

Федеральное агентство по образованию

Томский государственный университет систем управления  
и радиоэлектроники

Кафедра физики

Физика

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ  
ПОЛУПРОВОДНИКА ПО ТЕМПЕРАТУРНОЙ  
ЗАВИСИМОСТИ ОБРАТНОГО ТОКА ДИОДА**

Руководство к лабораторной работе для студентов  
всех специальностей

Составители:

Доценты каф. физики

\_\_\_\_\_ В.А. Мухачёв

\_\_\_\_\_ М.В. Федоров

2009

## 1 ВВЕДЕНИЕ

Ширина запрещенной зоны ( $\Delta E$ ) 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 /1-4/.

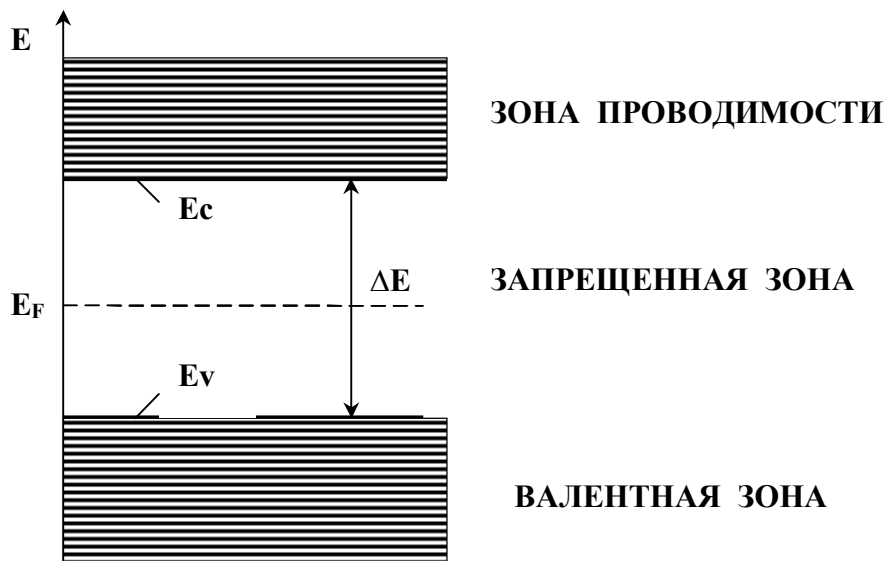


Рисунок 1.1 - Зонная диаграмма собственного полупроводника

$E_c$  — энергия, соответствующая дну зоны проводимости;  
 $E_v$  — потолок валентной зоны;  $E_F$  — уровень Ферми;

Электропроводность ( $\gamma$ ) собственных полупроводников 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.

Учитывая формулу (1.1) и тот факт, что  $E_F$  в собственных полупроводниках лежит вблизи середины  $\Delta E$ , получим, что

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

Прологарифмировав (1.2) и произведя простейшие преобразования, получим:

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

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

## 2 ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ $\Delta E$ ПОЛУПРОВОДНИКА

Основой любого полупроводникового диода является р-п переход, р-п переход образуется при введении, например, с одной стороны кристалла полупроводника п – типа акцепторной примеси. Электронная (п-типа) проводимость образуется при введении в собственный полупроводник донорной примеси. Донорами являются атомы пятой группы таблицы Менделеева (например, Р, 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 /5/ (рисунок 2.1а). 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

