

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
“Брестский государственный технический университет”

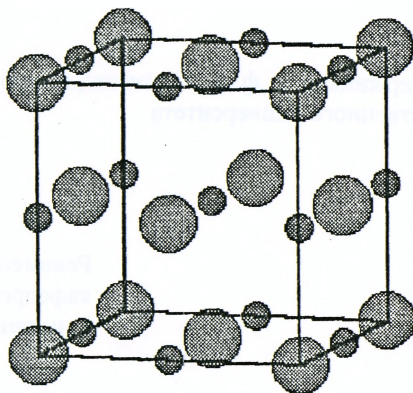
КЗ

Кафедра физики

Лаборатория оптики и квантовой физики

**Методические указания к лабораторной работе КЗ
“ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ И
ПОЛУПРОВОДНИКОВ”**

для студентов технических специальностей дневной и заочной форм
обучения



Брест 2002

В методических указаниях приведено описание лабораторной работы КЗ “ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ”, в которой экспериментально изучается зависимость электропроводности образцов металла и полупроводника от температуры.

Лабораторная работа предназначена для студентов всех технических специальностей дневной и заочной форм обучения БГТУ.

Составители: К.И. Русаков, к. ф.-м. н., доцент,
Н.И. Чопчиц, доцент

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА КЗ "ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ"

Цели работы: изучение температурной зависимости электропроводности металла и полупроводника, определение температурного коэффициента сопротивления металла, экспериментальное определение ширины запрещенной зоны образца полупроводника и энергии активации примеси, вычисление подвижностей примесных и собственных носителей заряда.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка состоит из набора образцов, находящихся в термостате, и цифрового вольтметра, работающего в режиме измерения сопротивления. Термостат предназначен для создания определенной температуры на сопротивлениях, и состоит из кожуха с крышкой, в котором находится нагревательный элемент (лампа накаливания Л), исследуемые образцы и термометр.

Цифровой омметр (универсальный измерительный прибор) позволяет измерять сопротивление образцов с высокой точностью, поэтому этим прибором хорошо регистрируются температурные изменения сопротивления.

На нижней панели термостата находится переключатель ПК, с помощью которого в измерительную цепь омметра можно включать по одному исследуемые образцы (рис. 1).

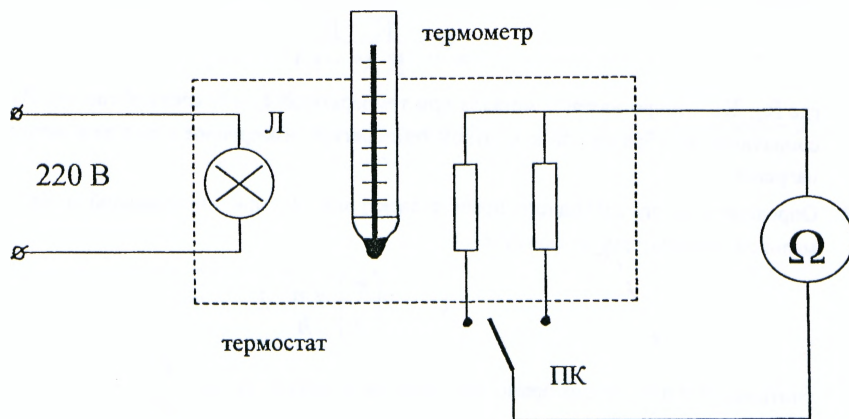


Рис. 1. Схема установки для исследования температурной зависимости электропроводности образцов металла и полупроводника.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В используемой в данной работе лабораторной установке образцы металла и полупроводника находятся рядом внутри термостата, поэтому их температуры можно считать одинаковыми. Таким образом, измерение сопротивления образцов металла и полупроводника можно проводить параллельно, переключая измерительный прибор с одного образца на другой при каждой температуре из исследуемого температурного интервала.

Внимание: Перед началом работы необходимо согласовать с преподавателем интервал рабочих температур и шаг измерений электропроводности!

