

А.А. Королёв

С.А. Курашова

**ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА
МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ
ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ**



Санкт-Петербург
2016

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

А.А. Королёв

С.А. Курашова

**ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА
МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ
ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ**

Учебно-методическое пособие

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург

2016

Королёв А.А., Курашова С.А. Физика твёрдого тела. Методические рекомендации по выполнению лабораторных работ. Часть 1. – СПб: Университет ИТМО, 2014. – 78 с.

Пособие содержит методические рекомендации к выполнению лабораторных работ и теоретические сведения, необходимые для объяснения результатов эксперимента. При подготовке данного пособия использованы материалы научно-исследовательской лаборатории (НИЛ) техники эксперимента Новосибирского государственного технического университета. Для выполнения лабораторных работ используются установки, разработанные НИЛ техники эксперимента Новосибирского государственного технического университета, производства ООО «Опытные приборы».

Учебно-методическое пособие разработано в соответствии с программой курса «Физика» (Б.2.2.2) и «Дополнительные главы физики» (Б.2.2.1) Федерального образовательного стандарта высшего образования для бакалавров по направлениям подготовки 01.03.02, 44.03.04, 13.03.02, 24.03.02, 12.03.01, 12.03.02, 12.03.05, 12.03.03, 11.03.02, 11.03.03, 27.03.04, 15.03.06, 16.03.01, 09.03.01, 09.03.02.

Рекомендовано к печати на заседании Ученого совета ЕНФ , 26 января 2016г, протокол №1.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2016

© А.А. Королёв , С.А. Курашова , 2016

СОДЕРЖАНИЕ

Лабораторная работа №1 Исследование вольт-амперной характеристики диода при различных температурах.....	4
Лабораторная работа №2 Исследование вольт-амперной характеристики диода Шотки при различных температурах.....	12
Лабораторная работа №3 Исследование вольт-амперной характеристики стабилитрона при различных температурах.....	15
Лабораторная работа №4 Исследование вольт-амперной характеристики металла при различных температурах.....	20
Лабораторная работа №5 Исследование вольт-амперной характеристики полупроводника при различных температурах.....	23
Лабораторная работа №6 Исследование электропроводности полупроводников.....	27
Лабораторная работа №7 Определение ширины запрещённой зоны полупроводника	32
Лабораторная работа №8 Исследование электропроводности металлов	36
Лабораторная работа №9 Изучение работы р-n перехода	39
Лабораторная работа №10 Пробой р-n перехода.....	51
Лабораторная работа №11 Контакт металл-полупроводник.....	56
Лабораторная работа №12 Эффект Холла в примесных полупроводниках	63

Лабораторная работа №1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Цель работы: Исследовать вольт-амперную характеристику диода при различных температурах.

Требуемое оборудование:

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ2.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.

2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.

3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.

4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш4 – 1 шт.

Краткое теоретическое введение

Полупроводниковым диодом называют полупроводниковый прибор, состоящий из одного или нескольких р-п-переходов и двух выводов. В зависимости от основного назначения и вида используемого явления в р-п-переходе различают следующие типы полупроводниковых диодов: выпрямительные, высокочастотные, импульсные, туннельные, стабилитроны, варикапы.

Низкоомный р-слой, содержащий много основных носителей тока, называют эмиттером, а более высокоомный п-слой называют базой. На рис. 1 представлены структуры планарноэпитаксиального (а) и сплавного (б) диодов. База и эмиттер образуют омические переходы (контакт) с электродами. К электродам подсоединены металлические выводы, посредством которых диод включается в цепь.

Вольт-амперная характеристика диода

Основной характеристикой полупроводниковых диодов является вольт-амперная характеристика (ВАХ). ВАХ представляет собой зависимость тока во внешней цепи р-п перехода от значения и полярности прикладываемого к нему напряжения. Для идеального р-п-перехода ВАХ описывается следующей зависимостью (пунктирная кривая на рис.2):

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right) \quad (1)$$

где I_0 – обратный (или тепловой) ток;

q – заряд электрона;
 $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - постоянная Больцмана;
 T – температура.

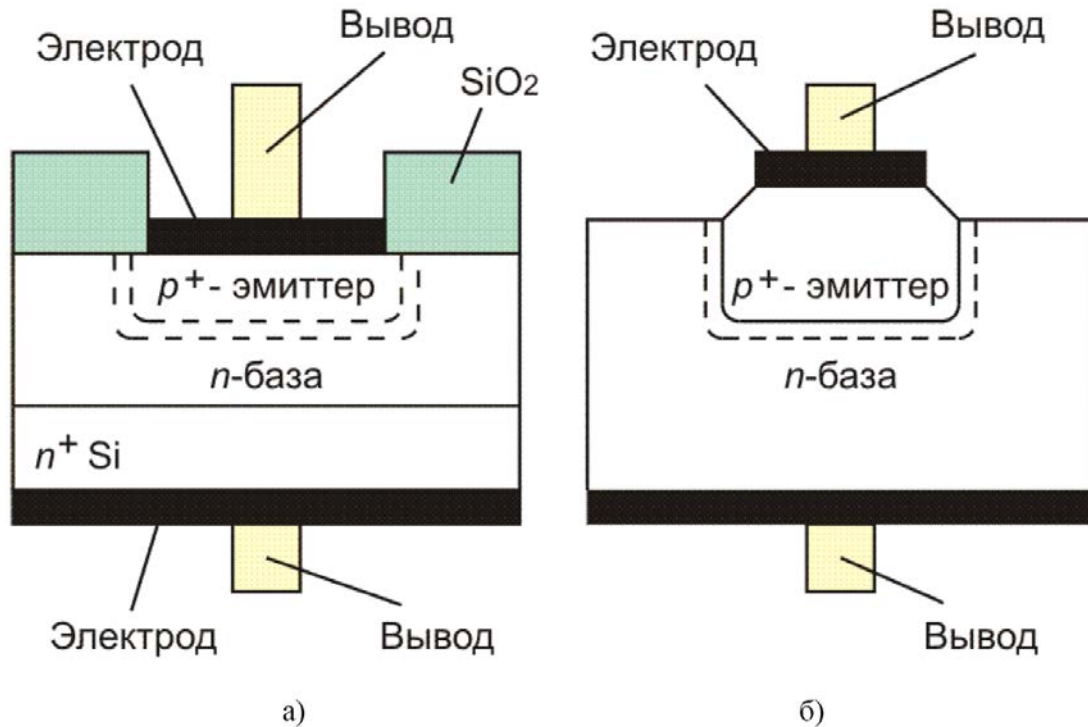


Рис. 1. Структура диодов

В прямом направлении ВАХ ($U > 0$) реального диода (сплошная кривая на рис.2) близка к экспоненциальной только в начале зависимости - участок ОА, а далее рост тока при увеличении прямого напряжения замедляется и характеристика становится более пологой - участок АВ. Этот участок характеристики называют омическим, поскольку здесь оказывает влияние объемное сопротивление базы r_{δ} р-п-перехода. Ток, протекая через r_{δ} , создает падение напряжения:

$$U_{r_{\delta}} = I_{np} r_{\delta} \quad (2)$$

При этом внешнее напряжение не полностью падает на р-п-переходе, а распределяется между ним и слоем базы. С учетом этого уравнения реальная ВАХ принимает вид:

$$I_{np} = I_0 \left(\exp\left(\frac{q(U_{np} - I_{np} r_{\delta})}{kT}\right) - 1 \right) \quad (3)$$

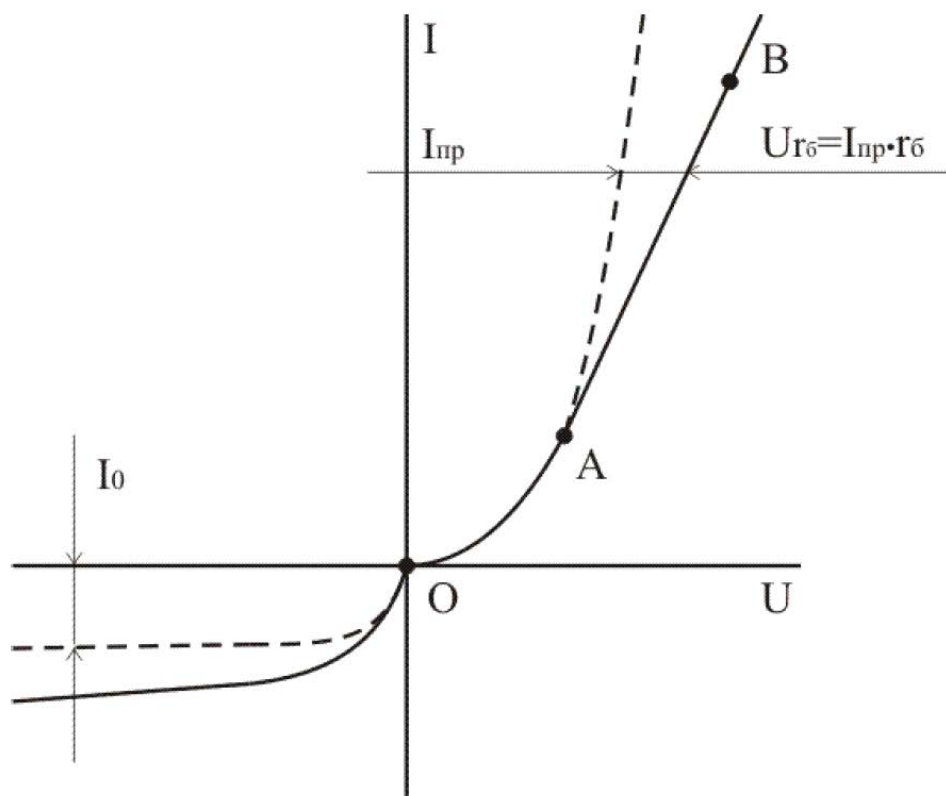


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика реального диода и идеального р-п-перехода

Таким образом, влияние объемного сопротивления базы на прямую ветвь ВАХ реального р-п-перехода проявляется в виде смещения прямой ветви в сторону больших значений прямых напряжений. Поэтому, чем больше r_6 , тем более полого идет прямая ветвь ВАХ реального перехода. Как правило, р-п-переходы с большими значениями r_6 выполняются для увеличения допустимого рабочего обратного напряжения на р-п-переходе.

В области обратных напряжений можно пренебречь падением напряжения в объеме полупроводника, т.к. r_6 всегда много меньше сопротивления объемного заряда обратносмещенного перехода (за исключением области пробоя). Отличия реальной обратной ветви ВАХ ($U < 0$) р-п-перехода от идеальной состоят в следующем: обратный ток реальной ВАХ растет при увеличении обратного напряжения р-п-перехода и имеет значение, не равное I_0 . Данная зависимость приведена на рис.2 (сплошная кривая). Это объясняется тем, что в реальном р-п-переходе обратный ток содержит несколько составляющих:

$$I_{обр} = I_0 + I_{mг} + I_y \quad (4)$$

где $I_{mг}$ – ток термогенерации в области р-п перехода, I_y – ток утечки.

Ток термогенерации $I_{те}$ вызван тепловой генерацией носителей внутри р-п-перехода. Он увеличивается с ростом обратного напряжения, так как происходит расширение р-п-перехода.

Ток утечки I_y возникает в местах выхода р-п-перехода на поверхность. При современной технологии изготовления р-п-перехода I_y имеет незначительную величину.

Температурная зависимость ВАХ

При увеличении температуры уменьшается контактная разность потенциалов, энергия основных носителей заряда возрастает, соответственно растет диффузионная составляющая тока и прямой ток увеличивается (рис. 3). Иначе говоря, при большей температуре р-п-перехода тот же прямой ток достигается при меньшем смещении.

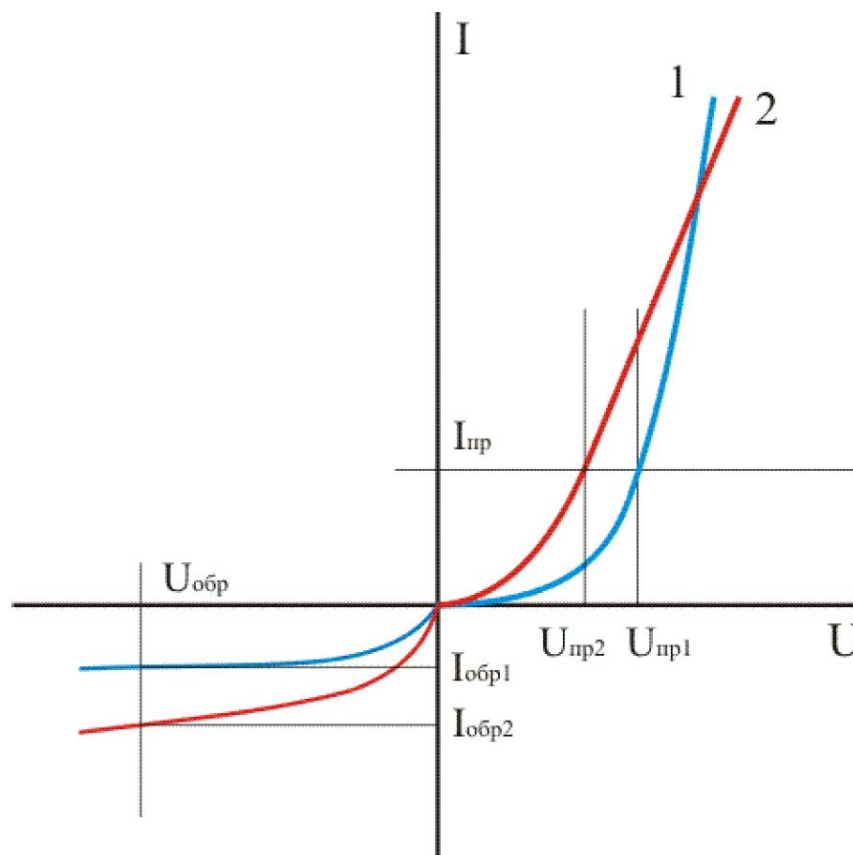


Рис. 3. Температурная зависимость вольт-амперной характеристики

Для оценки влияния температуры вводится температурный коэффициент напряжения прямой ветви, под которым понимается величина, показывающая, на сколько изменится прямое напряжение для

получения одной и той же величины прямого тока при изменении температуры на 1 градус.

При больших прямых токах нельзя пренебречь сопротивлением базы, которое увеличением температуры растет из-за снижения подвижности свободных носителей заряда. Таким образом, результирующая ВАХ диода при прямом смещении сложным образом зависит от T . При малых токах характеристика смещается с ростом T влево, а при больших токах (где влияние базы сильнее) – вправо.

С ростом температуры увеличивается скорость тепловой генерации электронно-дырочных пар во всех областях p-n-перехода. Это приводит к резкому возрастанию с температурой концентрации неосновных носителей в n- и p-областях перехода и, следовательно, к увеличению тока насыщения (рис.3 при $U < 0$) и ухудшению выпрямляющих свойств диода.

Следует отметить, что при некоторой температуре концентрации основных носителей становится приблизительно равной концентрации неосновных носителей, и переход исчезает совсем.

Зависимость ВАХ от материала полупроводника

Полупроводниковые диоды отличаются друг от друга материалом полупроводника. Наиболее часто в них используют германий или кремний. Вольт-амперные характеристики кремниевого и германиевого диодов представлены на рис. 4.

Главная причина отличия ВАХ p-n-переходов – это различное значение ширины запрещенной зоны полупроводниковых материалов. Чтобы появился прямой ток, необходимо уменьшить величину потенциального барьера. Для этого на p-n-переход нужно подать прямое напряжение, близкое к значению контактной разности потенциалов φ_k . В p-n-переходе на основе германия $\varphi_k = (0.3 \div 0.4) В$, в p-n-переходе на основе кремния $\varphi_k = (0.6 \div 0.8) В$. Поэтому прямая ветвь ВАХ кремниевого p-n-перехода относительно германиевого смещается вправо на $(0,3; 0,5) В$.

Следует отметить, что обратный ток кремниевых p-n-переходов много меньше обратного тока германиевых p-n-переходов. Это связано с различием ширины запрещенной зоны: $\Delta E_{3Ge} = 0,72 эВ$; $\Delta E_{3Si} = 1,12 эВ$. Ток насыщения определяется в основном неосновными носителями заряда, имеющими место в примесном полупроводнике. Так, например, в полупроводнике n-типа это дырки, концентрация которых p_n определяется в соответствии с законом действующих масс: $p_n = n_i^2 / n_n$.

Известно, что $n_{iGe} \approx 10^{13} см^{-3}$, а $n_{iSi} \approx 10^{10} см^{-3}$. При равной концентрации примеси получаем, что концентрация неосновных носителей заряда в кремниевом полупроводнике на шесть порядков меньше, чем в германиевом примесном полупроводнике, поэтому ток I_0 в кремниевом p-n-переходе пренебрежимо мал.

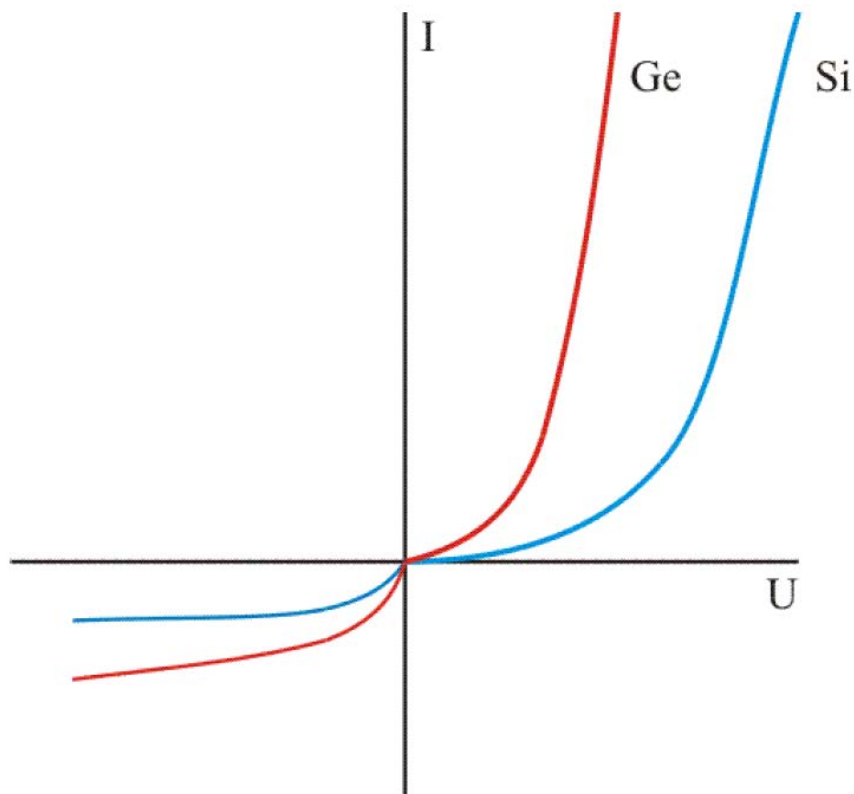


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика диода

Обратный ток германиевого р-п-перехода включает следующие составляющие: $I_{обрGe} \approx I_o + I_y$, а обратный ток кремниевого р-п-перехода – $I_{обрSi} \approx I_{mg} + I_y$. Для германиевых р-п-переходов обратный ток в основном определяется током насыщения и имеет величину десятки микроампер. Ток термогенерации у них мал и им обычно пренебрегают. Незначительный наклон обратной ветви ВАХ германиевых р-п-переходов обусловлен током утечки.

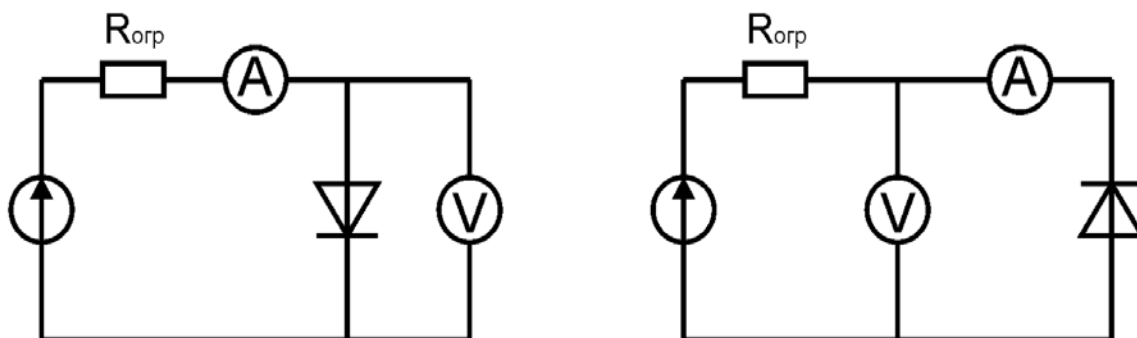
Обратный ток кремниевого р-п-перехода примерно на три - четыре порядка меньше обратного тока германиевого перехода и определяется током термогенерации, т.е дрейфовым током неосновных носителей, возникающих в результате тепловой генерации в самом р-п-переходе. I_{mg} увеличивается с ростом обратного напряжения, так как происходит расширение р-п-перехода.

Ток термогенерации невелик из-за малого объема р-п-перехода, ток утечки при современной технологии изготовления р-п-перехода имеет незначительную величину. Отсюда в целом обратный ток кремниевого р-п-перехода имеет небольшое значение, по сравнению с обратным током германиевых р-п-переходов.

При повышении температуры абсолютная величина изменения обратного тока в кремниевом диоде значительно меньше, чем в германиевом.

Методика проведения эксперимента
Особенности измерения статических ВАХ полупроводниковых приборов

Для измерения статических ВАХ полупроводниковых диодов имеет значение выбор схемы включения измерительных приборов. На рис. 5 представлены две возможные измерительные схемы.



