

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ

УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ

УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»

(Самарский университет)

## **ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ УСТРОЙСТВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева» в качестве методических указаний к лабораторным работам

Составители: Н.В. Латухина,  
М.Б. Шалимова

С А М А Р А

Издательство Самарского университета

2016

УДК 537.311.33  
ББК 22.379

Составители: ***Н.В. Латухина, М.Б. Шалимова***

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф. кафедры общей и теоретической физики Самарского университета Е.К. Башкиров,  
канд. техн. наук, доц. кафедры «Металловедение, порошковая металлургия, наноматериалы» Самарского государственного технического университета Е.А. Амосов

**Полупроводниковые и диэлектрические структуры для устройств микроэлектроники:** метод. указания / сост.: *Н.В. Латухина, М.Б. Шалимова.* – Самара: Изд-во Самарского университета, 2016. – 48 с.: ил.

Методические указания к лабораторным работам содержат материалы для подготовки к лабораторным работам по курсам «Физика полупроводниковых приборов» и «Физика диэлектриков». Методика проведения эксперимента и обработки данных дополнена кратким изложением теоретического материала по каждой лабораторной работе. Для самостоятельной проверки студентами своих знаний предлагаются вопросы для самоконтроля.

Предназначены для студентов физического факультета.

Подготовлены на кафедре радиофизики, полупроводниковой микро- и нанoeлектроники.

УДК 537.311.33  
ББК 22.379

© Самарский университет, 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

|  |    |
|--|----|
| <i>Лабораторная работа 1.</i> Изучение некоторых свойств полупроводниковых терморезисторов                       | 4  |
| <i>Лабораторная работа 2.</i> Изучение вольтамперной характеристики р-п перехода и ее зависимости от температуры | 11 |
| <i>Лабораторная работа 3.</i> Тепловой пробой диэлектриков   | 24 |
| <i>Лабораторная работа 4.</i> Поляризация в переменном синусоидальном поле                                       | 28 |
| <i>Лабораторная работа 5.</i> Спонтанная поляризация сегнетоэлектриков   | 37 |
| <i>Лабораторная работа 6.</i> Исследование частотной зависимости начальной проницаемости ферромагнетиков         | 42 |

## ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТЕРМОРЕЗИСТОРОВ

**Цель работы:** исследование основных характеристик и параметров терморезисторов.

### 1. Краткие теоретические сведения

Полупроводники обладают отрицательным температурным коэффициентом сопротивления и характеризуются сильным увеличением электропроводности с ростом температуры. Данное свойство полупроводников используется в полупроводниковых терморезисторах, в приборах, сопротивление которых зависит от температуры или каких-либо других физических величин, функционально связанных с ней.

Известно, что зависимость удельного сопротивления полупроводника от температуры на определенном участке носит экспоненциальный характер. Поэтому зависимость электрического сопротивления терморезистора от температуры можно описать формулой

$$R = R_{\infty} \exp \frac{B}{T}, \quad (1)$$

где  $R_{\infty}$  и  $B$  - постоянные, характеризующие материал и конструкцию;  $T$  - абсолютная температура.

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления для полупроводникового терморезистора и металлического резистора. Как видно из рисунка, сопротивление терморезистора убывает по экспоненциальному закону, в то время как сопротивление металла увеличивается с ростом температуры.

Нагрев терморезистора может осуществляться тремя способами: непосредственной передачей тепла от окружающей среды, выделением тепла в самом термосопротивлении при прохождении через него электрического тока или при помощи специальных дополнительных источников подогрева. В последнем случае мы имеем терморезистор косвенного подогрева. Конструктивно терморезисторы этого типа мало чем отличаются от обычных. Добавляется лишь нагревательная спираль, которая надевается на термосопротивление.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) различных терморезисторов представлены на рис. 2 и имеют нелинейный вид. На начальном участке

ав при достаточно малых токах мощность, рассеиваемая на терморезисторе, мала, температура терморезистора практически не изменяется и выполняется закон Ома. При больших значениях тока (участок *bc*) температура терморезистора повышается, сопротивление терморезистора падает, что приводит к снижению падения напряжения на нем. Поэтому крутизна ВАХ уменьшается.

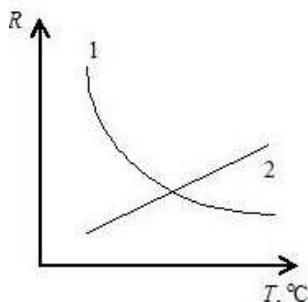


Рис. 1. Зависимости сопротивления терморезистора (1) и металлического резистора (2) от температуры

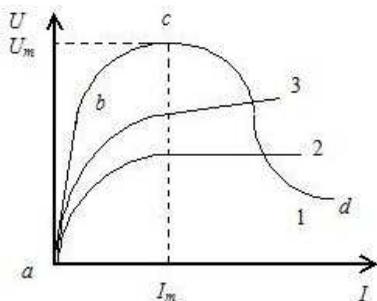


Рис. 2. Статические характеристики терморезисторов

При некотором значении тока  $I_m$  (точка *c*) относительное увеличение тока становится равным вызванному им относительному уменьшению сопротивления. В результате напряжение на терморезисторе остается постоянным и достигает максимального значения  $U_m$ . При дальнейшем увеличении тока относительное изменение сопротивления становится больше, чем относительное увеличение тока, и напряжение на терморезисторе начинает уменьшаться (участок *cd*). На этом участке дифференциальное сопротивление терморезистора  $R = dU/dI$  отрицательно. Вольтамперная характеристика терморезистора определяется параметрами полупроводникового материала, размерами, конструкцией, технологией, средой, в которую помещен терморезистор, её температурой и степенью тепловой связи между ним и внешней средой. У терморезисторов, работающих в качестве стабилизаторов напряжения, падающий участок отсутствует (см. рис. 2, кривая 2). Для терморезисторов, которые применяются для измерения температуры, обычно на протяжении всей вольтамперной характеристики увеличение тока сопровождается ростом падения напряжения (рис. 2, кривая 3).

Другой важной характеристикой терморезистора является температурная зависимость его сопротивления, которая представлена на рис. 1 и в ши-

рокой области температур описывается формулой (1). Если известны значения сопротивления терморезистора  $R_T, R_0$  при двух значениях температуры  $T$  и  $T_0$ , то из формулы (1) можно исключить постоянную  $R_\infty$

$$R_T = R_0 \exp \left[ B \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]. \quad (2)$$

Используя формулу (2), можно рассчитать величину сопротивления терморезистора при любой температуре, если известны значения постоянной  $B$  и сопротивление прибора при какой-нибудь определенной температуре  $T_0$ .

Постоянная  $B$  называется температурной чувствительностью терморезистора

$$B = \frac{TT_0}{T_0 - T} \ln \frac{R_T}{R_0}. \quad (3)$$

## 2. Параметры терморезистора

1. Электрическое сопротивление  $R_0$  при определенной температуре  $T_0$  (обычно при комнатной температуре 293 К).
2. Температурный коэффициент сопротивления

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} 100 [\%/град]. \quad (4)$$

Из формулы (4) видно, что температурный коэффициент сопротивления не постоянен, а убывает с повышением температуры по закону

$$\alpha = -\frac{B}{T^2} 100 [\%/град]. \quad (5)$$

3. Максимально допустимая рабочая температура  $T_{max}$ , до которой характеристики терморезистора не изменяются при длительной выдержке.
4. Максимально допустимая мощность рассеяния  $P_{max}$ , не вызывающая необратимых изменений характеристик терморезисторов. При этой мощности они разогреваются до температуры  $T_{max}$ .
5. Коэффициент рассеяния  $H$ , численно равный мощности, отводимой от терморезистора, при разности температур между его поверхностью и окружающей средой в один градус. Этот параметр может быть определен по ВАХ и зависимости сопротивления от температуры терморезистора  $H=dP/dT$ .

6. Коэффициент энергетической чувствительности  $G$ , численно равный мощности, которую необходимо рассеять на терморезисторе для уменьшения его сопротивления на 1 %

$$G = R \frac{dP}{dR} \frac{1}{100}. \quad (6)$$

7. Теплоемкость терморезистора  $C = dQ/dT$ .
8. Постоянная времени  $\tau$  - время, в течение которого температура терморезистора, перенесенного из спокойного воздуха с температурой 273 К в спокойный воздух с температурой 373 К, увеличивается на 63 К. Этот параметр характеризует инерционность прибора и составляет для различных терморезисторов от десятых долей секунды до десятков секунд.

### 3. Методика измерения ВАХ терморезистора

Измерение вольтамперных характеристик терморезистора имеет свои особенности, обусловленные инерционностью и наличием участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением у этих характеристик. Схема для снятия ВАХ изображена на рис. 3,а. Можно выделить два метода измерения этих характеристик. Первый метод основан на использовании добавочного постоянного сопротивления  $R_H$  и источника регулируемого напряжения  $U$ . Изменяя величину  $U$ , можно снять всю ВАХ (рис. 3,б). Обязательным в этом случае является выполнение условия, чтобы величина добавочного сопротивления  $R_H$  была больше максимального значения абсолютной величины отрицательного сопротивления терморезистора  $R_T$ .

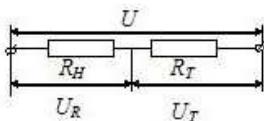
Случай с малым сопротивлением  $R_H$ , когда  $R_H < (R_T)$ , представлен на рис. 4. При напряжении источника  $U_1$  нагрузочная характеристика пересекает ВАХ терморезистора в точке 1, и ток в цепи будет соответствовать точкам характеристики, для которых дифференциальное сопротивление всей цепи  $dU/dI$  положительно.

Когда напряжение на схеме становится равным  $U_2$ , нагрузочная характеристика касается вольтамперной характеристики в точке 2 и пересекает её в точке 3. В этом случае режим работы всей цепи неустойчив и при незначительном повышении напряжения питания рабочая точка скачком перемещается в положение 3, и сила тока быстро возрастает от значения  $I_2$  до  $I_3$ . Такое скачкообразное изменение тока называют *релейным эффектом*.

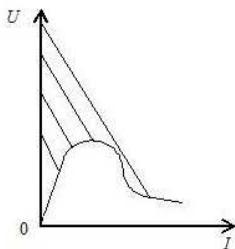
Релейный эффект может возникнуть при изменении:

а) напряжения питания; б) величины сопротивления, соединенного последовательно с терморезистором; в) температуры окружающей среды; г) величины коэффициента рассеяния.

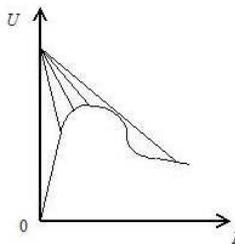
Второй метод снятия вольтамперной характеристики терморезистора основан на изменении величины добавочного сопротивления  $R_H$ . При этом величина напряжения источника поддерживается постоянной (рис. 3,в), а для устранения релейного эффекта приложенное напряжение должно быть достаточно большим. Так как терморезисторы обладают тепловой инерцией, то точки для построения ВАХ снимаются через некоторое время выдержки, достаточное для установления теплового равновесия.



а)



б)



в)

Рис. 3. Измерение вольтамперных характеристик терморезистора: схема для измерения (а); графическая иллюстрация методики, основанной на изменении приложенного напряжения  $U$  (б); методика измерения, использующая изменение величины добавочного сопротивления  $R$  (в)

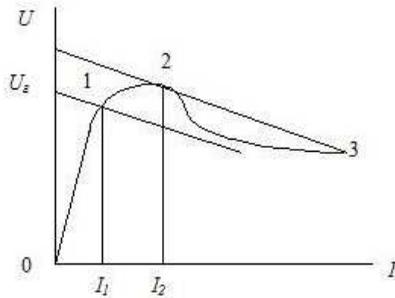


Рис. 4. Возникновение релейного эффекта при изменении напряжения питания цепи

#### 4. Описание измерительных установок

Схема установки для измерения температурной зависимости сопротивления терморезистора представлена на рис. 5. Терморезистор  $T_p$ , закрепленный в специальный держатель, помещается в электрическую печь, запитываемую переменным электрическим током, величину которого можно плавно регулировать с помощью автотрансформатора. Сопротивление терморезистора измеряется вольтметром ЛВ типа В7-26. Температура терморезистора контролируется с помощью градусника  $T$ .

