2\sqrt{\frac{L}{C_1}}$ . Собрать контур из конденсатора  $C_1$ , катушки индуктивности  $L$  и сопротивления  $R_2+R_3$ , для чего соединить клеммы  $K_3$  и  $K_7$ . Наблюдать затухающий процесс близкий к апериодическому.

Контрольные вопросы:

1. Из каких элементов состоит колебательный контур?
2. Какие колебания называются свободными?
3. Какой колебательный контур называется идеальным? Как определяется энергия идеального колебательного контура?

4. Запишите, как определяются значения собственной циклической частоты контура  $\omega_0$  и периода незатухающих колебаний  $T$ .
5. Запишите дифференциальные уравнения незатухающих и затухающих свободных колебаний в электрическом контуре.
6. Почему свободные колебания затухают в реальных контурах?
7. Как определяются основные характеристики затухающих колебаний: коэффициент затухания  $\beta$ , частота  $\omega$ , период  $T$ , логарифмический декремент затухания  $\Delta$ ?
8. По какому закону изменяется амплитуда затухающих колебаний?
9. Физический смысл добротности контура  $Q$ .
10. Чему равно волновое и критическое сопротивление контура?

Литература:

1. Методические указания к работе.
2. И.В. Савельев. Курс общей физики, т.2, М., Наука 1982 г. § 88-90.
3. И.И. Наркевич, Э.И. Волмянский, С.И. Лобко. Физика для ВТУЗов, Минск, «Вышэйшая школа» 1994 г.
4. Г.А. Зисман, О.М. Тодес. Курс общей физики, т.2, Киев, «Дніпро», 1994 г.

## 11. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

### Цель работы:

Исследовать влияние параметров колебательного контура на его амплитудно-частотные и резонансные характеристики.

### Приборы и принадлежности:

1. Генератор переменного напряжения
2. Вольтметр
3. Частотомер
4. Электрическая схема L-C-R контура

### 11.1. Теоретическое введение

Чтобы в электрическом колебательном контуре возбудить *вынужденные колебания*, нужно включить последовательно с элементами L-C-R контура источник переменной э.д.с. или подать переменное напряжение  $U = U_m \cos \omega t$ .

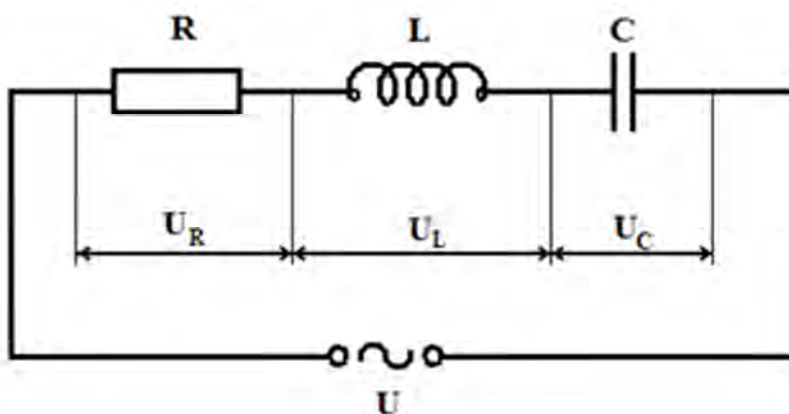


Рис.11.1. Последовательный L-C-R контур с источником переменного напряжения.

Второе правило Кирхгофа для такого контура будет иметь вид:

$$IR + \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} + U_m \cos \omega t \quad (11.1)$$

Разделив это выражение на  $L$  и заменив ток  $I$  через  $\dot{q}$ , а  $\frac{dI}{dt}$  через  $\ddot{q}$ , получим дифференциальное уравнение вынужденных колебаний:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t \quad (11.2)$$

Здесь  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$  и  $\beta = \frac{R}{2L}$ , где  $\omega_0$  – циклическая частота собственных незатухающих колебаний,  $\beta$  – коэффициент затухания.

В первые моменты времени после замыкания цепи будут возбуждаться колебания сложной формы, которые представляют собой сумму затухающих ( $q_c$ ) и вынужденных незатухающих ( $q_e$ ) колебаний, происходящих с разными частотами  $\omega_1$  и  $\omega$ , где  $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  – частота затухающих колебаний, а  $\omega$  – частота источника переменного напряжения. Тогда при условии, что  $\beta \ll \omega_0$  решение дифференциального уравнения имеет вид:

$$q = q_c + q_e = q_{m1} e^{-\beta t} \cos(\omega_1 t + \varphi) + q_{m2} \cos(\omega t - \psi) \quad (11.3)$$

График такого процесса представлен на рисунке 11.2.

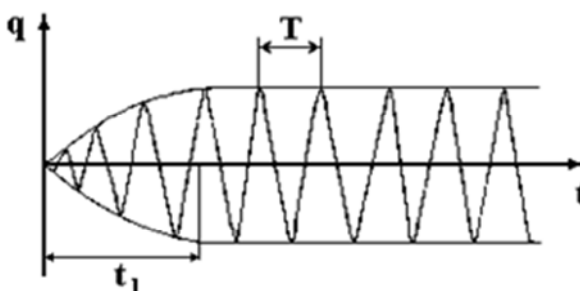


Рис.1.2. График процесса установления вынужденных колебаний.

С течением времени ( $t_1$ ) собственные колебания будут затухать, тем быстрее, чем больше коэффициент затухания  $\beta$ , после чего реализуются только установившиеся вынужденные колебания. Следовательно, по истечении времени  $t_1$  первым слагаемым в выражении (3) можно пренебречь. Тогда установившиеся вынужденные колебания описываются уравнением

$$q \approx q_m \cos(\omega t - \psi) \quad (11.4)$$

где  $q_m = \frac{U_m}{L\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta^2\omega^2}}$ ,  $tg\psi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$  - амплитуда и начальная фаза

колебаний соответственно.

Подставив значения  $\omega^2 = \frac{1}{LC}$  и  $\beta = \frac{R}{2L}$  получаем:

$$q_m = \frac{U_m}{\omega\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (11.5)$$

$$tg\psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (11.6)$$

где  $\omega L = X_L$ ,  $\frac{1}{\omega C} = X_C$  - реактивные сопротивления катушки индуктивности и конденсатора соответственно.

Взяв производную по времени от заряда (11.4)  $q$  найдем силу тока в контуре:

$$I = -\omega q_m \sin(\omega t - \psi) = I_m \cos\left(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}\right),$$

где амплитуда силы тока определяется выражением

$$I_m = \omega q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (11.7)$$

Тогда запишем  $I = I_m \cos(\omega t - \varphi)$ , где  $\varphi = \left(\psi - \frac{\pi}{2}\right)$  - сдвиг по фазе между током и приложенным напряжением.

Представим выражение (11.1) в виде:

$$IR + \frac{q}{C} + L \frac{dI}{dt} = U_m \cos \omega t$$

где  $IR = U_R$  - напряжение на активном сопротивлении,

$\frac{q}{C} = U_C$  - напряжение на конденсаторе,

$L \frac{dI}{dt} = U_L$  - напряжение на индуктивности.

Тогда выражение (11.1) можно переписать в виде:

$$U_R + U_C + U_L = U_m \cos \omega t \quad (11.8)$$

Таким образом, сумма напряжений на отдельных элементах контура равна в каждый момент времени напряжению, приложенному извне (рис. 11.1). Определим значения напряжений на каждом элементе контура:

$$U_R = RI_m \cos(\omega t - \varphi), \text{ где } U_{Rm} = RI_m \quad (11.9)$$

Разделив выражение (11.4) на емкость  $C$ , получим напряжение на конденсаторе:

$$U_C = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \psi) \quad (11.10)$$

Здесь амплитуда напряжения на конденсаторе

$$U_{Cm} = \frac{q_m}{C} = \frac{U_m}{\omega C \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} = \frac{I_m}{\omega C} \quad (11.11)$$

Умножив производную функции (11.7) на  $L$ , получим напряжение на индуктивности:

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = -\omega LI_m \sin(\omega t - \varphi) = U_{Lm} \cos(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}) \quad (11.12)$$

Здесь амплитуда напряжения на катушке индуктивности

$$U_{Lm} = \omega LI_m \quad (11.13)$$

Из выражений (11.5), (11.7), (11.9), (11.11), (11.13) видно, что значения амплитуд заряда, тока и напряжений зависят от значения частоты внешнего источника. *Явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний в колебательном контуре – называется резонансом, а частота, при которой это явление наблюдается – резонансной.* Резонансная частота для амплитуды заряда  $q_m$  и напряжения на конденсаторе  $U_{Cm}$  равна

$$\omega_{q\text{рез}} = \omega_{U\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \leq \omega_0 \quad (11.14)$$

Резонансные кривые для  $U_{Cm}$  изображены на рисунке 11.3а (резонансные кривые для амплитуды заряда  $q_m$  имеют такой же вид).

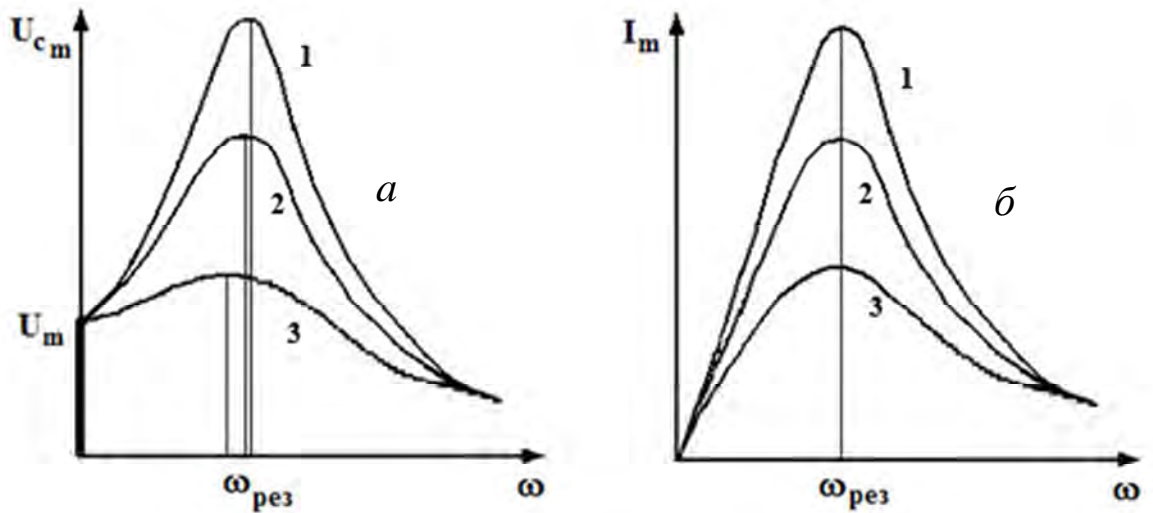


Рис.11.3. Зависимость амплитуды напряжения на конденсаторе (а) и амплитуды силы тока (б) от частоты источника для разных коэффициентов затухания  $\beta_1 < \beta_2 < \beta_3$ .

При  $\omega \rightarrow 0$  резонансные кривые сходятся в одной точке с ординатой  $U_{cm} = U_m$ , равной напряжению, возникающему на конденсаторе при подключении его к источнику постоянного напряжения  $U_m$ . Максимум при резонансе получается тем выше и острее, чем меньше коэффициент затухания  $\beta = \frac{R}{2L}$ , т.е. чем меньше активное сопротивление и больше индуктивность контура.

Резонансные кривые для силы тока изображены на рисунке 11.3б. Амплитуда силы тока имеет максимальное значение при  $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$ . Следовательно, резонансная частота для силы тока совпадает с собственной частотой контура  $\omega_0$

$$\omega_{рез} = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (11.15)$$

Такое состояние контура называется резонансом напряжений. При резонансе:

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}, \quad (11.16)$$

т.е. индуктивные и емкостные сопротивления равны. А при  $\omega \rightarrow 0$ , амплитуда силы тока также стремится к нулю, т.к. при постоянном напряжении установившийся ток в цепи с конденсатором течь не может.

При малом затухании (при  $\beta^2 \ll \omega_0^2$ ) резонансную частоту для напряжения на конденсаторе можно считать равной  $\omega_0$ , соответственно  $\omega_{рез}L - \frac{1}{\omega_{рез}C} \approx 0$ . Тогда отношение амплитуды напряжения на конденсаторе при резонансе  $U_{Cтррез}$  к амплитуде внешнего напряжения  $U_m$  будет равно:

$$\frac{U_{Cтррез}}{U_m} = \frac{1}{\omega_0 CR} = \frac{\sqrt{LC}}{CR} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q. \quad (11.17)$$

*Здесь  $Q$  – добротность контура. Таким образом,  $Q$  показывает во сколько раз напряжение на конденсаторе при резонансе может превысить приложенные напряжения.*

Явление резонанса может использоваться для усиления входного напряжения или для выделения из сложного приложенного напряжения нужной частотной составляющей. Настроив контур на одну из частот  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и т. д. (т. е., подобрав соответствующим образом его параметры  $C$  и  $L$ ), можно получить на конденсаторе напряжение, в несколько раз превышающее величину данной входной составляющей, в то время как напряжение, создаваемое на конденсаторе другими составляющими, будет слабым. Такой процесс имеет место, например, при настройке радиоприемника на нужную частоту.

*Диапазон частот, в пределах которого мощность электрического сигнала отличается от максимума не более чем в 2 раза, называется полосой пропускания контура (см. рис.11.4а). В этом диапазоне допускается использование колебательного контура. Принято считать, что, так как мощность пропорциональна квадрату тока (напряжения), то на границах полосы пропускания (рис.11.4а) величина тока (напряжения) составляет  $\frac{I_{max}}{\sqrt{2}}$  ( $\frac{U_{max}}{\sqrt{2}}$ ).*

$$\frac{I_m}{I_{max}} = \frac{\frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}}{\frac{U_m}{R}} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (11.18)$$

Принимая во внимание преобразования:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = \omega L \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right) = \omega L \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)$$

при частотах, близких к резонансной, когда  $\omega \approx \omega_0$  и  $\omega + \omega_0 \approx 2\omega_0$ ,

получаем

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{L} = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} RQ$$

Теперь отношение (11.18) примет вид:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}} \quad (11.19)$$

Отсюда полоса пропускания:  $\Pi = 2\Delta\omega = \omega_0/Q$  или  $\Pi = 2\Delta\nu = \nu_0/Q$ .

Очевидно, полоса пропускания контура тем уже, а резонансная кривая тем острее, чем выше добротность контура.

*Отношение напряжения на конденсаторе (выходного напряжения)  $U_{Cm}$  к входному напряжению  $U_m$  называется коэффициентом передачи напряжения*

$$K = \frac{U_{Cm}}{U_m} = \frac{1}{\omega C \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} \quad (11.20)$$

Зависимость коэффициента передачи от частоты источника питания называется *амплитудно-частотной характеристикой* контура. Если амплитуду входного напряжения поддерживать постоянной и равной одному вольту, зависимость напряжения, снимаемого с контура  $U_{Cm}$ , от частоты, выражаемой формулой (11.20), будет представлять амплитудно-частотную характеристику контура, вид такой характеристики представлен на рисунке 11.4б.

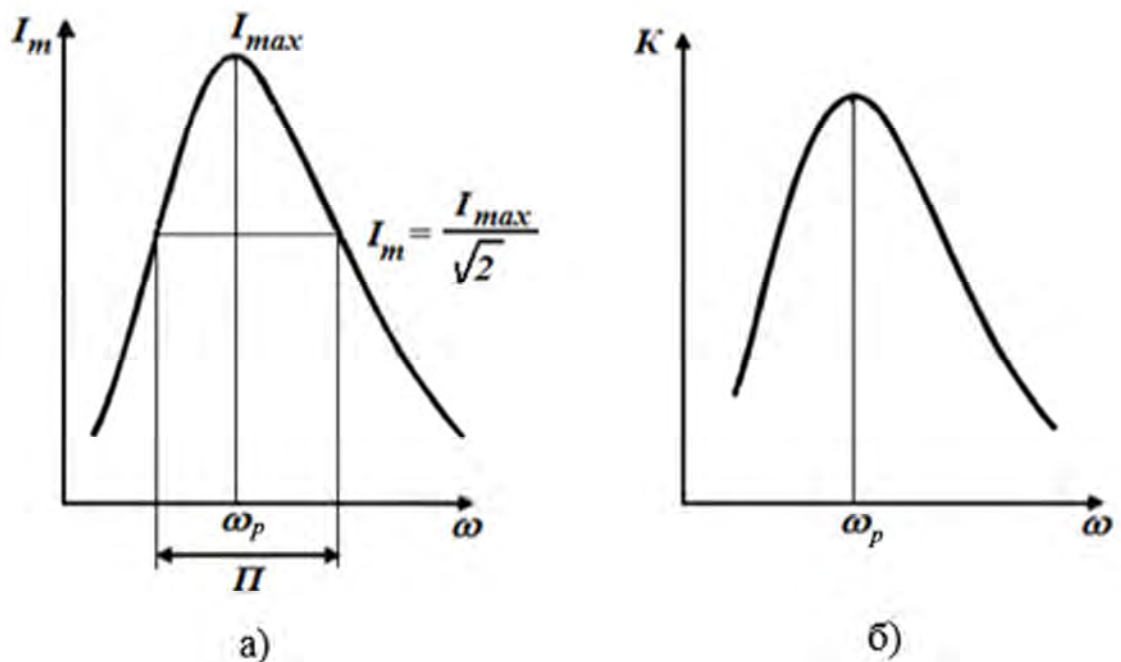


Рис.11.4. а) полоса пропускания контура; б) амплитудно-частотная характеристика контура  $\omega_p$  – резонансная частота.

## 11.2. Порядок выполнения работы

### 11.2.1. Расчетная часть

По данным в таблице 1 значениям  $L$ ,  $C$ ,  $R$  элементов контура рассчитать частоту свободных колебаний  $\nu_{0\text{теор}}$ , добротность  $Q_{\text{теор}}$  и полосу пропускания  $\Pi_{\text{теор}}$  для двух случаев:

- а) без включения добавочного сопротивления  $R_{\text{доб}}=0$
- б) с включением добавочного сопротивления последовательно с элементами контура  $R_{\text{доб}} = R = 34 \text{ Ом}$ , где  $R = 34 \text{ Ом}$  - сопротивление контура.

Результаты расчетов занести в таблицу 11.1.

Расчет производить согласно формулам:

$$\nu_{0\text{теор}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}; \quad Q_{\text{теор}} = \frac{1}{R + R_{\text{доб}}} \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad \Pi_{\text{теор}} = \frac{\nu_{\text{теор}}}{Q_{\text{теор}}}$$

Таблица 11.1

| Параметры контура      |          |         |         | Результаты расчета         |                   |                         | Результаты эксперимента    |                   |                         |
|------------------------|----------|---------|---------|----------------------------|-------------------|-------------------------|----------------------------|-------------------|-------------------------|
| $R_{\text{доб}}$<br>Ом | L<br>мГн | C<br>нФ | R<br>Ом | $\nu_{0\text{теор}}$<br>Гц | $Q_{\text{теор}}$ | $P_{\text{теор}}$<br>Гц | $\nu_{0\text{эксп}}$<br>Гц | $Q_{\text{эксп}}$ | $P_{\text{эксп}}$<br>Гц |
| 0                      | 8,37     | 113,2   | 34      |                            |                   |                         |                            |                   |                         |
| 34                     |          |         |         |                            |                   |                         |                            |                   |                         |

### 11.2.2. Экспериментальная часть

Проверить правильность сборки контура, руководствуясь рисунком 11.5.

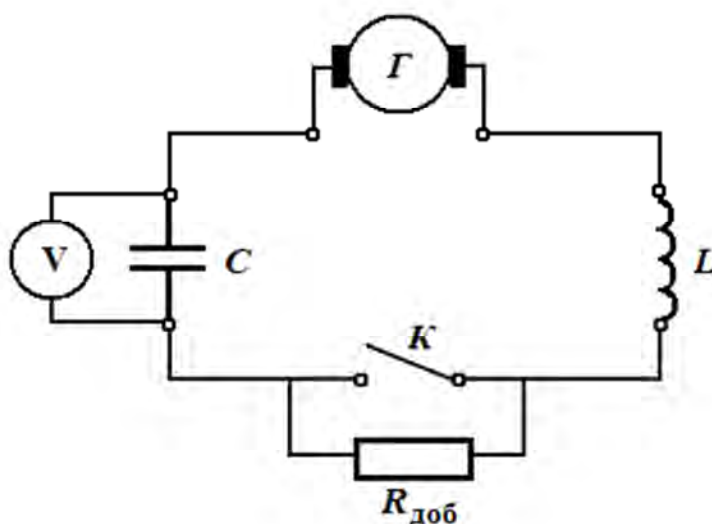


Рис.11.5. Схема установки.

Установить:

- кнопчным переключателем пределов измерения на вольтметре верхний предел измерения 10 В;
- диапазон частот генерируемых колебаний 2 кГц-20 кГц;
- выходное напряжение генератора 1 В с помощью регулятора выхода (на вольтметре 1 В соответствует по нижней шкале 10)
- переключатель "вольтметр" — в крайнем правом положении.
- включить установку и, изменяя частоту сигнала, измерить напряжение в области резонанса для случаев  $R_{\text{доб}}=0$  и  $R_{\text{доб}} = 34\text{Ом}$ .
- данные занести в таблицу 11.2.

Таблица 11.2

| $R_{\text{доб}}$ | Результаты опыта |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|------------------|------------------|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| 0 Ом             | $\nu$ , кГц      |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|                  | $U_C$ , В        |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| 34 Ом            | $\nu$ , кГц      |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|                  | $U_C$ , В        |  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |

По данным таблицы 11.2 построить две амплитудно-частотные характеристики при  $R_{\text{доб}}=0$  и  $R_{\text{доб}} = 34$  Ом (примерный вид кривых изображен на рисунке 11.6). По ним определить резонансные частоты  $\nu_{0\text{эксп}}$ , приблизительно равные частоте свободных колебаний, полосы пропускания контура  $\Pi_{\text{эксп}}$ . Рассчитать добротности  $Q_{\text{эксп}} = \frac{\nu_{0\text{эксп}}}{\Pi_{\text{эксп}}}$ . Результаты эксперимента занести в таблицу 11.1 и сравнить с теоретическими расчетами.

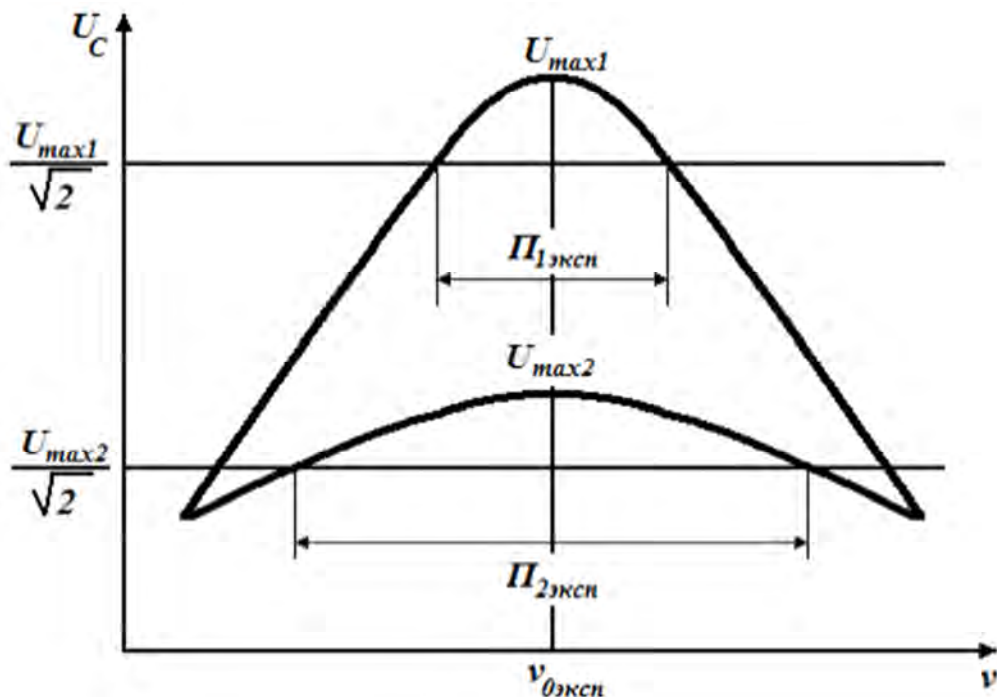


Рис.11.6. Амплитудно-частотные характеристики контура.

Контрольные вопросы:

1. Какие колебания называют вынужденными?

2. Запишите дифференциальное уравнение вынужденных колебаний и его решение для установившихся колебаний.
3. От чего зависит амплитуда вынужденных колебаний?
4. Какое явление в колебательном контуре называют резонансом?
5. Что называется амплитудно-частотной характеристикой контура?
6. Что называется резонансной кривой контура?
7. Как определяются следующие параметры: резонансная частота контура; добротность контура; полоса пропускания контура?
8. Где применяется явление резонанса?

Литература:

1. Методические указания к работе.
2. И. В. Савельев "Курс общей физики" Т.2, М., Наука 1982 г. §101, стр. 364—369
3. И.И. Наркевич, Э.И. Волмянский, С.И. Лобко. Физика для ВТУЗов, Минск, «Вышэйшая школа» 1994 г.

## 12. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

### Цель работы:

1. Изучить закономерности движения заряженных частиц в электрическом и магнитных полях.
2. Определить удельный заряд электрона методом магнетрона.

### Приборы и принадлежности:

1. Стабилизатор напряжения ТЭС-9.
2. Блок питания универсальный.
3. Вольтметр универсальный В7-27А/І.
4. Лампа-диод.
5. Соленоид.

### Указания по технике безопасности:

1. Не включать схему под напряжение без предварительной проверки преподавателем или лаборантом.
2. Приборы в работе питаются от сети переменного тока напряжением 220 В. Не разрешается выполнять работу при повреждённой изоляции наружных соединительных проводов.
3. Не делать переключений в схеме, находящейся под напряжением.
4. Не закорачивать клеммы.
5. Внимание! Для выполнения трех измерений анодного тока достаточно 3-5 минут. Более 3-5 минут лампу держать под напряжением нельзя!

### 12.1. Изучение закономерностей движения заряженных частиц в электрическом и магнитном полях

На заряженные частицы (электроны, ионы), движущиеся в электрическом и магнитном полях, действуют определённые силы, которые изменяют их траекторию. Воздействуя на потоки электронов и ионов

электрическими и магнитными полями, можно управлять этими потоками, т. е. изменять их величину и направление движения. Эти явления лежат в основе действия многих приборов (осциллографов, электронных микроскопов, ускорителей заряженных частиц, телевизионных трубок).

В случае если частица, обладающая зарядом  $e$ , движется в пространстве, где имеется электрическое поле напряженностью  $\vec{E}$  и магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$ , то на неё действует результирующая сила  $\vec{F}$ , равная геометрической сумме силы  $\vec{F}_e = e\vec{E}$ , действующей на частицу со стороны электрического поля и силы Лоренца  $\vec{F}_m = e[\vec{v} \times \vec{B}]$ , действующей со стороны магнитного поля:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (12.1)$$

Рассмотрим закономерности движения заряженных частиц отдельно в электрическом поле и магнитном поле.

