

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники
(ТУСУР)

Кафедра физики

А.В. Лячин

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ
ПОЛУПРОВОДНИКА ПО ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ОБРАТНОГО ТОКА ДИОДА

Руководство к лабораторной работе по физике для студентов всех
специальностей

2023

УДК 531.1
ББК 22.3
Л 97

Рецензент:

Бурачевский Ю.А., доцент кафедры физики ТУСУР,
канд. физ.-мат. наук

Лячин, Александр Владимирович

Л97 Определение ширины запрещенной зоны полупроводника по температурной зависимости обратного тока диода: Руководство к лабораторной работе для студентов всех специальностей/ А.В. Лячин. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2023. – 13 с.

В методических указаниях кратко изложена теория электронно-дырочного перехода, природа обратного тока $p - n$ перехода, зависимость этого тока от температуры и ширины запрещенной зоны полупроводника. Приведены методика измерений, порядок выполнения лабораторной работы, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

Методические указания предназначены для использования студентами всех специальностей при подготовке, выполнении и защите лабораторной работы по физике.

Одобрено на заседании каф. физики протокол №104 от 16.04.23

УДК 531.1
ББК 22.3

© Лячин А.В., 2023

© Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ	4
2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.....	10
3 ЗАДАНИЕ	11
4 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ	12
5 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ	13
СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	13

ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей работы является определение ширины запрещенной зоны полупроводника по температурной зависимости обратного тока диода.

1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

1.1 Ширина запрещенной зоны ΔE полупроводника

Ширина запрещенной зоны (ΔE) является важнейшей характеристикой полупроводника, во многом определяющей область его применения. На рисунке 1.1 представлена зонная диаграмма собственного (т.е. чистого беспримесного) полупроводника, где показаны некоторые основные параметры, которыми оперирует зонная теория полупроводников. Более подробные сведения о зонной теории полупроводников, о физическом смысле всех понятий зонной теории можно найти в [1].



Рисунок 1.1 – Зонная диаграмма собственного полупроводника:

E_C – энергия, соответствующая дну зоны проводимости;

E_V – потолок валентной зоны; E_F – уровень Ферми

Электропроводность (γ) собственных полупроводников носит активационный характер и возникает при переходе электронов из валентной зоны в зону проводимости. Вероятность перехода для невырожденных полупроводников и $\Delta E \gg kT$ равна

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right), \quad (1.1)$$

где k – постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; T – абсолютная температура.

Электропроводность (γ) собственных полупроводников пропорциональна концентрации носителей заряда и возрастает с повышением температуры и уменьшением ширины запрещенной зоны. Начальная концентрация носителей заряда n_0 слабо зависит от температуры, поэтому в определенной области температур её можно считать $n_0 = \text{const}$ ($\gamma_0 = \text{const}$). Учитывая формулу (1.1) и тот факт, что E_F в собственных полупроводниках лежит вблизи середины ΔE , получим, что

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (1.2)$$

Прологарифмировав (1.2) и произведя простейшие преобразования, получим:

$$\ln\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right) = -\frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (1.3)$$

Измерив зависимость γ собственного полупроводника от температуры и построив зависимость $\ln(\gamma) = f\left(\frac{1}{T}\right)$, по наклону прямой, выражающей эту зависимость, можно определить ΔE . В этом суть одного из наиболее распространенных методов определения ΔE собственного полупроводника.

В результате внедрения (легирования) в собственный полупроводник примеси получается легированный полупроводник.

Ширину запрещенной зоны полупроводника достаточно точно можно измерить, исследуя температурную зависимость обратного тока стандартного диода, изготовленного из легированного полупроводника. Определение ΔE таким способом и является целью данной работы.

