

8. Оценить значения погрешностей измерений λ , R и \mathcal{E} .

9. Полученные в ходе выполнения расчетов результаты занести в табл. 604.3.

Контрольные вопросы

1. Сформулировать постулаты Бора.
2. Объяснить понятие «водородоподобный» ион.
3. В чем состоит физический смысл термина?
4. Как, пользуясь теорией Бора, вывести формулу для энергии электрона в атоме?
5. Объяснить тот факт, что энергия электрона в атоме отрицательная.
6. Записать уравнение Шредингера применительно к атому водорода.
7. Каков смысл квантовых чисел n , l , m ?
8. Каков механизм свечения газов?
9. Как можно оценить разность длин волн спектральных линий, которые могут быть разрешены используемым в работе монохроматором?
10. Чем можно объяснить наличие посторонних линий в спектре водородной трубки?

606. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

606.1. Цель работы

Изучение зависимости сопротивления металлов и полупроводников от температуры; определение длины свободного пробега электронов в металле и ширины запрещенной зоны полупроводника.

606.2. Разделы теории

Квантовая теория свободных электронов в металле. Распределение Ферми – Дирака. Энергетические зоны в кристаллах. Зонная теория твердых тел. Электропроводность металлов. Собственная проводимость полупроводников. [1. Гл.7, 8]; [2. Гл. 30, §235 – §238, Гл. 31, §240 – §243]

606.3. Приборы и принадлежности

Лабораторный стенд: термостат с исследуемыми образцами, измерительный блок (ИБ).

606.4. Теоретическое введение

Твердые тела по электрическим свойствам могут быть разделены на металлы, полупроводники и диэлектрики. Полупроводники занимают промежуточное место по способности проводить электрический ток между металлами и диэлектриками. Но не это отличие выделяет полупроводники в особый класс веществ и обеспечивает им различные специфические области технических применений. Характерным свойством полупроводников является то, что величина их электрического сопротивления может сильно меняться под действием различных факторов: температуры, освещения и т.д. Сопротивление полупроводников резко падает с ростом температуры.

Для металлов картина иная. Все электроны в твердом теле можно разбить на внутренние и внешние (валентные). В металлах валентные электроны являются свободными и могут перемещаться по всему объему проводника. Их концентрация велика уже при самых низких температурах ($\sim 10^{29} \text{ м}^{-3}$) и практически не зависит от температуры. Опыт показывает, что электросопротивление металлов линейно возрастает с

увеличением температуры в достаточно большом интервале температур. Эту зависимость не смогла объяснить классическая теория электропроводности металлов, согласно которой электрическое сопротивление является результатом соударения свободных электронов с ионами в узлах кристаллической решетки.

Линейная зависимость $R(T)$ получила объяснение только в *квантовой теории электропроводности металлов*. В этой теории рассматривается движение электронов проводимости внутри трехмерной потенциальной ямы, в роли которой выступает объем образца металла: влияние электрического поля кристаллической решетки не учитывается. Оказалось, что энергетический спектр электронов проводимости в металле дискретен и состоит из множества близкорасположенных уровней. В силу принципа Паули, на одном энергетическом уровне может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Распределение электронов проводимости по энергетическим состояниям в металле описывается функцией Ферми – Дирака

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}, \quad (606.1)$$

где $f(E)$ – вероятность того, что состояние с энергией E занято электроном, E_F – энергия Ферми.

На рис. 606.1 изображена зависимость $f(E)$ при различных температурах. При $T = 0$ все энергетические состояния с $E < E_F$ заняты, а состояния с $E > E_F$ свободны. Таким образом, энергия Ферми – максимальная энергия, которую имеют электроны в металле при $T = 0$; величина E_F порядка 5 эВ. При $T > 0$ функция распределения плавно меняется от 1 до 0 в узкой области (порядка kT) в окрестности E_F , так как небольшое число электронов с энергией, близкой к E_F , возбуждается за счет теплового движения и их энергия становится больше E_F . Поскольку E_F практически не зависит от T , то средняя скорость теплового движения $\langle v_F \rangle$ таких электронов тоже будет мало

зависеть от температуры.