а)

б)

Рис. 5. Схемы включения измерительных приборов

Если внутреннее сопротивление амперметра равно нулю, а внутреннее сопротивление вольтметра стремится к бесконечности, то эти две схемы идентичны. При работе с реальными измерительными приборами эти условия не выполнимы.

Схему рис. 5а принято применять в случае, если внутреннее сопротивление вольтметра намного больше сопротивления исследуемого полупроводникового прибора (например, диод в прямом смещении).

Схему рис. 5б принято применять в случае, если внутреннее сопротивление амперметра намного меньше сопротивления исследуемого полупроводникового прибора (например, диод в обратном смещении).

При составлении измерительной схемы очень важно правильно соблюсти полярность генератора и измерительных приборов, а так же учесть их возможную электрическую связь друг с другом (гальванически развязаны, имеют общую «землю» или какое-то сопротивление связи).

Рекомендуемое задание

1. Снимите вольтамперную характеристику ($U=f(I)$) диода при четырех различных температурах образца. Рекомендуемые значения

температуры $T_1=300K$ и $T_2=330K$. $T_3=360K$ и $T_4=390K$. Для прямой ветки используйте схему 5а:

предел изменения напряжения: 20 В. Тока – 20 мА. Для каждой температуры занесите данные в таблицу 1:

Таблица 1

Измеряемые величины		
I, mA	U, B	T, K

Для обратной ветки используйте схему 5б:

предел изменения напряжения: 20 В. Тока – 20 мкА. Для каждой температуры занесите данные в таблицу 2:

Таблица 2

Измеряемые величины		
$I, \mu A$	U, B	T, K

2. Постройте графики зависимости тока от напряжения.

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 5-ти томах. Том 4. Волны. Оптика. – СПб.: Лань, 2011. – 256с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие . В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц . Учебное пособие. Гриф МОРФ.– СПб.:Лань,2016. –308с.
4. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. –720с.
5. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012.-57 с.

Лабораторная работа №2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА ШОТТКИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Цель работы: Исследовать вольт-амперной характеристики диода Шоттки при различных температурах.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ2.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.

2. Блок генератора напряжений ГН4 1 – шт.

3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.

4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш4 – 1 шт.

Краткое теоретическое введение

Диод с барьером Шоттки состоит из перехода металл-полупроводник, системы контактов и корпуса. В диодах этого типа выпрямительный переход создается слоем металла (обычно золота, платины, алюминия или палладия), нанесенного на поверхность слаболегированного полупроводника. В диодах Шоттки предпочтительно использование полупроводника n-типа из-за более высокой подвижности электронов по сравнению с подвижностью дырок.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) барьера Шоттки имеет ярко выраженный несимметричный вид. Этот переход ведет себя аналогично диоду с p-n переходом. В области прямых смещений ток экспоненциально сильно растет с ростом приложенного напряжения. В области обратных смещений ток от напряжения не зависит (рис. 1).

При прямом и обратном смещении, ток в барьере Шоттки обусловлен основными носителями – электронами. Инжекция неосновных носителей в базу в таких диодах отсутствует. Ток образуется только электронами, движущимися из кремния в металл. По этой причине у диодов Шоттки отсутствует накопление зарядов в базе (отсутствуют рекомбинационные и диффузионные процессы) и время переключения значительно меньше, чем время переключения диода с p-n-переходом.

Другая важная особенность барьера Шоттки – меньшее прямое напряжение, чем прямое напряжение кремниевого p-n-перехода при той же величине тока.

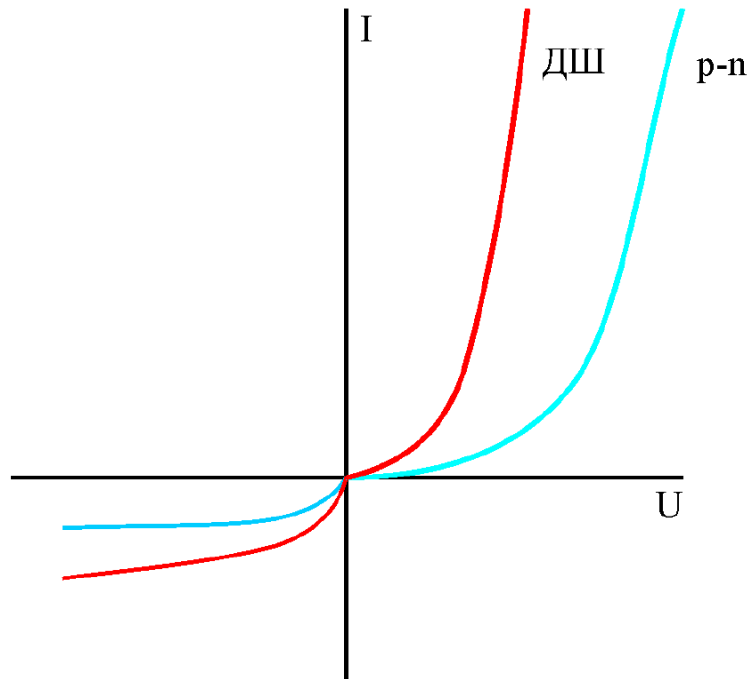


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика диода Шоттки

Прямое напряжение кремниевых диодов Шоттки составляет 0.2 – 0.45 В. Недостатком диодов Шоттки по сравнению с биполярными диодами является их больший обратный ток, а также меньшее напряжение пробоя. Обратный ток имеет экспоненциальную зависимость от температуры и возрастает при повышении обратного напряжения.

Методика проведения эксперимента
Особенности измерения статических ВАХ полупроводниковых приборов

Для измерения статических ВАХ полупроводниковых диодов имеет значение выбор схемы включения измерительных приборов. На рис. 2 представлены две возможные измерительные схемы.

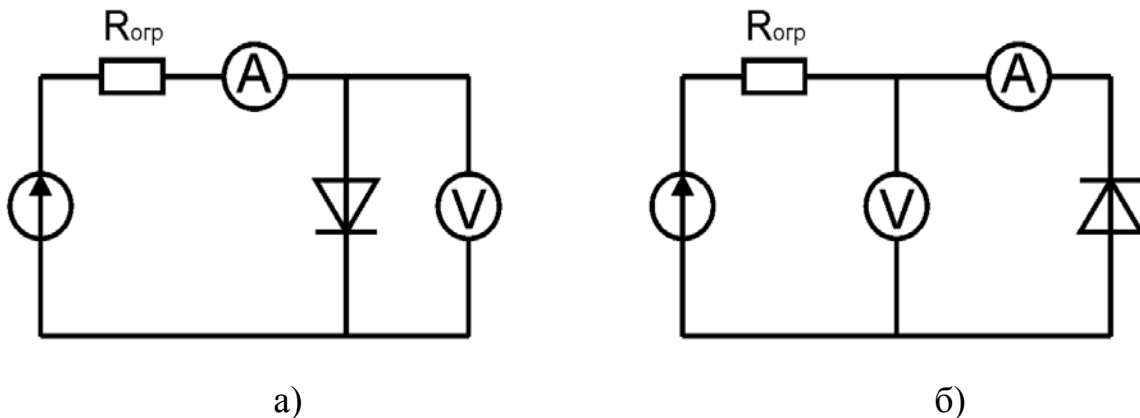


Рис.2. Схемы включения измерительных приборов

Если внутренне сопротивление амперметра равно нулю, а внутреннее сопротивление вольтметра стремится к бесконечности, то эти две схемы идентичны. При работе с реальными измерительными приборами эти условия не выполнимы.

Схему рис. 2а принято применять в случае, если внутреннее сопротивление вольтметра намного больше сопротивления исследуемого полупроводникового прибора (например, диод в прямом смещении).

Схему рис. 2б принято применять в случае, если внутреннее сопротивление амперметра намного меньше сопротивления исследуемого полупроводникового прибора (например, диод в обратном смещении).

При составлении измерительной схемы очень важно правильно соблюсти полярность генератора и измерительных приборов, а так же учесть их возможную электрическую связь друг с другом (гальванически развязаны, имеют общую «землю» или какое-то сопротивление связи).

Рекомендуемое задание

1. Снимите вольтамперную характеристику ($I = f(U)$) диода Шоттки при четырех различных температурах образца. Рекомендуемые значения температуры $T_1=300K$ и $T_2=330K$. $T_3=360K$ и $T_4=390K$. Для прямой ветки используйте схему 2а:

предел изменения напряжения: 20 В. Тока – 20 мА. Для каждой температуры занесите данные в таблицу 1:

Таблица 1

Измеряемые величины		
I, mA	U, В	T, K

Для обратной ветки используйте схему 2б:

предел изменения напряжения: 20 В. Тока – 20 мкА

Для каждой температуры занесите данные в таблицу 2:

Таблица 2

Измеряемые величины		
I, мкА	U, В	T, K

Постройте графики зависимости тока от напряжения.

2. Сравните полученные ВАХ диода Шоттки с ВАХ диода на p–n-переходе (работа «Исследование ВАХ диода при различных температурах»).

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3.
3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МОРФ.– СПб.: Лань, 2016. – 308с.

Лабораторная работа №3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТАБИЛИТРОНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Цель работы: Исследовать вольт-амперную характеристику (ВАХ) стабилитрона при различных температурах.

Требуемое оборудование:

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ2.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.
2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.
3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.
4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш4 – 1 шт.

Краткое теоретическое введение

Полупроводниковым диодом называют полупроводниковый прибор, состоящий из одного или нескольких p-n-переходов и двух выводов. В зависимости от основного назначения и вида используемого явления в p-n-переходе различают следующие типы полупроводниковых диодов:

выпрямительные, высокочастотные, импульсные, туннельные, стабилитроны, варикапы.

Полупроводниковый стабилитрон предназначен для получения опорного (стабильного) напряжения. Этот прибор состоит из р-п-перехода, системы контактов и корпуса. Существует предел повышения запирающего напряжения на р-п-переходе. Этот предел определяется пробоем р-п-перехода. Начиная с некоторого значения напряжения обратный ток увеличивается медленно, а затем все быстрее и быстрее. Если не принимать специальных мер, то переход окажется пробитым. В области больших запирающих напряжений вольт-амперные характеристики будут иметь вид одной из кривых, показанных на рис.1.

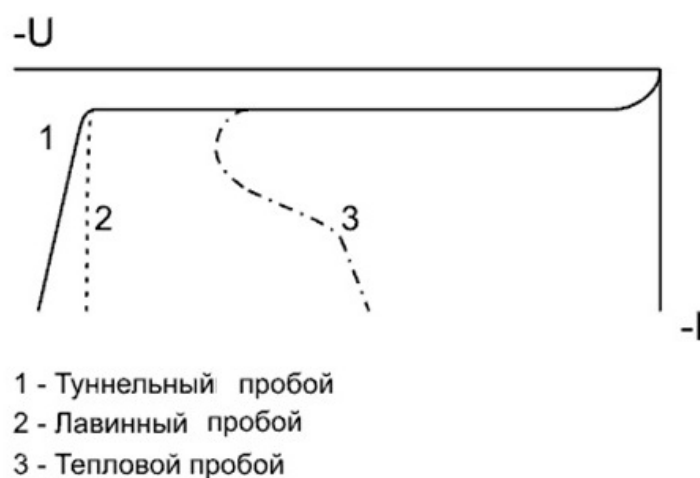


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики стабилитрона

Различают четыре вида пробоя:

- туннельный пробой;
- лавинный пробой, или пробой за счет ударной ионизации;
- тепловой пробой за счет кумулятивного разогрева перехода;
- поверхностный пробой.

Туннельный (зенеровский) пробой является результатом непосредственного воздействия сильного электрического поля на кристаллическую решетку полупроводника. При сильном обратном смещении р-п-перехода можно создать условия для прямых электронных переходов между валентной зоной и зоной проводимости (туннелирования). Запрещенная зона при этом трактуется как область отрицательной кинетической энергии, в которой волновые функции быстро затухают. Вероятность перехода электрона через такой потенциальный барьер (с сохранением энергии) отлична от нуля, если с другой стороны барьера имеются состояния с равной или меньшей энергией. Эта вероятность имеет существенное значение только, при большой напряженности поля и малой ширине барьера. При этом образуются

парные заряды электрон – дырка, увеличивающие ток через переход. Поэтому туннельный пробой будет характерен для узких (тонких) переходов.

Лавинный пробой возникает в том случае если не основные носители, попадающие в поле области объемного заряда, приобретают энергию, достаточную для разрыва валентной связи. При столкновении с решеткой кристалла они выбивают из связи валентный электрон. В результате этого также возникает парный заряд, увеличивающий ток через переход. Для того чтобы носители заряда успели приобрести за время движения в переходе достаточную энергию, время их дрейфа должно быть относительно велико. Поэтому ударная ионизация наблюдается только в достаточно широких переходах, т. е. в переходах на относительно высокоомном материале.

Как в первом, так и во втором случае сопротивление перехода начинает падать, ток резко возрастает. Так как эти два случая являются предельными, то часто мы будем иметь дело с переходами, в которых будут действовать оба указанных механизма.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что как у сплавных, так и у диффузионных германиевых и кремниевых переходов туннельный пробой наблюдается в основном при удельных сопротивлениях менее $0,1 \text{ Ом/см}$. Напряжения туннельного пробоя составляют при этом менее 2 В для германиевых и менее 5 В для кремниевых переходов. Пробивные напряжения свыше 7 В для кремниевых и свыше 5 В для германиевых переходов соответствуют лавинному пробоя. Промежуточные значения соответствуют одновременному существованию обоих видов пробоя. ВАХ для туннельного и лавинного пробоев оказываются довольно сходными, и практически не всегда можно с уверенностью сказать, какая из причин вызвала пробой.

Температурная зависимость напряжения туннельного пробоя будет определяться температурной зависимостью ширины р-п-перехода. С ростом температуры уменьшается контактная разность потенциалов, уменьшается ширина р-п-перехода, вероятность туннелирования возрастает, и напряжение пробоя падает.

Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя зависит от температурной зависимости длины свободного пробега носителей тока. При рассеянии носителей на решетке подвижность носителей уменьшается. Поэтому для того, чтобы носитель при меньшей длине свободного пробега приобрел энергию, достаточную для ионизации валентных связей, поля в переходе должны иметь большую величину. Это приводит к тому, что напряжение пробоя будет увеличиваться с ростом температуры.

Таким образом, напряжения туннельного и лавинного пробоев имеют противоположные знаки изменения напряжения пробоя с изменением температуры $(\frac{dU_n}{dT})$. Изменение знака происходит при концентрациях порядка $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В этой области $U_n = (5 \div 6) \text{ В}$ изменения напряжения пробоя с температурой будут минимальными.

Тепловой пробой может иметь место в тех случаях, когда не обеспечивается необходимый отвод тепла от перехода, работающего в режиме выпрямления больших токов.

Явление поверхностного пробоя заключается в следующем. Поверхностный заряд, имеющийся практически всегда на поверхности полупроводника в месте выхода р-п-перехода на поверхность, может сильно исказить картину поля в переходе. Это в свою очередь повлияет на ширину перехода на поверхности и как следствие может увеличить вероятность пробоя.

Методика проведения эксперимента **Особенности измерения статических ВАХ полупроводниковых приборов**

Для измерения статических ВАХ полупроводниковых диодов имеет значение выбор схемы включения измерительных приборов. На рис. 2 представлены две возможные измерительные схемы.

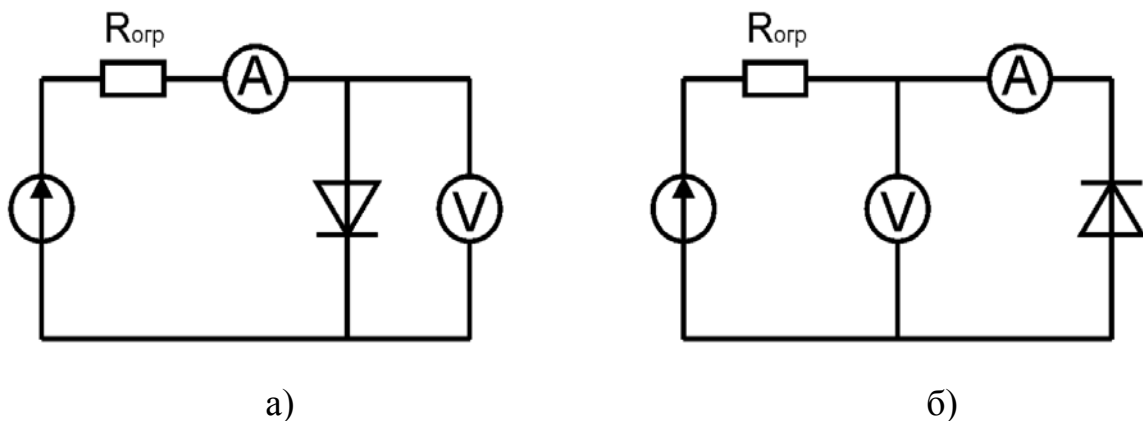


Рис.2. Схемы включения измерительных приборов

Если внутренне сопротивление амперметра равно нулю, а внутреннее сопротивление вольтметра стремится к бесконечности, то эти две схемы идентичны. При работе с реальными измерительными приборами эти условия не выполнимы.

Схему рис. 2а принято применять в случае, если внутреннее сопротивление вольтметра намного больше сопротивления исследуемого полупроводникового прибора (например, диод в прямом смещении).

Схему рис. 2б принято применять в случае, если внутреннее сопротивление амперметра намного меньше сопротивления исследуемого полупроводникового прибора (например, диод в обратном смещении).

При составлении измерительной схемы очень важно правильно соблюсти полярность генератора и измерительных приборов, а так же учесть их возможную электрическую связь друг с другом (гальванически развязаны, имеют общую «землю» или какое-то сопротивление связи).

Рекомендуемое задание

1. Снять вольтамперную характеристику ($U=f(I)$) стабилитрона при четырех различных температурах образца. Рекомендуемые значения температуры $T_1=300K$ и $T_2=330K$. $T_3=360K$ и $T_4=390K$. Для прямой ветки используйте схему 2а:

предел изменения напряжения: 20 В. Тока – 20 мА.

Для каждой температуры занесите данные в таблицу 1:

Таблица 1

Измеряемые величины		
I, mA	U, В	T, K

Для обратной ветки используйте схему 2б:

предел изменения напряжения: 20 В. Тока – от 20 мкА, по мере роста обратного тока переходите на более высокие диапазоны. Постройте графики зависимости тока от напряжения. Для каждой температуры занесите данные в таблицу 2:

Таблица 2

Измеряемые величины		
I, A	U, В	T, K

2. Определите вид пробоя стабилитрона по знаку изменения напряжения пробоя с изменением температуры ($\frac{dU_n}{dT}$).

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории

Литература

1. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.
2. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012. – 57 с.

Лабораторная работа №4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Цель работы: Исследовать вольт-амперную характеристику (ВАХ) металла при различных температурах.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ2.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.
2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.
3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.
4. Соединительные провода с наконечниками – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Металлы обычно определяются как вещества пластичные, с характерным блеском, хорошо проводящие электрический ток и теплоту.

Для электропроводности металлов типичны:

- а) низкое значение удельного сопротивления при комнатной температуре (от сотых долей до единиц *микроОм/метр*);
- б) значительный рост сопротивления при повышении температуры, близкий к прямой пропорциональной сопротивлению уменьшается до очень малого значения, составляющего для наиболее чистых металлов 10^{-5} или даже меньшую долю сопротивления при комнатной температуре.

Электропроводность σ металлов зависит от концентрации свободных электронов n и их подвижности μ .

$$\sigma = en\mu = \frac{e^2 n}{m} \bar{\tau} \quad (1)$$

где e – заряд электрона; m – масса носителей заряда; τ – среднее время свободного пробега носителей заряда.

Концентрация свободных электронов в металле составляет примерно $n \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, т.е. того же порядка, что и число атомов в 1 м^3 . В проводимости принимают участие валентные электроны. Они обобществляются кристаллической решеткой металла при очень низких абсолютных температурах. Другие электроны очень прочно связаны с атомами и не становятся свободными даже при очень высоких температурах. Из этого следует, что концентрация носителей заряда в металлах не зависит от температуры. Среднее время свободного пробега носителей заряда при повышении температуры металлов уменьшается по закону $\tau \propto \frac{1}{T}$, что объясняется рассеянием их на фононах. Сделанное утверждение не относится к области очень низких температур, при которых основным становится рассеяние на примесях и других дефектах кристаллической решетки. Поскольку электропроводность обратно пропорциональна удельному электрическому сопротивлению вещества $\sigma \propto \frac{1}{\rho}$, то сопротивление металла R_1 линейно растет с повышением его абсолютной температуры T_1 по закону:

$$R = R_0(1 + \alpha \Delta T) \quad (2)$$

где R_0 – сопротивление при некоторой условной температуре T_0 (обычно при 273К);

$$\Delta T = (T_1 - T_0)$$

α – температурный коэффициент сопротивления, показывающий относительное изменение величины сопротивления при изменении температуры на один градус.

$$\alpha = \frac{1}{R_0} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T} \quad (3)$$

где $\Delta R = (R_1 - R_0)$

Коэффициент α для металлов положителен, почти не меняется с температурой и мал по абсолютной величине по сравнению с α для полупроводников. В таблице 1 приведены значения температурных коэффициентов сопротивления для некоторых металлов.

