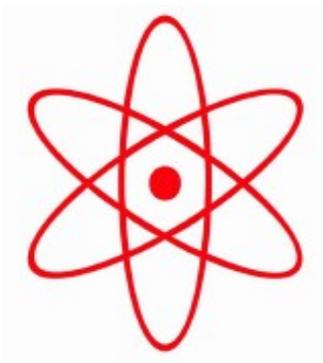


НПО УЧЕБНОЙ ТЕХНИКИ «ТУЛАНАУЧПРИБОР»

МЕТОДИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ВЫПОЛНЕНИЮ
ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ



ФКЛ-10

**ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ
ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА**

Тула, 2010 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА.

Цель работы: экспериментальное изучение температурной зависимости сопротивления полупроводниковых образцов и ширины запрещенной зоны полупроводника.

Элементы зонной теории.

Твердые тела, по своему удельному сопротивлению ρ , могут быть разделены на три больших класса: металлы (проводники), полупроводники и диэлектрики (изоляторы). При комнатной температуре для различных классов твердых тел ρ имеет значения в следующих пределах:

Металлы	$10^{-8} \div 10^{-6}$ Ом·м
Полупроводники	$10^{-6} \div 10^8$ Ом·м
Диэлектрики	более 10^8 Ом·м

Однако такая чисто количественная классификация не передает специфических особенностей электропроводности и других свойств твердых тел. Между металлами и полупроводниками наблюдается существенное качественное различие. Например, у металлов удельное сопротивление с ростом температуры увеличивается по линейному закону (кривая 1), а полупроводников – экспоненциально уменьшается (кривая 2) (рис. 1).

Объяснение различия электропроводности и других свойств указанных классов дает квантово – механическая зонная теория твердого тела. Из квантовой механики известно, что в любом изолированном атоме электроны могут иметь только определенные дискретные значения энергии, называемые энергетическими уровнями. Причем на каждом энергетическом уровне, в соответствии с принципом Паули, может находиться не более двух электронов. Электроны, находящиеся на наиболее высоком энергетическом уровне (электроны внешних электронных орбит), называются валентными. По мере сближения атомов до расстояний, равных межатомным расстояниям в твердых телах, взаимодействие между электронными оболочками атомов

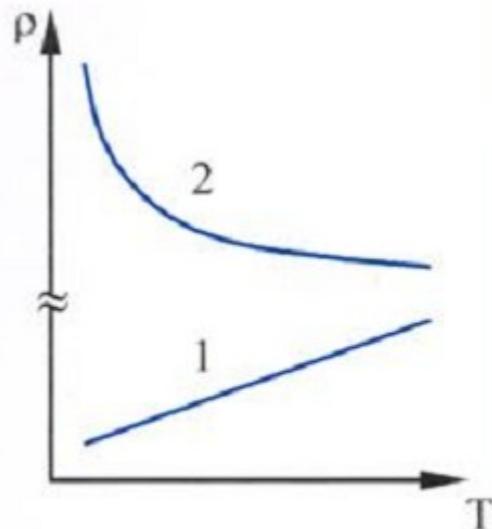


Рис. 1

приводит к тому, что энергетические уровни отдельных атомов расщепляются, образуя энергетические зоны твердого тела. Каждая энергетическая зона представляет собой набор дискретных, но очень близко расположенных энергетических уровней, число которых в зоне равно числу атомов в кристалле, а расстояние между ними составляет порядка 10^{-22} – 10^{-23} эВ ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж).

Энергетическая зона, образованная расщеплением энергетического уровня валентных электронов оказывается полностью заполненной и называется **валентной зоной**. Выше валентной зоны располагается энергетическая зона, в которой электронов нет (все энергетические уровни этой зоны свободны), и называется **зоной проводимости**. Разность энергии между дном зоны проводимости и потолком валентной зоны называется **шириной запрещенной зоны** ΔE (дно - минимум энергии в зоне, потолок - максимум энергии в зоне).

Электропроводность твердых тел определяются степенью заполнения электронами зоны проводимости и шириной запрещенной зоны.

В зависимости от степени заполнения зон электронами и шириной запрещенной зоны ΔE возможны четыре случая, схематически изображенные на рис. 2.