1.2 Использование полупроводникового диода для измерения ΔE полупроводника

Основой любого полупроводникового диода является p - n переход, p - n переход образуется при введении, например, с одной стороны кристалла полупроводника n – типа акцепторной примеси. Электронная (n -типа) проводимость образуется при введении в собственный полупроводник донорной примеси. Донорами являются атомы пятой группы таблицы Менделеева (например, P, As, Sb). Уровень энергии,

соответствующей донорной примеси (E_d), лежит в запрещенной зоне «ниже» E_C на 0,01 эВ для германия и на 0,05 эВ для кремния (рисунок 1.2 а). Поэтому уже при комнатных температурах все доноры будут ионизированы, т.е. «лишние» электроны атомов донорной примеси перейдут в зону проводимости. Концентрация электронов (n_e) в зоне проводимости примерно равна концентрации атомов примеси. Электроны для полупроводника n -типа являются основными носителями заряда. Ионизированные атомы – доноры становятся положительными ионами.

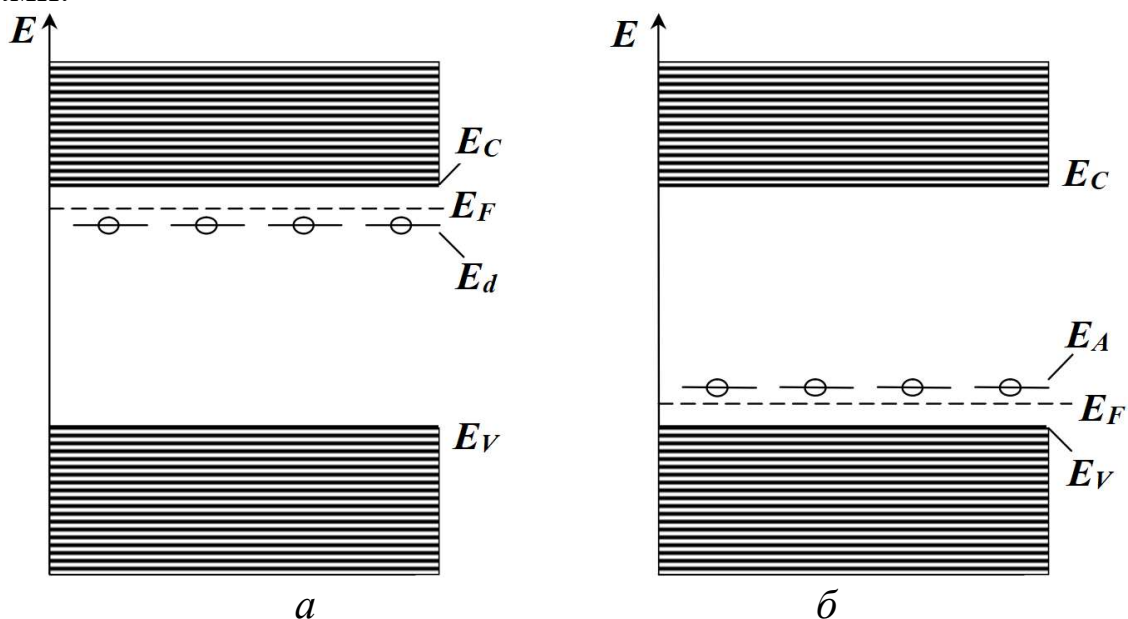


Рисунок 1.2 – Зонные диаграммы легированных полупроводников:
а) n -типа; б) p -типа при температуре 0 К

Положение уровня Ферми определяется температурой (T) и концентрацией атомов донорной примеси (N_d)

$$E_F = \frac{E_C + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_d}{G_C}\right), \quad (1.4)$$

где G_C – плотность разрешенных состояний в зоне проводимости.

Качественно зависимость положения E_F от температуры для полупроводника n -типа показана на рисунке 1.3 а. При 50% ионизации примесных атомов E_F совпадает с E_d , при 100% ионизации E_F расположен «ниже» E_d примерно на величину, равную $E_C - E_d$, т.е. на 0,02 эВ для германия. Это состояние и соответствует примерно комнатным температурам.

