

## Лабораторная работа №2

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

**Цель работы:** ознакомление с электрическими методами определения ширины запрещенной зоны полупроводников, измерение ее по температурной зависимости электропроводности полупроводника.

**Приборы и материалы:** лабораторная установка для измерения температурной зависимости электропроводности полупроводника, образцы полупроводников с контактами.

#### ТЕОРИЯ.

##### 1. Энергетический спектр электронов в кристалле.

С позиции квантовой механики, каждый электрон, входящий в состав свободного атома, может обладать лишь какими-то вполне определенными энергиями. Электроны распределены по строго определенным энергетическим состояниям, или, как их еще называют, уровнями. При определенных условиях электроны могут переходить с одного энергетического уровня на другой, но не могут находиться в каком либо промежуточном состоянии.

Условия квантования энергии электронов строго соблюдаются во всех без исключения атомах веществ, а также при объединении атомов в кристаллы. Однако, законы квантования энергии электронов в кристалле оказываются несравненно более сложными.

При конденсировании  $N$  отдельных атомов в твердое тело, вследствие того, что электрические поля атомов оказывают сильное влияние друг на друга, каждый невырожденный уровень прежде изолированного атома “расщепляется” на  $N$  близких по величине, но все же различных подуровней кристалла, на каждом из которых, согласно принципу Паули, может находиться по два электрона, отличающихся друг от друга направлением спинового момента количества движения. Состояние электронов в атоме характеризуется набором четырех квантовых чисел. Принцип Паули гласит, что не может быть двух электронов с

одинаковым набором квантовых чисел. При такой формулировке принципа Паули, в набор квантовых чисел входит и проекция спинового момента количества движения. В свободном атоме равным набором квантовых чисел может соответствовать одинаковая энергия. На таком энергетическом уровне, обычно называемом вырожденным, может находиться столько электронов, сколько наборов квантовых чисел ему соответствует. При взаимодействии атомов вырождение обычно снимается.

Совокупность этих уровней образует энергетическую полосу или, как ее называют, разрешенную зону (рис. 1). Разрешенные зоны отделяются друг от друга областями, в которых электроны в силу квантово – механических законов находиться не могут, эти области называются запрещенными зонами.

Шириной запрещенной зоны  $\Delta E_g$  называется минимальная энергия, необходимая для отрыва валентных электронов от атомов твердого тела. Она является важнейшим физическим параметром твердого тела, определяющим его электрические свойства. Вещества с малой шириной запрещенной зоны  $\Delta E_g \approx 0$  в обычных условиях являются хорошими проводниками, вещества со средними значениями  $0,1 \text{ эВ} < \Delta E_g < 4 \text{ эВ}$  являются полупроводниками, а при  $\Delta E_g > 4 \text{ эВ}$  вещества являются типичными диэлектриками.

Ширина разрешенной зоны определяется величиной взаимодействия атомов между собой. Внутренние оболочки многоэлектронных атомов взаимодействуют между собой слабо и соответствующие им зоны очень узкие. Взаимодействие валентных оболочек гораздо сильнее и их зоны гораздо шире.

При абсолютном нуле температуры все электроны в кристалле занимают наинизшие уровни и при этом могут встретиться несколько вариантов заполнения (внутренние оболочки всегда заполнены, кроме атомов переходных элементов, но мы их рассматривать не будем):

а) если число электронов в кристалле соответствует числу возможных мест в одной или нескольких низших зонах и зоны не перекрываются, то эти зоны будут полностью заполнены (верхнюю из них обычно называют основной или валентной

зоной), а остальные зоны будут совершенно пустыми (возбужденные зоны или зоны проводимости). Такая ситуация наблюдается в проводниках или диэлектриках.

б) если число электронов в кристалле меньше числа возможных состояний в наинизших зонах, то часть зоны остается свободной. Это характерно для одновалентных металлов.

в) если число электронов соответствует числу возможных состояний валентной зоне, но последняя перекрывается с соседней пустой зоной, то в объединенной зоне (зона проводимости) верхняя ее часть остается пустой. Такая ситуация встречается у двухвалентных электронов, например, бериллия.