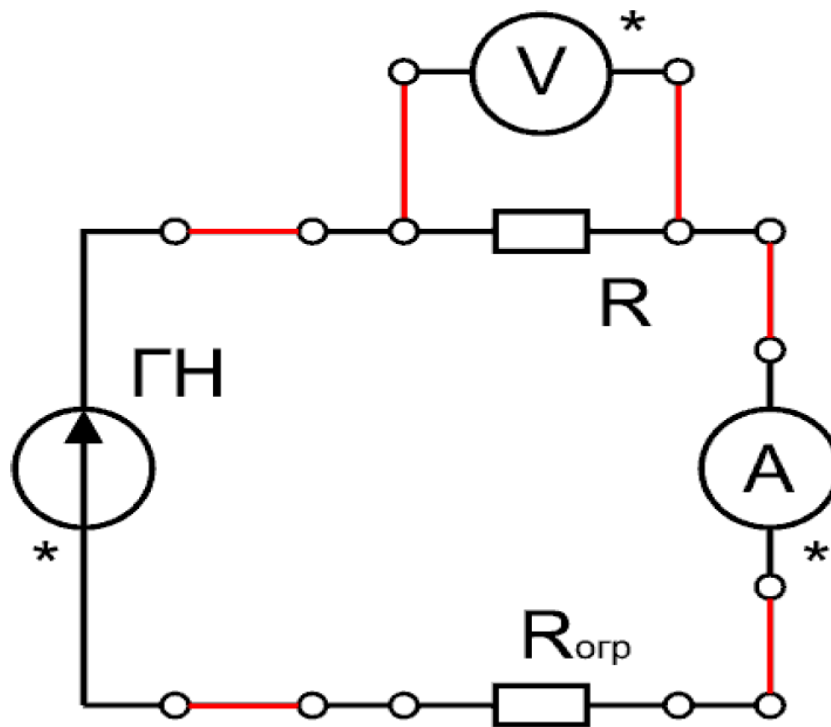
Таблица 1

металл	Медь	Вольфрам	Платина	Хром	Никель	Палладий	Серебро
$\alpha, K^{-1} \cdot 10^{-3}$	4.3	5.0	3.9	2.4	6.7	3.6	4.1

Отметим, что зависимость (2) нельзя экстраполировать до абсолютного нуля температур, при стремлении к которому сопротивление обычных металлов (не сверхпроводников) стремится к некоторой конечной величине, обусловленной наличием примесей и дефектов решетки.

Рекомендуемое задание

1. Соберите схему:



2. Снимите вольтамперную характеристику ($U=f(I)$) металла при четырех различных температурах образца. Диапазон измерения напряжения 20 В , тока – 20 мА . Рекомендуемые значения температуры $T_1=300\text{ К}$, $T_2=330\text{ К}$, $T_3=360\text{ К}$ и $T_4=390\text{ К}$. Для каждой температуры занесите данные в таблицу 2:

Таблица 2

Измеряемые величины			Вычисляемые величины
I, mA	U, B	T, K	$R, Ом$

Постройте графики зависимости I от U , и график зависимости сопротивления от температуры.

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории.

Литература

1. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.
2. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012. – 57 с.

Лабораторная работа №5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Цель работы: Исследовать вольт-амперную характеристику (ВАХ) полупроводника при различных температурах.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ2.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.
2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.
3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.
4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш4 – 1 шт.

Краткое теоретическое введение

В отличие от металлов, в собственных полупроводниках при абсолютном нуле в зоне проводимости носители заряда отсутствуют. С

повышением температуры число носителей значительно возрастает. Подвижность носителей в области низких температур из-за рассеяния на ионах примеси пропорциональна $T^{3/2}$.

В области высоких температур основное значение имеет рассеяние на тепловых колебаниях решетки (фононах) и $\mu \propto T^{-3/2}$ т.е. подвижность с ростом температуры уменьшается. Но так как концентрация свободных носителей заряда с ростом температуры увеличивается значительно быстрее, чем уменьшается подвижность, то сопротивление изменяется по закону:

$$R_T = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) = R_0 \exp\left(\frac{B}{T}\right) \quad (1)$$

где R_0 – условное сопротивление полупроводника при $T \rightarrow \infty$;

ΔE – энергия активация примеси (или ширина запрещенной зоны);

k – постоянная Больцмана;

$B = \frac{\Delta E}{2k}$ – коэффициент температурной чувствительности, который определяется структурой полупроводника и является характеристикой исследуемого материала. Экспериментальные кривые $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$ являются почти прямыми линиями (рис.1).

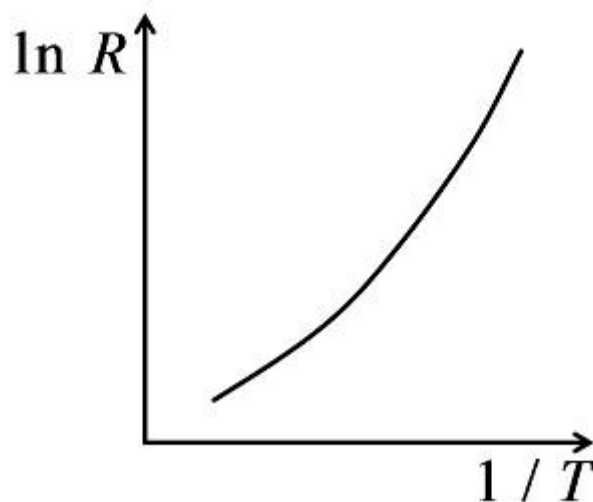


Рис.1. Вид экспериментальной кривой зависимости логарифма сопротивления от обратной температуры

Статическая вольт-амперная характеристика полупроводникового образца имеет ярко выраженный нелинейный характер. Типичный ее вид показан на рис.2. На ней можно выделить три основных участка: OA, AB, BC. На участке OA характеристика линейна, так как мощность,

выделяющаяся в образце, мала и не изменяет его температуру. На участке АВ линейность нарушается, так как с повышением тока мощность рассеяния увеличивается, температура образца повышается, следовательно, сопротивление его уменьшается. При некотором значении тока кривая достигает максимума, и в небольшом интервале напряжение на образце остается постоянным, так как относительное увеличение тока становится равным вызванному им относительному понижению сопротивления. На участке ВС при дальнейшем увеличении тока уменьшение сопротивления оказывается столь сильным, что рост тока ведет к уменьшению напряжения на образце, и появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

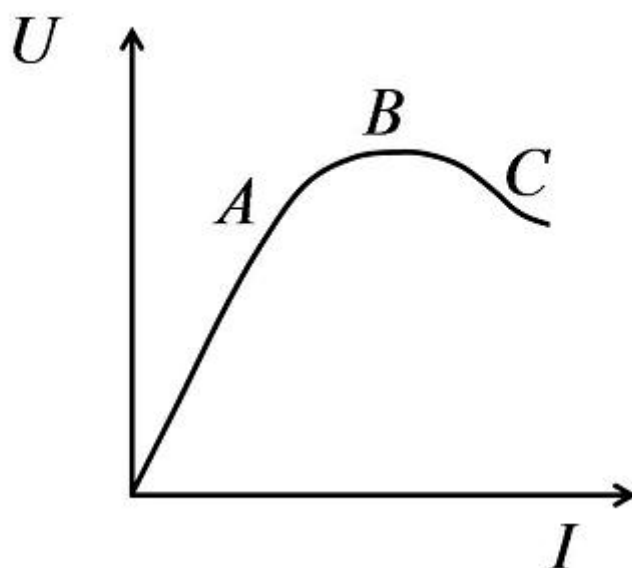


Рис.2. Вольт-амперная характеристика полупроводника

Резкая зависимость сопротивления полупроводника от температуры используется для устройства большого класса полупроводниковых терморезисторов или термисторов. Малые габариты, высокая механическая прочность и надежность, большой срок службы и высокая чувствительность терморезисторов определили широкое применение их в приборах для измерения и регулирования температуры, температурной компенсации элементов электрических цепей, измерения мощности электромагнитного излучения и т.д.

Рекомендуемое задание

1. Соберите схему, изображённую на рис 3.

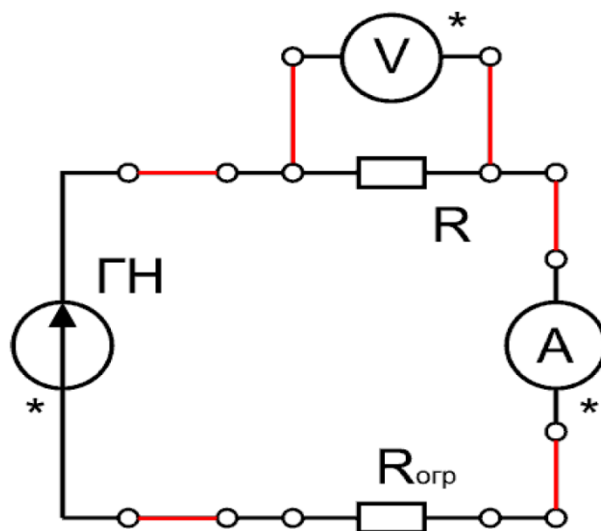


Рис 3. Рабочая схема.

2. Снимите вольтамперную характеристику ($U=f(I)$) полупроводника при четырех различных температурах образца. Диапазон измерения напряжения 20 В , тока – 20 мА . Рекомендуемые значения температуры $T_1=300\text{ К}$ и $T_2=330\text{ К}$. $T_3=360\text{ К}$ и $T_4=390\text{ К}$.

Для каждой температуры занесите данные в таблицу 1:

Таблица 1

Измеряемые величины			Вычисляемые величины		
$I, \text{ мА}$	$U, \text{ В}$	$T, \text{ К}$	$R, \text{ Ом}$	$1/T, \text{ К}^{-1}$	$\ln R$

Постройте графики зависимости I от U , и график зависимости сопротивления от температуры.

3. Постройте график $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории.

Литература

1. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.

2. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012. – 57 с.

Лабораторная работа №6

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: Исследовать температурную зависимость электропроводности полупроводников.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ1.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.

2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.

3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.

4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1 – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

В отличие от металлов, в собственных полупроводниках при абсолютном нуле в зоне проводимости носители заряда отсутствуют. С повышением температуры число носителей значительно возрастает. Подвижность носителей в области низких температур из-за рассеяния на ионах примеси пропорциональна $T^{3/2}$. В области высоких температур основное значение имеет рассеяние на тепловых колебаниях решетки (фононах) и $\mu \propto T^{-3/2}$ т.е. подвижность с ростом температуры уменьшается. Но так как концентрация свободных носителей заряда с ростом температуры увеличивается значительно быстрее, чем уменьшается подвижность, то проводимость растет по закону:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{B}{T}\right) \quad (1)$$

где σ_0 – от температуры не зависит;

ΔE – энергия активация примеси (или ширина запрещенной зоны);

k – постоянная Больцмана;

$B = \frac{\Delta E}{2k}$ – коэффициент температурной чувствительности, который определяется структурой полупроводника и является характеристикой исследуемого материала.

Сопротивление полупроводников с ростом температуры убывает по экспоненциальному закону:

$$R_T = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) = R_0 \exp\left(\frac{B}{T}\right) \quad (2)$$

где R_0 - условное сопротивление полупроводника при $T \rightarrow \infty$;

Экспериментальные кривые $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$ являются почти прямыми линиями (рис.1)

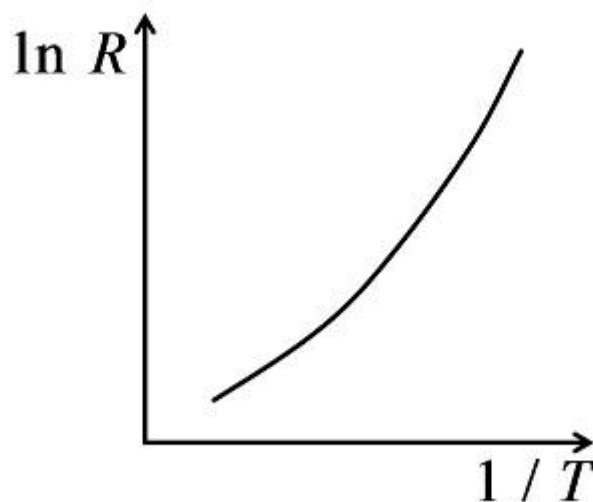


Рис.1. Вид экспериментальной кривой зависимости логарифма сопротивления от обратной температуры

Значение коэффициента температурной чувствительности B можно определить экспериментально, измерив сопротивления собственного полупроводника на линейном участке (рис. 1) при двух температурах T_1 и T_2 :

$$R_1 = R_0 \exp\left(\frac{B}{T_1}\right) \quad (3)$$

$$R_2 = R_0 \exp\left(\frac{B}{T_2}\right) \quad (4)$$

Деля почленно выражения (3) и (4) и затем логарифмируя, получим

$$B = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln R_0 \exp\left(\frac{R_1}{R_2}\right) \quad (5)$$

Чтобы охватить весь диапазон $R(T)$, на практике вместо формулы (2) часто используют зависимость

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{B}{T} \quad (6)$$

Статическая вольт-амперная характеристика полупроводникового образца имеет ярко выраженный нелинейный характер. Типичный ее вид показан на рис.2. На ней можно выделить три основных участка: ОА, АВ, ВС. На участке ОА характеристика линейна, так как мощность, выделяющаяся в образце, мала и не изменяет его температуру. На участке АВ линейность нарушается, так как с повышением тока мощность рассеяния увеличивается, температура образца повышается, следовательно, сопротивление его уменьшается. При некотором значении тока кривая достигает максимума, и в небольшом интервале напряжение на образце остается постоянным, так как относительное увеличение тока становится равным вызванному им относительному понижению сопротивления. На участке ВС при дальнейшем увеличении тока уменьшение сопротивления оказывается столь сильным, что рост тока ведет к уменьшению напряжения на образце, и появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

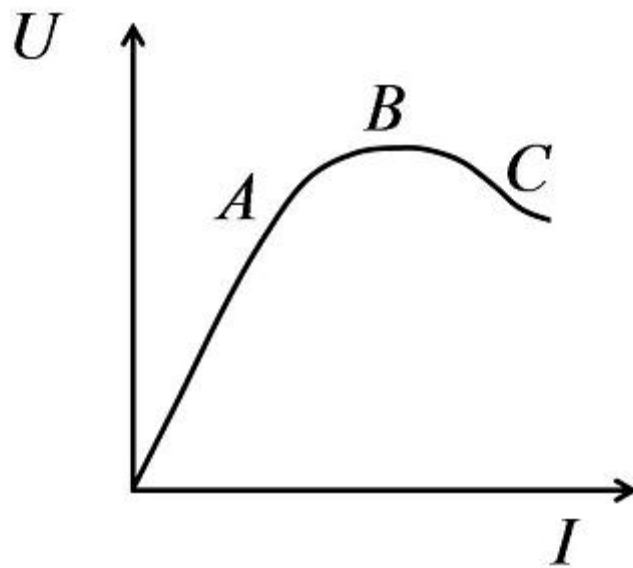


Рис.2. Вольт-амперная характеристика полупроводника

Резкая зависимость сопротивления полупроводника от температуры используется для устройства большого класса полупроводниковых терморезисторов или термисторов. Малые габариты, высокая механическая прочность и надежность, большой срок службы и высокая чувствительность терморезисторов определили широкое применение их в приборах для измерения и регулирования температуры, температурной компенсации элементов электрических цепей, измерения мощности электромагнитного излучения и т.д.

Методика проведения эксперимента

В качестве полупроводникового образца в стенде СЗ-ТТ01 установлен терморезистор. Для нахождения сопротивления терморезистора можно воспользоваться законом Ома:

$$R = U/I \quad (7)$$

Для проведения измерений электрическая схема представлена на рис. 3. Так как измеряемое сопротивление R намного меньше внутреннего сопротивления вольтметра, то вольтметр подключен параллельно измеряемому сопротивлению.

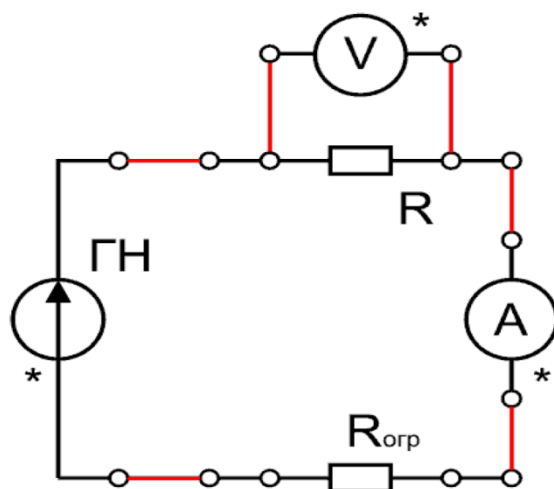


Рис. 3. Схема для измерения вольт-амперной характеристики

Т.к. при нагревании сопротивление полупроводникового образца может уменьшиться в несколько раз, то необходимо в схеме использовать ограничивающее сопротивление $R_{огр}$.

Рекомендуемое задание к работе

1. Соберите схему (рис.3).

2. Снимите вольтамперную характеристику ($U=f(I)$) полупроводникового образца при двух различных температурах образца. Рекомендуемые значения температуры $T_1=300\text{K}$ и $T_2=360\text{K}$. Рекомендуемый диапазон изменения тока $0 - 5 \text{ mA}$ (с шагом 0.2 mA). Для каждой температуры занесите данные в таблицу 1:

Таблица 1

Измеряемые величины		
$I, \text{ mA}$	$U, \text{ B}$	$T, \text{ K}$

Постройте графики $U=f(I)$.

3. Снимите зависимость сопротивления полупроводникового образца от температуры $R=f(T)$ при постоянном токе $I=\text{const}$. Рекомендуемое значение тока – 1 mA . Т.к. схема питается от генератора напряжения, то при нагреве образца ток может изменяться. Поэтому необходимо перед каждым измерением установить требуемое значение тока. Для уменьшения влияния изменяющейся нагрузки на величину выходного тока можно в цепь генератора ГН4 включить внутреннее сопротивление (680 Ом). На схеме она включена. Рекомендуемые значения температуры $T_1=300\text{K}$, и $T_2=330\text{K}$, $T_3=360\text{K}$ и $T_4=390\text{K}$. Для каждой температуры занесите данные в таблицу 2:

Таблица 2

Измеряемые величины			Вычисляемые величины		
$I, \text{ mA}$	$U, \text{ B}$	$T, \text{ K}$	$R, \text{ Ом}$	$1/T, \text{ K}^{-1}$	$\ln R$

4. Постройте зависимость $\ln R=f(1/T)$ и по формуле (5) рассчитайте значение коэффициента температурной чувствительности B .

Примечание: Для быстрого охлаждения образца воспользуйтесь вентилятором.

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории.

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009 . –720с.

3. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2003. – 57 с.

Лабораторная работа №7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

Цель работы: Исследовать зависимость электропроводности полупроводника от температуры и по ней определить ширину запрещенной зоны.

Требуемое оборудование:

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ1.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.

2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.

3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.

4. Соединительные провода с наконечниками Ш4-Ш1 – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Зависимость концентрации носителей от температуры в первую очередь проявляет себя при исследовании электропроводности полупроводников σ . Электропроводность полупроводника определяется в общем случае двумя типами носителей заряда: $\sigma = e(n_e\mu_e + n_p\mu_p)$, где e – заряд электрона, μ_e и μ_p – подвижности, n_e и n_p – концентрации электронов и дырок, соответственно. (Заметим, что подвижность определяет дрейфовую скорость \vec{V} носителей заряда: $\vec{V}_e = \mu_e \vec{E}$, $\vec{V}_p = \mu_p \vec{E}$). Таким образом, от температуры могут зависеть только концентрация и подвижность. Очевидно, что подвижность тем выше, чем реже сталкиваются частицы, чем менее интенсивное рассеяние.

В полупроводниках возможны следующие механизмы рассеяния: рассеяние на ионах и нейтральных атомах примеси; на дефектах кристаллической структуры и в основном на колебаниях решетки (фононах). Как показывают расчеты, зависимость подвижности от температуры можно представить себе как степенную функцию: $\mu \propto T^\alpha$, где α определяется видом рассеяния. Например, при рассеянии на акустических колебаниях решетки $\alpha = -3/2$. Естественно, что более сильная зависимость концентрации от температуры $\exp(\Delta E/2kT)$ по

сравнению с температурной зависимостью подвижности и определяет, прежде всего, зависимость проводимости от температуры.

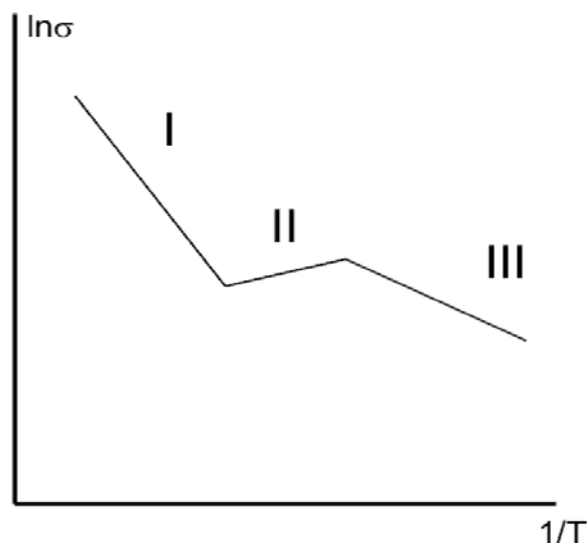


Рис.1. Зависимость логарифма проводимости от обратной температуры

На рис.1 показана типичная зависимость логарифма электропроводности от обратной температуры. Линейные области соответствуют собственной проводимости I и примесной III. Область II – переходная область.

При относительно высоких температурах проводимость полупроводника в области собственной проводимости равна:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (1)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны;

k – постоянная Больцмана;

T – температура.