При увеличении температуры выше 40 – 50 °С (для Ge) начинается интенсивный переход электронов из валентной зоны в зону проводимости. При этом концентрация электронов в зоне проводимости резко возрастает, но на столько же возрастает и концентрация дырок в валентной зоне. Когда E_F достигнет середины запрещенной зоны, происходит компенсация типа проводимости – примесный полупроводник становится похожим на собственный: $n_e = n_p$. Для Ge это происходит при $T = 150$ °С.

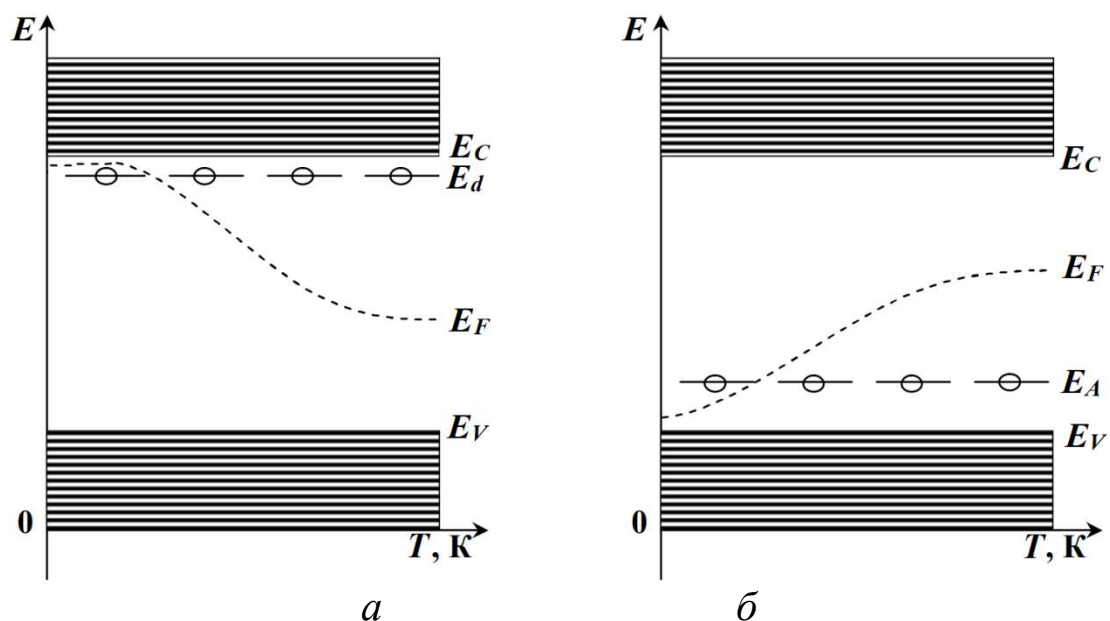


Рисунок 1.3 – Положение уровня Ферми в легированных полупроводниках: а) *n*-типа; б) *p*-типа в зависимости от температуры

Дырочная или проводимость *p*-типа образуется при введении в полупроводник акцепторной примеси. Акцепторная примесь – атомы трехвалентных элементов (например, Al, Zn, Ga). На зонной диаграмме уровень энергии акцепторов (E_A) находится тоже внутри запрещенной зоны, но вблизи потолка валентной зоны (рис. 1.2 б). Для большинства акцепторов в Ge разность $E_A - E_V = 0,01$ эВ. Вследствие малости этой энергии акцепторы при комнатных температурах будут все ионизированы, что соответствует переходу электронов из валентной зоны на акцепторный уровень (акцепторы при этом превращаются в отрицательные ионы). В валентной зоне образуются дырки, концентрация их равна примерно концентрации акцепторов: $n_p = N_A$. Дырки являются основными носителями заряда для полупроводника *p*-типа. При комнатных температурах в зоне проводимости имеется небольшое число

электронов, попавших туда из валентной зоны. Электроны для полупроводника p -типа являются неосновными носителями.

Положение E_F в полупроводнике p -типа изменяется в зависимости от температуры совершенно так же, как и в полупроводнике n -типа (рис 1.3 б). И все остальные рассуждения, связанные с изменением положения E_F , аналогичны приведенным выше для n -типа.