Проведение измерений:

1. Включить в сеть измерительный прибор и дать ему прогреться в течение 10 минут, не включая при этом нагревательный элемент термостата (лампу Л).
2. Измерить сопротивления образцов металла и полупроводника при комнатной температуре.
3. Включив в сеть нагревательный элемент термостата (лампу Л), произвести измерение сопротивления образцов металла и полупроводника в заданном интервале рабочих температур, полученные данные занести в таблицу 1.

Обработка данных:

I – Металл.

1. Построить график по экспериментальным точкам для образца металла, откладывая сопротивление R по оси ординат, а температуру t ($^{\circ}\text{C}$) – по оси абсцисс.
2. Определить температурный коэффициент сопротивления α по формуле:

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_K(t_2 - t_1)},$$

где R_2 , R_1 – сопротивления металла при температурах t_2 и t_1 соответственно, R_K – сопротивление образца при комнатной температуре, измеренное перед включением нагревателя.

3. Определить длину свободного пробега электрона λ при минимальной и максимальной температурах по формуле

$$\sigma = 2 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^2 n^{\frac{2}{3}}}{h} \lambda,$$

учитывая, что для образца прямолинейного проводника $\sigma = \frac{\ell}{RS}$.

Для образца металла, примененного в работе, можно считать, что концентрация свободных носителей $n = 10^{28} \text{ м}^{-3}$, длина $\ell = 0.5 \text{ м}$, площадь поперечного сечения $S = 3 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$.

II - Полупроводник

1. Данные опытов с образцом полупроводника также занести в таблицу 1:

№ _{оп}	t (°C)	R _{мет} (Ом)	R _{шт} (Ом)	T (К)	1/T (К ⁻¹)	σ = $\frac{\ell}{RS}$ (Ом ⁻¹)	lnσ
1							
2							
3							
п							

Примечание: В столбец величин 1/T следует заносить численные значения, в которых присутствует не менее чем 4 знака после запятой.

Образец полупроводника, применяемый в экспериментальной установке, имеет следующие геометрические параметры: $\ell = 8 \cdot 10^{-3}$ м, $S = 14 \cdot 10^{-6}$ м².

2. Построить график зависимости $\ln \sigma (1/T)$.
3. Найти ΔE_o и ΔE_d для данного образца, используя формулу

$$\Delta E = \frac{2k T_1 T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{R_1}{R_2}$$

Для нахождения ширины запрещенной зоны ΔE_o необходимо брать T_1 и T_2 большими, чем температура T_c , соответствующая точке перегиба графика. Энергию активации примесных носителей заряда ΔE_d необходимо находить для T_1' и T_2' , меньших T_c .

Вычисления провести по нескольким температурам для ΔE_o , а затем усреднить результат. Аналогично обработать ΔE_d .

4. Численные значения ширину запрещенной зоны и энергии активации примеси перевести из Джоулей в электрон-Вольты (эВ) по формуле:

$$\Delta E(\text{эВ}) = \frac{\Delta E(\text{Дж})}{1.6 \cdot 10^{-19}}$$

По рассчитанному значению ширины запрещенной зоны определить полупроводник, примененный в экспериментальной установке.

5. С помощью графика $\ln \sigma (1/T)$ найти $\ln C_1$ и $\ln C_2$, продлив соответствующие участки зависимости до пересечения с осью ординат. Найдя C_1 и C_2 возведением числа в степени $\ln C_1$ и $\ln C_2$, получим величины электропроводности σ_1 и σ_2 .
6. Используя формулу $\sigma = en_i$, найти подвижность примесных носителей тока u_1 ($n_1 = 10^{22}$ м⁻³) и подвижность собственных носителей тока u_2 ($n_2 = 10^{28}$ м⁻³).

КРАТКАЯ ТЕОРИЯ РАБОТЫ

1. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛОВ

1.1. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Изучение электрических явлений экспериментальным путем дало большой набор опытных фактов, которые требовали теоретического объяснения. Оказалось, что прохождение тока по металлическим проводникам не сопровождается ни переносом вещества, ни какими бы то ни было химическими изменениями проводников. Этот факт показал, что атомы и ионы вещества не участвуют в данном случае в переносе электрического заряда по проводнику, т.е. не являются носителями тока. Опыты Стюарта и Толмена (1916 г.) доказали, что носителями тока в металлах являются электроны – элементарные частицы с отрицательным зарядом $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл и массой $m_e = 9.11 \cdot 10^{-31}$ кг, примерно в 1840 раз меньшей массы протона.