#### 12.1.1. Движение заряженных частиц в однородном электрическом поле

При отсутствии магнитного поля ( $B=0$ ) на заряженную частицу с зарядом  $e$ , находящуюся в электрическом поле, действует только сила:

$$\vec{F} = e\vec{E}. \quad (12.2)$$

Под действием этой силы электрон, имеющий отрицательный заряд  $-e$ , перемещается в направлении, обратном направлению вектора  $\vec{E}$ , поэтому  $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ . Величина элементарного заряда  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

Пусть электрическое поле создаётся между пластинами плоского конденсатора (рис. 12.1). Если зазор  $d$  между пластинами мал по сравнению с их длиной  $\ell$ , то краевыми эффектами можно пренебречь и считать электрическое поле  $\vec{E}$  между пластинами однородным, напряжённость которого  $E = U/d$ , где  $U$  - разность потенциалов между пластинами конденсатора. Рассмотрим траекторию электрона, влетающего со скоростью  $\vec{v}_0$  в однородное электрическое поле между пластинами плоского конденсатора перпендикулярно направлению поля.

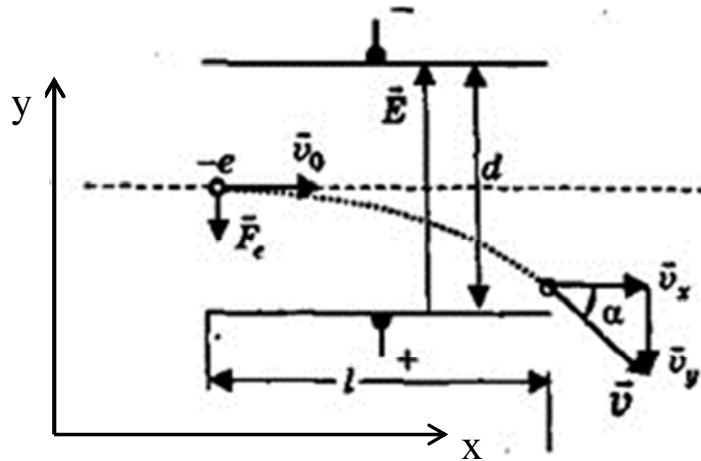


Рис. 12.1 Траектория движения электрона в поле плоского конденсатора.

На электрон действует сила  $\vec{F}_e$ . Горизонтальная составляющая этой силы равна нулю, поэтому и составляющая скорости  $v_x$  остаётся постоянной и равной  $v_0$ . Следовательно, координата  $x$  электрона определяется как:

$$x = v_0 t, \quad (12.3)$$

где  $t$  - время пролета электрона между пластинами. Вдоль оси  $y$  на электрон действует сила  $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ . Под действием этой силы электрон перемещается в вертикальном направлении с постоянным ускорением  $\vec{a}$ , которое согласно второму закону Ньютона равно:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}_e}{m} = -\frac{e}{m} \vec{E}. \quad (12.4)$$

В проекциях на направление оси  $y$  ускорение  $a = \frac{F_e}{m} = -\frac{e}{m} E$ . С ускорением  $\vec{a}$  электрон движется в течении времени  $t$  пролета пути  $\ell$  между пластинами:

$$t = \frac{\ell}{v_0}. \quad (12.5)$$

За это время электрон приобретает вертикальную составляющую скорости:

$$v_y = \frac{dy}{dt} = at = -\frac{e}{m} Et. \quad (12.6)$$

Отсюда, изменение координаты  $y$  электрона будет равно:

$$dy = -\frac{e}{m} E t dt, \quad (12.7)$$

а полное отклонение электрона по оси  $y$  и от первоначального направления:

$$y = \int_0^t dy = -\frac{e}{m} E \int_0^t t dt = -\frac{e}{m} E \frac{t^2}{2}. \quad (12.8)$$

Подставляя в (12.8) значение  $t$  из (12.3), получаем уравнение движения электрона между пластинами  $y = f(x)$  в виде:

$$y = -\frac{e}{m} \frac{E}{2v_0^2} x^2. \quad (12.9)$$

Это выражение представляет собой уравнение параболы. Направление результирующей скорости  $\vec{v} = \vec{v}_x + \vec{v}_y$  электрона, вылетающего из поля между пластинами, составляет угол  $\alpha$  с направлением начальной скорости  $\vec{v}_0$  (рис. 12.1a). С учетом (12.5) и (12.6), угол отклонения  $\alpha$  электрона равен:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_x} = \frac{v_y}{v_0} = -\frac{e}{m} E \frac{\ell}{v_0^2}. \quad (12.10)$$

Таким образом, смещение электрона, как и любой другой заряженной частицы в электрическом поле, пропорционально напряженности электрического поля и зависит от величины удельного заряда  $e/m$  частицы.

### 12.1.2. Движение заряженных частиц в однородном магнитном поле

Рассмотрим теперь другой частный случай, когда электрическое поле отсутствует ( $E = 0$ ), но имеется магнитное поле. Предположим, что электрон, обладающий начальной скоростью  $\vec{v}_0$ , попадает в однородное магнитное поле с индукцией  $\vec{B}$ , направленное перпендикулярно  $\vec{v}_0$  (рис.12.2). Магнитное поле воздействует на электрон с силой  $\vec{F}_m$ , величина которой определяется соотношением Лоренца (12.1):

$$\vec{F}_m = -e[\vec{v}_0 \times \vec{B}]. \quad (12.11)$$

Направление силы Лоренца можно определить по правилам вычисления векторного произведения векторов или по правилу “левой руки” с учетом знака заряда частицы. Сила Лоренца всегда перпендикулярна вектору скорости. Работа такой силы равна нулю и, следовательно, абсолютное значение скорости, а значит, и энергия частицы остаются постоянными при

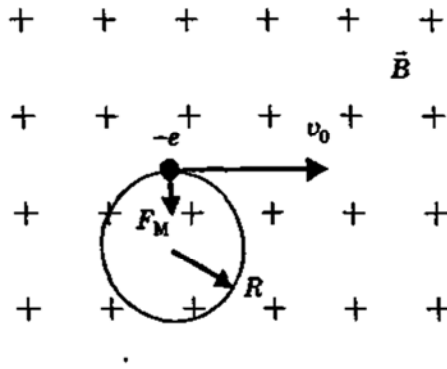


Рис.12.2 Траектория движения электрона в однородном магнитном поле при  $\vec{B}$ , направленном перпендикулярно  $\vec{v}_0$ .

движении. Так как скорость частицы  $\vec{v}_0$  не изменяется, то величина силы:

$$F_m = e v_0 B. \quad (12.12)$$

остаётся постоянной. Эта сила, будучи перпендикулярной направлению движения, является центростремительной силой. Но движение под действием постоянной по величине центростремительной силы есть движение по окружности. Радиус  $R$  этой окружности определяется из условия:

$$m \frac{v_0^2}{R} = e v_0 B, \quad (12.13)$$

откуда  $R = \frac{m v_0}{e B}$ .

Если зона действия магнитного поля ограничена, а скорость электрона достаточно высока, то электрон будет двигаться по дуге окружности и вылетать из магнитного поля, изменив направление своего движения. Угол отклонения  $\beta$  рассчитывается так же, как и для электрического поля и равен:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{e}{m} B \frac{\ell}{v_0}, \quad (12.14)$$

где  $\ell$  в данном случае – протяжённость зоны действия магнитного поля. Видно, что угол отклонения  $\beta$  частицы в магнитном поле пропорционален  $B$  и  $e/m$ .

В общем случае, когда направление скорости  $\vec{v}_0$  заряженной частицы  $e$  составляет угол  $\alpha$  (произвольный) с вектором индукции  $\vec{B}$  магнитного поля, сила Лоренца равна:

$$F_m = e v_0 B \sin \alpha. \quad (12.15)$$

При таком движении скорость частицы  $\vec{v}_0$  удобно разложить на две составляющие - параллельную вектору  $\vec{B}$  ( $v_r = v_0 \cos \alpha$ ) и перпендикулярную ему ( $v_n = v_0 \sin \alpha$ ) (рис. 12.3)

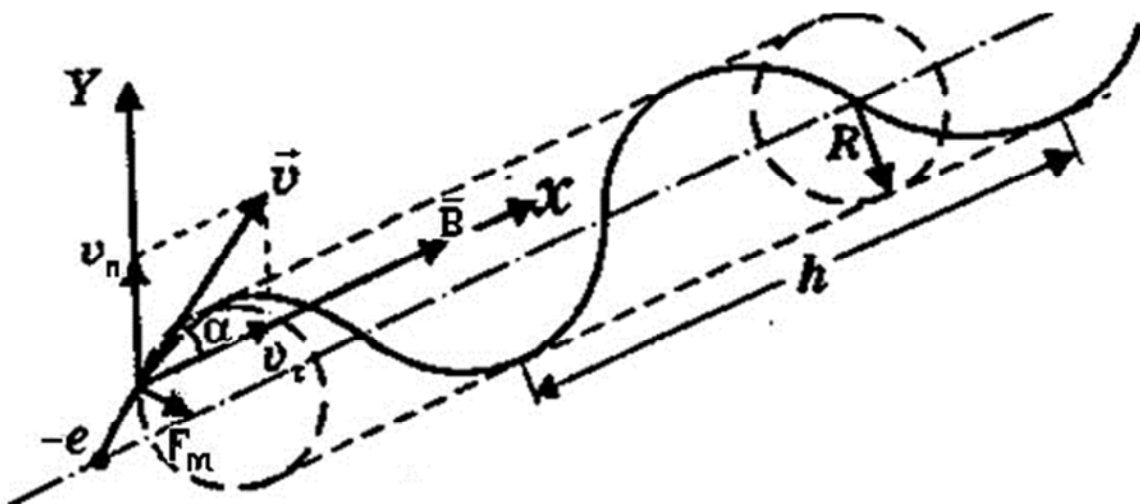


Рис.12.3 Траектория движения электрона в однородном магнитном поле при произвольном  $\alpha$ .

В таком случае частица одновременно участвует в двух движениях; она равномерно вращается со скоростью  $v_n$  (вызванной действием силы Лоренца) по окружности радиуса:

$$R = \frac{v_n}{\frac{e}{m} B} = \frac{v_0 \sin \alpha}{\frac{e}{m} B} \quad (12.16)$$

и движется поступательно с постоянной скоростью  $v_r$  (обусловленной движением по инерции) в направлении, перпендикулярном плоскости вращения. Поэтому траектория заряженной частицы представляет собой цилиндрическую спираль или винтовую линию, ось которой совпадает с линией индукции магнитного поля. Период обращения частицы:

$$T = \frac{2\pi R}{v_n} = \frac{2\pi}{B} (e/m)^{-1}, \quad (12.17)$$

а частота:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{v_n}{R} = \frac{e}{m} B. \quad (12.18)$$

Радиус витков выражается формулой (12.16), а расстояние между соседними витками (шаг винтовой линии) равно:

$$h = v_r T = \frac{2\pi}{B} (e/m)^{-1} v_0 \cos \alpha. \quad (12.19)$$

## 12.2. Методы определения удельного заряда электрона

Выше было показано, что отклонение, испытываемое заряженными частицами в электрическом и магнитном полях, зависит от величины удельного заряда частицы. Поэтому, измеряя это отклонение, можно определить  $e/m$ .

Если известна начальная скорость, то для определения  $e/m$  достаточно измерить величину отклонения частицы либо в электрическом, либо в магнитном полях и по формулам (12.10) или (12.14) рассчитать  $e/m$ .

Если же скорость частицы неизвестна, то для определения  $e/m$  требуется применение и электрического и магнитного отклонения.

1. Примером методов первой группы определения удельного заряда может служить *метод магнитной фокусировки*. Схема опыта показана на рис.4. Электроны, эмитируемые катодом  $K$ , ускоряются электрическим полем, созданным между катодом и диафрагмой  $D_1$ . Диафрагма  $D_1$  имеет круглое отверстие, центр которого совпадает с осью пучка.

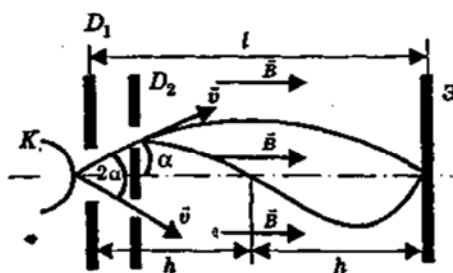


Рис. 12.4. Метод магнитной фокусировки.

Диафрагма  $D_2$  пропускает только те электроны, которые движутся по образующим конуса с углом раскрытия  $2\alpha$ . За диафрагмой  $D_2$  электроны движутся в зоне аксиального однородного магнитного поля с индукцией  $B$ , создаваемого соленоидом, и попадают на люминесцентный экран Э. Согласно выводам, полученным нами ранее, электроны в этом случае

движутся по цилиндрическим спиральям, причем период обращения (см.(12.17)) электрона не зависит ни от величины, ни от направления его начальной скорости, и определяется только величинами  $e/m$  и  $B$ . После каждого витка спирали электроны будут пересекать ось пучка на расстояниях  $h, 2h\dots$  от диафрагмы  $D_1$ , где  $h$  – шаг винтовой линии. В этих точках сечение пучка будет наименьшим, т.е. в них электронный пучок будет фокусироваться. Регулируя величину магнитного поля, можно добиться, чтобы фокусировка осуществлялась на экране Э, т.е. на расстоянии  $\ell$  от диафрагмы  $D_1$ . Условие фокусировки пучка на экране есть  $\ell = nh$ , где  $n = 1, 2, 3$ . Подставляя вместо  $h$  выражение (12.19), и учитывая, что скорость  $v_0$  электронов определяется напряжением  $U$ , приложенным между катодом  $K$  и диафрагмой  $D_1$ :

$$\frac{mv_0^2}{2} = eU.$$

Окончательно для  $\ell = nh$  имеем  $\ell = \frac{2\pi m \cos \alpha}{(e/m)} \frac{1}{B} = \frac{\pi m}{B} \cos \alpha \sqrt{\frac{8U}{(e/m)}}$ .

Отсюда  $e/m = (8\pi^2 n^2 U \cos^2 \alpha) / B^2 \ell^2$ . Измеряя  $U$  и  $B$ , при которых происходит фокусировка пучка на экране, можно определить  $e/m$ .

2. Определение удельного заряда электрона при воздействии на него электрического поля возможно путём изучения вольт-амперной характеристики (ВАХ) вакуумного диода. Зависимость анодного тока  $I_a$  диода от потенциала анода  $U_a$  устанавливается законом Богуславского - Лэнгмюра или законом 3/2:

$$I_a = CU_a^{3/2},$$

где  $C$  зависит от формы и размеров электродов диода. В частности, для диода с плоскими электродами:

$$C = \frac{4}{9} \frac{\epsilon_0}{Sd^2} \sqrt{\frac{2e}{m}}, \quad (12.19)$$

где  $d$  - расстояние между катодом и анодом;  $S$  - площадь поверхности катода, равная площади поверхности анода;  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная.

Таким образом, определив с помощью вольтамперной характеристики вакуумного диода коэффициент  $C$ , можно, воспользовавшись формулой (12.19), определить отношение  $e/m$ .

3. Определение  $e/m$  в скрещенных электрическом и магнитном полях может быть выполнено также с помощью двухэлектродного электровакуумного прибора – диода. Этот метод известен в физике как *метод магнетрона*. Название метода связано с тем, что используемая в диоде конфигурация электрического и магнитного полей идентична конфигурации этих полей в магнетронах – приборах, используемых для генерации электромагнитных колебаний в СВЧ области. Сущность метода состоит в следующем.

Пусть между цилиндрическим анодом  $A$  и цилиндрическим катодом  $K$  (рис.12. 5а), расположенным вдоль анода, приложена разность потенциалов  $U_a$ , создающая электрическое поле  $\vec{E}$ , направленное по радиусу от анода к катоду, а магнитное поле направлено перпендикулярно электрическому полю.

В отсутствии магнитного поля ( $B=0$ ) электроны под действием электрического поля  $\vec{E}$  между анодом и катодом движутся прямолинейно от катода к аноду (рис. 12.5б). При наложении слабого магнитного поля, направление которого параллельно оси электродов, траектория электронов искривляется под действием силы Лоренца, но они достигают анода. При некотором критическом значении индукции магнитного поля  $B = B_{кр}$ , траектория электронов искривляется настолько, что в момент достижения анода вектор их скорости направлен по касательной к аноду. И, наконец, при достаточно сильном магнитном поле, когда  $B > B_{кр}$ , электроны вообще не попадают на анод. Значение  $B_{кр}$  не является постоянной величиной для данного прибора и зависит от величины, приложенной между анодом и катодом разности потенциалов  $U_a$ .

Точный расчёт траектории движения электронов в магнетроне сложен, т.к. электрон движется в неоднородном радиальном электрическом поле. Однако, если радиус катода  $r$  много меньше радиуса анода  $b$ , то электрон описывает траекторию, близкую к круговой, т.к. напряжённость

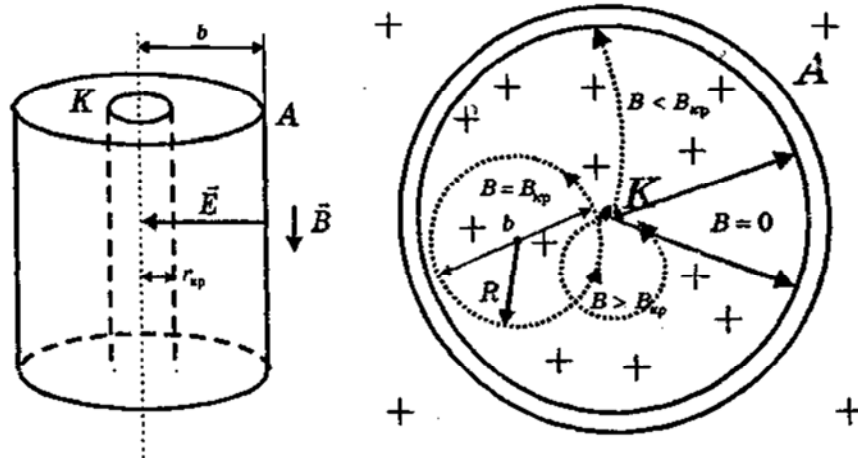


Рис. 12.5 Траектории движения электронов в магнетроне.

электрического поля, ускоряющего электроны, будет максимальной в прикатодной области. При  $B = B_{кр}$  радиус круговой траектории  $R$  электрона, как видно из рис.12.5, будет равен половине радиуса анода:  $R = b/2$ . Следовательно, согласно (12.16) имеем

$$\frac{b}{2} = \frac{v}{(e/m)B_{кр}}. \quad (12.21)$$

С другой стороны, кинетическая энергия электронов, находящихся вблизи анода, определяется разностью  $U_a$  потенциалов между анодом и катодом, т.к. в магнитном поле скорость не изменяется по величине, тогда из условия  $\frac{mv^2}{2} = eU_a$  получаем

$$v^2 = \frac{2eU_a}{m}. \quad (12.22)$$

Подставляя значение  $v$  из (12.22) в (12.21), получаем выражение для расчета удельного заряда электрона

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_a}{b^2 B_{кр}^2}. \quad (12.23)$$

Таким образом, для определения удельного заряда электрона методом магнетрона достаточно измерить анодную разность потенциалов  $U_a$ , радиус анода  $b$  и критическое значение индукции магнитного поля  $B_{кр}$ , при котором исчезает анодный ток.

Опыты по измерению удельного заряда  $e/m$  заряженных частиц привели к открытию самого существования электронов. С помощью представлений об электронах были также объяснены законы термоэлектронной эмиссии, фотоэлектрического эффекта, автоэлектронной эмиссии, электропроводность металлов. По изучению отклонения заряженных частиц в электрических и магнитных полях можно найти удельный заряд не только электронов, но и ионов. Зная массу ионов, можно найти и массу атомов исследуемого вещества. Поэтому измерение  $e/m$  для ионов газа является важным и точным методом определения атомных масс и широко применяется в современной физике. Для этой цели служат специальные приборы, получившие общее название *масс-спектрографов* (если положение пучков определяется фотографическим способом) или *масс-спектрометров* (при регистрации пучков электрическими методами).

### 12.3. Описание установки для определения удельного заряда электрона методом магнетрона

В данной лабораторной работе удельный заряд электрона определяется одним из рассмотренных методов - *методом магнетрона*. Для этого в лабораторной установке используется двухэлектродная лампа с цилиндрическим анодом и катодом. Катод лампы расположен на оси анода, как это показано на рис. 12.5. Между анодом и катодом приложена разность потенциалов, создающая радиальное электрическое поле  $\vec{E}$ . Электроны, испускаемые катодом, ускоряются этим полем и достигают анода. При наложении магнитного поля, вектор  $\vec{B}$  индукции которого перпендикулярен вектору  $\vec{E}$ , траектория электронов искривляется, и при некотором значении

$B = B_{кр}$  (при заданном  $U_a$ ) ток  $I_a$  через лампу должен резко спадать до нуля, как показано пунктирной линией на графике зависимости  $I_a$  от  $B$  (рис. 12.6), если начальная скорость всех электронов одинакова.

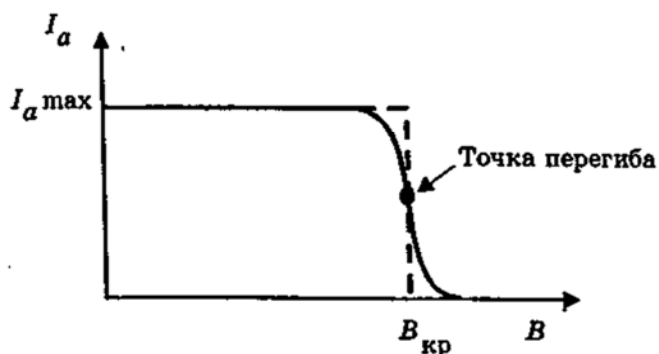


Рис. 12.6. Зависимость  $I_a$  от  $B$ .

На самом деле электроны, испускаемые катодом, обладают различными начальными скоростями, и анодный ток уменьшается не мгновенно, а плавно (сплошная линия на рис. 12.6). Поэтому в качестве  $B_{кр}$  принимают значение индукции магнитного поля соответствующее точке перегиба кривой зависимости  $I_a = f(B)$ .

Электрическая схема лабораторной установки приведена на рис.12.7. Двухэлектродная лампа помещается внутрь длинного соленоида  $L$ , создающего магнитное поле. Между анодом и катодом диода приложена разность потенциалов  $U_a$ , которая измеряется вольтметром  $V$ . Анодный ток  $I_a$  через диод измеряется микроамперметром. Катушка соленоида питается от источника постоянного тока. В цепи соленоида имеется также амперметр  $A$  для измерения тока  $I_c$  через соленоид. Катодом лампы является нить накала, которая питается током  $I_k$  от источника постоянного тока и является источником электронов.

Для определения удельного заряда  $e/m$  между анодом и катодом прилагается некоторая разность потенциалов  $U_a$  и измеряется зависимость анодного тока  $I_a$  от тока  $I_c$  соленоида:  $I_a = f(I_c)$ .

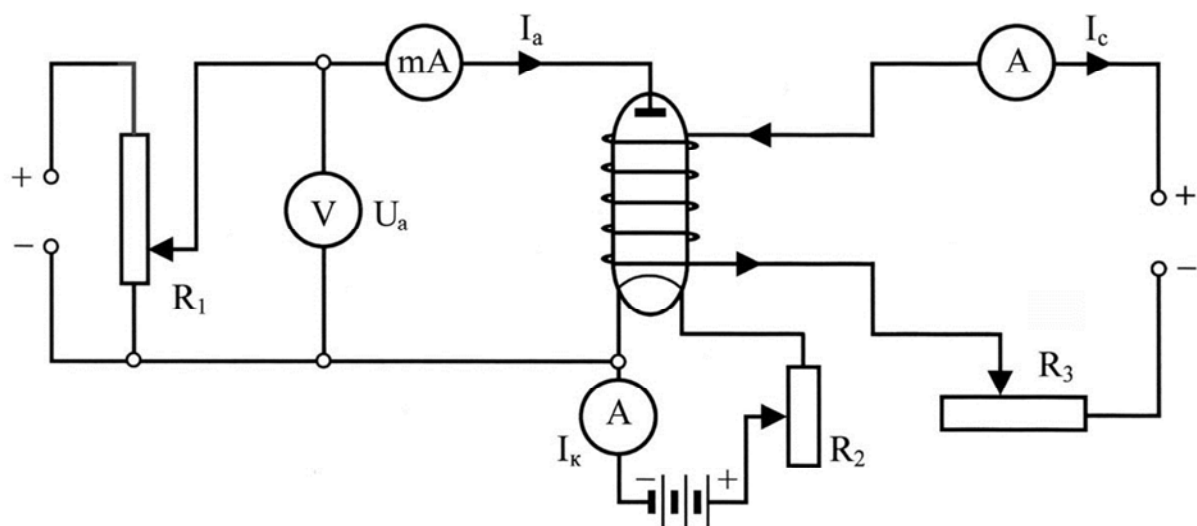


Рис. 12.7. Схема установки.

Строится график зависимости  $I_a = f(I_c)$  и по точке перегиба кривой определяется значение  $I_{кр}$ , соответствующее критическому значению индукции магнитного поля  $B_{кр}$ , которая определяется по формуле для расчета магнитного поля соленоида:

$$B_{кр} = k \cdot \mu_0 \cdot n \cdot I_{кр}, \quad (12.24)$$

где  $\mu_0$  - магнитная постоянная;  $n$  - число витков обмотки соленоида на единицу его длины;  $I_{кр}$  - ток через обмотку соленоида, при котором анодный ток уменьшается до величины, соответствующей точке перегиба;  $k$  - коэффициент, учитывающий линейные размеры соленоида.

Далее по формуле (12.23) рассчитывается величина удельного заряда электрона:

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_a}{b^2 B_{кр}^2} = \frac{8U_a}{b^2 (k\mu_0 n I_{кр})^2}. \quad (12.25)$$

#### 12.4. Порядок выполнения работы

1. Изучить электронную схему установки (рис.12.7)
2. Включить все источники питания:

- а) источник анодного напряжения лампы Б5-31 (предварительно установить  $U_A=10$  В);
- б) ТЭС-1300 К (комбинированный прибор, в котором одни из выводов используются для питания накала катода лампы  $U_H=5$  В, а другие выводы комбинированного прибора необходимы для подключения соленоида  $I_c$ ; на приборе ТЭС-13 00 К необходимо две ручки регулировки тока «Грубо» установить в крайнее левое положение, вращая их против часовой стрелки до упора.
- в) вольтметр В7-40 (на данной установке прибор используется для измерения значений тока соленоида  $I_c$ ). Замеры проводить прибором в режиме измерения постоянного тока «I=», т.е. необходимо, чтобы на панели прибора была включена индикаторная лампа «I=».

Все источники питания необходимо прогреть в течение 3-5 минут.

3. На измерительном стенде регулировкой «коррекция  $\mu A$ » установить показание микроамперметра анодного тока на максимально доступное целое число делений  $N_{max}=50$ .

4. Нажать и удерживать кнопку «Вкл. тока соленоида» на измерительном стенде и, плавно изменяя ток соленоида  $I_c$  (прибор ТЭС-1300 К, ручки «Грубо») добиться уменьшения анодного тока до  $N$  (значение  $N$  см. в таблице 12. 1). В этом случае ток соленоида соответствует критическому значению  $I_c = I_{кр}$ . Записать значение тока  $I_{кр}$  в таблицу 1 (прибор В7-40).

5. Отпустить кнопку «Вкл. тока соленоида» и убедиться, вернулось ли показание микроамперметра на измерительном стенде на  $N_{max}$  делений. Если нет, то повторить пп.3 - 5.

После проведения измерений на приборе ТЭС-1300К необходимо ручки «Грубо» регулировки тока  $I_c$  установить в крайнее левое положение, вращая их против часовой стрелки до упора.

6. Повторить пп. 3-5 для  $U_A=20$  В и  $U_A=30$  В.

7. Все результаты занести в таблицу 12.1.