Обычно экспериментально измеряются ток через образец, падение напряжения и температура. Поэтому удобнее пользоваться величиной сопротивления образца R .

Учитывая, что $R = \rho \frac{l}{S}$, а $\rho = \frac{1}{\sigma}$, где ρ – удельное сопротивление, l – длина образца, S – площадь поперечного сечения, то из формулы (1) получаем:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (2)$$

Логарифмируя выражение (2) и вычисля производную по $1/T$, получаем для ширины запрещенной зоны формулу:

$$\Delta E = 2k \frac{d \ln R}{d \left[\frac{1}{T} \right]} \quad (3)$$

Формула (3) позволяет рассчитать ширину запрещенной зоны полупроводника графически, вычисляя численное значение производной:

$$\frac{d \ln R}{d \left[\frac{1}{T} \right]} = \frac{\Delta \ln R}{\Delta \left[\frac{1}{T} \right]} \quad (4)$$

В таблице 1 приведены значения ширина запрещенной зоны ΔE для некоторых полупроводников.

Таблица 1

Материал	Ge	Si	CaAs	CdS	CdSe	PbS	InSb
ΔE эВ	0.72	1.12	1.42	2.42	1.70	0.41	0.17

Методика проведения эксперимента

Для определения ширины запрещенной зоны в стенде СЗ-ТТ01 установлен полупроводниковый образец. Для нахождения сопротивления терморезистора можно воспользоваться законом Ома.

$$R = U/I \quad (5)$$

Для проведения измерений электрическая схема представлена на рис.2. Т.к. измеряемое сопротивление R намного меньше внутреннего сопротивления вольтметра, то вольтметр подключен параллельно измеряемому сопротивлению.

Т.к. при нагревании сопротивление полупроводникового образца может уменьшиться в несколько раз, то необходимо в схеме использовать ограничивающее сопротивление $R_{огр}$.

Рекомендуемое задание к работе

1. Соберите схему рис. 2.
2. Снимите значения напряжения, при постоянном токе $I = const$ при различных температурах в диапазоне от 300 до 390 К. Рекомендуемое

значение тока 1 mA . Для уменьшения влияния изменяющейся нагрузки на величину выходного тока можно в цепь генератора ГН4 включить внутреннее сопротивление (680 Ом). На схеме оно включено.

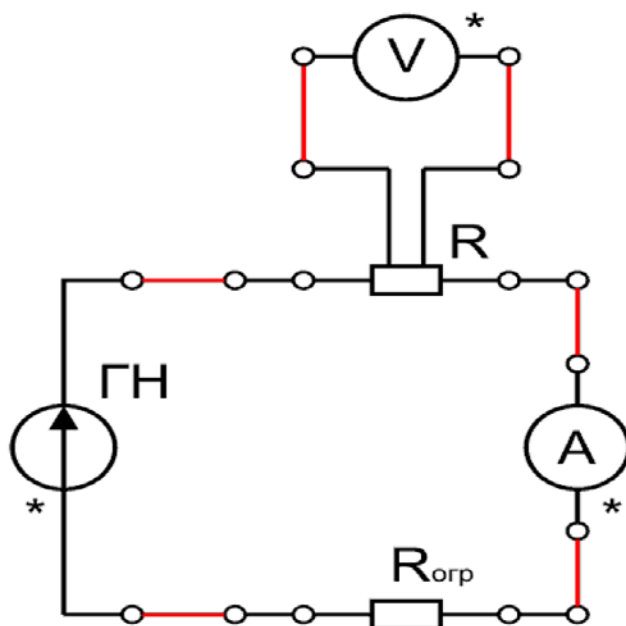


Рис. 2. Схема включения измерительных приборов

Рекомендуемые значения температуры от $T_1=300\text{ K}$ до $T_2=390\text{ K}$ с шагом 10 K . Занесите полученные данные в таблицу 2, вычислив сопротивление по формуле (5):

Таблица 2

Измеряемые величины			Вычисляемые величины		
$I, \text{ mA}$	$U, \text{ B}$	$T, \text{ K}$	$R, \text{ Ом}$	$1/T, \text{ K}^{-1}$	$\ln R$

3. Постройте график зависимости $\ln R$ от $1/T$.

4. На линейном участке полученного графика определите величину производной и пользуясь формулой (4), рассчитайте ширину запрещенной зоны полупроводника. По таблице 1 определите материал, из которого сделан образец.

Отчет по лабораторной работе оформляется либо на листах формата А4, либо на двойном листе из тетради в клетку. Отчет должен включать протокол измерений, подписанный преподавателем, проводившим занятие в лаборатории.

Литература

1. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики. – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009 . –720с.

2. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012. – 57 с.

Лабораторная работа №8

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Цель работы: Исследовать температурную зависимость электропроводности металлов. Рассчитать температурный коэффициент сопротивления.

Требуемое оборудование:

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ1.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.

2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.

3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.

4. Соединительные провода с наконечниками – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Металлы обычно определяются как вещества пластичные, с характерным блеском, хорошо проводящие электрический ток и теплоту. Для электропроводности металлов типичны:

а) низкое значение удельного сопротивления при комнатной температуре (от сотых долей до единиц мкОм/м);

б) значительный рост сопротивления при повышении температуры, близкий к прямой пропорциональной сопротивлению уменьшается до очень малого значения, составляющего для наиболее чистых металлов 10^{-5} или даже меньшую долю сопротивления при комнатной температуре.

Электропроводность σ металлов зависит от концентрации свободных электронов n и их подвижности μ

$$\sigma = en\mu = \frac{e^2 n}{m} \bar{\tau}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона;

m – масса носителей заряда;

$\bar{\tau}$ – среднее время свободного пробега носителей заряда.

Концентрация свободных электронов в металле составляет примерно $n \approx 10^{28} \text{ м}^{-3}$, т.е. того же порядка, что и число атомов в 1 м^3 . В проводимости

принимают участие валентные электроны. Они обобществляются кристаллической решеткой металла при очень низких абсолютных температурах. Другие электроны очень прочно связаны с атомами и не становятся свободными даже при очень высоких температурах. Из этого следует, что концентрация носителей заряда в металлах не зависит от температуры. Среднее время свободного пробега носителей заряда при повышении температуры металлов уменьшается по закону $\bar{\tau} \sim \frac{1}{T}$, что объясняется рассеянием их на фононах. Сделанное утверждение не относится к области очень низких температур, при которых основным становится рассеяние на примесях и других дефектах кристаллической решетки. Поскольку электропроводность обратно пропорциональна удельному электрическому сопротивлению вещества $\sigma = \frac{1}{\rho}$, то сопротивление металла R_1 линейно растет с повышением его абсолютной температуры T_1 по закону

$$R_1 = R_0(1 + \alpha\Delta T) \quad (2)$$

где R_0 – сопротивление при некоторой условной температуре T_0 (обычно при 273К);

$$\Delta T = (T_1 - T_0)$$

α – температурный коэффициент сопротивления, показывающий относительное изменение величины сопротивления при изменении температуры на один градус.

$$\alpha = \frac{1}{R_0} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T} \quad (3)$$

где $\Delta R = (R_1 - R_0)$.

Коэффициент α для металлов положителен, почти не меняется с температурой и мал по абсолютной величине по сравнению с α для полупроводников. В таблице 1 приведены значения температурных коэффициентов сопротивления для некоторых металлов.

Таблица 1

Металл	Медь	Вольфрам	Платина	Хром	Никель	Палладий	Серебро
$\alpha, K^{-1} \times 10^{-3}$	4,3	5,0	3,9	2,4	6,7	3,6	4,1

Заметим, что зависимость (2) нельзя экстраполировать до абсолютного нуля температур, при стремлении к которому сопротивление обычных

металлов (не сверхпроводников) стремится к некоторой конечной величине, обусловленной наличием примесей и дефектов решетки.

Методика проведения эксперимента

В качестве металлического образца в стенде СЗ-ТТ01 установлен металлический терморезистор (платиновый тонкопленочный резистор). Для нахождения сопротивления терморезистора можно воспользоваться методом амперметра-вольтметра по закону Ома.

$$R = \frac{U}{I} \quad (4)$$

Для проведения измерений электрическая схема представлена на рис. 1. Так как измеряемое сопротивление R намного меньше внутреннего сопротивления вольтметра, то вольтметр подключен параллельно измеряемому сопротивлению.

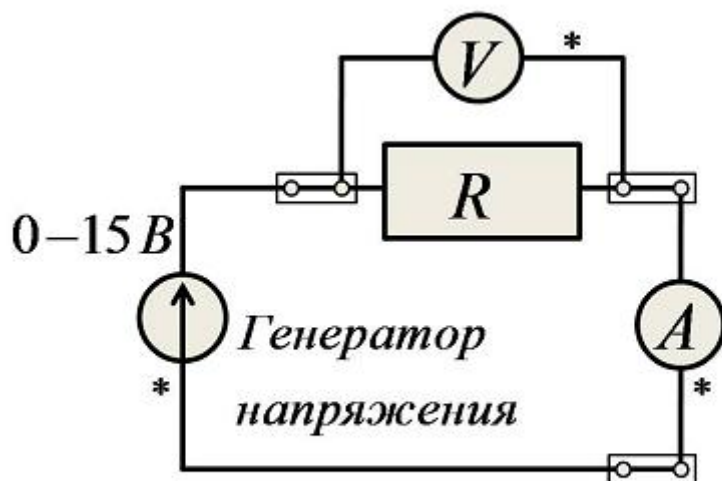


Рис. 1. Рабочая схема

Рекомендуемое задание к работе

1. Снимите ВАХ ($U = f(I)$) металлического образца при двух различных температурах образца. Рекомендуемые значения температуры $T = 300K$ и $T = 360K$. Рекомендуемый диапазон изменения тока $0 - 5$ мА. Заполните таблицы 1 и 2:

Таблица 1. $T=300K$

I			Изменять с шагом 0.2-0.3 мА
U			

Таблица 2. $T=360\text{K}$.

I			Изменять с шагом 0.2-0.3 мА
U			

Постройте графики зависимости $U = f(I)$

2. Снимите зависимость сопротивления металлического образца от температуры $R = f(T)$ при постоянном токе $I = const$. Рекомендуемое значение 1 мА. Т.к. схема питается от генератора напряжения, то при нагреве образца ток изменяется. Поэтому, необходимо в процессе измерений корректировать значение тока, изменяя выходное напряжение генератора. Заполните таблицу 3:

Таблица 3. $I=1\text{мА}$

T			Изменять с шагом 15-20К.
R			

3. Рассчитайте по формуле 3 значение температурного коэффициента сопротивления α . По таблице 1 определите материал, из которого сделан терморезистор.

Примечание: Для быстрого охлаждения образца воспользуйтесь вентилятором.

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.
3. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012. – 57 с.

Лабораторная работа №9

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ p-n-ПЕРЕХОДА

Цель работы: Изучить физические процессы в p-n-переходе.

Требуемое оборудование, входящее в состав модульно учебного комплекса МУК-ТТ1:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.
2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.
3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ1 – 1 шт.

4. Соединительные провода с наконечниками – 6 шт.

Краткое теоретическое введение.
p-n-переход и его энергетическая зонная диаграмма в состоянии равновесия

p-n-переход (рис. 1) представляет собой контакт двух областей полупроводника с различными типами проводимости (*n*- и *p*-типа). Сечение полупроводника постоянно и настолько велико, что влияние поверхностных эффектов по сравнению с объемными несущественно. Между *n*- и *p*-областями находится переходная область шириной $l_0 = l_p + l_n \approx 0,5 \text{ мкм}$, в которой происходит изменение типа проводимости. Физические явления, происходящие в этой переходной области и прилегающих областях обеспечивают работу перехода и определяют связь между током через структуру и напряжением на контактах эмиттер (Э) и база (Б).

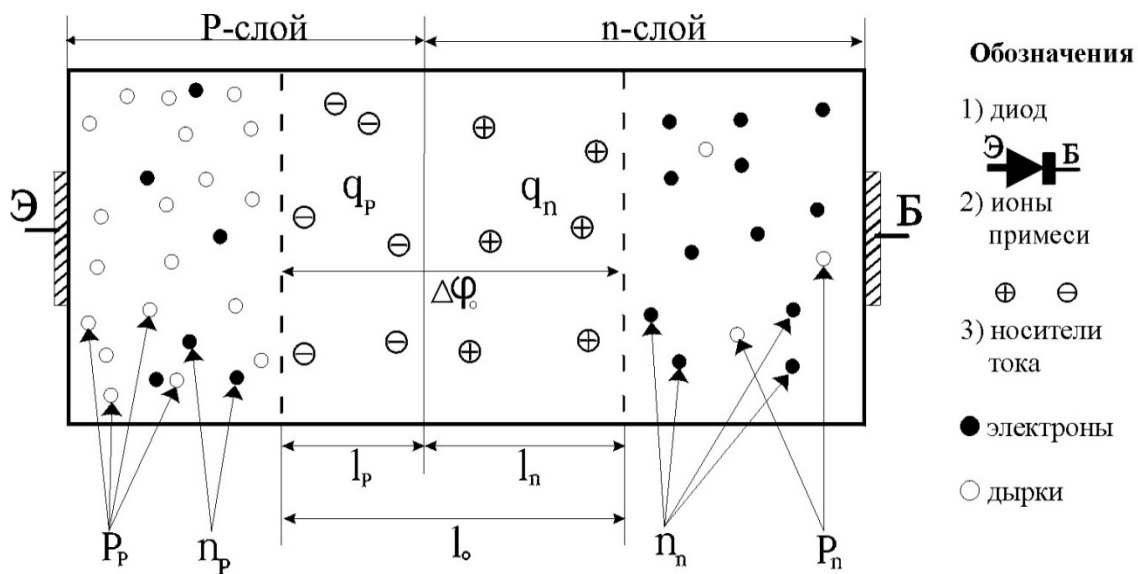


Рис.1 Распределение носителей в области *p-n*-перехода

Примем следующие обозначения:

Концентрация основных носителей тока: P_p – дырки в *p*-слое, N_n – свободные электроны в *n*-слое.

Концентрация неосновных носителей тока: N_p – свободные электроны в *p*-слое, P_n – дырки в *n*-слое.

Диффузионные потоки: ΔP_{p0} – поток дырок из *p*-слоя, ΔN_{n0} – поток электронов из *n*-слоя.

Дрейфовые потоки: ΔN_p – поток электронов из p -слоя, ΔP_n – поток дырок из n -слоя, $\Delta \phi_0$ – контактная разность потенциалов на p - n -переходе.

В рабочем диапазоне температур $P_p \gg N_p$, $N_n \gg P_n$.

В случае, если концентрация акцепторов N_A и концентрация доноров N_D неодинаковы, переход называют несимметричным. Такой переход обычно формируют в полупроводниковых диодах. Например, пусть $N_A = (100 - 1000) N_D$. Тогда при активации примеси $P_p \gg N_n$. Низкоомный p -слой, содержащий много основных носителей тока, называют эмиттером (Э), а более высокоомный n -слой называют базой (Б).

Из «закона действующих масс» следует, что $P_p N_p = N_n P_n$. Так как $P_p \gg N_n$, то $P_n \gg N_p$. Общее соотношение концентраций носителей тока $P_p \gg N_n \gg P_n \gg N_p$.

На границе между p -слоем и n -слоем имеется большая разность концентрации и дырок, и свободных электронов. Вследствие теплового движения этих частиц происходит спонтанный процесс диффузии и дырок, и электронов через границу между слоями.

Диффузионный поток ΔP_p дырок из p -слоя, проходя в n -слой, на участке l_n встречается со свободными электронами. Процесс рекомбинации уничтожает эти носители тока. Остаются донорные ионы, создающие объемный заряд $q_n = q_e N_D l_n S$, где S – площадь поперечного сечения полупроводника. Аналогично, после рекомбинации диффузионного потока ΔN_n электронов из n -слоя и ΔP_p дырок из p -слоя на участке l_p этого слоя остаются акцепторные ионы, создающие заряд $q_p = -q_e N_A l_p S$.

Так образуется p - n -переход шириной $l_0 = l_p + l_n$, лишенный носителей тока и содержащий объемные заряды ионов q_p и q_n . Он обладает очень большим сопротивлением.

Так как $q_p = -q_n$, то $N_A l_p = N_D l_n$. При несимметричном p - n -переходе ($N_A \gg N_D$) имеем $l_p \ll l_n$. Таким образом $l_0 \approx l_n$ и p - n -переход размещен в основном в высокоомной базе.

При постоянной температуре p -слой, n -слой и переход между ними приходят в состояние равновесия. Особенность этого состояния рассматриваемой системы определяется тем, что для всего объема полупроводника в равновесном состоянии уровень Ферми E_F имеет одинаковое значение. Исходя из этого принципа строится энергетическая зонная диаграмма системы, показанная на рис. 2. При построении ее учитывается, что в p -слое уровень Ферми всегда находится вблизи валентной зоны, а в n -слое он расположен вблизи зоны проводимости.

Относительно «горизонтального», общего для всего объема уровня Ферми, строятся валентная зона и зона проводимости, которые в области p - n -

перехода оказываются «наклонными». «Наклонная» валентная зона для дырок p -слоя создает при их переходе в n -слой потенциальный барьер ΔE_0 . Такой же барьер в зоне проводимости создается для электронов n -слоя. Энергия дырок на диаграмме увеличивается «вниз», а электронов – «вверх». Переход дырок из p -слоя в n -слой требует увеличения их энергии. Дырки же n -слоя, оказавшиеся у границы p - n -перехода, беспрепятственно, уменьшая свою энергию, направлены движутся (дрейфуют) в p -слой.

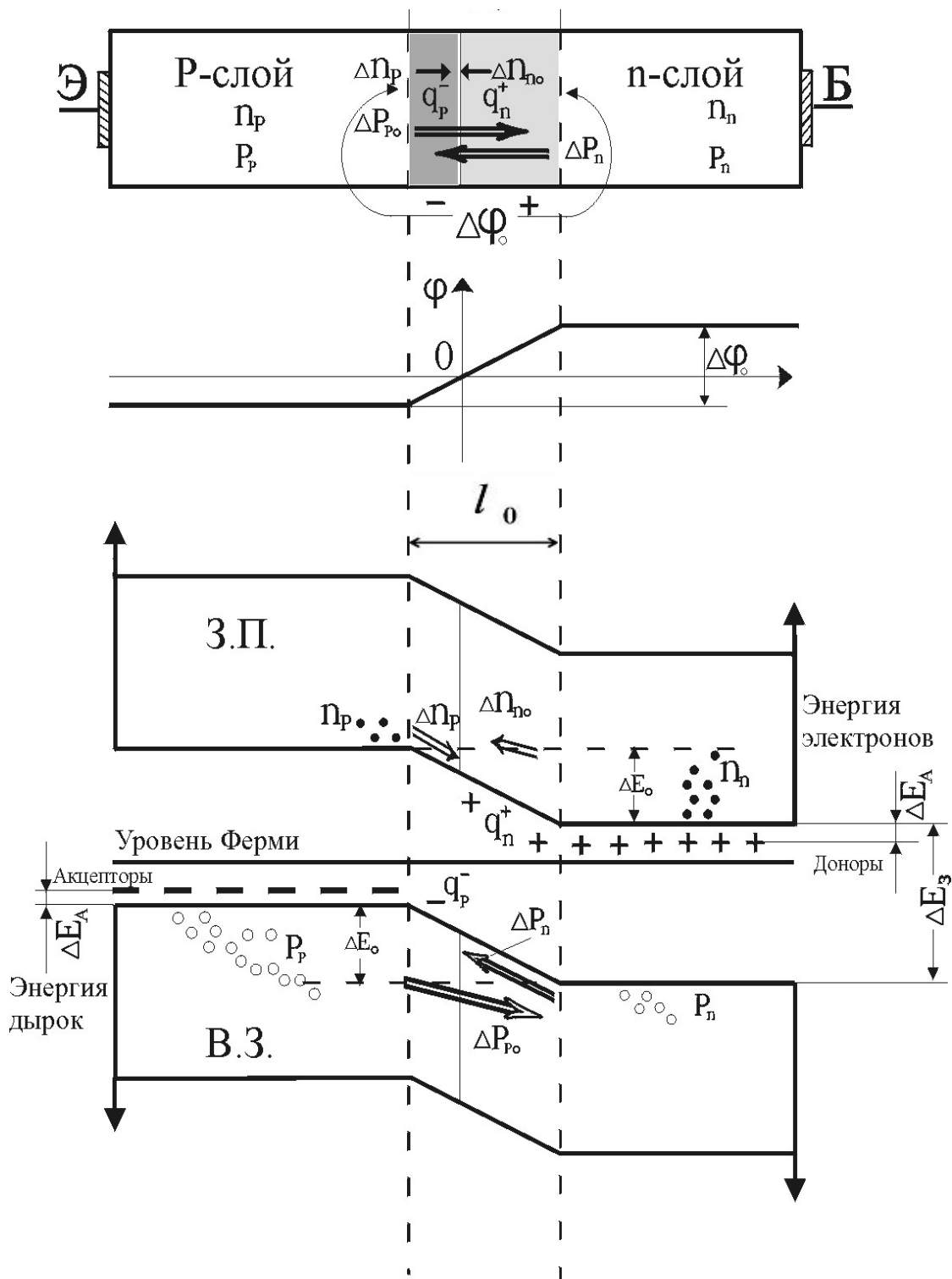


Рис. 2. Зонная диаграмма p-n-перехода

Потенциальный барьер определяется в равновесном состоянии контактной разностью потенциалов $\Delta\varphi_0$, создаваемой объемными зарядами q_p и q_n ионов в p-n-переходе. Высота барьера $\Delta E_0 = q_e \cdot \Delta\varphi_0$, ширина (p-n-перехода) l_0 пропорциональна $\sqrt{\Delta\varphi_0}$.