На основании этих экспериментальных фактов была построена классическая электронная теория металлов Друде-Лоренца, которая развила представления о строении металлов и объяснила механизм возникновения в них электрического тока.

Согласно теории Друде-Лоренца, металлические тела состоят из кристаллической решетки, в узлах которой находятся положительные ионы металла, совершающие тепловые колебания у положения равновесия. В объеме кристаллической решетки находятся подвижные, не связанные с конкретными атомными ядрами электроны проводимости. В таком нелокализованном состоянии электроны проводимости переходят из внешних валентных оболочек атомов металла при образовании кристалла. Отрыв электронов от "родного" атома возможен вследствие слабой связи валентных электронов с атомным ядром и за счет сил притяжения со стороны других атомных ядер. Электроны проводимости, находясь между узлами кристаллической решетки, связывают положительные ионы решетки в прочную структуру. Подобно молекулам обычного газа, электроны проводимости участвуют в хаотическом тепловом движении и образуют своеобразный электронный газ. Суммарный электрический заряд электронов проводимости равен по величине суммарному заряду положительных ионов кристаллической решетки, что обуславливает электрическую нейтральность кристалла.

Согласно классической теории, электроны проводимости обладают всеми свойствами молекул классического одноатомного идеального газа и подчиняются законам классической механики.

Электроны проводимости считаются частицами, подобными жестким шарикам, не взаимодействующим на расстоянии ни между собой, ни с другими телами. Допустимыми для электронов считаются только их взаимодействия с ионами кристаллической решетки при столкновении. Для электронов проводимости применим закон равномерного распределения энергии по степеням свободы, т.е. средняя энергия теплового движения равна $\frac{3}{2}kT$, где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, а T - абсолютная температура. Поскольку средняя энергия теплового движения электрона есть средняя кинетическая энергия его поступательного движения, то мы можем записать:

$$\frac{1}{2} mV^2 = \frac{3}{2} kT \quad (1.1)$$

Классические представления о проводимости металлов приводят к простым расчетам плотности тока и электропроводности. Пусть в единичном объеме металла находится n свободных электронов. В случае возникновения в металле упорядоченного движения электронов (прохождения тока через металл) со скоростью v можно вычис-

лить плотность тока j . Через единичную площадку, перпендикулярную направлению скорости, и за единицу времени пройдут все электроны, находившиеся от площадки на расстоянии, меньшем или равном v (все электроны, содержащиеся в цилиндре единичного сечения высотой v). Число этих электронов будет равно $n v$, их заряд равен $e n v$. Т.к. плотность тока j - это и есть заряд, протекающий в единицу времени через площадку единичного сечения, то

$$j = e n v. \quad (1.2)$$

Будем считать, что в промежутках между столкновениями электронов с ионами решетки на электроны действует внешнее электрическое поле \vec{E} , т.е. кулоновская сила равна

$$\vec{F} = e\vec{E} \quad (1.3)$$

Записав второй закон Ньютона для электрона во внешнем электрическом поле, получим

$$m\vec{a} = e\vec{E} \quad (1.4)$$

Электрическое поле действует на электрон в течение времени t , за которое скорость электрона возрастает от нуля до некоторого значения V_m , следовательно, можно считать, что модуль ускорения $a = V_m/t$. Подставляя значение a в формулу (1.4), получим

$$V_m = \frac{eEt}{m}. \quad (1.5)$$

Средняя скорость направленного движения электронов v_{cp} будет равна половине значения V_m из выражения (1.5):

$$v_{cp} = \frac{1}{2} \frac{eEt}{m} \quad (1.6)$$

где t - средняя продолжительность свободного пробега электронов. Величина t связана со средней длиной свободного пробега электрона λ :

$$t = \frac{\lambda}{V} \quad (1.7)$$

где V - средняя скорость беспорядочного движения электронов в отсутствие внешнего поля, которая практически всегда значительно больше v_{cp} .