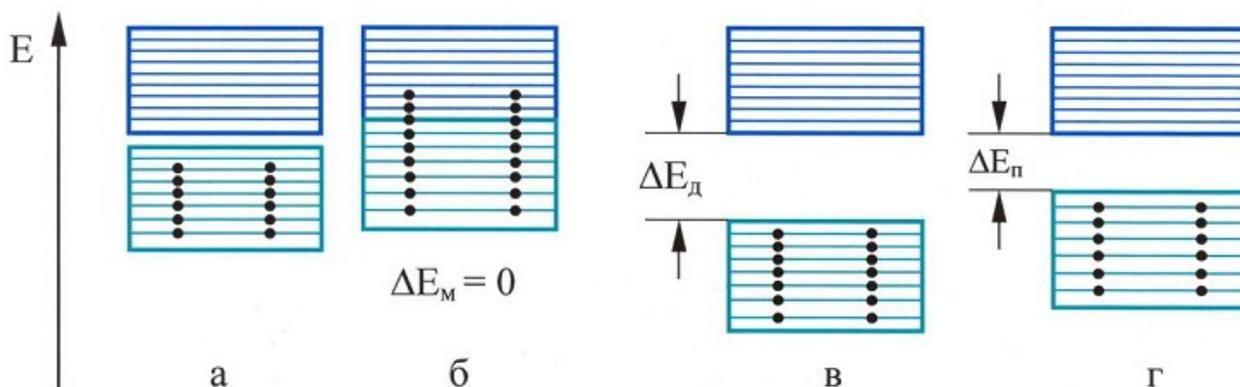


Рис. 2

Валентная зона заполнена полностью, но перекрывается с зоной проводимости (рис. 2б). В этом случае электроны могут легко переходить на энергетические уровни зоны проводимости и участвовать в электропроводности. Это характерно для металлов.

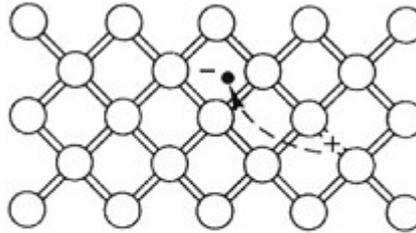
В общем случае валентная зона полностью заполнена электронами, а зона проводимости пуста (рис. 2 а, в, г). В зависимости от ширины запрещенной зоны ΔE , твердые тела, имеющие такое зонное строение, являются проводниками, диэлектриками или полупроводниками. Если ширина запрещенной зоны много больше энергии теплового движения электронов, определяемой температурой, то электроны не могут перейти в зону проводимости (то есть для перехода в зону проводимости тепловой энергии

электронов оказывается недостаточно). Такой кристалл является диэлектриком (рис. 2 в).

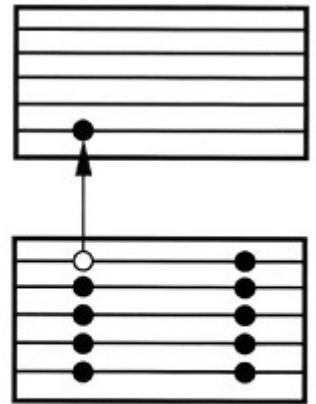
И, наконец, если запрещенная зона достаточно узкая, так что переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости может быть осуществлен сравнительно легко даже путем теплового возбуждения, то кристалл является полупроводником (рис. 2 г).

В полупроводнике в основном состоянии, когда валентная зона заполнена полностью в кристалле нет свободных носителей заряда, которые могли бы участвовать в электропроводности.

Все электроны заняты в ковалентных связях, объединяющих атомы в кристаллическую решетку. При этих условиях полупроводник ничем не отличается от диэлектрика. При повышении температуры возможно вырывание электрона из этой связи. При этом



а



б

Рис. 3

образуется свободный электрон, который не связан с каким-то определенным атомом в кристаллической решетке, а в том месте, где была связь, образуется вакансия, которая называется **дыркой** (рис. 3а). На языке зонной теории это означает, что под действием теплового движения электрон преодолел запрещенную зону и перешел в зону проводимости, а в валентной зоне образовалась дырка (рис. 3б).

Если такой кристалл поместить в электрическое поле, то под действием этого поля свободный электрон может перемещаться, то есть участвовать в электропроводности.

Проводимость, осуществляемая электронами зоны проводимости, называется **электронной**. В то же время в результате теплового движения возможен перескок валентных электронов из соседних связей в образовавшуюся вакансию - дырку, а дырка появится в том месте, откуда ушел электрон и т. д. Под влиянием внешнего электрического поля такие перемещения примут направленный характер. То есть проводимость может осуществляться и за счет валентных электронов. Такой процесс заполнения дырок электронами обычно рассматривают как перемещение дырки в направлении, противоположном движению электрона, как если бы дырка обладала положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Проводимость полупроводников, обусловленная дырками, называется **дырочной проводимостью**.

Таким образом, в полупроводниках наблюдаются два механизма проводимости: электронный и дырочный. Если число электронов в зоне

проводимости равно числу дырок в валентной зоне, то такой полупроводник называется *собственным*, а его проводимость *собственной проводимостью*. Собственными полупроводниками являются, как правило, химически чистые полупроводники, к которым относятся элементы IV группы Периодической системы элементов Менделеева Si, Ge, а также химические соединения III и V групп, как, например, GaAs, GaP и другие.

По мере увеличения температуры (то есть при увеличении энергии теплового возбуждения) все большее число электронов будет переходить из валентной зоны в зону проводимости, то есть образуется большее число носителей заряда (электронов и дырок), участвующих в электропроводности. Это приводит к увеличению электропроводности полупроводника при увеличении температуры и, следовательно, уменьшению сопротивления.

