

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. В.Ф. УТКИНА**

**М. А. БУРОБИН, М.В. ДУБКОВ, Д.В. КИРЮШИН,
А.Б. МАНОШКИН, А.В. НИКОЛАЕВ**

**ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

Рязань 2023

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Рязанский государственный радиотехнический университет
им. В.Ф. Уткина

М. А. БУРОБИН, М.В. ДУБКОВ, Д.В. КИРЮШИН,
А.Б. МАНОШКИН, А.В. НИКОЛАЕВ

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА. ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Учебное пособие

*РЕКОМЕНДОВАНО
НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИМ СОВЕТОМ ФГБОУ ВО
«РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. В.Ф. УТКИНА»
В КАЧЕСТВЕ УЧЕБНОГО ПОСОБИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ
ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ ВСЕХ ФОРМ ОБУЧЕНИЯ
ВСЕХ ТЕХНИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ
КЛАССИФИКАЦИИ БАКАЛАВРИАТ И СПЕЦИАЛИТЕТ
И НАПРАВЛЕНИЯ ПОДГОТОВКИ 38.03.02 «МЕНЕДЖМЕНТ» (УРОВЕНЬ - БАКАЛАВРИАТ)*

Рязань 2023

УДК 533.1

Физика твердого тела. Лабораторный практикум: учеб пособие/ М. А. Буробин, М.В. Дубков, Д.В. Кирюшин, А.Б. Маношкин, А.В. Николаев; Рязан. гос. радиотехн. ун-т им. В.Ф. Уткина. Рязань, 2023. 80 с.

Рассмотрены основы физики твердого тела, в том числе теория теплоемкости твердых тел, проводимости металлов и полупроводников, фотопроводимость полупроводников, люминесценция твердых тел. Дано описание восьми лабораторных работ, включающее в себя метод эксперимента, порядок выполнения работ и итоговые контрольные вопросы.

Предназначено для студентов высших учебных заведений всех направлений подготовки.

Табл. 4. Ил. 35. Библиогр.: 10 назв.

Зонная теория, распределение Ферми - Дирака, распределение Бозе - Эйнштейна, проводимость металлов и полупроводников, теплоемкость твердых тел, люминесценция, фотопроводимость

Печатается по решению научно-методического совета Рязанского государственного радиотехнического университета им. В.Ф. Уткина.

Рецензенты: А.А. Трубицын, д-р физ.-мат. наук, доцент, профессор кафедры ПЭЛ ФГБОУ ВО «Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина»; Т.Г. Авачева, канд. физ.-мат. наук, доцент, зав. кафедрой математики, физики и медицинской информатики ФГБОУ ВО «Рязанский государственный медицинский университет им. академика И.П. Павлова»

Б у р о б и н Михаил Анатольевич
Д у б к о в Михаил Викторович
К и р ю ш и н Дмитрий Вячеславович
М а н о ш к и н Алексей Борисович
Н и к о л а е в Артем Владимирович

Физика твердого тела. Лабораторный практикум

Редактор Р.К. Мангутова

Корректор С.В. Макушина

Подписано в печать 28.07.23. Формат бумаги 60х84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 5,0.

Тираж 100 экз. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

©Рязанский государственный
радиотехнический университет
им. В.Ф. Уткина, 2023

1. Элементы теории. Физика твердого тела

1.1 Основы зонной теории

Изолированные атомы данного вещества имеют уровни с одними и теми же значениями энергии. Причем заполнение электронами этих уровней в независимых атомах происходит также независимо. Но если электроны этих атомов расположены близко, то они не могут иметь одинаковые значения энергии (что может быть объяснено с помощью принципа Паули). При сближении атомов при образовании кристалла их энергетические уровни расщепляются вследствие взаимодействия электронов в различных атомах, образуя энергетические зоны. Наиболее сильно взаимодействуют электроны, расположенные на наиболее удаленных от ядер орбиталях, соответственно энергетические уровни этих орбиталей расщепляются наиболее сильно, образуя более широкие зоны. Наглядно процесс образования энергетических зон в кристалле может быть пояснен с помощью рис. 1.1. На правой части этого рисунка изображено, как изменяется ширина энергетических зон при уменьшении r – расстояния между атомами.

Таким образом, спектр энергий электронов распадается на ряд чередующихся разрешенных и запрещенных зон. С увеличением энергии

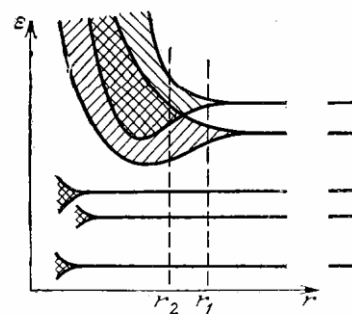
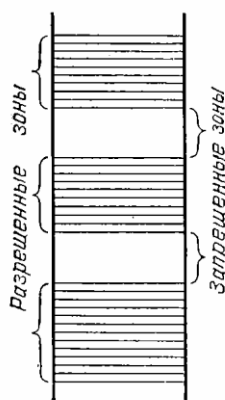


Рис. 1.1

электрона в атоме ширина разрешенных зон увеличивается, ширина запрещенных уменьшается. Возможна ситуация, когда зоны валентных электронов перекрываются, создавая смешанную зону. Разрешенные уровни в кристаллах имеют ширину порядка нескольких электронвольт. Следовательно, если кристалл содержит 10^{23} атомов, то расстояние между энергетическими уровнями электронов внутри одной зоны составляет порядка 10^{-23} электронвольт. Вследствие этого даже при небольших

температурах электроны могут легко переходить с одного уровня на другой

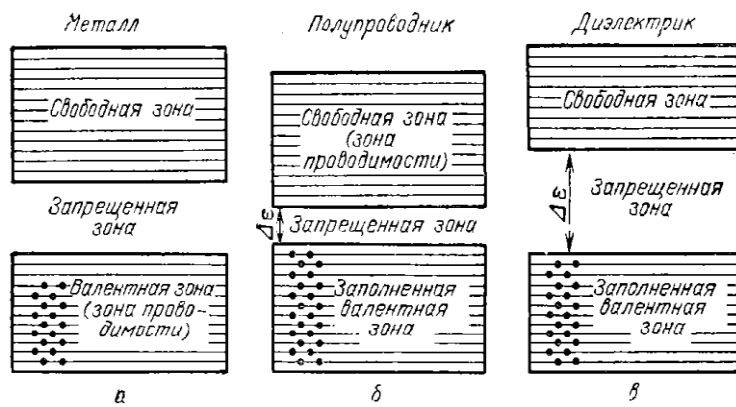


Рис. 1.2

в пределах разрешенной зоны, если уровни окажутся свободными по каким-либо причинам. На каждом разрешенном уровне может находиться по два электрона с различным направлением спина. Зонная теория

позволяет объяснить существование металлов, полупроводников и диэлектриков, как это показано на рис. 1.2.

Рассмотрим поведение во внешнем электрическом поле электронов, находящихся в частично заполненных и целиком заполненных энергетических зонах кристалла. Если в кристалле создано электрическое поле с напряженностью E , то оно действует на каждый электрон с силой $F = -qE$, которая будет стремиться изменить скорость электронов. Это изменение скорости соответствует переходу рассматриваемого электрона в новое квантовое состояние с большей или меньшей энергией. Такие переходы могут осуществляться лишь в том случае, если в энергетической зоне, к которой принадлежит данный электрон, имеются незанятые состояния. Если же в этой зоне нет свободных состояний, то внешнее электрическое поле не может привести к движению электронов.

По характеру заполнения разрешенных зон электронами все тела можно разделить на две большие группы. К первой из них относятся тела, у которых над полностью заполненными зонами располагается зона, заполненная лишь частично. Такая зона может образоваться из частично заполненного уровня, как у щелочных металлов, или из перекрытия полностью заполненных зон пустыми, как у щелочно-земельных элементов. К этой первой группе относятся проводники. Ко второй группе относятся тела, у которых над полностью заполненными зонами располагаются пустые. Такие тела можно назвать непроводниками. В

непроводниках последняя из целиком заполненных зон отделена от ближайшей свободной зоны широкой энергетической щелью ε_g или $\Delta\varepsilon$.

Тела, принадлежащие ко второй группе (непроводники), условно делят на диэлектрики и полупроводники. К диэлектрикам относят тела, имеющие широкую запрещенную зону $\varepsilon_g > 3$ эВ. Так, у алмаза $\varepsilon_g = 5,2$ эВ, у нитрида бора $\varepsilon_g = 4,6$ эВ.

К полупроводникам относятся тела, имеющие сравнительно узкую запрещенную зону. Так у кремния $\varepsilon_g = 1,08$ эВ, у германия $\varepsilon_g = 0,66$ эВ. Деление веществ на металлы, полупроводники и диэлектрики схематически изображено на рис. 1.2. Разрешенную зону, в которой находятся валентные электроны изолированных атомов, принято называть валентной зоной. При этом в проводниках она является частично заполненной, поэтому она одновременно является зоной проводимости (т. е. электроны, находящиеся в ней, осуществляют протекание электрического тока). В полупроводниках при низких температурах валентная зона заполнена полностью, следовательно, электроны, находящиеся в ней, не могут осуществлять протекание электрического тока, поэтому зоной проводимости принято называть расположенную выше свободную разрешенную зону, в которой при определенных условиях может появиться некоторое количество электронов.

1.2 Теория теплоемкости твердых тел

Согласно классическим представлениям, кристалл, содержащий N атомов, является системой с $3N$ колебательными степенями свободы, на каждую из которых приходится в среднем энергия kT (по $kT/2$ на кинетическую и потенциальную энергию). Отсюда следует, что молярная теплоемкость всех химически простых тел должна быть равна $3R$. Это классический закон Дюлонга и Пти. Экспериментальные факты говорят о том, что данный закон выполняется только при высоких температурах, но при понижении температуры теплоемкость твердых тел убывает, стремясь к нулю, при приближении к 0 К.

В 1907 году Эйнштейн создал теорию теплоемкости твердых тел, в которой он учел, что энергия гармонического осциллятора квантуется и может принимать только дискретные значения $E_n = (n + 1/2)\hbar\omega, n = 0, 1, 2, \dots$. Предположив, что распределение по энергии осцилляторов подчиняется распределению Больцмана, он вычислил среднее значение энергии и, умножив его на $3N$, получил выражение для внутренней энергии кристалла $E = 3N \langle n \rangle \hbar\omega = \frac{3N\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$. Так как теплоемкость $C = \frac{\partial E}{\partial T}$, то

$$C = 3Nk \left(\frac{\hbar\omega}{kT} \right)^2 \frac{e^{\hbar\omega/kT}}{(e^{\hbar\omega/kT} - 1)^2}. \quad (1.1)$$

Эта формула объясняла уменьшение теплоемкости при низких температурах, но предсказывала экспоненциальный характер уменьшения теплоемкости при $T \rightarrow 0$, а в эксперименте получалось $C \propto T^3$.

Количественного соответствия с опытом удалось добиться Дебаю в 1912 г. Он учел, что колебания атомов в кристалле имеют характер стоячих волн с дискретными частотами. Можно показать, что в кристалле из N частиц существуют $3N$ типов колебаний или мод. Согласно квантовомеханическому решению задачи о гармоническом осцилляторе, энергия этих колебаний может принимать значения, даваемые выражением $E_i = (n_i + 1/2)\hbar\omega_i$, где n_i – целое число, которое можно трактовать как количество квантов с данной частотой ω_i . Такие кванты могут свободно распространяться в кристалле со скоростью звука. Они получили название фоонов, по аналогии с квантами электромагнитных колебаний – фотонами.

Фооны могут участвовать во многих процессах взаимодействий с другими частицами в кристалле так, как будто они обладают энергией $E = \hbar\omega_i$ и импульсом $p = \hbar k = \hbar\omega_i/v$. Однако в отличие от других частиц, например фотонов или электронов, фонон не может возникнуть в вакууме, он возникает только в некоторой среде. Поэтому он получил термин «квазичастица». Следует отметить, что принцип Паули на фооны не распространяется, они являются бозонами.

Если применить к фононному газу распределение Бозе – Эйнштейна, $\langle n_i \rangle = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_i/kT) - 1}$, то можно определить энергию кристаллической решетки как суммарную энергию фононов.

Для начала необходимо определить число нормальных колебаний (мод) в кристалле. Рассмотрим на примере «одномерного» кристалла, содержащего $N+1$ атомов. Пусть расстояние между всеми соседними атомами одинаково и равно d , длина всей цепочки атомов равна $L = Nd$, атомы перенумеруем от 0 до N . Атомы с номерами $n=0$ и $n=N$ находятся на концах цепочки и закреплены. Тогда каждое нормальное колебание должно быть описано, как стоячая волна: $u_n = u(0)e^{-i\omega t} \sin(nKd)$. Так как крайние атомы закреплены, то для волнового вектора K получим ряд допустимых значений: $K = \frac{\pi}{L}, \frac{2\pi}{L}, \dots, \frac{(N-1)\pi}{L}$ или $\Delta K = \frac{\pi}{L}$ и $K < \frac{\pi}{d}$.

Рассмотрим теперь двухмерную модель. Предположим, что наш двухмерный кристалл имеет форму прямоугольника. Пусть число атомов вдоль оси OX равно $N_x + 1$, а вдоль оси OY равно $N_y + 1$. Из условия образования стоячей волны в нашем двухмерном кристалле проекции волнового вектора на оси координат могут принимать значения $K_x = \frac{\pi}{a}, \frac{2\pi}{a}, \dots, \frac{(N_x-1)\pi}{a}$ и $K_y = \frac{\pi}{b}, \frac{2\pi}{b}, \dots, \frac{(N_y-1)\pi}{b}$ или $K_x = \frac{n_1\pi}{a}$ и $K_y = \frac{n_2\pi}{b}$, где a и b – размеры рассматриваемого кристалла по осям OX и OY соответственно, n_1 и n_2 – любые положительные числа, меньшие N_x и N_y . В двухмерном пространстве проекций волнового вектора это может быть представлено моделью, изображенной на рис. 1.3. Из рисунка следует, что на долю каждой стоячей волны приходится область, равная $\pi^2/(ab)$.

Определим число стоячих волн, у которых модуль волнового вектора лежит от K до $K + dK$. Это число равно $1/4$ числа точек, попадающих в область между двумя окружностями радиусами K и $K + dK$, как это пояснено на рис. 1.3.

Тогда получим $dN_K = \frac{ab}{\pi^2} \cdot \frac{1}{2} \pi K dK = \frac{S}{2\pi} K dK$, где $S = ab$. В

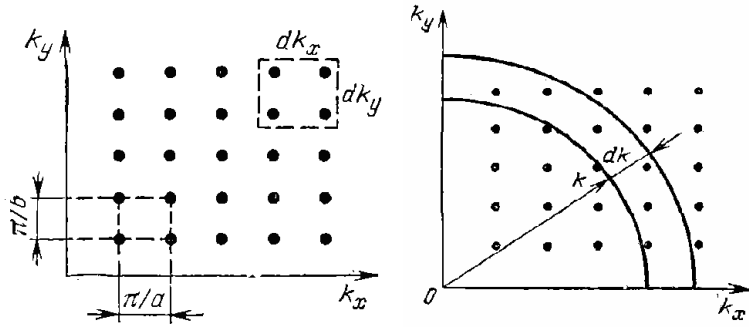


Рис. 1.3

предположении, что скорость волн не зависит от частоты, $K = \omega v$, получим

$$dN_\omega = \frac{S}{2\pi v^2} \omega d\omega.$$

Можно отметить, что модель с не зависящей

от частоты скоростью волны приемлема в какой-то мере только для кристаллической решетки, содержащей только одинаковые атомы, так как в решетке с двумя типами атомов (и более), помимо акустических фононов, возбуждаются также и оптические фононы, для которых этот закон дисперсии совершенно не приемлем.

Рассмотренный пример легко обобщить на трехмерный случай. Для простоты рассмотрим модель кристалла как куб со стороной L , содержащей N^3 элементарных ячеек. Тогда условия на проекции волнового вектора на оси координат примут такой же вид:

$$K_x, K_y, K_z = \frac{\pi}{L}, \frac{2\pi}{L}, \dots, \frac{(N-1)\pi}{L}. \quad \text{Тогда общее число разрешенных}$$

состояний будет равно $\left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 = \frac{V}{8\pi^3}$, где V – объем кристалла. Тогда число

мод, с волновым вектором, меньшим K , будет равно $N_K = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \frac{4\pi}{3} K^3$. Так

как $\omega = v \cdot K$, где v – скорость звука, то $N_\omega = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \frac{4\pi\omega^3}{3v^3} = \frac{V\omega^3}{6\pi^2 v^3}$.

Следовательно, плотность мод для каждого типа поляризации

$$D(\omega) = \frac{dN}{d\omega} = \frac{V\omega^2}{2\pi^2 v^3}. \quad \text{Дебай учел, что если образец содержит } N$$

элементарных ячеек, то общее число мод колебаний также должно быть

равно N . Тогда $N = \int_0^{\omega_m} D(\omega) d\omega$, отсюда получается выражение для максимальной частоты колебаний

$$\omega_m^3 = \frac{6\pi^2 v^3 N}{V}. \quad (1.2)$$

Энергию колебаний для каждого типа поляризации можно посчитать в этом случае как $E = \int D(\omega) \hbar \omega \cdot n(\omega) d\omega = \int_0^{\omega_m} \left(\frac{\omega^2 V}{2\pi^2 v^3} \right) \left(\frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \right) d\omega$. В кристаллах существуют три независимые поляризации: две перпендикулярные друг к другу поперечных колебаний и одна - продольных колебаний. В простейшем изложении считается, что скорости для всех трех поляризаций одинаковые. В случае разных скоростей поперечных и продольных волн можно с достаточной степенью точности считать, что $\frac{3}{v^3} = \frac{2}{v_{\perp}^3} + \frac{1}{v_{\parallel}^3}$, где v_{\perp} - скорость поперечных волн, а v_{\parallel} - скорость продольных волн.

Если ввести понятие температуры Дебая θ согласно $\theta = \hbar \omega_m / k$ и обозначить $x_m = \theta / T$, то выражение для энергии может быть записано в виде $E = 9NkT \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{x_m} \frac{x^3}{e^x - 1} dx$. Для получения выражения для теплоемкости необходимо продифференцировать выражение для энергии по температуре. В результате получится

$$C = 9Nk \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{x_m} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (1.3)$$

Полученное выражение для теплоемкости хорошо соответствует экспериментальным данным. Так, при $T \gg \theta$ $C \rightarrow 3Nk$, что соответствует закону Дюлонга и Пти. При низких температурах ($T \ll \theta$) верхний предел интеграла можно заменить на бесконечность, после чего он вычисляется, и для теплоемкости получим

$$C = \frac{12}{5} \pi^4 Nk \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \approx 234 Nk \left(\frac{T}{\theta} \right)^3. \quad (1.4)$$

Эта зависимость при низких температурах известна как закон T^3 Дебая.

Этот закон допускает простую трактовку: при низких температурах могут возбуждаться лишь те моды колебаний, энергии которых $\hbar\omega \leq kT$. Доля объема в пространстве волновых векторов K , соответствующий этим возбужденным модам, соответствует шару радиусом K_T/K_D , где $K_T = \frac{kT}{\hbar v}$ — максимальный волновой вектор возбуждаемых колебаний при данной температуре, а $K_D = \frac{\omega_m}{v} = \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}$ — волновой вектор, соответствующий максимально возможной частоте колебаний. Тогда объем этого шара в K -пространстве будет пропорционален $(T/\theta)^3$, число возбуждаемых мод будет порядка $N(T/\theta)^3$, энергия одной моды пропорциональна kT . Соответственно внутренняя энергия будет пропорциональна $N(T/\theta)^3 \cdot kT$, а теплоемкость $\propto 4N(T/\theta)^3 \cdot k$.

В переходной области не высоких и не низких температур выражение для теплоемкости легко может быть получено, например, методом численного интегрирования выражения (1.3).