8. Значение  $e/m$  рассчитывается по формуле (12.25), в которую подставляются параметры установки:

$\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$  Гн/м - магнитная постоянная;

$n = 6600 \text{ м}^{-1}$  - количество витков в расчете на 1м длины соленоида;

$k = 0,8$  - коэффициент размагничивания соленоида; он зависит от отношения длины соленоида к диаметру:  $k = ((l/d)^{-2} + 1)^{-1/2}$  (при  $l/d \rightarrow \infty k = 1$ )

$b = 0,005$  м - расстояние между катодом и анодом лампы.

9. Все коэффициенты из п.4 можно объединить в один коэффициент:

$C = 8/(k \cdot \mu_0 \cdot n \cdot b)^2 = 4,13 \cdot 10^8 \text{ м}^2/\text{Гн}^2$  и тогда формула (12.25) для расчета удельного заряда электрона принимает вид:

$$\frac{e}{m} = \frac{CU_a}{I_{кр}^2}. \quad (12.25a)$$

(Размерности левой и правой частей формулы (25a) эквивалентны: Кл/кг =  $(\text{м}^2/\text{Гн}^2) \cdot \text{В}/\text{А}^2$ , т.к. Гн= В·сек/А;). Результаты расчета занести в таблицу 12.1.

10. Вычислить среднее значение  $(e/m)_{cp}$ .

11. Вычислить абсолютные погрешности  $\Delta$  и среднюю абсолютную погрешность  $\Delta_{cp}$ .

12. Вычислить относительную погрешность  $\varepsilon = \frac{\Delta_{cp}}{(e/m)_{cp}} \cdot 100\%$ .

13. Записать результат  $\frac{e}{m} = ((e/m)_{cp} \pm \Delta_{cp})$  Кл/кг при  $\varepsilon = \dots\%$

Таблица 12.1.

| $U_A, \text{ В}$ | $N$ | $I_{кр}, \text{ А}$ | $e/m, \text{ Кл/кг}$ | $\Delta =  (e/m)_{cp} - e/m , \text{ Кл/кг}$ |
|------------------|-----|---------------------|----------------------|--|
| 10               | 45  |                     |                      |  |
| 20               | 28  |                     |                      |  |
| 30               | 20  |                     |                      |  |
|                  |     |                     | $e/m_{cp} =$         | $\Delta_{cp} =$                              |

### 12.5. Контрольные вопросы:

1. Какие силы действуют на заряженную частицу при её движении в электрическом и магнитном полях?
2. Какими величинами определяется отклонение электрона в электрическом (магнитном) поле?
3. По какой траектории движется электрон в однородном электрическом или магнитном поле?
4. Какие методы используются для определения удельного заряда заряженных частиц?
5. Как рассчитать напряжённость магнитного поля внутри соленоида?

### Литература:

1. Калашников СИ. Электричество, - М., Наука, 1977, с. 340-342, 435-451.
2. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под редакцией Л.А. Гальперина - М., Наука, 1978, с. 230-239.
3. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики.

### 13. ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: изучить физические основы и теорию эффекта Холла, экспериментально исследовать зависимость холловской разности потенциалов от силы тока в исследуемом образце полупроводника и индукции магнитного поля.

#### 13.1. Введение

Американский физик Эдвин Холл в 1879 году провел эксперимент, в котором пропускал постоянный электрический ток  $I$  через тонкую пластинку прямоугольной формы, изготовленную из золота, и измерял разность потенциалов  $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C$  между противоположными точками А и С (рис.13.1), расположенными на верхней и нижней гранях в одном и том же поперечном сечении исследуемого проводника. На рис.13.1 это сечение обозначено наклонной штриховкой. Перпендикулярные к направлению тока в проводнике плоскости являются эквипотенциальными, поэтому как и следовало ожидать, разность потенциалов между точками А и С оказалась равной нулю  $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = 0$ .

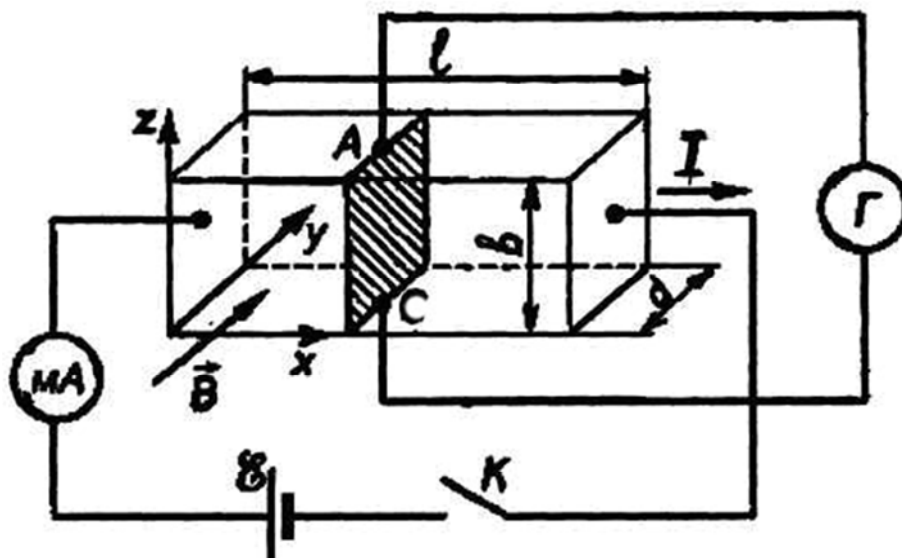


Рис. 13.1. Схема опыта по наблюдению эффекта Холла

Однако, когда Холл поместил исследуемый образец в однородное

магнитное поле, вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  которого был направлен перпендикулярно к его боковым граням, как показано на рис. 13.1, то потенциалы точек А и С стали разными. При прекращении воздействия магнитного поля на пластинку эта разность потенциалов становилась равной нулю.

*Возникновение поперечной разности потенциалов в проводнике с током, помещённом в однородное магнитное поле, перпендикулярное направлению электрического тока в проводнике, получило название эффект Холла, а возникающая в проводнике с током, помещённом в магнитное поле, поперечная разность потенциалов  $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = U_H$  была названа холловской разностью потенциалов или ЭДС Холла.*

Экспериментальные исследования, выполненные Холлом на тонких пластинках прямоугольной формы различной длины  $l$ , ширины  $b$  и толщины  $d$ , изготовленных из тонкой фольги из золота показали, что для всех образцов разность потенциалов  $\Delta\varphi$  между точками А и С пропорциональна силе тока  $I$ , индукции  $B$  магнитного поля и обратно пропорциональна толщине  $d$  пластинки:

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = U_H = \frac{R_H IB}{d} \quad (13.1)$$

где  $R_H$  – коэффициент пропорциональности, получивший название *постоянной Холла*.

Дальнейшие исследования показали, что эффект Холла наблюдается не только в пластинках из золота, но и в других твёрдых проводниках и полупроводниках. При этом изменение направления тока  $I$  или вектора индукции  $\mathbf{B}$  магнитного поля на противоположное вызывает изменение знака холловской разности потенциалов  $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = U_H$ , а числовое значение постоянной Холла  $R_H$  зависит от материала, из которого изготовлена пластинка, причем этот коэффициент для одних веществ имеет положительное значение, а для других – отрицательное.

### 13.2. Объяснение механизма возникновения холловской разности потенциалов.

В классической электронной теории электропроводности возникновение холловской разности потенциалов объясняется действием со стороны магнитного поля силы Лоренца на упорядоченно движущиеся носители тока в веществе.

Действительно, пусть ток  $I$  в исследуемой пластинке прямоугольной формы длиной  $l$ , шириной  $b$  и толщиной  $d$  (рис.13.1) обусловлен упорядоченным движением носителей тока – заряженных частиц, заряд которых равен  $e$ . Если их концентрация равна  $n$ , а средняя скорость их упорядоченного движения  $v$ , то сила тока  $I$  выразится формулой:

$$I = jS = envS = envbd , \quad (13.2)$$

где  $j = env$  – плотность тока;  $S = bd$  – площадь поперечного сечения пластинки;  $v$  – проекция вектора средней скорости  $\vec{v}$  упорядоченного движения носителей тока на ось  $OX$ , совпадающей с направлением тока  $I$ .

Формула (13.2) одинаково пригодна для носителей тока, имеющих как положительный так и отрицательный заряд. Действительно, если заряд частиц, образующих ток  $I$  в исследуемом образце, положителен  $e > 0$  (полупроводник  $p$  – типа), то их скорость  $\vec{v}$  совпадает с направлением тока и  $v_x = v$ . Если же заряд носителей тока отрицательный  $e < 0$  (проводник из металла или полупроводник  $n$  – типа), то их скорость  $\vec{v}$  противоположна направлению тока  $I$  и  $v_x = -v$ . Отсюда следует, что независимо от знака заряда носителей тока входящее в формулу (13.2) произведение  $ev > 0$ .

При воздействии на исследуемый образец магнитного поля, индукция которого равна  $\vec{B}$ , на носители тока, движущиеся со скоростью упорядоченного движения  $\vec{v}$ , действует сила Лоренца:

$$\vec{F}_L = e[\vec{v} \vec{B}], \quad (13.3)$$

или в скалярном виде:

$$F_{\text{Л}} = evB \sin \alpha, \quad (13.4)$$

где  $\alpha$  — угол между векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{B}$ .

Для указанных на рис.13.1 направлений тока  $I$ , вектора  $\vec{B}$  и скорости  $\vec{v}$  упорядоченного движения носителей тока перпендикулярна вектору  $\vec{B}$ , поэтому  $\sin \alpha = 1$  и формула (13.4) принимает вид:

$$F_{\text{Л}} = evB. \quad (13.5)$$

Под действием силы Лоренца носители тока будут смещаться к верхней грани исследуемого образца и на его верхней грани образуется избыток зарядов того знака, который имеют носители тока, а на нижней грани возникает недостаток этих зарядов и формируется заряд противоположного знака. В результате между верхней и нижней гранями исследуемого образца возникнет поперечная разность потенциалов  $U_H = \varphi_A - \varphi_B$ , а внутри пластины — перпендикулярное к току и магнитному полю поперечное электрическое поле  $\vec{E}_H$ , направленное сверху вниз (рис.13.2 а), если носители тока имеют положительный заряд  $e$ , и снизу вверх, если они имеют отрицательный заряд  $e$  (рис.13.2 б).

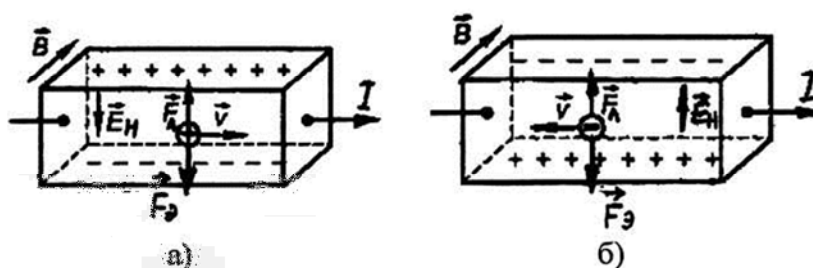


Рис. 13.2. Иллюстрация возникновения эффекта Холла в полупроводнике с положительными носителями тока – а) и в полупроводнике с отрицательными носителями тока – б).

Таким образом, направление возникшего поперечного электрического поля  $\vec{E}_H$ , а следовательно и знак поперечной (холловской) разности

потенциалов  $U_H = \varphi_A - \varphi_C$  зависит от знака носителей тока в исследуемом проводнике. Если носители тока имеют положительный заряд  $e$ , то на верхней грани образца возникает положительный потенциал, а на нижней – отрицательный (рис.13.2 а). Если же носители тока имеют отрицательный заряд  $e$ , то на верхней грани образца возникает отрицательный потенциал, а на нижней – положительный (рис.13.2 б).

Таким образом, по знаку холловской разности потенциалов  $U_H = \varphi_A - \varphi_C$  можно определить знак носителей тока в исследуемом образце.

Сила  $\vec{F}_\ominus = e\vec{E}_H$ , действующая со стороны возникшего поперечного электрического поля  $\vec{E}_H$  на заряд  $e$ , должна быть направлена в сторону, противоположную направлению силы Лоренца  $\vec{F}_\oplus$  (рис.13.2 а, 13.2 б) и в установившемся стационарном состоянии эти силы уравниваются друг друга:

$$\vec{F}_\ominus + \vec{F}_\oplus = 0 \quad (13.6)$$

Из выражения для проекций этих сил на ось  $O_y$  с учётом знака заряда носителей тока следует, что  $eE_H = evB$  или

$$E_H = vB \quad (13.7)$$

При исследовании достаточно длинной и широкой пластины возникшее поперечное электрическое поле можно считать однородным (это справедливо при малой толщине  $d$ ), поэтому напряженность этого поля  $E_H$  и поперечная разность потенциалов  $U_H = \varphi_A - \varphi_C$  между точками А и С (рис. 13.1) связаны соотношением:

$$E_H = \frac{(\varphi_A - \varphi_C)}{b} = \frac{U_H}{b}, \quad (13.8)$$

где  $b$  — ширина пластины. Отсюда следует, что  $U_H = bE_H$  или с учётом (13.7)

$$U_H = bvB \quad (13.9)$$

Из формулы (13.2) следует, что средняя скорость  $v$  упорядоченного движения носителей тока

$$v = \frac{I}{enbd}.$$

Подставив полученное выражение для  $v$  в (13.9) получаем:

$$U_H = \frac{bIB}{enbd} = \frac{IB}{end}. \quad (13.10)$$

Сопоставляя полученное теоретически выражение (13.10) для холловской разности потенциалов с экспериментальной формулой (13.1) получаем:

$$\frac{R_H IB}{d} = \frac{IB}{end}. \quad (13.11)$$

Из сравнения этих выражений следует, что постоянная Холла связана с параметрами токопроводящего образца соотношением:

$$R_H = \frac{1}{en}, \quad (13.12)$$

где  $e$  – заряд носителей тока в исследуемом веществе;  $n$  – концентрация носителей тока.

Из (13.12) следует, что знак постоянной Холла совпадает со знаком заряда  $e$  носителей тока, обуславливающих проводимость данного материала. Поэтому на основании измерений постоянной Холла для полупроводника можно судить о природе его проводимости: если  $R_H < 0$ , то проводимость электронная, если  $R_H > 0$ , то дырочная. Если в полупроводнике одновременно осуществляются оба типа проводимости, то по знаку константы Холла можно судить о том, какой из них является преобладающим.

Анализ выражения (13.12) показывает, что холловская разность потенциалов обратно пропорциональна концентрации носителей тока, поэтому эффект Холла трудно наблюдаем в металлах и легко обнаруживается в полупроводниках, где концентрация носителей тока на много порядков меньше, чем в металлах. Кроме того, холловская разность потенциалов для полупроводников имеет достаточно большие значения, для измерения которой не требуется применение высокочувствительной измерительной аппаратуры.

По измеренному значению постоянной Холла можно также определить концентрацию  $n$  носителей заряда, если характер проводимости и величина их заряда известны (например, для металлов):

$$n = \frac{1}{e R_H} \quad (13.13)$$

Так, результаты экспериментальных исследований для одновалентных металлов показали, что концентрация электронов проводимости практически совпадает с концентрацией атомов. Это означает, что для одновалентных металлов на каждый атом приходится примерно один свободный электрон, участвующий в электропроводности такого проводника.

Для опытного определения значения постоянной Холла необходимо воспользоваться формулой (13.1), из которой следует, что

$$R_H = \frac{U_H d}{IB} \quad (13.14)$$

Подставив в эту формулу результаты измерений холловской разности потенциалов  $U_H$ , индукции  $B$  магнитного поля, в котором находится образец исследуемого вещества, толщины  $d$  исследуемого образца для направления, в котором действует магнитное поле, и силы тока  $I$  в образце, вычисляется значение постоянной Холла  $R_H$ .

Для определения знака постоянной Холла необходимо знать направление тока  $I$  в исследуемом образце и направление вектора индукции  $\vec{B}$  магнитного поля относительно исследуемого образца. Задав направление тока  $I$  в исследуемом образце и направление вектора индукции  $\vec{B}$  магнитного поля относительно исследуемого образца, например, согласно рис. 13.2а и применив правило левой руки, считая, что носители тока имеют положительный заряд, определяем полярность холловской разности потенциалов  $U_H$ . Если при этом условии холловское напряжение  $U_H$  на верхней грани исследуемого образца будет иметь положительный потенциал, а на нижней грани – отрицательный, как это показано на рис.13.2а, то основные носители тока в исследуемом образце имеют

положительный заряд, т.е. являются дырками.

Если полярность холловской разности потенциалов  $U_H$  на верхней грани исследуемого образца будет иметь отрицательную полярность, а на нижней грани – положительную, как это показано на рис.13.2б, то основные носители тока в исследуемом образце имеют отрицательный заряд и являются электронами.

При выводе формулы для холловской разности потенциалов  $U_H$  предполагалось, что все носители тока имеют одинаковую скорость движения. Если учитывать распределения носителей тока по скоростями и брать усреднённое значение скорости, то в выражении для постоянной Холла появляется дополнительный множитель отличный от единицы и равный  $3\pi/8$ . Тогда выражение для постоянной Холла принимает следующий вид

$$R_H = \frac{3\pi}{8en}. \quad (13.15)$$

Отсюда следует, что более точным в сравнении с формулой (13.13) для концентрации носителей тока является выражение:

$$n = \frac{3\pi}{8eR_H}. \quad (13.16)$$

Одновременное измерение постоянной Холла  $R_H$  и удельного сопротивления  $\rho$  позволяет определять подвижность  $u$  носителей тока исследуемого вещества.

Подвижностью  $u$  носителей тока вещества называется величина равная отношению скорости  $v$  упорядоченного движения носителей тока к напряженности  $E$  электрического поля, действующего на эти носители тока:

$$u = \frac{v}{E}. \quad (13.17)$$

Так как плотность тока  $j$  согласно закону Ома, записанному в дифференциальной форме, равна

$$j = \sigma E = \frac{E}{\rho} \quad (13.18)$$

где  $\sigma = 1/\rho$  –удельная проводимость вещества.

С другой стороны плотность тока  $j$ , выраженная через скорость  $v$  упорядоченного движения носителей тока, согласно формуле (13.2) равна

$$j = env. \quad (13.19)$$

Из сравнения выражений (13.18) и (13.19) для плотности тока следует:

$$\frac{E}{\rho} = env. \quad (13.20)$$

И окончательно из формул (13.17) и (13.20) следует выражение для подвижности  $u$  носителей тока

$$u = \frac{v}{E} = \frac{1}{\rho en} = \frac{R_H}{\rho} = \sigma R_H. \quad (13.21)$$

Удельное сопротивление  $\rho$  или удельная проводимость  $\sigma$  исследуемого образца могут быть определены по результатам измерений его электрического сопротивления  $R$  и известным значениям его длины  $l$ , ширины  $b$  и толщины  $d$ . Для этого необходимо измерить ток  $I$  через исследуемый образец и падение напряжения  $U$  на нем, создаваемое этим током, когда он находится в магнитном поле.

Электрическое сопротивление  $R$  исследуемого образца равно

$$R = \frac{\rho l}{S} = \frac{\rho l}{bd} = \frac{U}{I}. \quad (13.22)$$

Отсюда следует, что

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{Ubd}{Il}. \quad (13.23)$$

Или удельная проводимость  $\sigma$  равна

$$\sigma = \frac{Il}{Ubd}. \quad (13.24)$$

Таким образом, подставив в формулу (13.21) полученные опытным путём с помощью формулы (13.15) значение постоянной Холла  $R_H$  и с помощью формулы (13.24) значение удельной проводимости  $\sigma$ , получим значение подвижности  $u$  носителей тока для исследуемого образца

$$u = \sigma R_H \quad (13.25)$$

Эффект Холла имеет широкое практическое применение. На его основе созданы полупроводниковые датчики Холла, с помощью которых проводятся бесконтактные измерения напряженности и индукции магнитного поля,

величина и мощность тока, преобразование постоянного тока в переменный и переменного в постоянный, в воспроизводящих головках систем звукозаписи. Особый интерес представляет применение датчиков Холла в бесконтактных системах зажигания двигателей внутреннего сгорания, например, автомобилей. Эффект Холла широко применяется в полупроводниковой промышленности для определения типа проводимости, концентрации и подвижности носителей тока полупроводниковых материалов, используемых в производстве полупроводниковых приборов.

### 13.3. Описание лабораторной установки.

Принципиальная электрическая схема лабораторной установки для изучения эффекта Холла приведена на рис. 13.3:

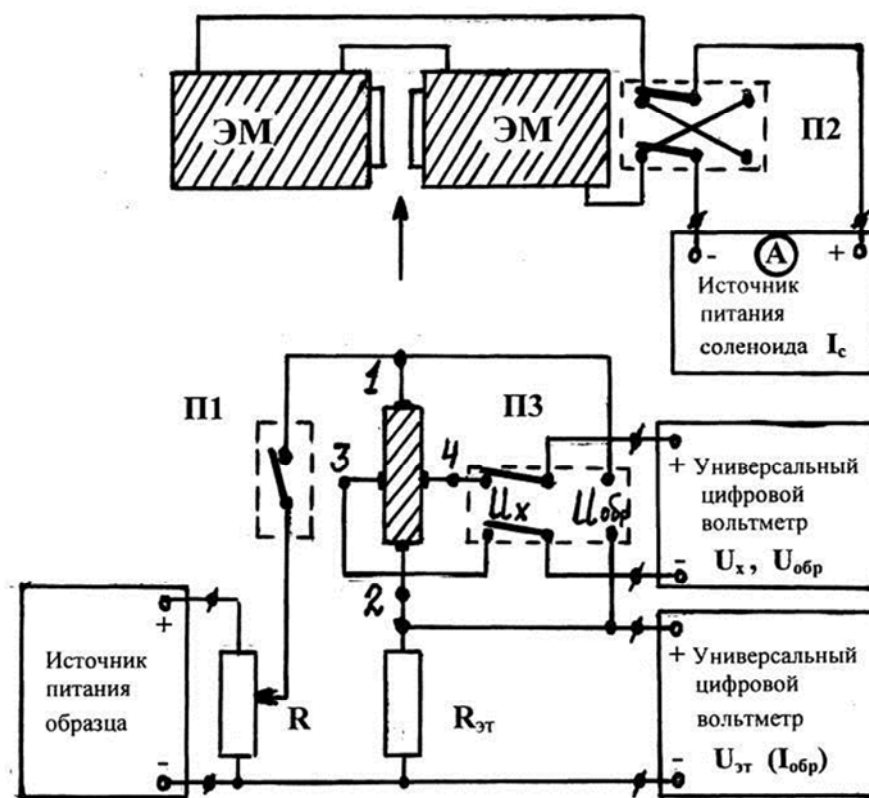


Рис. 13.3. Схема лабораторной установки для изучения эффекта Холла.

В состав установки входят следующие приборы:

1. Измерительный стенд, на котором установлены исследуемый датчик Холла, электромагнит, коммутирующие устройства и гнезда для подключения источников питания и измерительных приборов

2. Источник тока питания датчика Холла.

3. Универсальный цифровой вольтметр, включённый в режим измерения тока датчика Холла на предел измерения 100 мА.

4. Универсальный цифровой вольтметр, включённый на предел измерения 100 мВ для измерения напряжения Холла на исследуемом датчике.

5. Источник тока питания соленоида.

В качестве исследуемого образца в работе используется датчик Холла промышленного изготовления, который находится в зазоре между полюсами электромагнита, установленного в измерительном стенде.

Если через контакты 1 – 2 исследуемого датчика Холла пропустить ток от источника питания, то при воздействии магнитного поля на контактах 3 и 4 датчика должна возникнуть холловская разность потенциалов. Величина тока в исследуемом образце регулируется переменным резистором R, установленном на передней панели измерительного стенда.

На передней панели измерительного стенда также расположены:

- переключатель „ П1 “, который в положении „ ВКЛ “ обеспечивает подачу с блока питания тока на датчик Холла;

- разъём, на который с помощью соединительных проводников подаётся напряжение с блока питания на датчик Холла, установленный в измерительной установке;

- переменный резистор R „ РЕГУЛИРОВКА ТОКА “, с помощью которого устанавливается необходимое значение тока, подаваемого на датчик Холла;

- гнезда „  $\pm$  мА “ для подключения универсального цифрового вольтметра, обеспечивающего измерение величины тока, подаваемого на датчик Холла;

- гнезда „ $\pm$  мВ “ для подключения с помощью переключателя „ ПЗ “ цифрового вольтметра в положение, обеспечивающее измерение величины холловской разности потенциалов  $U_H$  на исследуемом датчике Холла и напряжение питания  $U$  датчика Холла;

- гнезда „ ЭМ “ для подключения электропитания катушек электромагнита от регулируемого источника тока;

- переключатель „ П2 “, имеющий три положения переключения полярности тока в катушках электромагнита;

„ 1 “ - ток в катушках электромагнита протекает в прямом направлении,

„ 2 “ - ток в катушках электромагнита протекает в обратном направлении,

„ 0 “ - катушки электромагнита отключены от источника тока питания электромагнита.

#### 13.4. Подготовка приборов к работе.

1. Установить тумблеры „ СЕТЬ “ на блоках питания и цифровых вольтметрах, в положение „ ВЫКЛ “.

2. Переключатели П1 и П2 на панели измерительной установки в положение „ ВЫКЛ “.

3. Ручку переменного резистора „ РЕГУЛИРОВКА ТОКА “ поверните против часовой стрелки до состояния легкого упора в положение „ 0 “.

4. Для подачи напряжения на датчик Холла подсоедините с помощью соединительных проводов источник напряжения к разъёму „ Р “ измерительного стенда.

5. Подготовьте цифровой вольтметр к измерению тока, текущего через датчик Холла. Для этого ручку переключения пределов измерения вольтметра поставьте в положение „ 100 мА “, соответствующее измерению силы тока, и подсоедините его с помощью соединительных проводов к гнездам „ мА “ измерительного стенда.

6. Подготовьте второй цифровой вольтметр к измерению холловской разности потенциалов. Для этого ручку переключения пределов измерения цифрового вольтметра поставьте в положение „ 100 мВ “ и подключите его с помощью соединительных проводов к гнездам „ мВ “ измерительного стенда.

7. За 10 – 15 мин. до начала измерений установите тумблеры „ СЕТЬ “ на блоках питания и цифровых вольтметрах, в положение „ ВКЛ “.

### 13.5. Порядок выполнения работы

1. Измерить зависимость холловской разности потенциалов  $U_H$  от силы тока  $I_{обр}$ , подводимого к датчику Холла.

Для этого переключатель „ П2 “ на передней панели измерительного стенда поставьте в положение „ 1 “. Установите на блоке питания величину тока и напряжения на катушках электромагнита  $I_{ЭМ} = 0,2$  А и  $U_{ЭМ} \approx 12,0$  В и приступите к измерениям. Вращая ручку переменного резистора „ РЕГУЛИРОВКА ТОКА “ по часовой стрелке, установите указанные в таблице значения тока  $I_{обр}$  в исследуемом образце и выполните измерения соответствующих значений холловской разности потенциалов  $U_{H1}$ .

Результаты измерений занесите в таблицу 13.1.

Примечание! Допускается установка тока  $I_{обр}$  с отклонением  $\pm 5$  % от значений, указанных в таблице.

2. Установите на блоке питания значение тока в катушках электромагнита  $I_{ЭМ} = 0,3$  А ,  $U_{ЭМ} \approx 18,0$  В.

Выполните аналогичные измерительные операции как и в задании 1. Результаты измерений  $U_{H2}$  в зависимости от  $I_{обр}$  занести в таблицу.