Итак, независимо от типа проводимости германиевого полупроводника, при комнатных температурах интервал энергий $E_C - E_F$ (для p -типа) или $E_F - E_V$ (для n -типа) всего на 0,02 эВ меньше ширины запрещенной зоны полупроводника ΔE .

При соединении полупроводников p - и n -типа образуется p - n -переход (рис. 1.4). Вблизи границы контакта на длине свободного пробега электроны и дырки, встречаясь друг с другом, рекомбинируют. Оставшиеся нескомпенсированными ионы примеси (положительные в n -типе и отрицательные в p -типе) образуют область пространственного заряда, которая своим электрическим полем препятствует диффузии основных носителей: дырок из p -области, электронов из n -области. В равновесном состоянии, когда выравниваются уровни Ферми для обоих полупроводников, диффузионные потоки дырок из p -области, электронов из n -области равны соответственно дрейфовым потокам дырок из n -области и электронов из p -области, и, следовательно, компенсируют друг друга.

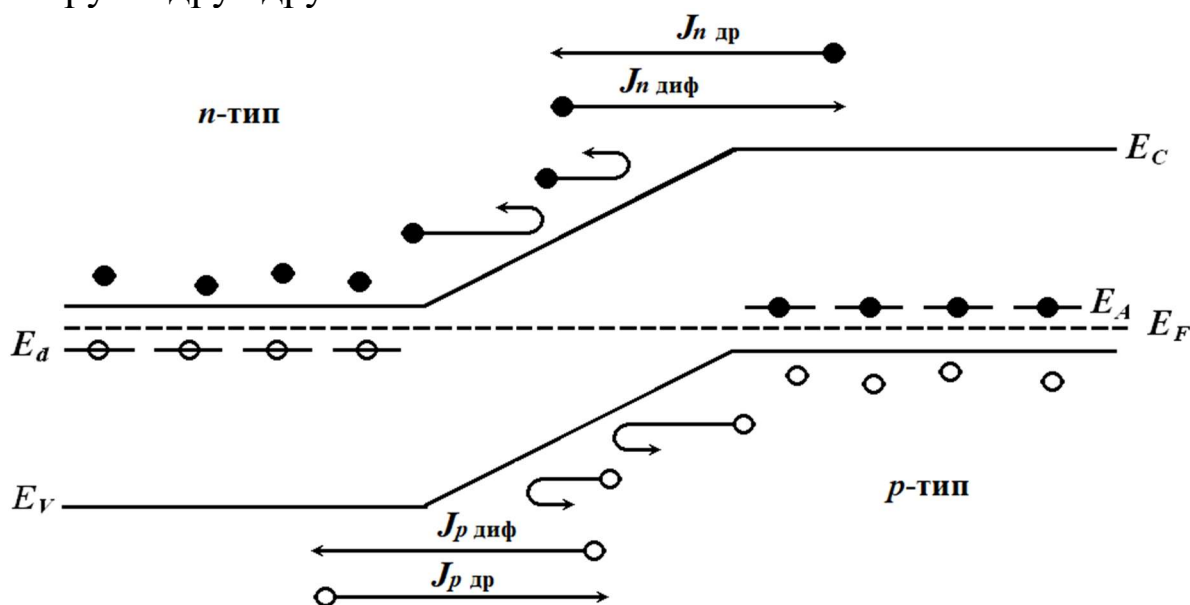


Рисунок 1.4 – Зонная диаграмма p - n -перехода

Из зонной диаграммы p - n -перехода (рис. 1.4) хорошо видно, что существует энергетический барьер для перехода основных носителей

через p - n -переход. Если приложить разность потенциалов: к n -области «минус», а к p -области «плюс» (т.е. включить диод в прямом направлении), то внешнее электрическое, направленное против электрического поля пространственного заряда, будет способствовать переходу основных носителей через барьер, через диод течет прямой ток.

