

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Микро- и нанотехники»

Д. В. Балохонов

МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ (ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ)

Пособие
для обучающихся по специальности
1-38 01 04 «Микро- и наносистемная техника»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением по образованию
в области приборостроения*

Минск
БНТУ
2022

УДК 621.38-03+621.315.5/.6(076.5)
ББК 31.23я7
Б20

Р е ц е н з е н т ы:

зав. кафедрой химии и технологии электрохимических
производств и материалов электронной техники УО БГТУ,
канд. хим. наук, доцент *А. А. Черник*;
доцент кафедры технологий стекла и керамики УО БГТУ,
канд. техн. наук *Е. М. Дятлова*

Балохонов, Д. В.

Б20 Материалы электронной техники (лабораторные работы) : пособие для обучающихся по специальности 1-38 01 04 «Микро- и наносистемная техника» / Д. В. Балохонов. – Минск : БНТУ, 2022. – 51 с.
ISBN 978-985-583-746-7.

Пособие содержит теоретические сведения и инструкции, необходимые для выполнения лабораторных работ по курсу «Материалы электронной техники»; лабораторные работы посвящены основным видам материалов электронной техники (проводники, полупроводники, диэлектрики) и позволяют на практике изучить ключевые эффекты, возникающие в указанных материалах (эффект Холла, рекомбинация, поляризация, изменение удельного сопротивления при изменении условий окружающей среды). Приводятся основные теоретические сведения об указанных эффектах.

Предназначено для студентов специальности 1-38 01 04 «Микро- и наносистемная техника», может применяться для обучения студентов других специальностей, имеющих дисциплину «Материалы электронной техники» в учебном плане.

УДК 621.38-03+621.315.5/.6(076.5)
ББК 31.23я7

ISBN 978-985-583-746-7

© Балохонов, Д. В., 2022
© Белорусский национальный
технический университет, 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
Лабораторная работа № 1. Изучение эффекта Холла в полупроводниках	5
Лабораторная работа № 2. Измерение времени жизни неосновных носителей заряда в базе диода	16
Лабораторная работа № 3. Изучение зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь от частоты	25
Лабораторная работа № 4. Определение электрофизических параметров проводниковых материалов	39
Список использованных источников.....	51

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время электроника и ее производные технологии являются одними из главных в мировой промышленности. Существующие и перспективные изделия электроники в основном базируются на свойствах материалов, из которых они изготавливаются, и поэтому актуальным является изучение основных свойств материалов электронной техники.

При этом практическое изучение свойств материалов электронной техники и основных эффектов, происходящих в этих материалах и являющихся фундаментом современной электроники, позволяет сформировать знания, умения и навыки лучшего качества, чем при простом теоретическом ознакомлении с ними.

Целью лабораторных работ по дисциплине «Материалы электронной техники» является дать студентам теоретические знания о материалах электронной техники и практические навыки, необходимые для выполнения своих профессиональных обязанностей по разработке, конструированию, производству и эксплуатации изделий электроники.

В результате прохождения курса лабораторных работ по дисциплине «Материалы электронной техники» студент должен знать строение и свойства проводников, полупроводников и диэлектриков, а также основные эффекты, происходящие в них, уметь определять электрофизические свойства материалов электронной техники, владеть методами измерения физических характеристик материалов электронной техники.

Пособие «Материалы электронной техники (лабораторные работы)» предназначено для студентов специальности 1-38 01 04 «Микро- и наносистемная техника», а также для студентов других специальностей, в учебном плане которых имеется дисциплина «Материалы электронной техники».

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1. ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: определить концентрацию и подвижность носителей заряда в Ge n - и p -типа, используя эффект Холла. Определить ширину запрещенной зоны Ge из температурной зависимости постоянной Холла в области собственной проводимости.

Эффект Холла в полупроводниках

Рассмотрим действие магнитного поля на полупроводник, по которому протекает электрический ток I , помещенный в магнитное поле B_z , перпендикулярное направлению движения зарядов. Пусть полупроводник имеет вид параллелепипеда сечением $d \times b$. Электрическое поле E направлено вдоль оси y , а магнитное поле B_z – вдоль оси z (рис. 1.1). Под действием электрического поля носители заряда получают скорость направленного движения V_d – дрейфовую скорость: по полю – для дырок p^+ и против поля – для электронов e^- .

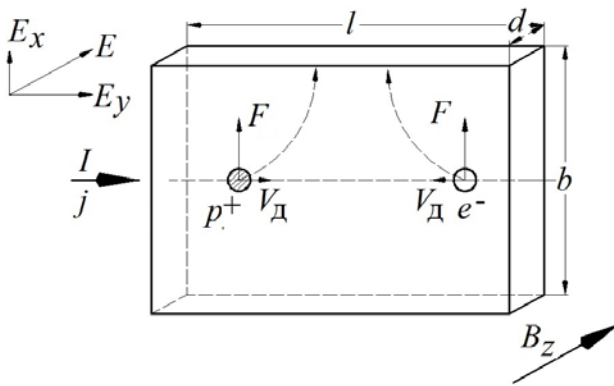


Рис. 1.1. Схема возникновения ЭДС Холла в полупроводниках

Если носители заряда – дырки, то под действием магнитного поля B_z (силы Лоренца F) они будут отклоняться на левую грань образца, и на этой грани накопится положительный электрический заряд, а на противоположной грани останется нескомпенсированный отрицательный заряд.

Под действием магнитного поля B_z (силы Лоренца) электроны отклоняются на левую грань и накапливаются там, создавая отрицательный заряд, а на противоположной грани останется нескомпенсированный положительный заряд. Сила Лоренца F , действующая на движущийся электрон или дырку, перпендикулярна скорости движения электрона или дырки V_d и индукции магнитного поля B_z :

$$F = \frac{q_0^2 \langle \tau \rangle}{m^*} [E \times B_z], \quad (1.1)$$

где q_0 – заряд электрона;

m^* – эффективная масса носителя заряда;

$\langle \tau \rangle$ – усредненное время релаксации.

Сила Лоренца не зависит от знака носителей заряда, а определяется только направлением полей E и B_z или плотностью тока j и B_z . Носители заряда – электроны и дырки – отклоняются в одну и ту же сторону, если их скорость определяется электрическим полем E .

Если и подвижность, и концентрация электронов и дырок *одинаковы*, то за счет взаимной компенсации электронов и дырок у боковых граней пластинки суммарный заряд будет равен 0.

Если концентрация или подвижность носителей одного знака больше, чем другого, то у боковых граней пластинки происходит частичная взаимная компенсация зарядов электронов и дырок, и на гранях накапливаются заряды противоположных знаков, не равные нулю. Это наблюдается у элементарных полупроводников (кремний, германий).

Если противоположные грани полупроводникового образца заряжаются (рис. 1.1), то возникает поперечное по отношению к E_y и B_z электрическое поле E_x и соответствующая разность потенциалов – ЭДС U_x .

Явление возникновения поперечной напряженности электрического поля E_x в полупроводнике вследствие отклонения электронов или дырок проводимости, создающих электрический ток плотностью j в поперечном магнитном поле с индукцией B_z , называется *эффектом Холла*.

ЭДС Холла для случая примесной проводимости можно получить исходя из следующих соображений. Процесс накопления заря-

да на боковых гранях будет продолжаться до тех пор, пока возникающая при этом сила электрического поля Холла $q_0 E_x$ не уравновесит силу Лоренца F , откуда для напряженности электрического поля Холла получаем выражение $E_x = [V_D \times B_z]$, и после подстановки получим выражение для ЭДС Холла в виде

$$U_X = \frac{1}{q_0 n} \cdot \frac{IB_z}{d}, \quad (1.2)$$

где d – толщина образца в направлении магнитного поля;
 n – концентрация носителей заряда.

Обозначив $\frac{1}{q_0 n} = R$, получим для ЭДС Холла выражение

$$U_X = R \frac{IB_z}{d}. \quad (1.3)$$

Коэффициент пропорциональности R называется постоянной Холла или коэффициентом Холла.

В результате действия полей E_y и B_z электроны и дырки, сталкиваясь, будут двигаться по траектории в виде прямой линии, усредняющей отрезки циклоид, под углом φ к полю E_y , т. е. вектор плотности тока j будет повернут на угол φ относительно вектора E_y (рис. 1.2 *а, б*).

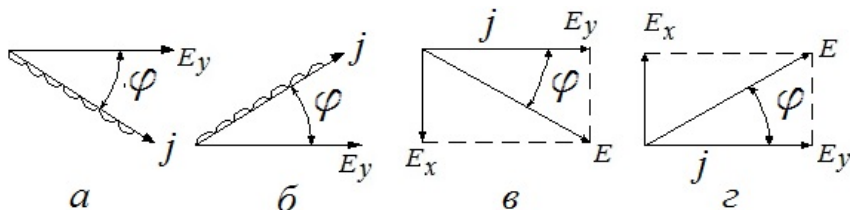


Рис. 1.2. Угол Холла в неограниченном (*а, б*) и ограниченном (*в, г*) полупроводниках

Направление поворота зависит от знака носителей заряда. Таким образом должно протекать явление в неограниченном образце.

Если полупроводник имеет конечные размеры в направлении оси OX , то в результате смещения зарядов (электронов и дырок) происходит накопление заряда на противоположных гранях, и возникает поле Холла E_x , перпендикулярное и плотности тока j , и магнитному полю B_z . При этом суммарное электрическое поле ($E = E_x + E_y$) будет повернуто на угол φ_p или φ_n (рис. 1.2, φ , z) относительно плотности тока j .

Для плотности тока, создаваемого вдоль оси OX полем E_x , можно записать выражение $j_x = \sigma E_x = q_0 E_x (\mu_p p + \mu_n n)$. Чтобы заряды не накапливались, необходимо выполнение условия

$$E_x = \frac{BE_y (\mu_p^2 p - \mu_n^2 n)}{\mu_p p + \mu_n n}. \quad (1.4)$$

Выразив E_y через плотность тока j , протекающего через полупроводник, в виде $j = \sigma E_y = q_0 E_y (\mu_p p + \mu_n n)$ и учитывая, что $E_x = U_x / b$, получим выражение для коэффициента Холла:

$$R = \frac{U_x d}{IB} = \frac{E_x}{jB} = \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{q_0 (\mu_p p + \mu_n n)^2}. \quad (1.5)$$

При строгом расчете с учетом распределения скоростей носителей заряда по закону Максвелла для невырожденных полупроводников

$$R = \frac{A_p \mu_p^2 p - A_n \mu_n^2 n}{q_0 (\mu_p p + \mu_n n)^2}, \quad (1.6)$$

где A_p и A_n – постоянные, зависящие от механизма рассеяния носителей заряда в полупроводниках, называемые Холл-факторами. В случае упругого рассеяния для любого механизма рассеяния $A_n = A_p = A$.

