

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ  
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)**

Кафедра конструирования узлов и деталей радиоэлектронной аппаратуры  
(КУДР)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ГЕРМАНИЯ**

Методические указания к лабораторной работе по дисциплине  
«Физические основы микро- и наноэлектроники»

Разработчики:  
доцент кафедры КУДР  
\_\_\_\_\_ С.А. Артищев  
«\_\_» \_\_\_\_\_ 2022 г.

доцент кафедры КУДР  
\_\_\_\_\_ М.М. Славникова  
«\_\_» \_\_\_\_\_ 2022 г.

преподаватель кафедры КУДР  
\_\_\_\_\_ А.Е. Здрок  
«\_\_» \_\_\_\_\_ 2022 г.

Томск, 2022

УДК 538.915  
ББК 22.35

Рецензент

**Еханин С.Г.**, доцент кафедры конструирования узлов и деталей РЭА,  
доктор физ.-мат. наук

**Артищев Сергей Александрович, Славникова Марина Михайловна, Анна Ефимовна Здрок**

Исследование температурной зависимости электропроводности германия: методические указания к лабораторной работе по дисциплине «Физические основы микро- и наноэлектроники» / С.А. Артищев, М.М. Славникова, А.Е. Здрок. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2022. – 16с.

В методических указаниях кратко изложено взаимодействие двух близкорасположенных электронно-дырочных переходов. Показано, что от расстояния между переходами – ширины база – зависит ток коллекторного перехода биполярного транзистора, мощность и максимальная рабочая частота. Приведены методика измерений, порядок выполнения лабораторной работы, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

Предназначено для студентов, изучающих курс «Физические основы микро- и наноэлектроники».

Одобрено на заседании каф. КУДР, протокол № 234 от 5 марта 2022 г.

УДК 538.915  
ББК 22.35

© Славникова М.М., 2022  
© Артищев С.А., 2022  
© Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2022

## Оглавление

Введение.....	4
1 Температурная зависимость электропроводности .....	6
3 Методика измерений.....	11
3 Порядок выполнения работы .....	14
4 Контрольные вопросы .....	15
5 Рекомендуемая литература .....	16

## Введение

Физические свойства полупроводников тесно связаны со структурой валентных оболочек атомов, образующих их кристаллическую решетку. Под влиянием взаимодействия атомов в кристалле энергетические уровни электронов объединяются и расщепляются в зоны. Для полупроводников и диэлектриков характерно наличие запрещенной зоны энергий между валентной зоной и зоной проводимости. Валентная зона – это полностью заполненная валентными электронами зона, а зона проводимости – это полностью свободная зона при температуре абсолютного нуля (см. рисунок 1).

Ширина запрещенной зоны ( $\Delta E$ ) – энергия активации процесса освобождения валентных электронов в кристалле от связей с атомами – в полупроводниках не превышает 3 эВ, поэтому при повышении температуры заметное количество электронов переходит из валентной зоны в зону проводимости. Появляющиеся вакантные места в валентной зоне – дырки – ведут себя как свободные положительные носители заряда.

Если в кристаллическую решетку полупроводника входят атомы примеси, то часть энергетических уровней примесных атомов попадает на запрещенную зону (рисунок 1).