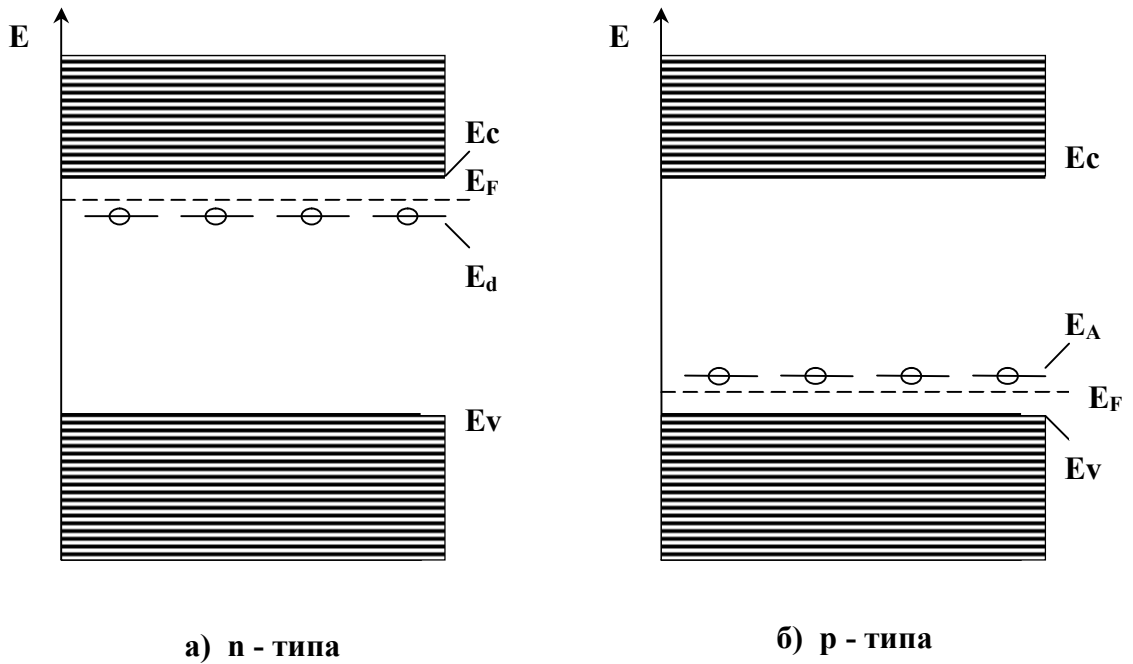


Рисунок 2.1 - Зонные диаграммы легированных полупроводников при 0 К

для полупроводника n-типа – основные носители заряда. Ионизированные атомы – доноры становятся положительными ионами.

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

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left[ \frac{N_d}{G_c} \right], \quad (2.1)$$

где  $G_c$  – плотность разрешенных состояний в зоне проводимости.

Качественно зависимость положения  $E_F$  от температуры для полупроводника n – типа показана на рисунке 2.2а. 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

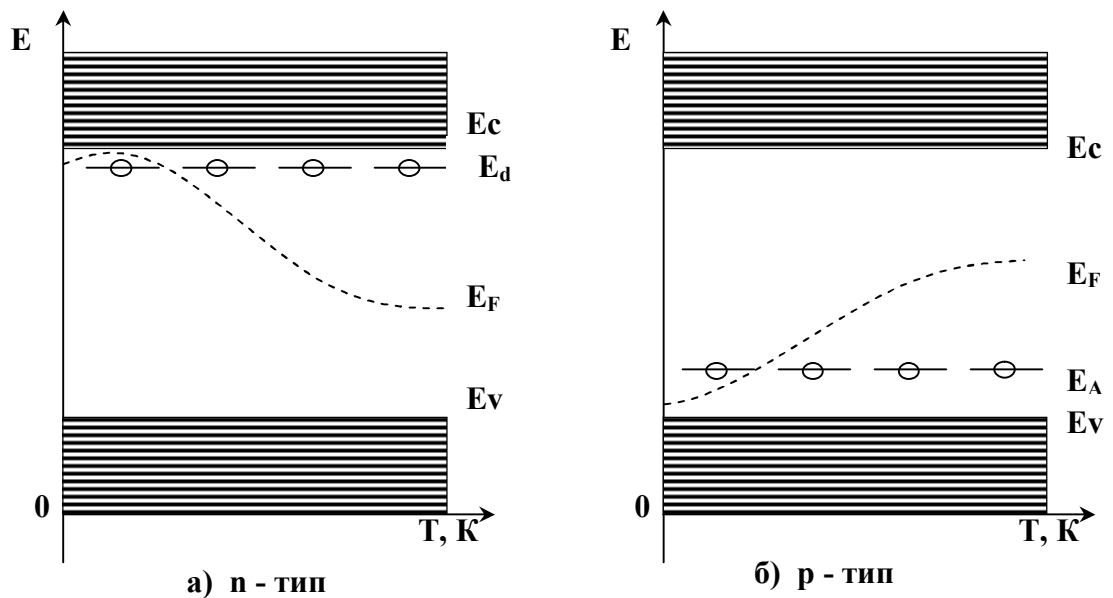


Рисунок 2.2 - Положение уровня Ферми в легированных полупроводниках в зависимости от температуры

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  $T = 150^\circ\text{C}$ .