Так как дырочный газ в валентной зоне – невырожденный, его концентрация при $T = \text{const}$ распределяется по закону Больцмана

$$P_n = P_p \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{kT}}$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К. Следовательно, равновесная концентрация дырок P_p в p-слое и P_n в n-слое неодинакова:

Из предыдущей формулы получим

$$\Delta E_0 = kT \ln \frac{P_p}{P_n} \quad (1)$$

При $T = 300\text{K}$ $\Delta E_0 \approx 0,35\text{эВ}$ ($\Delta\varphi_0 = 0,35\text{В}$) для G_e и $\Delta E_0 \approx 0,65\text{эВ}$ ($\Delta\varphi_0 = 0,65\text{В}$) для S_i .

В равновесном состоянии, поскольку $P_p \gg P_n$, диффузионный поток дырок не исчезает, но компенсируется встречно направленным дрейфовым потоком ΔP_n дырок: $\Delta P_{p0} = \Delta P_n$. Величина дрейфового потока не зависит от потенциального барьера ΔE_0 , но определяется концентрацией P_n дырок – неосновных носителей тока в n-слое. Она существенно зависит от температуры полупроводника. При постоянной температуре $\Delta P_n = \text{const}$.

Для зоны проводимости картина диффузионного и дрейфового потоков электронов аналогична рассмотренной. Ввиду малости этих потоков при несимметричном p-n-переходе в дальнейшем их можно не рассматривать.

Прямое смещение p-n-перехода

Разность потенциалов $\Delta\varphi$ на границах p-n-перехода можно изменять относительно «контактной» разности потенциалов $\Delta\varphi_0$ с помощью внешнего напряжения, подаваемого на клеммы эмиттера (Э) и базы (Б) полупроводниковой системы.

Если напряжение U приложено так, что $\Delta\varphi < \Delta\varphi_0$, оно называется напряжением «прямого смещения» p-n-перехода или прямым напряжением на полупроводниковом диоде. В рассматриваемом случае на эмиттер должны быть подан «плюс», а на базу – «минус».

При прямом смещении p - n -перехода по сравнению с равновесными значениями уменьшаются разность потенциалов $\Delta\varphi$, высота ΔE и ширина l потенциального барьера.

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_0 - U \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi - \Delta E_0 - q_e U \\ l &= l_0 \sqrt{\Delta\varphi/\Delta\varphi_0} = l_0 \sqrt{1 - U/\Delta\varphi_0} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

а также на $\Delta E_F = q_e U$ уровень Ферми E_{Fn} в n -слое смещается «вверх» на зонной диаграмме относительно уровня Ферми E_{Fp} в p -слое. Неравенство $E_{Fn} > E_{Fp}$ означает, что система прямым напряжением U выведена из состояния равновесия при неизменной температуре. Такой процесс «энергетического смещения» при $T = \cos nt$ сохраняет в p -слое и в n -слое равновесное положение валентной зоны ВЗ и зоны проводимости ЗП относительно соответствующего уровня Ферми. На зонной диаграмме ВЗ и ЗП в n -слое вместе с E_{Fn} смещается «вверх», как это показано на рис.3.

При «прямом смещении» и при $T = \cos nt$ концентрация неосновных носителей – дырок в n -слое P_n и дрейфовый поток ΔP_n дырок из n -слоя практически остаются такими же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок ΔP_p из p -слоя, зависящий от высоты ΔE барьера, существенно возрастает по сравнению с равновесным значением: $\Delta P_p \gg \Delta P_{p0}$. В n -слое за счет того потока появляются «избыточные неосновные носители тока» – дырки. Этот процесс нагнетания из эмиттера в базу неосновных носителей называют инжекцией. На границе p - n -перехода ($x = 0$ на рис.3) концентрация «избыточных дырок» $\Delta P_0 = \Delta P_p - \Delta P_n$ максимальна. Эти дырки диффундируют в n -слое и по причине рекомбинации с имеющимися в этом слое свободными электронами уменьшают свою концентрацию по закону

$$\Delta P(x) = \Delta P_0 \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left(e^{\frac{q_e U}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}} \quad (3)$$

где $L \approx 0,1$ мм – «диффузионная длина» дырок в n -слое, при которой $P(x = L) < \Delta P_0$ в $e = 2,7$ раз, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Рекомбинационное уменьшение свободных электронов в n -слое компенсируется их притоком из внешней цепи под действием источника «прямого» напряжения. Соответственно инжекция дырок из эмиттера в p -

слое компенсируется оттоком электронов во внешнюю цепь, что эквивалентно притоку дырок из этой цепи.

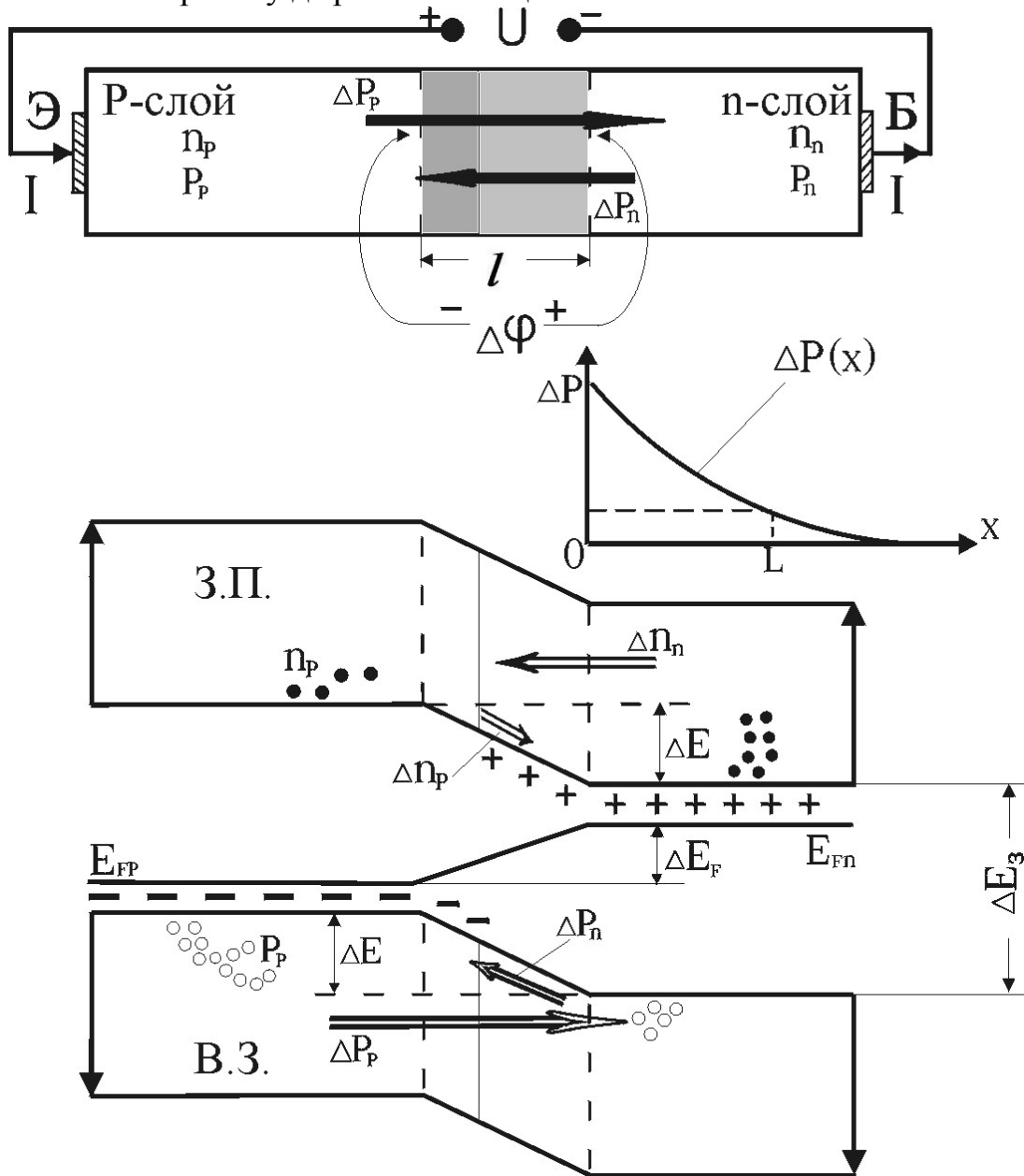


Рис. 3 Прямое смещение p - n -перехода

Диффузионный дырочный ток на границе ($x = 0$ на рис. 3) p - n -перехода с n -слоем определяется законом диффузии

$$I = q_e \cdot D_p S \left. \frac{d[\Delta P(x)]}{dx} \right|_{x=0} \quad (4)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок в n -слое.

Подставляя $\Delta P(x)$ из (3) и находя производную, получим при $x = 0$ формулу прямого тока через p - n -переход

$$I = I_{op} \left(e^{\frac{q_e U}{kT}} - 1 \right), \quad (5)$$

где $I_{op} = q_e D_p S P_n / L$ - «тепловой ток» дырок, зависящий от температуры вследствие термогенерации дырок в n -слое и от ширины запрещенной зоны ΔE_3 полупроводника. При $T = 300K$ для G_e $I_{op} \approx 1 \text{ мкА}$, для S_i $I_{op} 10^{-7} \text{ мкА}$.

Прямое напряжение смещения, исходя из требования $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U > 0$, Ограничивается условием $U < \Delta\varphi_0$. Прямой ток нормируется по допустимой мощности, выделяющейся при нагревании полупроводника, и для диодов средней мощности $I_{max} \approx 0,5 \text{ А}$. Так как ширина l p - n -перехода при прямом смещении мала, его сопротивление незначительно.

Примечание: Если p - n -переход симметричный, аналогичным образом рассматриваются электронные потоки в зоне проводимости, инжекция электронов из n -слоя, диффузионный электронный ток, соответствующий формуле (5), но содержащий тепловой ток электронов I_{on} . Прямой ток является суммой дырочного и электронного токов.

Обратное смещение p - n -перехода

Напряжение смещения U' называют обратным напряжением, если оно приложено к клеммам эмиттера (Э) и базы (Б) так, что $\Delta\varphi > \Delta\varphi_0$. На рис.4 полярность этого напряжения имеет «плюс» на базу (Б) и «минус» на эмиттер (Э).

При обратном смещении p - n -перехода возрастают по сравнению с равновесными значениями разность потенциалов, высота и ширина потенциального барьера

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_0 + U' \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi = \Delta E_0 + q_e U' \\ l &= l_0 \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_0} = l_0 \sqrt{1 + U' / \Delta\varphi_0} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

а также на $\Delta E_F = q_e U'$ смещается «вниз» на зонной диаграмме уровень Ферми E_{Fn} относительно уровня Ферми E_{Fp}

Напряжением U' система выведена из состояния равновесия ($E_{Fn} < E_{Fp}$) при неизменной температуре. Равновесные значения концентрации основных и неосновных носителей тока в p -слое и в n -слое сохраняются. Неизменным остается и положение ВЗ и ЗП относительно уровней Ферми в каждом слое. Вместе с уровнем Ферми смещаются «вниз» относительно

p -слоя ВЗ и ЗП n -слоя, как показано на зонной диаграмме (рис. 4). При обратном смещении и при $T = const$ дрейфовый поток ΔP_n дырок из n -слоя остается таким же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок ΔP_p из p -слоя ввиду увеличения высоты ΔE потенциального барьера ($\Delta E > \Delta E_0$) существенно уменьшается по сравнению с равновесным значением: $\Delta P_p \ll \Delta P_{p0}$

Преимущественный дрейфовый переход дырок из n -слоя в p -слой (экстракция, или отсос дырок из базы) создает в n -слое вблизи его границы с p - n -переходом «дефицит дырок», изменяющийся по мере удаления от границы (вдоль оси X) по закону

$$\Delta P'(x) = \Delta P'_0 \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left(e^{-\frac{qeU'}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}}, \quad (7)$$

где максимальное значение «дефицита» (при $x = 0$)

$$\Delta P'_0 = \Delta P_p - \Delta P_n < 0.$$

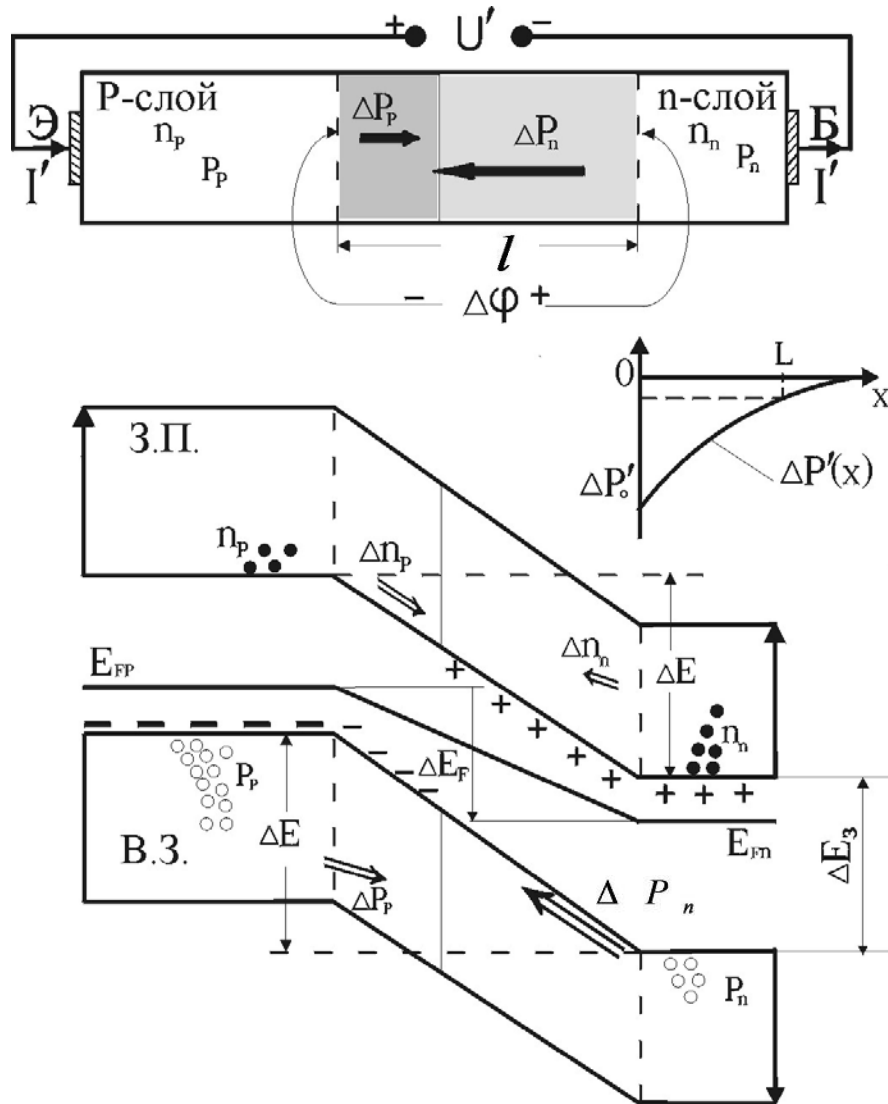


Рис.4 Обратное смещение p - n перехода

Дырки, покидающие n -слой, компенсируются притоком их из глубины n -слоя, что эквивалентно оттоку свободных электронов во внешнюю цепь через клемму базы (B). В p -слое сверхравновесные дырки, проникшие через p - n -переход, компенсируются рекомбинацией их с электронами, поступающими из внешней цепи через клемму эмиттера (\mathcal{E}).

Дрейфовый дырочный ток на границе p - n -перехода с n -слоем определяется формулой (4), подставляя в которую (7), получим для обратного тока через p - n -переход

$$I' = I_{op} \left(e^{-\frac{qeU'}{kT}} - 1 \right), \quad (8)$$

где тепловой дырочный ток I соответствует рассмотренному в (5). Обратное напряжение U' ограничивается электрической прочностью кристалла и может быть достаточно большим (30-100В).

Даже при не очень больших напряжениях U' в (8) экспоненциальная часть много меньше единицы и ею можно пренебречь.

Поэтому $I' \approx -I_{op} = const$ при данной температуре и разных значениях $U' \gg 0$. Температурная зависимость тока I' весьма существенна.

Ввиду большого значения ширины l p - n -перехода сопротивление обратно смещенного перехода очень большое.

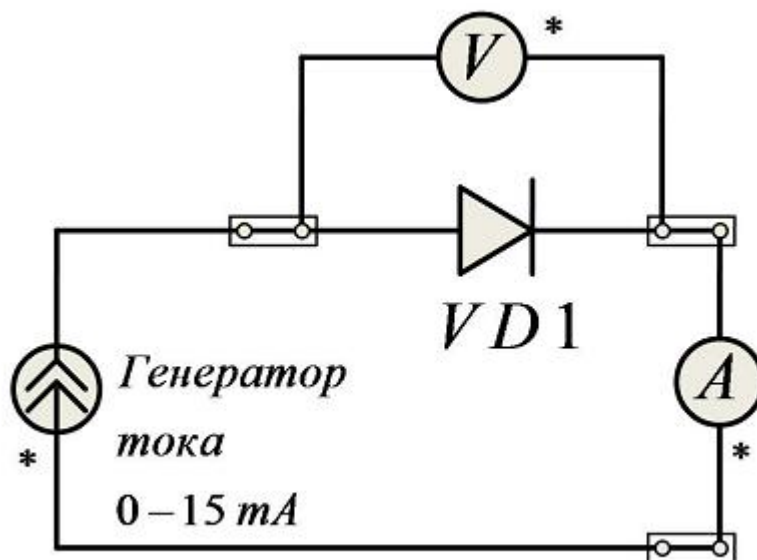


Рис. 5 а. Исследование прямой ветви ВАХ диода. В качестве источника используется генератор тока

Методика эксперимента

Исследовать свойства $p-n$ -перехода можно с помощью полупроводникового диода. Полупроводниковым диодом называется электронный прибор, который состоит из $p-n$ -перехода, система контактов и корпуса

Формулы (5) и (8) определяют вольт-амперные характеристики (ВАХ) полупроводникового диода при прямом $I = f(U)$ и при обратном $I' = f(U')$ смещениях.

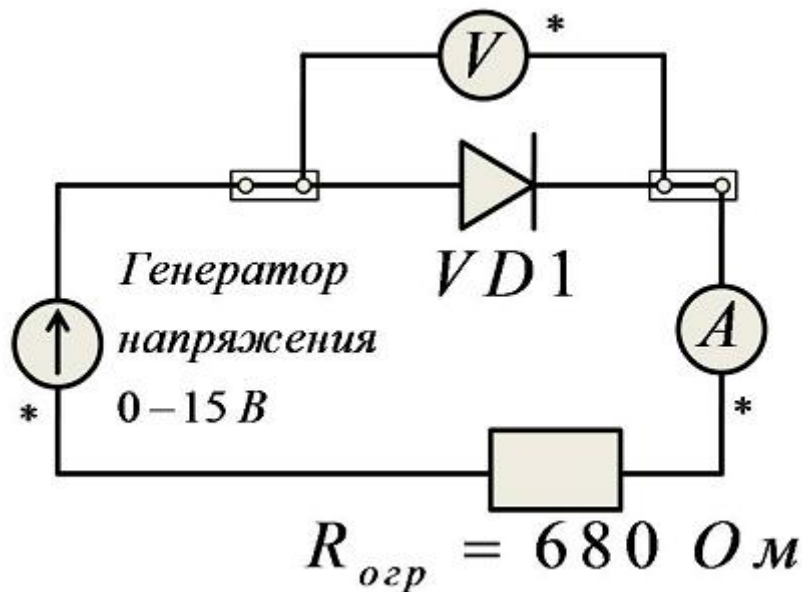


Рис. 5 б. Исследование прямой ветви ВАХ диода. В качестве источника используется генератор напряжения

В первом случае ВАХ имеет большую крутизну: при малом изменении прямого напряжения ток диода изменяется резко. Для экспериментального исследования ВАХ в этом случае проще и точнее устанавливать величину тока, а напряжение, полученное на диоде, измерять. Для этого в качестве источника необходимо применять либо «генератор тока» (рис. 5а), либо генератор напряжения, подключив последовательно ограничивающее ток сопротивление $R_{огр} = 680 \text{ Ом}$ (рис. 5б).

При изучении ВАХ при обратном включении диода: даже при больших изменениях напряжения ток изменяется незначительно. В этом случае предпочтительнее использовать «генератор напряжений» для установки напряжения на диоде, а ток диода измерять (рис. 6).

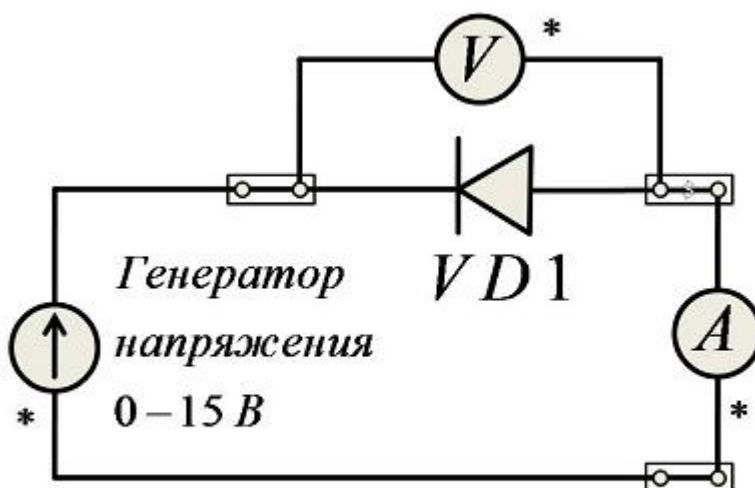


Рис. 6 Исследование обратной ветви ВАХ диода

Рекомендуемое задание

1. Перед выполнением работы изучите вводную часть данного описания.
2. Соберите схему прямого включения диода. Установите режим измерения амперметра – 20мА, а вольтметра – 20В.
3. Получите данные для построения прямой ветви ВАХ, увеличивая значения прямого тока через 0,5 мА и измеряя соответствующие значения прямого напряжения на диоде. Заполните таблицу 1.

