

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ:

Температурные и магнитные свойства полупроводников

Учебно-методическое пособие

Составители:

П. В. Середин, В. А. Терехов

Воронеж

Издательство «Научная книга»

2020

УДК 537.86(075)
ББК 385я73

Р е ц е н з е н т:
доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой физики полупроводников и микроэлектроники
Е. Н. Бормонтов

<p>ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ: Температурные и магнитные свойства полупроводников : учебно-методическое пособие / сост.: П. В. Середин, В. А. Терехов. – Воронеж : Научная книга, 2020. – с.</p> <p>ISBN</p> <p>Цель пособия – формирование базовых знаний в области физических основ работы и принципов действия полупроводниковых приборов и устройств, а также фундаментальных свойств материалов, лежащих в их основе. Во второй части пособия рассмотрены температурные и магнитные свойства полупроводников.</p> <p>Рекомендовано для студентов, изучающих дисциплину «Физические основы электроники» и обучающихся по направлению 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника», профиль «Интегральная электроника и наноэлектроника».</p>

УДК 537.86(075)
ББК 385я73

© Середин П. В., Терехов В. А.,
составление, 2020

©

СОДЕРЖАНИЕ

РАБОТА 1. Исследование температурной зависимости электропроводности полупроводников	4
РАБОТА 2. Изучение температурной зависимости термоэдс полупроводников.....	11
РАБОТА 3. Изучение эффекта Холла и определение ширины запрещенной зоны, концентрации, подвижности и знака носителей заряда в полупроводниках.....	19
РАБОТА 4. Магниторезистивный эффект и определение подвижности носителей тока в полупроводниках.....	30

Работа 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Как известно, электропроводность полупроводников σ определяется соотношением

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (1.1)$$

где e – заряд электрона (дырки), n и μ_n – соответственно концентрация и подвижность электронов, p и μ_p – концентрация и подвижность дырок

Если полупроводник легирован донорной или акцепторной примесью и имеет соответственно n - или p -тип проводимости, то одним из слагаемых в выражении (1.1) можно пренебречь, и электропроводность для полупроводника n -типа будет $\sigma = en\mu_n$, а для полупроводника p -типа $\sigma = ep\mu_p$. Так как с изменением температуры полупроводника изменяется и концентрация и подвижность носителей тока, то рассмотрим влияние температуры на каждую из этих величин.

Статистическая теория распределения носителей тока по энергетическим уровням показывает, что в случае собственных полупроводников концентрация носителей определяется выражением

$$n_i = p_i = \sqrt{N_c \cdot N_v} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad (1.2)$$

где $N_c = 2\left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$ – так называемое эффективное число квантовых со-

стояний в зоне проводимости, $N_v = 2\left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$ – эффективное число

квантовых состояний в валентной зоне, ΔE – ширина запрещенной зоны, k – постоянная Больцмана, m_n^* и m_p^* – эффективные массы электронов и дырок, h – постоянная Планка.

Так как $\sqrt{N_c \cdot N_v}$ слабо зависит от температуры по сравнению с экспоненциальным множителем, то выражение (1.2) показывает, что в случае собственной проводимости концентрация носителей (электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне) растет экспоненциально с ростом температуры.

Если обозначить $\sqrt{N_c \cdot N_v}$ через A и прологарифмировать равенство (2.2), то получим

$$\ln n_i = \ln A - \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}.$$

Графическая зависимость $\ln n_i$ от $\frac{1}{T}$ выразится в виде участка прямой ab , тангенс угла наклона которой равен $\frac{\Delta E}{2k}$ (см. рис. 1.1).

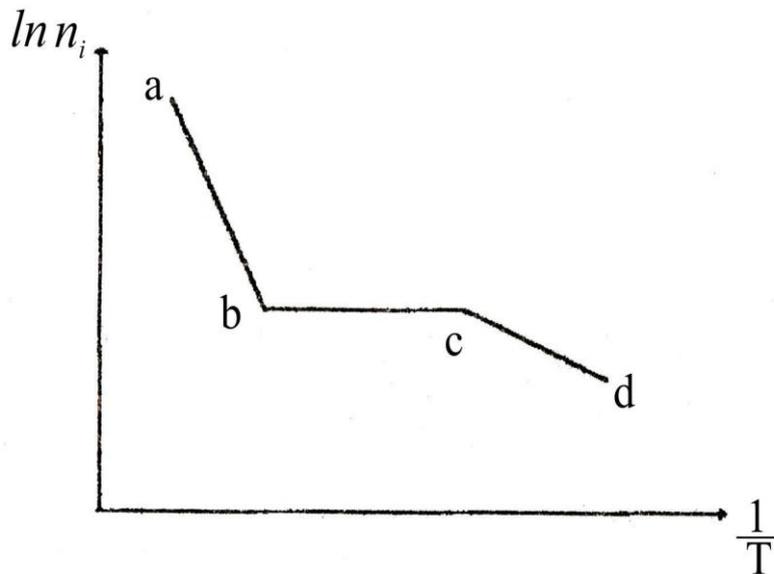


Рис. 1.1

В примесном полупроводнике (если примесь донорная) при низких температурах, когда $kT \ll \Delta E$, но энергия активации доноров $\Delta E_d < kT$, т. е. собственная проводимость еще не играет существенной роли, а вся проводимость обусловлена примесями, концентрация электронов в зоне проводимости определяется формулой

$$n = B \cdot e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}, \quad (1.3)$$

где $B = (2N_d)^{\frac{1}{2}} \frac{(2\pi m_n * kT)^{\frac{3}{4}}}{h^{\frac{3}{2}}}$, N_d – концентрация доноров.