Концентрация электронов и дырок в полупроводниках.

Для анализа поведения полупроводников обычно пользуются двухзонной моделью (рис.4).

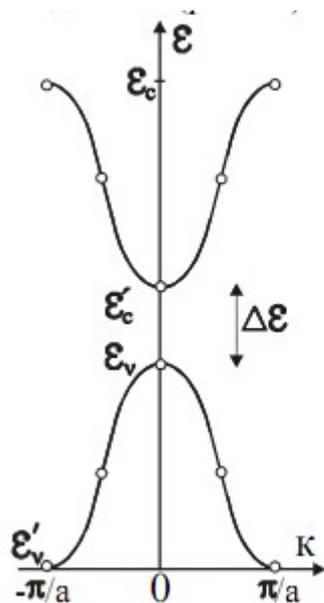


Рис. 4

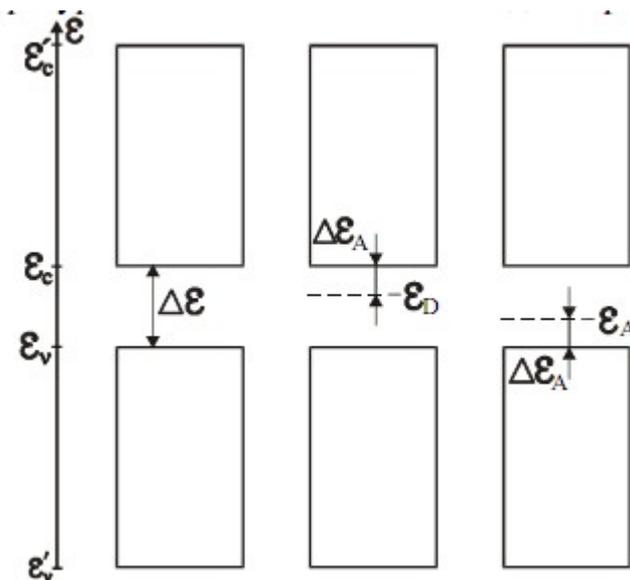


Рис. 5

В литературе обычно приводят энергетические диаграммы (рис.5) собственного полупроводника (а), примесного n-типа (б), примесного p-типа (в), где $\Delta\epsilon$ – энергия активизации примеси.

Заполненная зона от ϵ'_v до ϵ_v называется валентной. Зона от ϵ_c до ϵ'_c называется зоной проводимости. Обычно различают собственные и примесные полупроводники. Собственным полупроводником называют абсолютно чистый полупроводник, зонная структура которого показана на рис. 4 и на энергетической диаграмме рис.5а. Наличие примесей приводит к появлению дополнительных уровней энергии для электронов. Полупроводники, у которых

примесный уровень лежит в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости (рис.5б), называют донорным. Те, у которых примесный уровень лежит вблизи потолка валентной зоны (рис.5в), называют акцепторными. Например, для четырехвалентного германия донорной примесью будут атомы пятивалентных элементов (мышьяк, фосфор), а акцепторной примесью – атомы трехвалентных элементов (индий, бор).

В силу того, что примесь в кристалле распределяется случайно, примесные состояния не образуют зону, т. е. электроны этих состояний не могут двигаться в кристалле, оставаясь связанными с примесными атомами. Однако если электроны донорных уровней перейдут в зону проводимости, например, при фотоэффекте или при термическом возбуждении, они будут участвовать в переносе заряда.

Переход электронов на акцепторный уровень из валентной зоны приводит к появлению в валентной зоне дырок, которые также могут участвовать в переносе заряда.

Для таких полупроводников, как германий и кремний, с достаточно хорошей точностью выполняются условия: $\Delta\varepsilon \gg k_B T$, $\varepsilon'_c - \varepsilon_c \gg k_B T$, $\varepsilon_v - \varepsilon'_v \gg k_B T$ для широкого интервала температур (заметим, что $k_B T = 1\text{эВ}$ соответствует $T \sim 11000\text{ К}$). Благодаря этому количество термически возбужденных электронов и дырок будет мало по сравнению с числом состояний в соответствующей зоне, т.е. электроны и дырки будут находиться вблизи экстремальных точек ε_v и ε_c (см. рис.4).

Вблизи этих точек закон дисперсии можно представить квадратичными параболой:

$$\varepsilon = \varepsilon_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad - \text{ для зоны проводимости,}$$

$$\varepsilon = \varepsilon_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p} \quad - \text{ для валентной зоны,}$$

где m_e и m_p – эффективные массы электронов и дырок соответственно,

$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{E}{\hbar c}$ – волновое число, E – энергия. Это обстоятельство позволяет

считать электроны и дырки свободными частицами в соответствующих зонах и определить плотности состояний в зонах как для свободных частиц:

$$\rho_c(\varepsilon) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{2m_e}{\pi^2 \hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_c} \quad - \text{ плотность состояний электронов;} \quad (1.1)$$

$$\rho_p(\varepsilon) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{2m_p}{\pi^2 \hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_v - \varepsilon} \quad - \text{ плотность состояний дырок} \quad (1.2)$$

Формулы (1.1), (1.2) приведены для единичного объёма полупроводника.