При включении диода в запиорном направлении («плюс» к n -области) в дополнение к барьеру собственно p - n -перехода движению основных носителей будет препятствовать еще и внешнее электрическое поле. Но ничего не будет препятствовать движению неосновных носителей: дырок из n -области и электронов из p -области. Обратный ток p - n -перехода – это ток неосновных носителей.

Неосновные носители в легированных полупроводниках появляются лишь при переходе электронов из валентной зоны в зону проводимости. Вероятность такого перехода пропорциональна $\exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$ для p -области; для n -области пропорциональна $\exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$.

Поскольку величины $(E_C - E_V)$ и $(E_F - E_V)$ в соответствующих областях мало отличаются от ΔE (для германия не более чем на 0,02 эВ), обратный ток диода

$$I_{обp} = I_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (1.5)$$

где $I_0 = \text{const}$ для данного диода.

Примечание. Выражение (1.5) справедливо при резких p - n -переходах при небольшом запирающем напряжении, когда генерацией носителей заряда в области перехода можно пренебречь.

Из формулы (1.5) получим, что

$$\ln I_{обp} = \ln I_0 - \frac{\Delta E}{k} \cdot \frac{1}{T}, \quad (1.6)$$

Уравнение (1.6) можно сравнить с уравнением прямой: $y = b - ax$.

Зависимость $\ln I_{обp} = f(1/T)$, соответствующая формуле (1.6), показана на рисунке 1.5.

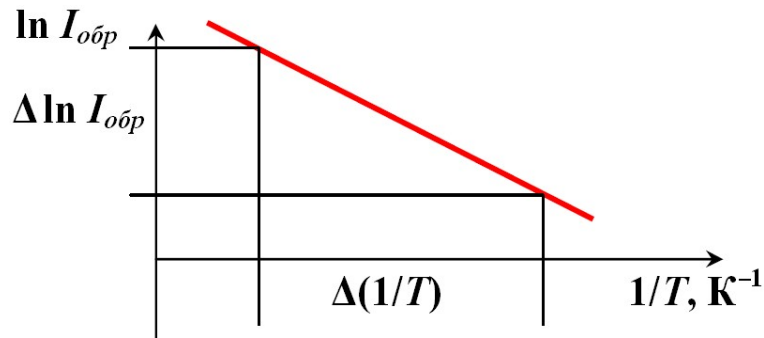


Рисунок 1.5 – Типичная зависимость $\ln I_{обp}$ от величины, обратной абсолютной температуре

Угловым коэффициентом прямой, выражающей эту зависимость,

$$a = \frac{\Delta \ln I_{обp}}{\Delta(1/T)}.$$

Из формулы (1.6) $a = \frac{\Delta E}{k}$, откуда

$$\Delta E = k \cdot \frac{\Delta \ln I_{обp}}{\Delta(1/T)}. \quad (1.7)$$

Полученное значение ΔE будет занижено для Ge примерно на 0,02 эВ.

2 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

2.1. Принципиальная схема установки изображена на рис. 2.1. Установка включает в себя воздушный термостат I (металлическая полость), исследуемый диод (V_1), электронагреватель R_1 , термопару $ТП$. Миллиамперметр mA и милливольтметр mV служат для измерения тока диода и эдс термопары, соответственно. Ключом K_1 включают и выключают нагреватель R_1 .