Таблица 1.

$I_{\text{прямой}}, \text{mA}$				
$U_{\text{прямое}}, \text{В}$				

4. Исследуйте при заданном значении прямого тока зависимость прямого напряжения на диоде от температуры: $U = f(T)_{I=\text{const}}$. Температуру изменяйте с шагом 20-30К. Заполните таблицу 2.

Таблица 2 $I_{\text{прямой}} = \text{mA}$.

T, K				
$U_{\text{прямое}}, \text{В}$				

5. Соберите схему обратного включения диода. Установите режим измерения амперметра – 20мкА (в процессе измерений его придётся переключить на 200мкА, затем на 2000мкА), а вольтметра – 20В.

6. Получите данные для построения обратной ветви ВАХ, задавая значения обратного напряжения на ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока диода. Заполните таблицу 3.

Таблица 3.

$U'_{обр}, В$				
$I'_{обр} мкА$				

7. Исследуйте при заданном значении обратного напряжения зависимость обратного тока диода от температуры $I' = f(T)_{U'=const}$. Температуру изменяйте с шагом 20-30К. Заполните таблицу 4.

Таблица 4 $U'_{обр} =$ В

$T, К$				
$I'_{обр} мкА$				

8. Постройте ВАХ прямой и обратной ветвей.

9. Постройте графики зависимостей прямого и обратного тока от температуры.

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие . В 3-х томах. Том 3.
3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц . Учебное пособие. Гриф МОРФ.– СПб.:Лань, 2016. –.308с.

Лабораторная работа №10

ПРОБОЙ p-n-ПЕРЕХОДА

Цель работы: Изучить явление туннельного пробоя p-n-перехода.

Требуемое оборудование, входящее в состав модульного учебного комплекса МУК-ТТ1:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1–1шт.

2. Блок генератора напряжений ГН4 – 1 шт.
3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01 – 1 шт.
4. Соединительные провода с наконечниками – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Существует предел повышения запирающего напряжения на р-п-переходе. Этот предел определяется пробоем р-п-перехода. Начиная с некоторого значения напряжения обратный ток увеличивается медленно, а затем все быстрее и быстрее. Если не принимать специальных мер, то переход окажется пробитым. В области больших запирающих напряжений вольтамперные характеристики будут иметь вид одной из кривых, показанных на рис.1.

Различают четыре вида пробоя:

- туннельный пробой;
- лавинный пробой, или пробой за счет ударной ионизации;
- тепловой пробой за счет кумулятивного разогрева перехода;
- поверхностный пробой.

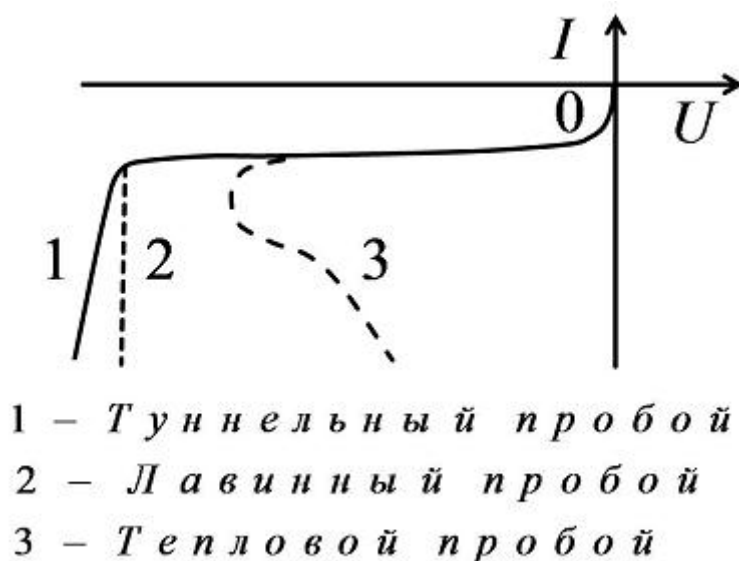


Рис.1. ВАХ диодов в области больших отрицательных напряжений

Туннельный пробой является результатом непосредственного воздействия сильного электрического поля на кристаллическую решетку полупроводника. При сильном обратном смещении р-п-перехода можно создать условия для прямых электронных переходов между валентной зоной и зоной проводимости (туннелирования). Запрещенная зона при этом трактуется как область отрицательной кинетической энергии, в которой волновые функции быстро затухают. Вероятность перехода

электрона через такой потенциальный барьер (с сохранением энергии) отлична от нуля, если с другой стороны барьера имеются состояния с равной или меньшей энергией. Эта вероятность имеет существенное значение только, при большой напряженности поля и малой ширине барьера. При этом образуются парные заряды электрон - дырка, увеличивающие ток через переход. По этому туннельный будет характерен для узких (тонких) переходов.

Лавинный пробой возникает в том случае если неосновные носители, попадающие в поле области объемного заряда, приобретают энергию, достаточную для разрыва валентной связи. При столкновении с решеткой кристалла они выбивают из связи валентный электрон. В результате этого также возникает парный заряд, увеличивающий ток через переход. Для того чтобы носители заряда успели приобрести за время движения в переходе достаточную энергию, время их дрейфа должно быть относительно велико. Поэтому ударная ионизация наблюдается только в достаточно широких переходах, т. е. в переходах на относительно высокоомном материале.

Как в первом, так и во втором случае сопротивление перехода начинает падать, ток резко возрастает. Так как эти два случая являются предельными, то часто мы будем иметь дело с переходами, в которых будут действовать оба указанных механизма.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что как у сплавных, так и у диффузионных германиевых и кремниевых переходов, туннельный пробой наблюдается в основном при удельных сопротивлениях менее $0,1 \text{ Ом/см}$. Напряжения туннельного пробоя составляют при этом менее 2В для германиевых и менее 5В для кремниевых переходов. Пробивные напряжения свыше 7В для кремниевых и свыше 5В для германиевых переходов соответствуют лавинному пробояю. Промежуточные значения соответствуют одновременному существованию обоих видов пробоя. ВАХ для туннельного и лавинного пробоев оказываются довольно сходными, и практически не всегда можно с уверенностью сказать, какая из причин вызвала пробой.

Температурная зависимость напряжения туннельного пробоя будет определяться температурной зависимостью ширины р-n-перехода. С ростом температуры уменьшается контактная разность потенциалов, уменьшается ширина р-n-перехода, вероятность туннелирования возрастает, и напряжение пробоя падает.

Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя зависит от температурной зависимости длины свободного пробега носителей тока. При рассеянии носителей на решетке подвижность носителей уменьшается. Поэтому для того, чтобы носитель при меньшей длине свободного пробега приобрел энергию, достаточную для ионизации валентных связей, поля в переходе должны иметь большую величину. Это

приводит к тому, что напряжение пробоя будет увеличиваться с ростом температуры.

Таким образом, напряжения туннельного и лавинного пробоев имеют противоположные знаки изменения напряжения пробоя с изменением температуры $\left(\frac{dU_n}{dT}\right)$. Изменение знака происходит при концентрациях порядка $5 \times 10^{16} \text{см}^{-3}$. В этой области ($U_n = 5 \div 6\text{В}$) изменения напряжения пробоя с температурой будут минимальными.

Тепловой пробой может иметь место в тех случаях, когда не обеспечивается необходимый отвод тепла от перехода, работающего в режиме выпрямления больших токов. Явление поверхностного пробоя заключается в следующем. Поверхностный заряд, имеющийся практически всегда на поверхности полупроводника в месте выхода p - n -перехода на поверхность, может сильно исказить картину поля в переходе. Это в свою очередь повлияет на ширину перехода на поверхности и как следствие может увеличить вероятность пробоя.

Методика эксперимента

Исследовать пробой p - n -перехода можно с помощью полупроводникового стабилитрона. Полупроводниковым стабилитрона называется электронный прибор, предназначенный для получения опорного (стабильного) напряжения. Этот прибор состоит из p - n -перехода, системы контактов и корпуса.

Для наблюдения пробоя p - n -перехода необходимо его включить в обратном смещении (рис. 2). Для обеспечения защиты стабилитрона от неограниченного возрастания тока при превышении напряжения генератора выше напряжения пробоя необходимо использовать ограничивающее сопротивление $R_{огр} = 680 \text{ Ом}$.

Рекомендуемое задание

1. Снимите обратную ветвь ВАХ, задавая значения обратного напряжения на $ГН$ и измеряя соответствующие значения обратного тока стабилитрона при различных значения температуры. Рекомендуемые значения $T=300\text{К}$, 330К , 360К , 390К .

Режимы измерения вольтметра от 20В до 200В в зависимости от температуры, режимы измерения амперметра от 2000мкА до 20 мА в зависимости от температуры. Прежде чем снимать значения для очередной кривой, убедитесь, что рабочий диапазон выбран правильно, просмотрев значения.

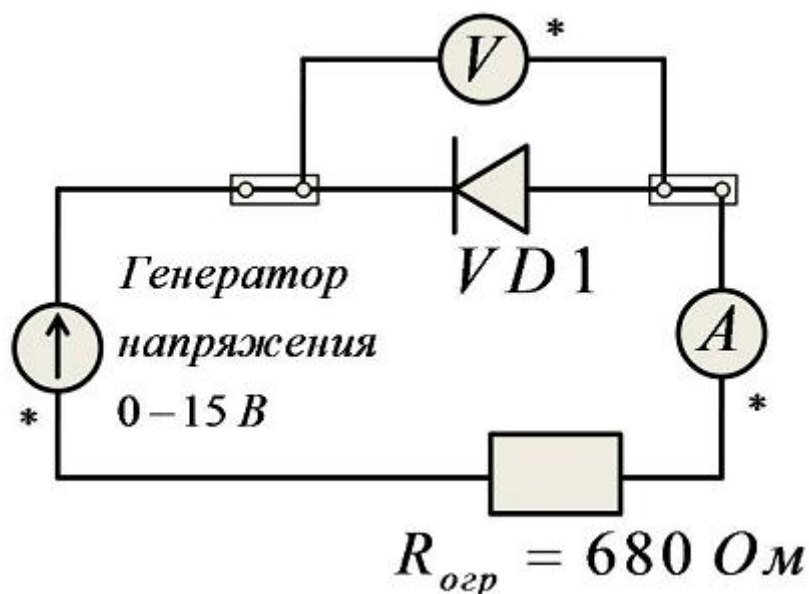


Рис.2. Рабочая схема для исследования пробоя p-n-перехода

Обратите внимание, что для выполнения следующего задания вам потребуется знать значения напряжения, при которых ток равен 20мА. Стремитесь, чтобы среди значений напряжения было такое, ток при котором равен 20мА. Заполните таблицу 1.

Таблица 1.

$T = 300\text{K}$	$U, \text{В}$		Не менее 20 точек в каждой серии	
	$I, \text{мА} - \text{мкА}$			
$T = 330\text{K}$	$U, \text{В}$			
	$I, \text{мА} - \text{мкА}$			
$T = 360\text{K}$	$U, \text{В}$			
	$I, \text{мА} - \text{мкА}$			
$T = 390\text{K}$	$U, \text{В}$			
	$I, \text{мА} - \text{мкА}$			

Постройте обратные ветви ВАХ при различных температурах.

2. По результатам п. 1 постройте график зависимости напряжения стабилизации от температуры.

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие. В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Гриф МОРФ.– СПб.:Лань, 2016. –.308с.

Лабораторная работа №11

КОНТАКТ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Цель работы: Изучить физические процессы, протекающие в контакте металл-полупроводник.

Требуемое оборудование

Модульные учебные комплексы:

1. Модульный учебный комплекс МУК-ТТ1.

Приборы:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1

2. Блок генератора напряжений ГНЗ

3. Стенд с объектами исследования СЗ-ТТ01

4. Соединительные провода – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Рассмотрим явления в контакте металл-полупроводник при отсутствии поверхностных состояний. Возьмем контакт электронного полупроводника (n -типа) и металла в предположении, что работа выхода электрона из полупроводника A_p меньше работы выхода электрона из металла A_m , то есть $A_p < A_m$

На рисунке 1А показана зонная энергетическая диаграмма металла и полупроводника, не находящихся в контакте друг с другом. Термодинамическая работа выхода – это расстояние от уровня вакуума E_0 до уровня Ферми в металле A_m или в полупроводнике A_p .

Если обеспечить идеальный контакт металла и полупроводника (т.е. такой контакт, при котором отсутствует вакуумный или диэлектрический слой между металлом и полупроводником), то электроны будут

переходить преимущественно из полупроводника в металл (так как уровень Ферми в полупроводнике в момент соединения с металлом лежит выше, чем в металле, $F_{\text{п}} > F_{\text{м}}$) (рис.1В).

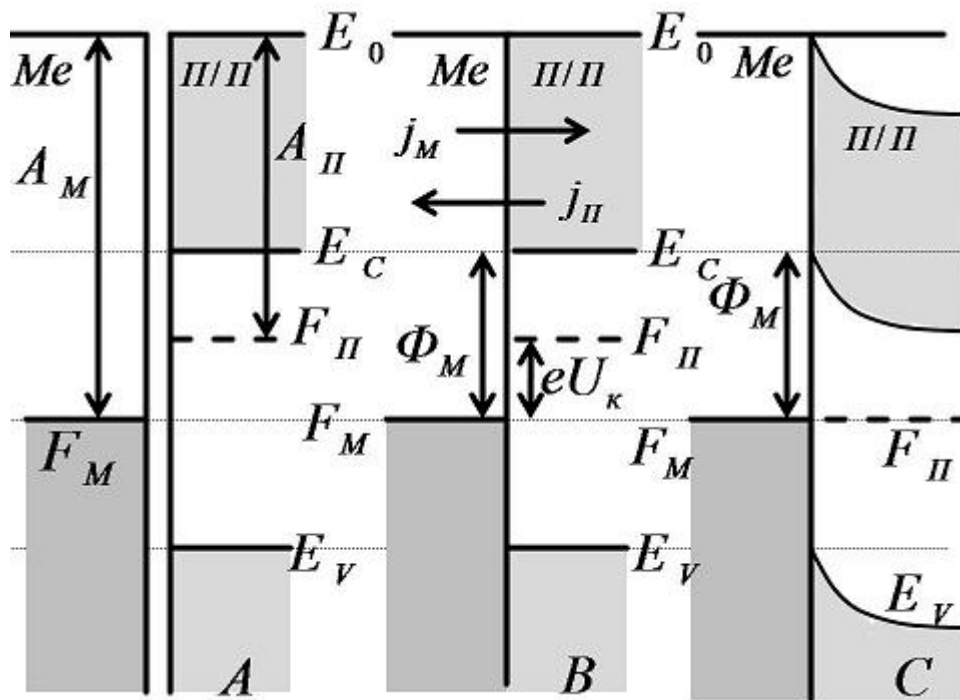


Рис. 1. Зонные энергетические диаграммы металла – А, полупроводника – В, контакта металл-полупроводник – С.

При этом металл заряжается отрицательно, а в полупроводнике возникнет положительный заряд, создаваемый нескомпенсированными донорами, которые получены при уходе электронов проводимости в металл. Этот поток электронов будет иметь место до тех пор, пока уровни Ферми $F_{\text{п}}$ и F_M не выровняются, после чего установится динамическое равновесие (токи $j_{\text{п}}$ и j_M будут равны друг другу). Между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциалов.

$$U_k = \frac{A_{\text{м}} - A_{\text{п}}}{e} \quad (1)$$

Заряд на поверхности металла будет находиться в пределах длины экранирования Томсана-Ферма, которая примерно равна 0.05 нм. Т.к. концентрация доноров на несколько порядков меньше концентрации электронов в металле, то нескомпенсированные доноры займут значительный по толщине слой полупроводника L , сравнимый с шириной обедненной области р-п-перехода, и энергетические зоны в полупроводнике изогнуться вверх (рис. 1В)

Наличие потенциального барьера на границе металл - полупроводник приводит к тому, что возможно явление выпрямления переменного тока, а ВАХ для постоянного тока будет несимметричной.

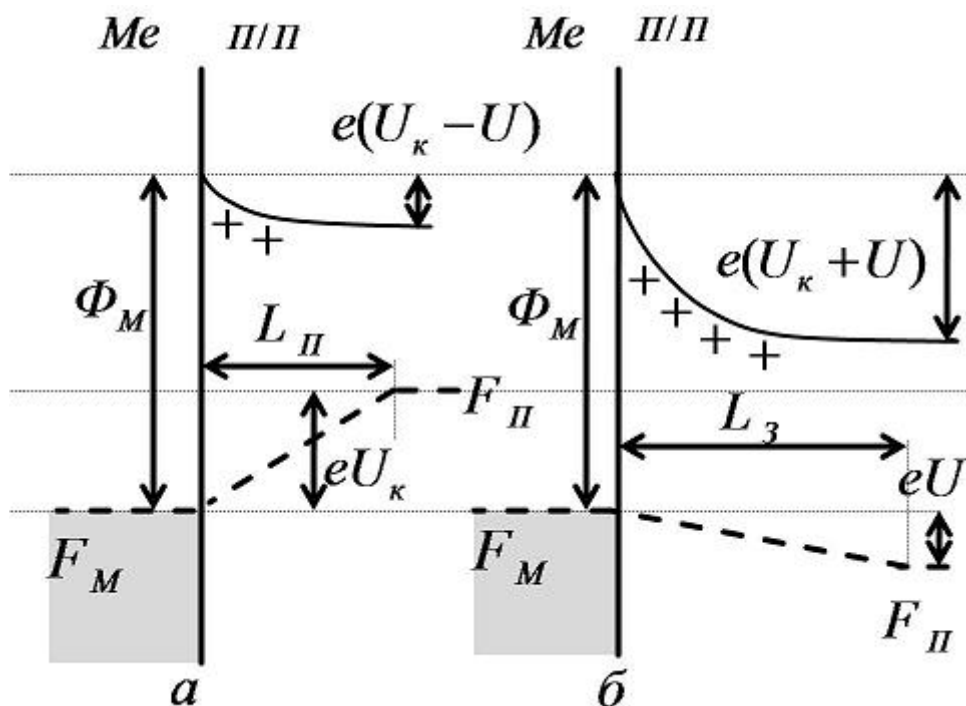


Рис. 2 Смещение энергетических зон при
 прямом напряжении – а,
 обратном напряжении – б

За положительное напряжение U примем такое напряжение, когда металл имеет положительный потенциал относительно полупроводника. Так как в области объемного заряда L (в приконтактной области полупроводника) свободных электронов практически нет, то удельное сопротивление этой области очень велико и все внешнее напряжение будет падать здесь.

При $U > 0$ все уровни в полупроводнике сместятся вверх на величину eU (рис. 2а). Переход электронов из полупроводника в металл облегчится, высота барьера со стороны полупроводника уменьшится, а со стороны металла высота барьера останется той же самой Φ_M . Результирующий поток электронов направлен от полупроводника к металлу и увеличивается с ростом напряжения. При этом ширина обедненной области L_{Π} уменьшится.

При $U < 0$ все уровни в полупроводнике сместятся вниз на величину eU (рис. 2б), и высота потенциального барьера со стороны полупроводника увеличится, а со стороны металла вновь не изменится. Вследствие этого поток электронов j_{Π} со стороны полупроводника уменьшится, и при увеличении U этот поток будет продолжать уменьшаться. Поэтому через барьер будет проходить только постоянный

поток электронов из металла, а результирующий поток будет идти из металла в полупроводник. При этом ширина обедненной области L_3 увеличится.

Процесс протекания тока через выпрямляющий контакт существенно зависит от того, испытывают ли электроны соударения при прохождении через запирающий слой или нет. Первый случай реализуется тогда, когда длина свободного пробега l электрона меньше толщины запирающего слоя d , а второй при обратном соотношении. В соответствии с этим существует две теории выпрямления: диффузионная ($l \ll d$) и диодная ($l \gg d$). На рис. 3 показаны ВАХ, полученные согласно диодной (кривая 1) и диффузионной (кривая 2) теории.

В обоих случаях в прямом смещении ток через диод определяется экспоненциальным членом:

$$I \sim (e^{\frac{eU}{kT}} - 1) \quad (2)$$

При обратном смещении экспоненциальный член становится мал по сравнению с единицей, и при больших значениях напряжения в толстом слое ток растёт пропорционально $U^{1/2}$, а в тонком стремится к насыщению.

Для большинства реальных контактов идеальная ситуация, рассмотренная ранее, никогда не достигается. Это связано с тем, что поверхность полупроводника всегда может содержать тонкий диэлектрический слой окисла, молекулы воды, ионы различных веществ, а также другие органические и неорганические загрязнители. По этой причине ВАХ реальных полупроводниковых приборов на основе контакта металл-полупроводник (диодов Шоттки) может не совпадать с теоретической.

Методика эксперимента

Исследовать свойства выпрямляющего контакта металл-полупроводник можно с помощью диода Шоттки, который состоит из перехода металл-полупроводник, системы металлических выводов и корпуса.

При прямом смещении ВАХ имеет большую крутизну: при малом изменении прямого напряжения ток диода изменяется резко. Для экспериментального исследования ВАХ в этом случае проще и точнее устанавливать величину тока, а напряжение, полученное на диоде, измерять. Для этого в качестве источника необходимо применять либо «генератор тока» (рис. 4), либо гасящее сопротивление R (рис. 5).