Среднее число электронов в квантовом состоянии описывается распределением Ферми:

$$f(\varepsilon) = \left(\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_b T}\right) + 1 \right)^{-1}, \quad (1.3)$$

$k_b = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана.

Для того, чтобы рассчитать количество дырок в зоне проводимости учтем, что вероятность заполнения энергетического уровня дыркой равна:

$$1 - f(\varepsilon) = \left(\exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{k_b T}\right) + 1 \right)^{-1}. \quad (1.4)$$

Тогда концентрация электронов и дырок определяется следующими выражениями:

$$n = 2 \int_{\varepsilon_c}^{\varepsilon_v} \rho_c(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad p = 2 \int_{\varepsilon_v}^{\varepsilon_c} \rho_p(\varepsilon) (1 - f(\varepsilon)) d\varepsilon, \quad (1.5)$$

где цифра 2 учитывает краткость вырождения состояний за счет спина электрона. Заметим, что для электронов и дырок среднее число частиц в квантовом состоянии совпадает с вероятностью заполнения этих состояний.

При условии, что $\varepsilon_c - \varepsilon_c \gg k_b T$ и $\varepsilon_v - \varepsilon_v \gg k_b T$, $\varepsilon_c - \varepsilon_F \gg k_b T$ и $\varepsilon_F - \varepsilon_v \gg k_b T$ в распределениях (1.3), (1.4) можно пренебречь единицей. Это означает, что электроны и дырки при этих условиях описываются квазиклассическим распределением.

Подставляя $f(E) = \left(\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_b T}\right) \right)^{-1}$ и $1 - f(E) = \left(\exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{k_b T}\right) \right)^{-1}$ в

интегралы (1.5) и после введения новых переменных $\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{k_b T} = x$ и $\frac{\varepsilon_v - \varepsilon}{k_b T} = y$

интегралы (1.5) вычисляются довольно просто. В результате получаем:

$$n = \frac{1}{4} \left(\frac{2m_e k_b T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_c}{k_b T}\right), \quad p = \frac{1}{4} \left(\frac{2m_p k_b T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \varepsilon_F}{k_b T}\right). \quad (1.6)$$

Для вычисления концентраций в последних выражениях не достаёт зависимости энергии Ферми от температуры.

Для собственных полупроводников $n=p$ (условие электронейтральности) и тогда, приравнявая концентрации электронов и дырок, даваемые формулой (1.6), получим:

$$\varepsilon_F = \frac{\varepsilon_c + \varepsilon_v}{2} + \frac{3}{4} k_b T \ln\left(\frac{m_p}{m_e}\right) \quad (1.7)$$

$$n^2 = p^2 = np \text{ и тогда } n = p = \frac{1}{4} \left(\frac{2\sqrt{m_e m_p} k_b T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2k_b T}\right) \quad (1.8)$$

где $\Delta E = \varepsilon_c - \varepsilon_v$ — ширина запрещенной зоны.

Как видно из последних формул, в собственных полупроводниках уровень Ферми лежит в середине запрещенной зоны при $T=0$ и с ростом температуры движется в сторону зоны с меньшей эффективной массой. Например, если $m_e < m_p$, плотность состояний в зоне проводимости меньше, чем в валентной зоне, так как $\rho \sim \sqrt{m}$. Для выполнения условия $n=p$ необходимо увеличить вероятность заполнения уровней электронами в зоне проводимости и уменьшить вероятность заполнения состояний дырками в валентной зоне. Эта ситуация реализуется при смещении уровня Ферми в сторону зоны проводимости, т. е. в сторону меньшей эффективной массы.

Более сложная ситуация в примесных полупроводниках. Однако и в них положение уровня Ферми находится из условия электронейтральности:

$n + N_a^- = p + N_d^+$, где N_d^+ — концентрация ионизованной донорной примеси; $N_a^- = N_a - N_a^+$, где N_a^+ концентрация акцепторной примеси.

Рассмотрим, например, донорный полупроводник (n -типа). Для него $N_a = 0$. При абсолютном нуле уровень Ферми лежит между примесным уровнем и дном зоны проводимости. В этой области температур:

$$p \ll n$$

$$n \approx N_d^+ \approx N_d \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon_A}{k_b T}\right). \quad (1.9)$$

При дальнейшем росте температуры достигается такое состояние, когда $N_d^+ \approx N_d$ и увеличение концентрации электронов в зоне проводимости происходит за счет переходов электронов из валентной зоны. Естественно, что можно повысить температуру до такой величины, что будет выполняться условие $n \approx p$, т. е. полупроводник станет собственным.

Электропроводность полупроводников.