Подставляя t , v_{cp} в (1.2) и учитывая выражения (1.7), найдем

$$j = \frac{e^2 n \lambda}{2mV} E \quad (1.8)$$

что совпадает с записью закона Ома в дифференциальной форме:

$$j = \sigma E, \quad (1.9)$$

где электропроводность металла оказывается равной

$$\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2mV} \quad (1.10)$$

Применив формулу (1.1) для электронного газа, найдем

$$\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2\sqrt{3}kmT} \quad (1.11)$$

Эта формула не может быть проверена опытным путем, а также дает значения концентрации электронов и длины свободного пробега, не согласующиеся с представлениями о свойствах металлов. Кроме того, из формулы (1.11) следует, что $\sigma \sim T^{\frac{1}{2}}$, а это находится в противоречии с опытными данными.

Указанное противоречие, а также и другие несоответствия между классической теорией Друде-Лоренца и опытом вызываются вполне определенными причинами. Во-первых, электроны проводимости не свободны, а находятся в периодическом поле кристаллической решетки и взаимодействуют между собой. Во-вторых, к электронам проводимости неприменимы представления и законы классической физики, их движение происходит в соответствии с законами квантовой механики, в которой согласно концепции корпускулярно-волнового дуализма они обладают и свойствами частицы, и свойствами волны.

1.2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ

Согласно квантовой теории, электронный газ подчиняется статистике Ферми-Дирака. В этом случае средняя кинетическая энергия электронов в металле в первом

$$\text{приближении равна} \quad \frac{1}{2} m V^2 = \frac{3 h^2}{40 m} \left(\frac{3 n}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (1.12)$$

где h - постоянная Планка. Выразив скорость V из (1.12) и подставив в (1.10), получим

$$\sigma = 2 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{e^2 n^{\frac{2}{3}} \lambda}{h} \quad (1.13)$$

Таким образом, электропроводность по квантовой теории пропорциональна длине свободного пробега λ . Учет волновых свойств электрона при выяснении зависимости λ от температуры приводит к такому результату: электропроводность обратно пропорциональна T при высоких температурах и обратно пропорциональна $T^{\frac{5}{2}}$ при очень низких температурах.

Опытные данные подтверждают зависимость $\sigma \sim 1/T$, и хорошо известная линейная температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ подтверждается, т.к.

$$\rho = \frac{1}{\sigma}. \quad (1.14)$$

При измерении температуры в градусах Цельсия (тогда она обозначается t) зависимость удельного сопротивления от температуры выглядит так:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t). \quad (1.15)$$

В случае проводника постоянного сечения и неизменной длины его электрическое сопротивление точно так же зависит от температуры

$$R = R_0(1 + \alpha t). \quad (1.16)$$

Здесь ρ_0 , R_0 - удельное сопротивление проводника и электрическое сопротивление проводника соответственно при 0°C , α - температурный коэффициент сопротивления. Коэффициент α для чистых металлов практически постоянен в широком диапазоне температур (у меди $\alpha = \text{const}$ от -230 до 400°C).

В лабораторной работе при вычислении температурного коэффициента сопротивления металла мы полагаем, что электрическое сопротивление металла при 0 °С и при комнатной температуре незначительно отличаются друг от друга, поэтому в расчетной формуле

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1(t_2 - t_1)} \quad (1.17)$$

можно вместо R_0 применить R_K .

2. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

2.1. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В отличие от металлов, в полупроводниковых кристаллах электропроводность определяется как электронами, так и дырками. Величина электропроводности кристалла пропорциональна концентрации свободных носителей заряда (электронов и дырок), которая существенно зависит от ширины запрещенной зоны твердого тела.

На свойства полупроводников могут оказывать значительное влияние атомы примеси (доноры или акцепторы), находящиеся в кристаллической решетке.

С точки зрения статистической физики, электроны проводимости в полупроводниках, так же, как и в металлах, рассматриваются как идеальный газ, который подчиняется статистике Ферми-Дирака. Функция распределения Ферми-Дирака выражает

$$f(E) = \left(1 + e^{\frac{E - E_F}{kT}} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

вероятность того, что электрон находится в квантовом состоянии с энергией E при температуре T (E_F – энергия Ферми электронного газа, k – постоянная Больцмана).