В чистых полупроводниках уровень Ферми лежит между верхним краем валентной зоны и нижним краем зоны проводимости. Тогда внутри разрешенных зон  $|E - \mu| \ll kT$  и при температурах, отличных от абсолютного нуля, но не слишком высоких, можно пользоваться приближенными выражениями для  $\omega$  для валентной зоны, где  $E - \mu < 0$ ,  $e^{\frac{E-\mu}{kT}} \ll 1$

$$\omega = 1 - e^{\frac{E-\mu}{kT}} \quad (1)$$

а для зоны проводимости  $E - \mu > 0$ ,  $e^{\frac{E-\mu}{kT}} \gg 1$

$$\omega = e^{\frac{E-\mu}{kT}} \quad (2)$$

Для валентной зоны удобно вместо вероятности заполнения электронов некоторого уровня использовать вероятность того, что уровень остается пустым.

Обозначим эту вероятность  $\omega_p$ :  $\omega_p = 1 - \omega = e^{\frac{E-\mu}{kT}}$ .

Таким образом вероятность заполнения некоторого уровня в зоне проводимости равна вероятности освобождения уровня в валентной зоне, если эти уровни находятся на одинаковом расстоянии от уровня Ферми.

Количество уровней в разрешенных зонах столь велико и расстояния между ними столь малы, что энергия электронов в зоне проводимости фактически меняется практически непрерывно. По этой причине электроны этой зоны могут практически непрерывно менять свою энергию, ускоряясь электрическим полем, т.е. участвуют в проводимости. Но и электроны в валентной зоне могут изменять

свою энергию, так как при  $T \neq 0$  некоторое число незанятых уровней там имеется. Рассмотрение сложного движения огромного количества электронов вблизи верхнего края валентной зоны удобно заменить рассмотрением движения сравнительно небольшого числа пустых мест, дырок, как их обычно называют. Количество свободных электронов в чистом полупроводнике всегда равно числу дырок, ибо всякий переход из валентной зоны в зону проводимости приводит к рождению пары электрон – дырка, а возврат электрона из зоны проводимости в валентную – к рекомбинации пары электрон – дырка. Такие переходы происходят всегда, и время существования свободных электронов и дырок ограничено. Вероятность перехода между зонами зависит от ширины запрещенной зоны.

Концентрация свободных носителей определяется не только вероятностью  $\omega$ , но и плотностью расположения уровней, т.е. уровней в единичном интервале энергии, отнесенном к единице объема кристалла –  $N(E)$ . Расчет  $N(E)$  довольно прост.

Оно не меньше числа атомов в объеме данного кристалла, т.е. при размерах кристалла, когда его объем составляет  $1 \text{ см}^3$ , число уровней имеет порядок  $10^{24} - 10^{26}$ . Расчет показывает, что ширина зоны проводимости имеет порядок электрон-вольта, следовательно, расстояние между двумя ближайшими уровнями составляет величину  $10^{-26} - 10^{-24}$ .

Число разрешенных состояний в интервале импульсов от  $p$  до  $p + dp$  определяется числом элементарных ячеек в фазовом пространстве (пространство импульсов), т.е. частным от деления объема шарового слоя  $4\pi p^2 dp$  на объем одной ячейки, равный  $h^3$ :

$$N(p)dp = \frac{4\pi p^2}{h^3} dp$$

Далее нас будут интересовать лишь состояния в экстремуме функции  $E(p)$ , точнее  $E(\mathbf{k})$ , где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор электрона. Свяжем начало отсчета энергии с минимумом  $E$  (край зоны) в зоне проводимости. Перейдя в написанной выше формуле от  $p$  к  $E$  ( $p = \sqrt{2m^*E}$ ), получим:

$$N_e(E)dE = \frac{4\pi\sqrt{2}m_n^{*3/2}E^{1/2}}{h^3} dE.$$

Здесь  $N_e(E)dE$  - общее число состояний в интервале от  $E$  до  $E + dE$ ,  $m^*$  - эффективная масса электрона.

Тогда в общем виде собственная концентрация электронов  $n_i$  в зоне проводимости запишется:

$$n_i = 2 \int_0^{E_{\max}} N_e(E) \omega(E) dE$$

Множитель 2 дает учет принципа Паули,  $E_{\max}$  - верхняя граница зоны проводимости.