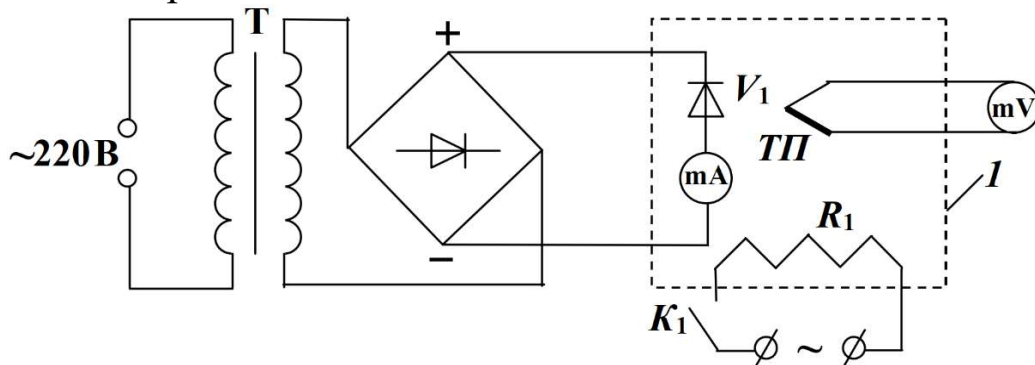


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки

2.2. Конструктивно установка представляет собой настольный блок, внешний вид которого представлен на рис. 2.2. На горизонтальной панели установки расположены органы управления, а на наклонной панели – контрольно-измерительные приборы. В настоящей работе используются кнопки: 1 «Сеть», 2 «Электропроводность полупроводника» и кнопка 3 «Нагрев диода». Э.д.с. термопары считывается с цифрового прибора 11 непосредственно в милливольтках, а ток диода измеряется стрелочным прибором 12 при соответствующем положении переключателя 13. При этом используется множитель $\times 1$ мкА.

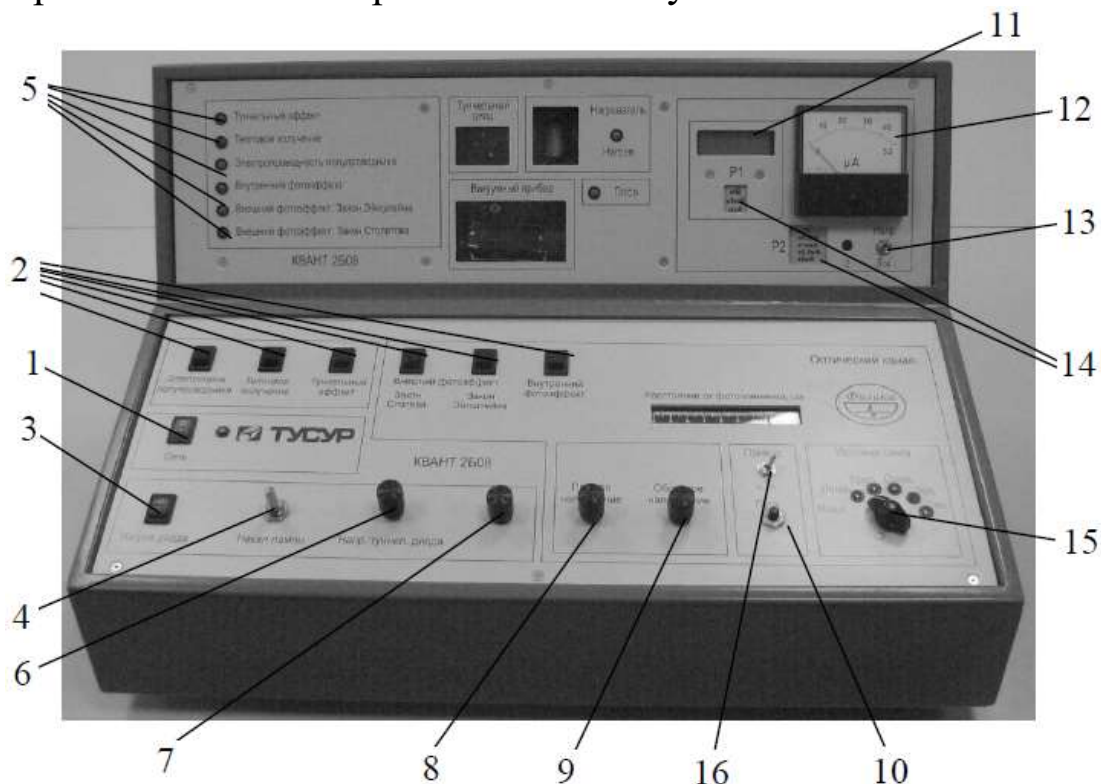


Рисунок 2.2 – Внешний вид установки

2.3. Значения термо-э.д.с. определяются разностью температур горячего и холодного спаев в соответствии с формулой

$$\varepsilon = \alpha \cdot (T - T_0), \quad (2.1)$$

где $\alpha = 50$ мкВ/К; T и T_0 – температуры диода и окружающей среды, соответственно.

