

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский технологический университет
«МИСиС»
Институт новых материалов и нанотехнологий

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
Физика конденсированного состояния
Ч.1. Электронная структура твердых тел

авторы:
И.М. Анфимов
С.П. Кобелева
И.В. Щемеров

МОСКВА, 2017 г.

Оглавление

Введение	2
Лабораторная работа №1	3

Введение

Предлагаемое учебное пособие предназначено для студентов института новых материалов и нанотехнологий (полупроводникового профиля) и преподавателей, проводящих лабораторные работы по курсу Физика конденсированного состояния, ч.1 «Электронная структура твердых тел». В лабораторном практикуме рассматриваются методы измерения удельного электросопротивления, типа, концентрации и подвижности свободных носителей заряда. В теоретическом введении анализируются методы управления этими параметрами на основе зонной теории электронного строения кристаллических твердых тел и квантовой статистики.

Лабораторная работа №1

Измерение удельного электрического сопротивления полупроводников
двухзондовым методом
(4 часа)

1.1 Цель работы

Определение распределения удельного сопротивления по длине образца двухзондовым методом. Измерения проводятся при комнатной температуре.

1.2 Теоретическое введение

1.2.1

Характеристика удельного сопротивления полупроводников Фундаментальным экспериментальным законом, устанавливающим связь приложенного к проводящему образцу напряжения U и протекающим в образце током I является экспериментальный закон Ома:

$$I = \frac{U}{R} \quad (1.1)$$

где R - электросопротивление образца, является константой.

Электросопротивление R зависит от геометрической формы и размеров образца, а также характеристики материала - удельного электросопротивления ρ . Для однородного образца правильной геометрической формы длиной L и площадью поперечного сечения S

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (1.2)$$

Если в этом случае выразить интегральные характеристики U и I через дифференциальные j (плотность тока) и \mathcal{E} (напряженность электрического поля), получаем закон Ома в дифференциальной форме

$$j = \frac{I}{S}, \mathcal{E} = \frac{U}{L} \rightarrow j = \frac{\mathcal{E}}{\rho} = \sigma \mathcal{E} \quad (1.3)$$

где σ - удельная электропроводность вещества.

В свою очередь, σ определяется концентрацией свободных носителей заряда (СНЗ) n и их подвижностью μ :

$$\sigma = en\mu \quad (1.4)$$

$$\mu = \frac{V_{\text{др}}}{\mathcal{E}} \quad (1.5)$$

где $e = 1.6e^{-19}$ Кл - заряд электрона, $V_{\text{др}}$ - средняя дрейфовая скорость движения электрона под действием электрического поля.

Поведение σ в кристаллических полупроводниках и металлах различно. Для металлов σ - постоянная величина, в то время как в полупроводниках σ зависит от примесного состава, кристаллического совершенства материала и внешних факторов — освещения, радиации и др. Эти материалы имеют также различный характер температурной зависимости удельной электропроводности.

Для полупроводников, у которых есть два типа СНЗ - электроны с концентрацией n и дырки с концентрацией p - формулу (1.4) необходимо дополнить:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \quad (1.6)$$

где μ_n и μ_p - подвижность электронов и дырок соответственно.

Концентрация свободных носителей заряда Основой для понимания физических процессов и электрических явлений в твердом теле является зонная теория электронных спектров, базирующаяся на квантовомеханических представлениях. Концентрация свободных электронов — это концентрация занятых квантовомеханических состояний в зоне проводимости, а концентрация дырок — концентрация незаполненных состояний в валентной зоне. При температуре 0°К в полупроводнике свободных носителей заряда нет, в то время как концентрация электронов в металле практически не зависит от температуры и составляет величину порядка концентрации атомов металла в единице объема ($\approx 10^{22}\text{см}^{-3}$). СНЗ в полупроводниковых материалах появляются за счет термической генерации свободных носителей заряда (за счет энергии кристаллической решетки). Возможны несколько случаев:

1. переход электронов из валентной зоны в зону проводимости (в этом случае создаются одинаковые концентрации электронов и дырок $n = p = n_i$);
2. переход электронов из валентной зоны на уровень акцепторной примеси E_A , при этом создаются свободные дырки;
3. переход электронов с уровня донорной примеси E_D в зону проводимости (создаются свободные электроны).

Верхний предел концентрации СНЗ при комнатной температуре в полупроводниках определяется пределом растворимости легирующих примесей ($\approx 10^{19}\text{см}^{-3}$), нижний предел определяется собственной концентрацией СНЗ - n_i .