Поставив сюда выражение  $N_e dE$  и  $\omega(E)$ , получим:

$$n_i = 8\pi\sqrt{2}m_n^{*3/2}h^{-3} \int_0^{E_{\max}} \frac{E^{1/2} dE}{e^{\frac{E-\mu}{kT}}}$$

Заменяем верхний предел интеграла  $E_{\max}$  на бесконечность, что оправдано быстрым убыванием подинтегральной функции. Тогда получим гамма-функцию, значение которой известно, т.е.

$$n_i = 8\pi\sqrt{2}m_n^{*3/2}h^{-3} \int_0^{\infty} \frac{E^{1/2} dE}{e^{\frac{E-\mu}{kT}}} \text{ или } n_i = 2 \left( \frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} m_n^{*3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \quad (3)$$

Подобным путем находится выражение для концентрации  $p_i$  собственных дырок в валентной зоне:

$$p_i = 2 \left( \frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} m_n^{*3/2} e^{\frac{\mu+\Delta E}{kT}}$$

Перемножив  $n_i$  и  $p_i$ , получим:

$$n_i p_i = n_i^2 = 4 \left( \frac{2\pi kT}{h^2} \right)^3 m_n^{*3/2} m_p^{*3/2} e^{\frac{-\Delta E}{kT}}$$

Так как  $n_i = p_i$ , то

$$n_i = 2 \left( \frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} m_n^{*3/4} m_p^{*3/4} e^{\frac{-\Delta E}{2kT}} = A T^{3/2} e^{\frac{-\Delta E}{2kT}} \quad (4)$$

Видим, что собственная концентрация определяется шириной запрещенной зоны  $\Delta E$  и она очень сильно зависит от температуры.

## 2. Методы измерения запрещенной зоны.

Измерение ширины запрещенной зоны полупроводника можно проводить различными методами: электрическими, оптическими, фотоэлектрическими. В

электрических методах регистрируются изменения электрических величин (проводимости, постоянной Холла, емкости и других) при изменении температуры полупроводника. Затем находится вид температурной зависимости концентрации электронов и дырок  $n_i$ ,  $p_i$  и по формуле (4) вычисляется ширина запрещенной зоны. Этими методами определяется приближенная величина  $\Delta E_g$ , средняя для используемого интервала температур. Кроме того на измеряемых образцах необходимо изготавливать контакты для пропускания тока и снятия напряжения. Изготовление контактов является нежелательной операцией, так как при этом полупроводник подвергается дополнительной термообработке и возможным загрязнениям. Электрические методы эффективны лишь для полупроводников с малой шириной запрещенной зоны  $\Delta E_g < 0,8$  эВ, так как только такие полупроводники обладают заметной проводимостью в достаточно широком интервале температур измерения.

Оптические методы определения  $\Delta E_g$  основаны на измерении спектральных зависимостей оптических параметров полупроводников (коэффициентов пропускания, поглощения, отражения, преломления и других). Обычно измеряют спектр поглощения света, в которых при энергии квантов света,  $h\nu \approx \Delta E_g$  наблюдается резкий скачок поглощения. Оптический метод является «бесконтактным», поскольку не требует наличия токопроводящих и измерительных контактов к исследуемому образцу полупроводника. В фотоэлектрическом методе регистрируют спектр фотоэффекта, то есть зависимость фототока от частоты падающего света  $\nu$ . При  $h\nu > \Delta E_g$  наблюдается резкий рост фототока. Здесь определяется «оптическая» ширина запрещенной зоны, но к образцу необходимо изготавливать омические контакты.

Достоинством оптического и фотоэлектрического методов является более точное измерения величины  $\Delta E_g$  и возможность ее определения при точно заданной температуре. Это позволяет с высокой точностью измерять зависимость  $\Delta E_g$  от температуры, концентрации носителей заряда и других факторов. Недостатком оптических методов является трудность измерения полупроводников с малой шириной запрещенной зоны  $\Delta E_g < 0,8$  эВ вследствие необходимости использовать

инфракрасный свет, с которым трудно работать. Поэтому оптические методы обычно применяются на полупроводниках с  $\Delta E_g > 0,8$  эВ.

### 3. Определение $\Delta E_g$ по температурной зависимости электропроводности.

Целью настоящей работы является измерение ширины запрещенной зоны «узкозонных» полупроводников с  $\Delta E_g > 0,8$  эВ. Для таких полупроводников наиболее подходят электрические методы измерений. В данной работе был выбран самый простой из них, основанный на определении температурной зависимости удельной проводимости полупроводника. Согласно дифференциального закона Ома проводимость определяет способность тела пропускать электрический ток. Она связывает плотность тока  $j$  в веществе с напряженностью  $E$  электрического поля:

$$j = \sigma E \quad (5)$$

Согласно простейшей теории электропроводности

$$j = enV_n \quad (6)$$

где  $e, n$  – заряд и концентрация электронов,  $V_n$  – средняя скорость их движения (дрейфа) в направлении поля. Если ввести подвижность  $\mu_n$  как скорость дрейфа электронов в поле единичной напряженности, то

$$V_n = \mu_n E, \quad j = en \mu_n E, \quad \sigma = en \mu_n \quad (7)$$

Таким образом, величина проводимости за счет электронов прямо пропорциональна их концентрации  $n$  и подвижности  $\mu_n$ . Проводимость, обусловленную движением электронов, называют электронной или  $n$  – типа.