В случае примесной проводимости, когда $n = 0$ или $p = 0$, формула (1.6) примет вид:

– для электронного полупроводника $R = -A_n / q_0 n$;

– для дырочного полупроводника $R = A_p q_0 p$.

Если $n = p$ (собственный полупроводник) и $\mu_p = \mu_n$, то в случае собственной проводимости постоянная Холла равна нулю. Если $n = p$, а $\mu_p \neq \mu_n$, то при $A_n = A_p = A$ выполняется равенство:

$$R = \frac{A}{q_0 p} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n}. \quad (1.7)$$

Согласно выражению (1.7), в области собственной проводимости знак ЭДС Холла соответствует знаку носителей, подвижность которых больше. Значение коэффициента Холла определяется свойствами примесного образца: он обратно пропорционален концентрации носителей заряда, и его знак совпадает со знаком носителей заряда. У электронных полупроводников R отрицателен, у дырочных – положителен. Определив знак R , можно найти знак носителей заряда или тип проводимости. Знак R определяется по знаку ЭДС Холла.

Измерив на опыте величины U_x , B , I , d , входящие в формулу (1.5), можно вычислить коэффициент Холла R , а зная R , можно найти концентрацию свободных электронов или дырок в исследуемом примесном полупроводнике в области примесной проводимости. Измеряя, кроме того, удельную электропроводность примесного полупроводника ($\sigma = q_0 n \mu$), можно определить подвижность носителей заряда: $\mu = R \sigma / A$.

Таким образом, одновременные измерения удельной электропроводности и коэффициента Холла позволяют получить все основные сведения о носителях заряда примесного полупроводника в области примесной проводимости: знак, концентрацию, подвижность.

Температурная зависимость коэффициента Холла

Коэффициент Холла зависит от температуры, так как с ее изменением изменяется концентрация носителей заряда. Так как проводимость также зависит от концентрации носителей заряда, то, измеряя ЭДС Холла и вычисляя коэффициент Холла в некотором диапа-

зоне температур, можно получить температурную зависимость концентрации носителей заряда, по которой вычисляется энергия активации доноров или акцепторов, а также ширина запрещенной зоны полупроводника.

Зависимость имеет следующие участки.

Область вымораживания – наблюдается при крайне низких температурах вблизи абсолютного нуля. Собственные носители заряда находятся ниже уровня Ферми и не могут обеспечить проводимость, так как их энергии теплового движения недостаточно для тепловой генерации. Примесные носители заряда с ростом температуры линейно увеличивают свою концентрацию за счет тепловой генерации. Наклон данного участка определяется энергией ионизации примеси.

Область насыщения – наблюдается при температурах, сравнимых с комнатной. Концентрация собственных носителей заряда все еще незначительна, однако концентрация примесных носителей заряда не увеличивается, так как все примесные атомы ионизированы.

Область собственной проводимости – из-за повышения температуры собственные носители заряда приобретают достаточно энергии для тепловой генерации. Концентрация собственных носителей заряда существенно больше примесной, и поэтому при переходе температуры через некоторое значение, называемое *температурой собственной проводимости*, тип проводимости любого полупроводника меняется на собственный.

Наклон различных участков зависимости позволяет определить энергию активации примеси (область вымораживания) и ширину запрещенной зоны E_g (область собственной проводимости).

Описание установки и методики измерений

Измерение ЭДС Холла в данной работе проводится по методике постоянного тока и постоянного магнитного поля. В качестве объектов исследования используются монокристаллы германия с электронной, дырочной и собственной проводимостью.

Схема измерительной установки изображена на рис. 1.3.

Ток, протекающий через образцы (ОБР), измеряется миллиамперметром М2003. Величина тока задается регулятором выходного напряжения источника питания ЛИПС П-30. Для изменения направления тока служит переключатель П2. Образцы подключаются к из-

мерительной схеме поочередно галетным переключателем П4. С помощью переключателя П3 на вольтметр В7-27 подается либо ЭДС Холла, либо падение напряжения на исследуемом кристалле.

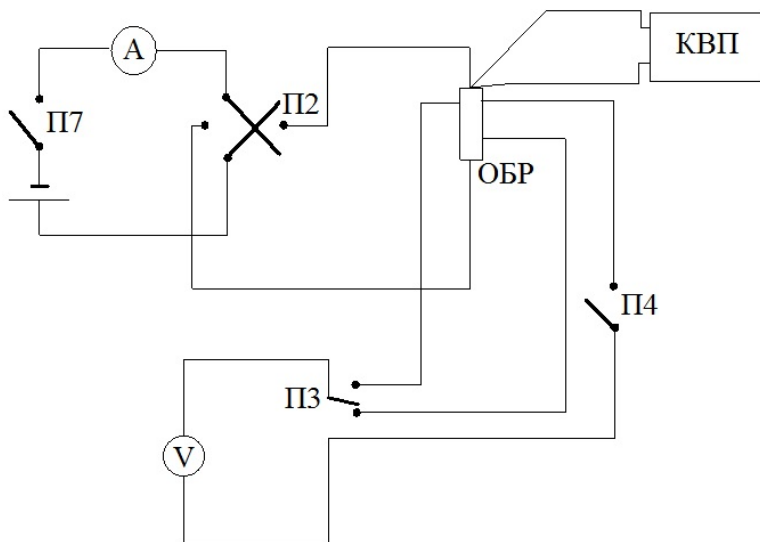


Рис. 1.3. Схема установки для исследования эффекта Холла

Для определения истинной величины ЭДС Холла (U_x) необходимо брать полуразность измерений величин холловской разности потенциалов, сделанных при различных направлениях магнитного поля (со своими знаками):

$$U_x = (U_X^N - U_X^S) / 2. \quad (1.8)$$

Для изменения направления магнитного поля магнит необходимо повернуть на 180° (поворачивать по стрелкам плавно до упора).

Измерение ЭДС Холла при изменении направления тока и магнитного поля позволяет исключить из результата измерений контактную ЭДС, имеющуюся на гранях образца из-за наличия металлических контактов. Контактная ЭДС не меняет направление при изменении направления тока и магнитного поля, и при применении формулы (1.8) она вычитается из результата измерений.

Нагрев образцов производится минипечью, которая включается переключателем П5 (при включении печи на пульте управления загорается лампочка). Температура контролируется с помощью термомпары хромель-алюмель и потенциометра КВП1-501.

Подготовка установки к работе

1. Включить в сеть измерительные приборы (вольтметр В7-27 и потенциометр КВП1-501) и источник питания ЛИПС П-30. Прогреть приборы в течение 15 минут. Тумблеры П7 («Ист. Питания») и П5 («Печь») должны находиться в положении «Выкл.».

2. Ручкой «ТОЧНО» установить на источнике питания ЛИПС П-30 выходное напряжение 5 В. (Напряжение свыше 5 В подавать не рекомендуется, чтобы не вызвать нагревания образцов и изменения их электропроводности и постоянной Холла).

В результате проведенных действий установка к работе подготовлена.

Задание и порядок выполнения работы

1. Измерить постоянную Холла и электропроводность во всех образцах кремния и германия при комнатной температуре $T_{\text{комн}}$.

1.1. Произвести измерение падения напряжения и ЭДС Холла на образце № 1 при двух направлениях тока.

1.2. По формуле

$$\sigma_{[\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}]} = \frac{l_{[\text{см}]}}{a_{[\text{см}]} \cdot b_{[\text{см}]}} \cdot \frac{I_{[A]}}{U_{\text{обр}[B]}}$$

вычислить электропроводность образца для обоих направлений тока и среднее из двух измерений значение σ . При вычислении среднего брать проводимости по абсолютному значению.

1.3. По формуле

$$R_x \left[\frac{\text{см}^3}{\text{Кл}} \right] = 10^8 a_{[\text{см}]} \frac{U_{x[\text{мВ}]}}{I_{[\text{мА}]} B_{[\text{Гс}]}}$$

вычислить величину и знак постоянной Холла R_x .

1.4. По знаку постоянной Холла определить тип проводимости образца, а также концентрацию и подвижность свободных носителей заряда в исследуемом образце.

Если образец показывает электронный тип проводимости, то концентрация электронов определяется по формуле $R = -A_n / q_0 n$ с $A_n = 1$, а подвижность – по формуле $\mu_n = -\sigma / (|q_0| \cdot n)$.

Если образец показывает дырочный тип проводимости, то концентрация дырок определяется по формуле (1.9) с $n = 0$ и

$$A_p = 1,8 \cdot 10^{-3} \left[(T - 100) + \sqrt{(T - 100)^2 + 1,975 \cdot 10^3} \right] + 1,1, \quad (1.9)$$

а подвижность – по формуле $\mu_p = \sigma / (|q_0| \cdot p)$.

Результаты измерений занести в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Результаты эксперимента № 1

	I , мА	$U_{\text{обр}}$, мВ	U_x^N , мВ	U_x^S , мВ	U_x , мВ	σ , Ом ⁻¹ см ⁻¹	R_x , см ³ /Кл	$n(p)$, см ⁻³	$\mu_n(\mu_p)$, см ² /В·с
1 (+)									
2 (-)									
Ср. знач.									

1.5. Измерения повторить для всех образцов (трех образцов германия и трех кремния), выбирая их галетным переключателем П4. Результаты измерений каждого из образцов оформить в отдельную таблицу по форме табл. 1.1.

2. Измерить температурную зависимость постоянной Холла в собственном Ge.

2.1. Произвести измерение напряжения Холла в образце № 2 на одном из направлений тока.

2.2. Вычислить постоянную Холла образца.

2.3. По формуле

$$n_i \left[\text{см}^{-3} \right] = \frac{A_p - A_n b^2}{q_{0[\text{Кл}]} R_x \left[\frac{\text{см}^{-3}}{\text{Кл}} \right] (1+b)^2}$$

вычислить концентрацию собственных носителей заряда в образце. $A_n = 1$; A_p рассчитывается по формуле (1.12); $b = \mu_n/\mu_p$; μ_n и μ_p взять из табл. 1.1 для образца германия № 2, или из справочной литературы.

2.4. Включить печь и произвести измерения ЭДС Холла при температурах 30, 40, 50, 60, 70 °С. Сразу же после достижения температуры 70 °С печь выключить.

2.5. Вычислить R_x и n_i для каждой температуры. Подвижность носителей заряда при температуре измерения рассчитывается по формулам

$$\mu_n(T_{\text{изм}}) = \mu_n(T_{\text{ком}}) \cdot \left(\frac{T_{\text{изм}}}{T_{\text{ком}}} \right)^{-1,66};$$

$$\mu_p(T_{\text{изм}}) = \mu_p(T_{\text{ком}}) \cdot \left(\frac{T_{\text{изм}}}{T_{\text{ком}}} \right)^{-2,33}.$$

Температура для данных формул определяется в градусах Кельвина.