Схема установки для измерения ВАХ и наблюдения релейного эффекта приведена на рис. 6. Измерение ВАХ терморезистора производится, когда переключатель  $\Pi_1$  стоит в положении 1. При этом применяется первый метод, основанный на использовании известного добавочного сопротивления  $R_H$  и источника регулируемого напряжения. Ток, протекающий через терморезистор, контролируется с помощью микро- или миллиамперметров, а падение напряжения измеряется ламповым вольтметром В7-26. Для наблюдения релейного эффекта в цепи с терморезистором переключатель  $\Pi_1$  необходимо поставить в положение 2. При этом постепенно увеличивая напряжение на терморезисторе, добиться скачкообразного нарастания тока и уменьшения падения напряжения в цепи терморезистора.

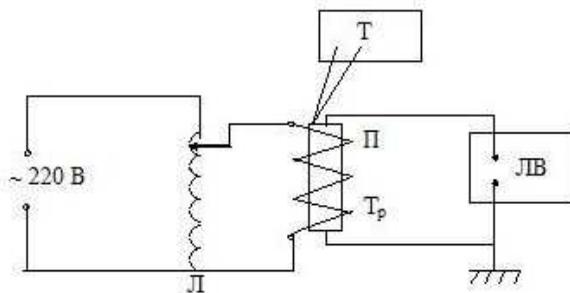


Рис. 5. Схема установки для измерения температурной зависимости сопротивления терморезистора

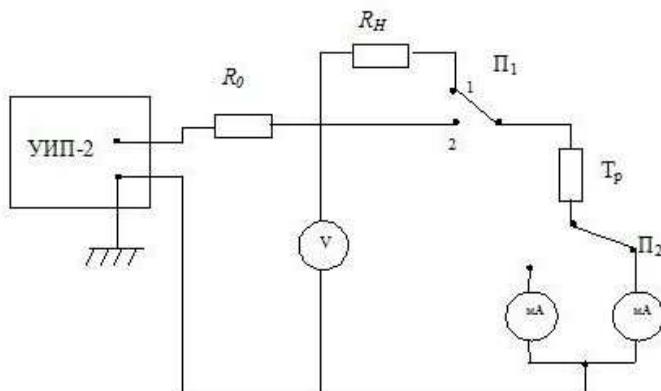


Рис. 6. Схема установки для измерения ВАХ и наблюдения релейного эффекта

### 5. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с принципиальной и монтажной схемами установок.
2. Снять температурную зависимость сопротивления терморезистора в интервале температур от комнатной до  $150^{\circ}\text{C}$ .
3. Вычислить коэффициент  $B$  и найти температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$  терморезистора.
4. Снять вольтамперную характеристику терморезистора при комнатной температуре.

5. Построить зависимость статического и дифференциального сопротивления терморезистора от величины тока при комнатной температуре по данным пункта 4.

6. Используя температурную зависимость сопротивления и вольтамперную характеристику, построить зависимость рассеиваемой терморезистором мощности от температуры и найти с помощью этой характеристики коэффициент рассеяния  $H$ .

7. Снять ВАХ терморезистора с релейным эффектом.

8. Результаты представить в виде графиков.

## 6. Контрольные вопросы

1. Что представляют собой терморезисторы?
2. Объясните вольтамперную характеристику терморезистора.
3. Назовите основные параметры терморезистора и объясните их физический смысл.
4. В чем отличие терморезистора от резисторов?
5. Где применяются терморезисторы?

## Список литературы

1. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. СПб: изд. Лань, 2003. Электронный вариант: <http://mexalib.com>
2. Неменов Л.Л., Соминский М.С. Основы физики и техники полупроводников. Л.: Наука, 1974.

## Лабораторная работа 2

### ИЗУЧЕНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ $P$ - $N$ ПЕРЕХОДА И ЕЁ ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

**Цель работы:** изучение физических процессов в  $p$ - $n$  переходе, вольтамперной характеристики  $p$ - $n$  перехода при различных температурах.

#### 1. Краткие теоретические сведения

Переход между полупроводниковыми материалами с электропроводностью противоположного типа называется  $p$ - $n$  переходом. Особенности прохождения электрического тока через  $p$ - $n$  переход связаны с

тем, что на границах двух различных тел существует потенциальный барьер.

Рассмотрим резкий  $p$ - $n$  переход и предположим, что дырочный полупроводник легирован сильнее, чем электронный, т. е.  $N_a > N_d$  (рис. 1,а). Здесь  $N_a$  и  $N_d$  - концентрация акцепторной примеси в  $p$  - полупроводнике и донорной примеси в  $n$  - полупроводнике соответственно. Предположим также, что энергетические уровни доноров и акцепторов расположены так близко к зоне проводимости и валентной зоне, что все они полностью ионизированы. Пусть в  $p$  - области концентрация основных носителей заряда - дырок  $p_p$  и неосновных носителей заряда - электронов  $n_p$ , а в  $n$  - области концентрация электронов  $n_n$  и дырок  $p_n$ . Тогда  $p_p = N_a$ ,  $n_n = N_d$  и для состояния термодинамического равновесия в случае отсутствия вырождения

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2, \quad (1)$$

где  $n_i$  - концентрация электронов в собственном полупроводнике.

При образовании контакта между полупроводниками с разным типом электропроводности в области  $p$ - $n$  перехода будет существовать большой градиент концентрации электронов и дырок. В результате возникновения диффузионных потоков электронов из  $n$  - области в  $p$  - область и дырок из  $p$  - области в  $n$  - область произойдет разделение электрических зарядов. Вследствие этого появится положительный объемный заряд в  $n$  - области, примыкающей к  $p$ - $n$  переходу, и отрицательный – в  $p$  - области около перехода (рис. 1,б). Образовавшиеся объемные заряды в области контакта создадут сильное электрическое поле, направленное от  $n$  - области к  $p$  - области и препятствующее движению электронов и дырок.

В результате установится равновесное состояние, которое будет характеризоваться постоянством уровня Ферми для всего полупроводника, а в области перехода, где имеется электрическое поле, энергетические зоны будут искривлены (рис. 1,в). Искривление зон энергии вызовет перераспределение концентрации электронов и дырок (рис. 1,г) и изменит ход электростатического потенциала в области  $p$ - $n$  перехода (рис. 1,д).

Как следует из рис. 1, основные носители заряда при переходе через контакт должны преодолевать потенциальный барьер высотой  $q\phi_k$ . Переход неосновных носителей заряда совершается под действием электрического поля  $p$ - $n$  перехода. В состоянии термодинамического равновесия диффузионный ток основных носителей заряда  $I_{op}$  и  $I_{on}$  уравновешен дрейфовым током неосновных носителей заряда  $I_{np}$  и  $I_{pn}$  и суммарный ток через  $p$ - $n$  переход равен нулю.

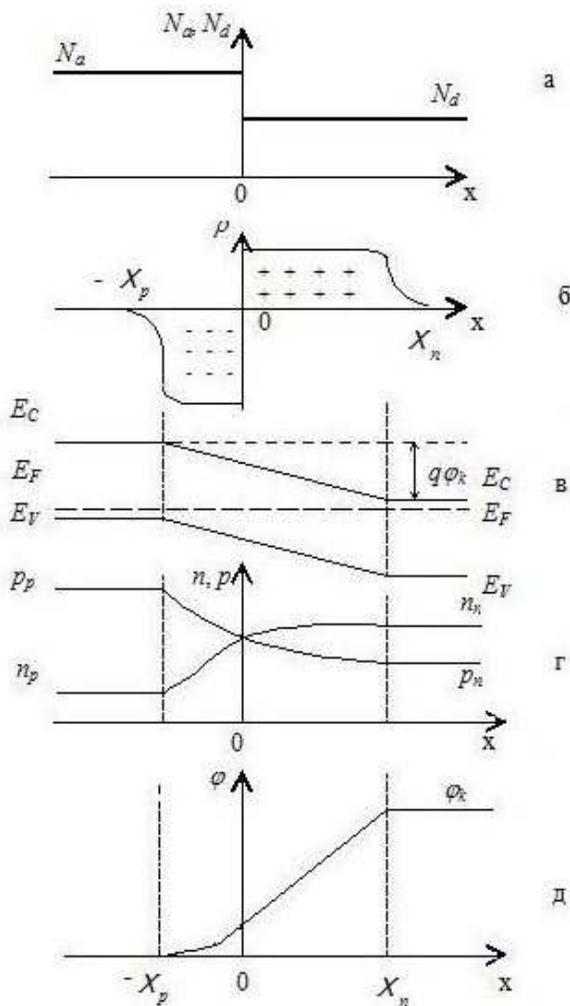


Рис. 1. Распределение примесей (а), распределение объемного заряда (б), зонная структура (в), распределение концентрации электронов и дырок (г) и изменение потенциала (д) в контакте электронного и дырочного полупроводников

Если  $A_n$  - работа выхода электронов из электронного полупроводника, а  $A_p$  - из дырочного, то величина потенциального барьера на  $p$ - $n$  переходе при термодинамическом равновесии определяется уравнением

$$q\phi_k = A_p - A_n = (\chi + E_C - E_{Fp}) - (\chi + E_C - E_{Fn}) = E_{Fn} - E_{Fp}, \quad (2)$$

где  $q$  - заряд электрона;  $\chi$  - электронное сродство полупроводника,  $E_C$ ,  $E_V$  - значение энергий, соответствующих краям зоны проводимости и валентной зоны,  $E_{Fn}$ ,  $E_{Fp}$  - уровни энергий Ферми в полупроводниках  $n$  и  $p$  - типов. Для полностью ионизованных примесей

$$q\varphi_k = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}, \quad (3)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура.

Из (3) следует, что

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = e^{-q\varphi_k/kT}. \quad (4)$$

Видно, что контактная разность потенциалов на  $p$ - $n$  переходе тем больше, чем сильнее легированы  $n$  и  $p$  - области полупроводника. Её максимальное значение для невырожденного полупроводника равно:

$$\varphi_{k \max} = \frac{\Delta \mathcal{E}_g}{q}, \quad (5)$$

где  $\Delta \mathcal{E}_g$  - ширина запрещенной зоны полупроводника.

Рассмотрим  $p$ - $n$  переход, к которому приложено внешнее напряжение  $U$  в прямом направлении (минус к электронному полупроводнику) (рис. 2,б). Так как сопротивление слоя объемного заряда перехода высокое, то падение напряжения будет в основном в этой области. Вследствие этого высота потенциального барьера снизится на величину  $qU$  по сравнению с равновесным состоянием (рис. 2,а), соответственно изменится и толщина запирающего слоя.