3 ЗАДАНИЕ

3.1. Исследовать зависимость обратного тока германиевого диода от температуры.

3.2. Вычислить ширину запрещенной зоны германия.

4 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

4.1. Убедиться, что кнопка 3 «Нагрев диода» (рис. 2.2) поставлена в положение «Выкл». Включить установку кнопкой 1 «Сеть» и выбрать лабораторную работу соответствующей кнопкой 2. Зафиксировать и записать в таблицу 4.1 значения термо-э.д.с. ε и тока диода I по приборам 11, 12.

4.2. Кнопкой 3 включить нагреватель и, наблюдая за изменением ε и I , регистрировать и записывать пары значений в таблицу 4.1. Необходимо получить не менее 8 экспериментальных точек.

4.3. В соответствии с формулой (4.1) определить температуры и занести их в таблицу.

$$T = \frac{\varepsilon}{50} + T_0, \quad (4.1)$$

где T_0 – температура в лаборатории, К; ε – термо-э.д.с., измеренная в мкВ.

4.4. Рассчитать величины $1/T$ и $\ln I$ и занести их в таблицу 4.1.

4.5. Оценить погрешности измерений величин $1/T$ и $\ln I$, после чего нанести экспериментальные точки вместе с отрезками погрешностей на график в координатах $\ln I$, $1/T$.

4.6. Определить угловой коэффициент в уравнении прямой (1.6), а также погрешность углового коэффициента и провести прямую. Для этой цели удобно воспользоваться методом наименьших квадратов.

4.7. Определить ширину запрещенной зоны в эВ и ее погрешность.

4.8. Сделать выводы по работе.

Таблица 4.1 – Результаты измерений

№ изм.	$I_{обр}$, мкА	ε , мкВ	T , К	$1/T$, К ⁻¹	$\ln I_{обр}$
1					
2					
...					
8					

5 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 5.1. Каков смысл понятий «валентная зона», «зона проводимости», «запрещенная зона»?
- 5.2. Что такое «дырка» с точки зрения зонной теории?
- 5.3. Каков физический смысл уровня Ферми?
- 5.4. Каким образом создается в полупроводниках p - или n - типа проводимость?
- 5.5. Объясните механизм электропроводности собственных и примесных полупроводников.
- 5.6. Нарисуйте зонные диаграммы полупроводников p -типа и n -типа. Зонную диаграмму p - n -перехода. Объясните их.
- 5.7. Чем обусловлен обратный ток полупроводникового диода?
- 5.8. Почему в данной работе исследуемый диод нужно включать в заперном направлении?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Савельев, И. В. Курс физики: учебное пособие: в 3 томах / И. В. Савельев. — 7-е изд., 3-е стер. — Санкт-Петербург : Лань, [б. г.]. — Том 3: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц — 2019. — 308 с. [Электронный ресурс]: — Режим доступа: <https://e.lanbook.com/book/117716> (дата обращения: 31.05.2023).
2. Зенин А. А. Общие требования и правила оформления отчета о лабораторной работе по физике: Методические указания [Электронный ресурс] / А. А. Зенин. — Томск: ТУСУР, 2019. — 20 с. — Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/8957> (дата обращения: 31.05.2023).
3. Мухачев В. А. Оценка погрешностей измерений [Электронный ресурс] / метод. указания к лабораторной работе / В. А. Мухачев. — Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2012. — 24 с. — Режим доступа: <https://edu.tusur.ru/publications/1099> (дата обращения: 31.05.2023).