2.6. Измеренные и рассчитанные величины занести в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Результаты эксперимента № 2

T , °С	I , мА	U_x^N , мВ	U_x^S , мВ	U_x , мВ	R_x , см ³ /Кл	μ_n , см ² /В·с	μ_p , см ² /В·с	A_p	n_i , см ⁻³	$\ln n_i$	$1/T$, (К ⁻¹)
$T_{\text{ком}}$											
30											
...											
70											

2.7. Построить график зависимости $\ln n_i = 1/T$.

2.8. Вычислить ширину запрещенной зоны полупроводника по формуле

$$\Delta E_{[\text{Дж}]} = k \frac{\ln \left[(n_2/n_1) \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{3/2} \right]}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}.$$

2.9. Проверить рассчитанное значение, рассчитав тангенс угла наклона графика, построенного в п. 2.7, к оси OX .

Справочные данные для расчета представлены в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Характеристики опытных образцов

Материал образца	Номер образца	a , мм	b , мм	l , мм
Германий (Ge)	1	1,25	2,465	3,5
	2	1,85	1,37	3,5
	3	1,125	1,67	3,5
Кремний (Si)	1	2,62	2,42	3,20
	2	2,335	1,87	3,5
	3	2,17	2,37	3,5

Индукция постоянного магнитного поля $B = 2,3 \cdot 10^{-1}$, Тл = 2300 Гс.

Отключение установки

1. Сразу же после достижения температуры 70 °С печь выключить.

2. Выключить питание образцов (тумблер «Ист.питания» перевести в положение «Выкл.»).

3. Выключить измерительные приборы (вольтметр В7-27 и потенциометр КВП1-501) и источник питания ЛИПС П-30.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2. ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В БАЗЕ ДИОДА

Цель работы: измерить время жизни неосновных носителей заряда в базе диодов, подвергшихся облучению радиацией, и определить зависимость времени жизни носителей заряда от дозы облучения.

Время жизни неравновесных носителей заряда

В условиях термодинамического равновесия полупроводник как система характеризуется фиксированными значениями концентрации носителей заряда (НЗ), n_0 и p_0 для электронов и дырок соответственно, которую называют равновесной. НЗ в этом случае возникают только в результате термической ионизации. В результате воздействия каких-либо внешних возбуждающих факторов (например, оптическое излучение, воздействие сильных электрических полей, пропускание тока через контакт двух полупроводников и т. д.) возникают отклонения от этих равновесных концентраций носителей заряда. Дополнительные свободные электроны и дырки, возникающие вследствие внешнего воздействия, называются неравновесными носителями заряда (ННЗ). Процесс появления ННЗ называется генерацией. По мере стремления кристалла к равновесию происходит процесс, обратный генерации, т. е. исчезновение ННЗ (рекомбинация).

В неравновесном состоянии полная концентрация электронов в зоне проводимости может быть записана в виде $n = n_0 + \Delta n$, где n_0 – равновесная концентрация электронов, а Δn – концентрация неравновесных электронов. Аналогично для дырок в валентной зоне $p = p_0 + \Delta p$.

Без диффузии и дрейфа НЗ изменение концентрации НЗ во времени определяется только процессами генерации и рекомбинации, что описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = G_n - R_n. \quad (2.1)$$

Учитывая, что $n_0 = \text{const}$, получим

$$\frac{dn}{dt} = \frac{d(\Delta n)}{dt} = G_n - R_n, \quad (2.2)$$

аналогично для дырок:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{d(\Delta p)}{dt} = G_p - R_p, \quad (2.3)$$

где G_n, G_p – скорости генерации электронов и дырок;
 R_n, R_p – соответствующие скорости рекомбинации.

Для количественного описания кинетики неравновесных процессов вводят понятие среднего времени жизни неравновесных электронов в зоне проводимости τ_n и, соответственно, дырок в валентной зоне τ_p которое определяется формулами

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n};$$

$$R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p}{\tau_p}.$$
(2.4)

Значение величины $1/\tau_n$ описывает вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости в единицу времени вследствие рекомбинации со свободными и связанными дырками. $1/\tau_p$ имеет аналогичный смысл для дырок.

После длительного воздействия внешнего возбуждения устанавливаются стационарные концентрации ННЗ:

$$\Delta n_{\text{ст}} = G_n \cdot \tau_n; \quad \Delta p_{\text{ст}} = G_p \cdot \tau_p. \quad (2.5)$$

После прекращения внешнего воздействия ($G = 0$ при $t \geq 0$) скорость изменения концентрации неравновесных электронов, как следует из (2.2) и (2.5), можно выразить уравнением:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -R_n = -\frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (2.6)$$

Интегрирование этого уравнения дает формулу для концентрации неравновесных носителей заряда:

$$\Delta n = \Delta n_{\text{ст}} \exp(-t / \tau_n) = G_n \tau_n \cdot \exp(-t / \tau_n). \quad (2.7)$$

Величины τ_n и τ_p зависят от физических особенностей элементарных актов рекомбинации электронов и дырок. При этом τ_n и τ_p могут сами зависеть от неравновесных концентраций Δn и Δp , а также от температуры. Данный результат справедлив для простейшего случая, когда τ_n и τ_p не зависят от Δn и Δp .

Таким образом, из (2.7) видно, что после прекращения внешнего воздействия, концентрация ННЗ уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону с постоянной τ , которая называется средним временем жизни ННЗ. Это есть время, в течение которого концентрация ННЗ изменяется в e раз.

Значения времени жизни для различных полупроводниковых материалов и для одного и того же материала с различной степенью структурного совершенства существенно отличаются друг от друга и изменяются в широких пределах: от 10^{-8} до 10^{-3} секунд. При наличии в полупроводнике значительной концентрации дефектов структуры возможна рекомбинация через энергетические уровни этих дефектов, что изменяет значение времени жизни. Изменение электрофизических параметров полупроводников при облучении высокоэнергетическими частицами (γ -кванты, электроны, нейтроны) в большинстве случаев вызвано появлением в запрещенной зоне новых локальных состояний, которые действуют либо как ловушки для электронов и дырок, либо как центры рекомбинации. Как частный случай, облучение частицами используется для управления параметрами полупроводникового материала (в том числе и величиной времени жизни) при производстве приборов твердотельной электроники.

Принцип измерения времени жизни неосновных неравновесных носителей заряда в базе диода

При пропускании прямого тока происходят инжекция неосновных ННЗ и их накопление в базовой области. В зависимости от полярности внешнего сигнала этот заряд либо возрастает, либо уменьшается (рассасывается). Время рассасывания накопленного заряда опреде-

ляется временем жизни неосновных ННЗ. Исследуя реакцию p - n -перехода на воздействие достаточно быстро меняющегося внешнего напряжения, можно найти время жизни неосновных ННЗ τ .

Рассмотрим p - n -переход с эмиттером p -типа и базой n -типа. При низком уровне возбуждения (концентрация инжектированных из эмиттера дырок значительно меньше концентрации электронов в базе) процесс инжекции дырок, сопровождающий протекание прямого тока, приводит к изменению концентрации носителей заряда в базовой области. Возникает повышенная неравновесная концентрация дырок около p - n -перехода по сравнению с их концентрацией в остальном объеме базы. Возникшая неравномерность распределения дырок побуждает их диффундировать в направлении от p - n -перехода вглубь кристалла. В процессе этой диффузии часть дырок рекомбинирует с электронами в объеме базы (либо в плоскости омического контакта), поэтому их концентрация постепенно уменьшается. При длительном протекании прямого тока процесс инжекции дырок уравнивается процессом их рекомбинации, и возникает некоторое установившееся состояние, характеризующееся таким распределением дырок в базе, при котором их концентрация превышает равновесную вблизи p - n -перехода и спадает, стремясь к равновесной, при удалении от него в соответствии с формулой $p = p_{n1} \exp(-x / L_p)$, где p_{n1} – максимальная концентрация неосновных неравновесных носителей заряда (дырок) вблизи p - n -перехода (при $x = 0$); L_p , D_p – диффузионная длина и коэффициент диффузии дырок; x – расстояние, отсчитываемое от плоскости p - n -перехода в глубину базы; p_{n0} – равновесная концентрация дырок в базе (n -области).

При переключении диода на обратное напряжение через него в первый момент может протекать очень большой обратный ток (т. к. обратный ток диода определяется концентрацией неосновных неравновесных носителей заряда в базе вблизи p - n -перехода, а эта концентрация велика), и сопротивление p - n -перехода в этот момент близко к нулю. Но в любой реальной цепи последовательно с диодом имеется отличное от нуля сопротивление нагрузки, и максимальная величина обратного тока диода ограничивается этим сопротивлением. Таким образом, в течение некоторого времени t_1 после переключения величина обратного тока определяется только

параметрами внешней цепи (сопротивлением нагрузки R_n и величиной обратного (запирающего) импульса $U_{имп}$), то есть $I_{обр} = U_{имп} / R_n = \text{const}$. Эта ситуация сохраняется до тех пор, пока распределение дырок в базе не изменится так, что сопротивление p - n -перехода уже нельзя считать равным нулю. Происходит рассасывание неравновесных дырок в базе, и обратный ток начинает уменьшаться (рис. 2.1).

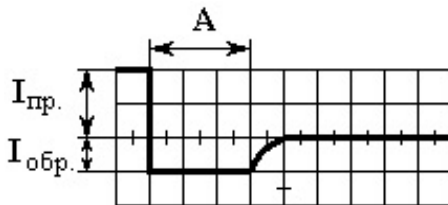


Рис. 2.1. Изменения тока диода при переключении с прямого напряжения на обратное

Величину t_l можно найти из выражения для распределения дырок в базе диода после переключения:

$$\begin{aligned}
 p(x, t) = p_{n1} & \left\{ \exp(-x / L_p) - \frac{I_{пр} + I_{обр}}{2I_{пр}} \times \right. \\
 & \times \left[\exp(-x / L_p) \operatorname{erfc}\left(\frac{x / L_p}{2\sqrt{t / \tau_p}} - \sqrt{t / \tau_p}\right) - \right. \\
 & \left. \left. - \exp(x / L_p) \operatorname{erfc}\left(\frac{x / L_p}{2\sqrt{t / \tau_p}} + \sqrt{t / \tau_p}\right) \right] \right\}. \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

Здесь erf означает интеграл ошибок, а erfc – дополнение интеграла ошибок до единицы:

$$\operatorname{erfc}Z \equiv 1 - \operatorname{erf}Z \equiv 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-y^2} dy. \quad (2.9)$$

Выражение (2.8) является решением уравнения диффузии после переключения диода на обратное напряжение. Полагая в (2.8) $p = 0$ при $x = 0$ и $t = t_1$, учитывая (2.9), получим следующее соотношение:

$$\operatorname{erf} \sqrt{t_1 / \tau_p} = \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пр}} + I_{\text{обр}}}. \quad (2.10)$$

При $I_{\text{пр}} = 2I_{\text{обр}}$ соотношение (2.10) сводится к простому выражению, позволяющему определить τ_p : $\tau_p = t_1 / 0,47$.