При абсолютном нуле температуры уровень Ферми в собственном полупроводнике расположен на середине запрещенной зоны и с повышением температуры смещается в сторону с меньшей эффективной массой носителей заряда. Концентрация носителей в собственном полупроводнике определяется по следующей формуле:

$$n_i \sim e^{-\frac{\Delta E_0}{2kT}} \quad (2.2)$$

где ΔE_0 – ширина запрещенной зоны.

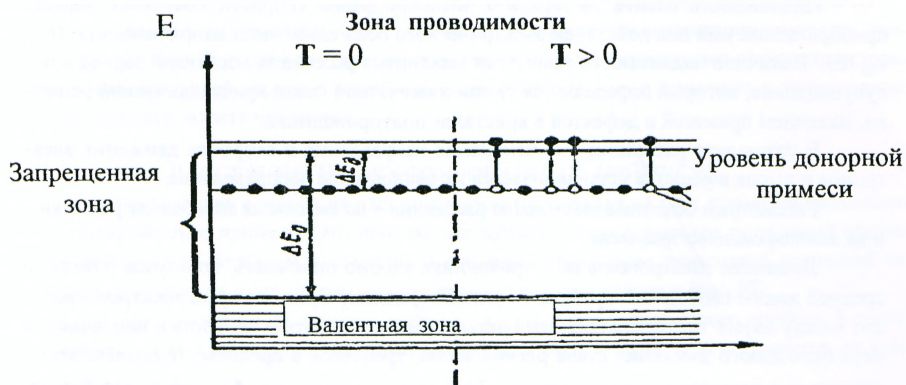


Рис.2. Положение уровня донорной примеси в кристалле полупроводника.

В случае полупроводника с донорной примесью, расположенной на ΔE_d ниже уровня дна зоны проводимости (рис.2.), концентрация электронов меняется согласно формуле

$$n \sim e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}} \quad (2.3)$$

Строгий математический вывод температурной зависимости концентрации носителей сложен, поэтому мы качественно рассмотрим ее поведение в полупроводнике с донорной проводимостью.

В области низких температур с увеличением температуры увеличивается и энергия теплового движения электронов, что приводит к росту концентрации свободных электронов за счет ионизации доноров. В этом диапазоне температур уровень Ферми находится между дном зоны проводимости и энергетическими уровнями доноров.

При дальнейшем увеличении температуры увеличения концентрации свободных электронов пока не происходит, т.к. все донорные атомы уже ионизированы, а вероятность ионизации собственных атомов полупроводника очень мала (процесс истощения примесей).

Нагревание полупроводника до относительно больших температур приводит к росту концентрации свободных электронов вследствие их перехода через запрещенную зону. При этих температурах уровень Ферми расположен вблизи середины запрещенной зоны, а полупроводник можно считать собственным, т.к. концентрация носителей заряда определяется ионизацией собственных атомов полупроводника.

Зная температурную зависимость концентрации носителей заряда, найдем зависимость электропроводности от температуры для собственного и электронного полупроводников.

В собственном полупроводнике концентрации свободных электронов n и дырок p одинаковы ($n = p = n_i$) и электропроводность собственного полупроводника равна

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = e \cdot n \cdot u_n + e \cdot p \cdot u_p = e \cdot n \cdot (u_n + u_p), \quad (2.4)$$

где u_n - подвижность свободных электронов;

u_p - подвижность дырок;

e - заряд электрона.

2.2. РАССЕЙАНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Подвижность носителей заряда u численно равна скорости носителей заряда, приобретаемой ими под действием электрического поля единичной напряженности ($u = v_{cp} / E$). Величина подвижности зависит от механизма рассеяния носителей заряда в полупроводнике, который определяется типом химической связи кристаллической решетки, наличием примесей и дефектов в кристалле полупроводника.

В результате рассеяния, т.е. изменения направления и скорости движения электронов и дырок в решетке устанавливается их равновесное распределение.

Рассмотрим основные механизмы рассеяния – на тепловых колебаниях решетки и на ионизированных примесях.