Дырочная или проводимость р-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. Для большинства акцепторов в Ge разность  $E_A - E_V = 0,01$  эВ [5]. 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 р-типа. При комнатных температурах в зоне проводимости имеется небольшое число электронов, попавших туда из валентной зоны. Электроны для полупроводника р-типа – неосновные носители.

Положение  $E_F$  в полупроводнике р-типа изменяется в зависимости от температуры совершенно так же, как и в полупроводнике n-типа (рис 2.2б). 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) всего на 0,02 эВ меньше ширины запрещенной зоны полупроводника  $\Delta E$ .

P-n – переход образуется при соединении полупроводников p- и n- типа. 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.

Зонная диаграмма p-n – перехода представлена на рисунке 2.3. Из нее 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 пропорцио-

нальна  $\exp(-\frac{E_C - E_F}{kT})$  для p – области; для n – области  $\sim \exp(\frac{E_F - E_V}{kT})$ .

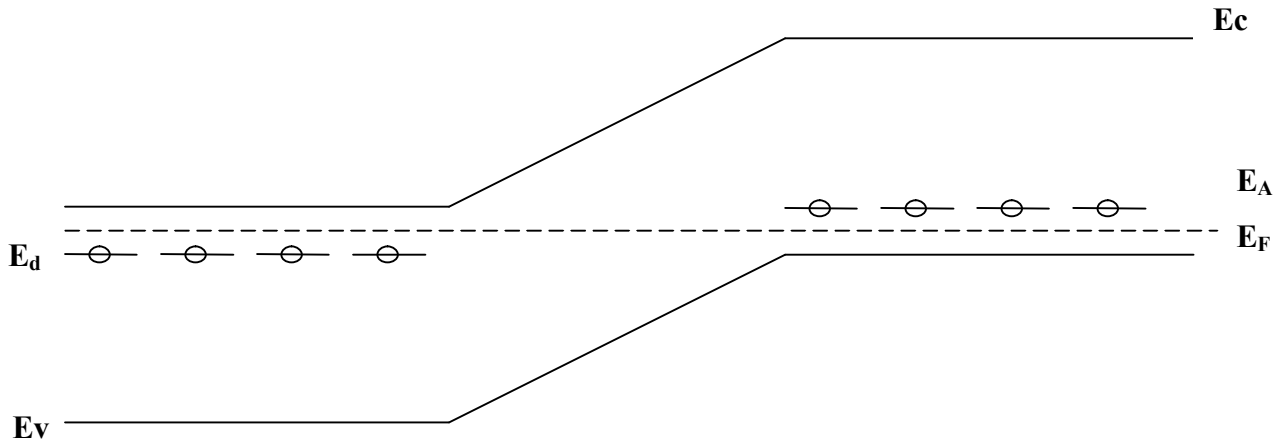


Рисунок 2.3 - Зонная диаграмма p-n – перехода

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

$$I_{обр} = I_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (2.2)$$

где  $I_0 = const$  для данного диода.

**Примечание.** Выражение (2.2) справедливо при резких p-n – переходах при небольшом запирающем напряжении, когда генерацией носителей заряда в области перехода можно пренебречь.

Из формулы (2.2) получим, что

$$\ln I_{обр} = \ln I_0 - \frac{\Delta E}{k} \cdot \frac{1}{T} \quad (2.3)$$

Сравните:  $y = b - ax$ .

Зависимость  $\ln I_{обр} = f(1/T)$ , соответствующая формуле (2.3), показана на рисунке 2.4.

Угловым коэффициентом прямой, выражающей эту зависимость,  $a = \frac{\Delta \ln I_{обр}}{\Delta 1/T}$ . Из формулы (2.3)  $a = \frac{\Delta E}{k}$ , откуда