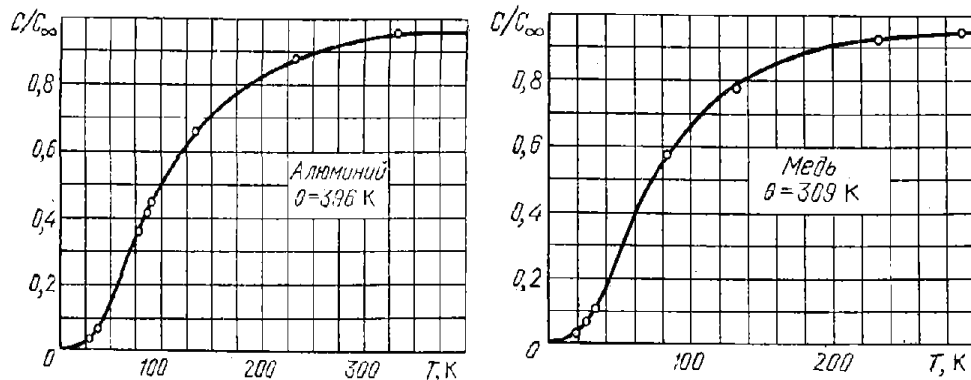


Рис. 1.4

Сопоставление экспериментальных зависимостей для меди и алюминия с теоретическими кривыми, полученными по теории Дебая, представлено на рис. 1.4.

Из теории Дебая, помимо зависимости теплоемкости твердых тел от температуры, может быть оценена зависимость числа фононов от температуры. При низких температурах $T \ll \theta$ это число растет пропорционально T^3 , а при приближении к температуре Дебая растет пропорционально T . Этот факт имеет большое значение при рассмотрении процессов столкновений других частиц с фононами (например, в теории электропроводности).

Следует отметить, что теория Дебая справедлива только для тел с простыми кристаллическими решетками, а к телам с более сложной структурой она неприменима.

1.3 Теория электропроводности металлов

1.3.1 Основные положения квантовой теории электропроводности

Металлическое тело представляет для валентных электронов потенциальную яму. Это связано с тем, что в узлах кристаллической решетки металла находятся положительно заряженные ионы, которые создают внутри металла поле с положительным потенциалом. Следовательно, электроны, обладающие отрицательным зарядом, имеют в этом поле отрицательную энергию. Если электрон удалить каким-либо образом из металла, то за его пределами на большом расстоянии он будет обладать нулевой потенциальной энергией. Так как энергия электронов в металле меньше, чем вне его, то они находятся в потенциальной яме.

Свободные электроны в металлах ведут себя подобно молекулам идеального газа, заключенного в некоторый сосуд. При этом стенками сосуда для электронов являются границы металла. Поэтому их называют электронным газом. Однако у электронов есть следующие отличия от молекул идеального газа: 1) они являются квантовыми частицами — фермионами, подчиняющимися принципу Паули; 2) они движутся в периодическом электрическом поле, созданном положительно заряженными ионами, располагающимися в узлах кристаллической решетки.

Из первого факта следует, что электроны в металлах подчиняются не

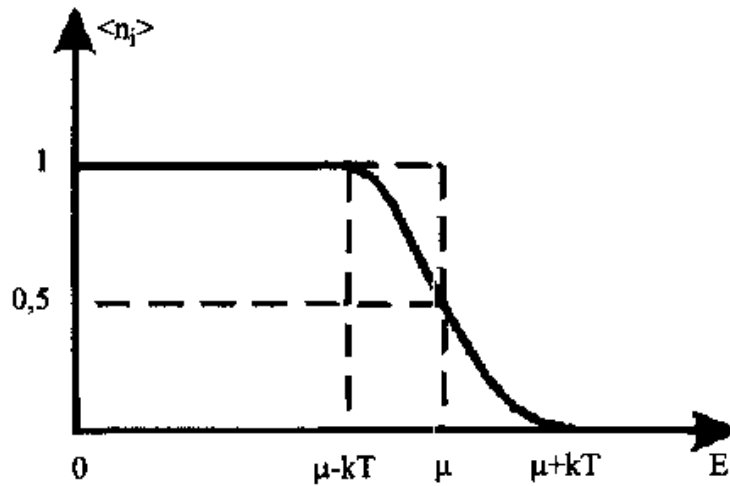


Рис. 1.5

классическому распределению Максвелла - Больцмана, а распределению Ферми - Дирака $\langle n_i \rangle = \left\{ \exp\left[\frac{(E_i - \varepsilon_F)}{kT}\right] + 1 \right\}^{-1}$, показанному на рис. 1.5. В этом распределении E_i – энергия электронов на i -м уровне, а $\mu = \varepsilon_F$ – характерная энергия, получившая название энергии Ферми.

Если температура удовлетворяет условию $kT \ll \varepsilon_F$, то электронный газ называется вырожденным и обладает квантовыми свойствами. Уровень Ферми отделяет заполненные уровни от незаполненных. Функция распределения имеет почти прямоугольную форму (рис. 1.5).

Если $\varepsilon_F \ll kT$, то электронный газ называется невырожденным. Для $(\varepsilon_F + kT) \ll E_i$ распределение Ферми – Дирака может быть записано в виде

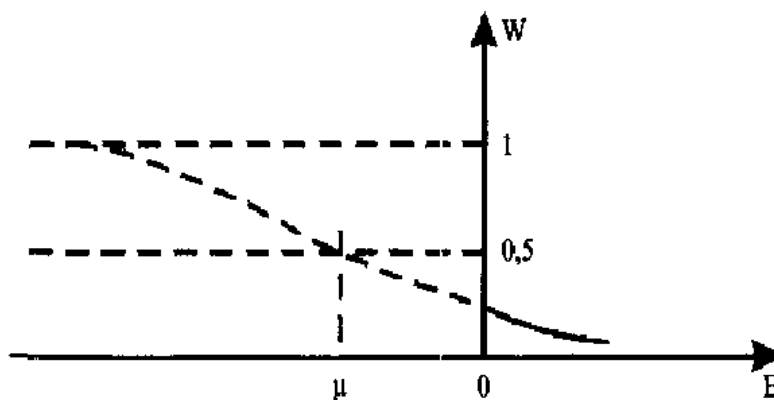


Рис. 1.6

$$n_i = \left\{ \exp \left[(E_i - \varepsilon_F) / kT \right] + 1 \right\}^{-1} \approx \exp \left[(E_i - \varepsilon_F) / kT \right]^{-1} \approx \exp(\varepsilon_F / kT) \exp[-E_i / kT].$$

Подобное распределение было получено в рамках классической статистики и носит название распределения Больцмана (рис. 1.6).

Температура, при которой выполняется $\varepsilon_F \ll kT$, составляет для всех металлов десятки тысяч градусов Кельвина. Так как ни один металл не существует в твердом виде при таких температурах при нормальном давлении, то всегда можно считать электронный газ в металлах вырожденным. Это приводит к тому, что основные изменения в поведении электронов (изменения энергии и импульса электронов под влиянием внешних воздействий) происходят только с электронами, обладающими энергиями $\varepsilon = \varepsilon_F \pm kT$.

Наличие поля ионов решетки приводит к тому, что электрон движется под воздействием внешнего поля так, как будто он обладает массой, отличающейся от массы свободного электрона. Её называют эффективной массой m^* . Рассмотрим движение электронов под действием внешнего электрического поля в металле. Пусть в единице объема металла имеется n свободных электронов. Среднюю скорость этих электронов называют дрейфовой скоростью:
$$\vec{v}_{dp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{v}_i.$$

Если внешнего электрического поля нет, то эта скорость равна нулю, если поле есть, то по закону Ома эта скорость должна быть пропорциональна напряженности внешнего поля. Из механики известно, что скорость установившегося движения пропорциональна внешней силе в том случае, когда на тело действует сила сопротивления среды, пропорциональная скорости тела: $\vec{F}_{mp} = -r \vec{v}_{dp}$. Электроны проводимости ведут себя как частицы с эффективной массой m^* . Поэтому уравнение движения для электрона можно записать в виде

$$m^* \frac{d\vec{v}_{dp}}{dt} = -e \vec{E} - r \vec{v}_{dp}. \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) позволяет найти значение установившейся дрейфовой скорости. При $\vec{E} = 0$ из предыдущего уравнения получим

$\vec{v}_{dp}(t) = \vec{v}_{dp}(0) \exp\left(-\frac{r}{m^*} t\right)$. За время, равное $\tau = \frac{m^*}{r}$, скорость изменяется в e раз. Тогда установившееся значение дрейфовой скорости может быть записано в виде $\vec{v}_{dp} = \frac{e\vec{E}\tau}{m^*}$. Так как плотность тока $\vec{j} = en\vec{v}_{dp}$, то получим

$$\vec{j} = \frac{ne^2\tau}{m^*} \vec{E}. \quad (1.6)$$

Коэффициент пропорциональности между \vec{j} и \vec{E} является удельной электропроводностью $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*}$.

В классической теории электропроводности считается, что время между столкновениями электронов можно определить как $\tau = \lambda/u$, где λ – длина свободного пробега электронов, а u – скорость теплового движения, при этом длина свободного пробега определяется в основном столкновением электронов с узлами кристаллической решетки. Но согласно квантовой теории электроны проявляют волновые свойства и не сталкиваются с решеткой, если в ней нет нарушений периодичности.

При этом колебания ионов в узлах кристаллической решетки (тепловое хаотическое движение) могут быть учтены как взаимодействие электронов с фононами. При высоких температурах (выше температуры Дебая для данного вещества) концентрация фононного газа прямо пропорциональна абсолютной температуре. Так как длина свободного пробега электронов определяется их рассеянием на фононах, то, следовательно, она обратно пропорциональна их концентрации и температуре:

$$\lambda \propto \frac{1}{n_\phi} \propto \frac{1}{T}. \quad (1.7)$$

При низких температурах основным фактором, определяющим длину свободного пробега электронов в проводниках, является их рассеяние на ионизированных примесях. Точный расчет дает в этом случае, что длина свободного пробега для этого взаимодействия не зависит от температуры, но зависит от концентрации примеси.

Для вырожденного электронного газа вместо скорости теплового движения в формуле для времени свободного пробега должна стоять скорость электронов с энергией Ферми $\tau = \lambda/v_F$.

Удельное сопротивление (величина, обратная удельной проводимости) может быть записано как сумма двух слагаемых $\rho = \rho_{реш} + \rho_{прим}$, при этом слагаемое, связанное со столкновениями с дефектами решетки, не зависит от температуры. Слагаемое, связанное с колебаниями решетки, прямо пропорционально температуре в области температур, приблизительно равных или выше температуры Дебая θ_D , так как концентрация фононного газа прямо пропорциональна температуре. При очень низких температурах, когда концентрация фононного газа

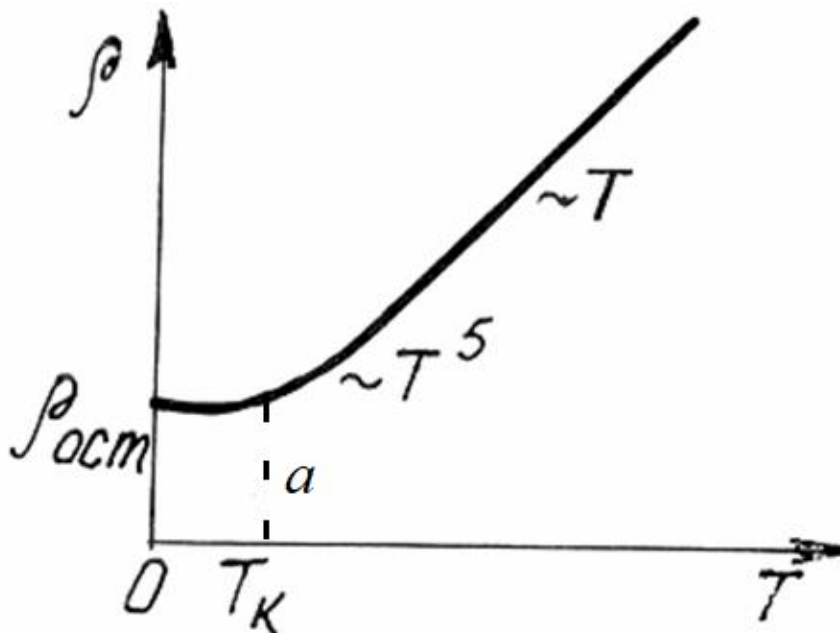


Рис. 1.7

становится меньше концентрации примесей, удельное сопротивление становится величиной постоянной и зависит от количества примеси (рис. 1.7).

В переходной области согласно теории Дебая концентрация фононов пропорциональна T^3 и средний импульс фонона в этой области температур $p_\phi \propto T$, а потери энергии электроном при столкновении с фононом $\propto p_\phi^2$. Обобщая указанные зависимости, получаем, что в области температур значительно ниже температуры Дебая θ_D , но при концентрации

фононов выше концентрации примеси, удельное сопротивление прямо пропорционально T^5 .

1.3.2 Концентрация электронов проводимости в металлах

Проводимость металлов зависит от концентрации электронов. Ее можно рассчитать теоретически, используя распределение Ферми – Дирака и плотность состояний – количество энергетических уровней, которые может занять электрон в узком диапазоне энергий от E до $E + dE$. Плотность состояний в фазовом пространстве определяется выражением

$$g_\gamma = \Delta\gamma / (1/2 h^3), \quad (1.8)$$

где $\Delta\gamma$ – фазовый объем, соответствующий интервалу энергии от E до $E + dE$, который находится согласно

$$\Delta\gamma = \iiint dx dy dz \iiint dp_x dp_y dp_z = V 4\pi p^2 dp. \quad (1.9)$$

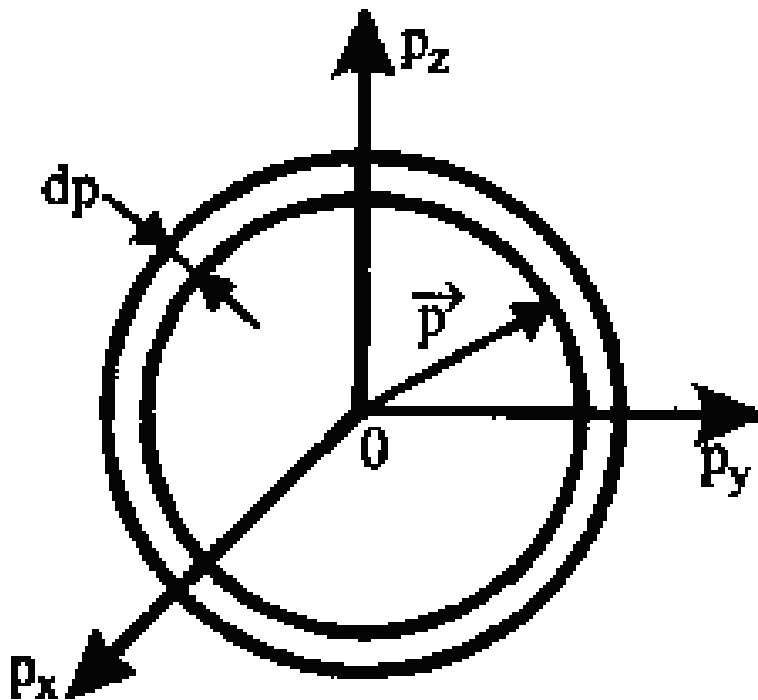


Рис. 1.8

$4\pi p^2 dp$ – объем сферического слоя в пространстве импульсов (рис. 1.8).

Подставляя (1.9) в (1.8), получаем:

$$g = (V 4 \pi p^2 dp) / (1/2 h^3). \quad (1.10)$$

Используя связь между энергией и импульсом $p^2 = 2mE$ и $dp = (m/p)dE$,
 $p^2 dp = \sqrt{2mEm}dE$ и подставляя эти выражения в (1.10), получаем

$$g = [V 4 \pi (2mE)^{1/2} m dE] / (1/2 h^3). \quad (1.11)$$

Используя (1.11), находим количество состояний, соответствующих интервалу энергии dE :

$$g(E) = g / dE = 4\pi V (2m)^{3/2} E^{1/2} / h^3. \quad (1.12)$$

С учетом вида $g(E)$ найдем количество частиц N_v , содержащихся в объеме V , согласно функции распределения Ферми – Дирака

$$N_v = \int_0^\infty f(E) g(E) dE = 4\pi V (2m)^{3/2} / h^3 \int_0^\infty E^{1/2} \left\{ \exp[(E - \varepsilon_F) / kT] + 1 \right\}^{-1} dE. \quad (1.13)$$

В выражении (1.13) использовалось обозначение $\mu = \varepsilon_F$. Из выражения (1.13) можно выразить концентрацию

$$n = N_v / V = 4\pi (2m)^{3/2} / h^3 \int_0^\infty E^{1/2} \left\{ \exp[(E - \varepsilon_F) / kT] + 1 \right\}^{-1} dE. \quad (1.14)$$

Это соотношение можно использовать для нахождения энергии уровня Ферми как функции от температуры и концентрации. Например, при $T=0$ интеграл (1.14) легко берется в пределах от нуля до энергии Ферми при нулевой температуре $\varepsilon_F(0)$, что позволяет получить выражение

$$\varepsilon_F(0) = (h / 2\pi)^2 (3\pi^2 n)^{2/3} / 2m^*, \quad (1.15)$$

где m^* – эффективная масса электрона в кристалле.

Для зависимости энергии Ферми от температуры можно получить приближенное выражение

$$\varepsilon_F = \varepsilon_F(0) \left[1 - (\pi kT)^2 / 12 \varepsilon_F(0)^2 \right]. \quad (1.16)$$

Распределение электронов по энергиям в зоне проводимости можно получить, умножив $f(E)$ на плотность состояний $g(E)$: $F(E) = f(E) g(E)$. Функция $F(E)$ численно равна концентрации электронов в единичном интервале энергий, а произведение $F(E)dE$ – концентрации электронов в интервале энергий от E до $E + dE$:

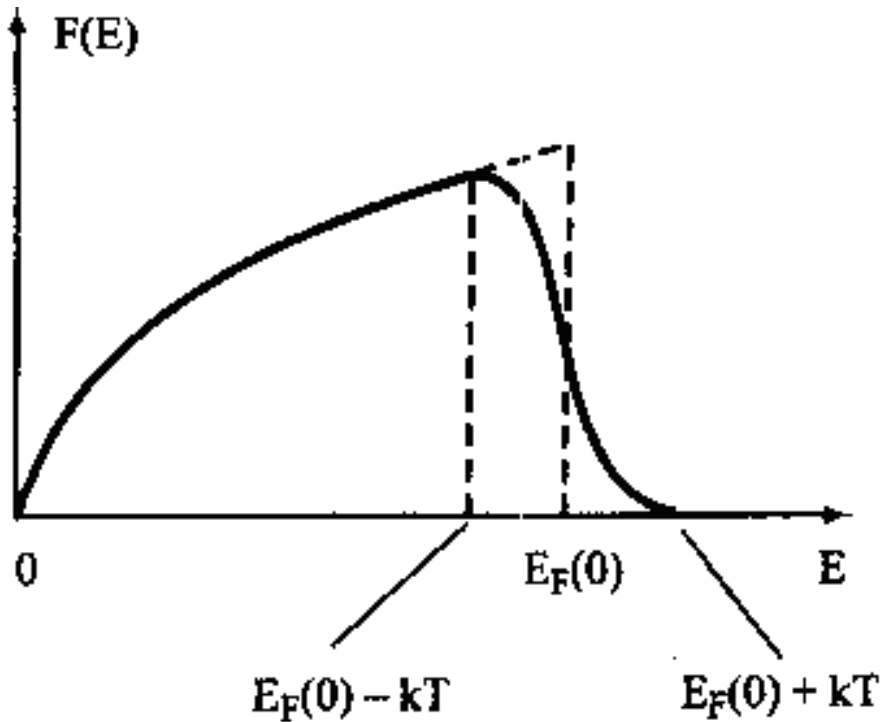


Рис. 1.9

$$F(E) = \frac{dN_v}{dE} = 4\pi(2m)^{3/2} E^{1/2} / h^3 \left\{ \exp[(E - \varepsilon_F) / kT] \right\}^{-1}. \quad (1.17)$$

График функции $F(E)$ представлен на рис.1.9.

На рисунке 1.9 за ноль принята энергия дна потенциальной ямы. Интеграл от функции $F(E)$ по всем значениям энергий, которые могут иметь электроны в зоне, равен концентрации электронов проводимости в металле:

$$\int F(E) dE = n. \quad (1.18)$$

Выражение (1.18) можно использовать как условие нормировки при $T=0$ с целью определения $\mu_0 = \varepsilon_F$.