В последнем выражении множитель B также слабо зависит от температуры по сравнению с экспоненциальным множителем. Поэтому, если прологарифмировать равенство (1.3) и построить графическую зависимость $\ln n$ от $\frac{1}{T}$, то получим участок прямой cd , тангенс угла наклона которого равен $\frac{\Delta E_d}{2k}$ (см. рис. 1.1).

В случае более высоких температур, когда $\Delta E_d \sim kT$, но концентрация примесей мала и $kT \ll \Delta E$ (собственная проводимость не наступила).

$$n = N_d, \quad (1.4)$$

т. е. все донорные примеси ионизованы, или, как говорят, истощены. Концентрация электронов в этой области температур будет постоянной и на рис. 1.1 будет представлен участком bc .

В случае дырочного полупроводника формулы аналогичны:

$$\rho = (2N_a)^{\frac{1}{2}} \frac{(2\pi m_p * kT)^{\frac{3}{2}}}{h^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{\Delta E_a}{2kT}}, \quad (1.3')$$

$$\rho = N_a. \quad (1.4')$$

Графическая зависимость $\frac{1}{T}$ будет аналогичной рис. 1.1.

Таким образом, в случае примесного полупроводника, если повышать температуру, концентрация носителей будет возрастать сначала за счет ионизации примеси (участок cd), затем оставаться постоянной (участок cb) и, наконец, при достижении температуры, когда $T > T_b$, концентрация носителей снова будет возрастать за счет ионизации собственных атомов полупроводника.

Зависимость подвижности носителей тока от температуры в атомных решетках (Ge, Si и др.) определяется в основном двумя видами рассеяния носителей.

1. Рассеянием на тепловых колебаниях атомов или ионов решетки
2. На ионизированных примесях.

При высоких температурах (выше 100°K) преимущественно наблюдается первый вид рассеяния, когда электронные волны рассеиваются на колебаниях решетки. Для подвижности носителей тока в этом случае теория дает следующую зависимость:

$$\mu_T \cdot aT^{-\frac{3}{2}} \quad (1.5)$$

При относительно низких температурах (ниже 100°K) эффективность теплового рассеяния, согласно (1.5), убывает и решающую роль начинает играть рассеяние на ионизированных примесях. В этом случае подвижность меняется по закону

$$\mu \sim bT^{\frac{3}{2}}. \quad (1.6)$$

Таким образом, зависимость подвижности от температуры в любом интервале температур может быть представлена в виде суммы двух слагаемых

$$\mu \sim aT^{-\frac{3}{2}} + bT^{\frac{3}{2}}, \quad (1.7)$$

где a и b – коэффициенты, не зависящие от температуры.

Графический вид зависимости (1.7) представлен на рис. 1.2.

Откуда видно, что кривая подвижности имеет максимум. Расположение этого максимума зависит от концентрации примесей. С увеличением концентрации примесей максимум смещается в сторону высоких температур. Для большинства полупроводниковых материалов максимум подвижности находится в области сравнительно низких температур (20–80°K).

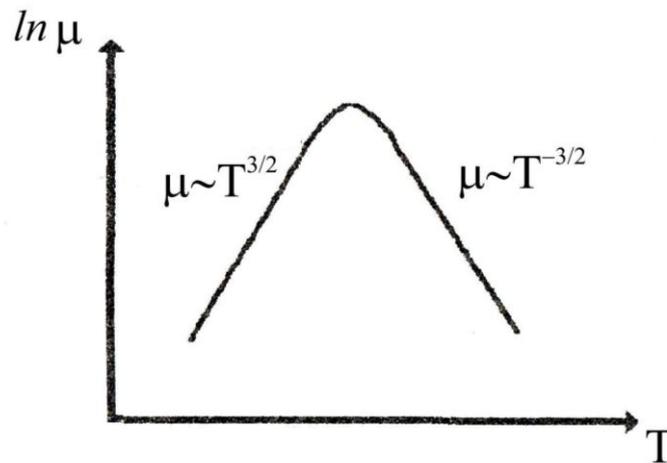


Рис. 1.2

Теперь, зная влияние температуры на концентрацию и подвижность носителей тока в отдельности, можно представить общий ход изменения электропроводности с температурой.

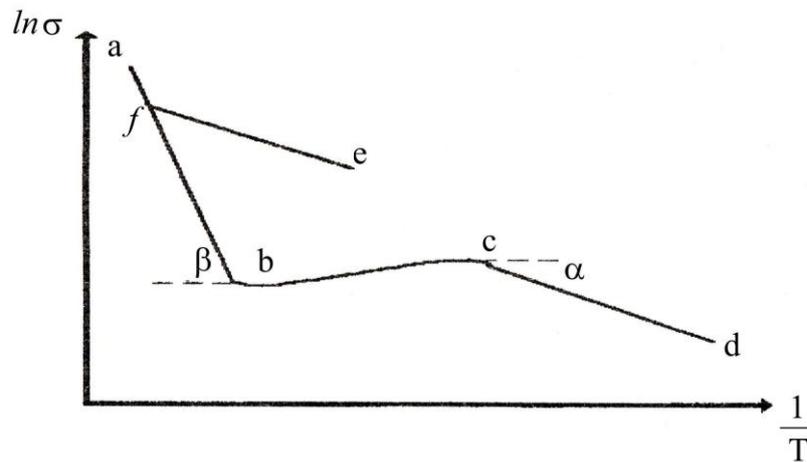


Рис. 1.3

Так как подвижность в полупроводниках изменяется с температурой по сравнительно слабому степенному закону, то общий вид кривой зависимости электропроводности от температуры имеет примерно тот же вид, что и для концентрации, данный на рис. 1.1, с той лишь разницей, что в области истощения примесных носителей тока температурный ход электропроводности

определяется температурным ходом подвижности. На рис. 1.3 дан примерный график зависимости электропроводности полупроводника от температуры.