В полупроводниках электропроводность может возникать также за счет движения свободных положительных зарядов «дырок», которые представляют собой вакансии в валентных связях атомов полупроводника. Такую проводимость называют дырочной или  $p$ -типа. Если обозначить через  $p$  концентрацию дырок, а через  $\mu_p$  их подвижность, то проводимость  $\sigma_p$  полупроводника за счет движения «дрейфа» дырок будет равна

$$\sigma_p = epv_p \quad (8)$$

В чистом полупроводнике без примесей и дефектов (такой полупроводник называется собственным) количество электронов и «дырок» равны  $n_i = p_i$ . Проводимость собственного полупроводника является смешанной (и за счет

электронов и за счет «дырок»), она представляет собой сумму электронной и дырочной проводимости

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (9)$$

Следовательно, электропроводность собственного полупроводника определяется величинами концентрации электронов и «дырок»  $n$ ,  $p$  и их подвижности  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ . Обе эти величины меняются с температурой. В собственном полупроводнике  $n_i$ ,  $p_i$  меняются с температурой в соответствии с формулой (4), что демонстрируется графиком на рис. 2.

Наличие примесей усложняет температурную зависимость концентрации. Если в полупроводнике присутствуют донорные примеси с концентрацией  $N_g$ , которые являются полностью ионизированными (т.е. «мелкие» доноры), то они создают постоянную концентрацию электронов  $n_0 = N_g$  в полупроводнике при всех температурах. Общая концентрация электронов в этом случае будет

$$n = n_0 + n_i = n_0 + A \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right) \quad (10)$$

Графики температурных зависимостей  $n(T)$  представлены на рис. 2 для различных концентраций примесей  $N_g$ .

При низких температурах  $n_i \approx n_0$ . В этой области невозможно определение ширины запрещенной зоны электрическими методами. При достаточно высоких температурах  $n_i > n_0$  и здесь  $n \approx n_i$ . В этой области наблюдается сильная температурная зависимость концентрации электронов по закону (4) и здесь возможно определение ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g$ .

Таким образом, при наличии примесей в полупроводнике определение ширины запрещенной зоны электрическими методами возможно лишь при достаточно высоких температурах, когда  $n_i > n_0$ .

На практике часто проводят измерения не концентрации электронов, а проводимости полупроводника при различных температурах. Согласно формуле (7)  $\sigma_n$  пропорциональна концентрации электронов  $n$  и их подвижности  $\mu_n$ . Если считать, что подвижность слабо меняется с температурой, то ход зависимости  $\sigma_n(T)$  и



измерение проводимости при различных температурах можно использовать  $\Delta E_g$  полупроводника.

Типичное изменение  $\mu_n$  от температуры для электронного полупроводника приведено на рис. 3. Видно, что при температурах выше комнатной подвижность может изменяться почти на порядок. Следовательно при расчетах значений концентраций  $n$  из измерений проводимости при различных температурах необходимо брать поправку на изменение подвижности. Однако, если ограничиться небольшим температурным интервалом, то подвижность можно считать мало меняющейся. В этом случае достаточно провести измерения температурной зависимости проводимости  $\sigma(T)$  в области высоких температур (область собственной проводимости) и построить зависимость  $\lg(\sigma)$  от обратной температуры  $1/T$ . График такой зависимости должен представлять собой прямую (рис. 4), описываемую уравнением

$$\lg \sigma(T) = A^* - 0,43 \frac{\Delta E_g}{2kT} \quad (11)$$

Из экспериментально построенного графика температурной зависимости собственной проводимости  $\sigma_i(T)$  легко определить ширину запрещенной зоны. Выбрав две любые величины проводимости  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  при соответствующих температурах  $T_1$  и  $T_2$  (рис. 3) из уравнения (11) получаем

$$\lg \sigma_2 - \lg \sigma_1 = \frac{0,43}{2k} \Delta E_g \left( \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (12)$$

Отсюда

$$\Delta E_g = - \frac{2k}{0,43} \frac{\lg \sigma_2 - \lg \sigma_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} = \frac{2k}{0,43} \operatorname{tg} \alpha$$

Следовательно, ширина запрещенной зоны полупроводника  $\Delta E_g$  определяется из экспериментально измеренного графика зависимости  $\lg \sigma$  от  $1/T$  в области высоких температур, где преобладает собственная проводимость.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ.