1.3.3 Энергия Ферми

Параметр μ называется химическим потенциалом, который можно определить как изменение полной энергии системы при изменении числа ее частиц на единицу. При температуре, равной абсолютному нулю, электроны, согласно принципу Паули, последовательно занимают все состояния с наименьшей энергией. Наибольшая энергия, которой обладают электроны при $T = 0$, называется энергией Ферми, а уровень,

соответствующий этой энергии, - уровнем Ферми ε_F . Если отсчитывать энергию ε_F от дна зоны проводимости, то она совпадает со значением химического потенциала при абсолютном нуле μ_0 ($\mu_0 = \varepsilon_F$). При $T = 0$ график $f(E)$ имеет вид "ступеньки" $f(E) = 1$, если $\mu_0 > E$, и $f(E) = 0$, если $\mu_0 < E$. При $T > 0$ ступенька размывается, причем при $\mu_0 = E$ кривая проходит через значение, равное 0,5 (рис. 1.5). Химический потенциал μ слабо зависит от температуры (1.16), и часто этой зависимостью пренебрегают, считая $\mu = \mu_0 = \varepsilon_F$.

Однако при рассмотрении контактных явлений в металлах изменение химического потенциала с температурой имеет принципиальное значение. Разницу между μ и μ_0 следует сопоставлять с областью размытия функции $f(E)$, $\Delta E \approx kT$. Реально ΔE составляет лишь несколько процентов от значения μ_0 при всех температурах, вплоть до температуры плавления.

Величину μ_0 можно рассчитать, используя выражение

$$\varepsilon_F(0) = (h / 2\pi)^2 (3\pi 2n)^{2/3} / 2m^* . \quad (1.19)$$

Концентрация электронов проводимости n в металлах лежит в пределах $10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Взяв $n = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $m = 9 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$, получим $\mu_0 = 5 \text{ эВ}$.

1.3.4 Сверхпроводимость

Для некоторых металлов и сплавов при низких температурах может наблюдаться явление сверхпроводимости. В 1911 году Камерлинг–Оннес

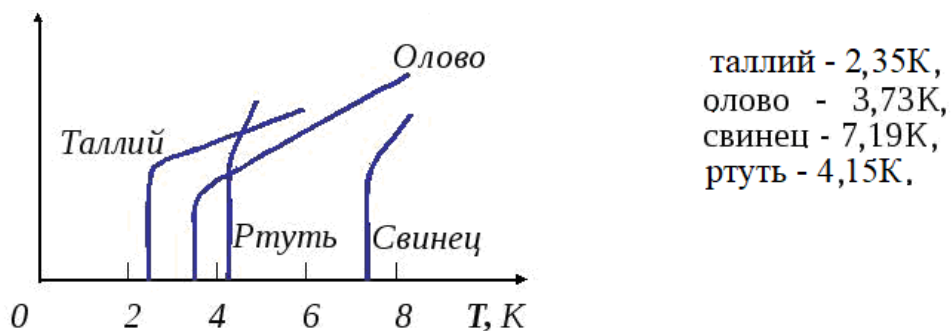


Рис. 1.10

открыл явление сверхпроводимости. Измеряя сопротивление ртути при понижении температуры, он обнаружил, что при температуре 4,15 К оно скачкообразно обращается в нуль. Впоследствии было обнаружено сходное

поведение других материалов при соответствующих температурах (рис. 1.10). В настоящее время открыто большое количество материалов и сплавов, для которых наблюдается явление сверхпроводимости. В том числе открыто некоторое число материалов, в которых эффект сверхпроводимости возникает при достаточно высоких температурах, вплоть до 250 К, при повышенных давлениях.

Объяснение явления сверхпроводимости основано на сложной квантовомеханической теории (теория БКШ), что выходит за пределы данного пособия. Можно только отметить, что вместе со сверхпроводимостью у этих веществ наблюдаются сопутствующие явления, такие как: вытеснение магнитного поля из сверхпроводника (эффект Мейснера), скачкообразное изменение теплоемкости и т.д.

1.3.5 Контактная разность потенциалов

Энергия валентных электронов внутри металла меньше, чем вне металла, на глубину потенциальной ямы ε_{p0} . Изменение потенциальной энергии происходит на расстоянии, сопоставимом с межатомным расстоянием, поэтому стенки потенциальной ямы можно считать вертикальными. Выражение для глубины потенциальной ямы может быть записано в виде $\varepsilon_{p0} = -e\varphi_m$, где φ_m - потенциал поля внутри металла. При

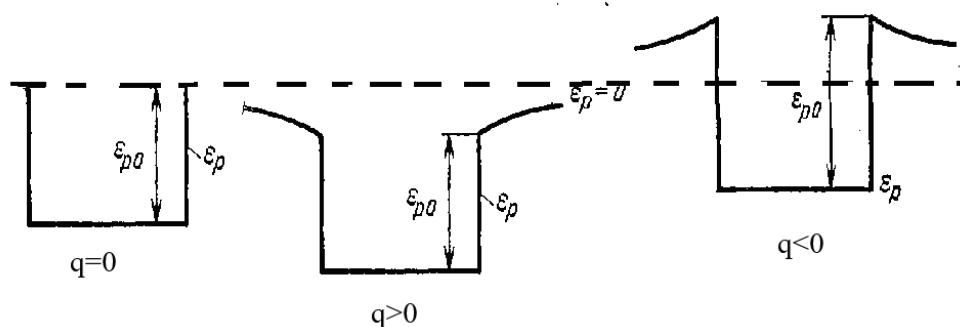


Рис. 1.11

сообщении металлу положительного или отрицательного заряда его потенциал изменится согласно принципу суперпозиции полей. В результате этого изменится и форма потенциальной ямы (рис 1.11).

При этом потенциальная энергия электрона при удалении его на бесконечность в любом случае должна стремиться к нулю, что изображено на рис. 1.11 в виде пунктирной линии.

Ранее было показано, что при абсолютном нуле температуры кинетическая энергия электронов может принимать значения от нуля до энергии Ферми. Тогда электронам, находящимся на самом высоком энергетическом уровне (уровне Ферми), необходимо получить наименьшее количество энергии для того, чтобы покинуть металл. Величину этой энергии называют работой выхода $A_{\phi} = e\phi = \varepsilon_{p0} - \varepsilon_F$, где ϕ - потенциал выхода (рис. 1.12).

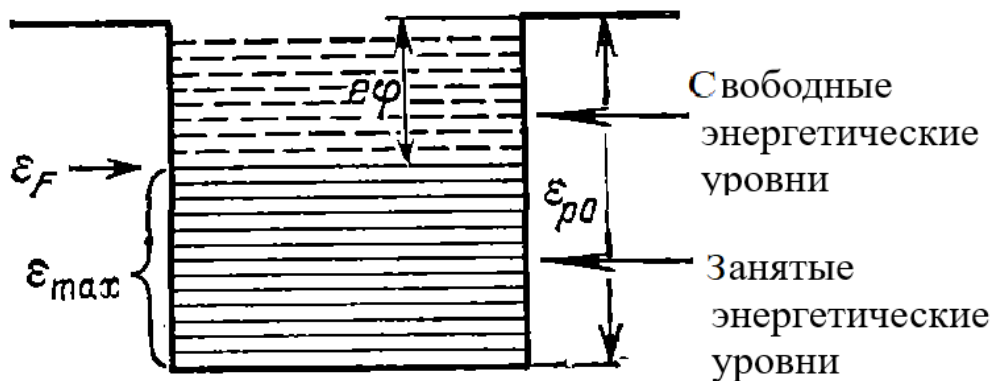


Рис. 1.12

Это определение принимают при любой температуре. Так как энергия Ферми и глубина потенциальной ямы могут зависеть от температуры, то и работа выхода зависит от температуры.

Если привести два разных металла в соприкосновение, между ними возникает разность потенциалов, которая называется контактной. Она обусловлена тем, что при соприкосновении часть электронов из одного металла переходит в другой металл. Если уровень Ферми в первом металле лежит выше, чем во втором, то электроны из этого металла перейдут на более низко лежащие свободные энергетические уровни второго металла. В результате потенциал первого металла возрастет (он приобретет положительный заряд), а второго – уменьшится (он приобретет отрицательный заряд).

Переход электронов из одного металла в другой будет продолжаться до тех пор, пока наивысшие занятые энергетические уровни (уровни Ферми) не выровняются. Следовательно, потенциал на поверхности первого металла будет на $U_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$ меньше, чем на поверхности второго.

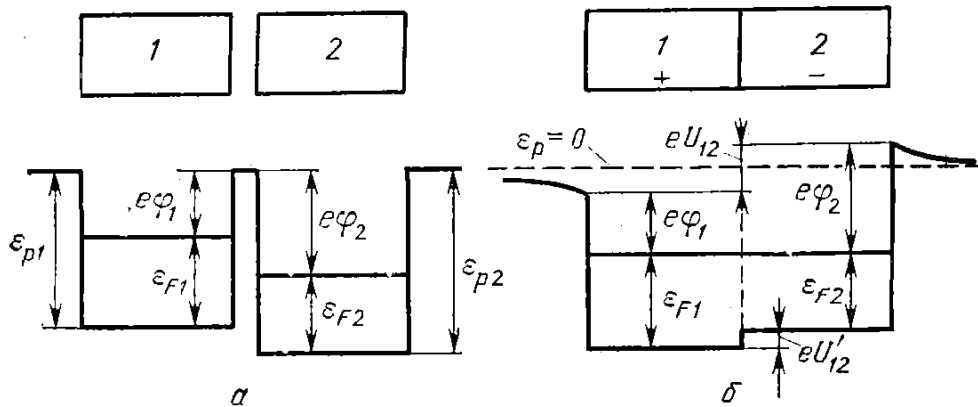


Рис. 1.13

Величина U_{12} и называется контактной разностью потенциалов. Эта величина устанавливается между точками, лежащими вне металлов, но в непосредственной близости от них. Поэтому она называется внешней контактной разностью потенциалов. Между внутренними точками металлов также возникает разность потенциалов, называемая внутренней контактной разностью потенциалов, равной $U'_{12} = \frac{\varepsilon_{F1} - \varepsilon_{F2}}{e}$ (рис. 1.13).

Величина контактной разности потенциалов для разных пар металлов принимает значение от нескольких десятых вольт до нескольких вольт.

1.3.6 Эффект Зеебека

Это явление было открыто в 1821 году Зеебеком. Сущность эффекта Зеебека заключается в следующем. Если соединить два проводника из разнородных металлов (полупроводников) А и В, температуру спаев этих металлов поддерживать разной, то в образовавшейся цепи возникает электрический ток. Электродвижущую силу, численно равную разности потенциалов на концах такой разомкнутой цепи, называют интегральной термо-ЭДС пары проводников А и В и обозначают V_{AB} . Как показывает

опыт, в относительно узком интервале температур она пропорциональна разности температур контактов А и В:

$$V_{AB} = \alpha(T_2 - T_1). \quad (1.20)$$

Коэффициент пропорциональности $\alpha = \frac{dV}{dT}$ называют дифференциальной или удельной термо–ЭДС. Она зависит от природы соприкасающихся проводников и температуры.

Существует три источника возникновения термо–ЭДС:

- образование направленного потока носителей в проводнике при наличии градиента температур (объемная составляющая $V_{об}$);
- изменение положения уровня Ферми с температурой (контактная составляющая $V_{к}$);
- увлечение электронов фононами (фононная составляющая $V_{ф}$).

Рассмотрим физическую природу каждого из этих источников:

а) *объемная составляющая термо–ЭДС.*

Рассмотрим однородный проводник АВ длиной l , на концах которого поддерживается разность температур $(T_2 - T_1)$, рис. 1.14. При этом вдоль проводника в направлении от В к А существует градиент температуры $\frac{dT}{dx}$. Носители тока, сосредоточенные на горячем конце, обладают большей энергией и большей скоростью движения по сравнению с носителями холодного конца, т. е. концентрация электронов с энергией $\varepsilon > \varepsilon_f$ у нагретого конца будет больше, чем у холодного. Концентрация электронов с $\varepsilon < \varepsilon_f$ будет, наоборот, у нагретого конца меньше. Поэтому вдоль

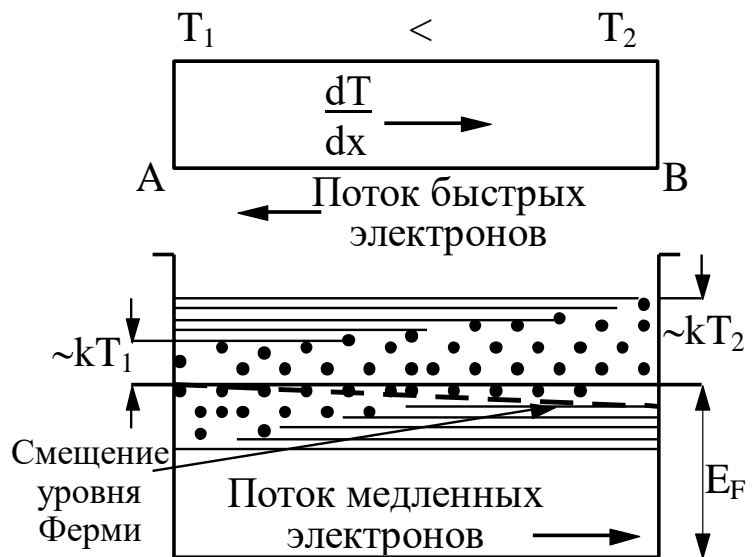


Рис. 1.14

проводника возникает градиент концентрации электронов с данным значением энергии. Это приведет к возникновению диффузии более быстрых электронов к холодному концу, а более медленных – к тепловому. Диффузионный поток быстрых электронов будет больше, чем поток медленных электронов. Поэтому вблизи холодного конца образуется избыток электронов, а вблизи горячего – их недостаток. Это приведет к возникновению разности потенциалов $V_{об}$, которая и представляет собой объемную составляющую термо–ЭДС. Дифференциальная термо–ЭДС, соответствующая этой составляющей,

$$\alpha_{об} = \frac{\partial V_{об}}{\partial T}. \quad (1.21)$$

Проведем приблизительную оценку $\alpha_{об}$. Электронный газ создает в проводнике давление $P = \frac{2}{3} n \langle \varepsilon \rangle$, где $\langle \varepsilon \rangle$ – средняя энергия электронов в полупроводнике, n – их концентрация.

Наличие градиента температуры вызывает перепад давления, для уравнивания которого в проводнике должно возникнуть поле напряженностью \vec{E} , удовлетворяющее следующему условию:

$$qEn = \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.22)$$

Отсюда находим:

$$\alpha_{об} = \frac{\partial V_{об}}{\partial T} = \frac{E \partial x}{\partial T} = \frac{1}{qn} \frac{\partial P}{\partial T}. \quad (1.23)$$

Для металла давление вырожденного электронного газа записывается в виде $P = \frac{2}{3} n \langle \varepsilon \rangle = \frac{2}{3} n \varepsilon_F + \frac{\pi^2}{6 \varepsilon_F} (kT)^2$ после подстановки среднего значения энергии $\langle \varepsilon \rangle$. Дифференцируя это выражение по T и умножая на $\frac{1}{nq}$, получаем

$$\alpha_{об} = \frac{k}{q} \frac{\pi^2}{3} \frac{kT}{\varepsilon_F}; \quad (1.24)$$

б) *контактная составляющая термо–ЭДС.*

Уровень Ферми зависит от температуры. В электронных проводниках с увеличением температуры уровень Ферми смещается вниз по энергетической шкале. Поэтому на холодном конце однородного электронного проводника он должен располагаться выше, чем на горячем (рис. 1.14). Наличие разности в положении уровня Ферми приводит к возникновению разности потенциалов, численно равной

$$dV_k = -\frac{1}{q} \frac{\partial \mu}{\partial T} dT. \quad (1.25)$$

Это и есть контактная составляющая термо–ЭДС. Дифференциальная термо–ЭДС, соответствующая этой составляющей,

$$\alpha_k = -\frac{1}{q} \frac{\partial \mu}{\partial T}. \quad (1.26)$$

Для металла зависимость уровня Ферми от температуры определяется соотношением (1.16). Дифференцируя это выражение по T и умножая на $\frac{1}{q}$, получаем

$$\alpha_k = -\frac{\pi^2 k}{6q} \frac{kT}{\varepsilon_F}; \quad (1.25)$$

в) *увлечение электронов фононами.*

Эффект увлечения электронов фононами был открыт в 1945 году П.Э.Гуревичем и состоит в следующем. При наличии градиента температуры в проводнике возникает дрейф фононов от горячего конца к холодному, так как концентрация фононного газа $n_\phi \propto T$ для $T > \theta$ или $n_\phi \propto T^3$ при $T < \theta$, где θ – температура Дебая. Дрейф совершается с некоторой средней скоростью v_ϕ . Существование такого дрейфа приводит к тому, что электроны, рассеиваемые на фононах, сами начинают совершать направленное движение от горячего конца к холодному примерно с той же скоростью v_ϕ . Накопление электронов на холодном конце проводника и обеднение электронами горячего конца вызывают появление термо–ЭДС V_ϕ . При низких температурах эта составляющая

термо-ЭДС может существенно превосходить объемную и контактную составляющие.

Окончательно дифференциальную термо-ЭДС для металла можно представить в виде $\alpha_M = \alpha_{OB} + \alpha_K + \alpha_\phi$ и, пренебрегая α_ϕ , получить

$$\alpha_M \approx \alpha_{OB} + \alpha_K \approx \frac{\pi^2 k}{3q} \left(1 + \frac{1}{2} \right) \frac{kT}{\varepsilon_F}. \quad (1.28)$$

Из полученного соотношения видно: $\alpha_M \propto T$, что находится в согласии с опытом. Так как $kT \ll \varepsilon_F$, то термо-ЭДС для металлов является величиной незначительной, порядка $10^{-6} \div 10^{-5}$ В/К. Для полупроводников она может быть значительно больше, до 10^{-3} В/К. Основная причина различия термо-ЭДС полупроводников и металлов заключается в том, что в полупроводниках при изменении температуры изменяется не только энергия свободных носителей заряда, но и их концентрация. Кроме того, при образовании термопары из двух металлов значения их термо-ЭДС будут вычитаться, так как в обоих металлах носителями тока являются электроны. В случае контакта двух полупроводников разного типа (р- и n-) знаки термо-ЭДС у них разные и при формальном вычитании они будут складываться по абсолютной величине.

1.4 Электропроводность полупроводников

1.4.1 Дырки

Существование дырок - интересная особенность зонной теории твердых тел. Их существование следует из того факта, что суммарный импульс целиком заполненной зоны (например, валентной зоны) должен равняться нулю. Если удалить из этой зоны электрон с положительным импульсом, то суммарный импульс оставшихся электронов должен быть отрицательным. Тогда импульс дырки будет равен минус импульс удаленного электрона $p_h = -p_e$. Для электрона второй закон Ньютона

имеет вид $\frac{dp_e}{dt} = F_e$, где F_e - сила, действующая на электрон, т.е. на

отрицательный заряд, тогда для дырки он примет вид $\frac{dp_h}{dt} = -F_e$, что совпадает с уравнением движения для положительного заряда. При этом из-за разных законов дисперсии (зависимости энергии от импульса) для

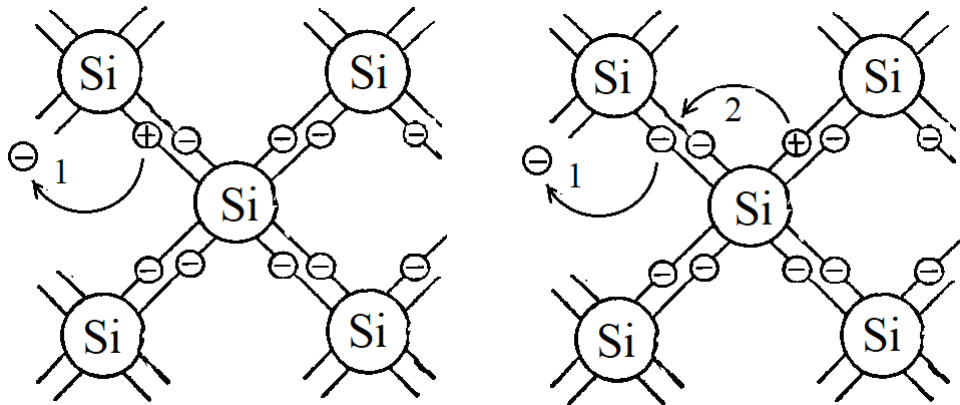


Рис. 1.15

валентной зоны и зоны проводимости эффективные массы электрона и дырки могут не совпадать.