Описание установки и методика измерений

Электрическая схема установки по измерению времени жизни неосновных носителей заряда представлена на рис. 2.2. Установка состоит из генератора сдвоенных импульсов Г5-7А (1), импульсного осциллографа С9-1 (2) и измерительной подставки (3). С генератора Г5-7А (1) импульсы прямой и обратной полярности через резистор $R = 100$ Ом и тумблер выбора полярности Т2 поступают на исследуемый диод.

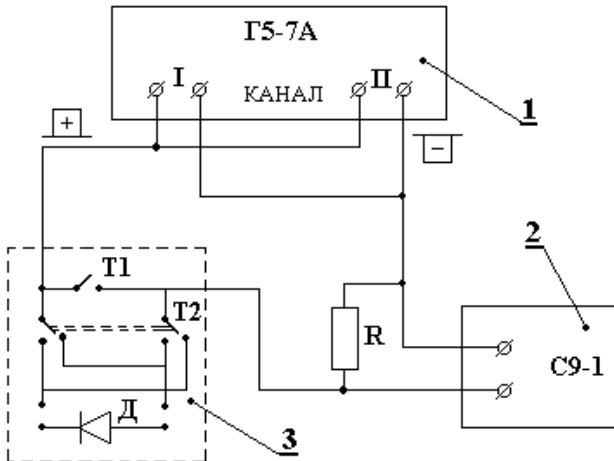


Рис. 2.2. Схема установки для измерения времени жизни неосновных носителей заряда методом сдвоенных импульсов

Гнездо «Д», к которому подключается диод, тумблер переключения полярности Т2 и тумблер отключения диода Т1 (при включении этого тумблера импульсы с генератора поступают непосредственно на вход осциллографа) выведены на панель измерительной подставки. При подключении диода по форме сигнала, снимаемого с резистора R, с помощью осциллографа С9-1 определяется время t_1 . С помощью формулы $\tau_p = t_1 / 0,47$ вычисляется значение времени жизни τ_p .

Подготовка установки к работе

1. Включить генератор в сеть. При этом должна загореться сигнальная лампочка.

2. Произвести настройку генератора в следующей последовательности:

– после прогрева прибора в течение 3–5 минут, включить тумблеры «Анод I» и «Анод II»;

– установить переключатель «Запуск» в положение «Внутр.»;

– установить переключатель «Частота следования» в положение « 10^2 »;

– установить по шкале с помощью потенциометра «Частота следования Hz» показание «2,5»;

– установить переключатели «Длительность» канала I и канала II в положение « 10^2 »;

– установить по шкалам с помощью потенциометров «Длительность μS » канала I и канала II показание «0,4»;

– установить переключатель «Выход» канала I в положение «П» на 500 Ω -м выходе;

– установить переключатель «Выход» канала II в положение «U» на 500 Ω -м выходе;

– установить переключатель «Задержка» в положение « 10^2 »;

– установить по верхним деления шкалы «Задержка μS » показание «0,4».

3. Включить осциллограф С9-1 кнопкой «Сеть» и произвести его настройку:

– установить малую ручку двойной ручки установки чувствительности «V / см» в положение «0,01»;

– установить большую ручку двойной ручки установки чувствительности «V / см» в положение «5»;

- установить ручку «Синхронизация» в положение «Внутр. ~»;
- установить ручку развертки « μ S Длит “см”» в положение «10»;
- установить ручку развертки «Множитель» в положение «1»;
- установить малую ручку двоянной ручки «Длительность» в крайнее правое положение.

4. Тумблер Т3 на панели измерительной подставки перевести в положение «2».

5. Тумблер Т1 переключить в положение 2 (при этом отключены клеммы гнезда «Д» и генератор непосредственно соединен с входом осциллографа через резистор R).

6. Регулировать амплитуду импульсов ручками генератора «Амплитуда» каналов I и II до появления картины, соответствующей рис. 2.3, что соответствует прямому току 100 мА и обратному току 50 мА.

Задание и порядок выполнения работы

Определить величину обратного тока кремниевого диода и вычислить время жизни неосновных неравновесных носителей заряда в базе. Для этого:

- положение «1» (в этом случае генератор подключен к осциллографу через клеммы гнезда «Д» и резистор R);
- вставить диод № 1 в гнездо «Д» на панели измерительной подставки. (Если импульсы на экране исчезнут или картина не меняется после подключения диода – изменить полярность тумблером Т2);
- зарисовать полученную осциллограмму;
- по изображению на экране измерить длительность A плоской вершины импульса обратной полярности;
- используя значения множителей развертки осциллографа, определить t_1 (μ s) и рассчитать время жизни неосновных неравновесных носителей заряда.
- аналогично проделать измерения для кремниевых диодов №№ 2–8, которые отличаются от диода № 1 тем, что они облучены потоком γ -квантов в соответствии с табл. 2.1;
- сравнить полученные значения времени жизни диодов и объяснить различие найденных величин;
- построить график зависимости $\tau = f(\Phi)$, где Φ – поток γ -квантов, см^{-2} ;

– сделать вывод о влиянии облучения на величину времени жизни неосновных носителей заряда и о возможности использования радиационных воздействий в технологии производства полупроводниковых приборных структур.

Таблица 2.1

Экспериментальные результаты

№ диода	1	2	3	4	5	6	7	8
$\Phi, \text{см}^{-2}$	0	$1,2 \cdot 10^{14}$	$1,9 \cdot 10^{14}$	$4,3 \cdot 10^{14}$	$5,5 \cdot 10^{14}$	$8,3 \cdot 10^{14}$	$9,7 \cdot 10^{14}$	$1,7 \cdot 10^{15}$
$t_1, \text{мкс}$								
$\tau, \text{мкс}$								

Порядок отключения установки

1. Выключить тумблеры «Анод I» и «Анод II» генератора Г5-7А.
2. Выключить генератор тумблером «Сеть».
3. Выключить осциллограф С9-1 нажатием кнопки «Сеть».

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И ТАНГЕНСА УГЛА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ОТ ЧАСТОТЫ

Цель работы: изучить свойства поляризации диэлектриков, диэлектрическую проницаемость и тангенс диэлектрических потерь. Определить диэлектрическую проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь диэлектриков и построить графическую зависимость этих величин от частоты.

Поляризация диэлектриков

Поляризацией называется процесс ограниченного смещения или ориентации связанных электрических зарядов в диэлектрике под действием внешнего электрического поля.

Процесс происходит во всем объеме и сопровождается выделением зарядов на поверхности материала у электродов, помещенных на образец диэлектрика (рис. 3.1). При наложении поля разноименные заряды в атомах, молекулах диэлектрика несколько смещаются друг относительно друга, образуя диполь с моментом $p_i = q_i \cdot l_i$.

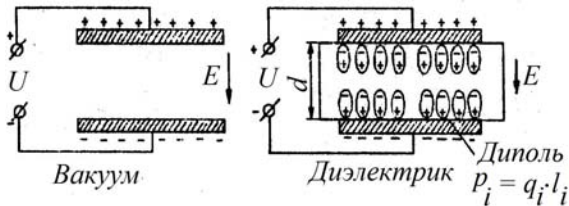


Рис. 3.1. Поляризация диэлектриков между пластинами конденсатора

Поляризованный диэлектрик характеризуется поляризованностью P , равной отношению суммы электрических дипольных моментов отдельных атомов, молекул некоторого малого объема ΔV к величине этого объема:

$$P = \left(\sum_{\Delta V} P_i \right) / \Delta V. \quad (3.1)$$

Согласно теории Максвелла, электрическое поле характеризуется двумя векторными величинами: вектором напряженности электрического поля E и вектором смещения D . При изотропном диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ε_a в слабых и однородных полях векторы E и D совпадают по направлению друг с другом и связаны соотношением $D = \varepsilon_a E$. Для вещества смещение D можно разложить на две части: одну, которая бы имела место и при отсутствии вещества, т. е. в вакууме, равную $D_0 = \varepsilon_0 E$, и вторую, обусловленную наличием частиц самого вещества. Согласно теории Максвелла, эта вторая составляющая является поляризованностью P . Таким образом, получаем:

$$P = D - \varepsilon_0 E = \varepsilon_a E - \varepsilon_0 E = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 E = \chi \varepsilon_0 E. \quad (3.2)$$

Диэлектрическая восприимчивость χ характеризует способность диэлектрика к поляризации. На практике мерой способности диэлектрика к поляризации служит обычно относительная диэлектрическая проницаемость ε_r . Это связано с простотой определения ε_r при эксперименте в процессе измерения емкости конденсаторов.

Емкость конденсатора C определяется соотношением $C = Q / U$. Из определений понятий E и D имеем, что $E = U / d$, а $D = Q / S$. С учетом этих соотношений и выражения (3.2) емкость можно выразить как $C = \varepsilon_a \cdot S / d$, причем S – площадь обкладок конденсатора, а d – расстояние между его обкладками.

Отсюда следует, что $C_0 = \varepsilon_0 \cdot S / d$ – емкость конденсатора, между обкладками которого вакуум; $C = \varepsilon_a \cdot S / d$ – емкость конденсатора, между обкладками которого диэлектрик. Следовательно, $C / C_0 = \varepsilon_a / \varepsilon_0 = \varepsilon_r$. Поэтому чем больше ε_r диэлектрика, тем больше емкость изготовленного из него конденсатора. Значит, для изготовления конденсатора требуются материалы с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости.

Изменение ε при изменении температуры характеризуется температурным коэффициентом диэлектрической проницаемости α_ε , выражаемым в K^{-1} :

$$TK_{\varepsilon} = \alpha_{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT}. \quad (3.3)$$

Формула (3.3) справедлива для всех случаев поляризации.

Основные виды поляризации

Основными видами поляризации являются следующие: электронная, ионная, дипольная.

Электронная поляризация – упругое смещение электронов в атомах и ионах диэлектрика. Электронная поляризация происходит очень быстро (порядка 10^{-15} с), поэтому она не зависит от частоты вплоть до резонансных частот. При электронной поляризации смещение D возрастает прямо пропорционально напряженности поля E , а поэтому ε не зависит от E . Электронная поляризация не связана с потерями энергии вплоть до резонансных частот. Значение диэлектрической проницаемости веществ, имеющих только электронную поляризацию, численно равно квадрату показателя преломления света. Диэлектрики с доминирующей электронной поляризацией считаются неполярными.

Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры определяется зависимостью плотности вещества от температуры: при нагревании вещество расширяется, плотность падает, уменьшается число атомов в единице объема и ослабевает поляризация.