Измерение проводимости полупроводников при различных температурах в настоящей работе проводится на специальной лабораторной установке четырехзондовым методом.

Четырехзондовый метод измерения использует образец полупроводника с четырьмя контактами (зондами), расположенными вдоль одной прямой (рис. 5). Через два внешних зонда (контакты 1, 2) пропускают электрический ток  $J$ , на двух внутренних зондах (контакты 3, 4) измеряют падение напряжения  $U_{34}$ . По измеренным значениям  $\sigma$  можно определить удельную проводимость образца, если известны его размеры – высота  $d$ , ширина  $b$ , расстояние  $l$  между контактами 3 и 4:

$$\sigma = \frac{J}{U_{34}} \frac{l}{bd} \quad (13)$$

Для подачи тока  $J$  на образец желательно использовать источник тока с высоким выходным сопротивлением, т.е. генератор тока. Чтобы контактные сопротивления зондов 3 и 4 не оказывали влияния на результаты измерения напряжения  $U_{34}$ , необходимо отсутствие тока через контакты 3 и 4 в процессе измерения. Поэтому обычно измерения проводят компенсационным способом.

Величины напряжений  $U_{34}$  обычно очень малы ( $10^{-1} - 10^{-5}$  В) поэтому заметное искажение могут вносить ряд факторов. Наиболее важными из них являются: высокое переходное сопротивление контактов, инжекция неосновных носителей заряда, эффект Пельтье (появление термо-ЭДС), нагрев образца электрическим током, внешние наводки. Для уменьшения или компенсации этих мешающих факторов используют образцы правильной геометрической формы с постоянным поперечным сечением. При этом изготавливают контакты (зонды) с пренебрежимо малым сопротивлением и не инжектирующие. При измерениях обычно используются небольшие токи порядка 1 мА или менее, измерения напряжения выполняют электронным милливольтметром с высоким входным сопротивлением (не менее  $10^8$  Ом) или электрометром с входным сопротивлением  $10^{14} - 10^{16}$  Ом. При этом  $U_{34}$  измеряют при двух направлениях тока, а сам образец и проводку к

нему тщательно экранируют для устранения наводок. Весьма эффективным способом избавления от указанных мешающих факторов и повышения точности измерений является использование переменного тока вместо постоянного для подачи на контакты 1, 2. При этом напряжение  $U_{34}$  также является переменным и его измерение выполняют избирательным милливольтметром переменного тока с последующим синхронным детектированием, что значительно облегчает измерение. Схема на переменном токе отличается широким диапазоном измеряемых величин удельных сопротивлений – от  $10^{-2}$  до  $10^3$  Ом/см.

В настоящей работе используется лабораторная измерительная установка, схема которой приведена на рис. 6. Она позволяет измерять проводимость полупроводников в диапазоне от  $10^{-2}$  до  $10^3$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup> в интервале температур 20 – 250<sup>0</sup>С. Установка включает держатель с образцом Д, помещенный в нагревательную печь П, регулируемый источник питания И, измеритель тока через образец mA, термопарный датчик температуры Т, милливольтметр мВ и регулятор напряжения Р для питания нагревательной печи.

Регулируемый источник питания напряжением 5 – 15 В типа УНИП-5 служит для подачи и регулировки тока через контакты 1, 2 полупроводникового образца. Величина тока контролируется миллиамперметром mA. Обычно задается ток 0,1 – 1,5 mA. Слишком большой ток приводит к дополнительному нагреву образца и искажению результатов измерения, малый ток приводит к уменьшению напряжения, что затрудняет точное его измерение. В качестве измерителя напряжения  $U_{34}$  обычно используется высокоомный потенциометр постоянного тока Р307 или милливольтметр с большим входным сопротивлением (не менее  $10^6$  Ом). Использование милливольтметра с малым входным сопротивлением приводит к большим ошибкам измерения, так как через контакты 3, 4 образца при измерении течет заметный ток.

В качестве датчика температуры в установке используется хромель-алюмелевая термопара как имеющая наибольшую ЭДС в используемом диапазоне температур (примерно 0,04 мВ/<sup>0</sup>С). Измерение ЭДС термопары может производиться низкоомным милливольтметром (на 15 – 20 мВ) или специальным потенциометром

(например ПП-63, ППТВ, Р307, Р306 и др.). Регулятор напряжения для нагревательной печи должен обеспечить напряжение 10 – 100 В при токе до 0,2 А. В качестве регулятора можно использовать лабораторный автотрансформатор ЛАТР или РНШ.