В простейшей теории существование дырок объясняется следующим образом: если под действием теплового или какого-то другого возбуждения от атома отделится электрон, который становится свободным электроном, как это показано на рис. 1.15 слева, то на освободившееся место может перейти электрон от соседнего атома, как это показано на рис. 1.15 справа. При этом положительный заряд движется противоположно движению электронов (слева направо на рис. 1.15).

1.4.2 Собственные полупроводники

Чистые полупроводники (без примесей) при комнатной температуре имеют удельное электрическое сопротивление в интервале значений от 10^{-6} до 10^8 Ом*м. Эти значения лежат между проводниками $\approx 10^{-8} \div 10^{-6}$ Ом*м и диэлектриками $\approx 10^{10} \div 10^{20}$ Ом*м. Даже в полупроводниках с примесями иногда необходимо учитывать собственную проводимость, природа которой такая же, как в полупроводниках без примесей. Объяснить возникновение собственной проводимости проще всего с помощью энергетической зонной структуры полупроводника (рис. 1.16).

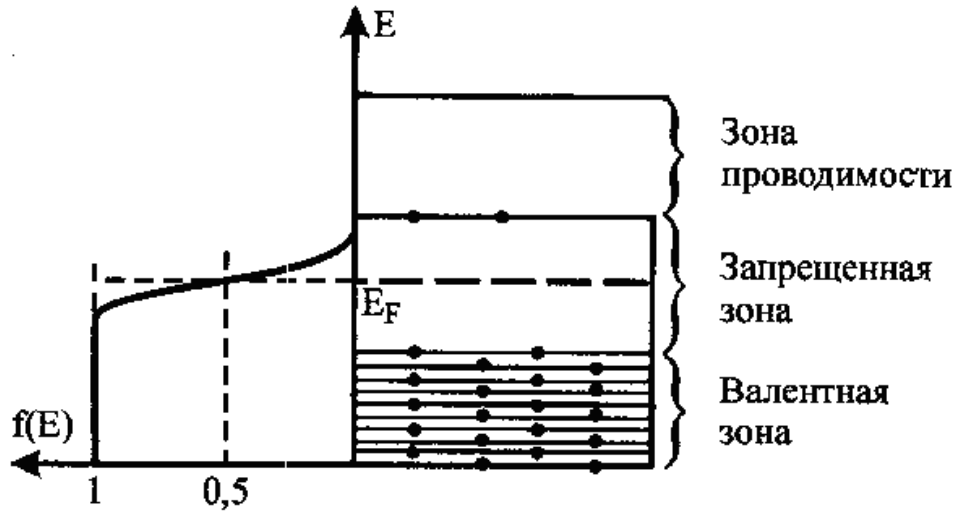


Рис. 1.16

На рисунке помимо зонной структуры собственного полупроводника также изображена функция распределения Ферми – Дирака. При этом учтено, что при температуре $T=0$ К уровень Ферми (или химический потенциал $\mu = \varepsilon_F$) должен располагаться посередине запрещенной зоны. Так как ширина запрещенной зоны типичных полупроводников $\approx 1 \text{ эВ}$, то для зоны проводимости $\varepsilon - \mu \gg kT$, и функцию распределения можно записать в виде $f \approx \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon}{kT}\right)$. Таким образом, электронный газ в полупроводниках, в отличие от металлов, является не вырожденным.

Энергия электрона в зоне проводимости, отсчитываемая от потолка валентной зоны, может быть записана в виде $\varepsilon = \varepsilon_g + \frac{p^2}{2m_e}$, где p – импульс электрона, а m_e – эффективная масса электрона. Тогда, по аналогии с электронами проводимости в проводниках (1.12), может быть записано выражение для плотности состояний: $D_\varepsilon(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} (\varepsilon - \varepsilon_g)^{\frac{1}{2}} d\varepsilon$.

Тогда число электронов в зоне проводимости может быть найдено как $n = \int_{\varepsilon_g}^{\infty} D(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$. После интегрирования получаем

$$n = 2 \left(\frac{m_e k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_g}{kT} \right). \quad (1.29)$$

Необходимо также определить концентрацию дырок в валентной зоне. Это можно проделать аналогично проведенному выше расчету с учетом того, что функция распределения для дырок $f_h = 1 - f$, где f – функция распределения для электронов. Получим $f_h \approx \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right)$ и

$D_h(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} (-\varepsilon)^{\frac{1}{2}} d\varepsilon$, тогда для концентрации дырок получим

$$p = 2 \left(\frac{m_h kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-\mu}{kT}\right). \quad (1.30)$$

Перемножая выражения для концентраций дырок и электронов, получаем

$$np = 4 \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^3 (m_e m_h)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-\varepsilon_g}{kT}\right), \quad (1.31)$$

это выражение носит название закона действующих масс.

В случае полупроводников без примесей (собственных полупроводников) концентрация свободных электронов равна концентрации дырок, так как каждый электрон, переходящий из валентной зоны в зону проводимости, создает в валентной зоне дырку

$p = n = 2 \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} (m_e m_h)^{\frac{3}{4}} \exp\left(\frac{-\varepsilon_g}{2kT}\right)$. В этом случае из формул (1.29) и

(1.30) можно получить выражение для энергии Ферми

$$\mu = 0.5\varepsilon_g + 0.75kT \ln(m_h/m_e). \quad (1.32)$$

В случае равенства эффективных масс электрона и дырки уровень Ферми лежит в середине запрещенной зоны $\mu = 0.5\varepsilon_g$.

Электропроводность в рассматриваемом случае может быть определена выражением $\sigma = e(n\mu_e + p\mu_h)$, где μ_e и μ_h – подвижности электронов и дырок соответственно. Так как подвижности свободных носителей зависят от температуры по степенному закону, как и в проводниках, то зависимость проводимости от температуры близка к

$$\sigma \propto \sigma_0 \exp\left(\frac{-\varepsilon_g}{2kT}\right). \quad (1.33)$$

1.4.3 Примесные полупроводники

Примесная проводимость в полупроводниках возникает, если атомы данного полупроводника заменить в некоторых узлах кристаллической решетки на атомы с валентностью, отличающейся на единицу от валентности основных атомов.

На рис. 1.17 условно изображена кристаллическая решетка кремния с внедренными в нее атомами примеси: пятивалентного фосфора или трехвалентного бора. Для образования ковалентных связей каждому атому необходимо четыре электрона на внешнем энергетическом уровне. В первом случае наличие у фосфора есть «лишний» электрон, который легко

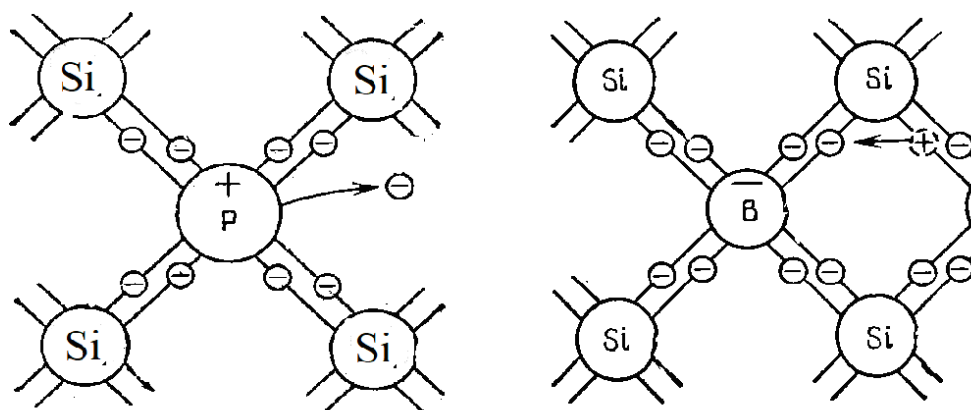


Рис. 1.17

становится свободным. Во втором случае у бора не хватает одного электрона для образования ковалентных связей и он «забирает» его у одного из ближайших атомов кремния, в результате чего образуется дырка.

Примесь с валентностью на единицу больше валентности основных атомов называют донорной, так как ее наличие приводит к увеличению числа свободных электронов проводимости, а примесь с валентностью на единицу меньше валентности основных атомов называют акцепторной, и ее наличие приводит к увеличению дырок в валентной зоне (рис. 1.17).

Для образования примесных носителей заряда (например, для ионизации атома фосфора) требуется некоторая энергия, которую называют энергией ионизации примеси в случае как донорных, так и акцепторных примесей.

Примеси искажают поле кристаллической решетки, что приводит к появлению на энергетической схеме примесных уровней, расположенных в

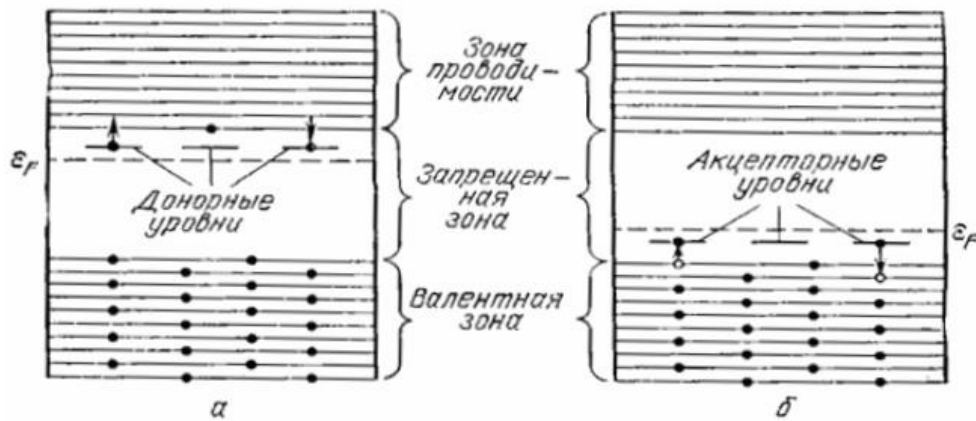


Рис. 1.18

запрещенной зоне (рис. 1.18). В полупроводниках с пентавалентной примесью такие уровни называются донорными, а сами полупроводники в этом случае называют полупроводниками *n*-типа и в них количество электронов превышает количество дырок. В полупроводниках с тривалентной примесью уровни называются акцепторными, а сами полупроводники в этом случае называют полупроводниками *p*-типа и в них количество дырок превышает количество электронов.

Если энергия ионизации примеси (ее еще называют энергией активации) сопоставима с энергией теплового движения $\approx kT$, то примесные уровни оказывают существенное влияние на электрические свойства полупроводника, изменяя соотношение между количеством электронов и дырок.

Количество свободных электронов при наличии донорной примеси при не очень высоких температурах ($kT \ll E_d$, где E_d - энергия ионизации донорной примеси) может быть оценено из формулы

$$n \approx (n_0 N_d)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right), \text{ где } n_0 = 2\left(m_e kT / 2\pi \hbar^2\right)^{3/2}, \quad (1.34)$$

N_d - концентрация доноров. Аналогичные выражения могут быть получены для случая акцепторной примеси с заменой концентрации и энергии ионизации доноров на концентрацию и энергию ионизации акцепторов.

Так как подвижности свободных носителей в случае наличия примеси зависят от температуры несколько по-другому, чем в случае

собственных полупроводников, но все равно по степенному закону, то зависимость примесной проводимости от температуры близка к $\exp\left(\frac{-E_d}{2kT}\right)$ или $\exp\left(\frac{-E_a}{2kT}\right)$ для полупроводников с разным типом примеси.

Следует отметить, что при повышении температуры концентрация таких примесных носителей быстро достигает насыщения. Это означает, что практически освобождаются все донорные или заполняются электронами все акцепторные уровни. При дальнейшем повышении температуры проводимость полупроводника принимает характер собственной проводимости.

Можно доказать, что из рассмотренной зависимости концентрации носителей от температуры следует, что уровень Ферми в полупроводниках n -типа при низких температурах находится в верхней половине запрещенной зоны, а в полупроводниках p -типа – в нижней половине запрещенной зоны. При повышении температуры уровень Ферми смещается к середине запрещенной зоны.

1.4.4 Фотопроводимость полупроводников

Электропроводимость полупроводников определяется концентрацией свободных носителей заряда (электронов n и дырок p), а также их подвижностью (μ_n и μ_p):

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) . \quad (1.35)$$

В полупроводниках энергетический спектр разрешенных состояний, находящихся в валентной зоне и зоне проводимости, разделен запрещенной зоной, ширина которой равна $\Delta E = \varepsilon_g$. Приложение электрического поля не вызывает появления тока, несмотря на то, что концентрация электронов в валентной зоне может быть достаточно большой. Это объясняется тем, что все энергетические состояния валентной зоны уже заняты и поэтому находящийся в электрическом поле электрон не может покинуть свое энергетическое состояние и перейти на более высокий уровень.

Для появления электропроводимости необходимо, чтобы часть электронов каким-то образом повысила свою энергию на величину, равную или большую чем ΔE , и попала в зону проводимости, где электроны могут свободно перемещаться в электрическом поле. Эту энергию можно сообщить носителям, нагревая полупроводник. При этом свободные носители заряда будут находиться в тепловом равновесии с кристаллической решеткой. Такие носители называются равновесными. Энергию, необходимую носителям заряда для преодоления запрещенной зоны, можно также сообщить с помощью квантов света. Изменение электропроводимости полупроводника при воздействии на него света называется фотопроводимостью. Это явление выражается в уменьшении электрического сопротивления полупроводника при его освещении. Для возникновения фотопроводимости в собственном полупроводнике энергия квантов должна быть больше ширины запрещенной зоны ΔE . В примесном полупроводнике фотопроводимость возникает, если энергия квантов больше энергии активации примесей.

Рассмотрим механизм собственной фотопроводимости. При воздействии на полупроводник квантов света с энергией $h\nu > \Delta E$ в нем возникают избыточные пары носителей (электронов и дырок) за счет их переходов из валентной зоны в зону проводимости. При этом энергия квантов в основном затрачивается на создание избыточных носителей, в то время как средняя тепловая энергия решетки практически не изменяется. Следовательно, нарушается тепловое равновесие между кристаллической решеткой и носителями заряда, поэтому такие избыточные носители называются неравновесными. При этом общая концентрация носителей будет равна сумме концентраций равновесных носителей (n_0 , p_0) и неравновесных (Δn и Δp):

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (1.36)$$

$$p = p_0 + \Delta p. \quad (1.37)$$

Таким образом, учитывая (1.35) - (1.37), для полной проводимости полупроводника имеем

$$\sigma = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p + \Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p). \quad (1.38)$$

Фотопроводимость определяют как разность между значениями удельной проводимости при освещении и в темноте:

$$\sigma_{\phi} = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p). \quad (1.39)$$

Предположим, что на поверхность полупроводниковой пластины падает поток монохроматического света с интенсивностью Φ . Проникая внутрь полупроводника, свет постепенно поглощается, и его интенсивность уменьшается. Количество квантов $d\Phi$, поглощаемых в единицу времени, в слое единичной площади толщиной dx , залегающем на глубине x от поверхности, пропорционально интенсивности света Φ , падающего на этот слой, и его толщине:

$$d\Phi = -\alpha \Phi dx. \quad (1.40)$$

Знак «минус» указывает на убыль интенсивности, величина α называется коэффициентом поглощения и имеет размерность м^{-2} . В этом случае количество фотонов, поглощенных в единице объема полупроводника в единицу времени:

$$-\frac{d\Phi}{dx} = \alpha \Phi. \quad (1.41)$$

Величины Δn и Δp пропорциональны скорости оптической генерации

$$g = \alpha \eta \Phi, \quad (1.42)$$

где η – квантовая эффективность (число электронно-дырочных пар, образуемых одним квантом света).

Кроме процесса генерации, при освещении поверхности одновременно происходит рекомбинация носителей, причем с ростом концентрации неравновесных электронов и дырок интенсивность рекомбинации увеличивается. Поэтому через некоторое время после начала освещения в полупроводнике устанавливается постоянная проводимость, которую называют стационарной. Ей соответствуют стационарные значения неравновесных концентраций электронов и дырок:

$$\Delta n_{cm} = \alpha \eta \Phi \tau_n, \quad (1.43)$$

$$\Delta p_{cm} = \alpha \eta \Phi \tau_p, \quad (1.44)$$

где τ_n и τ_p – средние времена жизни неравновесных электронов и дырок. Под временем жизни понимают промежуток времени, который каждый

неравновесный носитель заряда проводит в свободном состоянии с момента генерации и до рекомбинации.

Среднее время жизни неравновесного электрона обратно пропорционально вероятности его встречи с дыркой (для собственного полупроводника), которая, в свою очередь, пропорциональна концентрации дырок p и средней относительной скорости движения неравновесного электрона и дырки v :

$$\tau_n \approx \frac{1}{pv}. \quad (1.45)$$

Аналогичное соотношение можно записать для времени жизни неравновесных дырок:

$$\tau_p \approx \frac{1}{nv}. \quad (1.46)$$

Величина $\frac{1}{\tau_n}$ определяет среднее число столкновений неравновесного электрона и дырки, которые заканчиваются рекомбинацией. Скорость рекомбинации неравновесных электронов можно выразить в виде $\frac{\Delta n}{\tau_p}$. Для дырок скорость рекомбинации равна $\frac{\Delta p}{\tau_n}$.

Изменение концентрации неравновесных носителей заряда в единицу времени при освещении полупроводника светом постоянной интенсивности определяется разностью между числом создаваемых светом свободных носителей заряда $\alpha\eta\Phi$ и числом рекомбинирующих $\frac{\Delta n}{\tau_p}$. Таким образом, дифференциальное уравнение, описывающее изменение концентрации неравновесных электронов, имеет вид:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \alpha\eta\Phi - \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (1.47)$$

Используя соотношения (1.43) и (1.47), по характеру зависимости Δn_{cm} от Φ (или Δp_{cm} от Φ) можно экспериментально определить характер рекомбинации. Рассмотрим два наиболее интересных случая:

а) *линейная рекомбинация*. Случай линейной рекомбинации реализуется, когда концентрация дырок p , с которыми рекомбинируют электроны, велика и практически не зависит от интенсивности света, например у полупроводников p -типа с большой концентрацией примеси. В этом случае в соответствии с выражением (1.45) величина τ_n не зависит от интенсивности света, так как $p = \text{const}$. При этом зависимость фотопроводимости от интенсивности света в соответствии с (1.39), (1.43) и (1.44) носит линейный характер

$$\Delta\sigma_{cm} \approx \Delta n_{cm} \approx \Phi; \quad (1.48)$$

б) *квадратичная рекомбинация*. Этот случай имеет место, когда концентрация равновесных носителей много меньше концентрации неравновесных, а сами концентрации неравновесных электронов и дырок оказываются равными (собственная фотопроводимость). При этом $p \cong \Delta p \cong n \cong \Delta n$, и, следовательно, величина $\tau_n \approx \frac{1}{\nu \Delta p} \approx \frac{1}{\nu \Delta n}$ зависит от интенсивности света (так как Δn зависит от интенсивности света). Скорость рекомбинации пропорциональна квадрату Δn :

$$\frac{\Delta n}{\tau_n} \approx \frac{(\Delta n)^2}{\nu}. \quad (1.49)$$

Из соотношений (1.39), (1.43) и (1.44) следует, что

$$\Delta\sigma_{cm} \approx \Delta n_{cm} \approx \sqrt{\Phi}. \quad (1.50)$$

1.4.5 Протекание тока через p - n -переход

Большое применение на практике полупроводников обусловлено особыми свойствами, получаемыми, если осуществить контакт полупроводников с разным типом проводимости (с различными типами примесей). Выпрямление токов, а также усиление напряжений и мощностей можно осуществить с помощью полупроводниковых устройств, называемых полупроводниковыми (или кристаллическими) диодами и триодами.