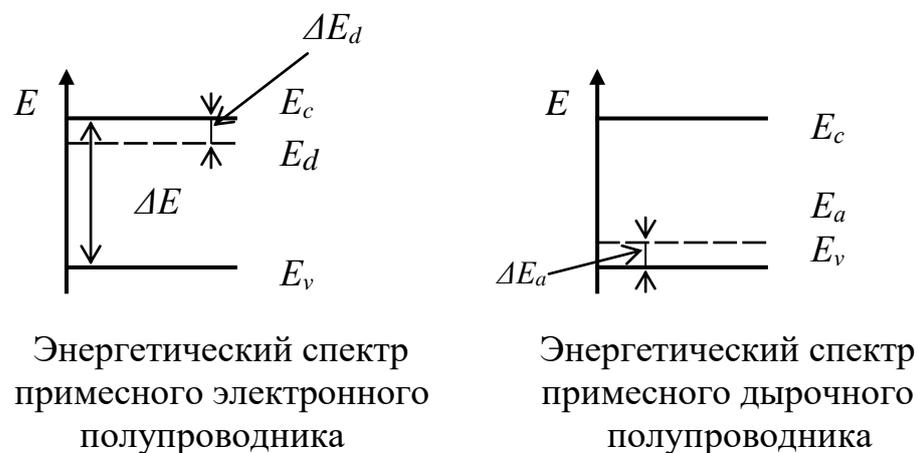


Рисунок 1– Энергетические спектры примесных полупроводников

Атомы примеси, отдающие (например, при повышении температуры) электроны в зону проводимости, называют донорами, а соответствующие энергетические уровни – донорными уровнями. Энергетические уровни, на которые забрасываются электроны из валентной зоны, называют акцепторными, а атомы примеси, которым принадлежат эти уровни – акцепторами. В полупроводнике с примесью доноров концентрация свободных электронов  $n_n$  превышает концентрацию дырок  $p_n$ , поэтому такой полупроводник называют электронным ( $n$ -типа). В полупроводнике с примесью акцепторов выполняется обратное соотношение, такой полупроводник – дырочный ( $p$ -типа).

Электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне принимают участие в электропроводности. Удельная электропроводность полупроводника описывается выражением

$$\sigma = q(n_n \mu_n + p_n \mu_p), \quad (1)$$

где  $q$  – заряд электрона;

$\mu_n, \mu_p$  – подвижности электронов и дырок, т.е. скорости дрейфа в единичном электрическом поле.

# 1 ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Температурная зависимость электропроводности полупроводника определяется температурными зависимостями концентрации носителей заряда и их подвижности.

В собственном (беспримесном) полупроводнике

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c}{kT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (1.1)$$

где  $N_c$ ,  $N_v$  – эффективные плотности квантовых состояний в зоне проводимости и валентной зоне;

$T$  – абсолютная температура;

$k$  – постоянная Больцмана;

$\Delta E$  – ширина запрещенной зоны.

Температурную зависимость концентрации носителей заряда в примесном полупроводнике иллюстрирует рисунок 1.1.

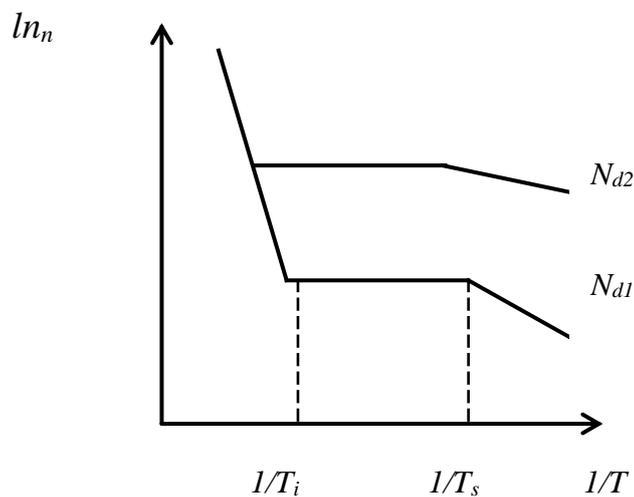


Рисунок 1.1 – Температурная зависимость концентрации носителей заряда в примесном полупроводнике для различных концентраций примеси ( $N_{d1} < N_{d2}$ )

В области низких температур ход зависимости  $n(T)$ ,  $p(T)$  определяется термической ионизацией атомов примеси.

Для полупроводника  $n$ - типа

$$n \approx N_d \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{kT}\right) \quad (1.2)$$

Для полупроводника  $p$ -типа

$$p \approx N_a \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{kT}\right) \quad (1.3)$$

Здесь  $N_d$ ,  $N_a$  – концентрации доноров и акцепторов в полупроводнике;  $\Delta E_d$ ,  $\Delta E_a$  – энергии донорного и акцепторного уровней в запрещенной зоне, отсчитываемые от ближайшей разрешенной зоны, т. е. энергии ионизации доноров и акцепторов.