Рассмотренные зависимости концентрации от температуры в первую очередь проявляет себя при исследовании электропроводности полупроводников. Электропроводность полупроводника определяется в общем случае двумя типами носителей заряда: $\sigma = e(n\mu_e + p\mu_p)$, где e — заряд электрона, μ_e и μ_p — подвижности электронов и дырок, соответственно.

Заметим, что подвижность определяет

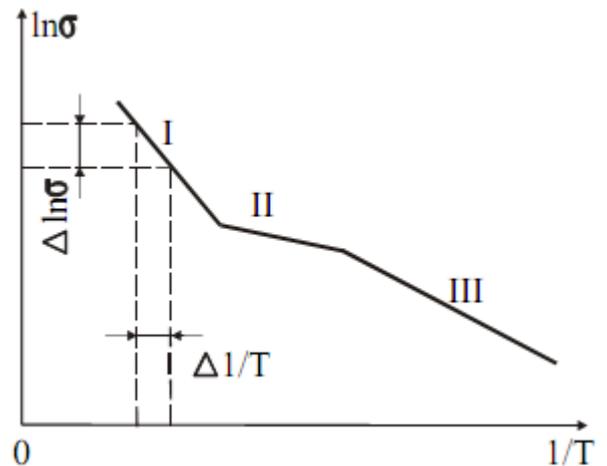


Рис. 6

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 колебания решетки (фононы). Как показывают расчеты, зависимость подвижности от температуры можно представить себе как степенную функцию: $\mu \sim T^\alpha$, где α определяется видом рассеяния. Например, при рассеянии на акустических колебаниях решетки $\alpha = -\frac{3}{2}$. Естественно, что более сильная зависимость концентрации

от температуры $n \simeq e^{\frac{\Delta E}{k_b T}}$ по сравнению с температурной зависимостью подвижности и определяет, прежде всего, зависимость проводимости от температуры.

На рис.6 показана типичная зависимость логарифма электропроводности от обратной температуры. Линейные области соответствуют собственной проводимости I и примесной III. Область II – переходная область.

Для полупроводника в области I рис.14 наиболее эффективно рассеяние на фононах. Учитывая (1.8) $n = p \simeq T^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2k_b T}\right)$ получаем выражение для удельной электропроводности:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2k_b T}\right) \quad (1.10)$$

где σ_0 – константа данного полупроводника, независящая от температуры. Под σ_0 условно понимают значение электропроводности при $T \rightarrow \infty$.

Переходя к значениям сопротивления, учитывая что $\sigma = \frac{1}{\rho}$, где ρ – удельное сопротивление образца, запишем:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2k_b T}\right) \quad (1.11)$$

Переходя с помощью соотношения $R = \rho \frac{l}{S}$ от удельного сопротивления к сопротивлению образца, получим:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2k_b T}\right) \quad (1.12)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Методика эксперимента.

В настоящей работе изучаются температурные зависимости сопротивлений металла и собственного полупроводника. Так как наиболее просто строятся и анализируются графики линейных зависимостей, для полупроводников удобно строить график функции $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$. В этом случае получится зависимость, изображенная на рис. 7. По ее наклону можно определить ширину запрещенной зоны собственного полупроводника.

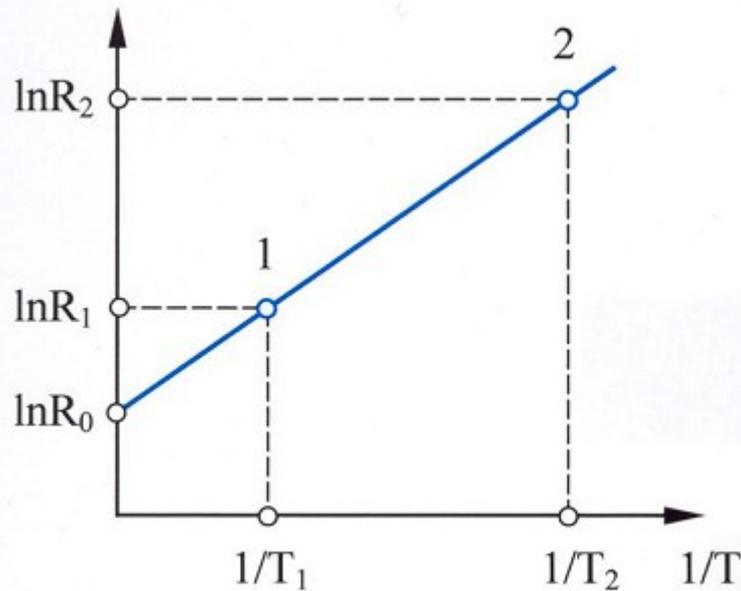


Рис. 7

Прологарифмировав выражение (1.12), получим:

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta E}{2 k_b T} \quad (2.1)$$

Выражение (2.1) в координатах $\ln R$ и $1/T$ является уравнением прямой, график которой приведен на рис.7. Из выражения (2.1) и рисунка 7 видно, что ширина запрещенной зоны будет определяться наклоном прямой линии к оси абсцисс (рис. 8):