Основным элементом полупроводниковых приборов является так называемый p - n -переход. Он представляет собой тонкий слой на границе

между двумя областями одного и того же кристалла, отличающимися типом примесной проводимости. Отметим, что такой переход нельзя получить, прижимая друг к другу два полупроводника, так как вследствие шероховатости поверхности соприкосновение будет происходить лишь в немногих точках: между ними будут воздушные зазоры, в которых образуются пленки окислов, и переход будет иметь сложное строение.

Для изготовления p - n -перехода берут, например, монокристалл из очень чистого германия с электронной проводимостью (обусловленной ничтожными остатками донорной примеси). В вырезанную из кристалла тонкую пластинку вплавляют с одной стороны кусочек элемента-акцептора индия. Во время этой операции, которая осуществляется в вакууме или атмосфере инертного газа, атомы индия диффундируют на некоторую глубину. В той области, в которую проникают атомы индия, проводимость германия становится дырочной, p - n -переход возникает на границе, отделяющей области с различным типом проводимости.

Существуют и другие способы получения p - n -переходов. Получаемые и используемые обычно p - n -переходы являются несимметричными (концентрация дырок в p -области существенно отличается от концентрации электронов в n -области).

Для простоты изложения в дальнейшем будем рассматривать симметричный p - n -переход, основные физические свойства которого не отличаются от свойств несимметричного.

Рассмотрим вначале p - n -переход в отсутствие тока (равновесное состояние p - n -перехода). В p -области основными носителями тока являются дырки, образовавшиеся в результате захвата электрона атомами примеси, акцепторы при этом становятся отрицательными ионами. Кроме того, в p -области имеется небольшое число неосновных носителей — электронов, возникающих вследствие перевода тепловым движением электронов из валентной зоны непосредственно в зону проводимости. В n -области основные носители тока — электроны, отданные донором в зону проводимости, неосновные носители — дырки, образовавшиеся за счет перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. Количество

неосновных носителей обычно мало по сравнению с количеством основных.

Диффундируя во встречных направлениях через пограничный слой, дырки и электроны рекомбинируют друг с другом. Поэтому p - n -переход оказывается сильно обедненным носителями тока и приобретает большое сопротивление. Одновременно на границе между областями возникает двойной электрический слой, образованный отрицательными ионами акцепторной примеси и положительными ионами донорной примеси; n -область приобретет положительный потенциал, и энергия электрона в ней станет меньше (так как заряд электрона отрицателен), а потенциал p -области сделается отрицательным, и энергия электрона в ней увеличится. Возникает внутреннее контактное электрическое поле. Кривая распределения потенциальной энергии электронов E_ε в направлении, перпендикулярном к переходу, будет иметь вид, показанный на рис. 1.19, а сплошной линией. Напротив, энергия положительных дырок E_δ будет больше в p -области (пунктирная линия).

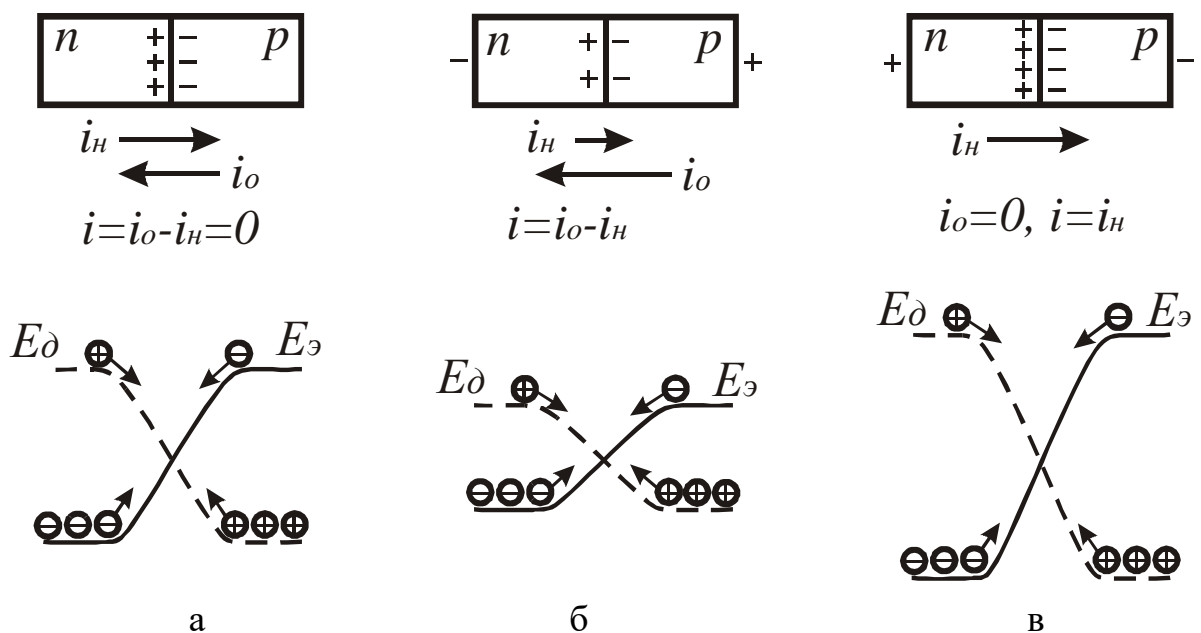


Рис. 1.19

В состоянии равновесия полный ток через переход равен нулю. Этот ток в отличие от металлов, где носителями заряда являются только электроны, складывается как из движения электронов, так и из движения дырок.

Обратимся вновь к рис. 1.19. Мы видим, что контактное поле способствует движению неосновных носителей, которые «скатываются» с потенциального уступа. Поэтому все неосновные носители, образующиеся в припереходной области, и все носители, образующиеся в области перехода, движутся через p - n -переход и создают некоторый ток силой i_n , направленный от n к p . Сила этого тока мало зависит от разности потенциалов между n - и p -полупроводниками, так как определяется в основном количеством неосновных носителей, образующихся в припереходной области в единицу времени. Основные носители (дырки, движущиеся справа налево, и электроны, движущиеся слева направо) образуют ток i_0 , направленный противоположно, т.е. от p к n .

Из рис. 1.19, а видно, что контактное поле препятствует движению основных носителей, которые должны преодолеть потенциальный барьер. В состоянии равновесия устанавливается такая высота потенциального барьера, при которой полный ток $i = i_0 - i_n = 0$. Обратим внимание на то, что под i_0 здесь и далее мы понимаем только ток, создаваемый основными носителями, преодолевшими потенциальный барьер.

Подадим на переход внешнее напряжение таким образом, чтобы на n -области имелся отрицательный потенциал (рис. 1.19, б), а на p -области – положительный (такое напряжение называется прямым). Тогда энергия электронов n -области увеличится, а p -области уменьшится и, следовательно, высота потенциального барьера станет меньше. При этом ток неосновных носителей i_n , как отмечалось ранее, изменится мало. Ток же основных носителей i_0 увеличится, так как теперь большее количество электронов сможет преодолеть потенциальный барьер и перейти слева направо и большее количество дырок – перейти в противоположном направлении. В результате через переход будет идти ток $i = i_0 - i_n$, направленный от p к n , а сила

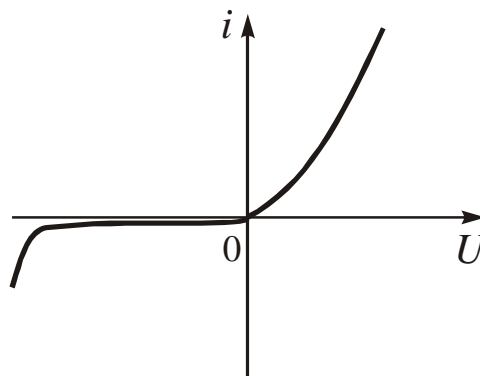


Рис. 1.20.

тока будет быстро нарастать с увеличением приложенного напряжения.

Теперь приложим к n -области положительный полюс источника тока (рис. 1.19, в), а к p -области – отрицательный (такое напряжение называется обратным). В этом случае высота потенциального барьера увеличится и ток основных носителей i_0 уменьшится. Уже при напряжениях порядка 1 В им можно пренебречь, и поэтому через переход будет протекать только ток неосновных носителей i_n . Величина тока i_n очень мала, так как концентрация неосновных носителей всегда существенно меньше концентрации основных.

В результате изложенного вольт-амперная характеристика p - n -перехода (и соответственно полупроводникового диода) примет вид, схематически изображенный на рис. 1.20.

Если ток направлен от p - к n -области, сила тока велика и быстро увеличивается с напряжением, следовательно, переход для этого направления тока (прямой ток) имеет малое сопротивление. Эта ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ) p - n -перехода называется прямой ветвью. Если ток направлен от n - к p -области, сила тока весьма мала и слабо зависит от напряжения (обратный ток). Соответствующая ветвь ВАХ называется обратной ветвью. Некоторый рост обратного тока при увеличении обратного напряжения можно объяснить, если рассмотреть тепловую генерацию и рекомбинацию носителей заряда в области самого p - n -перехода.

Для обратного направления тока переход имеет большое сопротивление. Если приложенное иное обратное напряжение становится достаточно большим, в переходе происходит ряд дополнительных явлений, вызванных разогревом области перехода и действием сильного поля в ней. Это приводит к возникновению обратимого или необратимого пробоя p - n -перехода, выражающегося в резком увеличении обратного тока. Каждый диод характеризуется максимально допустимыми прямым током и обратным напряжением.

Теоретический расчет без учета пробойных явлений и тепловой генерации носителей заряда в области p - n -перехода дает следующее приближенное напряжение для вольт-амперной характеристики p - n -перехода:

$$i = i_n \left(e^{eU/kT} - 1 \right), \quad (1.51)$$

где i_n – ток неосновных носителей (обратный ток, ток насыщения), T – температура по шкале Кельвина, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, U – приложенное напряжение.

Из формулы (1.51) видно, что при больших положительных значениях ток с ростом напряжения возрастает по экспоненциальному закону, т.е. $i \propto e^{eU/kT}$.

При больших отрицательных значениях U , когда экспоненциальный член в формуле (1.51) мал по сравнению с единицей, значение тока стремится к постоянной величине i_n .

Таким образом, мы выяснили, что p - n -переход обладает преимущественно односторонней проводимостью, или выпрямительным свойством, которое может быть использовано для выпрямления переменного тока.

1.4.6 Эффект Холла в полупроводниках

В полупроводниках со смешанной проводимостью при объяснении эффекта Холла необходимо учитывать движение как электронов, так и дырок. Для объяснения этого явления рассмотрим рис. 1.21. Направление

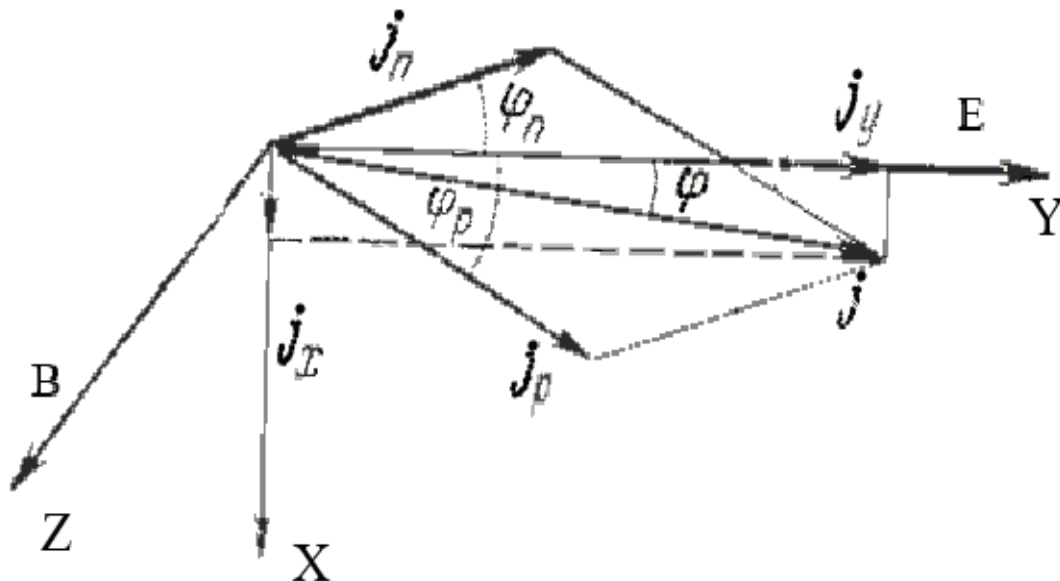


Рис. 1.21

внешнего электрического поля E примем за ось OY , магнитного поля B за ось OZ , тогда электрическое поле Холла будет направлено вдоль оси OX . При этом токи электронов и дырок будут протекать в плоскости OXY . В этом случае ток электронов с плотностью j_n будет отклоняться против оси OX (вверх на рисунке) под углом φ_n , а ток дырок с плотностью j_p будет отклоняться по оси OX (вниз на рисунке) под углом φ_p .

Тогда общий ток $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$, будет направлен под углом φ к внешнему электрическому полю. Будем считать углы малыми, так что $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi \approx \varphi$. Из рисунка следует, что $\operatorname{tg} \varphi = j_x / j_y \approx \varphi$,

$$j_y = j_p \cos \varphi_p + j_n \cos \varphi_n = e(p\mu_p + n\mu_n) = \sigma E, \quad (1.52)$$

$$j_x = j_p \sin \varphi_p + j_n \sin \varphi_n \approx j_p \varphi_p + j_n \varphi_n.$$

С учетом поля Холла E_x получим $\operatorname{tg} \varphi_p = \frac{E_{px}}{E}$; $\operatorname{tg} \varphi_n = \frac{E_{nx}}{E}$.

Напряженность внешнего электрического поля можно выразить из

$$E = \frac{j_n}{\sigma_n} = \frac{j_n}{en\mu_n}; \quad E = \frac{j_p}{\sigma_p} = \frac{j_p}{ep\mu_p}.$$

При равновесии сил Лоренца и Кулона, действующих на каждую заряженную частицу в направлении, перпендикулярном к внешнему электрическому полю E , получим

$$ev_{cp}B = eE_x, \quad v_{cp} = \frac{j_n}{en} \quad - \text{ для электронов и } v_{cp} = \frac{j_p}{ep} \quad - \text{ для дырок.}$$

Следовательно, с учетом направления $E_{nx} = -\frac{j_n}{en}B$, $E_{px} = \frac{j_p}{ep}B$ и

$\varphi_p = \mu_p B$, $\varphi_n = -\mu_n B$. Подставляя это в выражение для j_x получаем

$$j_x = e(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)EB, \quad (1.53)$$

$$\varphi = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)}B. \quad (1.54)$$

Так как $E_x \approx E\varphi$, постоянная Холла может быть определена как $R_x = \frac{E_x}{jB}$, $j = \sigma E = e(p\mu_p + n\mu_n)E$. Отсюда получаем выражение для постоянной Холла

$$R_x = \frac{1}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}. \quad (1.55)$$

С учетом распределения свободных носителей заряда по скоростям выражение для постоянной Холла примет вид $R_x = \frac{A}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}$,

где A - это Холл-фактор, величина которого зависит от характера рассеяния носителей заряда. Например, в случае рассеяния на акустических фононах $A = 3\pi/8 \approx 1,18$.

1.5 Люминесценция

Известно, что некоторые вещества способны светиться после оказания на них определенных видов воздействия. Такое свечение тел называют люминесценцией, а тела, способные люминесцировать, - люминофорами. В отличие от температурного излучения люминесцентное свечение является неравновесным. Однако к числу неравновесных свечений, интенсивность которых может превышать при данной температуре тепловое излучение, принадлежат еще и другие разнообразные типы свечения. Сюда относится, например, рассеянный и отраженный свет. Все эти виды свечения можно охарактеризовать как вынужденные световые колебания, длящиеся лишь постольку, поскольку есть вынуждающее свечение, и исчезающие практически за время, соизмеримое с периодом вынуждающих световых колебаний, т.е. за время $\tau \approx 10^{-14} \text{ с}$. Для люминесценции же характерна существенно большая длительность послесвечения. В соответствии с этим один из первых исследователей люминесценции академик С.И. Вавилов предложил следующее определение: «...люминесценцией тела в данной спектральной области называется избыток излучения над температурным при условии,

что это избыточное излучение обладает конечной длительностью, превышающей период световых колебаний». Данное определение однозначно отличает люминесценцию от всех других видов свечения и позволяет экспериментально установить люминесцентный характер свечения.

В зависимости от вида возбуждения люминофора различают:

- а) фотолюминесценцию, возникающую в результате поглощения света;
- б) катодолюминесценцию, возбуждаемую ускоренными частицами;
- в) электролюминесценцию, вызываемую наложением на вещество электрического поля;
- г) триболоминесценцию, при которой свет испускается веществом, подвергнутым механическому воздействию;
- д) хемилюминесценцию и биолюминесценцию, при которых излучение света сопровождает химическую реакцию (окисление фосфора во влажной атмосфере) или биохимическую реакцию (светлячок: окисление «люциферина»).

Для многих веществ, главным образом жидкостей и газов, свечение прекращается практически одновременно с прекращением возбуждающего люминесценцию воздействия (за время $\sim 10^{-8}$ с). В других случаях, преимущественно для твердых тел, затухающее послесвечение имеет место в течение длительного времени, достигающего иногда минут и даже часов. Первый вид люминесценции называется флуоресценцией, а второй - фосфоресценцией. Основное практическое применение люминесценция твердых тел находит в телевизионных приемных трубках и люминесцентных лампах. В телевизионной приемной трубке (кинескопе) электронный пучок возбуждает фосфоресцирующее вещество (фосфор), которым покрыт экран изнутри трубки. Для устранения «размазывания» при быстром движении изображения требуются фосфоры со средними временами высвечивания. Явление фосфоресценции твердых тел впервые объяснено Д.И. Блохинцевым (1934 г.) на основании представлений об энергетических зонах для электронов в кристаллах. На рис.1.22 схематически представлена диаграмма возможных энергетических состояний электрона в кристаллической решетке,

составляет величину порядка тысячи электронвольт, то он может последовательно сообщить энергию, достаточную для перехода из валентной зоны в зону проводимости, многим электронам люминофора.

После перехода в зону проводимости электроны мигрируют по кристаллу до тех пор, пока не будут захвачены ловушками или активаторами (центрами люминесценции). Под ловушкой для электронов понимают дефект кристаллической решетки, имеющий локальный энергетический уровень вблизи дна зоны проводимости (рис. 1.22). Захваченный ловушкой электрон находится на этом уровне до тех пор, пока не получит достаточную энергию от тепловых колебаний решетки; тогда он снова переходит в зону проводимости. Среднее число переходов электрона с уровня ловушки в зону проводимости в единицу времени (так называемая вероятность освобождения электрона из ловушки) составляет

$$\xi = S \cdot \exp\left(-\frac{E_t}{k \cdot T}\right), \quad (1.56)$$

где E_t - глубина залегания энергетического уровня ловушки, отсчитываемая от дна зоны проводимости (см. рис. 1.22); S - множитель, связанный с частотой колебаний электрона в ловушке и равный примерно 10^8 с^{-1} . Можно считать, что электрон совершает S «попыток» в 1 с преодолеть энергетический барьер E_t . Вероятность его «успеха» в каждой попытке дается больцмановским множителем $\exp\left(\frac{-E_t}{k \cdot T}\right)$.

Величина

$$\tau_l = \frac{1}{\xi} \quad (1.57)$$

имеет размерность времени и характеризует среднее время пребывания электрона в ловушке. Таким образом, электроны могут пребывать на энергетических уровнях ловушек различные промежутки времени, определяемые величиной E_t (что соответствует различным типам дефектов, создающих ловушки) и температурой T . Ловушки запасают энергию внешнего источника и обуславливают длительность свечения люминофоров. Из приведенных выше соображений следует, что с увеличением температуры люминофора длительность его свечения

должна уменьшаться. Иногда длительность люминесцентного свечения называют временем возбужденного состояния люминофора.

Как отмечалось выше, электрон может быть также захвачен из зоны проводимости на уровень энергии, соответствующий возбужденному состоянию активатора. Активатор, называемый также центром люминесценции, представляет собой дефект, искусственно внесенный в чистый кристалл. Активаторами обычно являются химические примеси, внедренные атомы и вакансии. Например, широко распространенным фосфором является сернистый цинк, в который для создания центров люминесценции вводится около одной миллионной доли меди.