В квантовой теории электропроводности полагается, что при наложении внешнего электрического поля направленному движению носителей тока не препятствует идеальная кристаллическая решетка. Под идеальной кристаллической решеткой

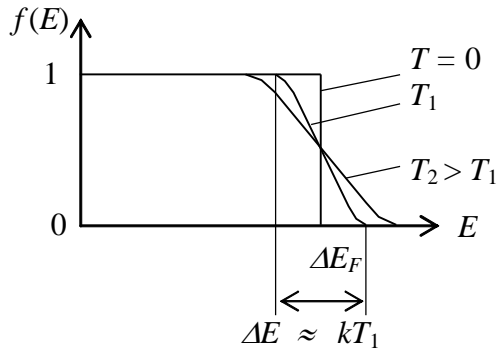


Рис. 606.1

понимается решетка, в которой отсутствуют нарушения периодичности, а в узлах находятся неподвижные частицы. Рассеяние при направленном движении электронов возникает лишь на неоднородностях решетки, прежде всего на ангармонических тепловых колебаниях ионов в узлах решетки, которые можно рассматривать как флуктуации плотности решетки. Таким образом, рассеяние электронов на тепловых колебаниях ионов решетки приводит к существованию у чистых (идеальных) металлов электрического сопротивления. При этом удельное сопротивление описывается выражением

$$\rho = \frac{m \langle v_F \rangle \sigma_s}{e^2}, \quad (606.2)$$

где σ_s – сечение рассеяния электронов на тепловых колебаниях ионов решетки. Средняя длина свободного пробега электрона

$$\lambda = \frac{1}{n \sigma_s}, \quad (606.3)$$

где n – концентрация электронов проводимости в металле. Сечение рассеяния электронов на тепловых колебаниях ионов $\sigma_s = \pi \bar{x}^2$, где \bar{x}^2 – среднее значение квадрата отклонения иона от положения равновесия. Согласно закону распределения энергии по степеням свободы, на каждую колебательную степень свободы приходится энергия, равная kT , причем $\frac{kT}{2}$ приходится на кинетическую энергию и столько же на потенциальную. Тогда $\frac{1}{2} \alpha \bar{x}^2 = \frac{1}{2} kT$, где α – упругая постоянная, откуда $\bar{x}^2 \sim T$ и $\sigma_s \sim T$. Так как в металлах n и v_F практически не зависят от температуры, то $\rho \sim T$, $\lambda \sim \frac{1}{T}$.

Объяснить механизм электропроводности металлов и различие электрических свойств металлов, полупроводников и диэлектриков позволила *зонная теория твердых тел*.

Ранее было отмечено, что при свободном движении валентных электронов в веществе они имеют квазинепрерывный спектр энергии. В действительности это движение не совсем свободно – оно происходит в периодическом электрическом поле решетки. Учет этого обстоятельства приводит к тому, что спектр возможных значений энергии валентных электронов распадается на ряд чередующихся разрешенных и запрещенных зон энергии (рис. 606.2). В пределах разрешенных зон энергия меняется квазинепрерывно, в запрещенных зонах значения энергии

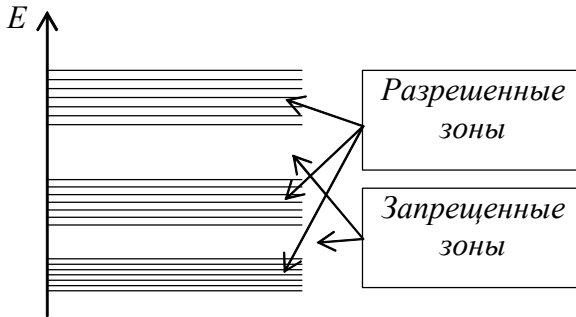


Рис. 606.2

реализоваться не могут. Чтобы понять происхождение зон, рассмотрим воображаемый процесс объединения атомов в кристалл. Пусть первоначально имеется N изолированных атомов какого-либо вещества. В таких атомах электроны находятся в дискретных энергетических состояниях. По мере сближения атомов их взаимодействие приводит к возникновению вместо одного (одинакового для всех N атомов) уровня N близкорасположенных уровней, образующих зону разрешенных энергий. Величина расщепления уровней не одинакова. Сильнее расщепляются уровни внешних электронов. Уровни внутренних электронов расщепляются мало. На рис. 606.3 показано расщепление уровней в зависимости от расстояния r между атомами.

Период кристаллической решетки определяется свойствами составляющих ее атомов и может соответствовать расстоянию типа r_1 или r_2 . Если период соответствует расстоянию типа r_1 , то между разрешенными зонами, возникшими из соседних уровней атома, есть запрещенная зона. Если период типа r_2 , то соседние разрешенные зоны перекрываются. Число уровней в такой слившейся зоне равно сумме количеств уровней, на которые расщепляются оба уровня атома.