Кривая *a-b-c-d* соответствует случаю, когда в области истощения основную роль играет тепловой механизм рассеяния и электропроводность снижается с повышением температуры за счет падения подвижности при практически постоянной концентрации носителей тока. Область температур, соответствующая участку *cd*, называется областью примесной проводимости, область *bc* – областью истощения, область *ab* – областью собственной проводимости.

С наступлением собственной проводимости электропроводность снова растет из-за увеличения концентрации носителей тока. Если в области истощения температурный ход подвижности определяется рассеянием на ионизированных примесях, когда подвижность растет с повышением температуры, то проводимость продолжает расти. Этому случаю соответствует кривая *e-f-a*.

Из графической зависимости электропроводности от температуры (рис. 1.3) можно определить ширину запрещенной зоны ΔE , которая в этом случае называется термической, и энергию активации примесей $\Delta E_{пр}$.

На основании выше приведенных формул электропроводность σ в общем виде выразится суммой проводимости основной решетки $\sigma_{осн}$ и проводимости, обусловленной примесями $\sigma_{пр}$:

$$\sigma = \sigma_{осн} + \sigma_{пр} = \sigma_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}} + \sigma_{о пр} e^{\frac{\Delta E_{пр}}{2kT}}. \quad (1.8)$$

Очевидно, при достаточно низких температурах ($\Delta E \gg kT$) (первым членом в формуле (1.8) можно пренебречь). Логарифмируя соотношение (1.8) для этого случая, получим

$$\ln \sigma = \ln \sigma_{о пр} e^{\frac{\Delta E_{пр}}{2kT}},$$

что соответствует участку *cd* кривой на рис. 1.3, угловым коэффициент которого

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E_{пр}}{2k}. \quad (1.9)$$

При достаточно высоких температурах в области собственной проводимости электропроводность σ будет определяться первым членом выражения (1.8). По углу наклона участка *ab*, соответствующего области собственной проводимости, аналогичным образом находим ширину запрещенной зоны ΔE :

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\Delta E}{2k}. \quad (1.10)$$

Описание экспериментальной установки

Схема установки для исследования температурной зависимости электропроводности приведена на рис. 1.4.

Образец прямоугольной формы в специальном держателе поглощается внутри печи. Температура образца измеряется термопарой, располагаемой в печи на уровне образца. Отсчет температуры производится по пирометрическому потенциометру.

Электропроводность образца измеряется двухзондовым методом (см. работу «Зондовые методы определения удельного сопротивления полупроводников» в книге ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ: Определение основных параметров полупроводниковых материалов).

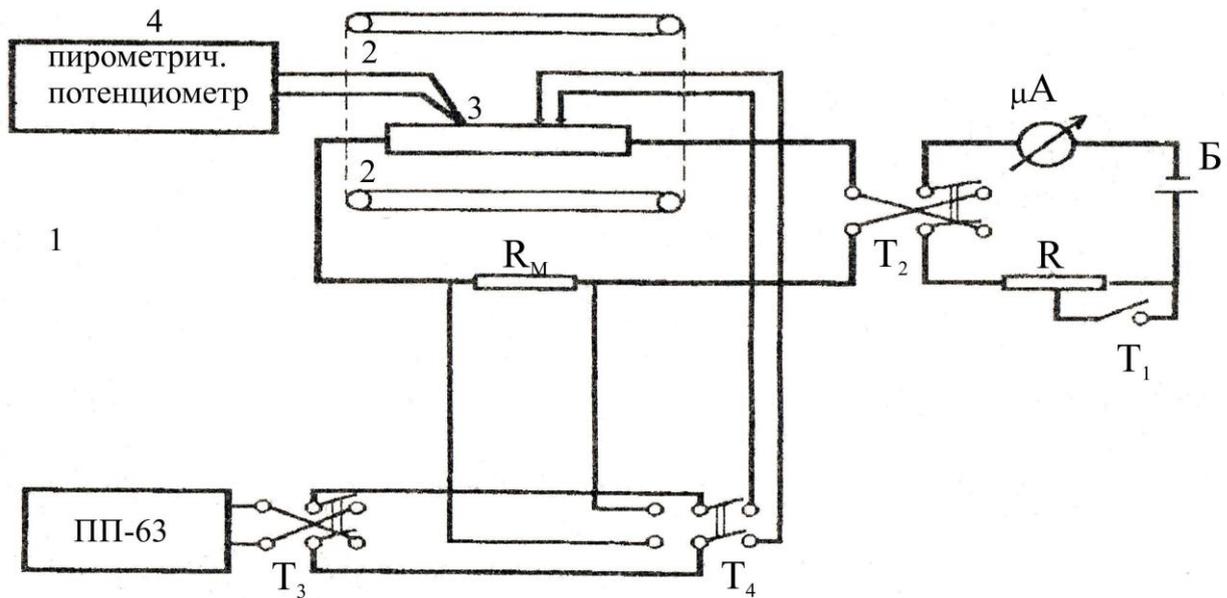


Рис. 1.4. Схема установки для исследования температурной зависимости электропроводности: 1 – образец, 2 – печь, 3 – термопара, 4 – пирометрический потенциометр

ЗАДАНИЕ

1. Исследовать зависимость проводимости образца от температуры в интервале от 20 до 150 °С.

2. Построить зависимость $\ln \sigma$ от $\frac{1}{T}$.