Процесс, сопровождающийся захватом электрона на возбужденный уровень активатора 2 (рис. 1.22) и переходом электрона на уровень, соответствующий основному состоянию активатора 3 с испусканием фотона, называется внутрицентральной люминесценцией. Энергия излученного фотона определяется энергетическими уровнями, соответствующими активатору в основном 3 и возбужденном 2 состояниях. Длина волны излучения люминофора определяется типом активатора или, точнее, структурой его энергетических уровней в кристалле.

Если ловушки расположены по соседству с активаторами и если электроны, возбуждаемые в зону проводимости с уровней ловушек, пробегают очень малые расстояния ($<10^{-6}$ см), перемещаясь лишь от ловушки до активатора, то длительность послесвечения люминофора (или длительность возбужденного состояния люминофора) будет определяться временем пребывания электрона в ловушке. Тогда излучательный переход электрона с уровня 2 на уровень 3 (рис. 1.22) в каждом центре люминесценции происходит независимо от состояния других центров, а его вероятность будет определяться вероятностью освобождения электрона из ловушки ξ .

Пусть в некоторый момент времени число электронов, находящихся в ловушках N , за время dt ловушки покинуло и перешло к активаторам dN электронов. Очевидно, что dN должно быть пропорционально N , dt и вероятности освобождения электрона из ловушки: $dN = -\xi \cdot N \cdot dt$,

или

$$dN = -\frac{1}{\tau_l} \cdot N \cdot dt \quad (1.58)$$

(τ_l - см. определение, данное выше).

Интегрируя (1.58), получаем

$$N = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right), \quad (1.59)$$

где N_0 - число электронов в ловушках при $t = 0$.

Поскольку интенсивность люминесценции определяется числом излучающих переходов в единицу времени, то число фотонов, испущенных люминофором в единицу времени,

$$I = -\frac{dN}{dt} = \frac{N_0}{\tau_l} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right), \quad (1.60)$$

где $I_0 = \frac{N_0}{\tau_l}$ - интенсивность люминесценции при $t = 0$.

Из (1.60) следует экспоненциальный закон затухания люминесценции. В данном случае величина τ_l , характеризует время возбужденного состояния люминофора.

Если ловушки распределены в пространстве независимо от центров свечения и пробег электрона достаточно велик, закон затухания люминесценции будет несколько иной.

2. Лабораторный практикум

Лабораторная работа 5-1

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы: используя эффект Холла, определить концентрацию и подвижность носителей заряда в полупроводнике.

Приборы и принадлежности: электромагнит, исследуемый полупроводниковый образец, источник питания электромагнита и образца УИП-2, миллиамперметр, милливольтметр.

Элементы теории и метод эксперимента

Важными величинами, характеризующими свойства полупроводника, являются концентрация носителей заряда и их подвижность. В данной работе эти величины измеряются одним из наиболее распространенных методов, основанным на измерении проводимости полупроводника и постоянной Холла.

Прохождение тока в полупроводниках объясняется зонной теорией твердого тела, по которой проводимость связывается с наличием двух видов носителей заряда: электронов (проводимость n -типа) и дырок (проводимость p -типа). Электронная проводимость обусловлена движением валентных электронов, имеющих отрицательный заряд, в зоне проводимости. Дырочная проводимость возникает в результате движения вакансий электронов (дырок) валентной зоны и эквивалентна проводимости положительных по знаку носителей заряда.

Проводимость полупроводника зависит от концентрации n и подвижности μ носителей заряда.

Подвижностью носителей называют отношение средней скорости упорядоченного движения $\langle v \rangle$ электронов или дырок к величине напряженности E электрического поля, вызывающего это движение:

$$\mu = \frac{\langle v \rangle}{E}, \left[\frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right].$$

Удельная электропроводность полупроводника определяется формулой

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (2.1)$$

где n и p — концентрации электронов и дырок, μ_n и μ_p — их подвижности, e — величина заряда электрона.

Электропроводность полупроводников в сильной степени зависит от наличия примесей. Примеси могут обуславливать электронную или дырочную электропроводность полупроводника. В случае примесной проводимости концентрация носителей одного типа обычно преобладает над другим, и в формуле (2.1) можно пренебречь одним из слагаемых.

В данной работе используется полупроводник с примесной проводимостью n -типа, т.е. концентрация электронов гораздо больше концентрации дырок.

Пусть образец полупроводника выполнен в виде прямоугольной пластины с линейными размерами a , b и c (рис 2.1), тогда в соответствии с законом Ома

$$\frac{U}{I} = R = \frac{b}{\sigma ac},$$

где σ — удельная электропроводность полупроводника. Поэтому

$$\sigma = \frac{Ib}{Uac}, \quad (2.2)$$

где I — сила тока, U — падение напряжения на полупроводниковом образце с сопротивлением R .

Концентрацию носителей заряда в полупроводнике с примесной проводимостью можно определить с помощью эффекта Холла, который заключается в возникновении поперечной разности потенциалов в полупроводнике с током под действием магнитного поля. Если исследуемый полупроводниковый образец поместить в магнитное поле индукцией \vec{B} и пропустить по нему ток силой I , как показано на рис.2.1, то между гранями 3 и 4 появится разность потенциалов, называемая холловской. На этом рисунке изображен полупроводниковый образец: a —

толщина, b – расстояние между токовыми электродами 1 и 2; c – расстояние между холловскими электродами 3 и 4.

Как известно, на движущиеся в магнитном поле заряды действует сила Лоренца

$$\vec{F} = e[\vec{v}\vec{B}],$$

где e – величина заряда, \vec{v} – его скорость, \vec{B} – индукция магнитного поля. В нашем случае $\vec{B} \perp \vec{v}$, поэтому

$F_z = evB$. Под действием этой силы F_z электроны (или дырки) отклоняются в сторону грани 4, на противоположной грани возникает дефицит носителей заряда; из-за разности концентраций заряда возникает поле и, следовательно, появляется разность потенциалов. Обозначим напряженность этого поля через E_X , тогда холловская разность потенциалов U_X граней 4 и 3:

$$U_X = E_X \cdot c. \quad (2.3)$$

В стационарном состоянии действующая на носители заряда сила Лоренца уравнивается электростатической силой, обусловленной появлением поля E_X :

$$evB = E_X e \text{ или } vB = E_X. \quad (2.4)$$

Так как плотность тока связана со скоростью упорядоченного движения носителей заряда соотношением:

$$j = env,$$

то сила тока I в образце с примесной проводимостью:

$$I = j \cdot S = envac. \quad (2.5)$$

Решив совместно (2.3) - (2.5), найдем для холловской разности потенциалов:

$$U_X = \frac{1}{en} \frac{IB}{a} = R_X \frac{IB}{a}. \quad (2.6)$$

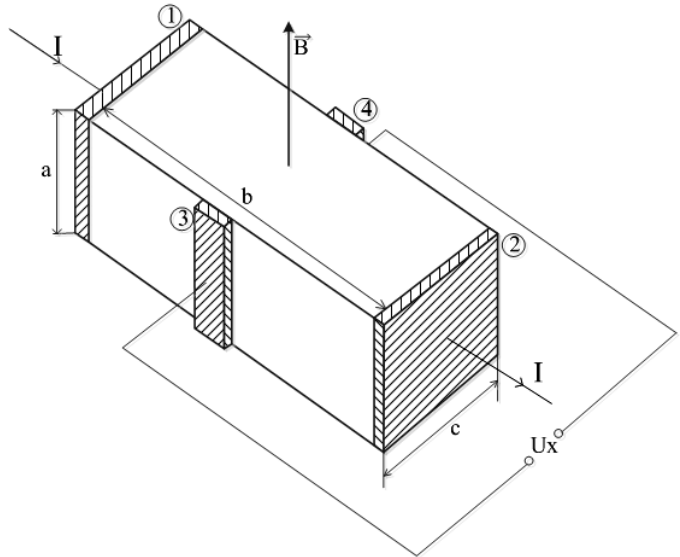


Рис. 2.1

Константа

$$R_x = \frac{1}{en} \quad (2.7)$$

называется постоянной Холла и зависит от свойств полупроводника. Измеряя экспериментально U_x , I , B и a , можно с помощью соотношения (2.6) определить величину R_x . После этого с помощью (2.7) можно найти концентрацию носителей заряда n , а по знаку возникающей между гранями 4 и 3 разности потенциалов установить характер проводимости — электронный или дырочный.

Зная удельную электропроводность полупроводника σ , можно далее найти подвижность носителей заряда. Действительно, плотность тока

$$j = env = en\mu E,$$

где E — продольная составляющая напряженности электрического поля; таким образом,

$$\sigma = \frac{j}{E} = en\mu, \mu = \frac{1}{en} \sigma, \mu = R_x \sigma. \quad (2.8)$$

При выводе допускалось, что все носители заряда в полупроводнике обладают одной и той же скоростью v . Такое допущение может быть оправдано лишь для вырожденных полупроводников с большим содержанием донорной или акцепторной примеси. Именно такой полупроводник и исследуется в данной работе. В полупроводниках со смешанной проводимостью ток обусловлен перемещением одновременно электронов и дырок. Так как они обладают разными по знаку зарядами и под действием внешнего электрического поля перемещаются в противоположные стороны, то сила Лоренца отклоняет их в одну и ту же сторону. Поэтому при прочих равных условиях холловская разность потенциалов у таких полупроводников меньше, чем у полупроводников с одним типом носителей заряда.

Экспериментальная установка состоит из электромагнита и схемы измерений (рис. 2.2). Электромагнит служит для создания магнитного поля. Исследуемый образец изготовлен из полупроводникового материала в виде прямоугольной пластины и помещен в пластиковый футляр. К полупроводниковой пластине припаяны две пары электродов, клеммы которых выведены на держатель, с помощью которого образец

устанавливается между полюсами электромагнита. Для создания и изменения электрического тока в полупроводнике и питания катушек электромагнита используются два выхода источника питания УИП-2. Катушки электромагнита питаются от выхода $0 \div 300$ В, $0 \div 250$ мА. Для изменения направления магнитного поля изменяют направление тока в катушках электромагнита. Величина индукции магнитного поля между полюсами электромагнита определяется по силе тока в электромагните из градуировочного графика, приложенного к установке. Ток электромагнита измеряется миллиамперметром, расположенным в источнике питания УИП-2.

Для создания тока через образец, контролируемого миллиамперметром, к двойным клеммам 1-2 (рис. 2.2) через ограничительное сопротивление R подводится напряжение регулируемого выхода от 0 до 9 В источника УИП-2. Ограничительное сопротивление $R=100$ Ом установлено с целью предохранения образца от больших токов.

Падение напряжения U и холловская разность потенциалов U_H на образце из полупроводника измеряются милливольтметром.

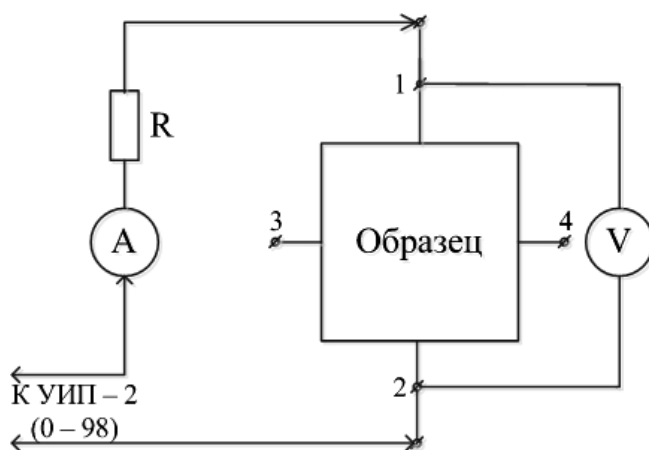


Рис. 2.2

Порядок выполнения работы

1. Определите удельную электропроводность полупроводника. Для этого соберите схему, изображенную на рис. 2.2. Установите силу тока через образец $I=4$ мА и измерьте падение напряжения на образце при помощи милливольтметра. Вычислите по формуле (2.2) удельную электропроводность (линейные размеры полупроводникового образца указаны на держателе). Повторите измерения и вычисления для токов 6 и 8 мА.

2. Определите постоянную Холла полупроводника. Для этого установите силу тока в цепи электромагнита $100 \div 150$ мА, переключите милливольтметр к клеммам 3, 4 образца (рис. 2.2) и измерьте холловское падение напряжения U_X для нескольких (8 - 10) значений силы тока через образец I при неизменном значении индукции магнитного поля B . Указанные измерения повторите для 4 - 6 значений индукции B . По данным измерений постройте график зависимости $U_X = f(I)$ для разных значений B и определите R_X по углу наклона полученных прямых к оси тока, используя соотношение (2.6).

3. По формулам (2.7) и (2.8) определите концентрацию n и подвижность μ носителей заряда в полупроводнике, используя среднее значение удельной электропроводности $\langle \sigma \rangle$. Результаты измерений занесите в табл. 1 и 2.

Таблицы экспериментальных данных

Таблица 1

 $a =$ $b =$ $c =$

№ п/п	I , мА	U	σ
1	4		
2	6		
3	8		

 $\langle \sigma \rangle =$

Таблица 2

B	№ п/п	1	2	3	...	10	R_X	n	μ
	I								
	U_X								
	I								
	U_X								
	...								

Вопросы для самоконтроля

1. Что называется силой Лоренца? Как определить величину и направление этой силы?

2. Какими основными параметрами характеризуется полупроводник?
3. Как возникает электрическое поле Холла? От чего зависит его величина?
4. Получите выражение для холловской разности потенциалов.
5. Покажите траектории движения электрона и дырки в полупроводнике при воздействии на полупроводник ортогонально направленных электрического и магнитного полей.
6. Почему в металлах эффект Холла проявляется гораздо слабее, чем в полупроводниках?
7. У каких веществ – полупроводников или металлов постоянная Холла сильнее зависит от температуры? Почему?
8. Почему в собственных полупроводниках эффект Холла проявляется слабее, чем в примесных?
9. Объясните метод определения концентрации и подвижности носителей заряда, используемый в данной работе. При каких условиях он применяется?
10. Получите выражение для постоянной Холла для полупроводников с двумя типами носителей заряда.

Лабораторная работа 5-2

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Цель работы: знакомство с термоэлектрическими явлениями, устройством и принципом измерения температуры с помощью термопары, определение удельной температурной ЭДС и проведение градуировки термопары.

Метод эксперимента, описание экспериментальной установки

Явление Зеебека используется для измерения температур. Измерение практически осуществляется с помощью термоэлектрических термометров. Чувствительным элементом термоэлектрического термометра служит термопара. Термопара представляет собой тепловую машину, в которой подводимое количество теплоты превращается в электрическую энергию с КПД, как правило, для металлов – не превышающим 0,5 %, а для полупроводников – 10 %. Полупроводниковые термопары применяют для питания радиоаппаратуры. Обычно термопара состоит из двух

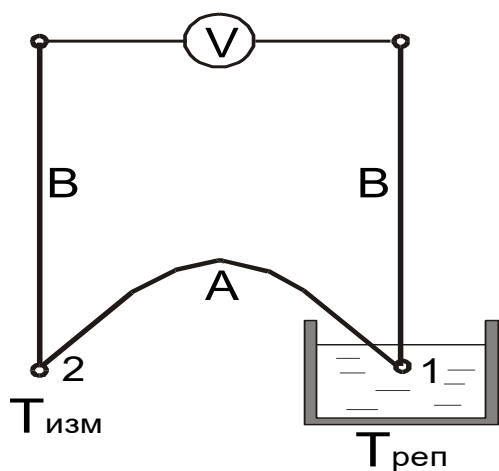


Рис. 2.3.

термоэлектродов, соединенных в рабочем спае 2. Спай 1 находится при постоянной известной температуре $T_{реп}$ (рис. 2.3).

Значение термо-ЭДС для данной пары проводников как функция разности температур реперного 1 и рабочего 2 спаев $(T_{изм} - T_{реп})$ определяется экспериментально и приводится в соответствующих справочниках.

К достоинствам термопар как измерителей температуры относятся:

- простота конструкции и изготовления;
- малые размеры, что позволяет измерять температуру в точке;
- малая теплоемкость;
- быстрое установление теплового равновесия, т. е. малая инерционность измерения температуры;
- высокая точность измерения температуры.

К недостаткам термопар следует отнести:

- небольшую чувствительность, которая понижается с уменьшением температуры;
- малую термо-ЭДС при низких температурах;
- необходимость иметь реперную температуру для нерабочего спая, от постоянства которой зависит точность измерения.

В качестве материалов для термопар используют целый ряд сплавов и материалов: константан, алюмель, сплавы золота, хромель, медь, сплавы серебра и т.д.

Работа состоит в исследовании трех термопар: из хромель-копеля, копель-алюмеля и алюмель-хромеля. Эти термопары расположены в одном нагреваемом термостате лабораторной установки вместе с датчиком цифрового термометра. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 2.4.

Хромель – это сплав никеля с 9,5 % хрома. Копель – медно-никелевый сплав, содержащий 55-61 % меди и 45-39 % никеля с небольшой добавкой марганца и железа. Алюмель – сплав, состоящий из следующих элементов: никеля (93—96 %); алюминия (1,8—2,5 %); марганца (1,8—2,2 %); кремния (0,8—1,2 %).

Разность температур горячего и холодного спаев по абсолютной шкале Кельвина соответствует разности температур по шкале Цельсия:

$$T_2 - T_1 = t_2 - t_1,$$

где t_1 – температура термостата (реперная), °С, определяется по термометру термостата; t_2 – температура нагревателя, °С, определяется по термометру нагревателя.

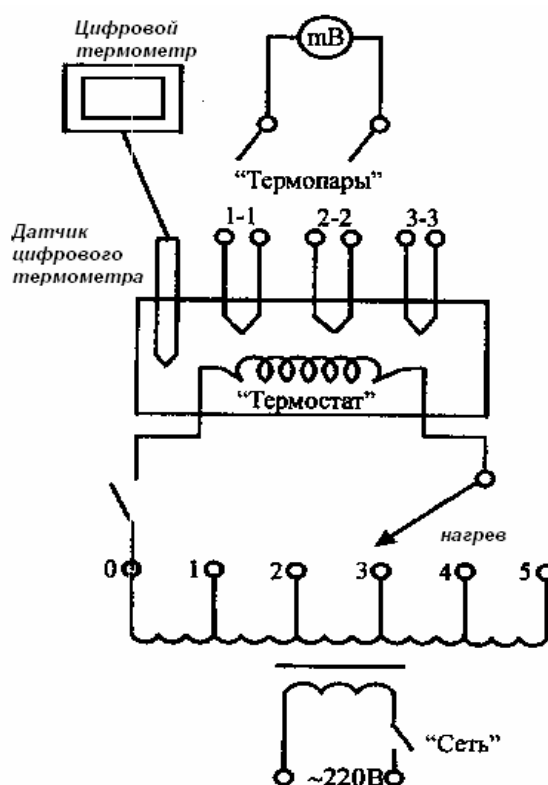


Рис. 2.4

Порядок выполнения работы

1. Зарисуйте электрическую схему экспериментальной установки. Заготовьте таблицу экспериментальных данных по образцу:

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$t^{\circ} \text{C}$										
ε_1										
ε_2										
ε_3										

Значения термо-ЭДС измеряются мультиметром, при этом переключение с одной термопары на другую осуществляется переключателем «термопары». Позиция «0» этого переключателя – термопары не подключены, позиция «1» - подключена термопара хромель-копель, позиция «2» - подключена термопара копель-алюмель, позиция «3» - подключена термопара алюмель-хромель.

Регулировка нагрева печи осуществляется ручкой «нагрев». При этом скорость нагрева увеличивается при повороте ручки по часовой стрелке. При повороте ручки против часовой стрелки до упора печь выключается.

2. Включите нагревательный элемент с помощью ручки "нагрев" и, регулируя скорость нагрева, определите значения термо-ЭДС $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и ε_3 с помощью мультиметра через каждые 10°C в температурном интервале $20 \leq t_2 \leq 120^{\circ}\text{C}$. Запишите данные в таблицу.

3. Постройте зависимость $\varepsilon = f(t_2 - t_1)$ для каждой из трех термо-ЭДС. Убедитесь в ее линейности.