При температуре истощения ( $T_s$ ) все атомы примеси ионизованы. Температурный интервал от температуры истощения до температуры наступления собственной проводимости ( $T_i$ ) называется областью полной ионизации примеси (область истощения примеси). В этой области нагрев полупроводника практически не приводит к изменению концентрации основных носителей заряда. При температуре выше  $T_i$  концентрация носителей заряда изменяется в соответствии с выражением (1.1) за счет более интенсивного переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Температурная зависимость подвижности носителей заряда определяется механизмом рассеяния в данном интервале температур. В реальных кристаллах наиболее эффективны два вида рассеяния: рассеяние на ионах примеси и на тепловых колебаниях кристаллической решетки. Для атомарных полупроводников типа германия и кремния при низких температурах преобладает рассеяние на ионизованных примесях. Рассматриваемый процесс представляет собой искривление траектории движения носителей заряда под влиянием кулоновской силы, действующей на электрон или дырку со стороны рассеивающего центра. В этом случае

подвижность носителей заряда  $\mu$  увеличивается с ростом температуры пропорционально  $T^{3/2}$ , т.е.

$$\mu \sim T^{3/2}. \quad (1.4)$$

С повышением температуры амплитуда тепловых колебаний атомов кристаллической решетки возрастает. Поэтому при высоких температурах преобладающим становится рассеяние на акустических колебаниях решетки, и подвижность носителей заряда с ростом температуры уменьшается

$$\mu \sim T^{-3/2}. \quad (1.5)$$

На рисунке (1.2) представлена зависимость подвижности от температуры при смешанном механизме рассеяния для различных концентраций примеси. Увеличение концентрации примеси закономерно приводит к уменьшению подвижности носителей заряда.

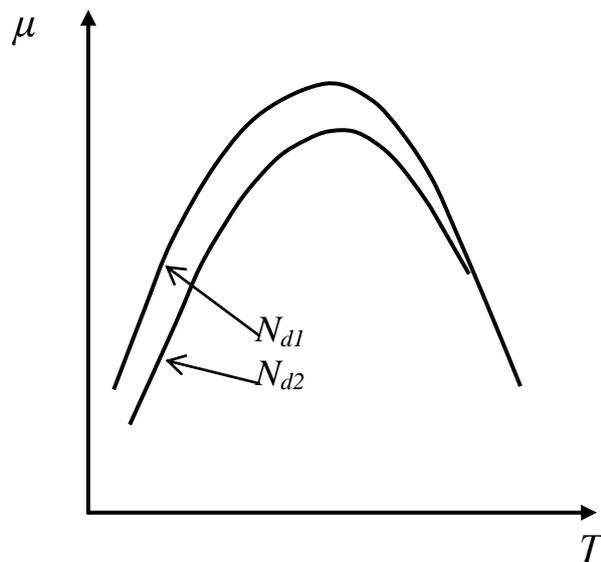


Рисунок 1.2 – Температурная зависимость подвижности носителей заряда в атомарных полупроводниках при рассеянии на ионах примеси и акустических колебаниях

Рассмотренные зависимости концентрации и подвижности носителей заряда позволяют рассмотреть результирующую зависимость электропроводности полупроводника от температуры. Подвижность

носителей заряда значительно слабее изменяется с температурой, чем концентрация, поэтому определяющую роль в температурной зависимости удельной электропроводности полупроводника играет температурная зависимость концентрации носителей заряда.

Температурная зависимость концентрации носителей заряда в основном обусловлена переходом электронов с примесных уровней и из валентной зоны в зону проводимости (для полупроводника *n*-типа).

При  $\Delta E, \Delta E_d, \Delta E_a \gg kT$  – экспоненциальные множители в формулах (1.1 – 1.3) значительно сильнее изменяются при изменении температуры, чем  $N_c, N_v$  или подвижность носителей заряда.

В этом случае температурная зависимость электропроводности полупроводника за пределами области истощения примеси определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда и спрямляется в координатах  $\ln \sigma \sim 1/T$ . В области истощения примеси концентрация основных носителей заряда не зависит от температуры, и ход зависимости  $\ln \sigma \sim 1/T$  определяется температурной зависимостью подвижности (рисунок 1.3).