После завершения измерений, вращая ручку переменного резистора „ РЕГУЛИРОВКА ТОКА “ против часовой стрелки, установите в состояния легкого упора в положение „ 0 “.

3. Поставьте переключатель П2 в положение „ 2 “, при этом происходит изменение направления тока в катушках электромагнита.

Установите снова на блоке питания величину тока и напряжения в катушках электромагнита  $I_{ЭМ} = 0,2 \text{ А}$  и  $U_{ЭМ} \approx 12,0 \text{ В}$  и выполните измерения, аналогичные измерениям в задании № 1.

Результаты измерений  $U_{H3}$  в зависимости от  $I_{обр}$  занести в таблицу.

Примечание. В таблицах указывайте знак холловской разности потенциалов  $U_H$  (+) или отрицательный (-).

По результатам выполненных измерений постройте графики зависимости холловской разности потенциалов  $U_H$  от тока. Убедитесь в линейном характере зависимости холловской разности потенциалов  $U_H$  от силы тока  $I_{обр}$  для разных значений индукции  $B$  магнитного поля.

Таблица 13.1. Зависимость холловской разности потенциалов от силы тока через исследуемый образец.

| /П | $I_{обр} \text{ мА}$ | $\frac{I_{ЭМ}=0,2 \text{ А}}{U_{ЭМ} \approx 12,0 \text{ В}}$<br>$U_{H1}, \text{ мВ}$ | $\frac{I_{ЭМ}=0,3 \text{ А}}{U_{ЭМ} \approx 18,0 \text{ В}}$<br>$U_{H2}, \text{ мВ}$ | $\frac{I_{ЭМ}=0,2 \text{ А}}{U_{ЭМ} \approx 12,0 \text{ В}}$<br>$U_{H3}, \text{ мВ}$ |
|----|----------------------|--|--|--|
| 1  | 2,0                  |  |  |  |
| 2  | 5,0                  |  |  |  |
| 3  | 8,0                  |  |  |  |
| 4  | 10,0                 |  |  |  |
| 5  | 15,0                 |  |  |  |
| 6  | 18,0                 |  |  |  |
| 7  | 20,0                 |  |  |  |
| 8  | 24,0                 |  |  |  |
| 9  | 28,0                 |  |  |  |
| 10 | 30,0                 |  |  |  |

4. Вычислить постоянную Холла  $R_H$  по формуле:

$$R_H = \frac{U_H b}{I B}, (\text{м}^3/\text{Кл}),$$

где  $U_H$  измеряется в вольтах,

$b$  (ширина образца) – в метрах (указана на установке),

$I$  – сила тока в амперах,

$B$  – индукция магнитного поля в теслах.

Индукция  $B$  магнитного поля между полюсами электромагнита рассчитывается по формуле:

$$B = k I_M,$$

где  $I_M$  – ток электромагнита в амперах,

$k$  – постоянная электромагнита (указана на установке).

#### Контрольные вопросы:

1. Объясните физическую сущность эффекта Холла.
2. Какими физическими величинами определяется ЭДС Холла?
3. Объясните назначение контактов на полупроводниковом образце для холловских измерений.
4. Какими параметрами полупроводника определяется постоянная Холла?
5. Объясните, используя схему, принцип действия измерительной установки.
6. Объясните зависимость холловской разности потенциалов  $U_H$  от величины силы тока в исследуемом образце и индукции магнитного поля.
7. Какую физическую информацию об исследуемом образце можно получить при исследовании эффекта Холла?
8. Приведите примеры применения эффекта Холла в технике, которые Вы знаете.

#### Литература:

1. Калашников СИ. Электричество, - М., Наука, 1977, с. 340-342, 435-451.
2. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под редакцией Л.А. Гальперина - М., Наука, 1978, с. 230-239.

## 14. ИЗУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ

### Цель работы:

1. Исследовать вольтамперные характеристики (ВАХ) линейных и нелинейных элементов по отдельности.
2. Исследовать ВАХ двух последовательно соединённых элементов, двух параллельно соединённых элементов.
3. Определить ток и распределение напряжений на последовательно соединённых элементах, один из которых – нелинейный, а другой – линейный.
4. Определить распределение токов и напряжений при параллельном и последовательном соединении нелинейных элементов.

### 14.1. Введение

Электрические цепи состоят из отдельных элементов, отдельных токопроводящих частей, в качестве которых могут быть резисторы (сопротивления), конденсаторы, источники тока, ЭДС, катушки индуктивности, электронные, газоразрядные и полупроводниковые приборы, фотоэлементы и т.п.

Цепи, в которых параметры индуктивных, емкостных, резистивных, полупроводниковых элементов зависят от тока или напряжения, являются нелинейными. Нелинейные цепи и элементы находят широкое применение в электронике, используются в устройствах выпрямления тока, детектирования, стабилизации напряжения и др.

### 14.2. Вольт - амперная характеристика элементов цепи

Взаимосвязь между током, проходящим через элемент, и напряжением на нём:  $I = I(U)$ , называется вольт - амперной характеристикой элемента цепи и обозначается сокращенно ВАХ. Элементы электрической цепи разделяются на три группы — линейные (ЛЭ), нелинейные (НЭ) и управляемые

нелинейные (УНЭ). Если зависимость тока, протекающего через элемент, от приложенного к нему напряжения прямо пропорциональная, то есть ВАХ элемента линейная, такой элемент называется линейным. Зависимость  $I = I(U)$  для них представляет прямую линию, проходящую через начало координат, как показано на рис. 14.1.а. Такие элементы подчиняются закону Ома и характеризуются своим определённым электрическим сопротивлением. На рис. 14.1.б показан линейный элемент и его включение в электрическую цепь под напряжение  $U$ .

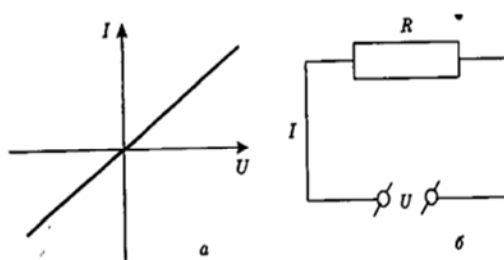


Рис.14.1 (а - ВАХ линейного элемента, б - схема его включения)

Если зависимость  $I = I(U)$  для элемента, то есть ВАХ, выражается кривой линией, то элемент – нелинейный. Такие элементы не подчиняются закону Ома, они не имеют своего характерного сопротивления. В качестве примера, на рис. 14.2.а и 14.2.б приведены ВАХ полупроводникового диода и электрической дуги, а на рис. 14.2.в показано обобщенное обозначение нелинейного элемента и его включение в электрическую цепь под напряжение  $U$ .

Для управляемых нелинейных элементов ВАХ тоже нелинейна, однако, она выражается более сложной зависимостью в виде  $I = I(U, y)$ , где  $y$  - некоторый внешний физический фактор (световой поток, давление, температура и т.п.), который своим воздействием на элемент вызывает

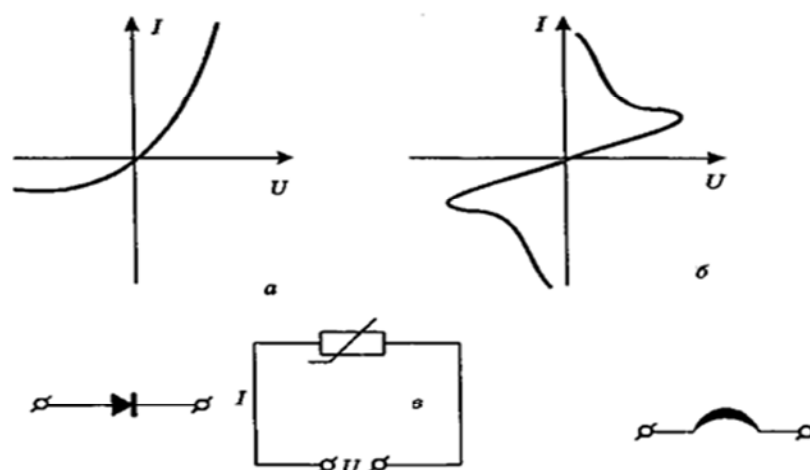


Рис.14.2 (а – ВАХ полупроводникового диода, б – ВАХ электрической дуги, в - обобщенное обозначение нелинейного элемента и его включение в электрическую цепь под напряжением  $U$  ).

изменение ВАХ. В зависимости от различных фиксированных значений управляющего параметра  $y$  получается семейство кривых ВАХ управляемого нелинейного элемента. Такие элементы не подчиняются закону Ома, не имеют своего характерного сопротивления. В качестве примера на рис. 14.3.а и 14.3.б приводятся ВАХ вакуумного фотоэлемента и полупроводникового поликристаллического термистора, управляющими параметрами которых являются, соответственно, световой поток и температура. На рис. 14.3.в показано обобщенное обозначение управляемого элемента и его включение в электрическую цепь под напряжением  $U$  .

Большинство известных элементов цепи имеют криволинейную ВАХ. Нелинейными элементами являются: лампы накаливания и неоновые, электрическая дуга, полупроводниковый и ламповый диоды, газовый стабилитрон, варистор и многие другие. Управляемыми нелинейными элементами являются: вакуумный фотоэлемент, фотодиод, электровакuumный триод, термистор, тиристор и многие другие.

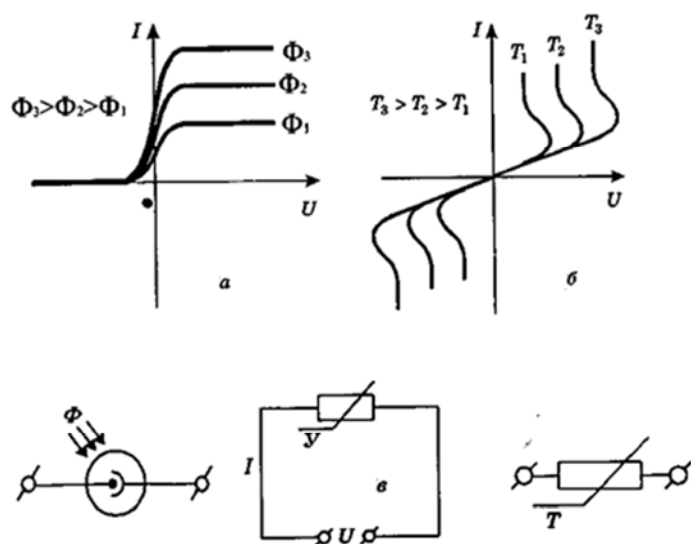


Рис.14.3 (а - ВАХ вакуумного фотозлемента, б - ВАХ полупроводникового поликристаллического термистора, в - обобщенное обозначение управляемого элемента и его включение в электрическую цепь под напряжение  $U$  ).

Важно подчеркнуть, что своеобразные особенности кривизны ВАХ находят широкое применение для решения конкретных технических задач, например, для стабилизации тока или напряжения, выпрямления тока и т.п. Современная электроника была бы невозможной без использования нелинейных элементов.

### 14.3. Причина нелинейности элементов.

Причина нелинейности имеет разную физическую природу для различных нелинейных элементов. Так, причиной нелинейности варистора является зависимость сопротивления от напряжённости электрического поля; причиной нелинейности электровакуумного диода - электронная эмиссия и зависимость анодного тока от напряжения; электрической дуги - ионизация в разрядном пространстве и её зависимость от температуры; металлического проводника - выделение тепла в проводнике и условие его теплообмена с окружающей средой и т. д.

Можно рассматривать причины нелинейности на микрофизическом уровне с позиции элементарных процессов. Например, эмиссионные процессы в электровакуумных приборах, процессы ионизации в плазме

газоразрядных приборов, процессы электронно-дырочной проводимости в полупроводниковых приборах и т. п. Такое рассмотрение приводит к выявлению физического механизма нелинейности.

Выяснение причин нелинейности является одной из специальных задач физики. Для анализа же работы электрической цепи достаточно знать ВАХ нелинейных элементов, не углубляясь в причину нелинейности. Именно поэтому ВАХ является важнейшей и достаточной характеристикой нелинейных элементов при расчёте электрической цепи.

#### 14.4. Способы представления вольтамперных характеристик элементов

Для любого элемента цепи ВАХ может быть получена экспериментально. На основе экспериментальных данных её можно представить таблицей, графиком или аналитически — формулой. Табличное представление ВАХ практикуется редко. Наиболее распространёнными являются графический и аналитический способы представления ВАХ.

Графическое представление ВАХ отличается иллюстративной наглядностью и удобством для качественного анализа режима работы элемента цепи. При количественном анализе, особенно при расчёте электрического режима цепи, к графическому представлению ВАХ предъявляются большие требования. В этом случае график, отражающий зависимость  $I = I(U)$ , должен отличаться высокой точностью по количественному выражению этой зависимости, т. е. должен содержать координатные шкалы или координатную сетку необходимой точности.

Аналитическое представление ВАХ может быть сделано путём аппроксимации графика ВАХ той или иной эмпирической формулой. Выражение данной графической зависимости  $I = I(U)$  соответствующей формулой осуществляется математическими методами.

ВАХ тиристорных элементов описывается эмпирической формулой:

$$I = AU^\alpha, \quad (14.1)$$

где  $A$  и  $\alpha$  - постоянные. Показатель степени  $\alpha$  - дробное число. Аналитическое выражение ВАХ может быть получено не только математической аппроксимацией графика, но и теоретическим путём на основе анализа физических процессов в нелинейном элементе. Например, анализ элементарных процессов в  $p-n$  переходе полупроводникового диода приводит к выражению ВАХ для данного нелинейного элемента:

$$I = a(e^{bU} - 1), \quad (14.2)$$

где  $a$  и  $b$  - постоянные.

Из приведенных примеров следует, что ВАХ нелинейных элементов выражаются сложными нелинейными формулами, существенно отличными от закона Ома, который можно рассматривать как аналитическое выражение ВАХ линейного элемента цепи.

Важно отметить, что при анализе электрического режима работы нелинейного элемента цепи допускается весьма распространённая ошибка, состоящая в попытке применить для этой цели закон Ома. Ошибка заключается в том, что вместо "своей" нелинейной формулы применяется "чужая" линейная формула.

#### 14.5. Нелинейная электрическая цепь.

Электрическая цепь - это система соединённых между собой токопроводящих элементов цепи. Если цепь состоит только из линейных элементов, то она линейна, если же цепь содержит хотя бы один нелинейный элемент, то она становится нелинейной. Предельный вариант нелинейной цепи соответствует случаю, когда все её элементы нелинейны.

Электрическая цепь изображается графически в виде своей эквивалентной электрической схемы, на которой показано условное изображение её элементов и соединение их друг с другом. На рис.14.4. приводится пример такой схемы для нелинейной разветвлённой электрической цепи, где показаны линейные ( $a, z$ ), нелинейные ( $b, в$ ) и управляемые нелинейные ( $d$ )

элементы, а также источники ЭДС ( $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4$ ), узлы (1,2,3,4) и контуры (А, Б, В) цепи.

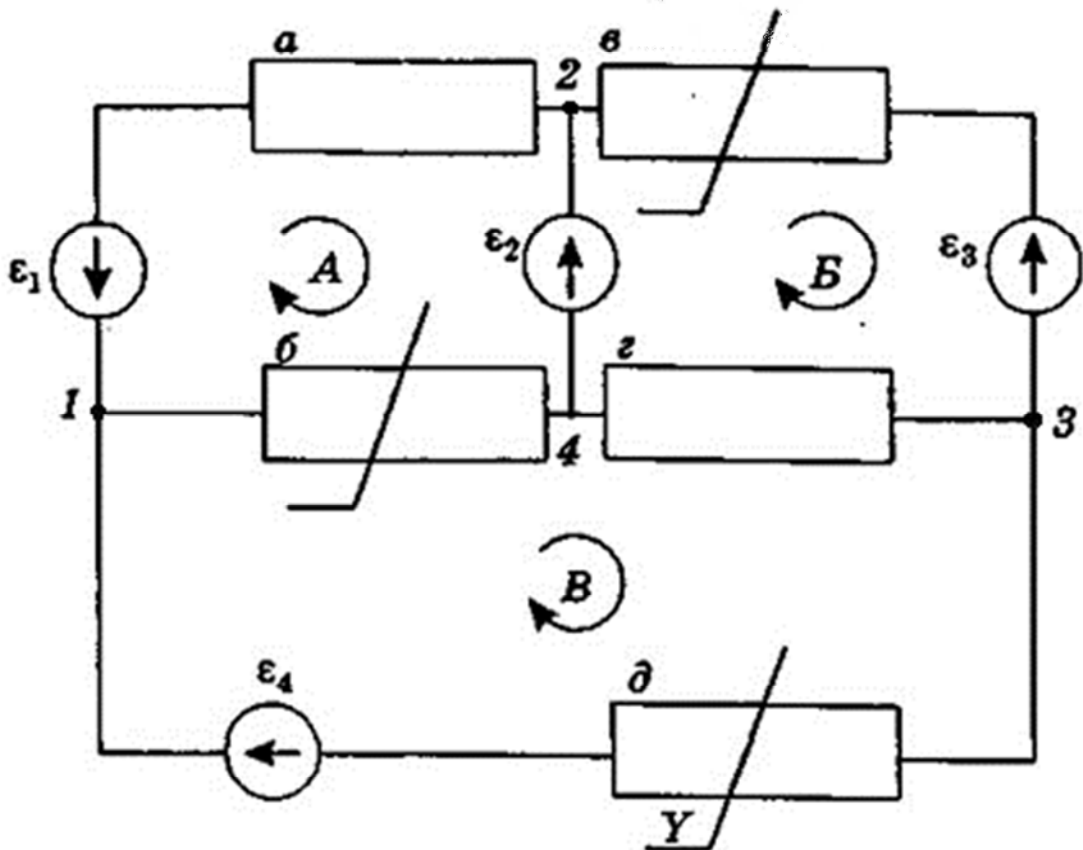


Рис.14.4. Схема нелинейной разветвлённой электрической цепи (*a, г* - линейные, *б, в* - нелинейные, *д* - управляемый нелинейный элемент,  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4$  - источники ЭДС, 1,2,3,4 – узлы, А, Б, В – контуры.

Для расчёта электрической цепи, как линейной, так и нелинейной, используются правила Кирхгофа, первое из которых относится к узлам цепи, а второе - к контурам.

Первое правило Кирхгофа (для узлов): алгебраическая сумма притекающих и вытекающих токов для любого узла цепи равна нулю:

$$\sum I_k = 0 \quad (14.3)$$

В уравнении (14.3) втекающие и вытекающие токи берутся с противоположными знаками.

Второе правило Кирхгофа (для контуров): алгебраическая сумма падений напряжений на элементах цепи вдоль любого замкнутого контура равна алгебраической сумме ЭДС, действующих в данном контуре:

$$\sum U_k = \sum \varepsilon_k . \quad (14.4)$$

В уравнении (14.4) знаки величин  $U_k$  и  $\varepsilon_k$  определяются по отношению к выбранному направлению обхода контура. Если ток  $I_k$  совпадает с направлением обхода, то падение напряжения на данном элементе  $U_k$  считается положительным, в противном случае оно отрицательно. Электродвижущая сила  $\varepsilon_k$  считается положительной, если её поле сторонних сил совпадает с направлением обхода контура, в противном случае она отрицательна. (Поле сторонних сил всегда направлено внутри источника от отрицательного к положительному полюсу).

Если элемент цепи не генерирует ЭДС, то падение напряжения на нём совпадает с разностью потенциалов на элементе. Для линейного элемента оно определяется из закона Ома по заданному току и сопротивлению  $U_k = I_k R_k$ . Для нелинейного элемента, не подчиняющегося закону Ома, такое определение падения напряжения невозможно, в данном случае оно определяется только из ВАХ нелинейного элемента по заданному току.

#### 14.6. Методы расчета электрических цепей

Проще всего рассчитывается линейная электрическая цепь. Применяя к ней законы Ома и правила Кирхгофа, можно получить полностью разрешимую систему уравнений. Электрическая цепь в данном случае рассчитывается аналитически.

Аналитический расчёт цепи становится затруднительным или совсем невозможным, когда цепь нелинейная. Даже если ВАХ нелинейных элементов такой цепи известны в виде формул, то система уравнений для цепи получается аналитически неразрешимой. Такая система может быть

решена лишь численными методами с применением вычислительных машин. Другой путь расчёта цепи связан с применением графических методов решения задачи. Этот последний путь становится единственно возможным, когда ВАХ нелинейных элементов цепи известны только в графическом выражении.

Во многих случаях графический метод, отличаясь сравнительной простотой, обеспечивает необходимую точность и является приемлемым для расчёта нелинейных электрических цепей. Ниже данный метод излагается более подробно для простейших вариантов таких цепей.

#### 14.6.1. Метод результирующей ВАХ для последовательного соединения элементов

Для двух последовательно соединённых элементов получаем общий ток:

$$I_1 = I_2 = I, \text{ и общее напряжение: } U_1 + U_2 = U, \quad (14.5)$$

Из (14.5) следует, что если ВАХ обоих элементов по отдельности  $I_1(U)$  и  $I_2(U)$  известны, то на их основе можно построить результирующую ВАХ, учитывая, что  $I_1(U_1) = I_2(U_2) = I(U)$ .

На рис. 14.5 показано, как при заданном токе  $I$  по известным ВАХ  $I_1(U)$  и  $I_2(U)$  находятся точки 1 и 2, а по ним — напряжения  $U_1$  и  $U_2$ . Суммирование этих напряжений ( $U_1 + U_2 = U$ ) приводит к построению точки 3, которая принадлежит результирующей ВАХ. Этим способом можно построить всю результирующую ВАХ  $I(U)$ .

Зная все три ВАХ  $I_1(U)$ ,  $I_2(U)$  и  $I(U)$ , можно однозначно решить все вопросы о токе, общем напряжении и распределении напряжения по элементам цепи при их последовательном соединении.

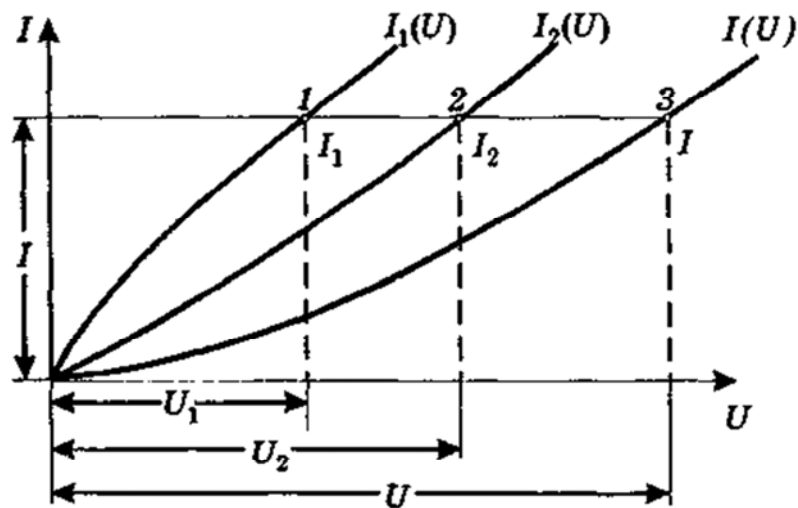


Рис.14.5. ВАХ элементов, соединенных последовательно

#### 14.6.2. Метод результирующей ВАХ для параллельного соединения элементов

При параллельном соединении элементов получим:

$$U_1 = U_2 = U, \quad I_1 + I_2 = I, \quad (14.6)$$

где  $I$  - общий ток в неразветвлённой части цепи.

Результирующая ВАХ  $I(U)$  строится на основе известных ВАХ  $I_1(U)$  и  $I_2(U)$  для отдельных элементов, учитывая, что  $I_1(U) + I_2(U) = I(U)$ . На рис. 14.6. показано, как при заданном напряжении  $U$  по известным ВАХ  $I_1(U)$  и  $I_2(U)$  находятся точки 1 и 2, а по ним — токи  $I_1$  и  $I_2$ . Суммирование этих токов ( $I_1 + I_2 = I$ ) приводит к построению точки 3, которая принадлежит результирующей ВАХ. Таким способом строится вся результирующая ВАХ. Зная все три ВАХ  $I_1(U)$ ,  $I_2(U)$  и  $I(U)$ , можно однозначно решить все вопросы о напряжении, общем токе и распределении тока по элементам при их параллельном соединении.

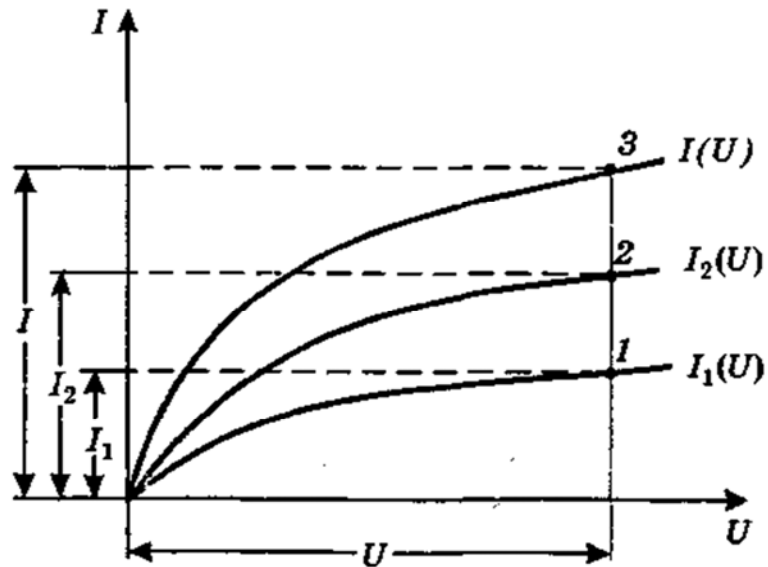


Рис.14.6. ВАХ элементов, соединенных параллельно

### 14.6.3. Метод зеркального отражения ВАХ

*Последовательное соединение.* Напряжение на первом элементе  $U_1$  отсчитывается (рис. 14.7.а) от точки  $O$  и считается положительным в направлении  $OA$ , напряжение же на втором элементе  $U_2$  отсчитывается от точки  $A$  и считается положительным во встречном направлении  $AO$ . ВАХ второго элемента получается при этом зеркально отражённой относительно вертикальной оси тока  $AK$ . Если выбрать отрезок  $OA$  так, чтобы он совпадал с заданным общим напряжением  $U$ , т.е. чтобы  $OA=U$ , то тогда точка пересечения  $M$  обеих ВАХ определит ток в обоих элементах и распределение напряжения на них, как это показано на рис.14.7.а.

*Параллельное соединение.* Ток в первом элементе  $I_1$  отсчитывается (рис.14.7.б) от точки  $O$  и считается положительным в направлении  $OB$ , ток же во втором элементе  $I_2$  отсчитывается от точки  $B$  и считается положительным во встречном направлении  $BO$ . ВАХ второго элемента получается при этом зеркально отраженной относительно горизонтальной оси напряжения  $BK$ . Если выбрать отрезок оси  $OB$  так, чтобы он совпадал с заданным общим током  $I$ , т.е. чтобы  $OB=I$ , то тогда точка пересечения  $N$

обеих ВАХ определит напряжение на элементах и распределение тока в них, как это показано на рис. 14.7.б.