Понижение потенциального барьера приведет к увеличению потока основных носителей заряда, а поток неосновных носителей заряда через переход останется практически неизменным. В результате этого во внешней цепи будет протекать ток, равный разности токов основных и неосновных носителей заряда, направленных от  $p$  - области к  $n$  - области (рис. 2,б), т. е.

$$I = I_{on} - I_{nn}. \quad (6)$$

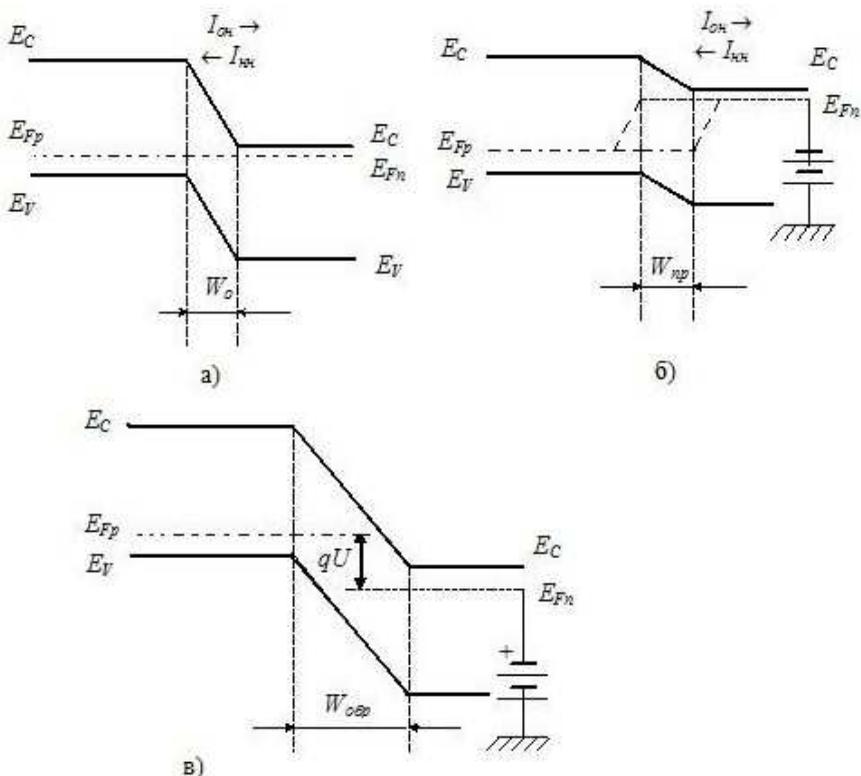


Рис. 2. Энергетическая диаграмма  $p$ - $n$  перехода при термодинамическом равновесии (а), при подаче прямого (б) и обратного (в) смещения

В  $n$ -области появившиеся избыточные неосновные носители заряда - дырки  $\Delta p$  создадут в первый момент вблизи контакта положительный объемный заряд. Однако через очень короткое время, определяемое максвелловским временем релаксации, этот заряд будет скомпенсирован объемным зарядом основных носителей заряда - электронов, которые под действием электрического поля, созданного избыточными дырками, будут подтянуты в количестве  $\Delta n$  из глубины  $n$ -области, а в  $n$ -область электроны поступят из внешней цепи. В результате во всех частях электронного полупроводника будет соблюдаться электронейтральность, но в приконтактной области к  $p$ - $n$  переходу концентрация электронов и дырок будет повышена на величину  $\Delta n = \Delta p$  по сравнению с равновесным состоянием. Введение в полупроводник носителей заряда

с помощью  $p$ - $n$  перехода при подаче на него прямого смещения в область, где эти носители заряда являются неосновными, называется *инжекцией*. Для нахождения концентрации дырок в  $n$ -области в стационарном случае при  $x = X_n$  и отсутствии вырождения нужно в соотношении (4) вместо  $q\phi_k$  использовать значение  $q(\phi_k - U)$ . Тогда

$$p(X_n) = p_p e^{-q(\phi_k - U)/kT} = p_n e^{qU/kT}. \quad (7)$$

Откуда следует, что концентрация избыточных дырок в  $n$ -области при  $x = X_n$  равна:

$$\Delta p(X_n) = p - p_n = p_n (e^{qU/kT} - 1). \quad (8)$$

Аналогичные явления происходят в  $p$ -области. Сюда из  $n$ -области инжектируются электроны, и концентрация избыточных электронов при  $x = -X_p$  будет равна

$$\Delta n(-X_p) = n_p (e^{qU/kT} - 1). \quad (9)$$

Из выражений (8) и (9) следует, что с увеличением прямого смещения на  $p$ - $n$  переходе концентрация инжектируемых неосновных носителей заряда резко возрастает, что приводит к сильному росту тока через контакт в прямом направлении.

Если внешнее напряжение приложено в обратном направлении (рис. 2,в), т. е. плюс к электронному полупроводнику, потенциальный барьер повышается и увеличивается толщина запирающего слоя. Чтобы найти значение концентрации, нужно в формулу (7) подставить значение напряжения  $U$  с отрицательным знаком. Чем сильнее смещен переход в обратном направлении, тем меньшее количество основных носителей заряда способно преодолеть потенциальный барьер. В соответствии с этим количество основных носителей заряда в приконтактной области уменьшается по сравнению с равновесным состоянием, уменьшается также количество неосновных носителей заряда вследствие соблюдения электронейтральности. Это явление носит название *экстракции* носителей заряда. Избыточная концентрация электронов в  $p$ -области также будет определяться равенством (9), но значение  $U$  теперь берется с отрицательным знаком. Таким образом, при обратном подключении батареи к  $p$ - $n$  переходу ток основных носителей заряда будет меньше, чем при равновесном состоянии, а ток неосновных носителей заряда практически не изменяется. Поэтому суммарный ток через  $p$ - $n$  переход будет

направлен от  $p$  - области и с увеличением обратного напряжения вначале будет незначительно расти, а затем стремиться к некоторой величине, называемой током насыщения  $I_s$ . Следовательно,  $p$ - $n$  переход имеет нелинейную вольтамперную характеристику (ВАХ) (рис. 3).

Для количественного описания вольтамперной характеристики сделаем следующие предположения:

а)  $p$ - $n$  переход тонкий, так что носители заряда проходят область пространственного заряда без рекомбинации;

б) сопротивление перехода велико по сравнению с сопротивлением остальных частей полупроводника, т.е. внешнее напряжение  $U$  падает только на  $p$ - $n$  переходе;

в) уровень инжекции мал, т.е. концентрация избыточных дырок, попадающих в  $n$  - область, и концентрация избыточных электронов, попадающих в  $p$  - область, много меньше концентрации электронов и дырок в этих областях соответственно;

г) полупроводники, образующие  $p$ - $n$  переход, предполагаются невырожденными;

д) рассматриваются стационарные процессы, когда они не зависят от времени.

Предположение (б) означает, что за областью перехода электроны и дырки движутся только вследствие градиента концентрации, т.е. путем диффузии. Поэтому при указанных условиях ток  $I$  через переход можно определить по формулам для диффузионных потоков:

$$I_n \Big|_{x=-X_p} = qS_{p-n} D_n \frac{dn}{dx} \Big|_{x=-X_p}, \quad I_p \Big|_{x=X_n} = -qS_{p-n} D_p \frac{dp}{dx} \Big|_{x=X_n} \quad (10)$$

где  $D_p$ ,  $D_n$  - коэффициенты диффузии дырок и электронов,  $S_{p-n}$  - площадь  $p$ - $n$  перехода.

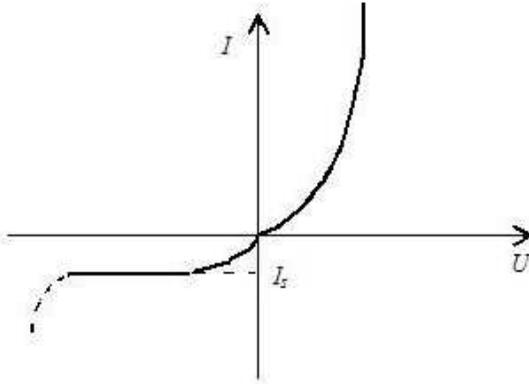


Рис. 3. Вольтамперная характеристика  $p-n$  перехода

Так как по условию (а) рекомбинация не происходит, то

$$I_p \Big|_{x=X_n} = I_p \Big|_{x=-X_p}, \quad I_n \Big|_{x=-X_p} = I_n \Big|_{x=X_n}. \quad (11)$$

Следовательно, полный ток

$$I = qS_{p-n} \left( D_n \frac{dn}{dx} \Big|_{x=-X_p} - D_p \frac{dp}{dx} \Big|_{x=X_n} \right). \quad (12)$$

Для определения тока необходимо вычислить концентрацию дырок и электронов и их градиенты на границах перехода. Чтобы найти величину  $\frac{dp}{dx} \Big|_{x=X_n}$ , нужно решить уравнение непрерывности для дырок в правой области с учетом их рекомбинации, которые в стационарном случае имеют вид

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0, \quad (13)$$

где  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  - диффузионная длина дырок,  $\tau_p$  - время жизни,  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок в  $n$ -области.

Решение уравнения (13) с граничными условиями (8, 9) и  $p|_{x \rightarrow \infty} = p_n$ ,  $n|_{x \rightarrow \infty} = n_p$  позволяет найти градиенты концентрации дырок и электронов на границах перехода

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=X_n} = -\frac{p_n}{L_p} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-X_p} = \frac{n_p}{L_n} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (14)$$

Подставляя выражения (14) в (12), получаем основное соотношение для зависимости тока через  $p$ - $n$  переход от приложенного напряжения, или уравнение диода:

$$I = I_s \left[ \exp(\alpha U) - 1 \right], \quad (15)$$

где  $I_s = I_{sn} + I_{sp} = qS_{p-n} \left( \frac{n_p D_n}{L_n} + \frac{p_n D_p}{L_p} \right)$  - ток насыщения, а  $\alpha = q/kT$ .

Дырочная и электронная компоненты тока насыщения с учетом выражения для  $L_p$ ,  $L_n$  и  $n_i^2 = n_n p_n = p_p n_p$  могут быть записаны также в виде

$$I_{sp} = qS_{p-n} \frac{p_n L_p}{\tau_p} = qS_{p-n} \frac{n_i^2 L_p}{n_n \tau_p}, \quad (16a)$$

$$I_{sn} = qS_{p-n} \frac{n_p L_n}{\tau_n} = qS_{p-n} \frac{n_i^2 L_n}{p_p \tau_n}. \quad (16б)$$

При больших значениях обратного напряжения ток постоянен и равен  $-I_s$ , а при прямых напряжениях  $U \gg U_T$  (где  $U_T = kT/q$ ) ток экспоненциально возрастает  $I = I_s \exp U/U_T$ , (рис. 3). Выпрямляющие свойства  $p$ - $n$  перехода тем лучше, чем меньше ток насыщения. Согласно (16а,б), он уменьшается с ростом концентрации основных носителей заряда  $n_n$  и  $p_p$  (т. е. с увеличением степени легирования) и увеличением времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau_n$  и  $\tau_p$ . Повышение температуры приводит к росту собственной концентрации  $n_i$ , а значит и значения тока насыщения  $I_s$ . Если концентрация дырок в  $p$ - области много больше концентрации электронов в  $n$ - области, то  $I_{sp} \gg I_{sn}$ , и дырочный ток через  $p$ - $n$  переход преобладает над электронным:  $I_s \approx I_{sp}$ . Аналогично для случая  $n_n \gg p_p$  имеем  $I_s \approx I_{sn}$ .

При больших концентрациях примеси и при низких температурах условия простой теории, предполагающие, что основная рекомбинация идет в однородных  $n$ - и  $p$ - областях, могут быть не выполнены. Если

рекомбинация идет преимущественно в области пространственного заряда, то формула (15) для ВАХ

$$I = I_g \left( \frac{qM}{\alpha kT} - 1 \right), \quad (17)$$

$$I_s \sim \exp \left( - \frac{\Delta E_g}{\alpha kT} \right). \quad (18)$$

В этих формулах значение коэффициента  $\alpha$  изменяется в пределах от 1 до 2 в зависимости от свойств примесных состояний, на которых идет рекомбинация в области пространственного заряда. Для кремниевых диодов при малых токах и комнатной температуре в ряде практически важных случаев  $\alpha = 2$ , однако, при увеличении тока и температуры можно перейти в область рассмотренных выше диффузионных токов. При высоких обратных напряжениях может наступить пробой  $p$ - $n$  перехода (пунктирный участок, рис. 3). В этом случае ток лавинообразно нарастает с напряжением вследствие либо ударной ионизации, либо туннельного эффекта.

## 2. Основные параметры полупроводниковых диодов

На практике обычно нет необходимости получать всю вольтамперную характеристику, достаточно знать несколько её точек, называемых электрическими параметрами полупроводниковых диодов.

**Выпрямленный ток** - среднее значение тока, который может длительно протекать через диод, не вызывая недопустимого перегрева и необратимого изменения его характеристик.

**Прямой ток** - ток, протекающий через выпрямитель в пропускном направлении при приложенном к нему определенном постоянном напряжении.