3. По наклону кривой $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ определить $\Delta E_{\text{пр}}$ и ΔE , энергию ионизации выразить в электронвольтах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шалимова К. В.* Физика полупроводников : учебник для вузов / К. В. Шалимова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1985 – 392 с.

2. *Павлов Л. П.* Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов : учебное пособие / Л. П. Павлов. – М. : Высшая школа, 1975. – 206 с.

Работа 2

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОЭДС ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы – ознакомиться с термоэлектрическими явлениями в полупроводниках, изучить методы измерения термоэдс, проанализировать изменение термоэдс германия в интервале температур, включающем переход от примесной проводимости к собственной.

Термоэлектрические явления в полупроводниках

Возможность прямого преобразования тепловой энергии в электрическую на основе эффектов в твердых телах позволяет найти термоэлектрическим явлениям широкое практическое применение: термоэлектрические генераторы и холодильники, измерители температуры, термопреобразователи для измерения электрических величин, микрокалориметры, термоэлектрические приемники излучения, термоэлектрические насосы, трансформаторы постоянного тока и др. (подробнее с этим вопросом можно ознакомиться по рекомендуемой литературе).

Термоэлектрическими явлениями называются эффекты возникновения в проводящих средах электродвижущих сил и электрических токов под действием тепловых потоков и эффекты возникновения теплот, дополнительных к джоулеву теплу, при протекании электрического тока.

Возникновение термоэдс в контуре, состоящем из двух или нескольких разнородных проводников, спаи которых находятся при разных температурах, носит название *эффекта Зеебека*. Для контура, составленного из двух различных однородных материалов А и В, называемого обычно термопарой (рис. 2.1), выражение для термоэдс может быть записано в виде

$$E = \alpha_{AB}(T_1 - T_2), \text{ где } \alpha_{AB} = \alpha_A - \alpha_B.$$

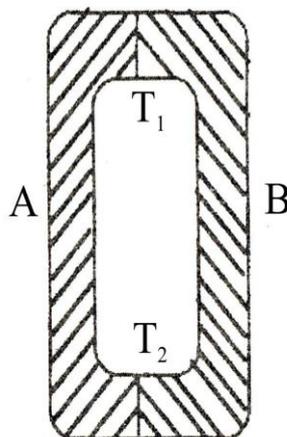


Рис. 2.1. Термоэлектрическая цепь из двух материалов

Величину α_{AB} называют удельной термоэлектродвижущей силой или относительным коэффициентом термоэдс (коэффициентом Зеебека) материала А по отношению к материалу В, а величина α_A и α_B – абсолютными коэффициентами термоэдс материалов А и В.

Причина возникновения термоэдс состоит в том, что средняя энергия носителей заряда (а в полупроводниках часто и их концентрация) с ростом температуры увеличивается. Вследствие этого градиент температуры вызывает диффузионный поток носителей, который в изотропной среде направлен вдоль вектора ∇T , а в анизотропном кристалле – под углом к этому вектору В разомкнутой цепи в стационарном состоянии (если отсутствуют условия для возникновения вихревых термоэлектрических токов) плотность тока в любой точке среды равна нулю. Это происходит потому, что перераспределение носителей заряда в среде приводит к появлению электрического поля, которое компенсирует поток носителей, пропорциональный ∇T ; при этом в цепи возникает термоэлектродвижущая сила.

Кинетическая теория явлений переноса, рассматривающая изменение функции распределения носителей при наличии внешних полей и градиентов температуры или концентраций, позволяет получить аналитические выражения для коэффициента термоэдс.

В металлах и вырожденных полупроводниках дифференциальная термоэдс как правило, меньше, чем в невырожденных полупроводниках. Для вырожденного электрического газа

$$\alpha = -\frac{\pi^2}{3} \left(r + \frac{3}{2}\right) \frac{k}{e} \cdot \frac{kT}{E_F}, \quad (2.1)$$

где r – показатель степени в зависимости времени релаксации от энергии, k – постоянная Больцмана, E_F – энергия Ферми. В выражении (2.1) множитель $\frac{kT}{E_F}$ принимает небольшие значения (при $T = 300$ К порядка $\sim 5 \cdot 10^{-3}$),

поэтому термоэдс металлов малы (1–10 мкВ/К).

В невырожденном полупроводнике со смешанной проводимостью, скалярной эффективной массой носителей и параболическим законом дисперсии коэффициент дифференциальной термоэдс определяется выражением:

$$\alpha = \frac{k}{e} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left\{ p\mu_p \left(r + \frac{5}{2} + \frac{\Delta E_0 - E_F}{kT} \right) - n\mu_n \left(r + \frac{5}{2} - \frac{-E_F}{kT} \right) \right\} =$$

$$= \frac{k}{e} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \cdot \left\{ p\mu_p \left(r + \frac{5}{2} + \ln \frac{2(2\pi m_p * kT)^{\frac{3}{2}}}{ph^3} \right) - \right.$$

$$-n\mu_n \left(r + \frac{5}{2} + \ln \frac{2(2\pi m_n^* kT)^{\frac{3}{2}}}{nh^3} \right), \quad (2.2)$$

где m_p^* , m_n^* – эффективные массы электронов и дырок; n , p – их концентрации, h – постоянная планка, ΔE_0 – ширина запрещенной зоны.