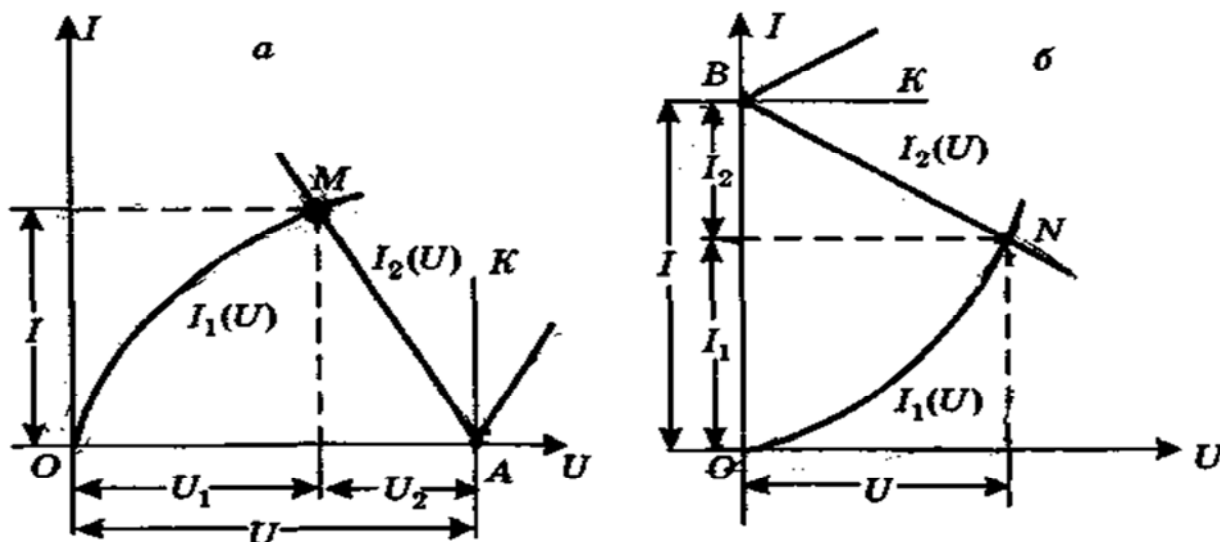


Рис.14.7. Метод зеркального отражения ВАХ для последовательно (а) и параллельно (б) соединенных элементов.

#### 14.7.Приборы и принадлежности

Для выполнения работы используется лабораторный стенд (рис.14.8.), в который входят:

1. Блок питания постоянного напряжения (ТЕС 1300 К).
2. Цифровые приборы для измерения силы тока и напряжения (Вольтметры В7-27А/1).
3. Блок с набором линейных и нелинейных элементов (1, 2, 3, 4, 5) .

В данной работе в качестве нелинейных элементов №№ 3, 4 и 5 используются эмиттерные переходы транзисторов.

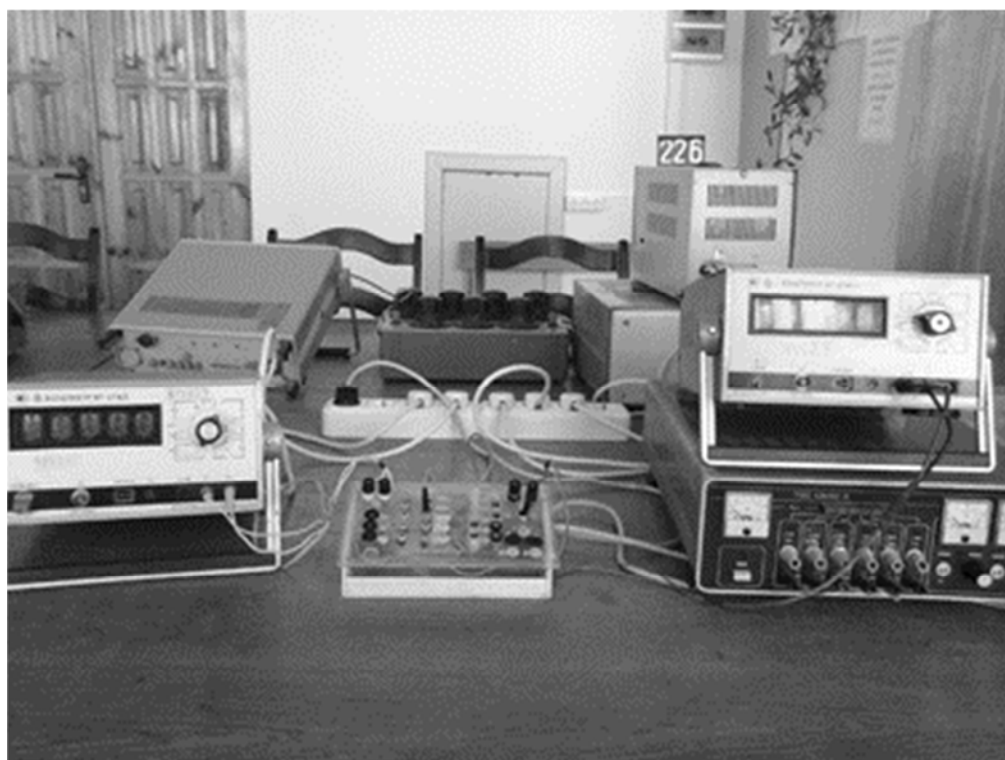


Рис.14.8. Лабораторный стенд для изучения линейных и нелинейных элементов электрической цепи.

Измерения проводятся в соответствии со схемой, приведенной на рисунке 14.9, где 1, 2, 3, 4, 5 - исследуемые элементы цепи: 1, 2 - линейные элементы (ЛЭ №1 и ЛЭ №2 - резисторы сопротивлением 24 и 90 Ом соответственно), 3, 4, 5 - нелинейные элементы (НЭ №3, НЭ №4, НЭ №5). БП - блок питания постоянного напряжения (ТЭС-9, ТЭС-88; 7м). А - цифровой амперметр постоянного тока (Б7-27А/1). V - цифровой вольтметр постоянного напряжения (В7-27А/1). ГП - генератор пилообразного напряжения (используется только для получения ВАХ на экране осциллографа и в стенде нет). В<sub>1</sub>, В<sub>2</sub>, В<sub>3</sub> - выключатели со штекерным соединением исследуемых элементов цепи с блоком питания и измерительными приборами.

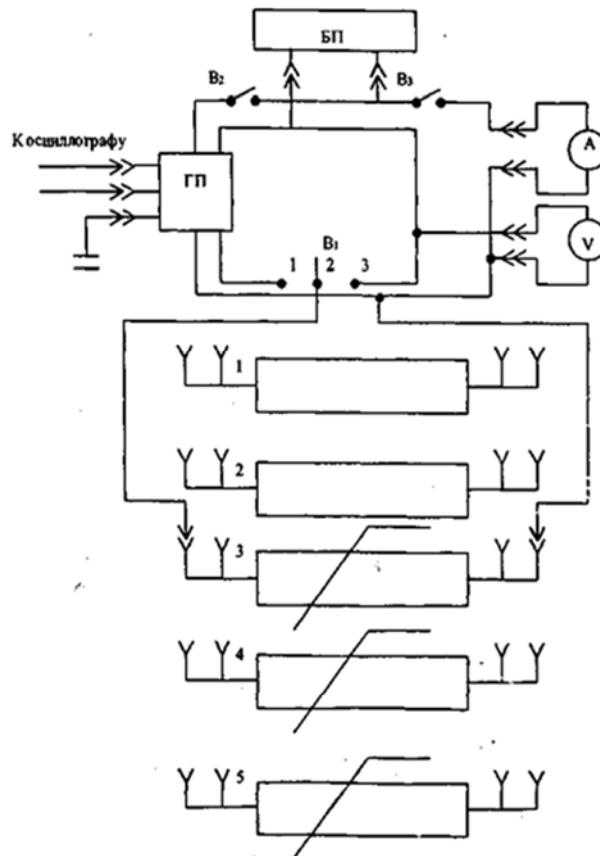


Рис.14.9. Принципиальная схема для исследования ВАХ элементов цепи

#### 14.8. Порядок выполнения работы

Работа состоит из четырёх заданий. При выполнении всех заданий обязательно должны соблюдаться следующие требования:

1. Ток в цепи не должен превышать 100 мА.
2. Предел измерения вольтметра "10 В".
3. Во избежание нагревания нелинейных элементов необходимо снимать с них напряжение сразу же по окончании измерений, для чего ручки регулировки "U" источника питания следует устанавливать в крайнее левое положение.
4. До начала измерений и после них стрелки приборов, находящихся на передней панели блока питания, должны стоять на нуле. В момент измерения выключатель  $V_1$  должен находиться в положении "3".
5. Результаты измерений занести в таблицу 14.1.



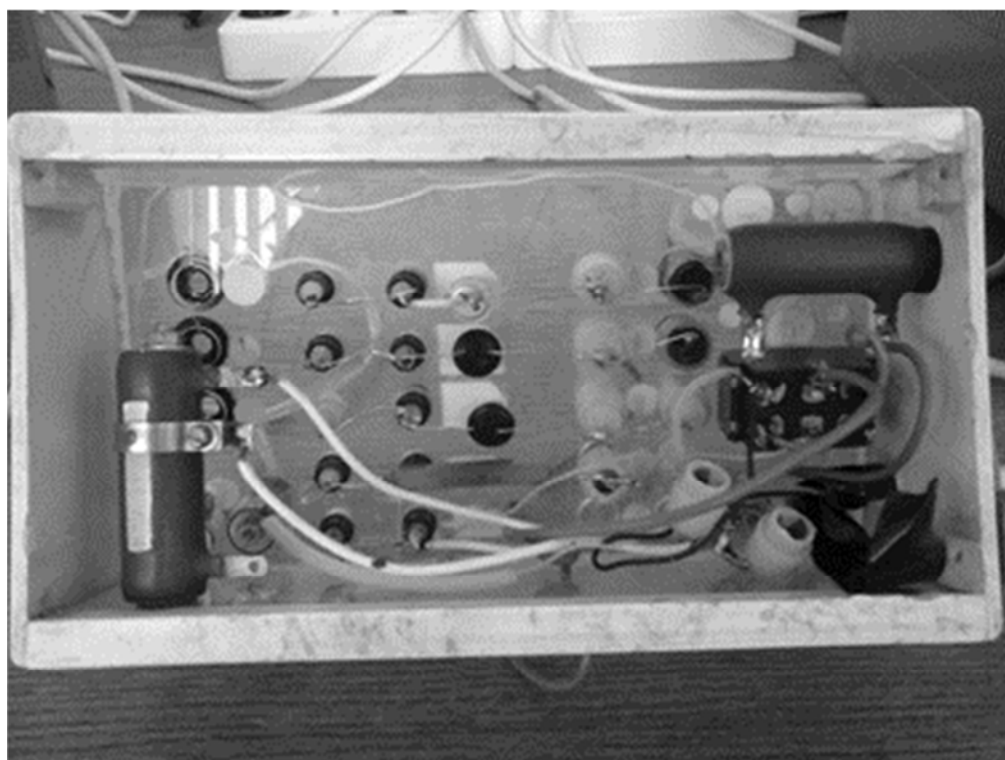


Рис.14.11. Блок с исследуемыми элементами.

2. С помощью результирующей ВАХ убедиться в выполнении правил Кирхгофа, т.е. в том, что при любом заданном токе напряжение для результирующей ВАХ получается путем суммирования напряжений отдельных ВАХ при том же токе.

3. Сделать анализ распределения напряжения на последовательно соединённых нелинейных элементах цепи при разных токах и убедиться в неприменимости законов Ома.

### *Задание 3*

1. Получить результирующую ВАХ двух параллельно соединённых нелинейных элементов.

2. С помощью результирующей ВАХ убедиться в выполнении правил Кирхгофа, т.е. в том, что при любом заданном напряжении ток для результирующей ВАХ получается путем суммирования токов отдельных ВАХ при том же напряжении.

3. Сделать анализ распределения токов на последовательно соединённых нелинейных элементах цепи при разных напряжениях и убедиться в неприменимости законов Ома.

#### Задание 4.

1. Определить ток и распределение напряжения на последовательно соединённых элементах цепи, из которых один - нелинейный, а другой - линейный.

Сначала задача решается графическим методом зеркального отражения ВАХ линейного элемента. Для этого:

- построить ВАХ нелинейного элемента по данным таблицы;
- по двум точкам построить ВАХ линейного элемента, зная его сопротивление (ЛЭ №1 - 24 Ом. ЛЭ №2 - 90 Ом).

2. По своему выбору или выбору преподавателя взять одно из следующих сочетаний элементов цепи при заданных напряжениях для этих сочетаний:

НЭ №3 и ЛЭ №1 - 2.4 В;

НЭ №4 и ЛЭ №1 - 3.2 В;

НЭ №5 и ЛЭ №1 - 2.4 В;

НЭ №3 и ЛЭ №2 - 9.0 В;

НЭ №4 и ЛЭ №2 - 10 В;

3. Для выбранного сочетания последовательно соединённых элементов определить ток и распределение напряжения на них.

4. Затем полученное решение проверить экспериментально. Для этого:

- соединить последовательно выбранное сочетание элементов и включить их в цепь;
- ручкой регулировка "U" установить напряжение, заданное для выбранного сочетания элементов;
- убедиться в том, что значение тока в цепи совпадает с расчётным;
- отключить напряжение с элементов и выключить установку.

#### Контрольные вопросы.

1. Что называют вольт-амперной характеристикой (ВАХ) элементов цепи?
2. Какие элементы цепи называются линейными? Привести примеры.

3. Какие элементы цепи называются нелинейными? Привести примеры причин нелинейности.
4. Какие элементы цепи называют управляемыми нелинейными? Привести примеры управляющих факторов.
5. Почему ВАХ является важнейшей характеристикой нелинейных элементов при расчёте электрических цепей?
6. Какая цепь называется линейной? Нелинейной? Привести примеры.
7. Сформулировать законы Кирхгофа и указать особенности их применения для линейных и нелинейных цепей.
8. Указать границы применимости законов Ома при расчёте электрических цепей.
9. Перечислить методы расчёта нелинейных электрических цепей.
10. В чём состоит метод результирующей ВАХ?
11. В чём состоит метод зеркального отражения ВАХ?
12. Начертить принципиальную схему для исследования ВАХ элементов электрической цепи.
13. Как экспериментально получить ВАХ нелинейного элемента?

Литература:

1. Калашников СИ. Электричество, - М., Наука, 1977, с. 340-342, 435-451.
2. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под редакцией Л.А. Гальперина - М., Наука, 1978, с. 230-239.
3. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики.

## 15. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

### Цель работы.

1. Изучить основные механизмы возникновения термоэлектродвижущей силы.
2. Изучить области практического применения термоэлектрических эффектов
3. Освоить метод градуировки термопары.
4. Освоить метод измерения температуры с помощью термопары.
5. Определить неизвестный термоэлектрод исследуемой термопары.

### 15.1. Введение

*Термоэлектрические явления* – это явления прямого преобразования тепловой энергии в электрическую, а также обратные им явления охлаждения или нагревания контактов двух проводников электрическим током.

Общая причина таких явлений – нарушение теплового равновесия носителей заряда, т.е. *отличие средней энергии носителей заряда в потоке от их средней энергии в состоянии равновесия.*

Все термоэлектрические явления относятся к явлениям переноса и обусловлены электрическими или тепловыми потоками, возникающими в среде при наличии, соответственно, тепловых или электрических полей. Термоэлектрические свойства выражены значительно сильнее у полупроводников, чем у металлов.

Другие явления, в которых участвуют теплота и электричество, такие, как термоэлектронная эмиссия и тепловое действие тока, описываемое законом Джоуля-Ленца, значительно отличаются от термоэлектрических и электротермических эффектов и здесь не рассматриваются.

### 15.2. Контактные явления

В 1793 году итальянский физик Алессандро Вольта, конструируя

гальванический элемент (Вольтов столб), установил, что если два различных металла привести в соприкосновение, то между ними возникает разность потенциалов. Он обнаружил, что в следующем ряду известных на то время металлов (Zn, Sn, Pb, Fe, Cu, Ag, Au) каждый предыдущий металл при соприкосновении с одним из последующих приобретает *положительный* электрический заряд. Чем дальше стоят друг от друга металлы в этом ряду (*ряд Вольты*) тем большим оказывается напряжение гальванического элемента.

Возникающая между находящимися в электрическом контакте проводниками разность потенциалов называется *контактной разностью потенциалов*. В зависимости от используемых пар металлов, её величина изменяется от нескольких десятых до нескольких вольт.

Экспериментально установлены следующие свойства контактной разности потенциалов:

1. Контактная разность потенциалов зависит от химического состава и температуры соприкасающихся металлов. Она сильно изменяется даже при незначительных загрязнениях соприкасающихся поверхностей или их окислении.

2. При последовательном соединении нескольких проводников при одинаковой температуре, контактная разность потенциалов не зависит от химического состава промежуточных проводников и равна контактной разности потенциалов между крайними проводниками.

Рассмотрим эти закономерности в рамках классической электронной теории металлов, в которой электроны проводимости в металле рассматриваются как электронный газ, свободно движущийся между неподвижными положительными ионами атомной решетки (т.е. атомными ядрами с электронами внутренних оболочек).

Чтобы выйти за пределы металла, электрон должен совершить работу как против сил притяжения со стороны избыточного положительного заряда, возникающего в металле в результате его вылета, так и против сил

отталкивания со стороны электронов, находящихся в данный момент над поверхностью металла. Работу, которую нужно совершить для удаления электрона из металла в вакуум, называют *работой выхода*. Она равна  $A = e\varphi$ , где  $e$  – элементарный заряд,  $\varphi$  – потенциал выхода. Работа выхода производится электронами за счет уменьшения их кинетической энергии.

При соприкосновении двух разных металлов с работами выхода электронов  $A_1$  и  $A_2$  (считаем что  $A_1 < A_2$ ), электроны, находящиеся у поверхности раздела металлов, вследствие теплового движения будут переходить из металла с меньшей работой выхода в металл, для которого работа выхода больше. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока работа по перемещению электронов за счет контактной разности потенциалов  $\varphi_1' - \varphi_2'$  не станет равной разности работ выхода:

$$e(\varphi_1' - \varphi_2') = A_2 - A_1 \quad (15.1)$$

Еще одной причиной возникновения контактной разности потенциалов является различная концентрация электронов в металле (плотность электронного газа). Если  $n_1$  и  $n_2$  – концентрации электронов в первом и втором металлах и  $n_1 > n_2$ , то будет происходить преимущественный перенос электронов из первого металла во второй. В результате первый металл приобретёт положительный заряд, а второй отрицательный, что приведет к разности потенциалов

$$\varphi_1'' - \varphi_2'' = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n_1}{n_2} \right) \quad (15.2)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура. Как правило  $\varphi_1' - \varphi_2' \gg \varphi_1'' - \varphi_2''$ .

Результирующая полная контактная разность потенциалов, согласно (15.1) и (15.2) равна:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -(A_1 - A_2) / e + \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n_1}{n_2} \right). \quad (15.3)$$

Рассмотрим случай, когда в соприкосновение приведены три разных проводника, находящихся при одинаковой температуре.

Разность потенциалов между концами разомкнутой цепи будет равна алгебраической сумме скачков потенциалов во всех контактах:

$$\varphi_1 - \varphi_3 = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3), \quad (15.4)$$

откуда используя соотношения (15.3) получаем:

$$\varphi_1 - \varphi_3 = -(A_1 - A_3) / e + \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n_1}{n_3} \right). \quad (15.5)$$

Как видно, контактная разность потенциалов не зависит от промежуточного проводника.

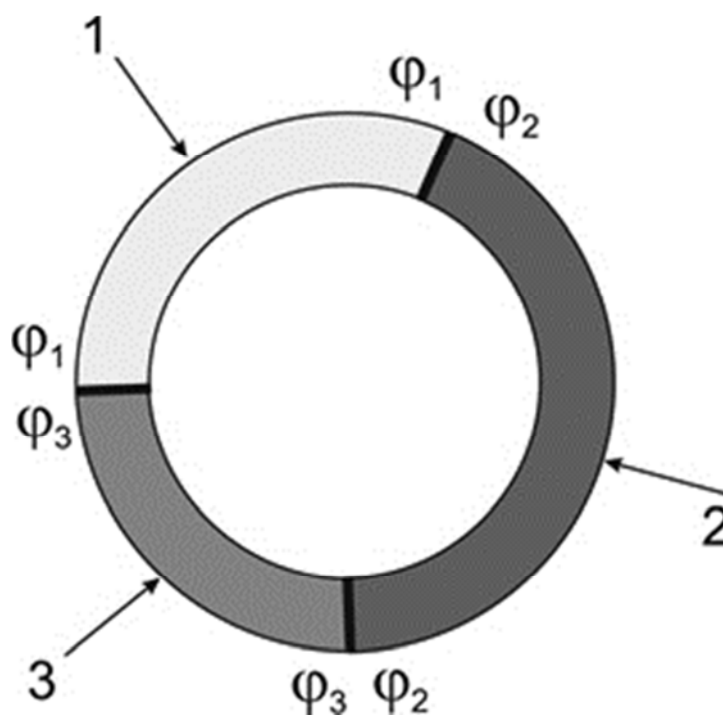


Рис.15.1. Соединение трех различных проводников

Если замкнуть электрическую цепь, как представлено на рис. 15.1, то приложенная электродвижущая сила (ЭДС)  $\varepsilon$  будет равна алгебраической

сумме всех скачков потенциалов, которые имеют место при обходе цепи:

$$\varepsilon = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + (\varphi_3 - \varphi_1), \quad (15.6)$$

откуда следует, что  $\varepsilon=0$ .

Таким образом, при образовании замкнутой электрической цепи из нескольких металлических проводников, находящихся при одинаковой температуре, ЭДС за счет контактной разности потенциалов не возникает. *Чтобы ток возник, спаи проводников должны находиться при разных температурах.*

Контактная разность потенциалов возникает не только между двумя металлами, но также и между двумя полупроводниками, металлом и полупроводником, двумя диэлектриками.

### 15.3. Термоэлектрические явления.

К термоэлектрическим явлениям относятся три взаимосвязанных эффекта: термоэлектрический эффект Зеебека и обратные ему электротермические эффекты Пельтье и Томсона. Рассмотрим более детально каждый из них.

Все термоэлектрические явления значительно усиливаются в полупроводниках по сравнению с металлами, поскольку для полупроводников существует ярко выраженное увеличение числа носителей с ростом температуры.

#### 15.3.1. Эффект Зеебека

Эффект Зеебека заключается в возникновении электрического тока в замкнутой цепи, состоящей из последовательно соединенных разнородных проводников, контакты между которыми находятся при разных температурах. Этот эффект был обнаружен немецким физиком Томасом Зеебеком в 1821 году.

Рассмотрим замкнутую цепь из двух проводников 1 и 2, представленную на рис. 15.2 (а). Если контакты проводников (места спаев) находятся при разных температурах ( $T_{гор}$  для горячего спаива и  $T_{хол}$  для холодного), то в замкнутой цепи возникает термо-ЭДС и идет термоток  $I_T$ .

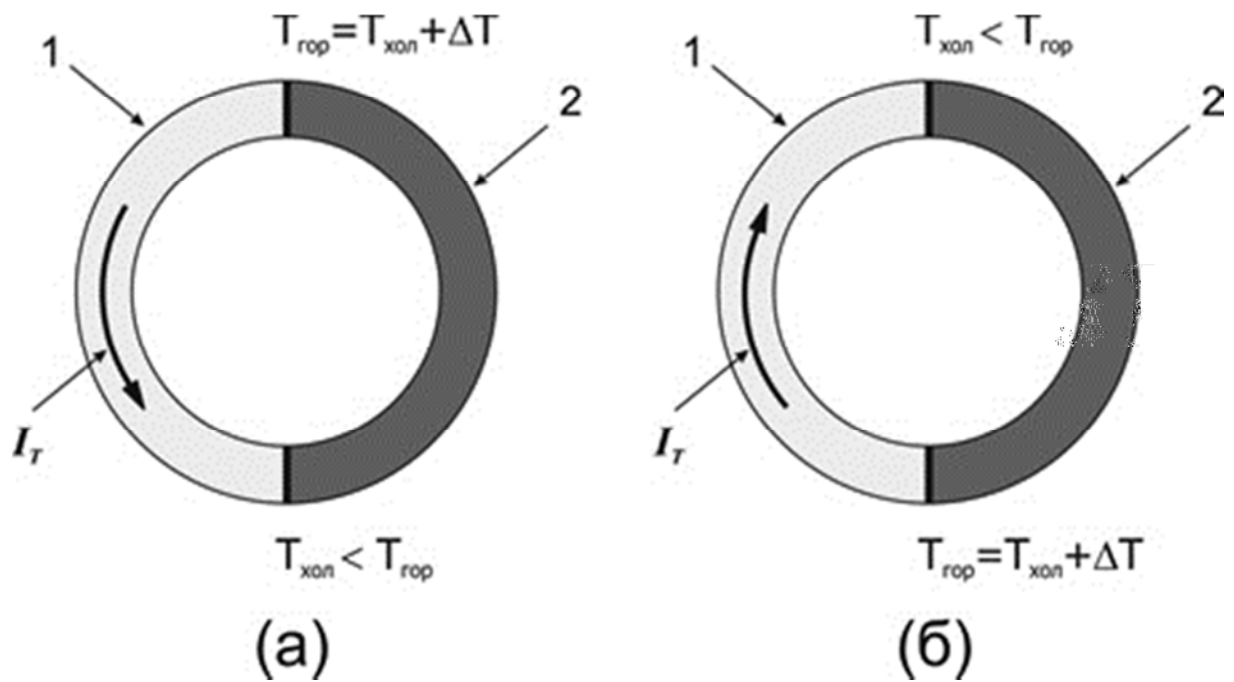


Рисунок 15.2. Эффект Зеебека в замкнутой цепи из двух проводников с разной температурой спаев

Так, согласно уравнению (15.6) и полученному в классическом представлении уравнению (15.3), возникающая в цепи термо-ЭДС равна сумме скачков потенциалов на обоих контактах и непосредственно зависит от разности их температур:

$$\varepsilon = (\varphi_1 - \varphi_2)_{гор} - (\varphi_2 - \varphi_1)_{хол} = \frac{k(T_{гор} - T_{хол})}{e} \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right) = \frac{k\Delta T}{e} \ln\left(\frac{n_1}{n_2}\right). \quad (15.7)$$

Направление термотока зависит от знака разности температур спаев. Таким образом, если в той же цепи нагреть холодный спай и охладить горячий, поменяв тем самым знак разности температур контактов  $\Delta T$  на противоположный, то электрический ток начнет течь в обратную сторону (см. рис. 15.2. (б)).

Цепь, составленная из двух различных проводников 1 и 2, называется термоэлементом (или *термопарой*), а ее ветви - *термоэлектродами*.

Величина термо-ЭДС  $\varepsilon$  зависит от значений температур спаев  $T_{гор}$  и  $T_{хол}$  и от природы материалов, составляющих термоэлемент.

В небольшом интервале температур (как правило, в интервале от  $0^\circ\text{C}$  до  $100^\circ\text{C}$ ) зависимость величины термо-ЭДС от разности температур

контактов является линейной:

$$\varepsilon = \alpha_{12} \Delta T, \quad (15.8)$$

где  $\alpha_{12}$  – коэффициент термо-ЭДС или термоэлектрическая способность термопары, т.е. величина термо-ЭДС, возникающая при разности температур спаев в  $1^\circ\text{C}$ .

$$\alpha_{12} = \frac{d\varepsilon}{dT} \text{ или } \alpha_{12} = \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta T}. \quad (15.9)$$

Коэффициент термо-ЭДС определяется физическими характеристиками проводников, составляющих термоэлемент: концентрацией электронов, их средними энергиями, механизмами рассеяния электронов. В общем случае коэффициент термо-ЭДС зависит также и от температуры.