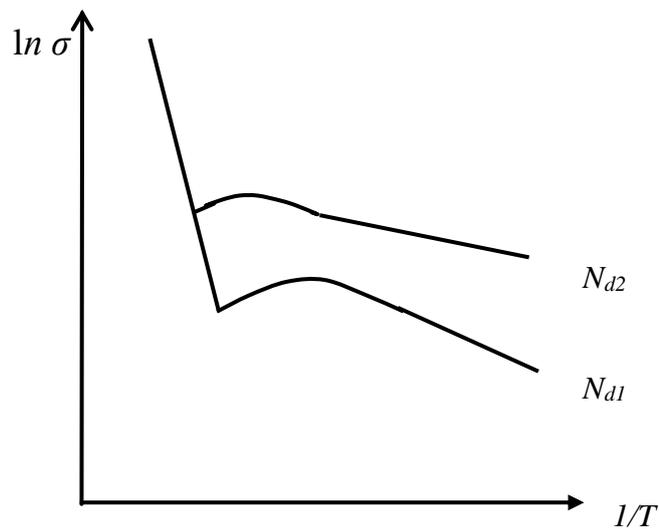


Рисунок 1.3 – Зависимость электропроводности полупроводника от температуры для разных концентраций примеси ( $N_{d1} < N_{d2}$ )

По наклону температурной зависимости электропроводности, построенной в координатах  $\ln\sigma \sim 1/T$ , в области высоких температур можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника, а в области низких температур – энергию ионизации примеси (рисунок 1.3).

$$\Delta E = 2k \frac{\ln\sigma_2 - \ln\sigma_1}{1/T_1 - 1/T_2}, \quad (1.6)$$

где  $\Delta E$  – ширина запрещенной зоны;

$k$  – постоянная Больцмана, равная  $8,625 \cdot 10^{-5}$  эВ/К;

$\sigma_1, \sigma_2$  – удельные электропроводности при температурах  $T_1, T_2$ , соответственно.

## 2 МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В работе исследуются два образца германия, параметры которых приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Параметры образцов

Номер образца	Материал	Удельное сопротивление, $\rho$ , Ом·см	$l$ , см	$d$ , см	$s$ , см
1	$n - Ge$	31	1,2	0,4	0,2
2	$n - Ge$	2,9	1,1	0,3	0,18

Первый образец весьма слабо легирован сурьмой и уже при комнатной температуре имеет собственную электропроводность. Второй образец более сильно легирован сурьмой, зависимость  $\ln\sigma \sim 1/T$  для этого образца обнаруживает особенности, связанные с примесной электропроводностью.

Для определения удельной электропроводности исследуемых образцов используется метод вольтметра - амперметра. К образцу, по которому течет постоянный ток  $I_0$ , присоединены боковые контакты 1 и 2 (зонды). С помощью высокоомного милливольтметра измеряется разность потенциалов  $V$  между зондами 1 и 2. Зная величину тока через образец  $I_0$  и разность потенциалов, можно рассчитать сопротивление  $R$  участка образца, расположенного между зондами 1 и 2.

Суть метода иллюстрирует рисунок 2.1.

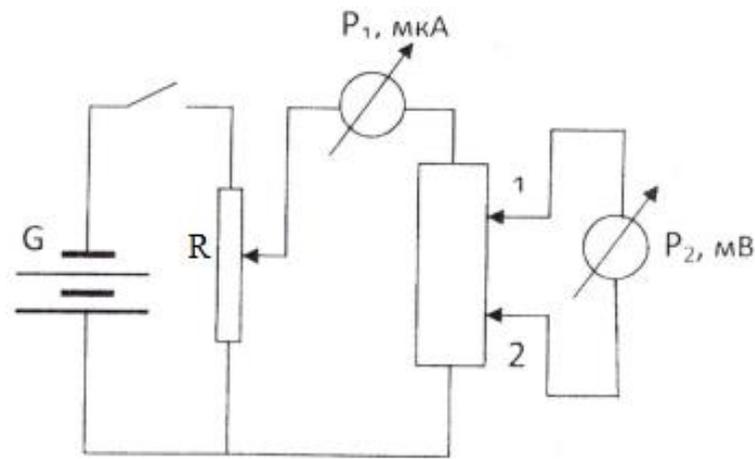


Рисунок 2.1 – Схема установки для измерения электропроводности полупроводников

$$R = V / I_0 . \quad (2.1)$$

Удельное сопротивление образца равно

$$\rho = \frac{d \cdot c}{l} \cdot R, \quad (2.2)$$

где  $d$  – ширина образца;

$c$  – толщина образца;

$l$  – расстояние между зондами 1 и 2.