4. Определите удельную (дифференциальную) термо-ЭДС для данной термопары, используя соотношение $\alpha_i = \varepsilon_i / (t_2 - t_1)$, с помощью графика $\varepsilon = f(t_2 - t_1)$. Если считать, что график представляет собой прямую линию, то α определяют для каждой термопары как тангенс угла наклона графика, т.е. находят α_1, α_2 и α_3 .

5. Проведенные измерения позволяют записать систему соотношений

$$\alpha_1 = (\pi^2 k^2 / e) [E_{F2}^{-1} - E_{F1}^{-1}] T_{cp},$$

$$\alpha_2 = (\pi^2 k^2 / e) [E_{F3}^{-1} - E_{F2}^{-1}] T_{cp},$$

$$\alpha_3 = (\pi^2 k^2 / e) [E_{F3}^{-1} - E_{F1}^{-1}] T_{cp}.$$

Величина T_{cp} берется как средняя температура диапазона измерений α . Для нахождения двух неизвестных значений E_F с помощью этих соотношений необходимо знать величину уровня Ферми одного из трех сплавов, например уровень Ферми хромеля $E_{F1} = 6,5$ эВ.

Вопросы для самоконтроля

1. Термоэлектрические явления. Эффект Зеебека. Интегральная и дифференциальная (удельная) термо-ЭДС. Составляющие термо-ЭДС. Причины различия термо-ЭДС металлов и полупроводников.

2. Модель свободных квантовых электронов в металле. Распределение электронов в металле при температуре абсолютного нуля и при температуре, отличной от нуля. Уровень Ферми и его зависимость от температуры. Оцените число термически возбуждаемых электронов в металле.

3. Объясните образование контактной разности потенциалов между двумя проводниками, используя модели потенциальной ямы и свободных квантовых электронов. Условие контакта двух тел.

4. Объясните механизмы образования объемной, контактной и фононной составляющих термо-ЭДС.

5. Термопары. Принцип измерения температур с помощью термопары. Достоинства и недостатки термоэлектрических преобразователей.

Лабораторная работа 5-3

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Цель работы: изучение теории теплоемкости твердых тел; измерение удельной теплоемкости исследуемого образца.

Принадлежности: экспериментальная установка; микроамперметр, амперметр, вольтметр, секундомер, термометр.

Определение теплоемкости

Теплоемкостью C называется отношение подведенного к телу количества теплоты ∂Q к достигнутой при этом разности температур ∂T :

$$C = \frac{\partial Q}{\partial T}. \quad (2.9)$$

Однако такое определение теплоемкости имеет ограниченное применение, поскольку оно характеризует термодинамическую систему в целом и не раскрывает ее физической природы. Поэтому на практике более широко используются такие понятия, как удельная и молярная теплоемкости.

Под удельной теплоемкостью понимается отношение теплоемкости тела к массе m составляющего его вещества:

$$c_{уд} = \frac{C}{m} = \frac{\partial Q}{m \partial T}. \quad (2.10)$$

Молярной теплоемкостью называется отношение теплоемкости тела к количеству образующего его вещества ν_μ , выраженному в молях:

$$C_\mu = \frac{C}{\nu_\mu} = \frac{\partial Q}{\nu_\mu \partial T}. \quad (2.11)$$

Методика эксперимента

Поместим нагретое тело, имеющее в начальный момент времени температуру T_0 , в окружающую среду, температура которой

поддерживается неизменной и равной T_1 ($T_1 < T_0$). Согласно (2.10) при слабой зависимости $c_{y\partial}$ от температуры в процессе остывания тела в окружающую среду рассеивается тепловая энергия:

$$dQ = c_{y\partial} m dT. \quad (2.12)$$

Если температура тела не превышает 100°C , то основным механизмом рассеяния энергии является естественная конвекция. В таком случае можем воспользоваться уравнением Ньютона, согласно которому

$$dQ = \alpha S (T - T_1) dt, \quad (2.13)$$

где α – коэффициент теплоотдачи; S – площадь поверхности тела; T – температура тела в момент времени t .

Поскольку в процессе остывания температура тела понижается, то скорость изменения его температуры отрицательна. Поэтому с учетом (2.12) и (2.13) можем записать

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{\alpha S}{c_{y\partial} m} (T - T_1). \quad (2.14)$$

Разделяя переменные и интегрируя в соответствующих пределах, получаем

$$\ln\left(\frac{T - T_1}{T_0 - T_1}\right) = -\frac{\alpha S}{c_{y\partial} m} t. \quad (2.15)$$

Отсюда выражение для определения удельной теплоемкости тела принимает вид

$$c_{y\partial} = -\frac{\alpha S t}{m \ln[(T - T_1)/(T_0 - T_1)]}. \quad (2.16)$$

Поскольку масса исследуемого тела определяется относительно просто, то для решения уравнения (2.16) необходима информация о коэффициенте теплоотдачи α и площади поверхности теплообмена тела S .

Так как вклад различных участков поверхности тела в процесс теплообмена с окружающей средой является неодинаковым, то для оценки произведения αS воспользуемся тем обстоятельством, что при

термодинамическом равновесии подводимая к нагретому телу мощность равна мощности, рассеиваемой конвекцией. В таком случае согласно определению мощности из соотношения (2.13) следует

$$P = \frac{dQ}{dt} = \alpha S(T_0 - T_1). \quad (2.17)$$

Выражая отсюда произведение αS и подставляя его в уравнение (2.16), окончательно получаем

$$c_{уд} = - \frac{P t}{m(T_0 - T_1) \ln[(T - T_1)/(T_0 - T_1)]}. \quad (2.18)$$

Таким образом, для определения удельной теплоемкости тела

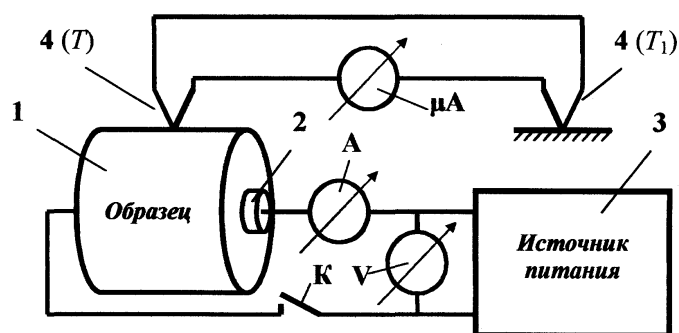


Рис. 2.5

необходимо знать мощность P , которая рассеивается им при установившейся температуре T_0 , а также мгновенное значение его температуры T в один из моментов времени t в процессе остывания.

Схема установки для проведения таких измерений приведена на рис. 2.5. Она состоит из исследуемого образца 1, электрического нагревателя 2, регулируемого источника питания 3, термопарного датчика температуры образца 4 и набора контрольно-измерительных приборов для определения мощности P , подводимой к образцу, его температуры T и температуры окружающей среды T_1 .

Порядок выполнения работы

1. Включить источник питания и, по согласованию с преподавателем, установить значение электрической мощности $P = IU$, подводимой к нагревателю образца. Здесь I и U – ток, протекающий через нагреватель, и падение напряжения на нем соответственно. При этом мощность нагревателя не должна превышать предельного допустимого значения,

указанного на установке.

2. После того как исследуемый образец выйдет на установившийся тепловой режим, записать показания амперметра и вольтметра и по полученным значениям рассчитать рассеиваемую мощность P .

3. Записать показания термопарного датчика и с помощью градуировочной кривой перевести полученное значение в градусы (T_0) Цельсия. При этом следует иметь в виду, что термопарный датчик показывает лишь превышение температуры образца над температурой окружающей среды. Поэтому здесь и далее к данным градуировочной кривой необходимо прибавлять значение T_1 , которое определяется с помощью лабораторного ртутного термометра.

4. Выключить электрический нагреватель и строго одновременно с этим (!) включить секундомер. После этого через равные промежутки времени (рекомендуемый интервал указан на установке) произвести отсчет и запись в таблицу показаний датчика температуры образца.

5. Полученные значения занести в таблицу и построить графическую зависимость температуры остывающего образца от времени.

6. По данным таблицы (или графика) выбрать одно из значений температуры образца T , соответствующее моменту времени t , и, подставив эти данные совместно с T_0 в уравнение (2.18), произвести расчет удельной теплоемкости исследуемого образца.

Вопросы для самоконтроля

1. Дайте определения теплоемкости твердых тел
2. Поясните основные положения классической теории теплоемкости твердых тел. В чем заключается эмпирический закон Дюлонга и Пти?
3. Поясните принцип квантования энергии упругих колебаний. Дайте определение фонона, чему равны его энергия и импульс?
4. Назовите основные положения квантовой теории теплоемкости твердых тел Эйнштейна. В чем заключаются ее недостатки?
5. Поясните основные положения квантовой теории теплоемкости твердых тел Дебая и Борна.

Лабораторная работа 5-4

ИЗУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Цель работы: изучить вольт-амперную характеристику полупроводникового диода, провести наблюдение с помощью осциллографа за выпрямлением переменного тока диодом.

Приборы и принадлежности: макет экспериментальной установки, полупроводниковый диод, источник питания «Электроника», осциллограф С1-158.

Метод эксперимента

Принципиальная электрическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.6. Схема, изображенная на этом рисунке, позволяет снимать прямую и обратную ветви ВАХ р-п-перехода (диода) (рис 2.6, а) и служит для наблюдения с помощью осциллографа за выпрямлением переменного тока диодом (рис 2.6, б).

Изменение напряжения U на диоде осуществляется с помощью потенциометра R1.

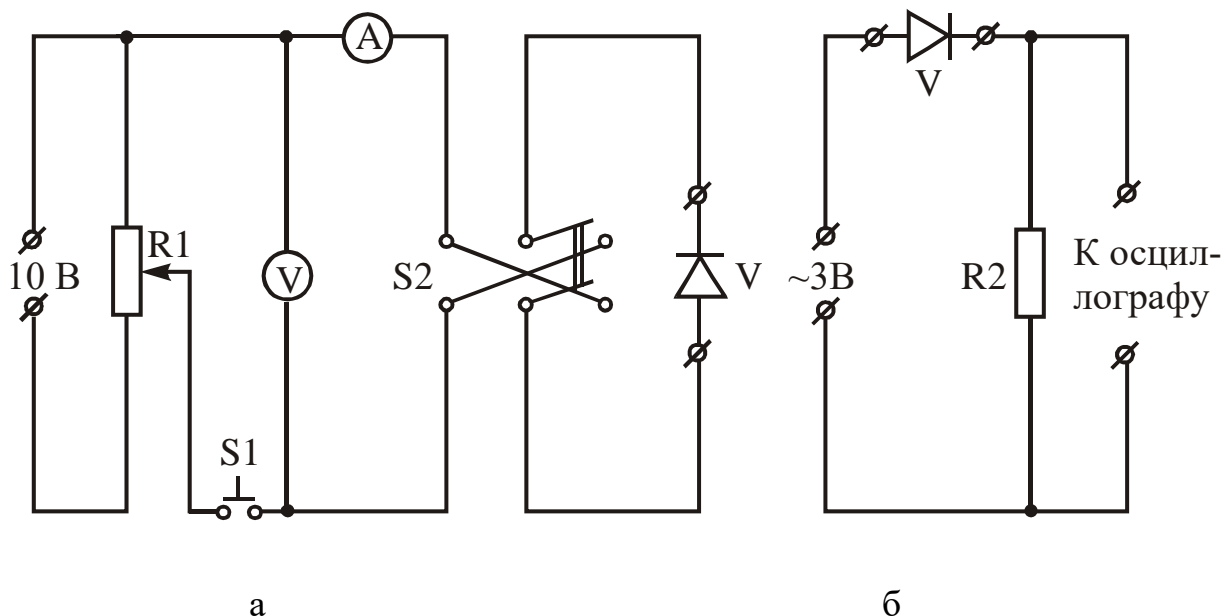


Рис. 2.6

Постоянное напряжение 10 В и переменное 3 В подаются от блока питания «Электроника», инструкция по эксплуатации которого находится на рабочем месте. Для наблюдения за выпрямлением переменного тока используется осциллограф С1-158, подключенный к измерительному сопротивлению R2 (инструкция по эксплуатации осциллографа находится на рабочем месте).

Порядок выполнения работы

Снятие вольтамперной характеристики

1. Снимите прямую ветвь вольтамперной характеристики (ВАХ) диода. Для этого к входу «+» и «-» экспериментальной установки (рис. 2.6) подключите источник постоянного напряжения. Установите величину напряжения 10 В. Ручку регулировки потенциометра R1 поставьте в крайнее левое положение. Переключатель S2 переведите в положение «Прямое», а тумблер переключения пределов измерительных приборов – в положение «1 В, 50 мА».

2. Снимите прямую ветвь ВАХ диода. Для этого нажмите кнопочный переключатель S1 и, изменяя напряжение в диапазоне от 0 до 0,2 В вращением ручки потенциометра R1, измерьте ток с помощью амперметра.

Данные занесите в таблицу.

№ изм.	1	2	3	...		
$U, В$						
$I, мА, мкА$						

3. Снимите обратную ветвь ВАХ диода. Для этого возвратите кнопку S1 в нормальное разомкнутое положение, ручку потенциометра R1 верните в крайнее левое положение. Переключатель S2 поставьте в положение «Обратное», а тумблер переключения пределов измерений – в положение «20 В, 100 мкА». Замкните кнопку S1 и установите напряжение 2 В. Измерьте ток амперметром.

4. Повторите измерения для обратной ветви ВАХ, изменяя потенциометром напряжение до 10 В через каждые 2 В. Данные занесите в таблицу. Полную вольт-амперную характеристику диода изобразите графически, выбрав подходящие масштабы для прямой и обратной ветвей.

Изучение выпрямляющих свойств диода с помощью осциллографа

1. Подайте на вход Y осциллографа с блока питания переменное напряжение $U=3$ В. На экране осциллографа получите развертку во времени переменного напряжения с частотой 50 Гц и зарисуйте ее.

2. Подключите осциллограф к клеммам «К осциллографу» на экспериментальной установке (рис. 4, б). На вход «~3 В» подайте переменное напряжение от блока питания. Получите на экране осциллограмму выпрямленного тока и зарисуйте ее.

Вопросы для самоконтроля

1. Каким образом возникают дырочная и электронная примесные проводимости полупроводников?

2. Изобразите кривые для потенциальной энергии электронов и дырок в направлении, перпендикулярном к р-n-переходу.

3. Объясните вольт-амперную характеристику диода.

4. Каким образом изменяется ВАХ диода при изменении его температуры?

5. Как получают р-n-переход?

6. Как объяснить одностороннюю проводимость р-n перехода?

Лабораторная работа 5-5

ИЗУЧЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: изучить стационарную фотопроводимость полупроводникового фоторезистора, определить характер рекомбинации неравновесных носителей.

Приборы и принадлежности: экспериментальная установка, вольтметр универсальный В7-26.

Зависимость фотопроводимости полупроводников от интенсивности света используют в фоторезисторах. Фоторезистор – это полупроводниковый прибор, сопротивление которого зависит от интенсивности света. На рис. 2.7 показано устройство одного из типов фоторезисторов. Он состоит из тонкого полупроводникового фоточувствительного слоя 2, нанесенного на диэлектрическую подложку 1, металлических электродов 3, посредством которых фоторезистор включается в цепь, и защитного лакового покрытия 4.

Основной характеристикой фоторезистора является световая характеристика. Она представляет собой зависимость сопротивления от интенсивности падающего на фоторезистор света постоянного спектрального состава. По световой характеристике можно определить вид рекомбинации в полупроводнике, из которого изготовлен фоторезистор. В данной работе используется метод исследования стационарной фотопроводимости с постоянным освещением фоторезистора.

Экспериментальная установка состоит из точечного источника света, фоторезистора и прибора В7-26, который измеряет сопротивление. Для исключения влияния внешней засветки фоторезистор установлен на одном из концов затемненной трубы. Источник света размещен внутри этой трубы на

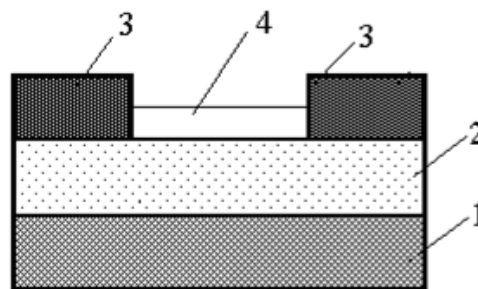


Рис. 2.7

подвижном поршне. Перемещая поршень, устанавливают требуемое расстояние между источником света и фоторезистором. Расстояние контролируется по линейке с делениями. Изменяя расстояние между точечным источником и фоторезистором, можно изменять интенсивность света, падающего на фоторезистор. Интенсивность света при этом меняется по закону:

$$\Phi = \frac{c}{r^2}, \quad (2.19)$$

где c – некоторая постоянная, r – расстояние между источником и фоторезистором.

Стационарную фотопроводимость можно представить в следующем виде:

$$\Delta\sigma_{cm} = \sigma - \sigma_0, \quad (2.20)$$

где σ – проводимость при освещении, σ_0 – темновая проводимость. Для тонких (пленочных) фоторезисторов сопротивление можно рассчитать по формуле

$$R = \frac{l}{\sigma s}, \quad (2.21)$$

где l – длина, s – площадь поперечного сечения фоточувствительного слоя. Из (2.20) и (2.21) следует

$$\Delta\sigma_{cm} = \frac{l}{s} \left(\frac{R_0 - R}{R_0 R} \right). \quad (2.22)$$

Измеряя темновое сопротивление R_0 и сопротивление при освещении R и используя значения размеров l и s для данного фоторезистора, определяют величину $\Delta\sigma_{cm}$, соответствующую данному уровню освещенности. Характер рекомбинации можно установить по формуле, полученной из (1.48), (1.50) и (2.19)

$$\Delta\sigma_{cm} \approx r^{-2x}. \quad (2.23)$$

Прологарифмировав обе части (2.23), получим следующую зависимость:

$$\ln(\Delta\sigma_{cm}) = -2x \ln(r). \quad (2.24)$$

Формула (2.24) напоминает уравнение прямой с угловым коэффициентом наклона $k=2x$, который может быть определен по экспериментальному графику зависимости $\ln(\Delta\sigma_{cm})$ от $\ln(r)$. Определив отсюда значение x , можно сделать вывод о характере рекомбинационного процесса. Если $x=1/2$, то рекомбинация квадратичная, если $x=1$ – рекомбинация линейная.

Порядок выполнения работы

1. Измерить темновое сопротивление фоторезистора R_0 . Источник света должен быть при этом выключен. Расстояние между источником света и фоторезистором может быть произвольным.

2. Измерить световую характеристику фоторезистора. Изменяя расстояние r между фоторезистором и источником света с шагом 1 см, измерять значения сопротивления фоторезистора R .

3. По данным пп. 1 и 2 определить величину $\Delta\sigma_{cm}$ по формуле (2.22) для каждого значения r . При этом учесть, что для исследуемого фоторезистора $l=0,3$ см, $s=0,02$ см². Определить относительную погрешность измерения величины $\Delta\sigma_{cm}$.

4. Построить график зависимости $\ln(\Delta\sigma_{cm})$ от $\ln(r)$. Обычно он имеет вид прямой. По угловому коэффициенту наклона этой прямой определить характер рекомбинации неравновесных носителей заряда, преобладающий в данном фоторезисторе.

Вопросы для самоконтроля

1. В чем заключается явление собственной и примесной фотопроводимостей и чем они различаются?

2. Что такое стационарная фотопроводимость?

3. Что понимают под красной границей собственной и примесной фотопроводимости?

4. Дайте понятие времени жизни носителей заряда. От чего оно зависит?

Лабораторная работа 5-6
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОПРОТИВЛЕНИЯ
ПОЛУПРОВОДНИКА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Цель работы: сравнить температурные зависимости сопротивлений полупроводника и металла, определить ширину запрещенной зоны полупроводника.

Приборы и принадлежности: электрический нагреватель, измеритель температуры (электрический термометр ЭТП-М), измеритель сопротивления полупроводника и металла (вольтметр универсальный цифровой В7-27 или прибор комбинированный цифровой Щ 4313).

В настоящей работе исследуются температурные зависимости сопротивлений полупроводникового и металлического образца.