Таким образом, корректное выражение для термо-ЭДС принимает вид:

$$\varepsilon = \int_{T_{\text{хол}}}^{T_{\text{гор}}} \alpha_{12}(T) dT. \quad (15.10)$$

Коэффициент термо-ЭДС  $\alpha_{12}$  является характеристикой обоих металлов термопары и может быть представлен через коэффициенты термо-ЭДС  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  материалов термоэлектродов:

$$\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2. \quad (15.11)$$

Коэффициенты термо-ЭДС различных материалов определяются по отношению к свинцу, для которого  $\alpha_{Pb} = 0$ : для образца из свинца не возникает разности потенциалов между его нагретым и холодным концами.

Направление термотока  $I_T$  определяется следующим образом: в нагретом спае ток течет от металла с меньшим значением коэффициента термо-ЭДС ( $\alpha_2$ ) материала к металлу с большим значением коэффициента термо-ЭДС ( $\alpha_1$ ). Именно эта ситуация отображается на рис. 15.2.

Рассмотрим причины возникновения термоэлектродвижущей силы. Термоэлектрический эффект Зеебека возникает за счет явлений, проявляющихся в узкой области вблизи контакта разнородных проводников,

и обусловлен тремя причинами.

*Первая причина - диффузия электронов от горячего конца термоэлектродов к холодному.* Если на концах каждого термоэлектрода (проводника термопары) есть стабильная разность температур, то средняя кинетическая энергия электронов на горячих концах будет выше средней кинетической энергии на холодных концах. В результате, в каждом проводнике возникает поток электронов от горячего конца к холодному, и на холодном конце появляется отрицательный потенциал, а на горячем – положительный.

Таким образом, внутри проводника возникает электрическое поле  $\vec{E}_T$ , направленное против градиента температуры  $dT/dx$  (см. рис. 15.3). Поле  $\vec{E}_T$  будет возрастать до тех пор, пока возникший под его действием обратный поток электронов не станет уравновешивать первичный поток электронов, вызванный градиентом температур. В равновесном состоянии градиент температуры вдоль образца создает постоянную разность потенциалов  $\Delta\phi_T$  на его концах, величина которой определяется зависимостью от температуры концентрации электронов, а также их подвижностью.

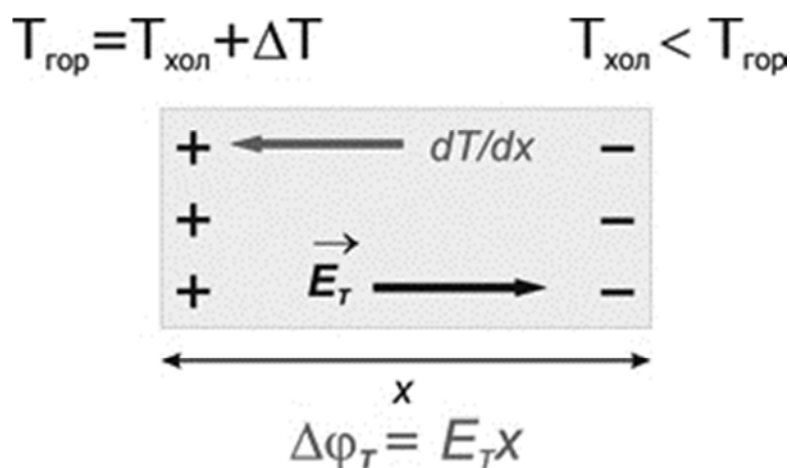


Рисунок 15.3 Возникновение объемной термо-ЭДС вследствие диффузии электронов при перепаде температур

Сумма соответствующих разностей потенциалов  $\Delta\phi_{T,i} = E_{T,i} \cdot x_i$  внутри термоэлектродов длиной  $x_i$  определяет объемную составляющую термо-ЭДС

$\varepsilon_V$  замкнутой цепи. Рассмотренный вклад в термо-ЭДС называют *объемной термо-ЭДС*, поскольку электрическое поле возникает в этом случае в объеме металла, а не на самих контактах.

Заметим, что в случае положительных носителей заряда (ионы, дырки) нагретый конец зарядится отрицательно, а холодный положительно, что приведет к смене знака термо-ЭДС. В проводниках смешанного типа от горячего конца к холодному диффундируют одновременно и электроны, и дырки, возбуждая электрические поля в противоположных направлениях. В некоторых случаях эти поля компенсируют друг друга, и разности потенциалов между концами не возникает. Именно такой случай имеет место в свинце.

*Вторая причина – температурная зависимость контактной разности потенциалов.* Если оба спая термопары находятся при одной и той же температуре, то контактные разности потенциалов равны и направлены в противоположные стороны, то есть компенсируют друг друга (см уравнения (15.3)-(15.6)). Если же температура спаев различна, то контактные разности потенциалов горячего и холодного спаев будут отличаться, т.к. работа выхода электронов зависит от температуры металла. В этом случае суммарная контактная разность потенциалов дает свой вклад в термо-ЭДС, называемый *контактной термо-ЭДС*  $\varepsilon_K$ .

Вклад контактной термо-ЭДС может быть сравним или даже больше объемной термо-ЭДС.

*Третья причина – увлечение электронов проводимости фононами.* Твердые тела, в которых могут возникать термоэлектрические явления, имеют кристаллическую структуру. Узлы кристаллической решетки, являются реальными физическими объектами, которые хотя и ограничены в движении, но непрерывно совершают колебательные движения (в основном это тепловые колебания). Колебательные движения решетки, с точки зрения квантовой механики, можно моделировать некоторыми частицами, подобными квантам света, но движущимися со скоростью звука. Эти

частицы называют *фононами*.

Если в твёрдом теле существует градиент температуры, то число фононов, движущихся от горячего конца к холодному, будет больше, чем в обратном направлении. В результате столкновений с электронами фононы могут увлекать за собой электроны (сообщать им направленное движение), и на холодном конце образца будет накапливаться отрицательный потенциал (на горячем – положительный). Процесс будет идти до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не уравновесит эффект увлечения. Эта разность потенциалов и представляет собой третью составляющую – *фононную термо-ЭДС*  $\varepsilon_{\phi}$ , которая при низких температурах может быть в десятки и сотни раз больше объемной и контактной термо-ЭДС.

В итоге, результирующая термо-ЭДС определяется суммой всех составляющих, так или иначе связанных с изменением средней энергии движения электронов в потоке от их средней энергии в состоянии равновесия:

$$\varepsilon = \varepsilon_v + \varepsilon_k + \varepsilon_{\phi}.. \quad (15.12)$$

Однако, *фононная и объемная термо-ЭДС имеют один и тот же знак, в то время как контактная термо-ЭДС, как правило, противоположна им по знаку.*

Отметим, что в магнетиках наблюдается дополнительная составляющая термо-ЭДС, обусловленная эффектом *увлечения электронов магнонами* – квазичастицами (как и фонон), моделирующими спиновое взаимодействие узлов кристаллической решетки магнетиков.

### 15.3.2. Эффект Пельтье

Эффект, обратный эффекту Зеебека, был открыт в 1834 г. французским физиком Жаном Пельтье: при пропускании электрического тока через контакт двух различных проводников, на этом контакте происходит выделение (при одном направлении тока) или поглощение (при противоположном направлении тока) дополнительной теплоты, помимо

джоулевой.

Если джоулева теплота прямо пропорциональна квадрату силы тока  $Q_{\text{д}} = I^2 \cdot R \cdot t$  (где  $t$  – время пропускания тока через проводник), то теплота Пельтье прямо пропорциональна силе тока в первой степени, и меняет свой знак при перемене направления тока:

$$Q_{\text{П}} = \Pi \cdot I \cdot t. \quad (15.13)$$

где  $\Pi$  – коэффициент Пельтье.

На рис. 15.4(а) представлена замкнутая цепь, состоящая из двух различных проводников, по которой течет ток  $I'$ . Пусть направление тока  $I'$  совпадает с направлением тока  $I_T$ , показанного на рис. 15.2(а) для случая, когда проводник 2 имеет меньший коэффициент термо-ЭДС материала, чем проводник 1 ( $\alpha_2 < \alpha_1$ ). Верхний контакт, который в эффекте Зеебека имел бы более высокую температуру, теперь будет охлаждаться, а нижний контакт – нагреваться.

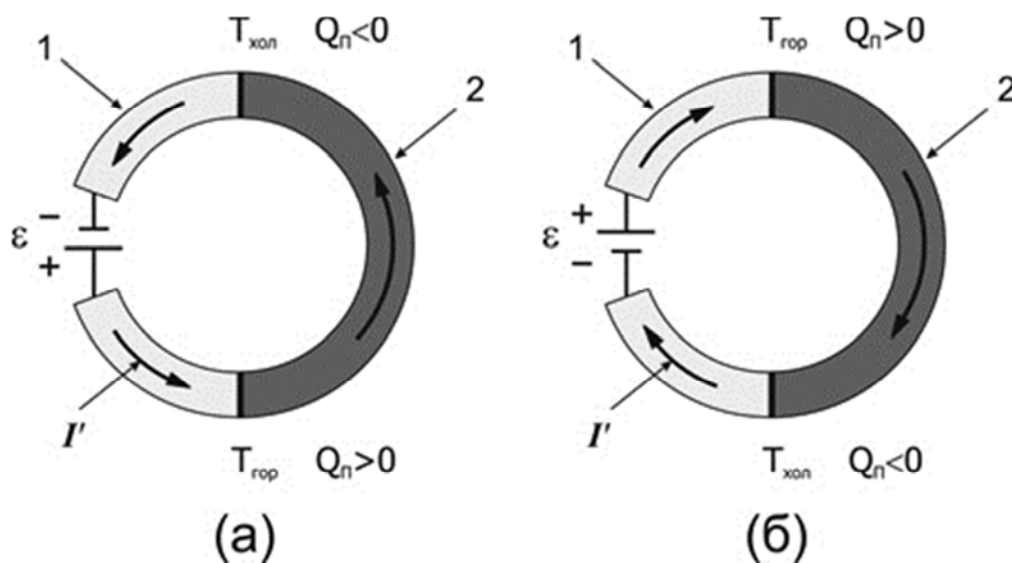


Рисунок 15.4 Эффект Пельтье в замкнутой цепи из двух проводников:

(а) с поглощением теплоты Пельтье на верхнем контакте, (б) с выделением теплоты Пельтье на верхнем контакте

При изменении направления тока в замкнутой цепи на противоположное, спай на котором происходило поглощение тепла, начинает его выделять, а нагревавшийся до этого спай начинает охлаждаться (см. рис. 15.4 (б)).

Причина возникновения эффекта Пельтье на контакте двух металлов заключается в следующем: электроны по разные стороны спаия имеют различную среднюю энергию. Если электроны, пройдя через спай, попадают в область с меньшей энергией, они передают избыток энергии кристаллической решетке, в результате чего вблизи контакта происходит выделение теплоты Пельтье ( $Q_{\text{П}} > 0$ ) и температура контакта повышается. При этом на другом спае носители, переходя в область с большей энергией, заимствуют недостающую энергию от решетки, происходит поглощение теплоты Пельтье ( $Q_{\text{П}} < 0$ ) и понижение температуры.

Коэффициент Пельтье, определяющий количество теплоты Пельтье, выделяющейся на контакте, зависит от природы контактирующих веществ и температуры контакта. При этом он напрямую связан с коэффициентами термо-ЭДС материалов спаия:

$$P_{12} = \alpha_{12} \cdot T = (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot T, \quad (15.14)$$

где  $T$  – абсолютная температура в К.

В полупроводниках с одинаковым видом носителей тока (два полупроводника n-типа или два полупроводника p-типа) причина возникновения эффекта Пельтье на контакте такая же, как и в случае контакта двух металлов. Однако значения коэффициента Пельтье значительно выше.

### 15.3.3. Эффект Томсона

Второй эффект, обратный эффекту Зеебека, был открыт в 1851 г. британским физиком Уильямом Томсоном (он же лорд Кельвин, в честь которого названа единица измерения температуры). Эффект Томсона состоит в том, что при пропускании электрического тока через проводник, вдоль которого существует градиент температуры, в проводнике (даже из однородного материала), помимо джоулевой теплоты, в зависимости от направления тока будет выделяться или поглощаться дополнительное количество теплоты (теплота Томсона).

Неравномерное нагревание первоначально однородного проводника меняет его свойства, делая проводник неоднородным. Поэтому явление Томсона это, в сущности, своеобразное явление Пельтье с той разницей, что неоднородность вызвана не различием химического состава проводника, а неодинаковостью температуры.

Количество теплоты Томсона, выделившейся (поглощенной) на элементе длины  $dx$  проводника, рассчитывается как

$$Q_{\tau} = \tau \cdot I \cdot \frac{dT}{dx}, \quad (15.15)$$

где  $\tau$  - коэффициент Томсона, зависящий от материала и его температуры,  $dT/dx$  - градиент температуры вдоль проводника.

При этом эффект Томсона считается положительным, если электрический ток, текущий в направлении градиента температуры, вызывает нагревание проводника ( $Q_{\tau} > 0$ ), и отрицательным, если при том же направлении тока происходит охлаждение проводника ( $Q_{\tau} < 0$ ).

#### 15.4. Практические применения термоэлектрических эффектов

Поскольку в электрических схемах и приборах всегда имеются спаи и контакты различных проводников, то при колебаниях температуры в местах контактов (особенно из разнородных материалов) возникают термо-ЭДС, которые необходимо учитывать при точных измерениях. Однако существуют и важные целевые применения термоэлектрических эффектов.

##### 15.4.1. Применения эффекта Зеебека

Эффект Зеебека широко используется в устройствах для измерения температуры и устройствах прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. Простейшее такое устройство состоит из двух последовательно соединенных пайкой или сваркой разнородных металлических проводников. Такая цепь называется термопарой, составляющие термопару проводники – термоэлектродами, места их соединения – спаями. На рис.15.5 представлены типичные схемы включения

термопары.

На рис. 15.5(а) измерительный прибор подключен в разрыв одного из термоэлектродов. Это типичная схема включения термопары с термостатированным контактом, когда температура холодного спае  $T_{\text{хол}}$  поддерживается постоянной (обычно равной температуре тающего льда  $0^{\circ}\text{C}$ ).

На рис. 15.5(б) измерительный прибор подключен к концам разнородных термоэлектродов. Это типичная схема включения термопары с нетермостатированным "холостым" контактом, когда температура  $T_{\text{хол}}$  равна температуре окружающей среды.

Для получения максимальной величины термо-ЭДС необходимо выбирать материалы с наибольшими коэффициентами термо-ЭДС противоположного знака.

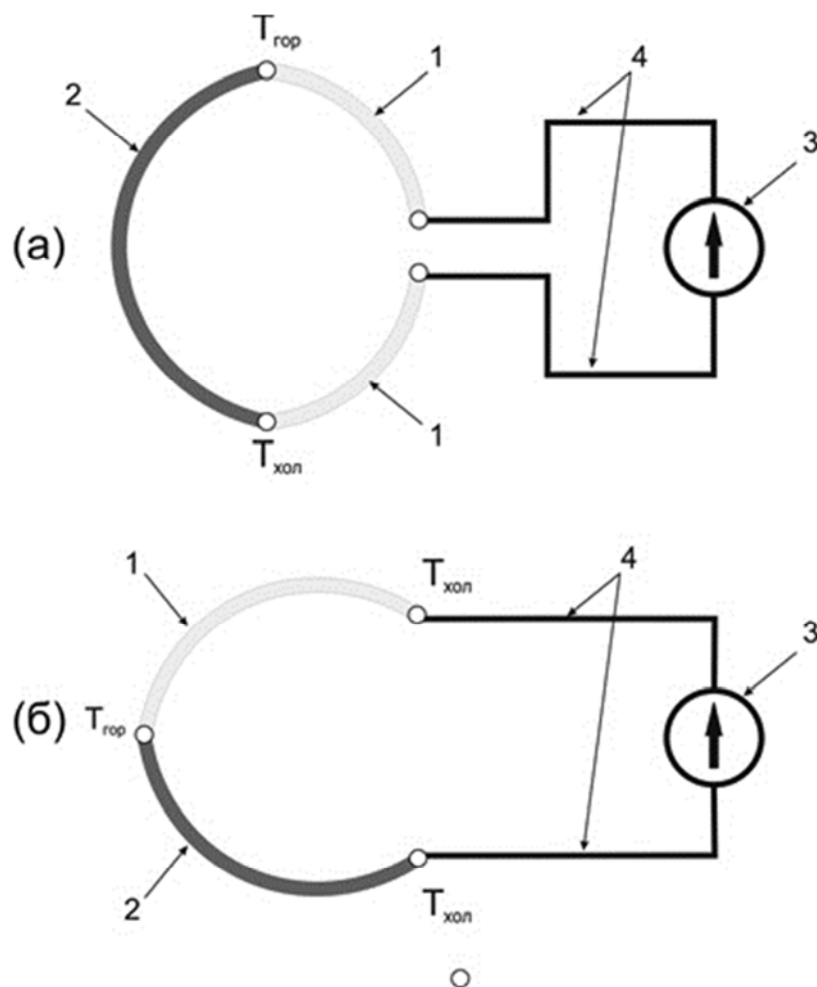


Рисунок 15.5 Типичные схемы включения термопары

1, 2 – термоэлектроды; 3 – измерительный прибор; 4 – соединительные провода;  $T_{\text{гор}}$  и  $T_{\text{хол}}$  – температуры горячего и холодного спаев термопары.

Диапазон температур, измеряемых при помощи термопар, очень велик: от температуры жидкого гелия (4,2 К) до нескольких тысяч градусов К. Чтобы увеличить точность измерений, используют схему включения термопары с термостатированным контактом (рис. 15.4 (а)).

При увеличении разности температур спаев термо-ЭДС будет изменяться по нелинейному закону, поэтому перед тем, как измерять температуру при помощи термопары, ее градуируют.

Термо-ЭДС весьма чувствительна к наличию химических примесей в спае. Для предохранения рабочего спае термопары от внешних химических воздействий он может быть помещен в защитную химическую оболочку.

Для увеличения термо-ЭДС, термопары последовательно соединяют в термобатареи. Все четные спаи поддерживаются при одной температуре, а нечетные при другой. Термоэлектродвижущая сила такой батареи равна сумме термо-ЭДС ее отдельных термопар (см. рис. 15.6).

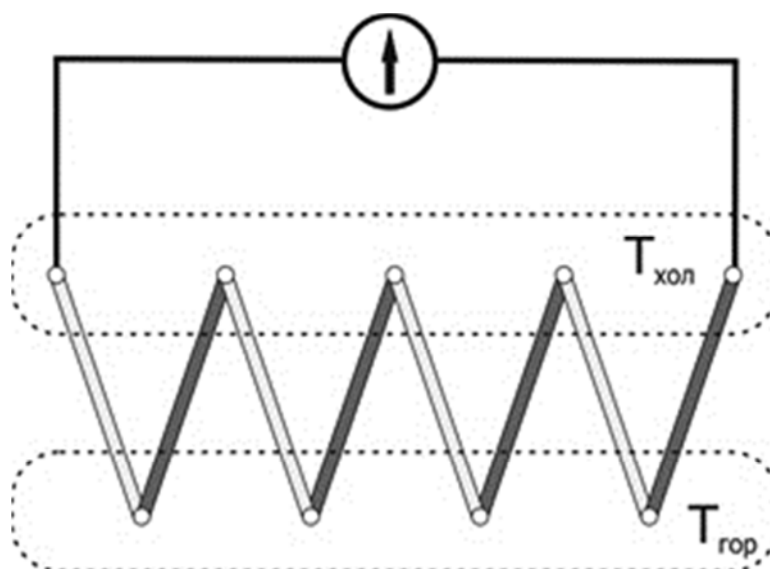


Рисунок 15.6 Термобатарея.

Миниатюрные термобатареи, составленные из тончайших полосок двух различных материалов, применяются для регистрации нагретых тел и измерения испускаемого ими электромагнитного излучения. В соединении с чувствительным гальванометром или электронным усилительным

устройством они могут обнаружить, например, тепловое излучение человеческой руки на расстоянии в несколько метров. Высокая чувствительность термобатарей позволяет использовать их в качестве датчиков устройств сигнализации повышения температуры.

Термобатареи используются и как генераторы электрического тока. С их помощью можно превращать тепловую, солнечную и ядерную энергию в электрическую. Они просты по устройству и не содержат механических движущихся частей. Однако использование металлических термоэлементов в качестве генераторов малоэффективно, поэтому для преобразования тепловой энергии в электрическую используются полупроводниковые материалы.

### Градуировка термопар

Под *градуировкой термопары* понимают установление зависимости между значением разности температур на концах термопары и величиной термо-ЭДС  $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\Delta T)$ .

Для *градуировки образцовой термопары* используют заранее известные с высокой точностью значения температуры (например, температуру таяния льда, кипения воды, плавления чистых металлов). При градуировке холодный спай термопары термостатируется в сосуде Дьюара с тающим льдом (т.е.  $T_{\text{хол}}$  поддерживается равной  $0^\circ \text{C}$ ), а второй спай поочередно погружается в ванны с известной температурой. Результаты градуировки представляются в виде градуировочной таблицы или графика зависимости термо-ЭДС от температуры горячего спаја  $T_{\text{гор}}$ .

При наличии эталонной термопары можно выполнить градуировку любой рабочей (исследуемой) термопары. *Градуировка (рабочей) термопары* заключается в измерении ее термо-ЭДС в зависимости от температуры горячего спаја  $T_{\text{гор}}$ . В то же время саму температуру горячего спаја определяют по измерению термо-ЭДС образцовой термопары с использованием ее градуировки  $\mathcal{E} = \mathcal{E}(\Delta T)$ . Если холодные концы образцовой и рабочей термопар находятся при температуре окружающей среды,

например, при комнатной температуре  $T_K$ , то следует с помощью ртутного термометра установить значение  $T_K$  и внести корректировку в значение измеренной температуры  $T_{изм}$  горячего спая. Реальное значение температуры горячего спая  $T_{гор} = T_{изм} + T_K$ .

#### 15.4.2. Применение эффекта Пельтье

Эффект Пельтье реализуется в основном в полупроводниковых материалах. Основные направления практического использования эффекта Пельтье в полупроводниках: 1) получение холода для создания термоэлектрических охлаждающих устройств (бытовых и транспортных холодильников), 2) подогрев для целей отопления, 3) управление процессом кристаллизации в условиях постоянной температуры (в медико-биологических приборах), 4) термостатирование (т.е. контролируемая подача или отбор энергии нагрева или охлаждения с целью поддержания постоянной температуры среды) термочувствительных элементов радиоэлектронной и оптической аппаратуры.

В частности, термоэлектрический метод охлаждения обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами охлаждения, а именно: простотой управления, возможностью тонкого регулирования температуры, бесшумностью, высокой надежностью работы. Основным недостатком термоэлектрических устройств – малая эффективность, что не позволяет их использовать для промышленного получения «холода».

#### 15.4.3. Применения эффекта Томсона

Самостоятельного использования в технике эффект Томсона не имеет ввиду малости соответствующих потоков тепла. Однако, его следует учитывать при расчетах термоэлектрических устройств, в особенности прецизионных термодатчиков.

## 15.5. Порядок проведения измерений.

### 15.5.1. Описание экспериментальной установки

На рис. 15.7 представлена схема экспериментальной установки для градуировки термопар.

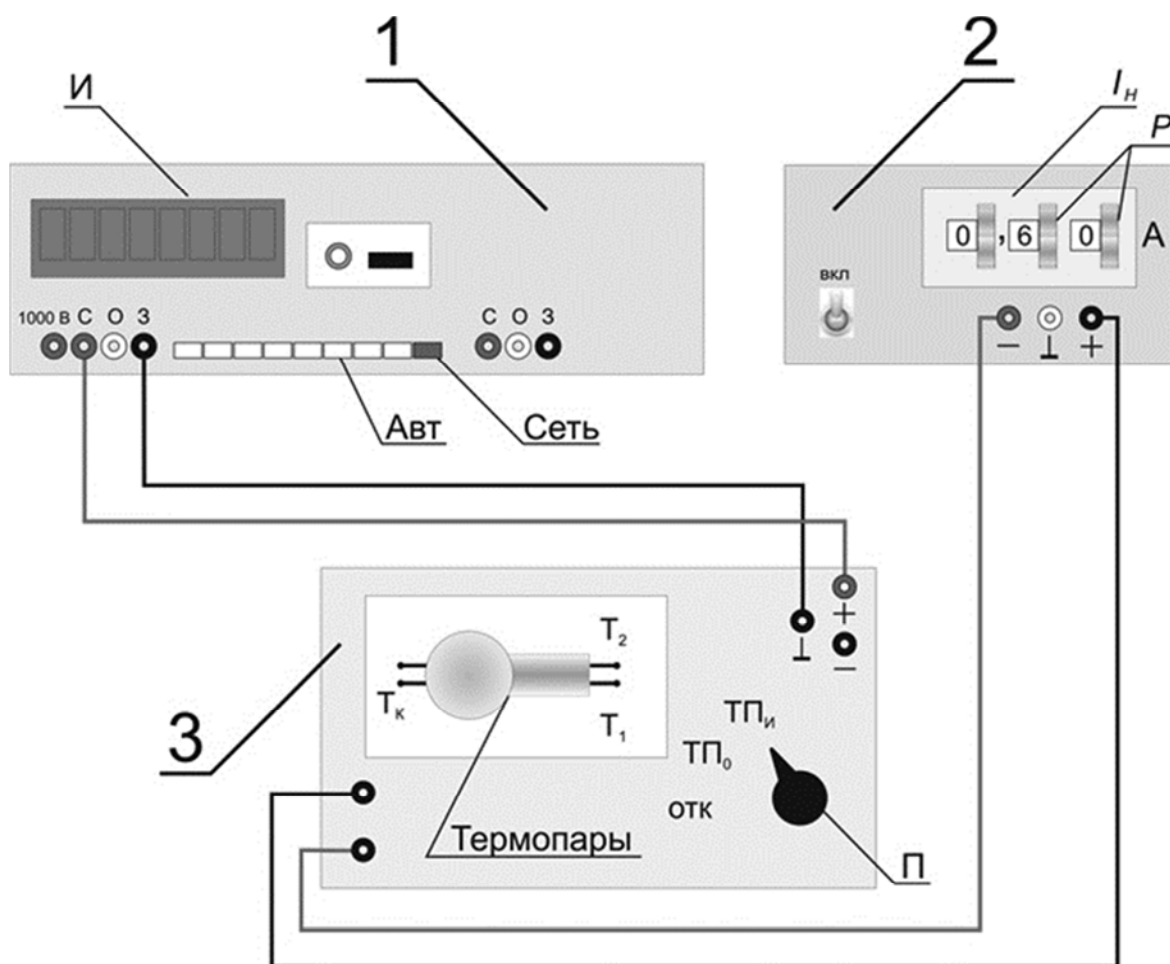


Рисунок 15.7. Схема установки

1 – цифровой универсальный вольтметр; 2 – источника питания постоянного тока; 3 – блок термопар с нагревателем

В состав установки входят две термопары разного типа: одна – образцовая, типа «хромель-копель», другая – исследуемая. Горячий спай каждой термопары в блоке 3 подключен к нагревателю, работающему на основе источника постоянного тока 2. Температура нагрева горячего спая определяется величиной тока нагревателя  $I_H$  на источнике тока. Холодный спай обеих термопар находится при комнатной температуре, т.е.  $T_{хол} = T_K$ .

Переключатель «П» блока 3 включает в электрическую цепь одну из термопар: в положении «ТП<sub>0</sub>» – образцовую термопару, в положении «ТП<sub>И</sub>» – исследуемую. Включенная в цепь термопара подсоединена к цифровому вольтметру 1. Значения термо-ЭДС термопары отображаются на цифровом индикаторе «И» вольтметра.