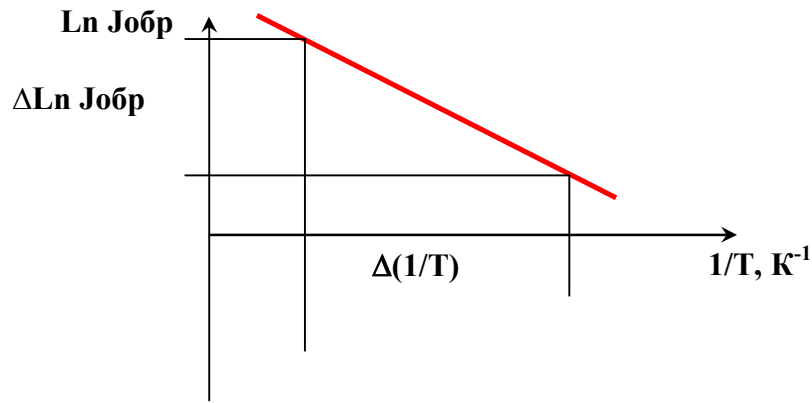


Рисунок 2.4 - Типичная зависимость  $\ln J_{обр}$  от величины, обратной абсолютной температуре

$$\Delta E = \frac{\Delta \ln I_{обр}}{\Delta(1/T)} \cdot k \quad (2.4)$$

Полученное значение  $\Delta E$  будет занижено для Ge примерно на 0,02 эВ.

### 3 ЗАДАНИЕ

3.1. Исследовать зависимость обратного тока германиевого диода от температуры.

3.2. Вычислить ширину запрещенной зоны германия.

### 4 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

4.1. Принципиальная схема установки изображена на рис. 4.1. Установка включает в себя воздушный термостат 1 (металлическая полость), исследуемый диод (V1), электронагреватель R1, термопару ТП. Миллиамперметр и милливольтметр служат для измерения тока диода и эдс термопары, соответственно. Ключом К1 включают и выключают нагреватель R1.

4.2. Конструктивно установка представляет собой настольный блок, внешний вид которого представлен на рис. 4.2. 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 непосред-



ственно **в милливольтгах**, а ток диода измеряется стрелочным прибором 12 при соответствующем положении переключателя 13. При этом используется множитель  $\times 1$  мкА.