Для примесного электронного полупроводника выражение (2.2) дает:

$$\alpha = \frac{k}{e} \left\{ \left(r + \frac{5}{2} \right) + \ln \frac{2(2\pi m_n^* kT)^{\frac{3}{2}}}{nh^3} \right\}. \quad (2.3)$$

Для примесного дырочного полупроводника

$$\alpha = \frac{k}{e} \left\{ \left(r + \frac{5}{2} \right) + \ln \frac{2(2\pi m_p^* kT)^{\frac{3}{2}}}{ph^3} \right\}. \quad (2.4)$$

В области собственной проводимости $p = n = n_i$; $E_F \approx \frac{\Delta E_0}{2}$; $\frac{\mu_n}{\mu_p} = b$,

поэтому

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left(\frac{b-1}{b+1} \right) \left(r + \frac{5}{2} + \frac{\Delta E_0}{2kT} \right). \quad (2.5)$$

Значение величины $r + \frac{5}{2}$ для различных механизмов рассеяния изменяется в пределах от 2 до 4.

Проанализируем полученные выражения для α . Для примесных полупроводников термоэдс уменьшается с ростом содержания примеси. При нагревании примесного образца его термоэдс уменьшается по абсолютной величине, что объясняется термической генерацией носителей. При переходе в область собственной проводимости термоэдс дырочных образцов меняется знак с положительного на отрицательный (т.к. подвижность электронов в полупроводниках, как правило, выше подвижности дырок). В области собственной проводимости величина термоэдс не зависит от характера и величины примесной проводимости, которой обладали образцы при более низких температурах. Значение термоэдс в этой области определяется лишь шириной запрещенной зоны материала и соотношением подвижностей электронов и дырок. При этом величина α обратно пропорциональна температуре (рис. 2.2).

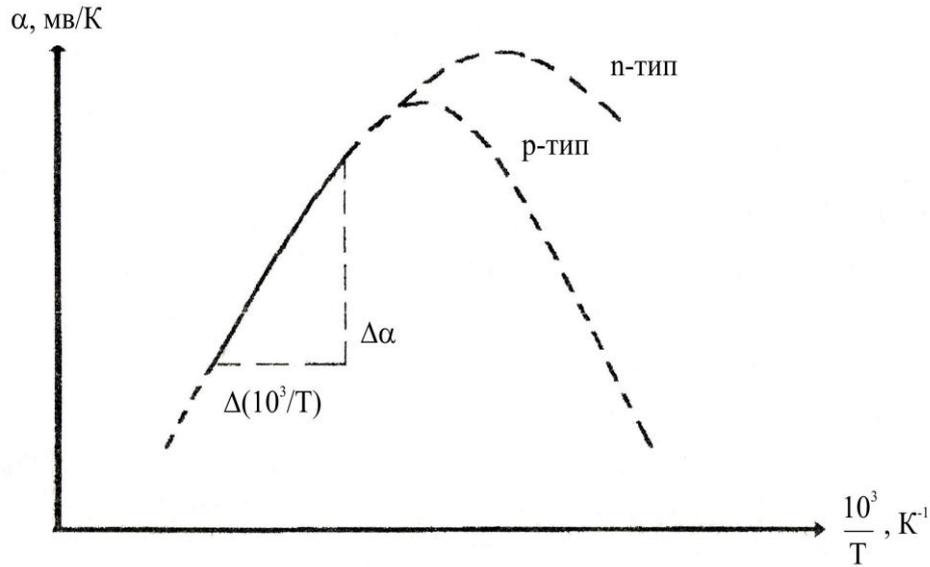


Рис. 2.2. Зависимость дифференциальной термоэдс от температуры

На основании формулы (2.5) можно получить уравнение для отношения подвижностей в области проводимости в виде

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{\frac{\Delta E_0}{2e} - \frac{d\alpha}{d(10^3/T)}}{\frac{\Delta E_0}{2e} + \frac{d\alpha}{d(10^3/T)}}.$$

Если подставить α мВ/К и ΔE_0 в эВ и заменить производные отношением конечных приращений, получим:

$$b = \frac{\frac{\Delta E_0}{2e} - \frac{\Delta\alpha}{\Delta(\frac{10^3}{T})}}{\frac{\Delta E_0}{2e} + \frac{\Delta\alpha}{\Delta(\frac{10^3}{T})}}. \quad (2.6)$$

Для полупроводников с большим отношением подвижностей справедлива следующая формула:

$$\Delta E_0 \approx -2|e| \frac{d\alpha}{d(\frac{1}{T})}. \quad (2.7)$$

При низких температурах в чистом веществе существенный вклад в эффект Зеебека вносит увлечение носителей тока фононами. Если преобладающим механизмом релаксации является рассеяние акустическими фононами, то фононная часть термоэдс изменяется по закону $T^{-\frac{7}{2}}$ и быстро возрастает при снижении температуры.

Рассмотренные энергетические соотношения для термоэдс полупроводников хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными для германия как при высоких, так и при низких температурах (рис. 2.3).