**Наибольшая амплитуда обратного напряжения** - амплитуда напряжения, которое может быть приложено к выпрямителю в пропускном (обратном) направлении в течение длительного времени без опасности нарушения нормальной работы диода.

**Внутреннее дифференциальное сопротивление** - отношение приращения напряжения к соответствующему приращению тока:

а) в прямом направлении:  $R_{ПП} = \frac{\Delta U_{ПП}}{\Delta I_{ПП}}$  ;

б) в обратном направлении:  $R_{ОБР} = \frac{\Delta U_{ОБР}}{\Delta I_{ОБР}}$  .

**Коэффициент выпрямления** - отношение токов в прямом и обратном направлениях  $K = \frac{I_{ПР}}{I_{ОБР}}$ , при  $|U_{ПР}| = |U_{ОБР}| = const$ . **Коэффициент полезного действия** - отношение мощностей на выходе и входе диода  $\eta = \frac{I_{ПОСТ}U_{ПОСТ}}{I_{ПЕР}U_{ПЕР}} \cdot 100\%$ .

### 3. Температурная зависимость вольтамперных характеристик и параметров полупроводниковых диодов

Вольтамперная характеристика диода существенно зависит от его температуры. На рис. 4 показано её изменение при нагреве прибора.

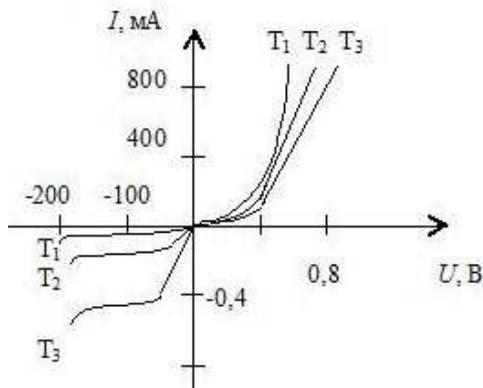


Рис. 4. ВАХ диода при различных температурах  $T_1 < T_2 < T_3$

Наиболее сильно с изменением температуры меняются ток насыщения и соответственно обратное статическое сопротивление диода. Входящие в выражение для тока насыщения величины  $n_p$  и  $p_p$  изменяются с температурой по экспоненциальному закону

$$\exp\left(-\frac{\Delta E_g}{k_0 T}\right), \text{ где } \Delta E_g - \text{ширина запрещенной зоны полупроводника.}$$

Соответственно будет уменьшаться и обратное статическое сопротивление диода. Линейный участок обратной ветви ВАХ не параллелен оси напряжений. Возрастание тока насыщения с увеличением напряжения характеризуется динамическим сопротивлением. При

сравнении ВАХ одного диода при различных температурных условиях видно, что линейные участки обратных ветвей почти параллельны друг другу, т. е. динамическое сопротивление  $R_{дин} = dU/dI$  слабо изменяется с температурой, в то время как изменения статического сопротивления  $R_c = U/I$  значительны. Рост тока насыщения с повышением температуры практически является основным фактором, определяющим температурный предел работы диода. При повышении температуры уменьшается и прямое сопротивление диода, увеличивается прямой ток, но в меньшей степени, чем обратный ток. Это объясняет уменьшение коэффициента выпрямления с повышением рабочей температуры полупроводникового диода.

#### 4. Описание измерительной установки

Принципиальная схема установки для исследования полупроводниковых диодов приведена на рис. 5. Исследуемый диод помещается в термостат. Постоянное смещение на прибор подается от выпрямителя.

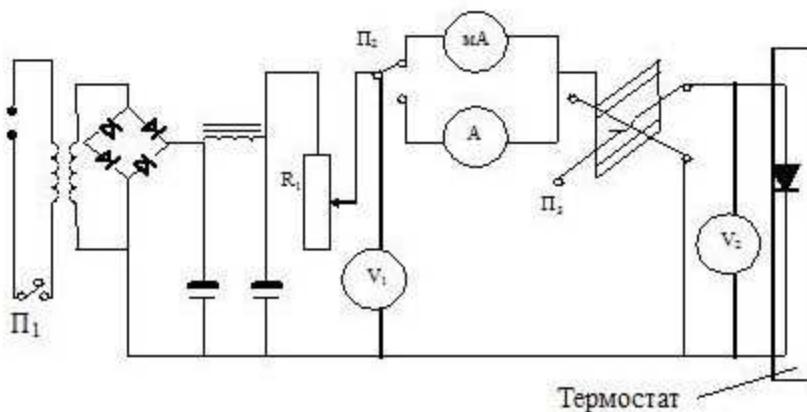


Рис. 5. Принципиальная схема установки для исследования полупроводниковых диодов

## 5. Порядок выполнения работы

1. Потенциометр  $R_1$  перевести в крайнее правое положение.
2. Переключатель  $\Pi_2$  поставить в нижнее положение.
3. Переключателем  $\Pi_1$  включить стенд.
4. Переключатель  $\Pi_3$  поставить в положение, соответствующее нужному направлению тока.
5. Изменяя потенциометром  $R_1$  напряжение, подаваемое на диод, снять статическую вольтамперную характеристику, При этом вольтметр ставится в положение  $V_1$  при обратном токе и в положение  $V_2$  при прямом токе. Этим сводится к минимуму ошибка в измерениях тока и напряжения.

Пределы изменений тока при измерениях

$$I_{обр} = 0 \div 0,09 \text{ А}; I_{пр} = 0 \div 0,6 \text{ А}.$$

Пределы изменений напряжения при измерениях

$$U_{пр} = 0 \div 0,9 \text{ В через } 0,05 \text{ В}; U_{обр} = 0 \div 15 \text{ В через } 1 \text{ В}.$$

Величину напряжения на диоде измеряют ламповым вольтметром.

6. Представить результаты измерений вольтамперных характеристик в виде таблиц и графиков.

*Таблица*

| № | 20°C                |                      |                      |                       | ...°C               |                      |                      |                       |
|---|---------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|---------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|
|   | прямое              |                      | обратное             |                       | прямое              |                      | обратное             |                       |
|   | U <sub>пр</sub> , В | I <sub>пр</sub> , mA | U <sub>обр</sub> , В | I <sub>обр</sub> , mA | U <sub>пр</sub> , В | I <sub>пр</sub> , mA | U <sub>обр</sub> , В | I <sub>обр</sub> , mA |
| 1 |                     |                      |                      |                       |                     |                      |                      |                       |
| 2 |                     |                      |                      |                       |                     |                      |                      |                       |

7. Для температур 20, 50, 100, 150° С вычислить следующие параметры:
  - а) внутреннее дифференциальное сопротивление в прямом и в обратном направлениях для линейных участков вольтамперной характеристики;
  - б) коэффициент выпрямления  $K$  для одного определенного значения напряжения.  $I_{пр}$ , mA
8. Построить зависимость коэффициента выпрямления диода от температуры.

## 6. Контрольные вопросы

1. Каков порядок величин  $L_n$ ,  $L_p$ ,  $\tau_p$ ,  $\Phi_k$ ?
2. На основе какого полупроводникового материала ( Si или GaSb ) лучше сделать плоскостной диод и почему?
3. Какие методы изготовления  $p$ - $n$  перехода вы знаете?

### Список литературы

1. Специальный практикум по полупроводникам и полупроводниковым материалам / Под ред. К.В.Шалимовой. М.: Л.: Госэнергоиздат, 1962.
2. Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов. – Томск, Томский госуниверситет, 2000.
3. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники: Учеб. Пособие для вузов / И.П. Степаненко – М.: Лаборатория базовых знаний, 2004. – 488 с. Электронный вариант: <http://mexalib.com>
4. Гуртов В.А. Твердотельная электроника: Учеб. Пособие. / В.А. Гуртов – М.: Техносфера, 2005. – 408 с.

### *Лабораторная работа 3*

## ТЕПЛОВОЙ ПРОБОЙ ДИЭЛЕКТРИКОВ

**Цель работы:** ознакомиться с теорией теплового пробоя диэлектрика и методами расчета его характеристик с использованием компьютерной модели процесса.

### Теоретическая часть

Наличие диэлектрических потерь при протекании переменного тока в диэлектрике приводит к его разогреву. При малых значениях напряжения со временем устанавливается тепловое равновесие: количество выделяющегося в диэлектрике тепла  $Q_A$  равно количеству тепла, отводимому в окружающее пространство  $Q_B$ . С повышением напряжения в результате прогрессирующего разогрева диэлектрика может произойти тепловой пробой. Условия теплового пробоя могут быть определены на основе анализа решения уравнения теплового баланса. Для плоского

конденсатора с диэлектриком уравнение теплового баланса и граничные условия могут быть записаны в виде

$$\lambda d^2t/dz^2 + j^2\rho = 0 \quad (j=\text{const}) \quad (1)$$

$$dt/dz|_0 = 0,$$

$$\lambda dt/dz|_h = c\lambda(t - t_0)/h = j\varphi,$$

где  $c = \lambda_1 \sigma \delta / (\lambda_1 + \sigma \delta)$  - комплексный коэффициент теплопроводности;  $\lambda, \lambda_1$  - коэффициенты теплопроводности диэлектрика и металлического электрода;  $t, t_0$  - температура в точке  $z$  и в окружающей среде;  $2h, \delta$  - толщина диэлектрика и электрода;  $\sigma$  - коэффициент внешней теплопроводности;  $2\varphi$  - разность потенциалов между электродами.  $j^2\rho = Q_A$  - количество тепла, выделяемое в точке  $z$  в расчете на единицу объема,  $\lambda d^2t/dz^2 = Q_B$  - количество тепла, отводимое от этого участка. Первое граничное условие означает, что температура в центре диэлектрика максимальна. Второе граничное условие выражает равенство между количеством тепла, подводимого к границе раздела диэлектрик - электрод  $\lambda dt/dz|_h$ , отводимого от этой границы  $c\lambda(t - t_0)/h$  и выделяемого внутри диэлектрика  $j\varphi$ . Уравнение (1) решают при допущении, что удельное сопротивление  $\rho$  экспоненциально зависит от температуры:  $\rho = \rho_0 \exp\{-a(t - t_0)\}$ , где  $\rho_0$  - удельное сопротивление при  $t = t_0$ ,  $a$  - температурный коэффициент сопротивления. Интегрируя уравнение теплового баланса с учетом граничных условий, получаем:

$$\arccos \exp\{(v_1 - v_m)/2\} = \sqrt{D}/2 \exp(-v_m/2), \quad (2)$$

где  $v_m = a(t_m - t_0)$ ,  $t_m$  - максимальная температура (при  $z = 0$ ),  $D = ah^2\rho_0 j^2/\lambda$ . Введя обозначения:  $\alpha = \arccos \exp\{(v_1 - v_m)/2\}$  и  $\xi = ahj\varphi/\lambda$ , установим зависимость между  $\xi$  и  $D$  в параметрической форме:

$$\xi = 2atga, \quad D = 2a^2 \sec^2 a \exp(2atga/c) \quad (3)$$

Эти зависимости определяют вольтамперную характеристику рассматриваемого конденсатора с учетом нагревания электрическим током. Она выражается соотношением  $\sqrt{D} = f(\xi/\sqrt{D})$ , которое имеет максимальное значение  $\xi_{np}/\sqrt{D_{np}}$ , выше которого уравнение теплового баланса решения не имеет. Это значение соответствует условию теплового пробоя. Математически условие пробоя может быть выражено в виде:  $d(\xi/\sqrt{D})/d\sqrt{D} = 0$ . После подстановки функций  $\xi = f(\alpha)$  и  $D = f(\alpha)$  выводим условие пробоя:

$$c = \sin \alpha_{np} \sec^3 \alpha_{np} (\alpha_{np} + \sin \alpha_{np} \cos \alpha_{np}). \quad (4)$$

Для вычисления пробивного напряжения полученное из этого условия значения  $\alpha_{пр}$  следует подставить в равенство, определяющее разность потенциалов между электродами:

$$U_{пр} = 2 \Phi_{пр} = 2\sqrt{(\lambda\rho_0/a)} \xi_{пр}/\sqrt{D_{пр}} = \sqrt{(8\lambda\rho_0/c)} \Phi(c), \quad (5)$$

где  $\Phi(c) = \sin \alpha_{пр} \exp(a_{пр} \operatorname{tg} \alpha_{пр} / c)$ .