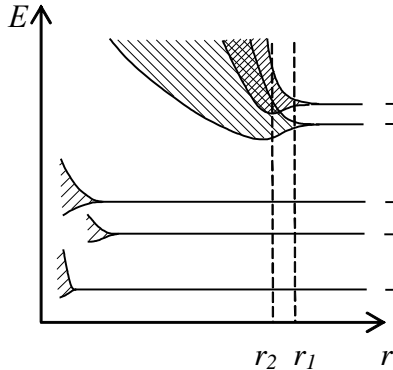


Рис. 606.3

Ширина разрешенных зон $\Delta E \sim 1$ эВ. Следовательно, расстояние между соседними уровнями зоны для кристалла, содержащего 10^{23} атомов, порядка 10^{-23} эВ. На любом разрешенном уровне может находиться не более двух электронов.

Разрешенную зону, возникшую из того уровня, на котором находится валентный электрон в изолированном атоме, называют валентной зоной. При $T = 0$ К валентные электроны заполняют попарно нижние уровни валентной зоны. Более высокие разрешенные зоны будут от электронов свободны. В зависимости от степени заполнения электронами валентной зоны и ширины запрещенной зоны возможны три вида зонных диаграмм, которые изображены на рис. 606.4. Заполнение электронами энергетических уровней соответствует температуре 0 К. Случай рис. 606.4,а соответствует расстоянию r_2 на рис. 606.3. При этом в валентной зоне существуют незаполненные уровни. Достаточно сообщить электронам, находящимся на верхних уровнях, энергию $\sim 10^{-23}$ эВ, чтобы перевести их на более высокие уровни. Для этого достаточно энергии, полученной ими во внешнем электрическом поле. Кристалл с подобной схемой энергетических уровней является металлом.

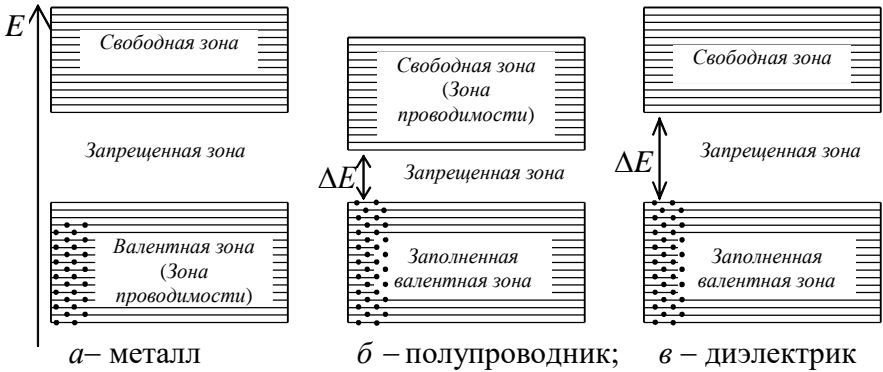


Рис. 606. 4

В случаях рис. 606.4,б и рис. 606.4,в уровни валентной зоны полностью заняты электронами. Для увеличения энергии электрона надо сообщить ему энергию не меньшую, чем ширина запрещенной зоны. У полупроводников она невелика и может составлять несколько десятых электрон-вольт, у диэлектриков – более 3 эВ. Чтобы в полупроводнике мог возникнуть электрический ток, часть электронов нужно перевести в свободную зону, что иллюстрируется рис. 606.5. Энергия теплового движения (при комнатной температуре $kT \sim 0,02$ эВ) оказывается достаточной для этого. При этом электроны, оказавшиеся в свободной зоне и оставшиеся на верхних заполненных уровнях валентной зоны, ведут себя подобно валентным электронам в металле. Проводимость, возникшая в результате перехода электронов с верхних уровней валентной зоны в свободную зону, называется собственной (беспримесной) проводимостью полупроводников.

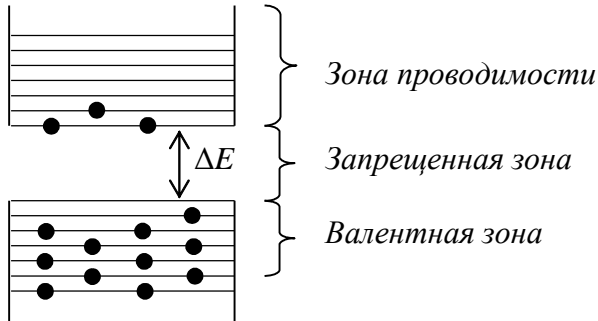


Рис. 606.5

Распределение электронов по уровням валентной зоны и зоны проводимости полупроводников описывается функцией Ферми – Дирака. На рис. 606.6 изображены для некоторой $T \neq 0$ график функции распределения $f(E)$ совместно со схемой энергетических зон собственного (беспримесного) полупроводника. У собственных полупроводников отсчитанное от потолка валентной зоны значение уровня Ферми равно $E_F \approx \frac{\Delta E}{2}$, где ΔE – ширина запрещенной зоны полупроводника. Для электронов, перешедших в зону проводимости и находящихся на ее нижних уровнях, разность собственной энергии E и энергии Ферми равна $E - E_F \approx \frac{\Delta E}{2}$.