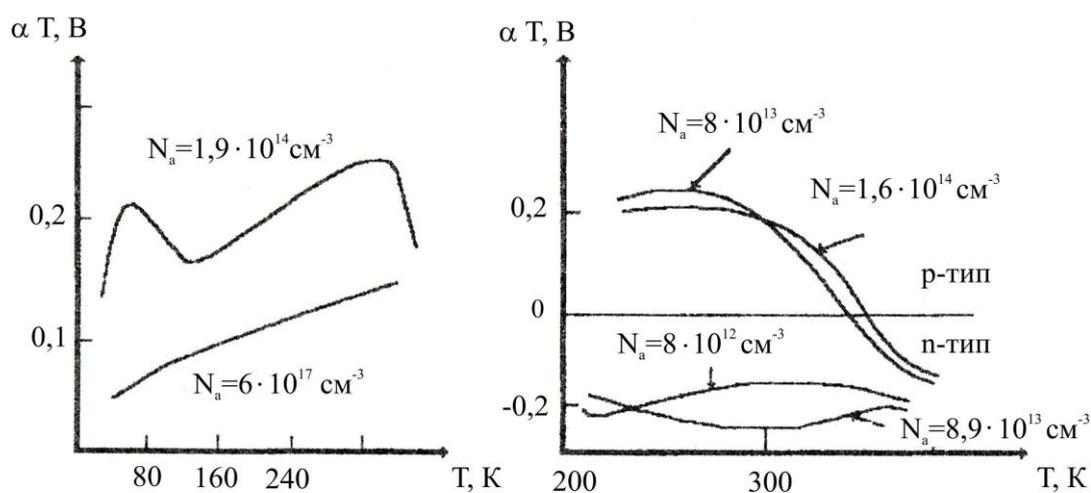


Рис. 2.3. Термоэдс германия при низких и высоких температурах

Однако ряд экспериментальных исследований температурной зависимости термоэдс полупроводниковых материалов не удается интерпретировать в рамках описанных теоретических закономерностей.

В анизотропной среде коэффициент термоэдс, вообще говоря, является анизотропным и описывается тензором α_{ik} . Анизотропия термоэдс может возникать при одном типе носителей тока и нескольких механизмах рассеяния с анизотропным временем релаксации, при одном механизме рассеяния и двух или нескольких типах носителей тока, где, по крайней мере, один тип обладает анизотропией подвижности, и при увлечении электронов фононами.

Анизотропия термоэдс может возникать и при наличии непараболической и различной для разных направлений зависимости энергии носителей тока от их квазиимпульса. Анизотропия термоэдс обычно характеризуется разностью между выбранными компонентами тензора термоэдс $\Delta\alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}$, где α_{\parallel} и α_{\perp} – коэффициенты термоэдс вдоль главных кристал-

лографических осей Этот параметр важен при разработке анизотропных термоэлементов.

Кроме эффекта Зеебека к термоэлектрическим явлениям относятся эффекты Пельтье, Томсона, Бенедикса, Бриджмена, ознакомиться с которыми предлагается по рекомендованной литературе.

Методы измерения термоэдс

Если обозначить через E э.д.с., возникающую между двумя точками образца при разности температур в них ΔT , то коэффициент термоэдс можно представить в виде $\alpha = \frac{E}{\Delta T}$.

Следовательно, измерение коэффициента термоэдс сводится к измерению э.д.с. и разности температур на образце. Наиболее широко применяется стандартный метод измерения термоэдс на образцах правильной геометрической формы. Так как величина α является функцией температуры, то перепад ΔT обычно выбирается небольшим, порядка 10–15 К; α при этом относится к средней температуре образца. Для измерения температур удобнее всего использовать термопары, рабочие спаи которых располагают в двух достаточно удаленных друг от друга точках образца, находящихся на одной линии теплового потока, создаваемого в образце нагревателем и холодильником. E э.д.с. измеряется в этих же двух точках или в других, расположенных с ними на линиях равной температуры (рис. 2.4).

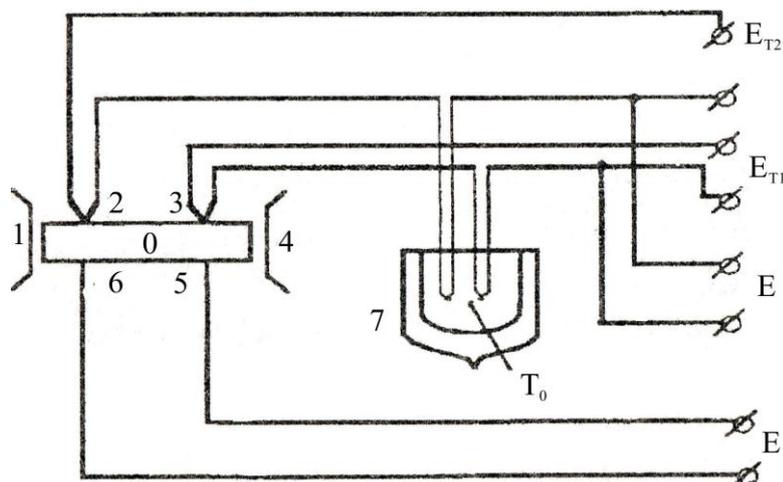


Рис. 2.4. Определение термоэдс в стационарных температурных условиях:
 0 – образец, 1 – нагреватель, 2, 3 – термопары, 4 – холодильник,
 5, 6 – электроды, 7 – термостат для холодных спаев термопар

Для снижения погрешности измерений сводится к минимуму отвод тепла по ветвям термопар, применяется потенциометрический метод изме-

рения э.д.с. В полупроводниковых материалах α обычно меняется в пределах 10–1000 мкВ/К. Поэтому величина E составляет несколько мВ, если $\Delta T = 10$ К.

Точность измерения перепада температуры на образце с помощью термопар определяется не только точностью их градуировки, но и тем, как термопары подсоединены к образцу. Основные источники ошибок - тепловое сопротивление между термопарой и образцом и теплоотвод по термопарным проводам – особенно сказываются при высокой средней температуре образца.

Погрешность измерения коэффициента термоэдс обычно составляет 2–5 %.

ЗАДАНИЕ

1. Измерить температурную зависимость термоэдс образца германия в области температур 20–200 °С (не менее 10 значений). Считать термоэдс термопары медь – константан в этом интервале температур постоянной и равной 42 мкВ/К.

2. Определить по знаку термоэдс тип примесной проводимости образца германия.

3. Построить и объяснить график зависимости α (T_{cp}). На этом же графике нанести расчетную зависимость α (T), полученную по формуле (5).