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\ln R_2 - \ln R_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} = \frac{\Delta E}{2 k_b} \quad (2.2)$$

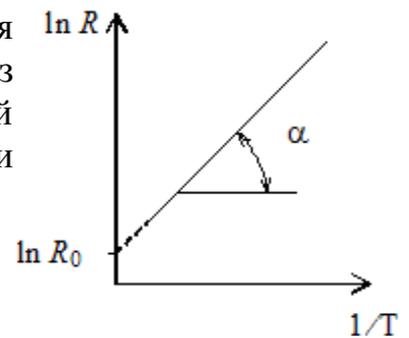


Рис. 8

Выразив из формулы (2.2) энергию ширины запрещенной зоны, получим окончательное выражение для расчетов:

$$\Delta E = 2 k_b \cdot \frac{\ln R_2 - \ln R_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad (2.3)$$

Таким образом, измерив сопротивление полупроводника, в зависимости от температуры в некотором интервале температур, построив график зависимости $\ln R = f(1/T)$, и выбрав на этом графике значения $\ln R_2$ и $\ln R_1$, соответствующие температурам T_2 и T_1 , можно вычислить ширину запрещенной зоны изучаемого полупроводника.

Однако, для повышения точности расчетов, рекомендуется воспользоваться методом наименьших квадратов. Заметим, что выражение (2.1) можно записать в виде линейной функции:

$$y(x) = A + B \cdot x \quad (2.4)$$

$$\text{где } y = \ln R, \quad A = \ln R_0, \quad B = \frac{\Delta E}{2 k_b}, \quad x = \frac{1}{T}.$$

Следовательно:

$$\Delta E = 2 k_b \cdot B \quad (2.5)$$

Тогда, воспользовавшись известной теорией метода наименьших квадратов для линейной функции, можно легко оценить значения коэффициентов A и B (а значит и энергию запрещенной зоны ΔE по формуле (2.5)) и их погрешности. Теория метода описана в приложении.

Приборы и оборудование.

Работа выполняется на учебной установке ФКЛ-10, принципиальная блок — схема которой приведена на рис. 9.

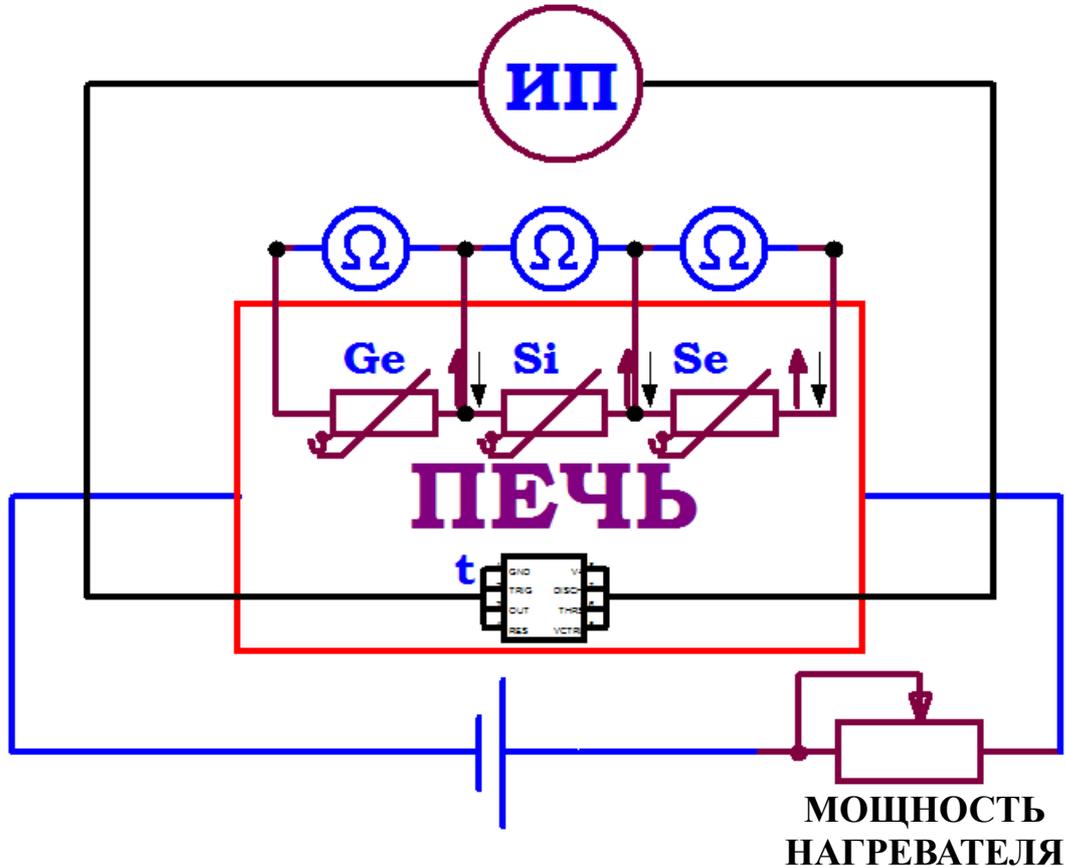


Рис. 9

Полупроводниковые резисторы (кремниевый Si, германиевый Ge и селеновый Se образцы) помещены в термостат, представляющий собой узкую и длинную электропечь (для равномерного нагрева). Температура t в электропечи измеряется высокоточным цифровым термодатчиком, также введенным в полость электропечи. Сигнал с термодатчика подается через встроенное АЦП на измерительный прибор ИП и индицируется в **градусах Цельсия**. Точность измерения температуры термодатчика составляет ± 1 °C.