Ионная поляризация – смещение ионов в узлах кристаллической решетки относительно друг друга в веществах с ионным строением (ионных диэлектриках). Типичный пример – ионный диэлектрик NaCl, состоящий из положительных ионов Na^+ и отрицательных Cl^- . В присутствии внешнего электрического поля положительные ионы Na^+ смещаются в направлении поля, отрицательные ионы Cl^- – в противоположном направлении. Ионы по своим размерам и инерционности значительно больше электронов, поэтому ионная поляризация устанавливается медленнее, чем электронная, но все же достаточно быстро (около 10^{-12} с). Как и при электронной поляризации, смещение D прямо пропорционально E и ε не зависит от E .

С повышением температуры расстояния между ионами вследствие теплового расширения материала увеличиваются. В большинстве случаев это сопровождается ослаблением химических сил

упругой связи, поэтому поляризуемость ионов увеличивается, т. е. они легче смещаются под действием электрического поля. В связи с этим ϵ ионных диэлектриков возрастает с температурой. Ионная поляризация не связана с потерями энергии вплоть до резонансных частот, т. е. частот, когда установление поляризации совпадает с периодом изменений электрического поля. В целом процессы электронной и ионной поляризации довольно схожи друг с другом. Оба эти явления можно рассматривать как разновидности деформационной поляризации, представляющей собой упругий сдвиг зарядов относительно друг друга в направлении электрического поля.

Дипольная или ориентационная поляризация – поворот дипольных молекул под действием электрического поля. Поляризация происходит в веществах, состоящих из полярных молекул, (полярных диэлектриках), и заключается в том, что дипольные молекулы, находящиеся в тепловом движении, частично ориентируются под действием поля. Дипольная ориентация происходит относительно медленно и сопровождается потерями энергии, затрачиваемой на преодоление внутреннего трения в материале при повороте диполей, что приводит к нагреву диэлектрика. В области радиочастот период поля соизмерим со временем установления поляризации. Поэтому в области радиочастот дипольные молекулы не успевают поворачиваться при быстрых изменениях поля, дипольная поляризация ослабевает и ϵ снижается до значения, обусловленного электронной поляризацией, имеющей место во всех веществах.

Зависимость смещения D от электрического поля E для полярных диэлектриков в области слабых полей остается линейной, также как и для неполярных диэлектриков, и $\epsilon \neq f(E)$.

После снятия электрического поля ориентация дипольных молекул постепенно ослабевает из-за теплового движения по экспоненциальному закону. Время релаксации τ_0 – это время, за которое число ориентированных диполей уменьшается в e раз. Время релаксации сильно зависит от температуры – чем выше температура, тем меньше силы молекулярного сопротивления повороту диполей в вязкой среде, тем меньше время релаксации.

Зависимость ϵ полярного диэлектрика от температуры имеет вид, показанный на рис. 3.2, б.

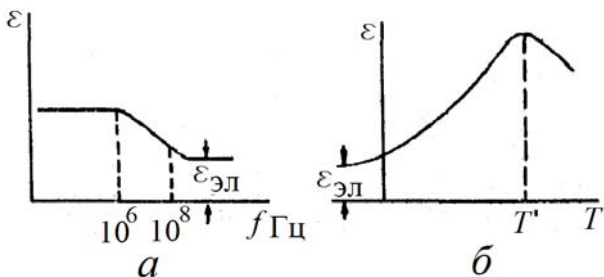


Рис. 3.2. Зависимость диэлектрической проницаемости при дипольной поляризации от различных параметров: *a* – от частоты, *б* – от температуры.

Дипольная, или дипольно-релаксационная, поляризация характерна для полярных жидкостей. Этот вид поляризации может наблюдаться также у отдельных твердых веществ, состоящих из крупных молекул.

Диэлектрические потери

Диэлектрическими потерями называют мощность, рассеиваемую в диэлектрике при воздействии на него электрического поля и вызывающую нагрев диэлектрика. Потери энергии в диэлектриках наблюдаются как в постоянном, так и в переменном электрическом поле, так как в обоих случаях через диэлектрик протекает ток сквозной электропроводности.

В постоянном электрическом поле потери энергии P (Вт) обусловлены только током проводимости и равны

$$P = UI_{\text{СКВ}} = \frac{U^2}{R_{\text{ИЗ}}} = I_{\text{СКВ}}^2 R_{\text{ИЗ}}, \quad (3.3)$$

где $R_{\text{ИЗ}}$ – сопротивление изоляции, измеренное при постоянном токе, Ом;

U – постоянное напряжение, приложенное к диэлектрику, В;

$I_{\text{СКВ}}$ – ток сквозной проводимости (ток утечки) в изоляции, А.

В переменном электрическом поле потери энергии определяются более сложными закономерностями и превышают потери энергии в постоянном электрическом поле, т. е. $P_{\sim} \geq P_{\text{пост.}}$.

Угол диэлектрических потерь

Диэлектрические потери в переменном электрическом поле характеризуются удельными потерями или, чаще, углом диэлектрических потерь, или тангенсом этого угла.

Построим (рис. 3.3) векторные диаграммы токов и напряжений для конденсатора, включенного в цепь переменного синусоидального напряжения U . Для сопоставления на рис. 3.3 приведена также диаграмма для проводника.

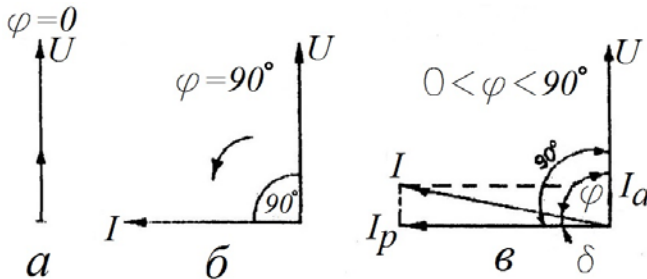


Рис. 3.3. Векторная диаграмма токов и напряжений для находящихся под синусоидальным переменным напряжением проводника (а), идеального диэлектрика (б) и диэлектрика с потерями (в)

В случае проводника ток $I = U / R$ – чисто активный, совпадающий по фазе с напряжением. В случае идеального диэлектрика без потерь вектор тока I через конденсатор опережал бы вектор напряжения U точно на угол сдвига фаз $\varphi = 90^\circ$, и этот ток был бы чисто реактивным (емкостным). Активная мощность (потери) при этом равна нулю: $P_a = UI \cos \varphi = UI \cos 90^\circ$.

В случае реального диэлектрика, имеющего всегда некоторые отличные от нуля диэлектрические потери, в конденсаторе имеются потери, т. е. $P_a \neq 0$. Следовательно, $\cos \varphi \neq 0$, $\varphi \neq 90^\circ$. На векторной диаграмме угол сдвига фаз между векторами тока I и напряжения U будет несколько меньше 90° .

Полный ток I через конденсатор может быть разложен на два компонента – активный I_a и реактивный I_p . Иными словами, значение угла сдвига фаз φ характеризует конденсатор с точки зрения потерь в диэлектрике. При том, что в реальных диэлектриках бли-

зок к 90° , более наглядным является угол δ , дополняющий до 90° фазовый угол сдвига φ между током и напряжением в емкостной цепи $\delta = 90^\circ - \varphi$. Угол δ называют углом диэлектрических потерь. Чем больше рассеивается в диэлектрике мощность, тем больше угол δ .

На практике обычно применяют не сам угол диэлектрических потерь, а его тангенс. Из векторных диаграмм видно (рис. 3.3, в), что $\operatorname{tg}\delta = I_a / I_p$. Чем меньше $\operatorname{tg}\delta$, тем меньше потери энергии в диэлектрике, тем более высококачественным является данный диэлектрик. Значение $\operatorname{tg}\delta$ для наилучших электроизоляционных материалов составляет при 20°C тысячные и даже десятитысячные доли единицы (10^{-3} – 10^{-4}). Для менее качественных материалов $\operatorname{tg}\delta$ превышает сотые доли единицы (10^{-1} – 10^{-2}). Тангенс угла диэлектрических потерь зависит от многих факторов, в первую очередь от температуры диэлектрика и частоты электрического поля. Наименьший $\operatorname{tg}\delta$ имеют газообразные диэлектрики – при низкой напряженности электрического поля их $\operatorname{tg}\delta < 10^{-5}$.

Полные и удельные диэлектрические потери

Полные диэлектрические потери в диэлектрике определяются в виде $P = UI_a = UI_p \operatorname{tg}\delta$. Емкостный (реактивный) ток I_p , согласно теории переменных токов, равен $I_p = U\omega C$. Таким образом, справедливо соотношение $P = U^2\omega C \operatorname{tg}\delta$.

Удельные диэлектрические потери – это полные диэлектрические потери, отнесенные к единице объема диэлектрика. Согласно определению, удельные диэлектрические потери ρ , Вт/м³, равны

$$\rho = P/V = \frac{U^2\omega C \operatorname{tg}\delta}{Sd} = \frac{U^2\omega\epsilon\epsilon_0 \operatorname{tg}\delta}{Sdd} = U^2\omega\epsilon\epsilon_0 \operatorname{tg}\delta \cdot E^2. \quad (3.4)$$

Формула (3.4) может быть записана в виде, более удобном для практических расчетов:

$$\rho = E^2 f \frac{\epsilon \operatorname{tg}\delta}{1.8 \cdot 10^{10}}. \quad (3.5)$$

При прочих равных условиях диэлектрические потери (потери мощности) тем больше, чем выше параметры электроизоляционного материала ϵ и $\text{tg}\delta$. Произведение $\epsilon\text{tg}\delta$ называется коэффициентом диэлектрических потерь, или фактором потерь. Кроме того, из (3.5) видно, что потери мощности пропорциональны E^2 и f . Отсюда следует, что диэлектрики, используемые в высоковольтной или высокочастотной аппаратуре, должны иметь низкие значения ϵ и $\text{tg}\delta$.

Формально реальный диэлектрик, имеющий потери, можно заменить идеальным диэлектриком без потерь и активным сопротивлением, соединенными между собой параллельно или последовательно. Реализация таких схем позволяет на практике создавать измерительную аппаратуру для определения тангенса угла диэлектрических потерь или проводить расчеты, связанные с явлениями поляризации и потерь в диэлектриках.

Применимость параллельной или последовательной схем замещения должна быть подкреплена физическими соображениями. В противном случае может быть получена неверная зависимость $\text{tg}\delta$ от частоты.

Факторы, влияющие на угол потерь диэлектриков

Температура. Зависимость диэлектрических потерь, обусловленных сквозной проводимостью, от температуры выражается следующими формулами: $\rho_{\text{пост}}(t) = \rho_{\text{пост}}(0) \exp[-\alpha(t-t_0)]$, $\text{tg}\delta_{\text{СКВ}} = \text{tg}\delta_0 \cdot e^{\alpha(t-t_0)}$.