4. По графику α ($10^3 / T$) и формулам (5)–(7) определить ΔE_0 .

5. Определить концентрацию носителей тока в образце при комнатной температуре (формулы (3)–(4)).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сущность эффектов Зеебека, Пельтье, Томсона.
2. Различие в величине термоэдс полупроводников и металлов.
3. Причина возникновения анизотропии термоэдс
4. Различие в температурной зависимости термоэдс полупроводников р- и п- типа.
5. Экспериментальные методы измерения термоэдс.
6. Источники погрешностей при измерении термоэдс
7. Практическое применение термоэлектрических явлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шалимова К. В. Физика полупроводников : учебник для вузов / К. В. Шалимова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.

2. Бонч-Бруевич В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М. : Наука, 1977. – 678 с.

3. *Анатычук Л. И.* Термоэлементы и термоэлектрические устройства : справочник / Л. И. Анатычук. – Киев : Наукова думка, 1979. – 768 с.

4. Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей. – М. : Наука, 1974. – 167 с.

5. *Баранский П. И.* Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках / П. И. Баранский, И. С. Буда, И. В. Даховский. – Киев : Наукова думка, 1987. – 272 с.

Работа 3

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ, КОНЦЕНТРАЦИИ, ПОДВИЖНОСТИ И ЗНАКА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы – определение основных параметров полупроводниковых материалов на основании измерений эффекта Холла и удельного сопротивления. Измерения проводятся на постоянном токе в постоянном магнитном поле.

Эффект Холла

Эффект Холла представляет собой один из гальваномагнитных эффектов, наблюдающихся в веществе при совместном действии электрического и магнитного полей.

Пусть полупроводник имеет вид параллелепипеда сечением db . Электрическое поле направлено вдоль оси $Y(\vec{E}_y)$, а магнитное поле – вдоль оси $Z(\vec{B}_z)$ (рис. 3.1). Под действием электрического поля носители заряда получают скорость направленного движения по полю для дырок и против поля для электронов.

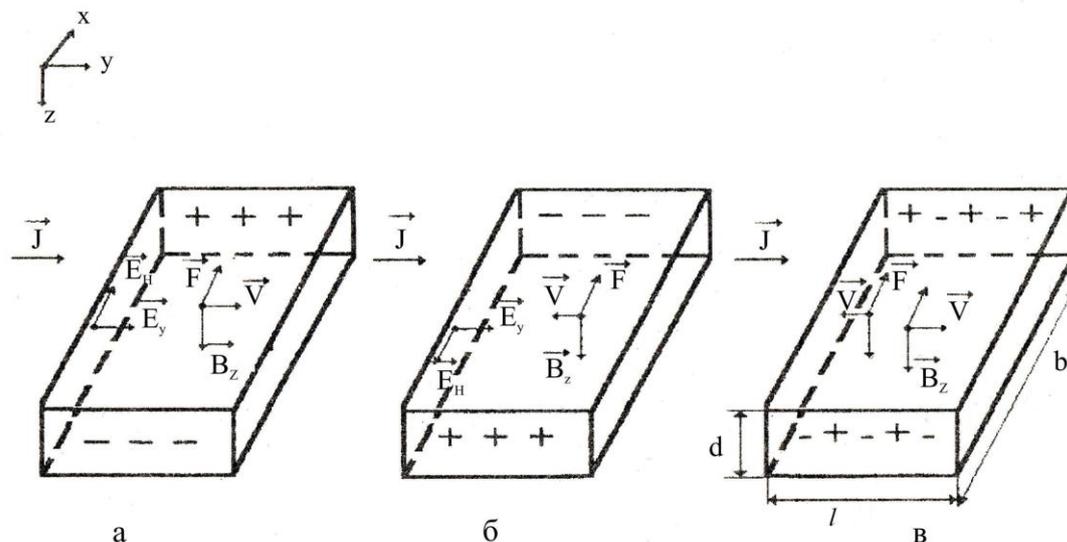


Рис. 3.1. Схема возникновения эффекта Холла в полупроводниках с проводимостью: а) дырочной, б) электронной, в) смешанной

Если носители заряда – дырки (рис. 3.1, а), то под действием магнитного поля они будут отклоняться на левую грань образца и на ней накопится положительный электрический заряд, а на противоположной грани остается нескомпенсированный отрицательный заряд.

Если носителями заряда являются электроны (рис. 3.1, б), то под действием магнитного поля они будут также отклоняться на левую грань и накапливаться там, создавая отрицательный заряд, а на противоположной грани будет оставаться нескомпенсированный положительный заряд.

Сила Лоренца \vec{F} , действующая на движущуюся дырку или электрон, определяется только направлением полей \vec{E} и \vec{B} или плотностью тока \vec{j} и \vec{B} .

Если в переносе электрического тока участвуют и электроны и дырки (рис 3.1, в), то картина значительно усложняется. Если и подвижности, и концентрации электронов и дырок одинаковы, то за счет взаимной компенсации электронов и дырок у боковых граней пластинки суммарный заряд будет равен нулю. В противном случае происходит частичная взаимная компенсация, и на гранях накапливаются заряды противоположных знаков. Если противоположные грани полупроводникового образца заряжаются, то возникает поперечное по отношению к \vec{E}_y и \vec{B}_z электрическое поле \vec{E}_H и соответствующая разность потенциалов (ЭДС) U_H , которые называются соответственно полем Холла и эдс Холла. Направлением поля Холла \vec{E}_H зависит от знака носителей заряда (см. рис. 1, а, б).