Аналогично была решена задача о тепловом пробое диэлектрика в переменном электрическом поле. В этом случае в формулу для  $U_{пр}$  величину  $\rho$  необходимо заменить выражением  $(\epsilon\epsilon_0\omega \operatorname{tg} \delta)^{-1}$ , где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость вещества  $\omega$  - циклическая частота переменного поля,  $\operatorname{tg} \delta$  - тангенс угла диэлектрических потерь.

Значение  $U_{пр}$ , полученное в результате решения уравнения теплового баланса (1), соответствует достаточно длительному времени  $\tau$ , необходимому для установления теплового равновесия. Такое значение  $U_{пр} = U_{пр\infty}$  теоретически равнозначно условию  $\tau \rightarrow \infty$ . При  $U > U_{пр\infty}$  тепловое равновесие не может установиться, и тепловой пробой происходит за конечное время. Расчет времени развития теплового пробоя  $\tau_{пр}$  в зависимости от напряжения  $U_{пр}$  может быть осуществлен на основе решения нестационарного уравнения теплопроводности;

$$Cd(dT/dt) = \lambda(d^2T/dz^2) + j^2\rho, \quad (6)$$

которое отличается от уравнения теплового баланса слагаемым  $CdT/dt$ , характеризующим нагрев диэлектрика, где  $C$  - удельная теплоемкость,  $d$  - плотность вещества. В предельном случае  $U_{пр} \gg U_{пр\infty}$  выделение тепла и разогрев диэлектрика происходят очень интенсивно, поэтому слагаемым  $\lambda(d^2T/dz^2)$  можно пренебречь по сравнению с  $j^2\rho$  или  $CdT/dt$ . Это значит, что диэлектрик разогревается равномерно по всей толщине, т.е.  $E = \text{const}$ . Принимая во внимание, что  $\rho = \rho_0 \exp\{-a(T - T_0)\}$ , можем приближенно записать:

$$Cd(dT/dt) = E^2/\rho_0 \exp\{-a(T - T_0)\} \quad (7)$$

Интегрируем это уравнение, считая условием пробоя  $T \rightarrow \infty$ :

$$\tau_a U_{пр}^2 = Cdh^2\rho_0/a = \text{const}, \quad (8)$$

где  $\rho_0 = \rho(0) \exp(-aT_0)$ . Здесь время  $\tau_a$  соответствует времени развития теплового пробоя в адиабатических условиях. Очевидно, что  $\tau_a$  обратно пропорционально  $U_{пр}^2$ . С возрастанием времени  $\tau$  по зависимости  $U_{пр} = f(\tau)$  можно проследить переход от адиабатических условий  $\tau_a U_{пр} = \text{const}$  к стационарному режиму  $U_{пр} = U_{пр\infty}$ .

## Практическая часть

В данной работе проводится математическое моделирование процесса пробоя теплового диэлектрика на ЭВМ. Программа позволяет, задав соответствующие параметры материала, построить зависимости пробивного напряжения от температуры окружающей среды (для пробоя в постоянном электрическом поле) и от времени (для импульсного пробоя).

### Задания

1. Выбрать из предложенного списка материал диэлектрика и металлического электрода. Построить графики зависимости напряжения пробоя от температуры окружающей среды для диэлектрической пластины толщиной  $h$  с металлическими электродами толщиной  $\delta$

Выбрать не менее 5-ти значений толщины диэлектрика и 5-ти значений толщины электрода.

2. Построить график зависимости напряжения пробоя от толщины диэлектрика и от толщины электрода при температуре окружающей среды  $20^{\circ}\text{C}$ .

3. Рассчитать время развития теплового пробоя для выбранного диэлектрика толщиной  $h$  при температуре окружающей среды  $20^{\circ}\text{C}$  и  $60^{\circ}\text{C}$ . Выбрать не менее 5-ти значений толщины диэлектрика

*Контрольные вопросы* к лабораторной работе даны в виде компьютерного теста как приложение к программе.

### Список литературы

1. Сканава Г.И. Физика диэлектриков. 1 том, 1949, 900с, 2 том, 1958. 500с. М. - Л.: Физматгиз

2. Рез И.С., Поплавко Ю.М.. Диэлектрики. М.: Радио и связь, 1980. 366с.

3. Малиненко В.П., Платонов Ф.С. Физика диэлектриков: сильные поля. Петрозаводск: изд ПГУ, 1984. 78 с)

4. Мецик М.С. Физика диэлектриков. Иркутск: изд. Иркутского университета. 2001. 116с.

5. П. Т. Орешкин. Физика полупроводников и диэлектриков. М. Высшая школа. 1977.

6. В. Франц. Пробой диэлектриков. М. ИИЛ, 1961.

7. Г.А. Воробьев. Физика диэлектриков Томск. Изд. ТГУ. 1971.

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ПЕРЕМЕННОМ СИНУСОИДАЛЬНОМ ПОЛЕ

**Цель работы** - исследование поляризации твердого диэлектрика в переменном поле и определение времени.

### Теоретическая часть

Если внешнее поляризующее поле, действующее на диэлектрик, изменяется по закону  $E(t) = E_m \sin \omega t$ , то вектор поляризации будет изменяться как

$$P(t) = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E_m \sin \omega t + \varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m(\sin \omega t - \omega \tau \cos \omega t) / (1 - \omega^2 \tau^2), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$ -диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\varepsilon_c$ -статическая диэлектрическая проницаемость, соответствующая установившемуся значению поляризации,  $\varepsilon_\infty$ -оптическая диэлектрическая проницаемость, соответствующая безынерционной поляризации,  $\tau$ -время релаксации, связанное со средним временем нахождения молекулы в одном закрепленном положении(временем жизни)  $\tau_{ж}$  соотношением

$$\tau = \tau_{ж}(\varepsilon_c + 2) / (\varepsilon_\infty + 2). \quad (2)$$

Время релаксации можно определить из соотношения

$$P_p(t) = P_{pc}(1 - \exp(-t/\tau)) \quad (3)$$

как время, за которое  $P_p(t)$ -релаксационная поляризация – достигает значения в  $e$  раз меньше  $P_{pc}$  - ее установившегося значения.

Введем обозначение:

$$P_{pa}(t) = \varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m \tau (\cos \omega t) / (1 - \omega^2 \tau^2), \quad (4a)$$

$$P_{pr}(t) = \varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m (\sin \omega t), \quad (4б)$$

$$P_\infty(t) = \varepsilon_0(\varepsilon_\infty - 1)E_m \sin \omega t, \quad (4в)$$

$P_{pa}(t)$ - активная составляющая релаксационной поляризации,  $P_{pr}(t)$ - реактивная составляющая релаксационной поляризации,  $P_\infty(t)$ - безынерционная поляризация. Амплитуда активной составляющей релаксационной поляризации  $P_{pa} = \varepsilon_0(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)E_m \omega \tau$  будет определять величину релаксационных потерь в диэлектрике. За счет этой составляющей диэлектрические потери в диэлектрике при воздействии на него переменного электрического поля больше, чем при воздействии постоянного, так как они определяются не только током сквозной проводимости

$j_{\text{СКВ}}$ , но и током смещения или поляризационном током  $j_{\text{СМ}}$ . Полная плотность тока

$$j(t) = j_{\text{СКВ}}(t) + j_{\text{СМ}}(t) = \sigma E(t) + dD(t)/dt. \quad (5)$$

Используя определение электрической индукции  $D(t) = \epsilon_0 E(t) + P(t)$  и выражение для поляризации (2), можно записать для плотности тока смещения

$$j_{\text{СМ}}(t) = \epsilon_0 \omega E_m \cos \omega t + \epsilon_0 (\epsilon_\infty - 1) \omega E_m \cos \omega t + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) E_m (\omega \cos \omega t - \omega^2 \tau \sin \omega t) / (1 - \omega^2 \tau^2). \quad (6)$$

Полную плотность тока можно представить как сумму активной и реактивной составляющей:

$$j(t) = j_a(t) + j_r(t) = j_{\text{ам}} \sin \omega t + j_{\text{рм}} \cos \omega t, \quad (7)$$

где  $j_{\text{ам}}$  и  $j_{\text{рм}}$  – амплитуды активной и реактивной составляющих, определяемые выражениями

$$j_{\text{ам}} = \sigma E_m + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) E_m \omega^2 \tau / (1 - \omega^2 \tau^2), \quad (8a)$$

$$j_{\text{рм}} = \epsilon_0 \epsilon_\infty \omega E_m + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) E_m \omega / (1 - \omega^2 \tau^2). \quad (8б)$$

Диэлектрические потери  $W$  в среднем за период  $T$  при заданных значениях силы тока  $I$  и напряжения  $V$  определяются как

$$W = (1/T) \int I(t) V(t) dt, \quad (9)$$

где  $I = j(t)S$ ,  $V = E(t)d$  ( $S$  – площадь поперечного сечения,  $d$  – толщина диэлектрика). Подставляя в (9) выражения (1) для  $E(t)$  и (7) для  $j(t)$ , получаем:

$$W = (j_{\text{ам}} S E_m d / T) \int \sin^2 \omega t dt + (j_{\text{рм}} S E_m d / T) \int (\sin \omega t \cdot \cos \omega t) dt. \quad (10)$$

Интегрирование проводится в интервале от 0 до  $2\pi/\omega$ , так что интеграл от гармонических функций равен нулю, тогда выражение (10) преобразуется к виду

$$W = j_{\text{ам}} S E_m d / 2 = \sigma E_m^2 S d / 2 + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) E_m^2 \omega^2 \tau S d / 2 (1 - \omega^2 \tau^2). \quad (11)$$

Первое слагаемое в выражении (11) представляет собой потери сквозной проводимости:

$$W_{\text{СКВ}} = \sigma S V_m^2 / 2d = V^2 / R, \quad (12)$$

где  $V = V_m / \sqrt{2}$  – действующее значение напряжения,  $R = d / \sigma S$  – омическое сопротивление диэлектрика. Второе слагаемое – это релаксационные потери:

$$W_{\text{рел}} = \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) E_m^2 \omega^2 \tau S d / (1 - \omega^2 \tau^2). \quad (13)$$

Эти потери пропорциональны произведению частоты  $\omega$  на амплитуду активной релаксационной поляризации  $P_{pa} = \epsilon_0(\epsilon_c - \epsilon_\infty)E_m \omega \tau$ . На низкой частоте ( $\omega\tau \ll 1$ ) эффект таков же, как на постоянном токе, – диэлектрические потери определяются  $W_{скв}$ . Здесь поляризация находится в фазе с полем, активная поляризация практически отсутствует:  $P_{pa} \ll 1$ .

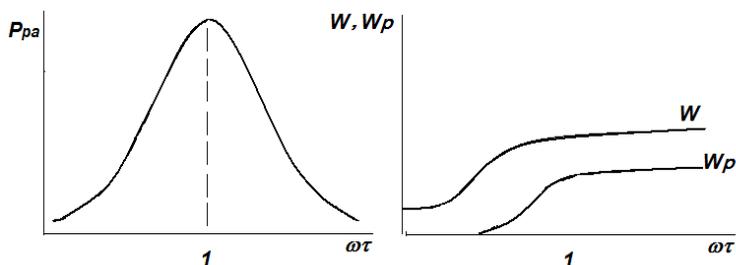


Рис. 1. Частотные зависимости амплитуды активной составляющей релаксационной поляризации  $P_{pa}$  и диэлектрических потерь  $W$

С ростом частоты амплитуды активной составляющей поляризации  $P_{pa}$  растет, а затем падает до 0, проходя через максимум при  $\omega\tau=1$ . Релаксационные потери также растут с ростом частоты, достигая насыщения на высоких частотах (рис.1), где релаксационные процессы не успевают за полем ( $P_{pa} \rightarrow 0$ ), но релаксаторы не находятся в покое, а участвуют в активном токе, трансформируя часть энергии электрического поля в энергию теплового движения.