Отсюда видно, что диэлектрические потери, обусловленные сквозной проводимостью, будут экспоненциально возрастать по мере роста температуры (рис. 3.4, а). Также будет увеличиваться и активная мощность (потери мощности).

Дипольно-релаксационные потери при повышении температуры проходят через максимум. При низких температурах вязкость велика, диполи неподвижны, потерь нет; при высоких температурах вязкость низка и диполи вращаются, не испытывая трения. Может быть несколько максимумов. Например, на кривой $\text{tg}\delta = f(T)$ для бумаги, пропитанной масляно-канифольным компаундом, наблю-

даются два максимума: при низких температурах это максимум самой бумаги, при более высоких – компаунда.

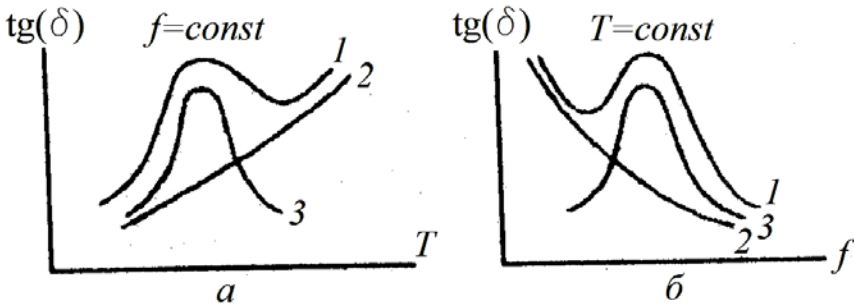


Рис. 3.4. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ диэлектрика от температуры (*a*) и частоты (*б*):
 1 – общие (суммарные) потери; 2 – потери проводимости;
 3 – дипольные потери

Если в диэлектрике имеют место оба механизма потерь, то суммарная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь от температуры может быть получена сложением кривых, описывающих потери проводимости и дипольные потери.

В конечном итоге рост температуры всегда приводит к росту $\operatorname{tg} \delta$ за счет увеличения потерь проводимости (рис. 3.4, *a*). Максимум на суммарной кривой потерь часто не фиксируется, так как он маскируется высокими потерями проводимости.

Частота. В случае диэлектрических потерь, обусловленных сквозной проводимостью, $\operatorname{tg} \delta$ по мере увеличения частоты уменьшается по гиперболическому закону (рис. 3.4, *б*). Активная мощность (потери мощности) в этом случае не зависит от частоты, так как $P_a = I_a^2 R$. Если потери вызваны дипольной поляризацией, то $\operatorname{tg} \delta$ при росте частоты увеличивается, так как диполи чаще должны ориентироваться по полю и на это будет затрачиваться все большая энергия. Это происходит лишь до определенной частоты, соответствующей максимуму $\operatorname{tg} \delta$, после которой диполи уже не успевают следовать за переменным напряжением и потери в диэлектрике уменьшаются. Максимум в частотной зависимости $\operatorname{tg} \delta$ характерен также и для резонансного механизма потерь, однако в последнем

случае температура не влияет на положение максимума. Это частоты более 10^{10} Гц. Если потери проводимости в диэлектрике велики, то максимум на кривой $\text{tg}\delta(f)$ не фиксируется. Общие потери получают путем суммирования потерь проводимости и дипольных потерь.

Тангенс угла диэлектрических потерь с ростом частоты должен уменьшаться. Однако это не значит, что мощность потерь P_a снижается с частотой. Величина P_a пропорциональна $f\text{tg}\delta$. Снижение $\text{tg}\delta$ с ростом частоты f меньше соответствующего увеличения частоты, а поэтому произведение $f\text{tg}\delta$, а следовательно и P_a , с ростом частоты возрастает.

Максимумы на суммарных кривых $\text{tg}\delta = f(T)$ и $\text{tg}\delta(f)$, обусловленные дипольными (релаксационными) механизмами потерь, смещаются при варьировании соответственно частоты и температуры.

Влажность. Влажность вызывает рост $\text{tg}\delta$ за счет того, что большинство диэлектриков при увлажнении снижают удельное объемное сопротивление. Тангенс угла диэлектрических потерь под влиянием влажности может увеличиваться на несколько порядков (например, увлажненная бумага).

Напряжение. Тангенс угла диэлектрических потерь при приближении напряжения к предпробивному начинает возрастать, что связано с увеличением проводимости, и этот рост $\text{tg}\delta$ продолжается вплоть до наступления пробоя.

Однако на практике тангенс угла диэлектрических потерь начинает увеличиваться при напряжениях, значительно более низких, чем предпробивные. Причина заключается в том, что в реальных материалах часто имеются воздушные (газовые) или жидкостные включения. Ионизация в этих включениях начинается при напряжениях поля, обычно много меньших, чем пробивное напряжение самого твердого диэлектрика. Поэтому при достижении некоторого напряжения ионизации U_i начинается резкий рост $\text{tg}\delta$. Это сопровождается так называемыми «частичными разрядами». В диэлектрике без воздушных включений частичных разрядов не наблюдается, и его $\text{tg}\delta$ практически не зависит от напряжения (в области напряжений, далеких от пробивных).

Описание установки и методика измерений

Установка по измерению добротности, индуктивности и емкости исследуемых образцов состоит из измерителя добротности Е4-7, комплекта катушек индуктивности и исследуемых образцов.

Измерение индуктивности, емкости и добротности производится резонансным методом с индикацией резонанса по стрелочному прибору. Образец, емкость которого необходимо измерить, включается в колебательный контур вместе с индуктивностью, после чего колебательный контур вводится в резонанс. Напряжение на образце показывается стрелочным прибором, шкала которого проградуирована в значениях добротности.

Подготовка прибора к проведению измерений

1. Для подготовки прибора к измерениям поставить ручки управления в исходное положение:

- переключатель рода измерений « ΔQ - Q » – в положение « Q »;
- тумблер «Измерение-калибровка ΔQ » – в положение «Измерение»;
- ручку «Нуль ΔQ » – в среднее положение;

2. Включить вилку питания в сеть.

3. Поставить тумблер питания в положение «Сеть», при этом должна загореться сигнальная лампочка. После 30-минутного прогрева прибор готов к работе.

Калибровка прибора для измерений

1. Тумблер «Измерение-калибровка Q_{∇} » установить в положение «Калибровка».

2. Переключатель «Частота МГц» установить на первом поддиапазоне.

3. Ручкой «Калибровка» проверить запас установки калибровки (после знака « ∇ ») по шкале измерительного прибора.

4. Проверить запас установки калибровки на всех поддиапазонах генератора.

5. Ручкой «Калибровка Q_{∇} » установить стрелку прибора на деление 50 по шкале 100.

6. Переключатель « $\Delta Q - Q$ » установить в положение « ΔQ ».

7. Ручкой «Нуль ΔQ » проверить возможность установки нуля ΔQ по шкале «300» и «10 000» измерительного прибора, после чего ручку «Нуль ΔQ » поставить в определенное положение;

8. Нажать кнопку (\longleftrightarrow) и проверить передвижение визира по шкале «Емкость, pF».

9. Для проведения калибровки прибора установить:

– переключатель «Частота, MHz» – на требуемый поддиапазон частоты;

– ручкой «Частота» – на требуемую частоту;

– переключатель « $\Delta Q - Q$ » – в положение « Q »;

– тумблер «Измерение-калибровка» – в положение «Калибровка»;

– ручкой «Калибровка» – стрелку измерительного прибора точно на риску под знаком « ∇ »;

– тумблер «Измерение-калибровка» – в положение «Измерение».

Прибор готов к измерениям.

Измерение емкости и добротности образцов емкостью менее 425 пФ

При измерении:

1. Установить частоту (последовательно: 50, 60, 70, 80, 90 кГц) на которой требуется измерить емкость и добротность образца.

2. Из комплекта катушек индуктивности подобрать такую, которая может резонировать на частоте измерения, и подключить ее к клеммам « L_x ».

3. Настроить измерительный контур в резонанс с помощью кнопки (\longleftrightarrow) «Грубо» и ручки «емкость, pF» – «Точно» и отметить полученные величины Q_1 и C_1 .

4. К клеммам « C_x » подключить измеряемый образец, снова настроиться в резонанс и определить новые значения C_2 и Q_2 . Если резонанс не удается найти, значит, емкость подключенного образца больше C_1 . В таком случае выбором другой вспомогательной катушки или другой частоты установить резонанс при достаточно большой емкости C_1 .

Измерение емкости образцов емкостью более 425 пФ

При измерении:

1. Установить частоту, на которой требуется измерить емкость и добротность образца.
2. Из комплекта катушек индуктивности подобрать такую, которая может резонировать на частоте измерения, и подключить ее к клеммам « L_x ».
3. Настроить измерительный контур в резонанс с помощью кнопки (\longleftrightarrow) и ручки «емкость pF», отметить полученные величины Q_1 и C_1 .
4. С помощью перемычки из комплекта прибора подсоединить исследуемый образец последовательно с катушкой индуктивности к клеммам « L_x ».
5. Настроить контур в резонанс и отметить полученные значения C_2 и Q_2 .
6. Определить емкость и добротность исследуемого образца по формулам:

$$C_x = \frac{C_1 C_2}{C_2 - C_1}, \quad Q_x = \frac{(C_1 - C_2) Q_1 Q_2}{C_1 Q_1 - C_1 Q_2}.$$

Задание к работе

Исследовать зависимость ε и $\operatorname{tg} \delta$ от частоты для различных диэлектрических материалов при постоянной температуре. Частоту увеличить, начиная с 50 кГц с шагом 10 кГц до 90 кГц. Данные измерений и результаты расчета записывать в табл. 3.1, по данным которой построить графики зависимости тангенса угла диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости от частоты.

Формулы для расчета и таблица экспериментальных данных:

1. Емкость исследуемого образца C_x рассчитывается в виде $C_x = C_2 - C_1$.

2. Диэлектрическую проницаемость рассчитывают через формулу для плоского конденсатора $C_x = \varepsilon \varepsilon_0 S / d$, где C_x – емкость образца, Ф; ε_0 – электрическая постоянная, $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; S – площадь электродов, м²; d – толщина диэлектрика, м.

3. Тангенс угла диэлектрических потерь рассчитывают по формуле $\operatorname{tg}\delta = 1/Q = \frac{C_2 Q_1 - C_1 Q_2}{(C_1 - C_2) Q_1 Q_2}$.

Таблица 3.1

Результаты эксперимента

Частота, кГц	Калибровка $C (C_1), \Phi$	Калибровка $Q (Q_1)$	Образец 1		Образец 2		Образец 3	
			C, Φ	Q	C, Φ	Q	C, Φ	Q

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Цель работы: изучить основные свойства проводниковых материалов – сопротивление и термоЭДС; измерить зависимость основных свойств проводников от температуры.