Движение электронов в полупроводнике удобно описывать, пользуясь понятием средней длины свободного пробега λ , равной среднему пути, который электрон проходит между двумя последовательными актами рассеяния. Чтобы скорость в направлении первоначального движения стала равной нулю, требуется в среднем N столкновений электрона с рассеивающими центрами. При этом средний путь l за эти N столкновений:

$$l = \lambda \cdot N. \quad (2.5)$$

Подвижность электронов в невырожденном полупроводнике

$$u_n = \frac{e \lambda N}{m_n v_{cp}}, \quad (2.6)$$

где v_{cp} - средняя скорость движения электрона.

Из формулы (2.6) следует, что установление зависимости подвижности от температуры сводится к определению температурной зависимости λ и N .

2.2.1. РАССЕЯНИЕ НА ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЯХ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ (ФОНОНАХ)

Атомы, образующие кристаллическую решетку, взаимодействуют друг с другом, и силы их взаимодействия являются квазиупругими, т.е. подобными силе упругости, возникающей при растяжении или сжатии пружины. В связи с этим в кристалле всегда имеется поле упругих колебаний решетки, которое в квантовой физике считают совокупностью квазичастиц – фононов. Иначе говоря, фононы – кванты нормальных колебаний кристаллической решетки. Аналогично кванту света – фотону, фонон обладает энергией и импульсом. Однако фононы не являются частицами в обычном смысле, они существуют только в кристалле, а выйти из кристалла фононы не могут.

Средняя длина свободного пробега электронов должна быть обратно пропорциональна концентрации фононов n_ϕ , т.е.

$$\lambda = \frac{l}{n_\phi}. \quad (2.7)$$

При высоких температурах $n_\phi \sim T$, поэтому

$$\lambda = \frac{l}{T}. \quad (2.8)$$

С другой стороны, в области высоких температур фононы обладают импульсом, по порядку величины равным импульсу электронов проводимости, поэтому электрон может остановиться даже после одного столкновения с фононом, т.е. при $N \approx 1$. С учетом того, что $V \sim \sqrt{T}$

$$u_n \sim T^{-\frac{3}{2}} \quad (2.9)$$

На рис.3 схематически показан процесс рассеяния движущихся носителей заряда на тепловых колебаниях решетки. При повышении температуры возрастает амплитуда тепловых колебаний узлов кристаллической решетки, более вероятными становятся столкновения носителей заряда с ионами в узлах решетки, что и приводит к уменьшению подвижности носителей заряда.

2.2.2. РАССЕЯНИЕ НА ИОНИЗИРОВАННЫХ ПРИМЕСЯХ

Наибольшее влияние на рассеяние носителей заряда из всех примесей оказывают ионизированные примеси. Это происходит потому, что кулоновское поле такой примеси действует на большом расстоянии и вызывает отклонение траекторий носителей заряда, движущихся даже сравнительно далеко от атома и примеси (рис.3б).

При рассеянии на примесных атомах средняя длина свободного пробега λ должна быть обратно пропорциональна концентрации этих атомов n , и не зависеть от температуры, т.е.