Сопротивление резисторов изменяется с помощью комбинированного цифрового измерительного прибора, работающего в режиме измерения сопротивления. Для переключения омметра в режим измерения первого R1, второго R2 либо третьего R3 сопротивления служит переключатель «ОБРАЗЕЦ».

Все измеренные и контролируемые параметры (мощность нагрева P , температура в электропечи t , °C а также сопротивление образца R) выводятся на LCD ЖКД дисплей).

Скорость нагрева регулируется с помощью кнопок «МОЩНОСТЬ НАГРЕВАТЕЛЯ». Удержание кнопок приводит к плавному возрастанию мощности печи. Для охлаждения предусмотрена возможность включения/отключения кулера нажатием кнопки «ОХЛАЖДЕНИЕ».

При перегревании электропечи свыше 100°C срабатывает автоматическое включение охлаждения, а электропечь отключается.

Порядок выполнения.

1. Перед началом работы ознакомится с принципиальной схемой учебной установки рис. 2, разобраться в назначении ручек, кнопок и измерительного прибора. Проверить целостность сетевого провода.
2. Включить установку в сеть ~ 220 В. Поставить переключатель «СЕТЬ» на панели учебного модуля в положение «ВКЛ», при этом должен загореться сигнальный индикатор.
3. Дать установке прогреться в течение трех минут.
4. Подготовить таблицу 1 для записи результатов измерения зависимости сопротивления терморезисторов от температуры. Во время нагрева в таблицу следует записывать показания омметров R1, R2 (попеременно переключая их кнопкой «ОБРАЗЕЦ») и температуру электропечи в $^{\circ}\text{C}$ через каждые 1 — 2 $^{\circ}\text{C}$, остальные расчеты проводить после проведения эксперимента. Измерение зависимости сопротивления третьего образца R3 от температуры рекомендуется проводить при охлаждении электропечи.

Таблица 1

$t, ^{\circ}\text{C}$	T, K	R1 Se, кОм	R2 Si, кОм	R3 Ge, Ом

$\Delta E_{\text{Se}} = \dots \text{эВ}$ $\Delta E_{\text{Si}} = \dots \text{эВ}$ $\Delta E_{\text{Ge}} = \dots \text{эВ}$

5. Установить мощность нагрева печи равную 35-40 % от максимальной с помощью кнопок «МОЩНОСТЬ НАГРЕВАТЕЛЯ» и приступить к снятию зависимости R1 Se и R2 Si сопротивлений от температуры t , записывая через 1 – 2 градуса значение показаний омметров и температуры. Измерение рекомендуется начинать при достижении в электропечи температуры $t \approx 28-30 ^{\circ}\text{C}$, когда печь достаточно равномерно прогреется и производить до температуры $t \approx 75 ^{\circ}\text{C}$.
6. При достижении температуры $45-50 ^{\circ}\text{C}$ мощность нагрева рекомендуется повысить до 70-90 %.
7. Нагрев производить до температуры $75 ^{\circ}\text{C}$, после чего поставить переключатель «ОБРАЗЕЦ» в положение Ge (Германий), установить мощность нагревателя ~ 30 % и включить систему охлаждения нажатием кнопки «ОХЛАЖДЕНИЕ».
8. Провести измерение зависимости сопротивления германиевого образца R3 Ge от температуры при охлаждении печи, записывая результаты в таблицу 1. По мере охлаждения рекомендуется плавно уменьшать

мощность электропечи.

9. Построить графики зависимостей сопротивлений образцов $R1(T)$ *Se*, $R2(T)$ *Si* и $R3(T)$ *Ge* от температуры. При построении для последующих расчетов необходимо перевести все измеренные значения в СИ (температуру выразить в Кельвинах $T[\text{K}] = t[^\circ\text{C}] + 273$; сопротивления образцов выразить в Омах).
10. Построить графики зависимостей $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$ для трёх образцов.
11. Согласно рис. 7, 8 и формуле (2.3) оценить ширину запрещенной зоны для трёх образцов и сравнить с табличными данными, приведенными в приложении.
12. Для повышения точности расчетов рекомендуется воспользоваться методом наименьших квадратов (см. приложение и формулы (2.4), (2.5)).
13. По окончании работы поставить переключатель «СЕТЬ» в положение «ВЫКЛ», при этом должен погаснуть сигнальный индикатор и вынуть вилку из розетки.