Отсюда можно получить выражение для искомой удельной электропроводности:

$$\sigma = \frac{l}{\rho d c} \cdot \frac{I_0}{V}. \quad (2.3)$$

Образцы закреплены в держатели с зондами. Ток через образец регулируется ручками ГРУБО и ПЛАВНО на блоке питания и измеряется с помощью встроенного микроамперметра, с пределами измерения от 0 до 500 мкА.

Температура в печи измеряется дифференциальной термопарой медь-константан. Разность потенциалов между зондовыми контактами измеряется вольтметром. Подключение вольтметра к исследуемым образцам

производится поочередно переключателем с обозначениями № 1 – № 2, расположенным на блоке питания.

### 3 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

3.1. Переключателем №1 – № 2 подключить к источнику тока образцы № 1 или № 2 и установить величину тока через образец 200 мкА.

3.2. Измерить напряжение между зондами для образцов № 1 и № 2 при комнатной температуре. Пользуясь выражением (2.3), рассчитать удельную электропроводность образцов.

3.3. Для проведения дальнейших измерений следует включить печь и плавно повышать температуру образца. Измерения разности потенциалов  $V$  между зондовыми контактами на обоих образцах производить через 10 °С до 110 °С. Результаты измерений представить в соответствии с прилагаемой формой записи (таблицей 3.1). Образец оформления результатов измерений представить в виде таблицы.

Таблица 3.1 – Результаты измерений

$T, ^\circ\text{C}$	$T, \text{K}$	$1/T,$ $\text{K}^{-1}$	$I_0,$ мкА	$V_1,$ мВ	$V_2,$ мВ	$\sigma_1,$ См/см	$\sigma_2,$ См/см	$\ln \sigma_1$	$\ln \sigma_2$

3.4. Оформить результаты работы в виде графика  $\ln \sigma \sim 1/T$ . Согласно выражению (1.6) рассчитать ширину запрещенной зоны. Постоянную Больцмана  $k$  принять равной  $8.62 \cdot 10^{-5}$  эВ/К.

3.5. Объяснить полученные зависимости. После окончания работы выключить приборы из сети.

## 4 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

4.1. Чем отличается энергетический спектр электронов в кристаллическом полупроводнике от спектра абсолютно свободного электрона?

4.2. Что такое зона проводимости, валентная и запрещенная зоны?

4.3. Какое отношение имеют валентная зона и зона проводимости к электропроводности полупроводника?

4.4. Чем собственный полупроводник отличается от электронного, электронный от дырочного?

4.5. Какие носители заряда называются основными, какие – неосновными?

4.6. Почему концентрация собственных носителей заряда зависит от ширины запрещенной зоны, а концентрация электронов в примесном полупроводнике  $n$  - типа от энергии примесного уровня?

4.7. Какой физический смысл имеет температура истощения примеси?

4.8. В какой области экспериментальной зависимости  $\ln\sigma \sim 1/T$  и почему проявляется температурная зависимость подвижности носителей заряда?

4.9. Объясните температурную зависимость электропроводности полупроводника.

4.10. Как концентрация примеси и энергия ионизации примесного уровня влияют на зависимость  $\ln\sigma \sim 1/T$ ?

## 5 Список использованных источников

1. Епифанов Г. И., Мома Ю. А. Физические основы конструирования и технологам РЭА и ЭВА.- М.; Сов. радио, - 1979.
2. Несмелов Н. С., Славникова М. М., Широков А. А. Физические основы микроэлектроники: Учебное пособие. – Томск: Том. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2007. – 276 с.
3. Епифанов Г. И. Физика твердого тела: Учебное пособие для вузов. - Спб. Лань, 2011. -288с. 978-5-8114-1001-9ISBN. Электронный учебник: [http://e.lanbook.com/books/element.php?pl1\\_cid=25&pl1\\_id=2023](http://e.lanbook.com/books/element.php?pl1_cid=25&pl1_id=2023).
4. Шалимова, К. В. Физика полупроводников : учебник / К. В. Шалимова. — 4-е изд., стер. — Санкт-Петербург : Лань, 2010. — 384 с. — ISBN 978-5-8114-0922-8. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/648> (дата обращения: 01.03.2023). — Режим доступа: для авториз. пользователей.