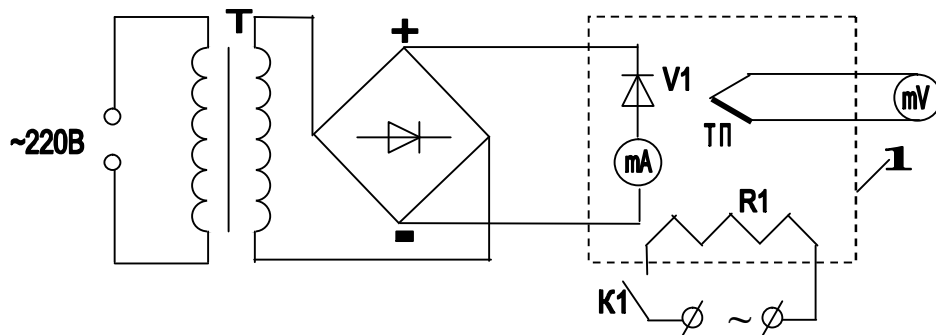


Рисунок 4.1 – Схема экспериментальной установки

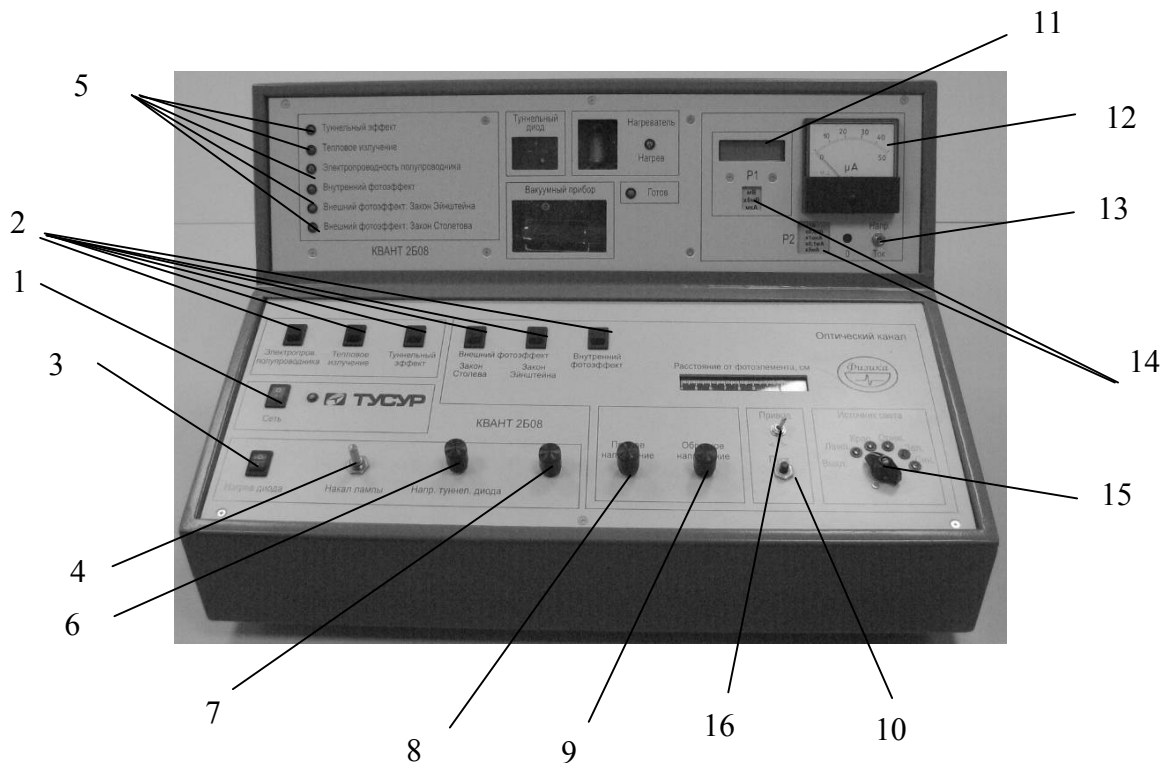


Рисунок 4.2 – Внешний вид установки

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

$$\varepsilon = \alpha(T - T_0), \quad (4.1)$$

где  $\alpha = 50$  мкВ/К;

$T$  и  $T_0$  – температуры диода и окружающей среды, соответственно.

## 5 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

5.1. Убедиться, что кнопка 3 «Нагрев диода» (Рис. 4.2) поставлена в положение «Выкл». Включить установку кнопкой «Сеть» и выбрать лабораторную работу соответствующей кнопкой 2. Зафиксировать и записать в таблицу 5.1 значения термо-э.д.с.  $\mathcal{E}$  и тока диода  $I$  по приборам 11,12.

5.2. Кнопкой 3 включить нагреватель и, наблюдая за изменением  $\mathcal{E}$  и  $I$ , регистрировать и записывать пары значений в табл. 5.1. (Необходимо получить не менее 8 экспериментальных точек)

5.3. В соответствии с формулой (5.1) определить температуры и занести их в таблицу.

$$T = \frac{\mathcal{E}}{50} + T_0 \quad (5.1)$$

где  $T_0$  – температура в лаборатории, К;

$\mathcal{E}$  – термо-э.д.с., измеренная в мкВ.

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

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

5.6. Определить угловой коэффициент в уравнении прямой (2.3), а также погрешность углового коэффициента и провести прямую. Для этой цели удобно воспользоваться методом наименьших квадратов.

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

5.8. Сделать выводы по работе.

Таблица 5.1 – Результаты измерений.

№ изм.	$I_{\text{обр}}$ , мкА	$\mathcal{E}$ , мкВ	T, К	$1/T$ , К <sup>-1</sup>	$\ln I_{\text{обр}}$
1					
2					
...					

## 6 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 6.1. Каков смысл понятий «валентная зона», «зона проводимости», «запрещенная зона»?
- 6.2. Что такое «дырка» с точки зрения зонной теории?
- 6.3. Каков физический смысл уровня Ферми?
- 6.4. Каким образом создается в полупроводниках р- или n – типа проводимость?
- 6.5. Объясните механизм электропроводности собственных и примесных полупроводников.
- 6.6. Нарисуйте зонные диаграммы полупроводников р- типа и n-типа. Зонную диаграмму р-n – перехода. Объясните их.
- 6.7. Чем обусловлен обратный ток полупроводникового диода?
- 6.8. Почему в данной работе исследуемый диод нужно включать в заперном направлении?

## 7 СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.5. – М.: Наука, 1998.
2. Детлаф А.А., Яворский В.М. Мильковская Л.В. Курс физики. Т.2. –М.: Высшая школа, 1977. –С.161-177
3. Калашников С.Г. Электричество. –М.: Наука, 1977. – С.444-449
4. Руководство к лабораторным занятиям по физике /Под ред. Л.Л. Гольдмана –М.: Наука, 1978. –С.546 – 552.