#### ЗАДАНИЯ.

1. Подготовит установку к работе.
2. Провести измерения температурной зависимости электропроводности образца германия n – типа.
3. Построить график зависимости  $I_{g\sigma}$  от  $1/T$ .
4. Определить «термическую» ширину запрещенной зоны германия.
5. Сравнить полученные результаты с известными литературными данными.
6. Определить ошибки измерения.

#### ПОРЯДОК ИЗМЕРЕНИЙ И ФОРМА ОТЧЕТА.

Сначала необходимо убедиться в правильности электрических соединений в установке и подготовить измерительные приборы к работе. Затем измеряются размеры образца и расстояния между его контактами, проверяется наличие контактов и цельность проводов с помощью авометра и образец с держателем вставляется в нагревательную печь. Включается ток через образец и задается его величина в пределах 0,1 – 1,5 мА. Измеряется величина напряжения  $U_{34}$  и рассчитывается значение удельной проводимости  $\sigma$  образца при комнатной температуре. Убедившись, что измерения выполняются и величины  $\sigma$  имеют разумные значения, приступают к измерению температурной зависимости  $\sigma(T)$ . Для этого подают небольшое напряжение на нагреватель (примерно 10 В) и следят за подъемом температуры, измеряя ЭДС термопары через каждые несколько минут. Измерения  $U_{34}$  проводят через каждые  $10^{\circ}\text{C}$ .

При нагреве образца возможно появление термо-ЭДС между измеряемыми контактами 3, 4 или наличие наводок. Это мешающее напряжение необходимо исключить из расчетов. Для этого перед каждым измерением необходимо выключать ток через образец и проводить измерение напряжения между контактами 3 и 4 без тока (обозначим его  $U_0$ ). После этого включают ток через

образец и проводят измерение напряжения  $U$  между контактами 3, 4. Искомое напряжение  $U_{34}$  получается вычитанием  $U_0$  с учетом его знака:

$$U_{34} = U - U_0 \quad (14)$$

Значение электропроводности рассчитывается по формуле (13). Результаты измерений и расчетов заносят в таблицу.

№	$V_T$ , мВ	$T$ , $^{\circ}\text{C}$	$T^{-1}$ , $\text{K}^{-1}$	$J$ , мА	$U_{34}$ , мВ	$\sigma$ , $\text{Om}^{-1}\text{cm}^{-1}$	$\lg\sigma$
---	------------	--------------------------	----------------------------	----------	---------------	---	-------------

В таблице:  $V_T$  – ЭДС термопары,  $T$  – температура образца,  $J$  – ток через образец,  $U_{34}$  – напряжение, измеренное между контактами 3 и 4 образца,  $\sigma$  – удельная электропроводность образца.

После достижения максимальной температуры измерения прекращают, заполняют таблицу данных и строят график зависимости  $\lg\sigma$  от  $1/T$ . Из графика определяют тангенс угла наклона экспериментальной прямой и по формуле (12) рассчитывают величину запрещенной зоны полупроводника  $\Delta E_g$  (постоянная Больцмана  $k = 8,6 * 10^{-5}$  эВ \*  $\text{K}^{-1}$ ).

Расчет относительной ошибки измерения проводимости  $\delta\sigma = \Delta\sigma/\sigma$  проводят по известным относительным ошибкам измерения тока  $\delta J = \Delta J/J$ , напряжения  $\delta U = \Delta U/U$  и размеров образца и, используя обычную формулу

$$\delta\sigma = \delta J + \delta U + \delta l + \delta S \quad (15)$$

Относительную ошибку определения ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g$  можно оценить приближенно из графика  $\lg\sigma - 1/T$  с учетом разброса экспериментальных точек. Для этого по экспериментальным точкам строятся две крайние прямые с разным наклонами и оценивается разброс  $\Delta \lg\sigma$  и  $\Delta(1/T)$ . По полученным разбросам определяются относительные ошибки  $\delta(\lg\sigma)$  и  $\delta(1/T)$ , сумма которых дает относительную ошибку определения.

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Что называется шириной запрещенной зоны полупроводника?
2. Напишите формулу зависимости собственной концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике от температуры и постройте график этой зависимости.