Характеристикой материала, определяющей его свойства рассеивать мощность внешнего переменного электрического поля, является тангенс угла диэлектрических потерь –  $\text{tg}\delta$ , которой можно ввести из рассмотрения векторной диаграммы токов. Представим ток в диэлектрике, записанный выражением (7), в виде векторной диаграммы: длины векторов  $j$ ,  $j_a$  и  $j_r$ , определяются амплитудами соответствующих токов, угол  $\varphi = \omega\tau$  (рис. 2). Диэлектрические потери в любой момент времени будут выглядеть как

$$W = IV \cos \varphi = I_a V = I_r V \operatorname{tg} \delta .$$

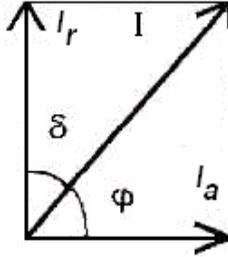


Рис. 2. Векторная диаграмма токов

Отсюда видно, что тангенс угла диэлектрических потерь представляет собой отношение активного тока к реактивному:

$$\operatorname{tg} \delta = I_a / I_r = I_{am} / I_{rm} = j_{am} / j_{rm}. \quad (14)$$

Подставляя выражения (8) для амплитуд соответствующих плотностей токов, получим выражение для  $\operatorname{tg} \delta$ :

$$\operatorname{tg} \delta = (\sigma + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega^2 \tau / (1 - \omega^2 \tau^2)) / (\epsilon_0 \epsilon_\infty \omega + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega / (1 - \omega^2 \tau^2)) \quad (15)$$

На низких частотах ( $\omega \rightarrow 0$ ) имеем

$$\operatorname{tg} \delta = \sigma / \epsilon_0 \epsilon_c \omega. \quad (16)$$

При малой электропроводности

$$\operatorname{tg} \delta = ((\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega \tau / (1 - \omega^2 \tau^2)) / (\epsilon_\infty \omega + (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega / (1 - \omega^2 \tau^2)) \quad (17)$$

Если рассматривать достаточно высокие частоты ( $\omega \tau \gg 1$ ), получим формулу Дебая для  $\operatorname{tg} \delta$ :

$$\operatorname{tg} \delta = (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega \tau / (\epsilon_c + \epsilon_\infty \omega^2 \tau^2) \quad (18)$$

Исследуя эту функцию на экстремум ( $d \operatorname{tg} \delta / d(\omega \tau) = 0$ ), получим, что  $\operatorname{tg} \delta$  имеет максимальное значение, равное  $(\operatorname{tg} \delta)_m = (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \sqrt{\epsilon_0 / 2 \epsilon_\infty}$  при  $\omega \tau = \sqrt{\epsilon_c / \epsilon_\infty}$ .

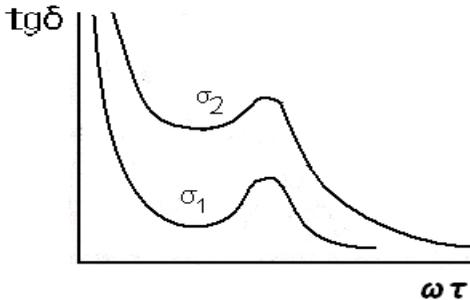


Рис. 3. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg} \delta$  от частоты  $\omega$  при разных значениях сквозной проводимости  $\sigma$ . При увеличении  $\sigma$  ( $\sigma_2 > \sigma_1$ ) график  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$  сдвигается вверх и его максимум сглаживается

График функции  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$  представлен на рис. 3. Если изменяется  $\sigma$ , а  $\epsilon_c$  и  $\epsilon_\infty$  остаются неизменными, то кривая  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$  смещается по вертикали. Чем выше сквозная проводимость, тем выше поднимается кривая для  $\operatorname{tg} \delta$ , при большой сквозной проводимости релаксационный максимум  $(\operatorname{tg} \delta)_m$  на графике может быть совсем не виден.

Для математического описания явлений в переменных синусоидальных электрических полях удобно использовать комплексные переменные:

$$V(t) = V_m e^{i\omega t} = V_m (\sin \omega t + i \cos \omega t), \quad (19a)$$

$$I(t) = I_{am} \sin \omega t + i I_{rm} \cos \omega t = I_a + i I_r \quad (19b)$$

где  $i = \sqrt{-1}$  – мнимая единица. Можно ввести комплексную диэлектрическую проницаемость  $\hat{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon''$  и комплексный диэлектрический заряд  $Q = \hat{\epsilon} C_0 V$ , где  $C_0 = \epsilon_0 / d$  – емкость плоского вакуумного конденсатора с единичной площадью обкладок. Тогда плотность тока в комплексной форме

$$j = dQ/dt = \epsilon'' \omega C_0 V + i \epsilon' \omega C_0 V = j_a + i j_r \quad (20)$$

где  $j_a = \varepsilon'' \omega C_0 V$  – активная составляющая плотности тока,  $j_r = \varepsilon' \omega C_0 V$  – его реактивная составляющая. Так как по определению  $\operatorname{tg} \delta = j_{am} / j_{rm}$ , то из (20) следует, что

$$\operatorname{tg} \delta = \varepsilon'' / \varepsilon' \quad (21)$$

Действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'$  имеет смысл обычной диэлектрической проницаемости. Если сравнить формулы (8) и (20), можно записать, что

$$\varepsilon'' = \sigma / \varepsilon_0 \omega + (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega \tau / (1 - \omega^2 \tau^2), \quad (22a)$$

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) / (1 - \omega^2 \tau^2). \quad (22b)$$

Мнимая часть диэлектрической проницаемости  $\varepsilon''$  определяется диэлектрическими потерями, т.к. из (21)  $\varepsilon'' = \varepsilon' \operatorname{tg} \delta$ , а из (11) следует, что  $W = \varepsilon'' \omega \varepsilon_0 S V^2_M / 2$ .

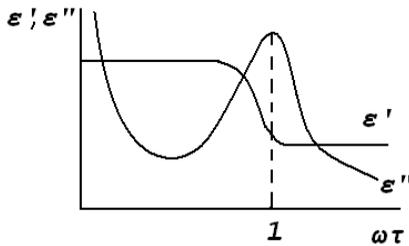


Рис.4. Частотные зависимости действительной ( $\varepsilon'$ ) и мнимой ( $\varepsilon''$ ) частей комплексной диэлектрической проницаемости

Частотные зависимости  $\varepsilon''$  и  $\varepsilon'$  приведены на рис. 4. Зависимость  $\varepsilon''(\omega)$  имеет тот же вид кривой с максимумом, что и зависимость  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$ , но максимум наблюдается при другом значении  $\omega \tau$ , а именно, при  $\omega \tau = 1$ .

### Контрольные вопросы

1. Объясните возникновение релаксационной поляризации в диэлектрике в изменяющемся со временем электрическом поле.
2. Что такое ток смещения?
3. Как зависят релаксационные потери от частоты внешнего электрического поля?
4. Как определяется тангенс угла диэлектрических потерь?
5. Чем определяется максимум на частотной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь?

6. Объясните физический смысл действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости.

### Практическая часть

Релаксационная поляризация проявляется на частотах  $\leq 10^{10}$  Гц, поэтому для ее исследования пригодны методы электрического резонанса в мостовых схемах переменного тока, например метод Q-метра.

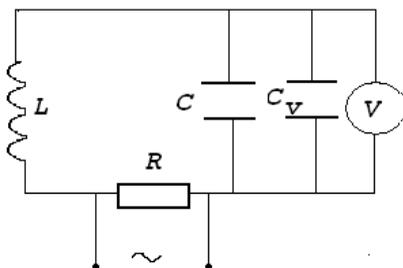


Рис. 5. Электрическая схема Q-метра

Электрическая схема Q-метра приведена на рис. 5. Здесь  $U$  – переменное напряжение, подаваемое на омическое сопротивление контура  $R$  с индуктивностью  $L$  и емкостями  $C_x$  испытуемого и  $C_0$  – линейного конденсаторов,  $Q$  – вольтметр, проградуированный в делениях добротности.

Все элементы контура, кроме омического сопротивления, соединены параллельно. При этом

$$\operatorname{tg} \delta = U_a / U_z = 1 / Q, \quad (23)$$

где  $U_a$  – падение напряжения на активном сопротивлении,  $U_z$  – на реактивном,  $Q$  – добротность контура. Настраивая контур в резонанс с линейным конденсатором и измеряя при этом линейную емкость  $C_0$  на заданной частоте, а затем настраивая контур в резонанс на той же частоте уже с подключенным к схеме испытуемым конденсатором  $C_x$  и линейной емкостью  $C'_0$ , получим для исследуемой емкости

$$C_x = C_0 - C'_0. \quad (24)$$

При этом из определения  $\epsilon'$  следует, что

$$C_x = \epsilon_0 \epsilon' S/d, \quad (25)$$

где  $S$  – площадь обкладок исследуемого конденсатора,  $d$  – толщина диэлектрика. Если в момент упомянутых резонансов измерена и добротность  $Q$  и  $Q'$ , для тангенса угла диэлектрических потерь имеем

$$\operatorname{tg} \delta = C_0(Q-Q')/C_x Q Q' \quad (26)$$

### Порядок выполнения работы

1. Ознакомьтесь с порядком работы на Q-метре.
2. Проведите измерения  $C_0$ ,  $C'_0$ ,  $Q$  и  $Q'$  на разных частотах во всех поддиапазонах частот. Результаты занесите в таблицу 1.
3. По формулам (24) и (26) рассчитайте значения  $C_x$  и  $\operatorname{tg} \delta$  для каждой частоты.
4. Используя рассчитанные значения  $C_x$  и  $\operatorname{tg} \delta$ , по формулам (26) и (21) вычислите  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ .
5. Все рассчитанные величины занесите в табл. 1.
6. Постройте графики частотных зависимостей  $\epsilon''$ ,  $\epsilon'$  и  $\operatorname{tg} \delta$ .
7. Используя построенные графики, оцените время релаксации  $\tau$  в исследуемом диэлектрике.

Таблица

| $\nu, \text{Гц}$ | $C_0, \text{пкФ}$ | $C'_0, \text{пкФ}$ | $Q$ | $Q'$ | $\epsilon'$ | $\epsilon''$ | $\operatorname{tg} \delta$ |
|------------------|-------------------|--------------------|-----|------|-------------|--------------|----------------------------|
|                  |                   |                    |     |      |             |              |                            |

### Порядок работы на Q-метре

1. Выбрать диапазон частот.
2. Включить сеть, прогреть 15 мин.
3. Установить соответственно выбранному диапазону  $L_0$  в клеммы  $L_x$
4. Установить частоту измерений ручками "Диапазон" и "Частота".
5. Установить ключ 1 в положение "Калибровка" и ручкой "Уровень" установить стрелку на отметку "0".
6. Переключить ключ 1 в положение "Установка 0" и ручками "Нуль уровня" и "Нуль Q" установить нули.

7. Переключить ключ 1 в положение "Калибровка" и установить стрелку на конец соответствующей шкалы Q поворотом ручки "Калибровка шкал Q".
8. Переключить ключ 1 в положение "Измерение".
9. Вращая ручку "Емкость", добиться резонанса.
10. Записать показания.

### **Список литературы**

1. Борисова М. Э., Койков С. Н. Физика диэлектриков. Л: ЛГУ, 1979.
2. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1977.
3. Малиненко В.Т. Физика диэлектриков. Петрозаводск: ПГУ. 1984.
4. Рез И.С., Поплавко Ю.М. Диэлектрики. Основные свойства и применение в электронике. М: Радио и связь, 1989.
8. Рудь Н.А. Физика кристаллических диэлектриков. Ярославль: ЯрГУ, 1988. Мецик М.С. Физика диэлектриков. Иркутск: изд. Иркутского университета. 2001. 116 с.
9. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела. М.: Высшая школа. 2000. 494 с.
10. Верещагин И.К. и др. Физика твердого тела. М.: Высш. шк. 2001. 237с.
11. Гуревич А.Г. Физика твердого тела. СПб.: Невский диалект. 2004. 318 с.

## СПОНТАННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

### Теоретическая часть

**Цель работы** – изучить метод сегнетоэлектрического гистерезиса и исследовать температурную зависимость спонтанной поляризации диэлектрика.

Сегнетоэлектриками называются пьезоэлектрики, спонтанная поляризация которых существует лишь в определенной области температур, и направление которой изменяется под действием электрического поля. Вне указанной области температур вещество находится в параэлектрическом состоянии, сегнетоэлектрические свойства не проявляются.

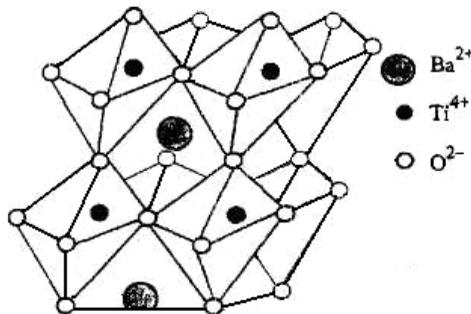


Рис. 1. Схематичное изображение кристаллической ячейки титаната бария

Спонтанное упорядочение элементарных электрических моментов атомов и молекул может происходить в результате их смещений, как у титаната бария (фазовый переход I рода), или в результате упорядочения моментов дипольных групп, как у сегнетовой соли (фазовый переход II рода).

Структура сегнетоэлектриков группы титаната бария ( $\text{BaTiO}_3$ ) схематично представлена на рис. 1. Здесь ионы кислорода образуют остов кристаллической решетки из системы октаэдров, в центрах которых располагаются катионы титана. Восемь таких катионов образуют

куб. В центрах кубов локализуются атомы двухвалентного бария либо эквивалентных ему катионов. В параэлектрической области температур этот класс сегнетоэлектриков имеет кубическую симметрию. С понижением температуры структура титаната бария переходит от кубической (а) к тетрагональной (б), затем к ромбической (в) и ромбоэдрической (г) модификациям, при этом соответствующим образом изменяется направление вектора спонтанной поляризации (рис. 2). В сегнетоэлектриках типа сегнетовой соли ( $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_8 \times 4\text{H}_2\text{O}$ ) при понижении температуры кристаллическая структура не изменяется, в сегнетоэлектрической области температур спонтанно упорядочиваются в молекулах группы  $\text{OH}$ .

Простейшая термодинамическая теория сегнетоэлектриков сводится к анализу одномерной задачи, когда вектор поляризации направлен вдоль одной оси и механические напряжения отсутствуют. Тогда свободную энергию кристалла как функцию поляризации можно представить степенным рядом вида:

$$F(P, T, E) = -EP + g_0 + 1/2g_2P^2 + 1/4g_4P^4 + 1/6g_6P^6 - \dots \quad (1)$$

где коэффициенты  $g_n$  могут зависеть от температуры. Этот ряд не будет содержать нечетных степеней  $P$ , если неполяризованный кристалл обладает центром симметрии. Величина поляризации  $P$  при тепловом равновесии соответствует минимуму функции  $F(P, T, E)$  относительно  $P$ . Равновесная поляризация в электрическом поле с напряженностью  $E$  имеет место при выполнении условия

$$\partial F / \partial P = 0 = -E + g_2P + g_4P^3 + g_6P^5 + \dots \quad (2)$$

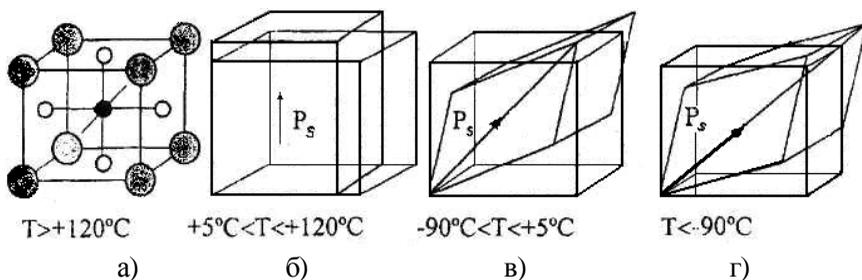


Рис. 2. Изменение направления и величины вектора поляризации титаната бария при изменении его кристаллической структуры при фазовых переходах

В соответствии с законом Кюри – Вейсса коэффициент  $g_2$  при  $P^2$  (1) при некоторой температуре обращается в нуль:

$$g_2 = \gamma(T - T_0), \tag{3}$$

где  $\gamma$  – положительная константа,  $T_0$  – температура перехода. Если  $g_4 < 0$  и  $g_6 < 0$ , существует сегнетоэлектрический переход II рода. Из условий  $E = \partial F / \partial P$  и  $\epsilon^{-1} = \partial^2 F / \partial P^2$ , пренебрегая слагаемым  $1/6g_6P^6$ , в соответствии с опытными данными получаем

$$P_s = -g_2/g_4, \quad \epsilon^{-1}|_{T>T_0} = (\partial^2 F / \partial P^2)|_{P=0} = g_2, \quad \epsilon^{-1}|_{T<T_0} = (\partial^2 F / \partial P^2)|_{P=P_s} = -2g_2. \tag{4}$$

Положительное значение диэлектрической проницаемости сохраняется во всей области температур, т.к.  $g_2 < 0$  при  $T < T_0$ . В точке перехода  $T = T_0$   $P_s = 0$ ,  $\epsilon^{-1} = 0$ , т.е.  $\epsilon \rightarrow \infty$ . Наклон линии  $\epsilon^{-1} = f(T)$  в области температур  $T < T_0$  должен быть вдвое больше, чем при  $T > T_0$ .

Если  $g_4 < 0$ , а  $g_6 > 0$ , то имеет место фазовый переход I рода. В отличие от предыдущего случая кривая  $F(P)$  имеет в точке сегнетоэлектрического перехода  $T_c$  не один, а три минимума: один соответствует  $P_s$ , а два  $P_s = \pm P_0$ . Поэтому при температуре  $T_c$  спонтанная поляризация  $P_s$  изменяется скачком от 0 до  $P_0$ .

Учитывая, что в точке перехода свободная энергия  $F$  и напряженность поля  $E$  равны нулю, получаем

$$P^2 = -g_4/2g_6 - \sqrt{(g_4/2g_6)^2 - \gamma(T - T_0)}, \quad \epsilon^{-1}|_{T>T_0} = g_2, \quad \epsilon^{-1}|_{T<T_0} = -2g_2 + 2g_6P_s^4 \tag{5}$$

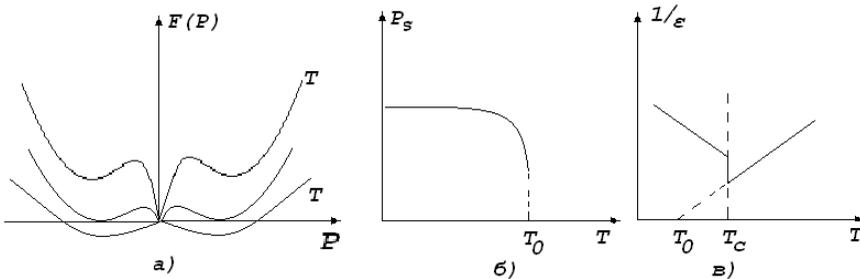


Рис. 3. Термодинамическая модель сегнетоэлектрика: а) зависимость свободной энергии  $F$  от величины вектора поляризации  $P$ ; б) температурная зависимость вектора спонтанной поляризации  $P_s$ ; в) температурная зависимость  $1/\epsilon$

Построенные по этим соотношениям зависимости  $F = f(P)$ ,  $P_s = f(T)$ ,  $\varepsilon^{-1} = f(T)$  приведены на рис. 3 (а, б, в). Диэлектрическая проницаемость так же, как и вектор поляризации, испытывает скачок при  $T = T_c$ , но остается конечной. Температура Кюри отличается от температуры Кюри-Вейсса  $T_0$  (например, для титаната бария это различие составляет 10 град.).

### Практическая часть

Спонтанная поляризация может быть исследована методом сегнетоэлектрического гистерезиса. Поскольку в переменном поле поляризация сегнетоэлектрика отстает по фазе от электрического поля, имеет место явление гистерезиса. Графическое представление петли гистерезиса и схема для его наблюдения представлены на рис. 4(а, б), где  $P_s$  - спонтанная поляризация,  $E_c$  - коэрцитивная сила.

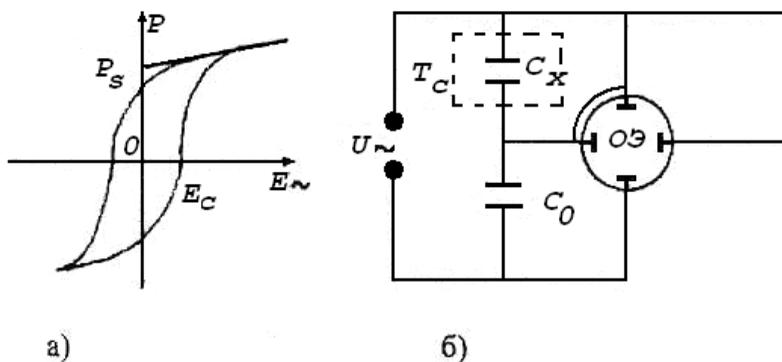


Рис. 4. Петля гистерезиса (а) и схема для его наблюдения (б)

Значение спонтанной поляризации можно получить путем экстраполяции линейного участка кривой, наблюдаемого при повышенных значениях полей, до нулевого значения  $E$ . Таким путем исключают вклад индуцированной поляризации, обуславливающей линейное нарастание  $P$  с увеличением поля после насыщения спонтанной поляризации. Простейшая схема для наблюдения гистерезиса изображена на рис. 4б, где  $C_x$  – испытуемый конденсатор с сегнетоэлектриком,  $C_0$  – линейная емкость,  $OЭ$  – осциллограф,  $T_c$  – термостат,  $\sim U$  – переменное напряжение, подаваемое от генератора. Исследование спонтанной

поляризации по такой схеме допустимо при условии малой проводимости сегнетоэлектрика, в противном случае для устранения наводок необходимо принимать меры компенсации проводимости. В рассматриваемой схеме конденсаторы  $C_x$  и  $C_o$  соединены последовательно, а средняя точка между ними создает одинаковые потенциалы на закороченных пластинах осциллографа и может быть заземлена. Потенциал на  $C_o$  пропорционален поляризации и подан на вертикальные пластины. На горизонтальных пластинах потенциал пропорционален полю на обкладках испытываемого конденсатора. Зная это напряжение, можно оценить вклад  $P_s$  при разных температурах.

### **Контрольные вопросы**

1. Каковы особенности поляризации сегнетоэлектриков?
2. Как изменяется кристаллическая структура и направление вектора поляризации титаната бария с изменением температуры?
3. Объясните основные принципы термодинамической модели поляризации сегнетоэлектриков.
4. Чем отличаются температурные зависимости поляризации для веществ с фазовыми переходами первого и второго рода?
5. В чем заключается явление гистерезиса сегнетоэлектриков?
6. Что такое коэрцитивная сила?

### **Порядок выполнения работы**

1. Соберите схему в соответствии с рис. 4б и получите при комнатной температуре предельную петлю гистерезиса без закручиваний.
2. Поместите исследуемый конденсатор в термостат, изменяйте последовательно температуру на 7-8 градусов и каждый раз определяйте отрезок  $OP_s$  на петле гистерезиса.
3. Определите чувствительность отклонения электронного пучка осциллографа к напряжению на вертикальных пластинах.
4. Оцените спонтанную поляризацию (в Кл/см<sup>2</sup>) и постройте график зависимости  $P_s$  от температуры.

### **Список литературы**

1. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
2. Борисова М.Э., Койков С.Н. Физика диэлектриков. Л.: ЛГУ, 1979.
3. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1977.
4. Малиненко В.Т. Физика диэлектриков. Петрозаводск: ПТУ, 1984.