Проводниковые материалы

Проводниками считаются материалы электронной техники, способные проводить электрический ток.

Проводники первого рода – твердые вещества (как правило, кристаллического строения), ширина запрещенной зоны которых 0 эВ. Они имеют свободные носители заряда, которые при появлении внешнего электрического поля создают электрический ток. Большая часть проводников первого рода – металлы, в том числе и ртуть.

Проводники второго рода – электролиты ионного строения, в которых ток переносится заряженными частицами-ионами. Как правило, они являются жидкостями, иногда – газами. Из-за ионного строения и аморфности зонная структура данных проводников не выражена.

Физические процессы в проводниках и их основные свойства

Электропроводность (проводимость) σ – общее для всех проводников свойство проводить электрический ток. Проводимость определяется по закону Ома в виде $\sigma = j / E$ как отношение плотности тока j к напряженности поля E . Плотность тока можно определить по концентрации носителей заряда n , заряду каждого из них q и скорости v в виде $j = nqv$. Таким образом, проводимость – заряд, проходящий через единицу сечения за единицу времени. Обратная проводимости величина – удельное сопротивление ρ .

Сопротивление R – способность проводника задерживать носители заряда и мешать прохождению электрического тока. Сопротивление обусловлено столкновениями носителей заряда с атомами проводника и другими носителями заряда. Сопротивление зависит

от состояния проводника, по нему можно определить нагрузки на проводник, его деформацию, температуру и т. п.

Большая часть проводниковых материалов – металлы. Рассмотрим движение носителей заряда в металлах. Электроны в них являются носителями заряда, и их поведение описывается теорией свободного электронного газа (СЭГ). Основные положения теории СЭГ:

1. Проводник состоит из ионного каркаса, заряженного положительно, и СЭГ, заряженного отрицательно и находящегося вокруг ионов.

2. Суммарный заряд электронов и ионов решетки одинаков (условие электронейтральности).

3. Электроны не взаимодействуют между собой, а только с атомами решетки, и поэтому ведут себя как идеальный газ из заряженных частиц (оправдано, так как электроны двигаются в периодическом поле, образованном атомами решетки, причем эти атомы экранируют их от других электронов). При появлении электрического поля электроны продолжают двигаться хаотически, но у них появляется дрейфовая составляющая поля, направленная вдоль него.

Если все атомы проводника ионизированы один раз, то концентрация электронов будет равна $n = d \cdot N_a / A$, где d – плотность материала, A – атомный вес материала, N_a – постоянная Авогадро.

Средняя энергия этих электронов пропорциональна температуре и выражается в виде:

$$\frac{m \cdot \bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (4.1)$$

где \bar{u} – средняя скорость электронов (при 300 К составляет 10^5 м/с);

T – температура

k – постоянная Больцмана.

Если поместить проводник в электрическое поле с напряженностью E , то потечет ток с плотностью $j = env$, где v – дрейфовая скорость электронов в направлении поля (при плотности тока 10^6 А/м² она равна 10^{-4} м/с). Таким образом, скорость дрейфа значительно меньше скорости теплового движения.

При движении электроны от столкновения к столкновению набирают скорость до максимального значения, выраженного в ви-

де $v = a\tau_0$, где $a = eE / m$ – ускорение электрона, получаемое электроном под действием поля за время между столкновениями с атомами решетки τ_0 .

Средняя дрейфовая скорость электронов \bar{v} в кристалле в этих условиях имеет вид

$$\bar{v} = \frac{eE}{2m} \tau_0. \quad (4.2)$$

Для расчета времени пробега τ_0 используют среднюю длину пробега \bar{l} и среднюю тепловую скорость, так как она значительно больше дрейфовой: $\tau_0 = \bar{l} / \bar{u}$, тогда плотность тока выражается в виде

$$j = \frac{e^2 n \bar{l}}{2m\bar{u}} E, \quad (4.3)$$

и проводимость рассчитывается по формуле

$$\sigma = \frac{e^2 n \bar{l}}{m\bar{u}}. \quad (4.4)$$

Если использовать квантовые представления об электроне, то удельное сопротивление можно рассчитать по формуле:

$$\rho = \frac{h}{ke^2 n^{2/3} \bar{l}}, \quad (4.5)$$

где h – постоянная Планка.

Кроме того, электроны влияют на теплопроводность проводника λ , что показывается законом Видемана-Франца: $\lambda = kn\bar{u}\bar{l} / 2$. Из этого следует, что электроны могут обеспечить значительную часть теплопроводности проводника, но при этом СЭГ не поглощает теплоту.

Удельное сопротивление ρ можно вычислить, зная сопротивление проводника R , его длину l и площадь поперечного сечения S по формуле

$$\rho = \frac{RS}{l}, \text{ Ом} \cdot \text{м.} \quad (4.6)$$

Так как для всех металлов концентрация электронов имеет почти одинаковое значение (различается не более чем на 10 %), а скорость электронов вообще одинакова (по теории СЭГ), то ρ больше всего зависит от длины свободного пробега, а она – от конфигурации атомной решетки и расстояния между атомами. Поэтому ρ различается для разных веществ и зависит от температуры и деформации, а также от состояния вещества (нагружено – не нагружено).

Влияние температуры на удельное сопротивление проводников

Сопротивление металлов зависит от температуры. С увеличением температуры T на некоторое значение ΔT сопротивление линейно увеличивается. Температурный коэффициент удельного сопротивления, определяемый в виде

$$\alpha_{\rho} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\Delta \rho}{\Delta T}, \quad (4.7)$$

зависит от состава материала: чем чище материал, тем больше коэффициент. У сплавов коэффициент мал.

Характерными температурами являются: $T_{\text{пл}}$ – температура плавления; $\Theta_{\text{д}}$ – температура Дебая; $T_{\text{кр}}$ – температура перехода в сверхпроводящее состояние. Эти температуры отражены на рис. 4.1.

При понижении температуры электроны начинают занимать уровни энергии ниже уровня Ферми, так что электронов проводимости становится все меньше. Поэтому, а также из-за периодического потенциала положительных атомов решетки, электроны с энергией, равной энергии Ферми, притягиваются и формируют пары (куперовские пары), что увеличивает их длину пробега, так как пара движется как целое. Колебания атомов не мешают движению электронов, так как амплитуда колебаний атомов мала из-за малой температуры. Этих спаренных электронов не больше 10^{-2} % от всех электронов кристалла. Если температура близка к абсолютному нулю (0–4,2 К, область I на рис. 4.1), наступает сверхпроводимость,

и сопротивление проводника становится практически равным нулю из-за образования куперовских пар электронов, которые способны переносить ток практически без столкновения с атомами кристаллической решетки. Чем чище материал, тем ближе к нулю его сопротивление, так как оно зависит от рассеяния на дефектах. Кроме того, сверхпроводники выталкивают из себя магнитное поле.

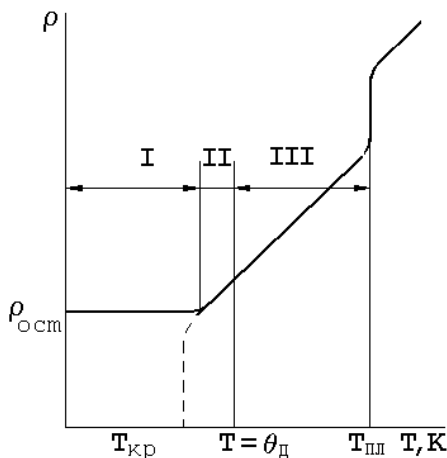


Рис. 4.1. Зависимость удельного сопротивления металлов от температуры

Температура, при которой наступает сверхпроводимость, называется температурой сверхпроводникового перехода $T_{\text{кр}}$, так как ниже нее проводник теряет сопротивление. Сверхпроводимость — только квантовый эффект. Следует отметить, что сверхпроводимостью обладают 26 чистых металлов, а золото, серебро и другие отличные проводники ею НЕ обладают.

У металлов, не обладающих сверхпроводимостью, при низких температурах из-за наличия примесей в области I наблюдается область остаточного сопротивления $\rho_{\text{ост}}$, почти не зависящая от температуры. Остаточное сопротивление тем меньше, чем чище металл.

При повышении температуры сопротивление быстро и нелинейно (показатель степени от 1 до 5) растет до температуры 100–400 К, так как атомы колеблются все интенсивнее, причем также увеличивается ангармоничность их колебаний. Быстрый рост удельного сопротивления при низких температурах до температуры $\Theta_{\text{д}}$ может

быть объяснен возбуждением новых частот тепловых колебаний решетки, при которых происходит рассеяние носителей заряда. На рис. 4.1 этому явлению соответствует область II.

При $T > \Theta_d$, когда спектр колебаний возбужден полностью, увеличение амплитуды колебаний с ростом температуры приводит к линейному росту сопротивления примерно до $T_{пл}$. На рис. 4.1 этому явлению соответствует область III.

При дальнейшем повышении температуры наступает насыщение, связанное с плавлением или (для редкоземельных металлов) полиморфными превращениями. При дальнейшем нагреве сопротивление может не меняться, расти или падать в зависимости от плотности и свойств расплава. При переходе в жидкое состояние у большинства металлов удельное сопротивление увеличивается в 1,5 – 2 раза (у висмута и галлия – уменьшается).

Сопротивление также зависит от размера сечения проводника (размерные эффекты) – чем тоньше пленка, тем больше сопротивление, так как поверхность пленки создает помехи для движения электронов. Вместо удельного сопротивления в этом случае используют сопротивление пленки на квадрат, которое равно сопротивлению участка пленки квадратной формы, деленному на ее толщину. Из-за зависимости удельного сопротивления проводника в виде пленки от толщины сопротивление всей пленки легко изменять, уменьшая или увеличивая ее толщину вне зависимости от удельного сопротивления материала пленки. Кроме того, тепловой коэффициент сопротивления тоже зависит от толщины пленки. Если пленка тонкая или несплошная, то этот коэффициент может иметь отрицательный знак (сопротивление падает с ростом температуры), что объясняется расширением пленки.

Сопротивление зависит и от деформации: при растяжении: оно линейно увеличивается в зависимости от напряжения σ , приложенного к проводнику (знак +), при сжатии – линейно уменьшается (знак –). Это отражено формулой $\rho = \rho_i(1 \pm \varphi\sigma)$, где ρ_i – сопротивление без деформации, φ – коэффициент механического напряжения.