Важнейшим параметром проводящего материала, однозначно связанным с концентрацией СНЗ, является уровень Ферми F . Для невырожденного материала

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - F}{kT}\right), p = N_v \exp\left(-\frac{F - E_v}{kT}\right) \quad (1.7)$$

где: k — константа Больцмана, N_c (N_v) — плотность состояний на дне зоны проводимости (потолке валентной зоны), зависящая от температуры и эффективной массы соответствующих СНЗ:

$$\begin{aligned} N_c &= 2 \left(\frac{2\pi m_d^* kT}{h^2} \right) = 4.82 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_d^*}{m} \right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{3}{2}} = 2.5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_d^*}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \\ N_v &= 2.5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_{pd}^*}{m} \right)^{\frac{3}{2}/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Термодинамически равновесные концентрации n и p в невырожденном материале связаны соотношением:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c N_v \exp \left(-\frac{E_g}{2kT} \right) \quad (1.9)$$

При низких температурах доминирует процесс ионизации примеси, в области средних температур, к которой для большинства практически значимых полупроводниковых материалов относится комнатная температура, концентрация СНЗ равна концентрации легирующей примеси, и полупроводник является либо электронным либо дырочным. При дальнейшем повышении температуры примесный полупроводник становится собственным. Температура перехода к собственной проводимости тем выше, чем больше ширина запрещенной зоны и чем выше концентрация легирующих примесей в полупроводнике.

Легирующими или мелкими примесями в полупроводнике, являются примеси, энергия ионизации которых ($E_c — E_d$ для донорной примеси и $E_A — E_v$ для акцепторной) сравнима со средней энергией кристаллической решетки в расчете на один атом — kT (0.025 эВ). Для широкого круга алмазоподобных полупроводников такими примесями являются элементы, валентность которых отличается от валентности атомов полупроводникового материала на единицу. Так, для кремния и германия легирующими будут элементы III (акцепторы) и V (доноры) групп периодической системы Менделеева. Для соединений $A_{III}B_V$ — элементы II и VI групп. Элементы IV группы могут быть как донорами, так и акцепторами, в зависимости от того, элемент какой из подрешеток они замещают.

Подвижность свободных носителей заряда Для объяснения того факта, что электрическое поле вызывает в проводящей среде движение с постоянной скоростью (1.5), а не ускорением, как это должно быть при действии силы величиной $e\vec{\mathcal{E}}$ на частицу с массой m , в классической теории электропроводности было введено понятие среднего времени свободного пробега τ как величины, обратной вероятности столкновения электрона с решеткой. При таком столкновении энергия, полученная от электрического поля, отдается решетке и восстанавливается первоначальный импульс. В этом случае подвижность определяется выражением:

$$\mu = \frac{e\tau}{m} \quad (1.10)$$

В рамках классической физики было непонятно, почему длина свободного пробега L (произведение времени свободного пробега на тепловую скорость носителя заряда) составляет сотни параметров кристаллической решетки, т. е. почему при движении по кристаллической решетке электрон сталкивается только с одним из сотен атомов на его пути. Объяснить этот экспериментальный факт (как и ряд других, связанных в частности, с различием поведения электропроводности металлов и полупроводников) удалось в рамках квантовомеханической теории, точнее, зонной теории кристаллических твердых тел. Электрон как квантовомеханическая ферми-частица обладает не только энергией и импульсом, но и волновыми свойствами. Волновая функция электрона в периодическом поле идеальной кристаллической решетки периодически модулирована с периодом, равным постоянной решетки, что позволяет электрону двигаться без рассеяния. В идеальном кристалле время свободного пробега и подвижность были бы бесконечными. Однако идеальных кристаллических решеток не существует в принципе. При взаимодействии с локальными нарушениями периодического Кулоновского поля, создаваемого ядрами атомов, т. е. с дефектами кристаллической решетки, импульс электрона изменяется. К основным дефектам кристаллической решетки можно отнести тепловые колебания атомов, примесные атомы (нейтральные и ионизированные), дислокации, двойники и т.д.

При приложении электрического поля изменяется заполнение разрешенных квантовомеханических состояний. При выключении за счет взаимодействия с дефектами решетки система релаксирует, переходя в термодинамически равновесное состояние. Поэтому вводится понятие времени релаксации, которое в слабых электрических полях совпадает с введенным в классической теории электропроводности понятием времени свободного пробега и связано с подвижностью СНЗ выражением (1.10).

Подвижность СНЗ зависит от среднего времени релаксации возбужденного состояния, которое, в свою очередь, определяется механизмом рассеяния СНЗ. Термин «механизм рассеяния» отражает тот факт, что в результате столкновения с дефектами кристаллической решетки поток электронов (дырок) вдоль направления вектора напряженности электрического поля постепенно уменьшается (рассеивается), что приводит к исчезновению электрического тока после выключения электрического поля. Но процессы рассеяния идут и при протекании электрического тока. Чем больше концентрация дефектов кристаллической решетки, тем быстрее происходит процесс выбывания отдельных электронов из потока, определяющего электрический ток в материале, тем меньше среднее время релаксации, подвижность СНЗ и величина электропроводности. Каждому типу дефекта кристаллической решетки соответствует свой механизм рассеяния.