#### 15.5.2. Выполнение измерений

1. Подготовить к работе цифровой универсальный вольтметр 1. Для этого нажать на передней панели прибора на кнопку «Сеть», а затем на кнопку «Авт» автоматической установки предела измерений.

2. Включить нагрев горячих спаев образцовой и исследуемой термопар. Для этого переключить сетевой тумблер источника тока 2 в положение «Вкл».

3. С помощью регуляторов «Р» установить на источнике тока нагревателя 2 значение тока нагрузки  $I_H$ , как указано в Таблице 7.1. Например, первое действующее значение  $I_H = 0,6$  А.

4. Подключить к цифровому вольтметру образцовую термопару. Для этого переключатель «П» блока термопар перевести в положение «ТП<sub>0</sub>».

5. Подождать, пока на индикаторе «И» вольтметра установится показание термо-ЭДС образцовой термопары  $\varepsilon_0$ , соответствующее в Таблице 15.1 заданному току нагрузки  $I_H$ . Например, для  $I_H = 0,6$  А значение  $\varepsilon_0$  равно 0,5 мВ. Быстро переключить на блоке 3 переключатель «П» в положение «ТП<sub>И</sub>», занести показание термо-ЭДС исследуемой термопары  $\varepsilon_I$  в Таблицу 15.1.

Быстрое переключение с образцовой термопары на исследуемую позволяет измерить значения термо-ЭДС обеих термопар при *одной и той же температуре горячего спая*.

6. Повторить действия, указанные в пп. 3-5, в соответствии со значениями  $I_H$  и  $\varepsilon_0$ , приведенными в Таблице 15.1 вплоть до измерения №15.

Отметим, что некоторые измерения проводятся при одном и том же значении тока нагревателя  $I_H$  и разных значениях термо-ЭДС образцовой

термопары  $\varepsilon_0$ . Это связано с тем, что при заданном токе нагрузки выделяемое нагревателем джоулево тепло достигает максимального значения не сразу. Поэтому температура горячего спая, а также термо-ЭДС, с течением времени нагрева увеличиваются.

Таблица 15.1 Результаты измерений

| №  | Ток нагревателя<br>$I_H$ , А | $\varepsilon_0$ , мВ | $\varepsilon_H$ , мВ | $\Delta T$ , °С | $T_{гор}$ , °С |
|----|------------------------------|----------------------|----------------------|-----------------|----------------|
| 1  | 0,00                         | 0,00                 |                      |                 |                |
| 2  | 0,60                         | 0,50                 |                      |                 |                |
| 3  | 0,70                         | 1,00                 |                      |                 |                |
| 4  | 0,80                         | 1,50                 |                      |                 |                |
| 5  | 0,90                         | 2,00                 |                      |                 |                |
| 6  | 0,90                         | 2,50                 |                      |                 |                |
| 7  | 1,00                         | 3,00                 |                      |                 |                |
| 8  | 1,00                         | 3,50                 |                      |                 |                |
| 9  | 1,10                         | 4,00                 |                      |                 |                |
| 10 | 1,10                         | 4,50                 |                      |                 |                |
| 11 | 1,20                         | 5,00                 |                      |                 |                |
| 12 | 1,20                         | 5,50                 |                      |                 |                |
| 13 | 1,20                         | 6,00                 |                      |                 |                |
| 14 | 1,20                         | 6,50                 |                      |                 |                |
| 15 | 1,20                         | 7,00                 |                      |                 |                |

### 15.5.3. Обработка измерений.

1. С помощью градуировочного графика для образцовой термопары  $\varepsilon_0(\Delta T)$ , приведенного на рис.15.8, определить разницу температур на концах горячего и холодного спаев термопары  $\Delta T = T_{гор} - T_{хол}$  при заданном значении  $\varepsilon_0$ . Занести значения  $\Delta T$  в Таблицу 15.1.

2. Используя полученные значения  $\Delta T$  построить на миллиметровой бумаге градуировочный график для исследуемой термопары  $\varepsilon_H(\Delta T)$ . Для

этого провести прямую через отмеченные экспериментальные точки так, чтобы она прошла максимально близко к каждой из точек и при этом пересекла начало координат (0,0).

3. Определить реальную температуру нагревателя  $T_{гор} = T_{хол} + \Delta T$  при заданном токе источника  $I_H$ . Поскольку холодный спай термопары находился при комнатной температуре  $T_K$ , то  $T_{хол} = T_K$ . Для установления значения комнатной температуры  $T_K$  следует воспользоваться комнатным термометром. Результаты  $T_{гор}$  занести в Таблицу 15.1.

4. С помощью градуировочного графика  $\varepsilon_0(\Delta T)$  для образцовой термопары определить коэффициент термо-ЭДС хромель-копелевой термопары  $\alpha_{12}^0$ . Так как в рассматриваемом диапазоне температур нагревателя зависимость  $\varepsilon_0(\Delta T)$  линейная  $\varepsilon_0 = \alpha_{12}^0 \cdot \Delta T$ , коэффициент  $\alpha_{12}^0$  можно оценить по тангенсу угла наклона прямой:  $\alpha_{12}^0 = \Delta\varepsilon_0 / \Delta T$ .

5. Коэффициент термо-ЭДС термопары  $\alpha_{12}$  зависит от коэффициентов термо-ЭДС составляющих ее материалов  $\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2$ . Используя данные коэффициентов термо-ЭДС различных материалов, приведенные в Таблице 15.2, определить теоретически коэффициент  $\alpha_{12}^0$  для образцовой хромель-копелевой термопары и сравнить его с экспериментально полученным в п.4 коэффициентом.

6. Аналогично п.4, с помощью построенного вами градуировочного графика  $\varepsilon_H(\Delta T)$  определить коэффициент термо-ЭДС для исследуемой термопары  $\alpha_{12}^H$ .

7. Известно, что термоэлектрод 2 исследуемой термопары изготовлен из алюминия. Используя Таблицу 15.2. и значение  $\alpha_{12}^H$  определить материал первого термоэлектрода исследуемой термопары.

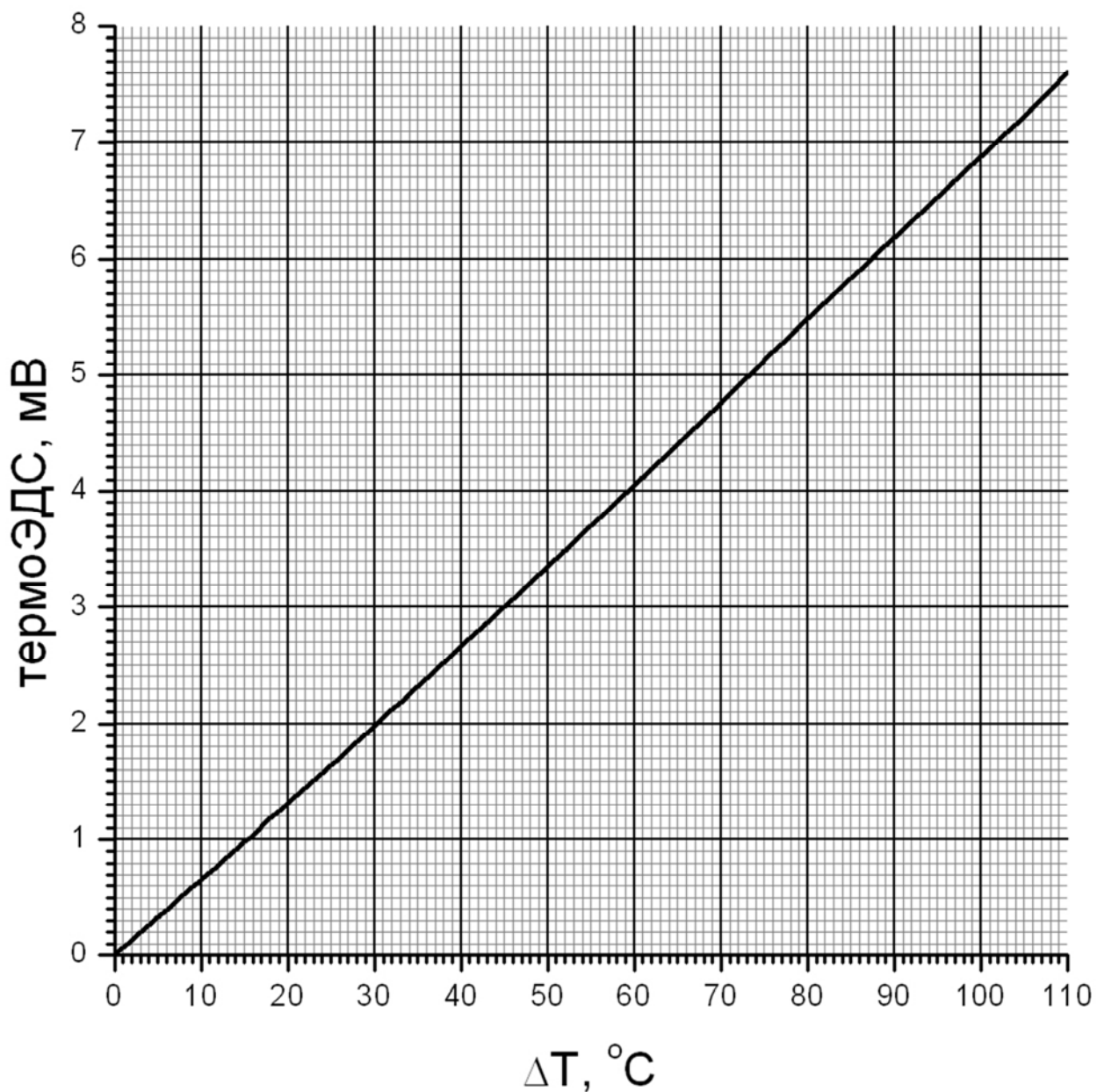


Рисунок 15.8 Градуировочный график хромель-копелевой термопары: зависимость термо-ЭДС от разности температур  $\Delta T = T_{\text{гор}} - T_{\text{хол}}$  на двух спаях термопары. Температура холодного спая термопары  $T_{\text{хол}}$  при градуировке составляла  $0^\circ\text{C}$ .

Таблица 15.2 Коэффициенты термо-ЭДС ряда материалов относительно свинца.

|                | Материал  | Коэффициент термо-ЭДС, мкВ/град |
|----------------|---|---------------------------------|
| Металлы        | <b>Al</b> (алюминий)                                    | 44                              |
|                | <b>Sb</b> (сурьма)                                      | 43                              |
|                | <b>Fe</b> (железо)                                      | 15                              |
|                | <b>W</b> (вольфрам)                                     | 3,6                             |
|                | <b>Cu</b> (медь)  | 3,2                             |
|                | <b>Au</b> (золото)                                      | 2,9                             |
|                | <b>Ag</b> (серебро)                                     | 2,7                             |
|                | <b>Pb</b> (свинец)                                      | 0                               |
|                | <b>Pt</b> (платина)                                     | -4,4                            |
|                | <b>Ni</b> (никель)                                      | -20,8                           |
|                | <b>Bi</b> (висмут)                                      | -68                             |
| Сплавы         | <b>Хромель</b><br>(~90% Ni+ 9% Cr + Cu, Co, Mn, Fe, Si) | 24                              |
|                | <b>Копель</b><br>(56% Cu+~43%Ni+Mn)                     | -38                             |
|                | <b>Алюмель</b><br>(~94% Ni+2% Al+2% Mn+1%Si+Co)         | -17,3                           |
|                | <b>Нихром</b><br>(~75% Ni+~20%Cr+Si+Mn+Fe)              | -18                             |
|                | <b>Константан</b><br>(59%Cu+40%Ni+1%Mn)                 | -38                             |
| Полупроводники | <b>MoS</b> (сульфид молибдена)                          | -770                            |
|                | <b>CuO</b> (окись меди)                                 | -700                            |
|                | <b>CdO</b> (окись кадмия)                               | -40                             |
|                | <b>FeS</b> (сульфид железа)                             | 26                              |
|                | <b>NiO</b> (окись никеля)                               | 240                             |
|                | <b>Cu<sub>2</sub>O</b> (закись меди)                    | 1200,00                         |

### 15.6. Контрольные вопросы:

1. Какие физические явления называются термоэлектрическими?
2. Что называется контактной разностью потенциалов?
3. Объясните механизм возникновения контактной разности потенциалов.
4. В чем заключается эффект Зеебека, эффект Пельтье и эффект Томсона?
5. Что такое коэффициент термо-ЭДС термопары и коэффициент термо-ЭДС материала?
6. Каковы причины возникновения термоэлектродвижущей силы?
7. Устройство и принцип действия термопары.
8. Методы градуировки термопар.

### Список литературы.

1. Савельев, И.В. Курс общей физики. Том 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика 13-е изд., стер. / И.В. Савельев. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с.
2. Трофимова, Т.И. Курс физики. 11-е изд., стер. / Т.И. Трофимова – М.: Издательский центр «Академия», 2006. – 560 с.
3. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. В 5-и т. Том 3. Электричество: Учебное пособие для вузов 4-е изд., стер. / Д.В. Сивухин. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. — 656 с.

## 16. ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЕЩЕСТВЕ И СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА

### Цель работы:

1. Изучить физические явления в диэлектрике, помещённом в электрическое поле.
2. Определить электрические характеристики сегнетоэлектрика (коэрцитивную силу, точку Кюри) и получить зависимость поляризованности сегнетоэлектрика от величины внешнего электрического поля.

### 16.1. Введение.

В реальных условиях окружающей нас природы все известные вещества по электрическим свойствам можно разделить на три вида: проводники, диэлектрики (изоляторы) и полупроводники.

Вещества, которые хорошо проводят электрический ток, т.к. содержат большое количество свободных носителей электрического заряда, называются проводниками; вещества, в которых свободных заряженных частиц крайне мало – это диэлектрики; вещества, у которых в обычных условиях свободных электрических зарядов почти нет, но они появляются при нагревании, облучении светом или других воздействиях, называются полупроводниками.

Отсутствие свободных носителей внутри диэлектриков, приводит к тому, что они практически не проводят электрический ток. Это позволяет использовать их в качестве электроизолирующих материалов. Диэлектрики бывают твердыми, жидкими и газообразными. Под воздействием электрического поля диэлектрики поляризуются и это приводит к ослаблению взаимодействия электрических зарядов, находящихся в диэлектрике. Сила  $F$  взаимодействия двух точечных зарядов  $q$  и  $q_0$  в однородной диэлектрической среде выражается *законом Кулона*

установленным экспериментально:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{|q| \cdot |q_0|}{r^2} \quad (16.1)$$

где  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная – размерная величина, согласующая размерности левой и правой части уравнения;  $r$  - расстояние между точечными зарядами;  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость среды. Для вакуума  $\epsilon = 1$ . Для диэлектриков  $\epsilon > 1$ , следовательно, в соответствии с законом Кулона(16.1), сила взаимодействия в диэлектрической среде будет меньше в  $\epsilon$  раз по сравнению с силой взаимодействия зарядов в вакууме при прочих равных условиях.

### 16.2. Векторная модель молекулы диэлектрика.

В диэлектриках при обычных условиях все электрические заряды входят в состав атомов, молекул или ионов кристаллических твердых телах с ионной решеткой. Это сложные динамические системы, состоящие из большого числа электрических зарядов. Объяснить свойства диэлектриков гораздо проще, если рассматривать *положительные* и *отрицательные* заряды, входящие в состав отдельных атомов или молекул, сосредоточенными в точках, называемых “*Центры положительных и отрицательных*” зарядов. (рис.16.1).

Систему из двух равных по абсолютной величине, но противоположных по знаку электрических зарядов, находящихся на малом расстоянии  $\vec{l}$  друг от друга, называют диполем, который характеризуется *электрическим (дипольным) моментом*  $\vec{p}$ .

$$\vec{p} = q \cdot \vec{l} \quad (16.2)$$

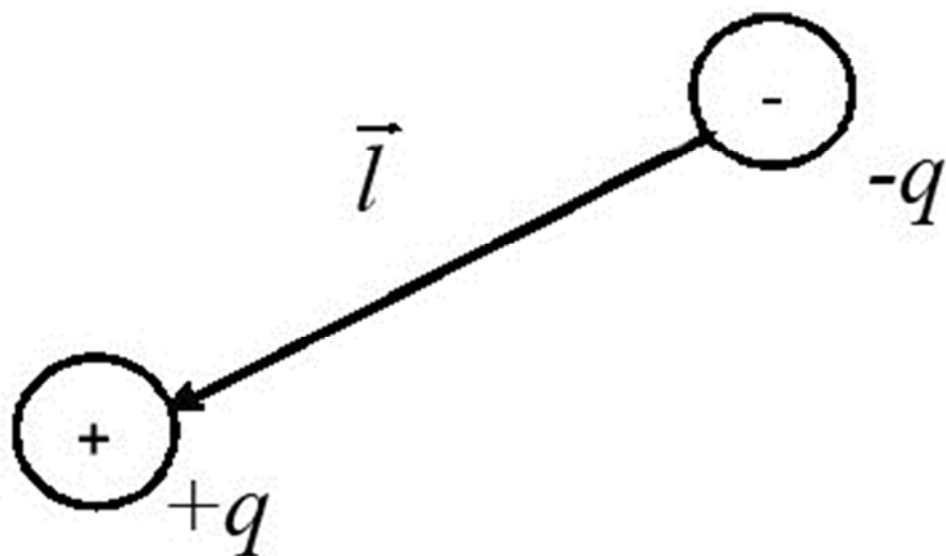


Рис.16.1. Модель диполя.

Величину  $\vec{l}$  называют плечом диполя,  $\vec{r}_i$  и  $\vec{l}$  – векторы, они направлены, от центра *отрицательных* зарядов к центру *положительных* зарядов.

Дипольный момент диэлектрика равен векторной сумме дипольных моментов молекул всего объема вещества:

$$\vec{P}_V = \sum_{i=1}^{i=N} \vec{p}_i \quad (16.3)$$

### 16.3.Неполярный диэлектрик.

Если центры *положительных* и *отрицательных* зарядов молекулы в отсутствии внешних полей совпадают, то такие молекулы (и диэлектрики, которые из них состоят) называются *неполярными*. Неполярные молекулы не обладают *электрическим (дипольным) моментом*, и их *электрический момент*  $\vec{p}_i$  равен нулю. Неполярными диэлектриками являются, например,  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CCl_4$ , нефтепродукты: бензин, керосин, минеральные масла, парафины и др.

В электрическом поле неполярная молекула деформируется. Ее заряды смещаются под действием внешнего поля, и она приобретает *наведенный (индуцированный) дипольный момент*.

#### 16.4. Полярный диэлектрик.

У некоторых молекул, из-за их ассиметричного строения, центры положительных и отрицательных зарядов не совпадают, и такие молекулы обладают *дипольным моментом*, а диэлектрики состоящие из них называются *полярными*.

К *полярным* диэлектрикам относятся вещества:  $CO_2$ ,  $SiO_2$ ,  $NH_4OH$ ,  $H_2O$ , спирты, глицерин и др. Диэлектрическая проницаемость этих веществ значительно выше, чем у неполярных диэлектриков. Электрическое поле оказывает на полярные молекулы ориентирующее действие. Дипольные моменты этих молекул стремятся расположиться вдоль силовых линий внешнего поля. Тепловое движение, внося элемент хаоса, препятствует ориентации диполей вдоль поля. Вследствие этого диэлектрическая проницаемость полярных диэлектриков убывает с ростом температуры.

#### 16.5. Виды и количественные характеристики поляризации

Если диэлектрик поместить во внешнее электрическое поле, то в любом элементарном объеме диэлектрика возникает суммарный дипольный момент молекул, отличный от нуля. Диэлектрик, находящийся в таком состоянии называется поляризованным, т.е. процесс ориентации диполей и появление вследствие этого на противоположных сторонах диэлектрика поверхностных связанных зарядов называется *поляризацией*.

*Различают 3 типа поляризации:*

а) Электронная (деформационная) поляризация: в неполярных диэлектриках происходит деформация электронных оболочек в атомах (молекулах): положительные ядра атома, вследствие большой массы ядер незначительно смещаются в направлении внешнего поля  $E$ , а электронные оболочки их вытягиваются в обратном направлении.

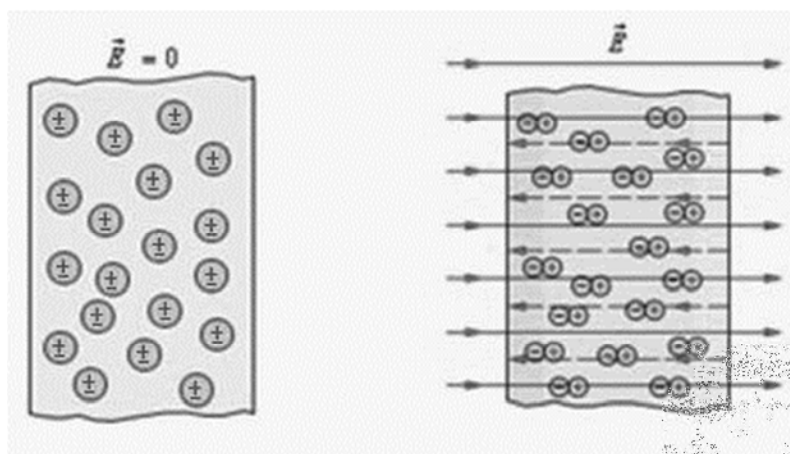


Рис.16.2. Электронная поляризация.

б) Ориентационная поляризация в полярных диэлектриках, состоит в том, что внешнее поле стремится сориентировать дипольные моменты жестких диполей (молекул) вдоль направления поля. Этому препятствует хаотическое тепловое движение молекул. Поляризованность такого диэлектрика пропорциональна напряженности внешнего поля и обратно пропорциональна температуре.

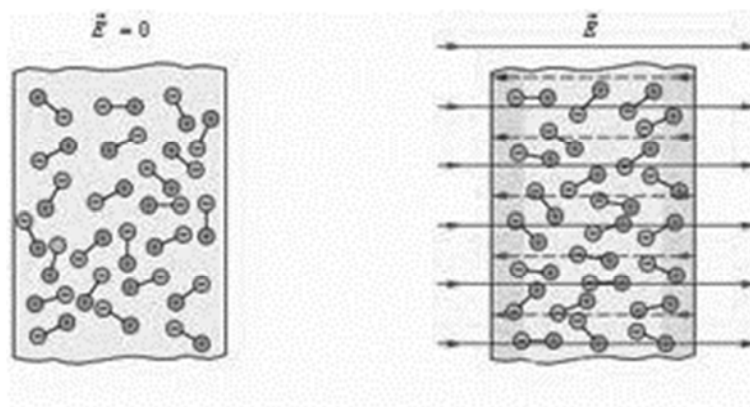


Рис.16.3. Ориентационная поляризация.

в) Ионная поляризация у кристаллических диэлектриков состоит в смещении положительных ионов в направлении поля, а отрицательных в противоположном.

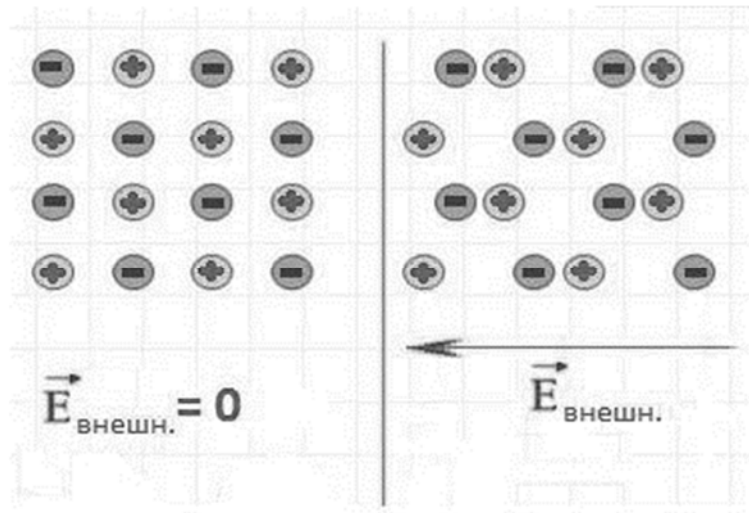


Рис.16.4. Ионная поляризация.

Для количественного описания поляризации пользуются векторной величиной  $\vec{P}$  – *поляризованностью*, определяемый как дипольный момент единицы объема диэлектрика, т.е.

$$\vec{P} = \frac{p_V}{V} = \frac{\sum \vec{p}_i}{V} \quad (16.4)$$

Для всех типов поляризации вектор  $\vec{P}$  пропорционален поляризованному полю  $\vec{E}$ :

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (16.5)$$

где  $\chi$  – диэлектрическая восприимчивость вещества.

### 16.6. Физическая модель поляризации.

Поляризацию диэлектрика удобно рассматривать в поле плоского конденсатора, заполненного однородным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ . Пластины конденсатора параллельны и заряжены равными разноименными зарядами с поверхностной плотностью  $\sigma$  (рис. 16.5). Эти заряды образуют однородное электрическое поле напряженностью  $E_0$ .

$$E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \quad (16.6)$$

В результате поляризации диэлектрика на его поверхности, прилегающей к заряженным пластинам, возникают связанные электрические

заряды с поверхностной плотностью  $\sigma'$ . Эти связанные заряды создают дополнительное внутреннее электрическое поле напряженностью

$$E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}, \quad (16.7)$$

направленное навстречу полю  $E_0$ .

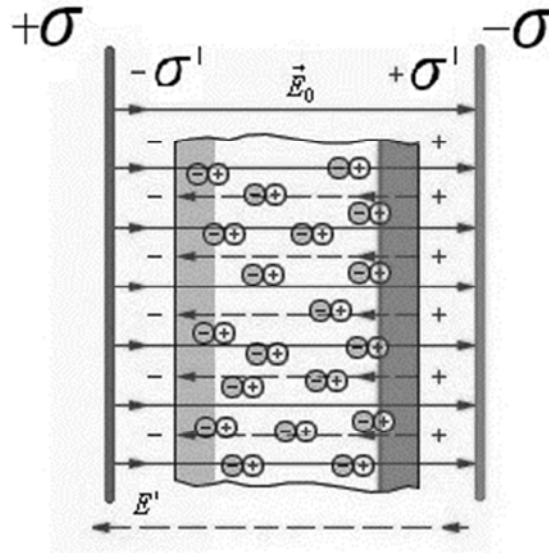


Рис.16.5. Поляризация диэлектрика.

В соответствии с принципом суперпозиции результирующая напряженность будет равна

$$E = E_0 - E' \quad (16.8)$$

Подставляя  $E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}$  получим:

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0}. \quad (16.9)$$

Из формулы (16.4) следует, что полный дипольный момент пластинки диэлектрика,

$$P_V = PV = PSl. \quad (16.10)$$

Где  $S$  – площадь грани пластинки,  $l$  – ее толщина,  $P$  – дипольный момент единицы объема, т.е. *поляризованность*.

С другой стороны, полный дипольный момент равен произведению связанного заряда каждой грани  $Q'$  на расстояние между гранями  $l$ .

Учитывая, что  $Q' = \sigma' S$ , получим

$$PSl = \sigma' Sl \quad (16.11)$$

Или

$$\sigma' = P \quad (16.12)$$

т.о. поверхностная плотность связанных зарядов  $\sigma'$  численно равна *поляризованности*  $P$ .

Подставив вместо  $\sigma'$  в формулу (16.7)  $P$ : получим:

$$E' = \frac{\sigma'}{\varepsilon_0} = \frac{P}{\varepsilon_0} \quad (16.13)$$

Учитывая, что  $P = x\varepsilon_0 E$ , подставляя в формулу (16.8), получаем:

$$E = E_0 - xE \quad (16.14)$$

Откуда напряженность результирующего поля внутри диэлектрика равна:

$$E = \frac{E_0}{(1+x)} = \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (16.15)$$

Безразмерную величину  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = 1 + x \quad (16.16)$$

Называют *диэлектрической проницаемостью диэлектрика*, и, как видно, из формулы (16.15), она показывает, во сколько раз напряженность поля в диэлектрике меньше, чем в вакууме.