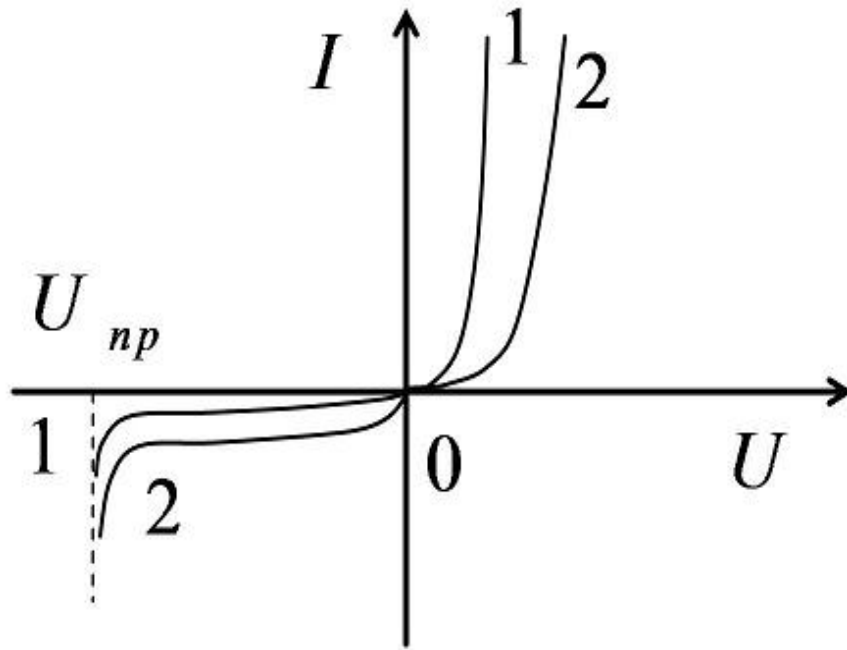


Рис. 3. ВАХ диода
 1- диффузная теория,
 2- диодная теория

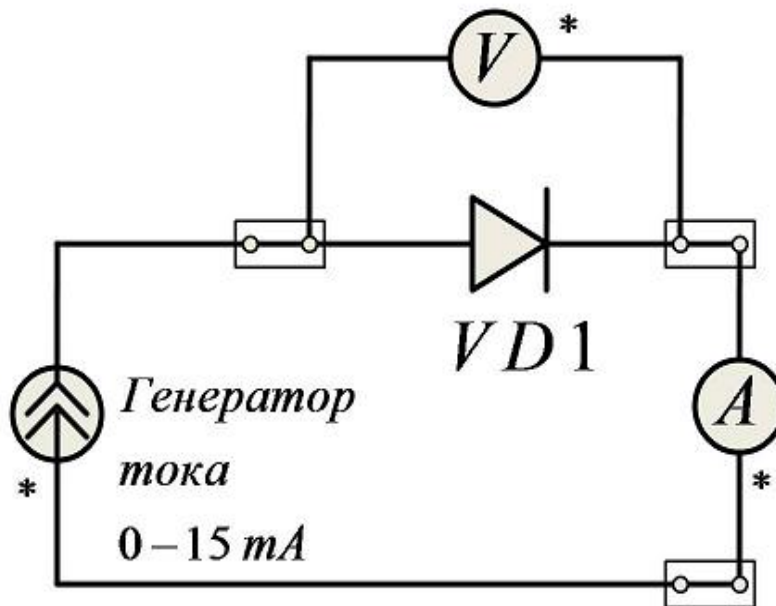


Рис. 4. Рабочая схема для исследования прямой ветви ВАХ. В качестве источника используется генератор тока

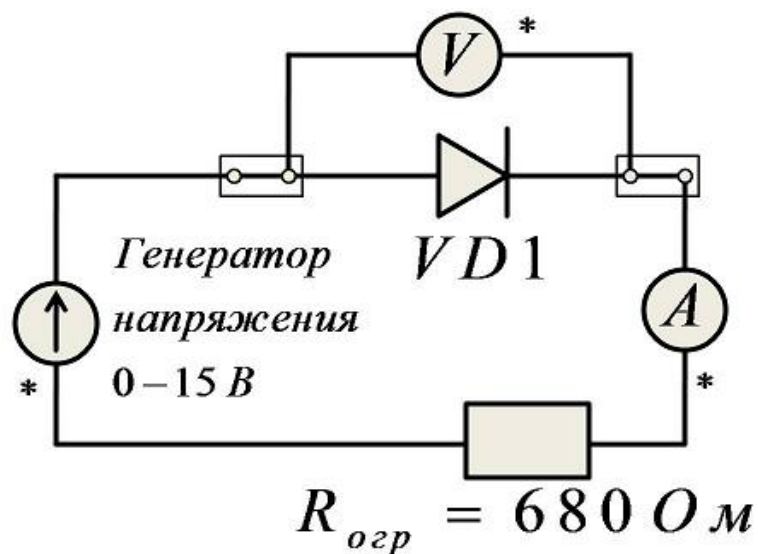


Рис. 5 Рабочая схема для исследования прямой ветви ВАХ. В качестве источника используется генератор напряжения

ВАХ при обратном включении диода: даже при больших изменениях напряжения ток изменяется незначительно. В этом случае предпочтительнее использовать «генератор напряжений» для установки напряжения на диоде, а ток диода измерять (рис. 6).

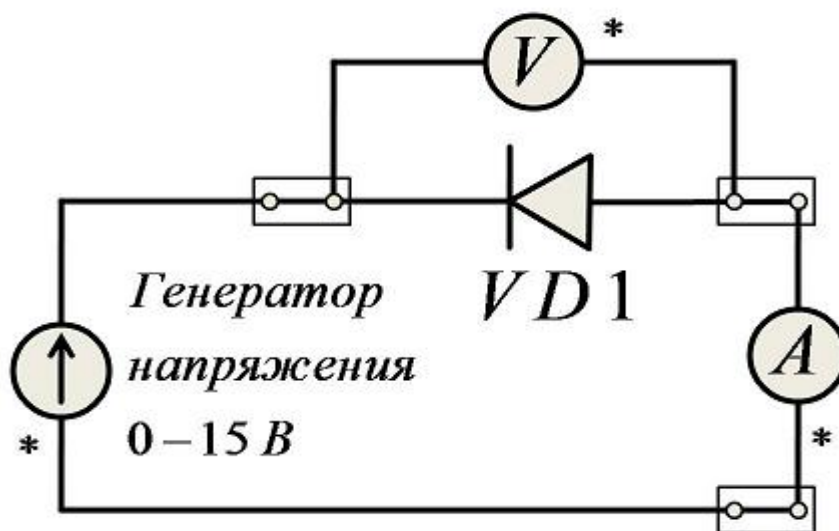


Рис. 6. Рабочая схема для исследования обратной ветви ВАХ. В качестве источника используется генератор напряжения

Рекомендуемое задание

1. Перед выполнением работы изучить вводную часть данного описания.
2. Соберите схему для изучения прямой ветви ВАХ (рис 4.).
Получите данные для построения прямой ветви ВАХ, задавая значения прямого тока и измеряя соответствующие значения прямого напряжения на диоде. Заполните таблицу 1.

Таблица 1.

$I_{\text{прямой}}$			Изменять с шагом 1-2 В
$U_{\text{на диоде}}$			

3. При заданном значении прямого тока изучите зависимость прямого напряжения на диоде от температуры: $U = f(T)_{I=\text{const}}$.
Заполните таблицу 2.

Таблица 2. $I_{\text{прямой}} =$ мА

$T, \text{К}$			Изменять с шагом 30°C
$U_{\text{на диоде}}, \text{В}$			

4. Соберите схему для исследования обратной ветви ВАХ (рис 6).
Получите данные для построения обратной ветви ВАХ, задавая значения обратного напряжения на ГН и измеряя соответствующие значения обратного тока диода. Заполните таблицу 3.

Таблица 3.

$U_{\text{на генераторе}}, \text{В}$			Изменять с шагом 1В
$I'_{\text{обратный}}, \text{мкА}$			

5. Исследуйте при заданном значении обратного напряжения зависимость обратного тока диода от температуры $I' = f(T)_{U'=\text{const}}$. Заполните таблицу 4.

Таблица 4. $U_{\text{на генераторе}} =$ В

$T, \text{К}$			Изменять с шагом 30°C
$I'_{\text{обратный}}, \text{мкА}$			

6. Постройте ВАХ для прямой и обратной ветвей.
7. Постройте графики температурных зависимостей по пунктам 3 и 5.

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.

Лабораторная работа №12

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: Изучить эффект Холла в примесных полупроводниках. Ознакомиться с методом измерения концентрации и подвижности основных носителей тока в примесных полупроводниках с помощью эффекта Холла.

Требуемое оборудование, входящее в состав модульного учебного комплекса МУК-ТТ1:

1. Блок амперметра-вольтметра АВ1 – 1 шт.
2. Блок генератора напряжений ГНЗ – 1шт.
3. Стенд с объектами исследования СЗ-ЭХ01 – 1 шт.
4. Соединительные провода с наконечниками – 6 шт.

Краткое теоретическое введение

Пусть, по образцу, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда, протекает электрический ток силой I , поддерживаемый источником (рис.1). Найдем на нижней и верхней гранях точки 3 и 4, лежащие на одной эквипотенциальной поверхности (т. е. точки, разность потенциалов между которыми при протекании тока равна нулю), и припаем к ним измерительные зонды. Поместим образец в поперечное магнитное поле, как показано на рис.1. Теперь на движущиеся носители тока будет действовать сила Лоренца, в результате между точками 3 и 4 возникнет разность потенциалов. Это напряжение U_x называется напряжением Холла, а само явление – поперечным эффектом Холла.

Опыт показывает, что

$$U_x = R_x \frac{IB}{b}, \quad (1)$$

где I – сила тока, протекающего через образец;
 B – индукция магнитного поля;

b – толщина образца (размер по магнитному полю);
 R_x – постоянная Холла, зависящая от рода вещества.

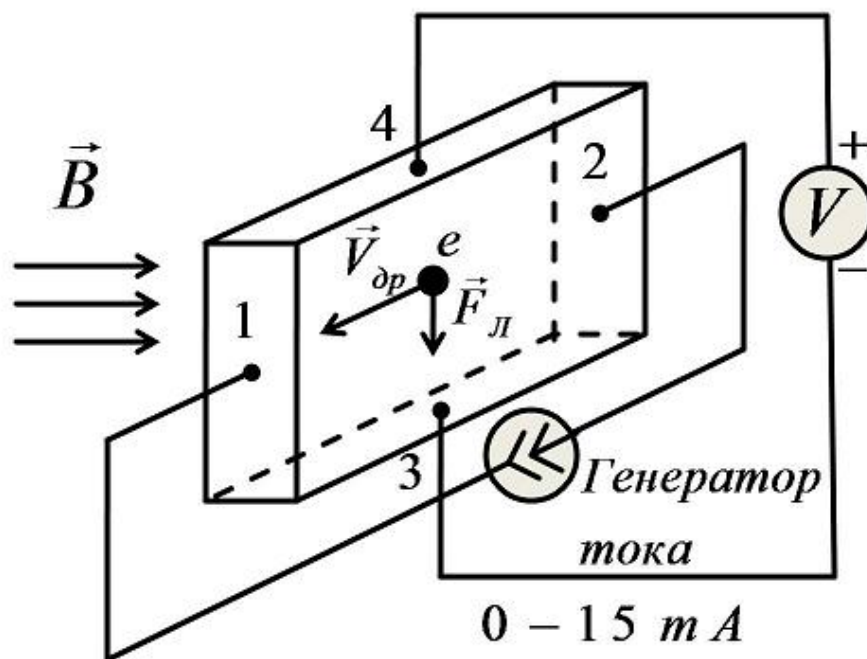


Рис. Возникновение ЭДС Холла

Рассмотрим механизм появления поперечной разности потенциалов в примесном полупроводнике. Если носителями тока в образце являются отрицательно заряженные электроны (полупроводник n -типа), их дрейфовая скорость $\vec{v}_{др}$ направлена против направления тока. Сила Лоренца $\vec{F}_л$, действующая на каждый электрон, перпендикулярна как вектору дрейфовой скорости, так и вектору магнитной индукции \vec{B} и равна

$$\vec{F}_л = q_e [\vec{v}_{др}, \vec{B}],$$

где q_e – заряд электрона.

Сила Лоренца для ситуации, которая изображена на рис.1, будет смещать электроны к нижней грани образца (точка 3), в результате чего грань получит избыточный отрицательный заряд. На верхней грани за счет оттока от нее электронов возникнет нескомпенсированный положительный заряд ионов донорной примеси. Перераспределение заряда приведет к появлению в пространстве между гранями электрического поля, вектор напряженности которого \vec{E} направлен от положительно заряженной грани к отрицательно заряженной. Электроны будут испытывать со стороны этого электрического поля действие силы:

$$\vec{F}_{эл} = -q_e \vec{E}.$$

Из сказанного следует, что на электрон внутри образца действуют одновременно две поперечные противоположно направленные силы: сила Лоренца и сила со стороны электрического поля. Накопление избыточного заряда на гранях образца прекратится, когда векторная сумма этих сил станет равной нулю. Достигнутое при этом состояние называется стационарным, т.е. не меняющимся со временем. Для этого состояния выполняется равенство

$$F_L = q_e E_x,$$

где E_x – напряженность электрического поля, которая связана с разностью потенциалов U_x между точками 3 и 4 образца формулой

$$E_x = \frac{U_x}{d}.$$

Если для изготовления исследуемого образца используется примесный полупроводник p -типа, в котором основными носителями тока являются положительно заряженные дырки, то направление их движения будет совпадать с направлением тока. Сила Лоренца, действующая на дырки со стороны магнитного поля \vec{B} (рис.1) будет направлена по-прежнему к нижней грани. Следовательно, нижняя грань такого датчика получит избыточный положительный заряд, а верхняя – отрицательный. Знак заряда граней легко установить по знаку разности потенциалов между гранями, то есть по знаку величины U_x .

Любой примесный полупроводник при достаточно высокой для него температуре становится собственным. У собственного полупроводника концентрации свободных электронов и дырок одинаковы. Чтобы быть уверенными, что исследуемый образец содержит один тип носителей тока, необходимо определить рабочий диапазон температур. Для этого достаточно экспериментально получить зависимость $\ln \sigma$ от $\frac{1}{T}$, где σ – электропроводность полупроводникового образца при абсолютной температуре T . Из теории известно, что эта зависимость имеет вид, представленный на рис.2.

Здесь первый участок зависимости, который наблюдается при низких температурах, соответствует примесной проводимости, второй при средних температурах – насыщению примесной проводимости (уменьшение проводимости при увеличении температуры происходит за счёт уменьшения подвижности носителей из-за рассеяния на ионизированных примесях), а третий (при высоких температурах) соответствует собственной проводимости.

Для измерений подходит диапазон температур, соответствующий области примесной проводимости и области насыщения примесной проводимости. В этом диапазоне температур концентрация носителей тока одного знака существенно превышает концентрацию носителей другого знака.

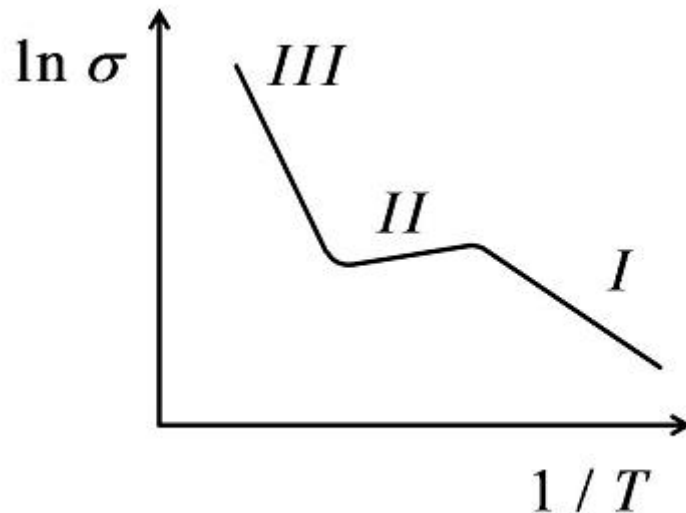


Рис. 2. Зависимость проводимости полупроводника от температуры

Если, как предполагалось выше, датчик изготовлен из донорного полупроводника, то его электропроводность определяется формулой

$$\sigma = q_e n \mu, \quad (2)$$

где n – концентрация свободных электронов, μ – подвижность носителей тока, которая равна:

$$\mu = \frac{v_{др}}{E},$$

где $v_{др}$ – дрейфовая скорость носителей тока при напряженности электрического поля E .

Постоянная Холла в области температур, для которой концентрация свободных электронов много больше концентрации дырок, определяется формулой

$$R_x = a \frac{1}{q_e n}, \quad (3)$$

где a – поправочный множитель учитывает механизм рассеяния носителей тока в полупроводнике. Для низких температур, когда основным является рассеяние на ионах примеси, $a = 1,93$.

Все эти характеристики зависят от температуры T и от типа рассеяния. При низких температурах

$$\mu \sim T^{\frac{3}{2}};$$

$$n = n_0 \exp\left(\frac{-\Delta E_a}{k_\delta T}\right),$$

где ΔE_a – энергия активации примеси; k_δ – постоянная Больцмана.

Методика эксперимента

Электропроводность образца σ – величина обратная его удельному сопротивлению ρ :

$$\sigma = \frac{1}{\rho}$$

Удельное сопротивление входит в формулу для сопротивления образца между точками 1 и 2:

$$R_{12} = \rho \frac{L_{12}}{bd}$$

где L_{12} – расстояние между точками 1 и 2 образца;

bd –площадь поперечного сечения образца.

По закону Ома сопротивление, сила тока и продольное напряжение между точками 1 и 2 связаны между собой соотношением:

$$IR_{12} = U_{12}.$$

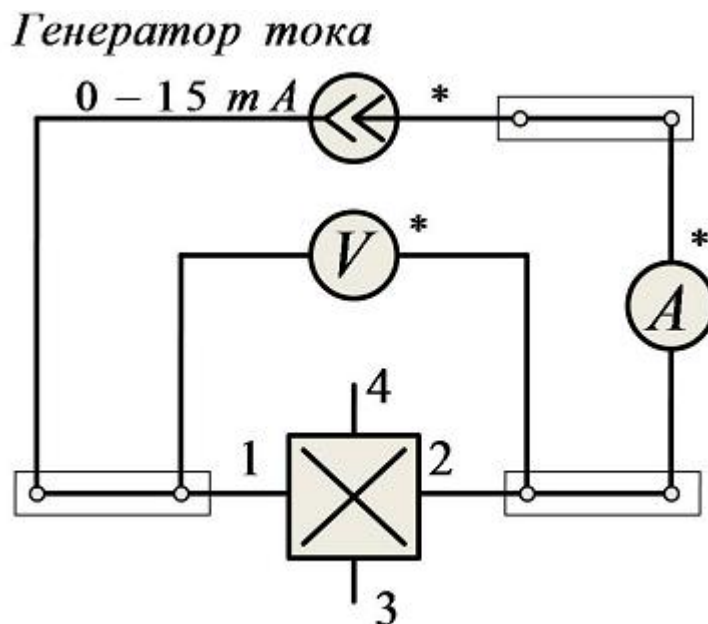


Рис. 3 Рабочая схема для исследования электропроводности образца

Из полученной системы уравнений следует рабочая формула для экспериментального определения электропроводности:

$$\sigma = \frac{IL_{12}}{U_{12}bd}; \quad (4)$$

На рис.3 представлена схема для измерения электропроводности образца.

Рабочая схема для измерения ЭДС Холла показана на рис 4. ЭДС Холла U_x измеряется между точками 3 и 4 образца. Эти точки должны быть эквипотенциальны при нулевом значении индукции магнитного поля \vec{B} . Однако, практически расположить точки 3 и 4 на одной эквипотенциальной поверхности невозможно.

Поэтому между этими точками, кроме ЭДС Холла U_x , имеется дополнительная продольная разность потенциалов ΔU , сравнимая по величине. Эту погрешность необходимо исключить. Воспользуемся для этого тем, что при изменении направления вектора магнитной индукции \vec{B} на противоположное, при сохранении направления тока I , знак ЭДС Холла U_x изменяется, а знак продольной разности потенциалов ΔU не изменяется. Следовательно, при одном направлении \vec{B} напряжение между точками 3 и 4, будет составлять.

$$U'_{34} = U_x + \Delta U.$$

А при обратном направлении \vec{B} :

$$U''_{34} = -U_x + \Delta U.$$

Вычтем из первого выражения второе и выразим U_x :

$$U_x = \frac{U'_{34} - U''_{34}}{2} \quad (5)$$

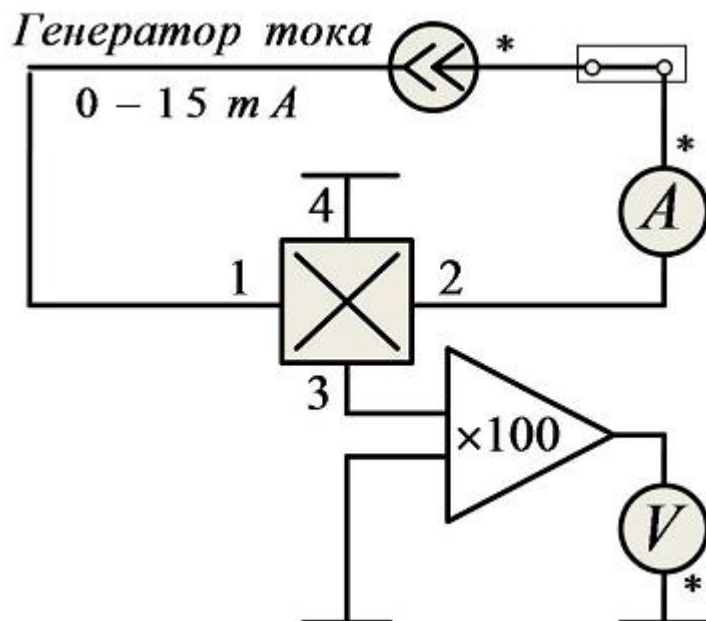


Рис. 4. Рабочая схема для измерения ЭДС Холла

Для усиления сигнала с датчика Холла используется неинвертирующий усилитель с коэффициентом усиления 100. Вольтметр необходимо подключить к выходу этого усилителя.