$$\lambda \sim 1/n = \text{const}. \quad (2.11)$$

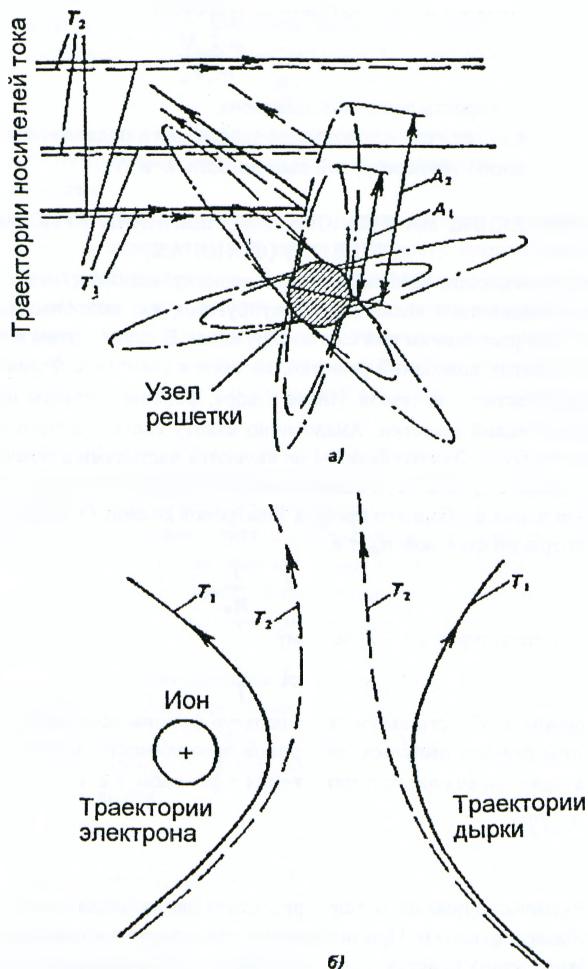


Рис.3. Рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях решетки (а), и на ионах примеси (б) при различных температурах ($T_2 > T_1$; A_2 и A_1 - амплитуды тепловых колебаний узлов кристаллической решетки при температурах T_2 и T_1 соответственно).

Расчет числа столкновений N носителей заряда с ионизированными атомами примесей дает величину

$$N \sim V \left(\frac{\epsilon}{Z_e} \right)^2 m_n \quad (2.12)$$

где ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; Z_e - заряд ионизированной примеси.

Из (2.12) следует, что чем выше скорость движения носителей заряда, больше их эффективная масса и чем больше диэлектрическая проницаемость, тем слабее носители

отклоняются полем заряженной примеси, поэтому требуется большее число столкновений для прекращения движения в первоначальном направлении. С увеличением заряда рассеивающего иона (Z_e) число столкновений N должно уменьшаться. Так как $V \sim \sqrt{T}$, то

$$N \sim T^2. \quad (2.13)$$

Подставив λ и N в выражение (2.9), получим

$$u_n \sim T^{\frac{3}{2}}. \quad (2.14)$$

Таким образом, при низких температурах, когда основным механизмом является рассеяние на ионах примесей, подвижность носителей заряда пропорциональна $T^{3/2}$ в полупроводниках, для которых выполняется статистика Ферми-Дирака.

Рис. 36 показывает, что чем выше температура, тем быстрее движутся носители заряда, и тем меньше они изменяют траекторию своего движения при взаимодействии с ионами примеси.

2.3. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В собственном полупроводнике электропроводность определяется следующей зависимостью

$$\sigma_i = e n (u_n + u_p),$$

где e - заряд электрона; n - концентрация носителей тока; u_n и u_p - подвижности электронов и дырок соответственно.

Подвижность дырок $u_p \ll u_n$, поэтому это выражение можно записать в виде

$$\sigma_i = e n u_n \quad (2.15)$$

При изменении температуры будут меняться n и u_n , причем

$$n \sim e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad \text{а} \quad u_n \sim T^{-\frac{3}{2}}.$$

Из сравнения этих выражений следует, что температурная зависимость электропроводности $\sigma_i(T)$ определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей заряда. Таким образом

$$\sigma_i = C_i \cdot e^{-\frac{\Delta E_i}{2kT}} \quad (2.16)$$

Для примесных полупроводников обычно можно пренебречь составляющими проводимости, обусловленными неосновными носителями заряда. В этом случае для полупроводников n - и p - типов получим

$$\sigma_n \approx e n_n u_n \quad (2.17)$$

$$\sigma_p \approx e n_p u_p \quad (2.18)$$

Рабочий температурный диапазон примесных полупроводников ограничен снизу температурой полной ионизации примесей, а сверху - критической температурой, при которой примесный полупроводник превращается в собственный. Концентрацию основных носителей заряда в этом диапазоне считают равной концентрации примесных атомов $n_n = n_D$, $n_p = n_A$, поэтому можно записать

$$\sigma_n \approx e n_D u_D \quad (2.19)$$

$$\sigma_p \approx e n_A u_p \quad (2.20)$$

Для примесного полупроводника n -типа $n_n \sim T^{\frac{1}{2}}$, а концентрация меняется по экспоненте, следовательно, и в этом случае температурная зависимость электропроводности определяется температурной зависимостью концентрации свободных носителей. Таким образом, для примесных полупроводников в области относительно низких температур электропроводность является экспоненциальной функцией температуры:

$$\sigma_d = C_2 \cdot e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}} \quad (2.21)$$

Эта формула применима при температурах, не дающих полной ионизации примеси.