Так как $E - E_F \gg kT$, единицей в знаменателе выражения

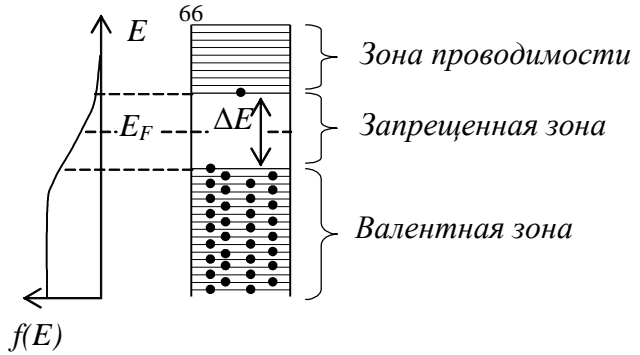


Рис. 606.6

(606.1) можно пренебречь. Тогда $f(E) \approx \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right)$.

Концентрация носителей тока n будет пропорциональна этой вероятности:

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},$$

где n_0 – величина, слабо зависящая от температуры.

Зависимость $n(T)$ вносит основной вклад в температурную зависимость удельного сопротивления ρ собственных полупроводников. Связь n и ρ можно найти, записав выражение для плотности тока

$$j = ne \langle v_E \rangle = \frac{1}{\rho} E,$$

где $\langle v_E \rangle$ – не зависящая от температуры средняя скорость упорядоченного движения носителей тока под действием внешнего поля с напряженностью E .

Из последнего выражения следует равенство

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right),$$

где ρ_0 – приближенно можно считать постоянной величиной, не зависящей от температуры.

Переходя с помощью соотношения

$$R = \rho \frac{l}{s} \tag{606.4}$$

от удельного сопротивления к сопротивлению образца, получим

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right). \quad (606.5)$$

В настоящей работе изучаются температурные зависимости сопротивлений металла и собственного полупроводника. Так как наиболее просто строятся графики линейных зависимостей, для металла удобно строить график функции $R(T)$, а для полупроводника – $\ln R(1/T)$. В последнем случае получится зависимость, изображенная на рис. 606.7. По ее наклону можно определить ширину запрещенной зоны собственного полупроводника

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\ln R_2 - \ln R_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} = \frac{\Delta E}{2k}, \quad (606.6)$$

где $\left(\ln R_1, \frac{1}{T_1}\right)$, $\left(\ln R_2, \frac{1}{T_2}\right)$ – координаты любых двух точек этой зависимости.

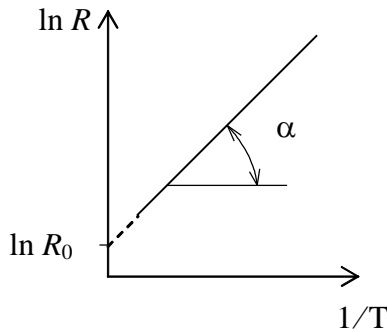


Рис. 606.7

606.5. Описание лабораторного стенда

Лабораторный стенд (рис. 606.8) состоит из термостата и измерительного блока (ИБ). В термостат помещены исследуемые образцы: медный проволочный резистор R_1 ,

полупроводниковый терморезистор R_2 и термопарный датчик температуры. В ИБ размещены: цифровой измеритель температуры; цифровой омметр; переключатель: "металл" – "полупроводник", предназначенный для выбора измеряемого образца.

Внимание! Измерение $R_2(T)$ необходимо начинать с $45\text{ }^{\circ}\text{C}$, так как при более низких температурах зависимость (606.5) не выполняется из-за существенного вклада примесной проводимости. Работать надо при средней скорости нагрева, иначе возможен неравномерный нагрев внутреннего объема печи.