Термоэлектродвижущая сила и сплавы для термопар

Термоэлектродвижущая сила (термоЭДС) – появление разности потенциалов в цепи, составленной из разных материалов, находя-

щихся при разных температурах. Она обусловлена зависимостью контактной разности потенциалов, которая появляется из-за разности работ выхода электронов в разных металлах. Разными считаются даже одинаковые по составу материалы, но находящиеся в разных условиях, так как в этом случае средняя энергия электронов в них разная. ТермоЭДС U_{AB} , возникающую между двумя металлами А и В, можно рассчитать по формуле:

$$U_{AB} = U_B - U_A + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B}, \quad (4.8)$$

где U – электрический потенциал соответствующего металла,
 n – концентрация носителей заряда в соответствующем металле.

Если имеется замкнутая цепь с двумя контактами между металлами при разных температурах T_1 и T_2 , то термоЭДС рассчитывается в виде

$$U = U_{AB} - U_{BA} + \frac{k(T_1 - T_2)}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} = A(T_1 - T_2), \quad (4.9)$$

то есть термоЭДС пропорциональна разности температур между контактами. Это свойство термоЭДС применяют в термопарах (спай разнородных металлов), термоЭДС которых зависит от температуры. Кроме того, термоЭДС появляется в других веществах из-за градиента концентраций носителей заряда.

Для создания термопар нужны специальные сплавы: копель (56 % меди, 44 % никеля), алюмель (35 % никеля, остальное алюминий с примесью кремния и марганца), хромель (90 % никеля, 10 % хрома), платинородий (90 % платины, 10 % родия). Разные сплавы работают при разных температурах (железо-копель – до 600 °С, хром-алюмель – до 1000 °С и т. п.).

Описание установки и методика измерений

Функциональная схема установки приводится на рис. 4.2. Установка состоит из измерительного блока, включающего схему коммутации образцов и режимов измерений, терморегулятор и термо-

стат с исследуемыми образцами, а также из приборов для задания и измерения напряжений и токов в исследуемых образцах.

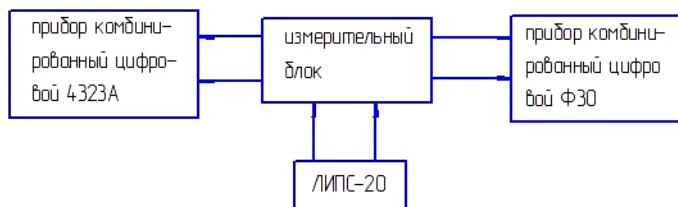


Рис. 4.2. Функциональная схема установки для определения параметров проводников

Проведение эксперимента

Исходные положения органов управления и регулировки:

– на передней панели измерительного блока:

- 1) тумблер «сеть» в нижнем положении;
- 2) переключатель S1 в среднем нижнем положении;
- 3) переключатель «Нагрев» в положении «Выкл»;
- 4) тумблер S2 в положении 1;

– на приборе 4323А: все кнопки находятся в отжатом положении;

– на приборе Ф30:

- 1) тумблер «Сеть» в нижнем положении;
- 2) переключатель «Контроль» в положении «U»;
- 3) переключатель «Предел измерения» – в положении «100 В»;

– на стабилизаторном источнике питания ЛИПС-20 (ЛИПС-30):

- 1) регулировки напряжения «Грубо» и «Точно» – в крайнем левом положении;

- 2) тумблер «Сеть» – в положении «Откл.»;

Определение удельного электрического сопротивления массивных проводниковых материалов при комнатной температуре

1. Подготовить для записи результатов табл. 4.1.

2. Подключить прибор комбинированный цифровой 4323А к зажимам «РА» измерительного блока и подготовить его для измерения постоянного тока на пределе 500 мА.

Таблица 4.1

Характеристики образцов типа 2 при комнатной температуре

Название сплава	U , мВ	I , мА	R , Ом	l , м	D , мм	S , мм ²	ρ , мкОм·м
Константан				1	0,22		
Нихром				1	0,10		
Алюмель				1	0,17		
Хромель				1	0,17		
Манганин				1	0,22		

3. Подключить прибор комбинированный цифровой Ф30 к зажимам «Р» измерительного блока и подготовить его для измерения постоянного напряжения на пределе 100 В.

4. Включить измерительный блок, прибор Ф30, прибор 4323А и ЛИПС–20 (ЛИПС–30) в сеть 220 В 50 Гц.

5. Нажать кнопку «Сеть» на 4323А, тумблеры «Сеть» на ЛИПС–20 (ЛИПС–30), измерительном блоке и Ф30 поставить в положение «Вкл.».

6. Переключатель на измерительном блоке поставить в положение 1.

7. Ручками регулировки напряжения «Грубо» и «Точно» на ЛИПС–20 выставить величину тока через образец 1, равную 100 мА. Ток контролировать по прибору 4323А, подключенному к гнездам «РА» измерительного блока.

8. По прибору Ф30, подключенному к гнездам «РВ» измерительного блока, снять величину напряжения на образце 1.

9. Постановкой переключателя S1 в положение 2, 3, 4, 5 подключить следующие образцы и снять падение напряжения на них. Ток необходимо все время поддерживать равным 100 мА.

10. По формуле $R = U / I$ рассчитать сопротивление проводника.

11. По формуле $\rho = RS / l$ определить удельное сопротивление материала.

12. Записать полученные результаты в табл. 4.1, сравнить полученные значения удельного сопротивления со справочными данными.

Определение зависимости удельного сопротивления от температуры для массивных проводниковых материалов

1. Для записи результатов подготовить табл. 4.2.

Таблица 4.2

Характеристики массивных проводниковых материалов
при изменении температуры

Название сплава	T , °C	U , мВ	I , А	R , Ом	ρ , мкОм·м	TKR , град ⁻¹	α_t , град ⁻¹	$TK = TKR + \alpha_t$, град ⁻¹
Константан	20	1,65	0,1	16,5	0,4620	38×10^{-5}	$1,7 \times 10^{-5}$	40×10^{-5}
	40							
	100							
Нихром	20	1,90	0,1	19,0	1,3320	$3,2 \times 10^{-4}$	15×10^{-6}	$3,4 \times 10^{-4}$
	40							
	100							
Алюмель	20					26×10^{-4}	$1,35 \times 10^{-5}$	$26,1 \times 10^{-4}$
	40							
	100							
Хромель	20	2,60	0,1	26,0	0,7280	24×10^{-4}	20×10^{-6}	$2,6 \times 10^{-4}$
	40							
	100							
Манганин	20	7,10	0,1	71,0	0,4615	-35×10^{-6}	20×10^{-6}	-15×10^{-6}
	40							
	100							

2. Установить на регуляторе РТ–4524 температуру 30 °C и, дождавшись погасания лампочки на регуляторе, произвести измерения удельного сопротивления.

3. Измерения проводить до температуры 100 °C с интервалом 20 °C. Полученные данные записать в табл. 4.2.

4. Произвести аналогичные измерения со всеми материалами.
5. Построить зависимость сопротивления и удельного сопротивления от температуры для всех исследуемых материалов.
6. По зависимостям сопротивления от температуры рассчитать температурный коэффициент сопротивления (TKR) по формуле

$$TKR = \frac{1}{R_{T_1}} \cdot \frac{R_{T_2} - R_{T_1}}{T_1 - T_2},$$

где R_{T_1} – значение сопротивления при $T_1 = 20$ °С;

R_{T_2} – значение сопротивления при $T_2 = 100$ °С.

7. Рассчитать температурный коэффициент удельного сопротивления по формуле $TK\rho = TKR + \alpha_1$, где α_1 – температурный коэффициент линейного расширения.
8. Сравнить полученные результаты со справочными данными.

Определение зависимости электродвижущей силы различных термопар от температуры

1. Подготовить для записи результатов табл. 4.3.

Таблица 4.3

ТермоЭДС термопар, мВ

T, °C	Нихром – Алюмель	Нихром – Константан	Константан – Манганин	Манганин – Алюмель
20				
40				
60				
80				
100				

2. Переключатель «Нагрев» на измерительном блоке поставить в положение 2.
3. Гумблер S2 на измерительном блоке поставить в положение 2.
4. Переключатель S1 поставить в положение 6.
5. К гнездам PV измерительного блока подключить прибор Ф30.

6. На Ф30 переключатель пределов измерения поставить в положение 10 мВ, а ручку «Частота измерений» – в положение «Авт.».

7. На измерительном блоке и приборе Ф30 тумблеры «Сеть» поставить в верхнее положение.

8. Измерить начальную температуру в термостате. Для этого поворотом ручки вправо или влево добиться погасания лампочки терморегулятора. В момент погасания лампочки на терморегуляторе указатель показывает температуру в термостате.

9. По прибору Ф30 замерить величину термоЭДС первой термопары.

10. Поставить переключатель в положение 7+9, измерить термоЭДС всех термопар.

11. Установить на терморегуляторе с помощью ручки следующую температуру на 20° выше комнатной и при погасании лампочки на терморегуляторе замерить термоЭДС всех термопар. Измерения повторить с интервалом 20 °С до температуры 100 °С.

Примечание: после выполнения работы все органы управления поставить в исходное положение, выключить все приборы и измерительный блок.

12. Построить график зависимости термоЭДС термопар от температуры.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Казанцев, А. М. Материалы и компоненты электроники : учебное пособие / А. М. Казанцев. – Минск : Беларусь, 2008. – 199 с.
2. Пасынков, В. В. Материалы электронной техники / В. В. Пасынков, В. С. Сорокин. – 6-е изд., стереотип. – СПб. : Лань, 2004. – 367 с.
3. Антипов, Б. Л. Материалы электронной техники : задачи и вопросы / Б. Л. Антипов, В. С. Сорокин, В. А. Терехов ; под ред. В. А. Терехов. – 2-е изд. – СПб. : Лань, 2001. – 208 с.
4. Петров, К. С. Радиоматериалы, радиокомпоненты и электроника : учебное пособие для вузов / К. С. Петров. – Питер, 2006. – 521 с.
5. Солимар, Л. Лекции по электрическим свойствам материалов / Л. Солимар, Д. Уолт ; пер с англ. под ред. С. И. Баскакова. – М. : Мир, 1991. – 501 с.
6. Покровский, Ф. Н. Материалы и компоненты радиоэлектронных средств : учебное пособие для вузов / Ф. Н. Покровский. – Москва : Горячая линия – Телеком, 2005. – 350 с.
7. Горелик, С. С. Материаловедение полупроводников и диэлектриков : учебник / С. С. Горелик, М. Я. Дашевский. – М. : МИСиС, 2003. – 483 с.

Учебное издание

БАЛОХОНОВ Дмитрий Валентинович

**МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ
(ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ)**

Пособие

для обучающихся по специальности

1-38 01 04 «Микро- и наносистемная техника»

Редактор *Н. А. Костешева*

Компьютерная верстка *Е. А. Беспанской*

Подписано в печать 22.03.2022. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 3,02. Уч.-изд. л. 2,36. Тираж 100. Заказ 118.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.