Электрические свойства полупроводников.

Вещество	Ширина запрещенной зоны, эВ	Собственное удельное сопротивление при 20 °С, Ом·см	Диэлектрическая проницаемость	Подвижности носителей тока в области собственной проводимости при 20 °С, см ² · В ⁻¹ · с ⁻¹	
				электроны	дырки
Алмаз	6	$10^8 \div 10^{12}$	$5,5 \div 16,5$	1 800	1 200
Германий	$0,68 \div 0,75$	43	16	3 800	1 800
Кремний	1,1	$2,6 \cdot 10^5$	12,5	1 600	400
Селен (кристалл.)	1,7	$10^5 \div 10^{12}$	6	—	—
Теллур	0,36	0,1	25	1 700	1 200
Сульфид свинца	$0,34 \div 0,37$	0,2	—	600	200
Антимонид индия	0,18	0,007	17	77 000	1 250
Арсенид галлия	1,4	150	18	4 000	400

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ.

1. Как объясняется различие температурных зависимостей сопротивления для металлов и полупроводников?
2. В чем заключается принципиальное различие между металлами и полупроводниками с точки зрения зонной структуры энергетических уровней?
3. В чем заключается принципиальное сходство между полупроводниками и диэлектриками и в чем их различие с точки зрения зонной структуры?
4. Что описывает функция Ферми – Дирака? Что такое энергия Ферми? Как из этой функции можно получить зависимость сопротивления полупроводника от температуры?
5. Сформулируйте принцип Паули.
6. Каков механизм проводимости собственных полупроводников?
7. Почему электроны полностью заполненной зоны не дают вклада в электрический ток?
8. Что такое электрический ток в зонной теории? Что такое дырка в полупроводниках?
9. На чем основан метод определения ширины запрещенной зоны полупроводника, используемый в данной работе?
10. Почему рекомендуется нагревать всю сборку сопротивлений медленно?
11. Чем ограничено максимальное значение температуры, достигаемое в данной работе?
12. В лабораторной работе сопротивление измерялось тестером с батареей питания. Во время работы батарея совсем разрядилась и ее заменили новой батареей с более высоким значением ЭДС. Какую регулировку надо произвести, чтобы тестер с новой батареей давал правильные значения сопротивлений?
13. В данной работе температура измеряется с помощью цифрового термодатчика. Какие еще существуют датчики температуры?

ПРИЛОЖЕНИЕ.

Совместные измерения. Понятие о методе наименьших квадратов (МНК)

Рассмотрим случай совместных измерений двух величин β и α . Если уравнения измерения, связывающие эти величины, линейны, то для определения β и α в результате многократных измерений некоторых других величин x_i и y_i получится линейная система условных уравнений, каждое из которых имеет вид

$$y_i = \beta x_i + \alpha \quad (1)$$

где x_i, y_i - результаты i -го измерения величин x и y ; β и α - искомые величины.

Система уравнений (1) будет, вообще говоря, несовместна, так как результаты измерений x и y неизбежно содержат погрешности. Поэтому из этих уравнений можно определить только оценки величин β и α (соответственно B и A), которые являются случай-

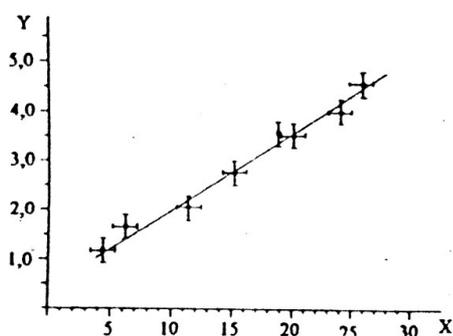


рис. 1

ными величинами.

Для наглядности изложения представим все опытные данные x_i и y_i на графике (см. рис. 1). Геометрически задача измерения α и β состоит в определении параметров некоторой прямой: значения ординаты при нулевом значении абсциссы и тангенса угла наклона соответственно.

Так как между точками на графике можно провести не одну прямую, возникает задача - провести прямую наилучшим образом. Такая прямая характеризуется наиболее точными оцен-

ками коэффициентов β и α , т.е. наиболее вероятным.

Оценка β (значение B) определяется выражением

$$B = \frac{n \sum_{i=1}^n (x_i \cdot y_i) - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^n x_i \right)^2}$$

Оценка α (значение A) определяется выражением

$$A = \bar{y} - B\bar{x}$$

Можно показать, что оценка стандартного отклонения коэффициента B выражается следующим образом:

$$S_B = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - Bx_i - A)^2}{(n-2) \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}}$$

Интервал, в котором с установленной вероятностью α_0 может находиться коэффициент β , записывается в виде $\Delta B = t_{\alpha_0, (n-2)} S_B$

Тогда можно записать:

$$\beta = B \pm \Delta B$$

Стандартное отклонение коэффициента A определяется по формуле

$$S_A = \sqrt{\left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \right) \frac{\sum_{i=1}^n (y_i - Bx_i - A)^2}{n-2}}$$