5. Рез И.С., Поплавко Ю.М. Диэлектрики. Основные свойства и применение в электронике. М: Радио и связь, 1989.
6. Рудь Н.А. Физика кристаллических диэлектриков. Ярославль: ЯрГУ, 1988.
7. Смоленский Г.А и др. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М.: Наука, 1971.
8. М. Лайнс, А. Гласс. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981.
9. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983.

### *Лабораторная работа 6*

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НАЧАЛЬНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ**

**Цель работы** – исследование начальной проницаемости ферритов в широком диапазоне радиочастот.

### **Теоретическая часть**

Ферритами (ферритмагнетиками) называются магнитоупорядоченные материалы, обладающие высоким электрическим сопротивлением. Ферриты находят широкое применение в современных устройствах связи, автоматики и телемеханики. Они используются в ферритовых антеннах, однонаправленных изоляторах волноводов, модуляторах и резонаторах микроволн и т.д. Ферриты имеют удельное сопротивление при температурах вплоть до  $\sim 200^{\circ}\text{C}$  в  $10^6$ - $10^{12}$  раз больше, чем у магнитных проводников, потери на вихревые токи у них очень малы, что делает их незаменимыми при изготовлении сердечников для катушек различной формы и назначения. Магнитные свойства ферритов характеризуются большой начальной проницаемостью, малой коэрцитивной силой, малым значением магнитной индукции насыщения, относительно низкой точкой Кюри, высокой линейностью. Ферриты представляют собой однородные материалы, что обеспечивает температурную и временную стабильность магнитных параметров устройств, изготовленных из одного материала. В то же время магнитные свойства ферритов различных типов могут сильно отличаться друг от друга, и это позволяет охватить широкий частотный диапазон их применения: от килогерц до десятков

и сотен мегагерц. Ферриты были изобретены в лабораториях фирмы Philips. Магнитомягкие ферриты этой фирмы с торговой маркой ферро-скуб (ферромагнитный оксидный материал с кубической решеткой) стали образцом состава и свойств для других изготовителей, создавших свои типы ферритовых масс.

Ферриты представляют собой химические соединения, в общем случае имеющие формулу  $MOFe_2O_3$ , где  $M$  – чаще всего двухвалентный ион металла, например  $Si$ ,  $Zn$ ,  $Ni$ ,  $Fe$ ,  $Co$  и  $Mn$ . Такие ферриты кристаллизуются в кубической системе. Присутствие в решетке крупных ионов, например, олова и щелочноземельных металлов, приводит к гексагональной структуре.

Способ изготовления ферритов аналогичен способу изготовления керамики, их механические свойства – твердость, хрупкость – очень сходны. Изменяя содержание магнитного порошка, изоляции и связи, можно получать материалы с различным значением проницаемости. В автоматике и телемеханике чаще всего используются радиотехнические частоты, что делает важным исследование начальной проницаемости в радиочастотном диапазоне, поскольку нередко в динамических системах используются слабые сигналы или проницаемости ферритов, линейно зависящие от перемагничивающего поля. Такие проницаемости отвечают начальному участку основной кривой намагничивания ферромагнетиков или обратимому смещению доменных границ (см. рис. 1).

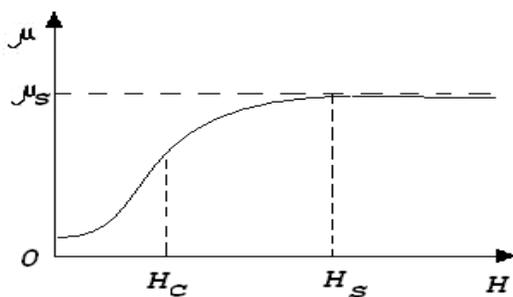


Рис. 1. Общий вид кривой намагничивания ферромагнетиков. При  $H < H_c$  доменные стенки обратимо смещаются с изменением магнитного поля. При  $H_c < H < H_s$  движение доменных стенок необратимо. В полях  $H > H_s$  наступает явление насыщения, образец становится однодоменным.

При описании поведения ферритов в переменном электромагнитном синусоидальном поле часто используют комплексную магнитную проницаемость  $\mu = \mu' + i\mu''$ , где  $\mu'$  имеет смысл обычной магнитной

проницаемости, а  $\mu''$  характеризует потери мощности внешнего электромагнитного поля при перемагничивании материала. Переменное магнитное поле индуцирует вихревые ЭДС в окружающих проводниках, при этом возникают вихревые токи (токи Фуко), являющиеся источником потерь из-за омического сопротивления проводников. Вещественная составляющая магнитной проницаемости  $\mu'$  определяет величину запаса магнитной энергии в магнитном веществе, возвращаемого при размагничивании, мнимая часть  $\mu''$  определяет величину необратимых потерь на вихревые токи, перемагничивание (гистерезис), поглощение в веществе. Характеризуя потери, часто пользуются понятием тангенса угла магнитных потерь  $\text{tg}\delta$  вещества. Это безразмерная величина, равная тангенсу угла между напряженностью магнитного поля  $H$  и магнитной индукцией  $B$ , представляющих собой синусоидальные функции времени.

В частотной зависимости  $\mu''$  наблюдаются две области аномального хода дисперсии этих характеристик: одна – в области от  $2 \cdot 10^7$  Гц до  $5 \cdot 10^8$  Гц, и другая – в СВЧ-области. Эти ферриты, будучи доведенными до мелкодисперсного состояния с частицами порядка 0,4 мкм, не обнаруживают дисперсии  $\mu''$  в радиотехническом диапазоне. Это даёт основание считать, что такие материалы являются однодоменными, и движение доменных стенок исключено, т.е. аномальный ход дисперсии в этой области связан с движением доменных стенок. Аномалия дисперсии  $\mu''$  в СВЧ-области связана с собственно ферритмагнитным резонансом.

## Практическая часть

При исследовании начальной проницаемости ферромагнетиков в широком диапазоне; радиочастот чаще всего используют резонансные методы. На рис. 2. представлена принципиальная схема такого метода. Здесь  $L$  – исследуемая индуктивность,  $R$  – сопротивление обмотки катушки индуктивности;  $C$  – переменная емкость для настройки контура в резонанс;  $C_y$  – собственная емкость катушки индуктивности;  $V$  – вольтметр, проградуированный в делениях добротности  $Q$ ;  $G$  – генератор переменного тока. При тороидальном сердечнике действительная  $\mu'$  и мнимая  $\mu''$  проницаемости ферритмагнетика определяются соотношениями

$$\mu' = L_x I / N^2 S, \quad \mu'' = R_x I / \omega N^2 S, \quad \text{tg}\delta = \mu'' / \mu', \quad (1)$$

где  $L_x$  – исследуемая индуктивность;  $N$  – число витков;  $l$  – длина средней линии торроида;  $S$  – поперечное сечение сердечника торроида;  $R_x$  – измеряемое на переменном токе омическое сопротивление обмотки катушки;  $\omega$  – частота, на которой проводятся измерения. Измеряя таким образом  $L_x$  и  $R_x$ , по формулам (1) определяют  $\mu'$  и  $\mu''$ .

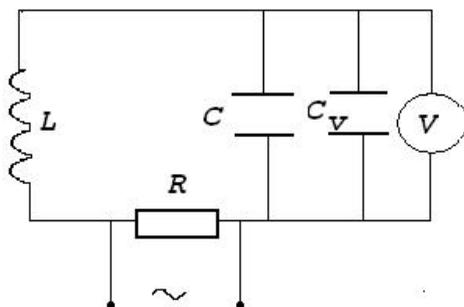


Рис. 2. Принципиальная схема резонансного метода исследования магнитной проницаемости

При измерениях индуктивности  $L_x$  используют условие резонанса, при котором измеритель добротности на заданной частоте будет показывать максимальное значение. Этому условию должна отвечать определенная емкость  $C_p$ . Тогда индуктивность определяется с учетом собственной емкости катушки по формуле

$$L_x = (\omega^2 (C_p + C_v))^{-1} \quad (2)$$

Тангенс угла магнитных потерь как мера рассеянной энергии при периодическом перемагничивании ферромагнетика выражается формулой

$$\operatorname{tg} \delta = \Delta C / (C_p + C_v) \quad (3)$$

где  $\Delta C$  – резонансная ширина. Эта величина определяется при двух значениях  $C_p$ , для которых общее значение сопротивления настроенной в резонанс цепи убывает в  $\sqrt{2}$  раз. Приблизительно можно определить  $\operatorname{tg} \delta$  как  $1/Q$ , где  $Q$  – добротность контура.

При использовании данного метода исследуемые материалы должны иметь сравнительно малую собственную проводимость; в каждом отдельном случае необходима оценка либо измерение собственной емкости катушки индуктивности. Её можно оценить следующим образом. Измеряется собственная резонансная частота обмотки  $f_1$  и ре-

зональная частота  $f_2$  той же обмотки с параллельно включенной емкостью  $C$ . Тогда собственная емкость обмотки будет равна

$$C_o = C / (f_1^2 / f_2^2 - 1) - C_v,$$

где  $C_v$  - емкость вольтметра.

### Контрольные вопросы

1. Что такое ферриты?
1. Перечислите области применения ферритов в радиотехнике.
2. Дайте определение начальной магнитной проницаемости.
3. Объясните физический смысл действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости.
4. С чем связана аномалия в частотных зависимостях  $\mu'$  и  $\mu''$  в радиочастотном диапазоне?
5. Как определяется тангенс угла магнитных потерь?

### Порядок выполнения работы

1. Провести измерения  $C_p$  и  $Q$  во всем диапазоне частот данного класса измерителя добротности.
2. По формулам (1) — (3) рассчитать значения  $\operatorname{tg}\delta(\omega)$ ,  $\mu'(\omega)$  и  $\mu''(\omega)$ .
3. Построить зависимости  $\operatorname{tg}\delta(\omega)$ ,  $\mu'(\omega)$  и  $\mu''(\omega)$ .

### Порядок работы на Q-метре

1. Выбрать диапазон частот.
2. Включить сеть, прогреть 15 минут.
3. Установить соответственно выбранному диапазону  $L_o$  в клеммы  $L_x$ .
4. Установить частоту измерений ручками "Диапазон" и «Частота»
5. Установить ключ 1 в положение "Калибровка" и ручкой "Уровень" установить стрелку на отметку " .
6. Переключить ключ 1 в положение "Установка 0" и ручками "Нуль уровня" и "Нуль Q" установить нули.
7. Переключить ключ 1 в положение "Калибровка" и установить стрелку на конец соответствующей шкалы Q поворотом ручек "Калибровка шкал Q".
8. Переключить ключ 1 в положение "Измерение".
9. Вращая ручку "Емкость", добиться резонанса
10. Записать показания.

## Список литературы

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971.
2. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им окислов. М.: Мир, 1976.
3. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
4. Смоленский Г.А., Лейманов В.В. Ферриты и их техническое применение. М.: Наука, 1975.
5. Чечерников В.И. Магнитные измерения. М.: Изд-во МГУ, 1963.
6. Тикадзуми С. Физика Ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. - 416 с.
7. Куневич А. В., Подольский А. В., Сидоров И. Н. Ферриты: Энциклопедический справочник. Магниты и магнитные системы. Том 1. Изд. Лик, 2004 г.

Учебное издание

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ  
ДЛЯ УСТРОЙСТВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

*Методические указания*

Составители: ***Латухина Наталья Виленовна,  
Шалимова Маргарита Борисовна***

Публикуется в авторской редакции  
Оформление выходных данных *Т.И. Кузнецовой*  
Компьютерная верстка, макет *Н.П. Бариновой*

Подписано в печать 21.11.2016.  
Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная  
Печ. л. 3,0. Тираж 100 экз. Заказ № . Арт. - 7/2016.

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»  
(Самарский университет)  
443086, САМАРА, МОСКОВСКОЕ ШОССЕ, 34

---

Изд-во Самарского университета,  
443086, Самара, Московское шоссе, 34.