### 16.6 Свойства твердых диэлектриков.

Плотные среды (жидкости, твердые тела) поляризуются гораздо сильнее, чем газы. Это объясняется, во-первых, тем, что с возрастанием плотности вещества увеличивается концентрация микроскопических диполей, а во-вторых, тем, что при плотном расположении частицы сильнее влияют друг на друга, т.е. внешнее поле воздействует на частицу не только непосредственно, но и через изменения внутренних полей, создаваемых окружением частицы.

У поляризации кристаллических твердых тел есть своя специфика, связанная с неоднородной по объему анизотропией. В анизотропной твердой среде электрическое поле и поляризованность могут не совпадать по

направлению. Это наблюдается у некоторых монокристаллов.

Специфическим свойством твердого состояния является его способность сохранять в некоторых случаях поляризацию без внешнего поля. Вещества, обладающие таким свойством, называют *электретами*. Это электрические аналоги постоянных магнитов. Один из способов получения электретов – термический. Он годится для веществ, состоящих из полярных молекул, *поляризуемость которых зависит от температуры*. Таким веществом является, например, воск. Если его поляризовать при высокой температуре в электрическом поле, а затем охлаждать, не выключая поле, до такой температуры, что диполи потеряют способность вращаться, то образовавшиеся на его поверхности поляризационные заряды сохраняются и после выключения поля в течение длительного времени (часы, дни, и даже годы). Со временем поляризация электрета исчезает, т.к. свободные заряды из воздуха притягиваются к его поверхности и нейтрализуют поляризационные заряды. При нагревании электрета ориентация дипольных моментов приобретает все более хаотичный характер, и поляризация исчезает; поверхностные заряды осевших ионов создают собственное электрическое поле. Такой эффект называют *пироэлектричеством*.

В некоторых твердых диэлектриках, построенных определенным образом из полярных молекул (жестких диполей), было обнаружено явление, получившее название *пьезоэлектричества*. Если кристалл такого вещества (например, кварца или турмалина) подвергнуть упругой деформации (сжатию или растяжению), то составляющие его молекулярные диполи могут определенным образом поворачиваться и изменять поляризацию кристалла. При этом на противоположных гранях кристалла появляются связанные заряды, создающие электрическое поле и разность потенциалов между этими гранями. При переходе от растяжения к сжатию и обратно меняется знак поляризации возникающей разности потенциалов. Объяснить это явление можно следующим образом. Решетку всякого кристалла можно представить в виде нескольких простых решеток вставленных одна в другую. Если

кристалл не имеет центра симметрии, то при деформации смещаются решетки и кристалл поляризуется. В подобных кристаллах обязательно наблюдается обратный пьезоэлектрический эффект – электрострикция: если к кристаллу приложить внешнюю разность потенциалов, то вследствие поворота диполей будут наблюдаться деформации растяжения или сжатия.

Указанные эффекты нашли применение в системах, превращающих механические воздействия в электрические сигналы и обратно (микрофоны, манометры, генераторы и приемники ультразвука и т.д.).

### 16.7. Сегнетоэлектрики и их свойства.

В некоторых твёрдых веществах, имеющих кристаллическую структуру, электрические моменты молекул ориентируются таким образом, что создают самостоятельные поляризованные до насыщения области – *домены*, линейные размеры которых не превышают  $10^{-5}$  м. Направления электрических моментов определённых доменов определяются симметрией кристаллов, поэтому результирующая поляризация всего кристалла обычно равна нулю. Поляризация такого образца во внешнем поле происходит, во-первых, за счёт смещения границ доменов и роста размеров тех из них, для которых векторы электрических моментов близки по направлению к направлению напряжённости поля, и, во-вторых, за счёт ориентации электрических моментов доменов по направлению поля. Это приводит к огромному эффекту усиления поляризации, а диэлектрическая проницаемость таких кристаллов достигает значений  $(5-10) \cdot 10^4$ . Типичным представителем таких веществ является сегнетова соль ( $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$ ), поэтому все вещества, обладающие подобными свойствами, стали называть *сегнетоэлектриками*. К ним относится титанат бария ( $BaTiO_2$ ) и дигидрофосфат калия ( $KH_2PO_4$ ). Сегнетоэлектрики обладают следующими особенностями:

1. Для указанных веществ характерно резкое возрастание, а затем убывание относительной диэлектрической проницаемости в определённом

интервале температур (рис. 16.6).

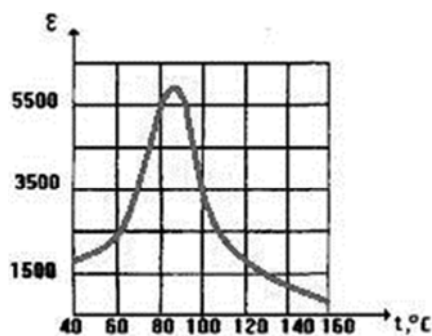


Рис.16.6. Зависимость диэлектрической проницаемости титаната бария от температуры.

Если температуру увеличить выше некоторой температуры  $T_K$ , то сегнетоэлектрик теряет свои свойства, превращаясь в обычный диэлектрик. Температуру  $T_K$  – называют точкой Кюри.

2. У сегнетоэлектрика наблюдается нелинейная зависимость поляризованности  $P$  образца от напряженности внешнего электрического поля  $E$  (рис.16.6). В достаточно сильных полях достигается *состояние насыщения*, когда поляризованность  $P$  образца не меняется при дальнейшем увеличении  $E$ .

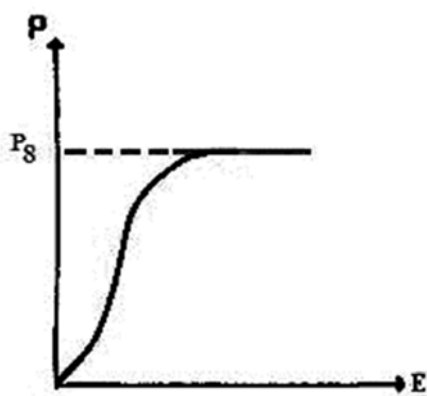


Рис.16.7. Зависимость поляризованности сегнетоэлектрика от напряженности внешнего электрического поля.  $P_S$  - поляризованность при насыщении.

3. Относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  и диэлектрическая восприимчивость  $\chi$  сегнетоэлектриков являются функциями напряженности  $E$  в веществе (рис.16.7), достигая значений порядка  $10^4 \div 10^5$  в области не

очень несильных полей.

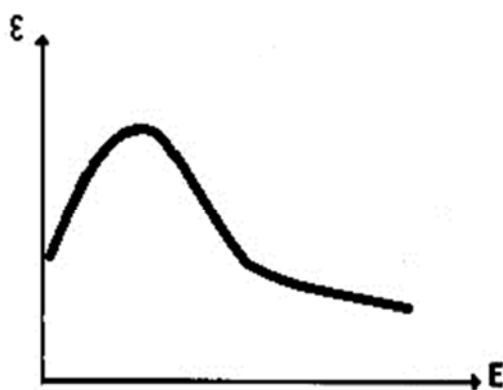


Рис.16.8. Типичная зависимость диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика от напряженности поля.

4. Для сегнетоэлектриков характерно явление гистерезиса (запаздывания), состоящее в различии значений  $P$  и  $D$  при одном и том же значении  $E$  в зависимости от величины предварительной поляризованности образца (рис. 16.9).

С увеличением  $E$  поляризованность образца возрастает от  $P=0$  при  $E=0$  до  $P_H$  при насыщении. При уменьшении  $E$  до нуля поляризованность не исчезает, а лишь уменьшается до значения  $P_r$ , называемого остаточной поляризованностью.

Поляризация полностью исчезает лишь под действием электрического поля противоположного направления, величина которого  $-E_C$ . Величину  $E_C$  называют *коэрцитивной силой*, а наблюдаемую кривую при циклическом изменении напряженности  $E$  – *петлей гистерезиса*.

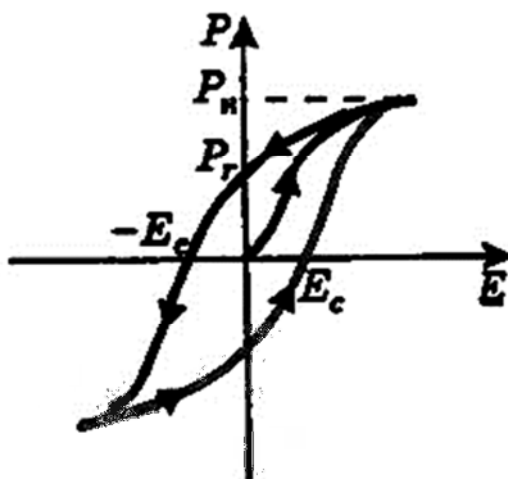


Рис.16.9. Петля гистерезиса сегнетоэлектрика.

Периодическое изменение поляризации сегнетоэлектрика при изменении поля связано с затратой энергии, которая в конечном счете идет на нагревание вещества. Площадь петли гистерезиса пропорциональна теплоте, выделяющейся в единице объема сегнетоэлектрика за один цикл изменения его поляризации. По ширине петли судят о свойстве сегнетоэлектрика. Сегнетоэлектрики с широкой петлей называют *жесткими* (из них делают электреты), а с узкой петлей – *мягкими* (их применяют для изготовления конденсаторов).

### 16.7 Описание экспериментальной установки.

На рис.16.10 приведена схема экспериментальной установки. На схеме 1 – исследуемый сегнетоэлектрик, на боковые грани которого нанесен металлический проводник (2). Сегнетоэлектрик помещается между пластинами плоского конденсатора (3). На плоский конденсатор подается пилообразное напряжение (4)  $U_0$ .

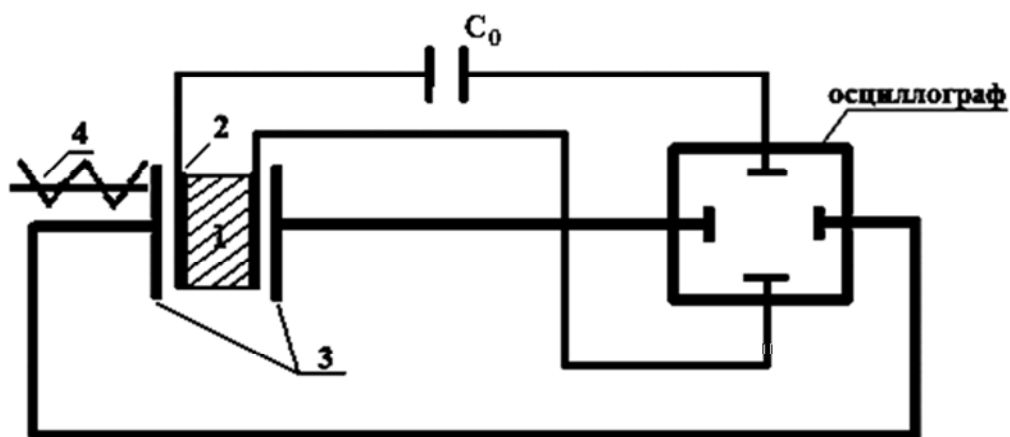


Рис.16.10. Схема экспериментальной установки.

Напряжение, подаваемое на обкладки конденсатора, создает линейно изменяющееся по величине и направлению электрическое поле  $E_0$ , равное:

$$E_0 = \frac{U_0}{d},$$

где,  $U_0$  – напряжение на конденсаторе,  $d$ –расстояние между пластинами конденсатора

Одновременно, данное пилообразное напряжение подается и на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа. Величина подаваемого напряжения определяется путем умножения чувствительности осциллографа по оси  $X$  (вольт/деление) на количество больших делений по оси  $X$ : на которые отклонился луч.

Под действием внешнего электрического поля сегнетоэлектрик поляризуется, т.е. на его плоскостях появляются связанные, разноименные заряды и возникает разность потенциалов, которая подаётся на вертикально отклоняющие пластины осциллографа. Величина возникающего напряжения определяете как :

$$U = C_y * Y ,$$

где  $C_y$  –коэффициент чувствительности осциллографа по оси  $Y$  (вольт/деление),  $Y$  –количество больших делений на которое отклоняется луч осциллографа по вертикали.

Возникшая разность потенциалов на гранях диэлектрика пропорциональна величине связанных зарядов, что следует из формул  $E = \frac{U}{D}$ ,

где,  $D$  – толщина диэлектрика и  $E = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}$ .

Поэтапный процесс поляризации в зависимости от величины и направления поляризующего поля в различные моменты времени представлен на рисунке 16.12.

Учитывая формулу (16.12) для нахождения поляризованности  $P$ , необходимо найти поверхностную плотность связанных зарядов  $\sigma'$ . Учитывая, что  $\sigma' = \frac{Q'}{S}$ , где  $S$  площадь грани диэлектрика,  $Q'$  - величина связанных зарядов. Для нахождения  $Q'$  к исследуемому образцу ёмкости  $C$  (рис.16.11), последовательно подключается конденсатор  $C_0$  намного большей ёмкости, чем ёмкость диэлектрика:

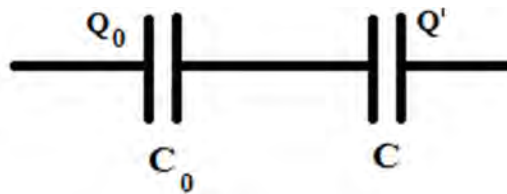


Рис.16.11. Схема подключения дополнительного конденсатора  $C_0$ .

При этом, практически все напряжение возникающее на образце будет равно напряжению на конденсаторе  $C$ , а заряды на  $C_0$  и  $C$  (как на последовательно соединенные конденсаторах) будут одинаковые, т.е.  $Q_0 = Q'$ . Зная ёмкость конденсатора  $C_0$ , и напряжение на нем, которые мы снимаем с вертикальных пластин осциллографа, легко можно найти заряд  $Q'$ . Данный образец помещен в электрический нагреватель. В дальнейшем, нагревая образец, измеряя температуру и одновременно наблюдая на осциллографе петлю гистерезиса, легко определить точку Кюри для данного образца. При превышении температурой точки Кюри петля гистерезиса пропадает.

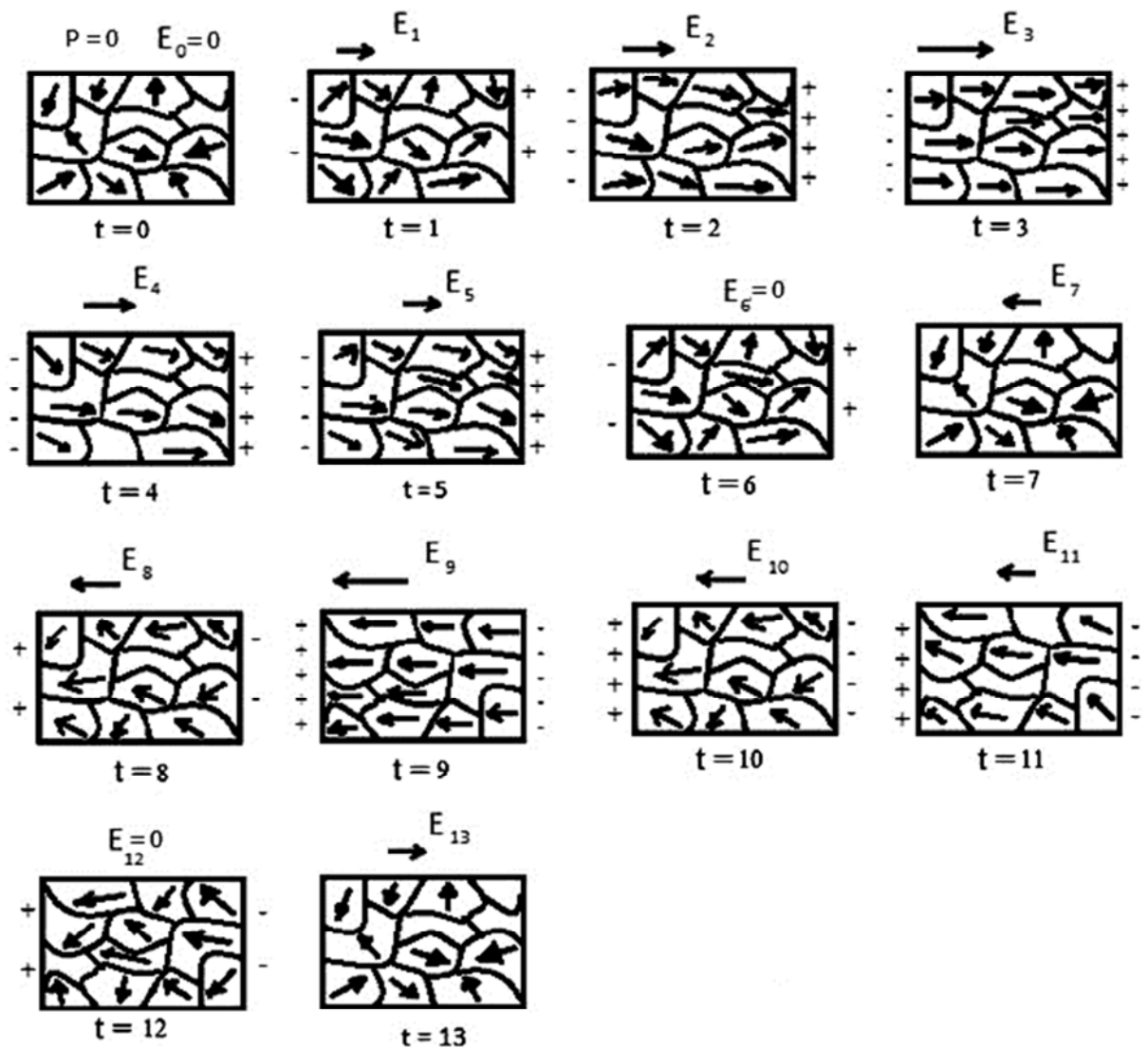


Рис.16.12. Поэтапный процесс поляризации  $P$  диэлектрика в зависимости от величины и направления поляризующего поля  $E$  (рис.16.13) в различные моменты времени.

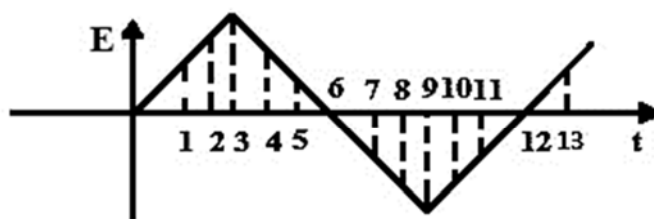


Рис.16.13. График изменения напряженности  $E$  внешнего электрического поля с течением времени.

### 16.8. Методика проведения измерений.

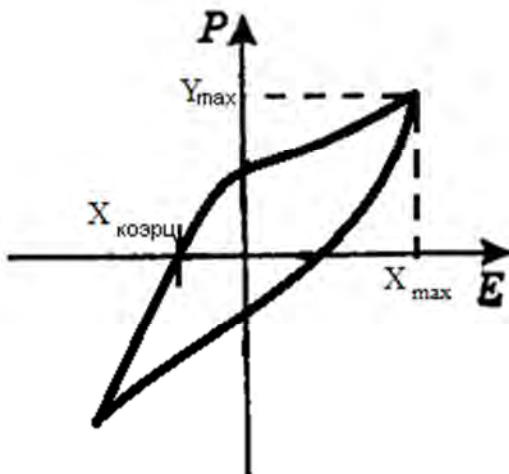
1. Изучить и законспектировать в рабочей тетради теоретические вопросы, связанные с поведением диэлектриков в электрическом поле (полярные, неполярные диэлектрики, механизмы поляризации этих диэлектриков), свойствами сегнетоэлектриков и их объяснением.
2. Изучить электрическую схему установки для изучения свойств сегнетоэлектриков, разобраться с методикой определения основных характеристик и электрических параметров сегнетоэлектрика.
3. Приготовить таблицы для записи измеряемых величин.

Таблица 16.1.

| № | $X_{max}$<br>(дел) | $K_x$<br>( $\frac{\text{ВОЛЬТ}}{\text{дел}}$ ) | $U_{maxX}$<br>(вольт)                | $Y_{max}$<br>(дел) | $K_y$<br>( $\frac{\text{ВОЛЬТ}}{\text{дел}}$ ) | $U_{maxY}$<br>(вольт)                | $X_{коэр}$<br>(дел) | $U_{коэрX}$<br>(вольт)                |
|---|--------------------|--|--------------------------------------|--------------------|--|--------------------------------------|---------------------|---------------------------------------|
|   |                    |  | $U_{maxX} =$<br>$K_x$<br>$* X_{max}$ |                    |  | $U_{maxY} =$<br>$K_y$<br>$* Y_{max}$ |                     | $U_{коэр} =$<br>$K_x$<br>$* X_{коэр}$ |
| 1 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |
| 2 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |
| 3 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |
| 4 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |
| 5 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |
| 6 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |
| 7 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |
| 8 |                    |  |                                      |                    |  |                                      |                     |                                       |

4. Включить на установке источник пилообразного напряжения
5. Включить осциллограф.
6. Проверьте правильность установки тумблеров и переключателей на приборах .

7. Включить вольтметр В7-27 в режим измерения температуры.
8. Плавно вращая ручку регулятора напряжения на конденсаторе, содержащем между обкладками сегнетоэлектрик, и изменяя коэффициент усиления по оси X и Y осциллографа получить максимально большую петлю гистерезиса



7. Зарисовать в масштабе с экрана осциллографа *петлю гистерезиса*.

( $X_{max}$  – количество больших делений).

( $Y_{max}$  – количество больших делений).

( $K_x$  – коэффициент развертки осциллографа по оси x (В/дел)).

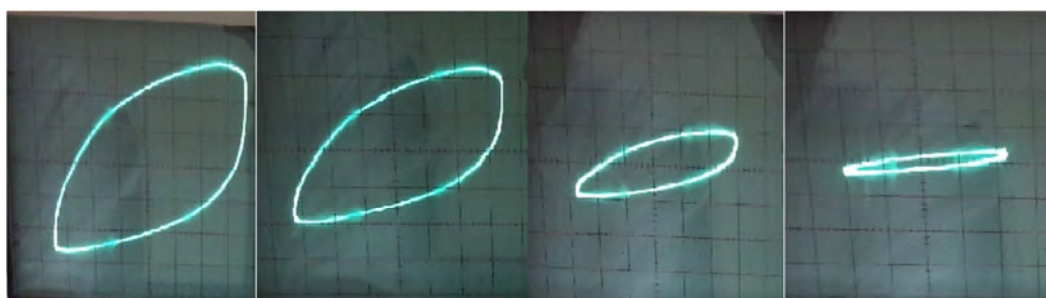
и ( $K_y$  – коэффициент развертки осциллографа по оси y (В/дел)).

( $X_{коэр}$  – количество делений ).

Данные занести в таблицу 16.1.

8. Уменьшая подаваемое на конденсатор пилообразное напряжение уменьшить петлю гистерезиса на несколько миллиметров.

9. Повторить пункт 7 – (6-8) раз, каждый раз уменьшая *петлю гистерезиса*.



10. По формулам:

$$U_{\max X} = K_x * X_{\max},$$

$$U_{\max Y} = K_y * Y_{\max},$$

$$U_{\text{коэрц}X} = K_x * X_{\text{коэрц}},$$

рассчитать максимальное электризующее напряжение на конденсаторе  $U_{\max X}$ , максимальное напряжение возникающее на гранях диэлектрика  $U_{\max Y}$ , максимальное коэрцитивное напряжение  $U_{\text{коэрц}X}$ .  
Расчётные результаты занести в таблицу 16.1.

11. Рассчитать для каждого измерения напряженность внешнего поля формуле:

$$E_0 = \frac{U_{\max X}}{d},$$

$U_{\max X}$  – взять из таблицы 16.1,  $d$  – расстояние между обкладками конденсатора:  $d=5$  мм. Данные занести в таблицу 16.2.

12. Рассчитать для каждого измерения поляризованность  $P$ :

$$P = \sigma' = \frac{Q'}{S},$$

где  $P$  – поляризованность,  $\sigma'$  – поверхностная плотность связанных зарядов,  $S$  – площадь грани диэлектрика ( $S = 80 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ ),  $Q'$  – величина поляризационного заряда, которая вычисляется по формуле:

$$Q' = C_0 U_{\max Y},$$

где  $C_0$  – емкость конденсатора ( $C_0 = 2$  мкФ), ( $U_{\max Y}$  взять из таблицы 16.1).

Данные занести в таблицу 16.2.

Рассчитать для каждого измерения величину коэрцитивной силы:

$$F_{\text{коэрц}} = \frac{U_{\text{коэрц}X}}{d}.$$

Данные занести в таблицу 16.2.

Таблица 16.2.

| № | $E_0$<br>(вольт/метр)            | $Q'$<br>(Кулон)                  | $P$<br>(Кулон/м <sup>2</sup> ) | $F_{\text{коэрц}}$                                | $T_K$ |
|---|----------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|---|-------|
|   | $E_0 = \frac{U_{\text{max}}}{d}$ | $Q' = C_0 U_{\text{max}} \gamma$ | $P = \frac{Q'}{S}$             | $F_{\text{коэрц}} = \frac{U_{\text{коэрц}} X}{d}$ |       |
| 1 |                                  |                                  |                                |   |       |
| 2 |                                  |                                  |                                |   |       |
| 3 |                                  |                                  |                                |   |       |
| 4 |                                  |                                  |                                |   |       |
| 5 |                                  |                                  |                                |   |       |
| 6 |                                  |                                  |                                |   |       |
| 7 |                                  |                                  |                                |   |       |

13. На миллиметровой бумаге, используя данные из таблицы 16.2 построить график зависимости поляризованности диэлектрика  $P$  от напряженности внешнего поля  $E_0$ .

14. Включить нагреватель диэлектрика и наблюдать при какой температуре пропадет петля гистерезиса.



Данную температуру занести в таблицу 16.2.

15. Выключить приборы и привести установку в исходное состояние.

#### 16.9. Контрольные вопросы:

1. Какие явления происходят в диэлектрике, помещенном во внешнее электрическое поле?
2. Какой диэлектрик называют полярным, а какой неполярным?
3. Какие бывают виды поляризации.
4. Какая физическая величина служит количественной мерой поляризации диэлектрика и от чего она зависит?
5. Как влияет поляризация диэлектрика на величину напряженности электрического поля? Каков физический смысл диэлектрической проницаемости среды?
6. Что такое электреты? Какие могут наблюдаться физические эффекты в кристаллических диэлектриках?
7. Каков механизм поляризации сегнетоэлектрика во внешнем электрическом поле?
8. Как выглядит зависимость поляризованности сегнетоэлектрика от напряженности внешнего электрического поля.
9. В чем состоит явление гистерезиса?
10. Сформулируйте что называют коэрцитивной силой, что такое остаточная поляризация. Что такое точка Кюри?
11. Перечислите области техники где находят применение сегнетоэлектрики.
12. Объясните принцип работы установки и методику проведения эксперимента.

#### Список литературы.

13. Савельев, И.В. Курс общей физики. Том 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика 13-е изд., стер. / И.В. Савельев. – СПб.: Лань, 2017. – 500 с.

14. Трофимова, Т.И. Курс физики. 11-е изд., стер. / Т.И. Трофимова – М.: Издательский центр «Академия», 2006. – 560 с.
15. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. В 5-и т. Том 3. Электричество: Учебное пособие для вузов 4-е изд., стер. / Д.В. Сивухин. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. — 656 с.