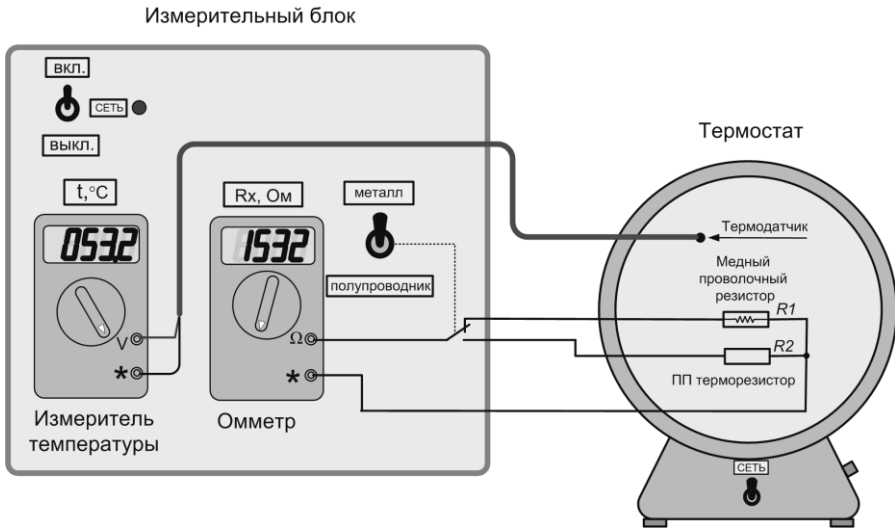


Рис. 606.8

606.6. Порядок выполнения работы

1. Включить сетевой тумблер ИБ. Загорается индикаторная лампа "Сеть" на панели ИБ.
2. Прогреть приборы ИБ в течение 5 минут. Индикаторы панели ИБ показывают начальную измеряемую температуру и сопротивление выбранного образца.

3. Записать начальную температуру и сопротивление образцов $R1$ и $R2$ в таблицу измерений.

4. Закрыть дверку термостата. Включить нагрев термостата тумблером "Сеть", расположенным на его передней панели.

5. Через каждые $5\text{ }^{\circ}\text{C}$, начиная с комнатной температуры, измерять сопротивление образца $R1$. По достижении $45\text{ }^{\circ}\text{C}$ с шагом $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ измерять сопротивление образцов $R1$ и $R2$. Для перехода при измерениях от одного образца к другому использовать тумблер "металл" – "полупроводник". Показания снимать до температуры $75\text{ }^{\circ}\text{C}$.

ВНИМАНИЕ! По достижении $75\text{ }^{\circ}\text{C}$ выключить нагрев и открыть дверцу термостата. Нагрев до высоких температур может вывести из строя полупроводниковый терморезистор.

6. Выразить температуру в Кельвинах. Результаты измерений занести в таблицу.

606.7. Обработка результатов измерений

1. Построить график зависимости $R(T)$ для металла.

2. Для трех значений температуры (25 , 60 и $75\text{ }^{\circ}\text{C}$) рассчитать ρ , σ_s и λ для меди, пользуясь формулами (606. 2), (606.3), (606.4) и учитывая, что $S = 2,8 \cdot 10^{-9}\text{ м}^2$, $l = 130\text{ м}$, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}\text{ кг}$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{ Кл}$, $n = 8,5 \cdot 10^{28}\text{ м}^{-3}$, $v_F = 10^6\text{ мс}^{-1}$. Полученные значения занести в таблицу. Оценить погрешность измеренных величин.

3. Построить график зависимости $\ln R(1/T)$ для полупроводника, и по формуле (606.6) определить ширину запрещенной зоны полупроводника в электрон-вольтах, разделив для этого полученное значение ΔE на заряд электрона. Постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}\text{ ДжК}^{-1}$. Оценить погрешность измеренного значения ΔE .

Контрольные вопросы

1. Что описывает функция Ферми – Дирака? Что такое

энергия Ферми?

2. Сформулируйте принцип Паули.

3. Объясните температурную зависимость сопротивления металлов с точки зрения квантовой теории.

4. Каковы особенности энергетического спектра электронов у металлов, полупроводников и диэлектриков?

5. Как осуществляется распределение электронов по энергетическим уровням валентной зоны при $T = 0$ К в металлах и в полупроводниках?

6. Каков механизм проводимости собственных полупроводников?

7. Как изменяются сопротивление металлов, средняя длина свободного пробега и сечение рассеяния электронов на тепловых колебаниях ионов решетки с ростом температуры?

8. Объясните температурную зависимость сопротивления собственных полупроводников.

610. ИССЛЕДОВАНИЕ ВТОРИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

610.1. Цель работы

Измерить фон вторичного космического излучения, ознакомиться с методами регистрации ионизирующего излучения.

610.2. Разделы теории

Методы регистрации частиц высоких энергий; космические лучи. [1. Гл.11, §75, §76]; [3. §251]; [4]

610.3. Приборы и принадлежности

Счётчик Гейгера – Мюллера, формирователь импульсов, усилитель, пересчетное устройство, блок питания.