Рекомендуемое задание

1. Соберите электрическую схему (рис.3). В качестве источника подключите генератор тока. Рекомендуемое значение силы тока 1 мА. Изменяя температуру T от комнатной до максимальной (380K), измерьте продольное напряжение U_{12} . Режим измерения напряжения – 2 В, режим измерения тока – 2000 мкА. Заполните таблицу 1.

Таблица 1. $I = 1\text{mA}$.

Измерить	T, K			
	U_{12}, V			
Вычислить	$1/T$ $1/K$			
	σ сименс			
	$\ln\sigma$			

2. Вычислите электропроводность σ по формуле (4) и величину $\ln\sigma$ для каждого значения T .

3. Постройте график зависимости $\ln\sigma$ от величины $\frac{1}{T}$. Определите по графику диапазон температур, соответствующий одному типу проводимости.

4. Исследуйте зависимость ЭДС Холла U_x от величины магнитного поля B при постоянной силе тока и постоянной температуре из выбранного диапазона. Измерения проводите, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5). Режим измерения напряжения – 20 В., режим измерения тока – 2000 мкА. Заполните таблицу 2.

Таблица 2. $T = \quad K, I = \quad \text{мкА}$.

Измерить	$B, \text{мТл}$			
	U'_{34}, V			
	U''_{34}, V			
Вычислить	U_x, V			

5. Исследуйте зависимость ЭДС Холла U_x от величины тока I при постоянной величине магнитного поля B и постоянной температуре T из выбранного диапазона. Измерения проводите, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5). Режим измерения напряжения – 2 В, режим измерения тока – 2000 мкА. Заполните таблицу 3.

Таблица 3. $T=$ К, $B=$ мТл.

Измерить	$I, \text{мкА}$			
	$U'_{34}, \text{В}$			
	$U''_{34}, \text{В}$			
Вычислить	$U_x, \text{В}$			

6. Исследуйте зависимость ЭДС Холла U_x от температуры при постоянной величине магнитного поля B и постоянном токе I . Измерения производите в найденном диапазоне температур. Измерения ЭДС Холла U_x проводите, пользуясь методикой, приводящей к формуле (5). Результаты измерений запишите в таблицу 4.

Таблица 4. $I=$ мкА, $B=$ мТл.

Измерить	$T, \text{К}$			
	$U'_{34}, \text{В}$			
	$U''_{34}, \text{В}$			
Вычислить	$U_x, \text{В}$			

7. Оцените по формуле (1) значения R_x для различных температур;
8. Оцените по формуле (3) значения n для различных температур;
9. Оцените по формуле (2) значения μ для разных температур;
10. По знаку U_x определите тип полупроводника (n или p).

Литература

1. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы: Учеб. пособие для вузов.– М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2014. – 272с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Учебное пособие . В 3-х томах. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твёрдого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц . Учебное пособие. Гриф МОРФ.– СПб.: Лань, 2016. – 308с.
3. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики: учебное пособие для вузов – 8-е изд., стер. – М. : Издательский центр "Академия", 2009. – 720с.
4. Курепин В.В., Баранов И.В. Обработка экспериментальных данных: Методические указания к лабораторным работам. – СПб, 2012. – 57 с.

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

КАФЕДРА ФИЗИКИ

Кафедра Физики как общеобразовательная кафедра университета обеспечивает преподавание курса общей физики по двум (стандартной и расширенной) учебным программам в количестве 324 и 500 аудиторных часов для всех дневных факультетов, а также заочного и вечернего отделений. Лекции, практические и лабораторные занятия проводятся в течение 1-4 семестров на 1 и 2 курсах и заканчиваются сдачей зачетов и экзаменов в конце каждого семестра. Также на кафедре физики разработаны и реализуются специализированные дисциплины для студентов старших курсов – физика низких температур, биофизика, специальные и дополнительные главы физики.

Кафедра оснащена учебно-лабораторным оборудованием по всем разделам физики и имеет, помимо традиционных, специализированные компьютеризированные учебные лаборатории по электромагнетизму, колебательным процессам, волновой и квантовой оптике, физике низких температур.

В 2011 г. в соответствии с приказом Министерства образования и науки Российской Федерации от 18.08.2011 г. № 2209 произошло объединение Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО) и Санкт-Петербургского государственного университета низкотемпературных и пищевых технологий (СПбГУНиПТ). После реорганизации в структуре Университета ИТМО с 01.01.2012 г. по 31.08.2015 г. функционировали две кафедры физики: 1) физики-1, заведующий д.т.н., профессор Стафеев Сергей Константинович; 2) физики-2, заведующий д.т.н., профессор Баранов Игорь Владимирович. С 01.09.2015 г. с целью оптимизации образовательного процесса вышеуказанные кафедры объединены в единую кафедру Физики.

Учитывая богатую и плодотворную историю педагогической и научной работы кафедр физики Университета ИТМО и СПбГУНиПТ,

ниже представлена краткая историческая справка об их развитии образовательной и научной деятельности.

Кафедра физики Университета ИТМО (1930-2011 гг.).

Преподавание физики как учебной дисциплины велось в Ремесленном училище цесаревича Николая всегда с момента его создания. Механико-оптическое и часовое отделение, а затем — Техникум точной механики и оптики имели в своем составе Физический кабинет. Преподаванию дисциплины Физика для учащихся всегда уделялось большое внимание. В 1930 году при организации вуза — Ленинградского института точной механики и оптики — была организована кафедра Физики как одна из общеобразовательных кафедр.

Организатором и первым заведующим кафедрой Физики явился профессор А.П. Ющенко. Затем в довоенные годы кафедру возглавляли: профессора В.Ф. Трояновский, Л.С. Полак. С 1935 года кафедру возглавил известный специалист в области рентгенометрии профессор И.В. Поройков.

В эвакуации в г. Черепаново Новосибирской области кафедру Физики возглавил известный ученый, сотрудник Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ), занимавшийся дозиметрией и метрологией рентгеновских лучей, профессор К.К. Аглинцев.

С 1945 года кафедру Физики возглавил крупный специалист в области рентгенографии и физики твердого тела профессор Д.Б. Гогоберидзе. В 1946 году профессор Д.Б. Гогоберидзе стал первым деканом нового Инженерно-физического факультета.

Во второй половине 1940-ых годов на кафедре работал выдающийся советский физик-теоретик, член-корреспондент Академии наук СССР Я.И. Френкель. Впоследствии кафедру Физики возглавляли: основоположник теплофизической школы ЛИТМО профессор Г.М. Кондратьев, профессор Н.А. Толстой, доцент С.В. Андреев, доцент А.Ф. Бегункова, профессор А.Я. Вяткин и профессор Н.А. Ярышев.

В течение 16 лет с 1957 по 1973 г. под руководством доктора физико-математических наук, профессора А.Я. Вяткина на кафедре было сформулировано научное направление по исследованию физики взаимодействия электронных пучков с веществом.

С 1973 года на кафедре под руководством профессора Н.А. Ярышева получили развитие научные исследования в области теплофизики, в частности, изучение нестационарной теплопроводности и теплотометрии.

В 1987 году сотрудником кафедры стал С.А. Козлов (ныне декан факультета фотоники и оптоинформатики), Лауреат премии Ленинского комсомола по науке и технике, в 1998 году им была открыта лаборатория волновых процессов.

С конца XX века на кафедре проводится комплексная работа по совершенствованию всего учебного процесса, включая создание фронтальных компьютеризированных учебных лабораторий, банков контроля и проверки усвоения знаний, подготовку программно-методического обеспечения по дистанционному обучению студентов через компьютерные сети RUNNET и INTERNET. В этих учебно- и научно-методических направлениях деятельности кафедры принимали активное участие ведущие сотрудники кафедры доценты С.К. Стафеев (ныне профессор, декан естественнонаучного факультета), Ю.Л. Колесников (ныне профессор, проректор по учебно-организационной и административной деятельности), А.В. Смирнов, А.А. Королев, Г.Л. Башнина, ст.преподаватель С.А. Курашова.

С 2000 по 2015 годы кафедрой заведовал профессор, декан естественнонаучного факультета С.К. Стафеев. Под его руководством было сформировано научное направление, связанное с оптическими методами неразрушающего контроля, сотрудники кафедры А.А. Зинчик, Я.А. Музыченко подготовили и защитили кандидатские диссертации. С.К.Стафеев является организатором и научным руководителем первой в России интерактивной образовательной экспозиция "Музей оптики", созданной в рамках инновационной образовательной программы Национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики. Расположена экспозиция на стрелке Васильевского острова, на первом этаже бывшего дома купца Елисеева. Знакомит с широким кругом применений оптических и оптико-информационных технологий, стимулирует дальнейшее изучение оптики. Главная цель Музея оптики — не только произвести впечатление, но и помочь в обучении школьникам и студентам профильных вузов. Для этого действуют залы практикумов и демонстраций.

Также С.К. Стафеев является куратором выставки Magicoflight (Магия света) проходящей с России в рамках в рамках международного Года света, проводимого в 2015 г. в соответствии с решением Генеральной Ассамблеи ООН.

Кафедра физики СПбГУНиПТ (1931-2011 гг.).

В составе Университета низкотемпературных и пищевых технологий кафедра физики существовала с момента его основания в 1931 г. и обеспечивала фундаментальную общенаучную подготовку инженеров по всем специальностям.

Кафедрой руководили известные в СССР и России ученые, авторы многочисленных научных работ, монографий, учебников и учебных пособий по физике: доцент А.Н. Святозаров (1931 – 1942 гг.), профессор Л.М. Розенфельд (1942-1949 гг.), доцент Е.А. Штрауф (1949-1959 гг.), доцент К.В. Струве (1960-1968 гг.), профессор Н.В. Солнцев (1969-1975 гг.), заслуженный деятель науки РФ профессор Е.С. Платунов (1975-

2002 г.), профессор С.Е. Буравой (2002-2010 г.), профессор И.В. Баранов (2010-2011 г.).

В 1976-1985 гг. по инициативе заведующего кафедрой Е.С. Платунова коллективом кафедры была осуществлена коренная реконструкция учебно-лабораторной базы. Была переосмыслена логика проведения лабораторных и практических занятий и их связь с лекционной теоретической частью курса. В основу реорганизации была положена идея системного объединения всех видов занятий в логически обоснованную схему фронтального обучения «лекция – практическое занятие – лабораторная работа». Было создано 5 оригинальных учебных лабораторий стендового типа, охватывающих основные разделы курса: 1) Лаборатория физической механики (авторы - профессор Е.С. Платунов, доценты В.В. Курепин, З.В. Сигалова, старший преподаватель Л.В. Соколова); 2) Лаборатория термодинамики и молекулярной физики (Е.С. Платунов, В.В. Курепин, З.В. Сигалова); 3) Лаборатория электромагнетизма (доценты Д.Ю. Иванов, Э.Л. Китанина, А.Ф. Костко, С.М. Бунин); 4) Лаборатория оптики и атомной физики (доценты Л.С. Крайнова, С.Е. Буравой, В.А. Самолетов, преподаватели В.А. Павлов, В.А. Рыков); 5) Лаборатория физики твердого тела (доцент В.И. Соловьев, профессор Н.В. Солнцев, доцент В.М. Козин).

Каждая лаборатория имеет в своем составе 15 стендов, рассчитанных на проведение от 10 до 20 различных лабораторных работ по всем основным темам соответствующего раздела курса. Многие лабораторные работы отличаются оригинальным содержанием и не имеют аналогов в других учебных заведениях. Стенды оснащены современными приборами (цифровыми вольтметрами, лазерами, монохроматорами и т. п.).

Преподавателями кафедры был выполнен большой объем методической работы: составлено и издано около 100 новых оригинальных методических указаний по выполнению лабораторных работ, В.В. Курепиным, И.В. Барановым и В.Е. Куцаковой разработано пособие по оценке погрешностей в лабораторных работах, выдержавшее более 5 изданий.

В 1995-2005 г.г. профессором Е.С. Платуновым подготовлено и дважды издано учебное пособие по курсу общей физики в четырех томах общим объемом около 80 печ. листов.

В 2002 – 2006 гг. для студентов, обучающихся по специальности «Техника и физика низких температур», и магистров всех специальностей создана не имеющая аналогов учебно-исследовательская лаборатория «Физика низких температур» (авторы проф. Е.С. Платунов, проф. И.В. Баранов, проф. В.В. Курепин, доценты В.М. Козин, С.С. Прошкин). Авторским коллективом (Е.С. Платунов, И.В. Баранов, Е.В. Тамбулатова, А.Е. Платунов) издано учебное пособие для этой лаборатории с аналогичным названием. Лаборатория оснащена 15 автоматизированными

стендами каждый из которых позволяет выполнить 13 лабораторных работ по изучению физических свойств веществ в области температур от минус 196 °С до 100 °С.

В 2002 – 2004 гг. преподавателями кафедры С.С. Прошкиным, Н.В. Нименским, В.А. Самолетовым подготовлено и издано учебное пособие «Сборник задач» с методическими указаниями и примерами решения. Сборник содержит около 1700 задач в трех книгах по разделам «Молекулярная физика и термодинамика», «Электродинамика и электромагнитные волны», «Квантовая физика».

Сотрудниками кафедры (проф. Е.С. Платунов, проф. В.А. Самолетов, проф. С.Е. Буравой) подготовлен и дважды издан словарь-справочник «Физика», объемом 40 печ. листов. Доцентом С.С. Прошкиным подготовлено и издано в 2009 году учебное пособие «Физика. История и развитие» объемом около 40 печатных листов для студентов, обучающихся по специальности «Экономика и менеджмент», а также аспирантов и магистров всех специальностей.

На кафедре физики под руководством профессора Е.С. Платунова к началу 80-х годов прошлого столетия сложилась оригинальная самостоятельная научная школа теплофизиков-прибористов, получившая мировое признание и известность.

В 1977 г. при кафедре была открыта Отраслевая научная лаборатория динамических методов теплофизических измерений и приборов. Лаборатория стала базой для научного роста аспирантов и инженеров, формирования нового поколения преподавателей кафедры.

Совместно с ГСКБ теплофизического приборостроения (ГСКБ ТФП) за 15 лет функционирования лаборатории было создано более двадцати различных образцов приборов для изучения теплофизических свойств веществ, охватывающих в совокупности диапазон температур от 4,2 до 1200 К. Некоторые из них были приняты к промышленному производству и выпускались серийно на опытном производстве ГСКБ ТФП и на одном из заводов Казахстана вплоть до распада СССР в 1991 году. По своей методической сути эти разработки значительно превышали уровень таких известных фирм, как «Dynatech» (США), «Feuotron» (ФРГ), «Setaram» (Франция). Созданные приборы обладали большой производительностью, позволяя за один эксперимент изучать температурную зависимость измеряемых параметров (теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность). В Советском Союзе основной объем информации о теплофизических свойствах твердых веществ в области от 200 до 700 К был получен на приборах, разработанных научной школой профессора Е.С. Платунова. Во многих научных и учебных лабораториях стран СНГ эти приборы успешно функционируют и в настоящее время.

По данной научной тематике к 1992 году было опубликовано свыше 150 статей, получено 40 авторских свидетельств на изобретения.

Разработаны оригинальные методы исследования теплофизических свойств в области криогенных температур (от 4,2 до 300 К). Созданы средства измерения, не требовавшие специальных криостатирующих устройств, экспрессные по своей сути, что означало значительный прорыв в области техники низкотемпературного теплофизического эксперимента.

Сотрудниками кафедры проведены оригинальные исследования в области создания методов и средств неразрушающего контроля тепловых свойств материалов и изделий. Эти разработки стали основой кандидатских диссертаций Е.А. Белова и Г.Я. Соколова.

В 1976 г. на кафедре развивалась научное направление, связанное с поиском методов построения уравнений состояния и расчетом свойств индивидуальных веществ идеальных газов, имеющих широкое применение в холодильной и криогенной технике. По результатам этих исследований были защищены 4 кандидатских и 2 докторские диссертации, опубликовано более 70 научных статей в отечественных и зарубежных журналах.

С 1992 года ведется поиск новых методов определения тепловых и влажностных характеристик разнообразных групп дисперсных влагосодержащих материалов в условиях их промерзания и размораживания. В настоящее время создан комплекс автоматизированных приборов, позволяющих изучать кинетику изменения энтальпии, дифференциальной теплоты плавления, теплопроводности и влагосодержания пищевых материалов животного и растительного происхождения в области температур от минус 30 °С до 40 °С, в условиях замораживания и размораживания продуктов, разработаны приборы, предназначенных для измерения интенсивности внутренних тепловых источников, непрерывно действующих в пищевых продуктах в условиях их производства и хранения.

При кафедре под руководством профессоров Е.С. Платунова и И.В. Баранова с 2008 г. функционирует научная лаборатория «Теплофизические измерения и приборы». В лаборатории создан комплекс методов автоматизированных приборов для изучения теплопроводности, теплоемкости, теплот структурных и фазовых переходов в различных веществах, в том числе в процессах замораживания, оттайки, исследуются свойства пищевых продуктов и конструкционных материалов холодильной и криогенной техники.

Коллективом преподавателей кафедры по этому направлению подготовлена к изданию фундаментальная монография «Теплофизические измерения», обобщающая исследования авторов за последние 30 лет.

С конца 60-х годов на кафедре проводятся экспериментальные и теоретические исследования фазовых переходов и критических явлений. Начало этим работам было положено исследованием гравитационного эффекта вблизи критической точки парообразования, проведенным

доцентом Д.Ю. Ивановым. В 80-ые годы группой сотрудников кафедры были проведены работы по корреляционной спектроскопии многократно рассеянного света. По результатам этих исследований опубликована серия научных статей, сделано более 10 докладов на конференциях и защищена диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В 90-х годах совместно с одним из ведущих университетов Франции проводились исследования процессов нуклеации наночастиц в растворах. Совокупные результаты исследований критических явлений легли в основу докторской диссертации доцента Д.Ю. Ивановым (2001 г.) и его монографии «Критическое поведение неидеализированных систем».

Научные исследования в области фазовых переходов, предпереходных явлений и рассеяния света в сложных жидких системах успешно развивает доцент, кандидат физико-математических наук А.Ф. Костко. Во время многолетней стажировки в ведущих университетах США А.Ф. Костко совместно с американскими коллегами методами рассеяния света проводил исследования растворов полимеров, водных растворов электролитов, биогелей и лиотропных хромонических жидких кристаллов в широком диапазоне температур и давлений. Результаты этих исследований, проведенных А.Ф. Костко после 2000 года, опубликованы в 13 статьях в ведущих международных научных журналах по физике и химии, а также доложены на 15 международных конференциях.

На сегодня кафедра Физики – одна из крупнейших в университете – представляет собой динамично развивающийся творческий коллектив, способный решать масштабные задачи развития и подготовки инженерных и научно-педагогических кадров. В связи с реорганизацией и объединением кафедр с 1 сентября 2015 года кафедра Физики находится под руководством доктора технических наук, профессора Игоря Владимировича Баранова.

С 2010 г. Игорь Владимирович является членом докторского диссертационного Совета Д 212.234.01. Им опубликовано 57 научных и 7 учебно-методических работ. За последние 3 года издано: 21 научная работа и 2 учебно-методических работы, в том числе в соавторстве Барановым И.В. в 2010 г. издано учебное пособие “Теплофизические измерения” с грифом УМО по политехническому образованию. Баранов И.В. выступал с докладами на 25 международных и всероссийских научных конференциях. Баранов И.В. является с 2008 г. академиком Международной академии холода. Исполняет обязанности заместителя главного редактора научно-технического журнала “Вестник МАХ”.

В настоящее время коллектив кафедры включает в себя 30 преподавателей и 10 учебно-вспомогательного персонала.

Под руководством профессора кафедры физики ИТМО Чирцова А.С. и доцента Демидова В.И. из Университета Западной Вирджинии работает

Международная лаборатория «Нелокальная плазма в нанотехнологиях и медицине, которая ведет исследования по следующим направлениям:

- Исследование параметров нелокальной плазмы модифицированного короткого газового разряда постоянного тока с накаливаемым катодом
- Плазмохимическое моделирование разрядов в газах SF₆ и O₂
- Изучение особенностей дрейфа микрочастиц в плазме, обусловленных спецификой функции распределения электронов по энергиям в нелокальной плазме
- Моделирование разряда с использованием аналитических методов
Силами профессора А.С.Чирцова и старшего преподавателя С.А.Курашовой создаются on-line курсы по физике, которые размещены в Lectorium на сайте Университета ИТМО.

Под руководством С.К.Стафеева на кафедре Физики в 2016 году открыта программа подготовки магистров по уникальному в России направлению Sciencescommunications.

Королёв Александр Александрович
Курашова Светлана Александровна

Физика твёрдого тела
Методические рекомендации
по выполнению лабораторных работ

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49**