3. Напишите формулу для удельной электропроводности полупроводника.
4. Изложите суть метода определения ширины запрещенной зоны полупроводника из измерения электропроводности его при разных температурах.
5. Как устроена экспериментальная измерительная установка?
6. Расскажите порядок и обработки результатов измерений.
7. Как определяются ошибки измерений?

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. Гаркуша Ж.М. Основы физики полупроводников, М., 1982.
2. Павлов Л.П. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов, М., 1975.

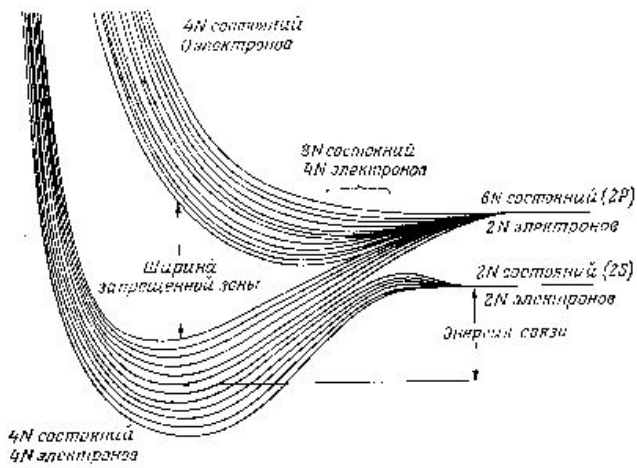


Рис. 1

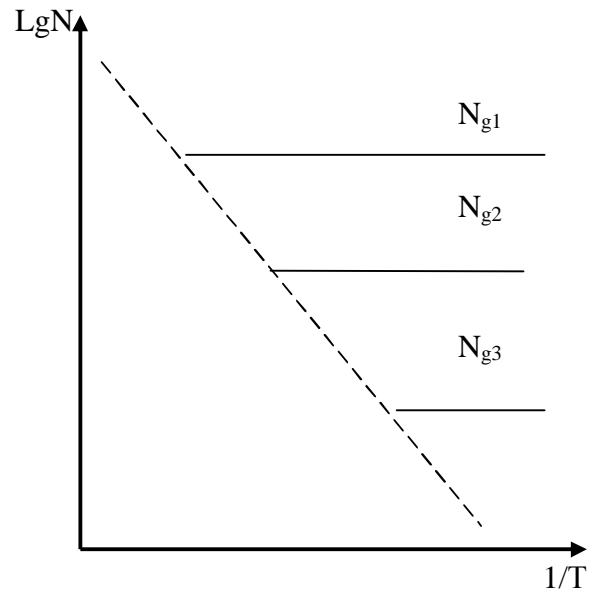


Рис. 2

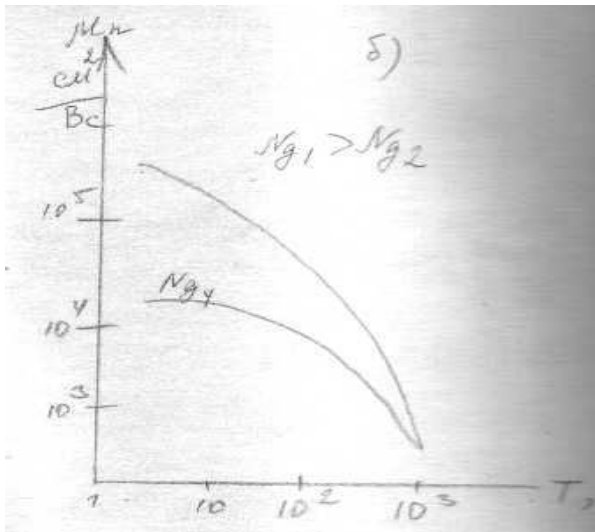


Рис. 3

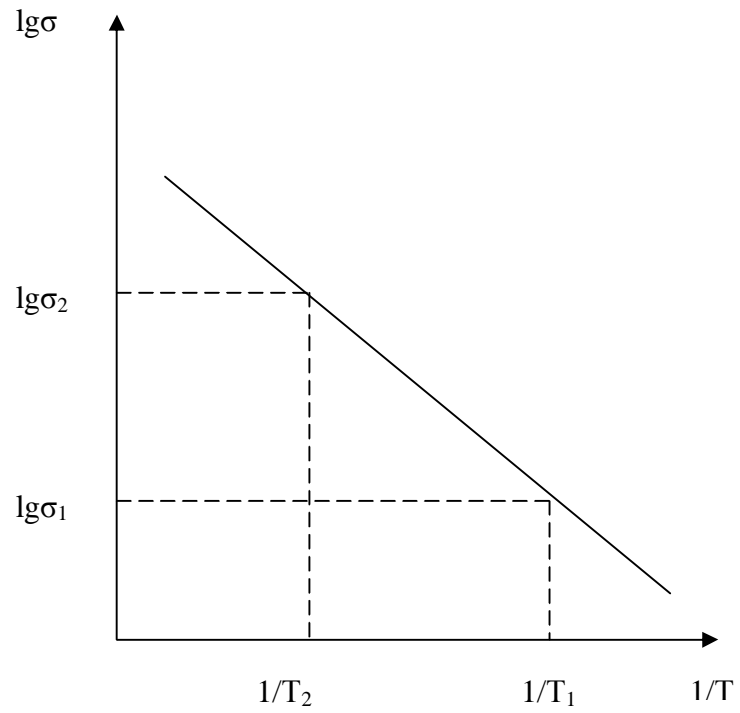


Рис. 4

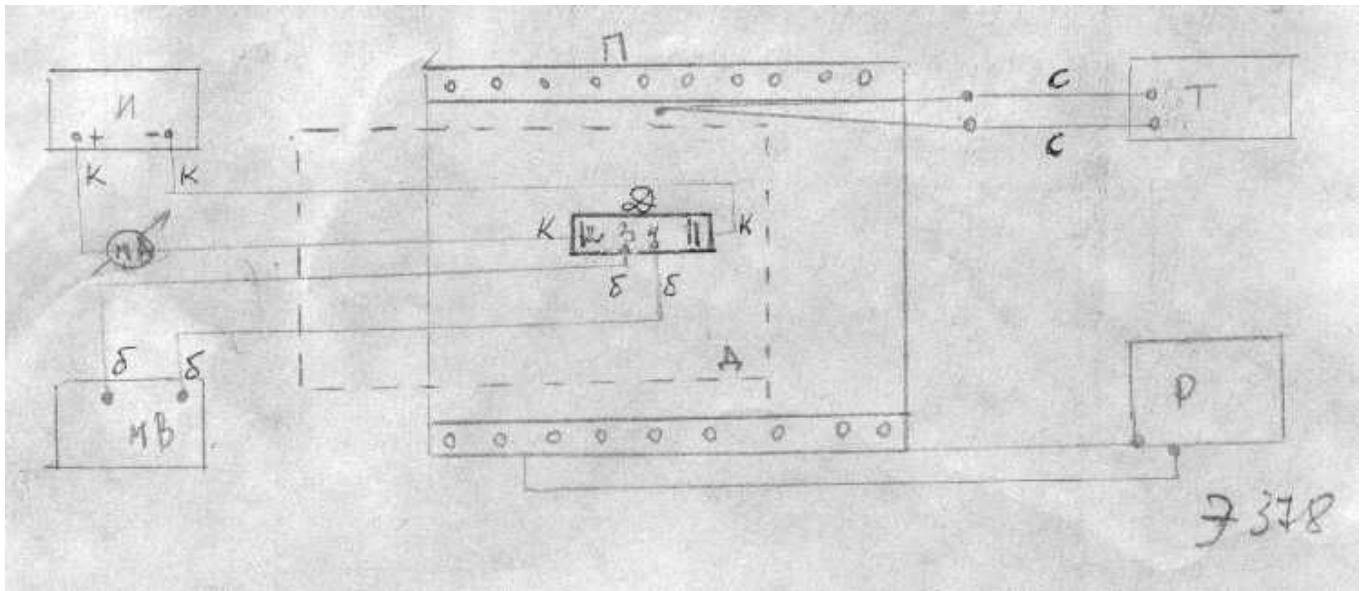


Рис. 6

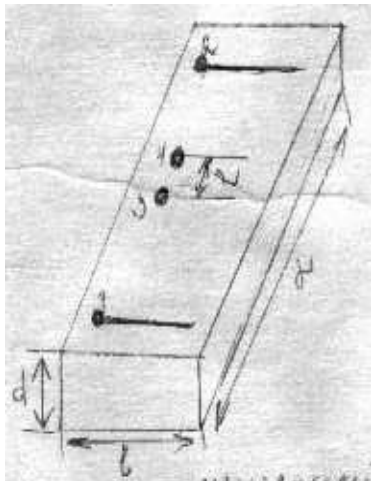


Рис. 5