Постоянные C_1 и C_2 легко найти графическим методом, построив зависимость $\ln \sigma$ от $1/T$. Этот график будет выглядеть примерно так, как показано на рис. 4:

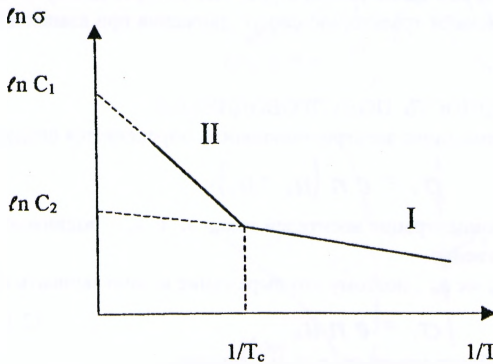


Рис. 4. Зависимость логарифма электропроводности полупроводника от обратной температуры. (Участок I - соответствует примесной проводимости, участок II - собственной проводимости).

По экспериментальным данным (σ и T) можно определить ширину запрещенной зоны ΔE_o и энергию активации примесных носителей ΔE_d . На участке II можно считать, что проводимость определяется собственной проводимостью, т.е.

$$\sigma \sim C_1 \cdot e^{-\frac{\Delta E_o}{2kT}} \quad (2.22)$$

При неизменной геометрии полупроводника $R \sim 1/\sigma$, поэтому, зная сопротивления R_1 и R_2 при разных температурах, можно найти отношение R_1/R_2 .

$$\frac{R_1}{R_2} = \exp \left[\frac{\Delta E_o}{2k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right] \quad (2.23)$$

Прологарифмировав равенство (2.23), получим для $T > T_c$

$$\ln \frac{R_1}{R_2} = \frac{\Delta E_o}{2k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right), \text{ откуда } \Delta E_o = \frac{2k T_1 T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{R_1}{R_2}, \quad (2.24)$$

Это выражение выполняется при температурах, больших температур T_c , а с помощью аналогичного выражения находится энергия активации примесных носителей:

$$\Delta E_d = \frac{2k T_1 T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{R_1}{R_2} \quad (\text{для } T < T_c) \quad (2.25)$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие основные виды проводников электрического тока вам известны?
2. Сформулируйте основные положения классической электронной теории электропроводности металлов.
3. Как и почему меняется сопротивление металлов при изменении их температуры?
4. Что называют температурным коэффициентом удельного сопротивления? Является ли он константой для данного металла?
5. Что такое уровень Ферми?
6. Каков механизм собственной электропроводности полупроводников?
7. Каков механизм примесной электропроводности полупроводников?
8. Как и почему изменяется сопротивление полупроводников при изменении их температуры?
9. Объясните причины рассеяния носителей заряда в полупроводнике.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д.В. Сивухин. Общий курс физики, Т. 3, Электричество. 1977.
2. И.В. Савельев. Курс общей физики, Т. 3. Квантовая оптика и др.
3. А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. Курс физики, 1989
4. И.И. Наркевич, Э.И. Волмянский, С.И. Лобко Физика для ВТУЗов, Электричество и магнетизм. Оптика. Строение вещества., 1994.
5. Т.И. Трофимова Курс физики. 1985.

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Составители: Русаков Константин Иванович
Чопциц Николай Игнатьевич

**"ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ"**

Методические указания по выполнению лабораторной работы К3
для студентов технических специальностей
дневной и заочной форм обучения

Ответственный за выпуск Русаков К.И.
Редактор Строкач Т.В.

Подписано к печати 26.11.2002 г. Формат 60×84 1/16. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,93. Уч. изд. л. 1,0. Заказ № 986. Тираж 150 экз.
Отпечатано на ризографе учреждения образования
"Брестский государственный технический университет",
224017, г. Брест, ул. Московская, 267