Функциональная схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.8. Установка состоит из электронагревателя **Н**, электрического термометра **Е** и измерителя сопротивлений полупроводникового и металлического образцов **Р**. Образцы из металла и полупроводника вместе

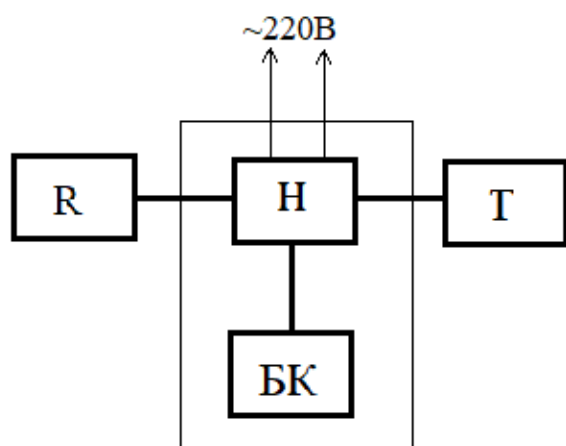


Рис. 2.8

с датчиком температуры **Т** находятся внутри нагревателя. Нагреватель снабжен блоком коммутации **БК**, который дает возможность практически одновременно определять зависимость сопротивления полупроводника и металла от температуры в режиме нагревания или охлаждения. Режим охлаждения можно выбирать естественный или

принудительный. В последнем случае включается вентилятор, обеспечивающий либо нормальный, либо ускоренный режим охлаждения.

Порядок выполнения работы

1. Подготовить электрический термометр к измерению температуры (инструкция по эксплуатации находится на рабочем месте).
2. Измерить сопротивления металлического и полупроводникового образцов при комнатной температуре с помощью прибора В7-27 или Щ4313 (инструкция по эксплуатации находится на рабочем месте).
3. Подключить установку к сети. Тумблер «**I**» (см. на установке) перевести в положение «**Нагревание**», тумблер «**II**» - в положение «**Металл**» (или «**Полупроводник**») и снять зависимости сопротивления металла и полупроводника от температуры. Показания приборов следует фиксировать через каждые 10 °С в интервале температур от 30 до 100 °С. Данные заносятся в таблицу.
4. По полученным данным построить графики зависимостей сопротивлений металла и полупроводника от температуры.
5. Для металла из графика зависимости R от t определить температурный коэффициент сопротивления α в соответствии с формулой $R = R_0(1 + \alpha t)$.
6. Для полупроводника построить график зависимости $\ln R$ от $\frac{1}{T}$ и по угловому коэффициенту полученной прямолинейной зависимости определить ширину запрещенной зоны полупроводника ε_g в соответствии с (1.33).
7. Оценить погрешность измерений.

Вопросы для самоконтроля

1. Сформулируйте основные положения зонной теории твердых тел.
2. Чем различаются металлы, полупроводники и диэлектрики с точки зрения зонной теории?
3. Чем обусловлена проводимость собственного и примесного полупроводников?
4. Как зависит сопротивление металлов и полупроводников от температуры? Объясните данные зависимости.
5. Что такое запрещенная зона? Чем определяется ее величина?

Лабораторная работа 5-7

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Цель работы: изучение основ закономерности катодолюминесценции, определение времени возбужденного состояния люминофора.

Приборы и оборудование: осциллографы НЗ13 и С1-112А, фотодиод ФД-24К.

Метод эксперимента

Исследование закона (1.60) послесвечения люминофора и измерение величины τ_l производятся на экспериментальной установке, схематически представленной на рис. 2.9. На нем изображено: 1 - пучок электронов, 2 - экран осциллографа НЗ13, 3 - осциллограф С1-112А. Исследуемым фосфором является люминофор экрана осциллографической трубки.

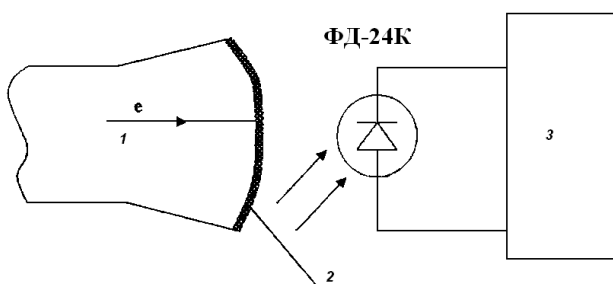


Рис. 2.9

Периодическое возбуждение люминофора 2 (рис. 2.9) осуществляется пучком электронов 1 с частотой сканирования горизонтальной развертки луча осциллографа НЗ13, экран которого используется в качестве источника люминесцентного излучения. Фотоприемником люминесцентного излучения служит фотодиод ФД-24К. Фотодиод работает в режиме, когда напряжение на нем, возникающее под действием света, пропорционально интенсивности света. Сигнал, снимаемый с фотодиода, подается на вход осциллографа 3, служащего для визуального наблюдения изменения интенсивности люминесценции во времени. Для экспериментальной проверки экспоненциального закона затухания люминесценции (1.60) проводят графический анализ наблюдаемой зависимости $I(t)$. Строят график, по координатным осям которого откла-

дывают величины $\ln(I_0/I)$, где I_0 - максимальная величина интенсивности свечения, и время t . В результате должна получиться прямая линия, по наклону которой в соответствии с (1.60) определяют τ_l .

Порядок выполнения работы

1. Включить осциллографы и установить горизонтальные развертки лучей осциллографов, равные 1 ... 2 мс/дел.
2. С помощью ручек «Яркость» и «Фокус» осциллографа Н313 получить светящуюся горизонтальную линию шириной $\sim 0,5$ см. Разместить линию посередине экрана с помощью ручки «Смещение Y».
3. Установить фотодиод с помощью держателя вплотную к экрану осциллографа Н313.
4. Получить осциллограмму интенсивности люминесценции $I(t)$ на экране осциллографа С1-112А в удобном масштабе и зарисовать осциллограмму на миллиметровку с указанием временного масштаба по оси времени. Масштаб определяется с помощью меток, модулирующих яркость луча. Временной интервал между метками определяется исходя из положения ручки управления осциллографа С1-112А.
5. Построить зависимость $\ln(I_0/I)$ от времени, где I_0 - максимальная интенсивность люминесценции.
6. По наклону прямой линии, характеризующей зависимость $\ln(I_0/I)$ от времени, определить время возбужденного состояния люминофора, используя (1.60).

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое люминесценция? Виды люминесценции.
2. Объяснить механизм процесса фосфоресценции.
3. Как зависит величина времени возбужденного состояния люминофора от глубины залегания энергетического уровня ловушек в запрещенной зоне E_f и от температуры люминофора?
4. Чем определяется цвет люминесцентного излучения люминофора?

Лабораторная работа 5-8

ИЗУЧЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Цель работы: изучить спектральную зависимость стационарной фотопроводимости полупроводникового фоторезистора.

Приборы и принадлежности: лампа накаливания (источник света), монохроматор УМ-2, фоторезистор, источник постоянного напряжения, микроамперметр.

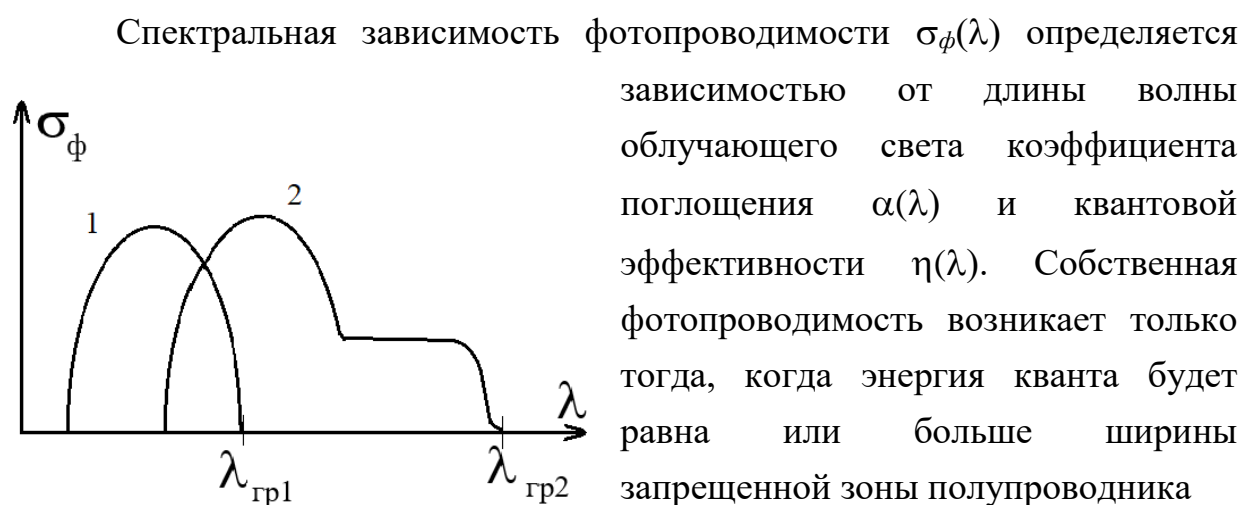


Рис. 2.10

$$h\nu \geq \Delta E. \quad (2.25)$$

Отсюда можно определить граничное условие возникновения фотопроводимости:

$$\nu_{zp} = \frac{\Delta E}{h}. \quad (2.26)$$

С учетом того, что $\nu = c/\lambda$, где $c = 2,9979 \cdot 10^8$ м/с – скорость света, а λ – длина волны, граничная длина волны фотопроводимости равна

$$\lambda_{zp} = \frac{ch}{\Delta E}. \quad (2.27)$$

Если λ выражать в мкм, а ΔE в эВ, то (2.27) запишется следующим образом:

$$\lambda_{zp} = \frac{1,24}{\Delta E}. \quad (2.28)$$

Величина λ_{cp} из (2.28) определяет так называемую красную границу собственной фотопроводимости полупроводников, в литературе ее также называют длинноволновой границей фотопроводимости. Значение λ_{cp} для собственной фотопроводимости определяется шириной запрещенной зоны полупроводника. Значения ΔE при комнатной температуре для некоторых полупроводников приведены в табл. 3.

Таблица 3

Материал	<i>CdS</i>	<i>CdSe</i>	<i>Si</i>	<i>Ge</i>	<i>PbS</i>	<i>InAs</i>	<i>PbTe</i>	<i>PbSe</i>	<i>InSb</i>
ΔE , эВ	2,4	1,8	1,1	0,7	0,37	0,35	0,27	0,22	0,18

График спектральной зависимости собственной фотопроводимости $\sigma_{\phi}(\lambda)$ приведен на рис. 2.10 (кривая 1). Если полупроводник содержит примеси, то они значительно изменяют как величину, так и характер проводимости. График спектральной зависимости примесной фотопроводимости – это кривая 2 на этом рисунке.

Электронные переходы в полупроводниках под действием квантов света изображены на рис. 2.11: а - собственная проводимость; б - примесная донорная проводимость; в - примесная акцепторная проводимость.

В случае б) проводимость возникает за счет перехода электронов с энергетического уровня примеси (донорный уровень) в зону проводимости полупроводника при преодолении энергетического барьера ΔE_d . В случае в) – в результате образования свободных дырок в валентной зоне за счет ухода

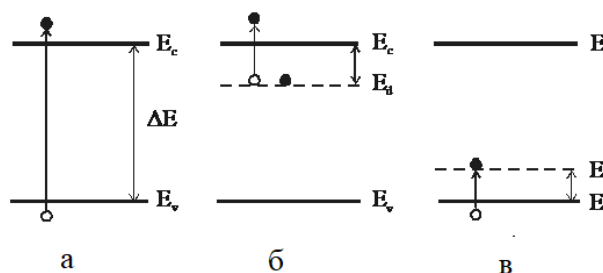


Рис. 2.11

электронов из валентной зоны на энергетический уровень примеси (акцепторный уровень), преодолевая при этом энергетический барьер ΔE_a . Полупроводники с донорной примесью называют электронными или полупроводниками *n*-типа, а с акцепторной примесью – дырочными или *p*-типа. Фотопроводимость, возникающая в таких полупроводниках, называется примесной. В первом случае основными носителями заряда

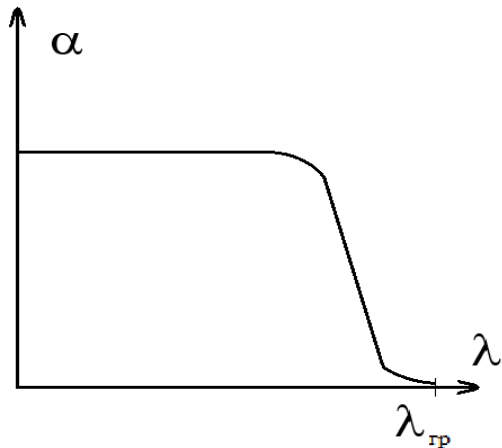


Рис. 2.12

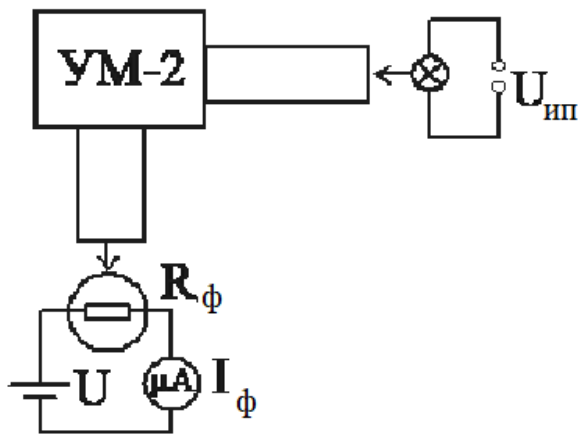


Рис. 2.13

являются электроны, во втором – дырки, концентрация основных носителей заряда много больше концентрации неосновных носителей.

Поскольку для примесных полупроводников $\Delta E_d < \Delta E$ и $\Delta E_a < \Delta E$ (рис.2.11), то для возбуждения фотопроводимости носителям заряда необходимо сообщить значительно меньше энергии, чем для собственных полупроводников. Поэтому примесная фотопроводимость характеризуется более высокими значениями красной границы фотопроводимости $\lambda_{гр}$ (рис. 2.10). Для определения $\lambda_{гр}$ примесной фотопроводимости можно также пользоваться формулами (2.27) и (2.28), однако

вместо ΔE следует использовать ΔE_d и ΔE_a – энергии ионизации донорной и акцепторной примеси соответственно. Таким образом, контролируемое введение примесей в полупроводник позволяет управлять спектральными характеристиками фотоприемников.

Следует также отметить, что фотопроводимость наблюдается не во всей области, где $\lambda < \lambda_{гр}$, а только в ее длинноволновой части. Одна из причин, объясняющих это явление, состоит в том, что по мере уменьшения λ быстро растет коэффициент поглощения полупроводника α (рис. 2.12) и основная доля энергии поглощается в приповерхностном слое, в результате чего за счет поверхностной рекомбинации резко снижается концентрация носителей. Указанные обстоятельства приводят к тому, что фоторезисторы обладают селективной чувствительностью по длине волны.

В данной работе для определения спектральной зависимости фотопроводимости используется метод измерения стационарного фототока в зависимости от длины волны света. Схема экспериментальной установки показана на рис. 2.13. Выходная щель монохроматора УМ-2 выделяет узкий пучок монохроматического света с определенной длиной волны λ , который в свою очередь освещает фоторезистор. Фоторезистор включен в цепь последовательно с источником постоянного напряжения и микроамперметром. В зависимости от λ меняется и сопротивление фоторезистора R_{ϕ} , что приводит к изменению тока в цепи I_{ϕ} . При достижении $\lambda_{\text{гр}}$ ток в цепи становится близким к темновому $I_{\text{т}}$ и с дальнейшим ростом длины волны не меняется.

Порядок выполнения работы

1. При выключенном тумблере «Сеть» установить ширину входной щели монохроматора около 0,73 мм, ширину выходной щели не более 0,33 мм. Установить барабан монохроматора на деление, равное 3500.

2. Включить питание установки тумблером «Сеть», включить освещение образца тумблером «Лампа».

3. Вращая барабан монохроматора (в сторону меньших делений) измерить зависимость тока в цепи фоторезистора I_{ϕ} от длины волны света. Для пересчета делений барабана в длины волн необходимо использовать график, находящийся на рабочем месте.

4. Результаты занести в табл. 4.

Таблица 4

N деления барабана	Длина волны λ , мкм	Сила тока I_{ϕ} , мкА

5. Построить кривую $I_{\phi}=f(\lambda)$.

6. Экстраполируя длинноволновый край полученной кривой к значению темнового тока, найти $\lambda_{гр}$. Для данной измерительной системы темновой ток находится в пределах 1,0-2,0 мкА.

7. Пользуясь формулой (2.28), определить величину ΔE и сделать вывод о характере фотопроводимости (собственная или примесная).

8. Если установлено, что фотопроводимость собственная, по полученному значению ΔE , пользуясь табл. 3 определить материал полупроводника.

Вопросы для самоконтроля

1. Что такое электропроводимость и от чего она зависит?
2. В чем заключается явление собственной и примесной фотопроводимостей и чем они различаются?
3. Что такое стационарная фотопроводимость?
4. Что понимают под красной границей собственной и примесной фотопроводимости?
5. Дайте понятие времени жизни носителей заряда. От чего оно зависит?
6. Полупроводники с какими характеристиками наиболее предпочтительно использовать для изготовления фоторезисторов?

Библиографический список

1. Савельев И.В. Курс общей физики: в 4 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика: учеб. пособие/ И.В. Савельев; под общ. ред. В.И. Савельева. 2-е изд., стер. - М.: КНОРУС, 2012. -528 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 4 т. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика элементарных частиц: учеб. пособие/ И.В. Савельев; под общ. ред. В.И. Савельева. -2-е изд., стер. - М.: КНОРУС, 2012. -528 с.
3. Детлаф А.А. Курс физики: учеб. пособие для студентов высших технических учебных заведений/ А.А. Детлаф, Б.М Яворский.- 9-е изд., стер. - М.: Академия, 2014. -720 с.
4. Карякин Н.И., Быстров К.Н., Киреев П.С. Краткий справочник по физике. - М.: ВШ, 1964. -840 с.
5. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. Т. 3. - М: Наука, 1968. – 545 с.
6. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. - М.: Высшая школа, 1977.
7. Вонсовский С.В., Канцельсон М.И. Квантовая физика твердого тела. - М.: Наука, 1983.
8. Бленкмор Дн. Физика твердого тела. - М.: Мир, 1988.
9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. - М.: Мир, 1984.
10. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. - М.: Наука, 1978. –791 с.

Оглавление

1. Элементы теории. Физика твердого тела.....	3
1.1 Основы зонной теории.....	3
1.2 Теория теплоемкости твердых тел.....	5
1.3 Теория электропроводности металлов.....	11
1.3.1 Основные положения квантовой теории электропроводности.....	11
1.3.2 Концентрация электронов проводимости в металлах	16
1.3.3 Энергия Ферми.....	18
1.3.4 Сверхпроводимость.....	19
1.3.5 Контактная разность потенциалов.....	20
1.3.6 Эффект Зеебека.....	22
1.4 Электропроводность полупроводников	26
1.4.1 Дырки.....	26
1.4.2 Собственные полупроводники.....	27
1.4.3 Примесные полупроводники.....	30
1.4.4 Фотопроводимость полупроводников.....	32
1.4.5 Протекание тока через $p - n$ переход	36
1.4.6 Эффект Холла в полупроводниках	41
1.5 Люминесценция.....	43
2. Лабораторный практикум.	
Лабораторная работа 5-1. Измерение концентрации и подвижности носителей заряда в полупроводниках.....	49
Лабораторная работа 5-2. Изучение термоэлектрических явлений	56
Лабораторная работа 5-3. Исследование тепловых свойств твердого тела..	60
Лабораторная работа 5-4. Изучение полупроводникового диода.....	64
Лабораторная работа 5-5. Изучение фотопроводимости полупроводников.....	67
Лабораторная работа 5-6. Исследование зависимости сопротивления полупроводника от температуры.....	70
Лабораторная работа 5-7. Исследование люминесценции твердых тел	72
Лабораторная работа 5-8. Изучение фотопроводимости полупроводников и определение спектральной характеристики	74
Библиографический список	79