Численное значение эдс Холла для случая примесной проводимости можно получить, исходя из следующих соображений. Процесс накопления электрического заряда на боковых гранях будет продолжаться до тех пор, пока возникающая при этом сила электрического поля Холла $q_0\vec{E}_H$ уравновесит силу Лоренца $\vec{F} = q_0[\vec{V} \cdot \vec{B}_z]$.

$$q_0\vec{E}_H = q_0[\vec{V} \cdot \vec{B}_z], \quad (3.1)$$

отсюда получаем для поля Холла выражение

$$\vec{E}_H = [\vec{V} \cdot \vec{B}_z]. \quad (3.2)$$

Учитывая, что $\vec{V} = \mu_n \vec{E}_y$, а $U_H = E_H \cdot b$, для эдс Холла в одном магнитном поле \vec{B} получим выражение

$$U_H = \mu_n E_y B_z b, \quad (3.3)$$

где q_0 – заряд частицы; μ_n – холловская подвижность, вообще говоря отличается от дрейфовой подвижности μ , которая рассматривается в отсутствии магнитного поля и связана с ней соотношением

$$\mu_n = r\mu,$$

где r – холл фактор, о котором будет сказано ниже.

Выражая дрейфовую подвижность носителей заряда через плотность тока j

$$\mu = \frac{j}{q_0 n E_y}$$

и учитывая, что

$$j = \frac{I}{d \cdot b},$$

получим выражение для эдс Холла в виде

$$U_H = \frac{r}{q_0 n} \cdot \frac{IB}{d}, \quad (3.4)$$

где d – толщина образца в направлении магнитного поля; n – концентрация носителей заряда; I – ток через образец.

Обозначив

$$\frac{r}{q_0 n} = R, \quad (3.5)$$

получим для эдс Холла выражение

$$U_H = R \frac{IB}{d}. \quad (3.6)$$

Коэффициент пропорциональности R называется постоянной или коэффициентом Холла.

Если при измерении входящих в формулу (6) величин использовать единицы измерения СИ (вольт, ампер, метр и тесла), то коэффициент Холла будет иметь размерность $[м^3 Кл]$. Однако на практике чаще магнитную индукцию измеряют в гауссах ($1 Тл = 10^4$ Гс), а длину в сантиметрах. В этом случае получим

$$R [см^3 / Кл] = 10^8 \frac{U_H d}{IB}. \quad (3.7)$$

Множитель r изменяется в пределах от 1 до 2 в зависимости от преобладающего механизма рассеяния, от степени вырождения носителей заряда, а также от величины магнитного поля. В слабых магнитных полях ($\mu_n \ll 1$) μ_n , если основным механизмом рассеяния является рассеяние на тепловых колебаниях решетки, $r = 3\pi / 8 \approx 1,17$. При рассеянии на ионах примеси $r = 315\pi / 512 \approx 1,93$, в вырожденных полупроводниках и металлах, в которых можно не учитывать распределение электронов или дырок, участвующих в электропроводности, по скоростям $r = 1$. В сильных маг-

нитных полях ($\mu_n \gg 1$) $r = 1$ независимо от механизма рассеяния импульса носителей заряда.

При строгом расчете с учетом распределения скоростей носителей заряда по закону Максвелла в случае смешанной электропроводности для невырожденных полупроводников в слабом магнитном поле коэффициент Холла

$$R = \frac{r}{q_0} \cdot \frac{\mu_p^2 P - \mu_n^2 n}{(\mu_p P + \mu_n n)^2} = \frac{r}{q_0} \cdot \frac{p - nc^2}{(p + nc)^2}, \quad (3.8)$$

где $c = \mu_n / \mu_p$. Из (3.8) видно, что в этом постоянная Холла может быть как положительна, так и отрицательна в зависимости от соотношения между концентрациями и подвижностями частиц обоих типов. В частности, если $P = nc^2$, постоянная Холла обращается в нуль. Легко видеть также, что в случае примесной проводимости, когда $n \gg P$ или $p \gg n$, формула (3.8) примет вид

$$R = -\frac{r}{q_0 n} \quad (n\text{-тип}) \quad (3.9)$$

$$R = \frac{r}{q_0 n} \quad (p\text{-тип}) \quad (3.10)$$

В случае собственного полупроводника, когда $n = p = n_i$ и $\mu_p = \mu_n$, постоянная Холла равна нулю. Если же $\mu_p \neq \mu_n$, то

$$R = \frac{r}{q_0 n_i} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} = \frac{r}{q_0 n_i} \cdot \frac{1 - c}{1 + c}. \quad (3.11)$$

Согласно выражению (3.11) в области собственной проводимости знак эдс Холла соответствует знаку носителей, подвижность которых больше, т. е. знаку электронов, так как обычно $\mu_p < \mu_n$ ($c > 1$).

В сильных магнитных полях также имеются соответствующие выражения для постоянной Холла, отличные от формул (3.8–3.11).

Факторы, влияющие на погрешность измерения эффекта Холла

При измерении эффекта Холла (рис. 3.2) возникает ряд сопутствующих физических явлений, которые могут послужить источниками неконтролируемых систематических и случайных погрешностей, искажающих результат измерения.

К таким явлениям относятся эффект Эттингсгаузена, поперечный эффект Нернста – Эттингсгаузена и эффект Риги – Ледюка. С механизмом этих явлений следует ознакомиться по рекомендуемой литературе. Все они приводят в конечном итоге к появлению дополнительных разностей потен-

циалов на холловских зондах 1 и 3, которые обозначаются соответственно U_E , U_{NE} , U_R . Кроме того, холловские зонды 1 и 3 практически очень трудно установить строго друг против друга. В результате при прохождении тока I всегда будет возникать дополнительная разность потенциалов U_{RI} .

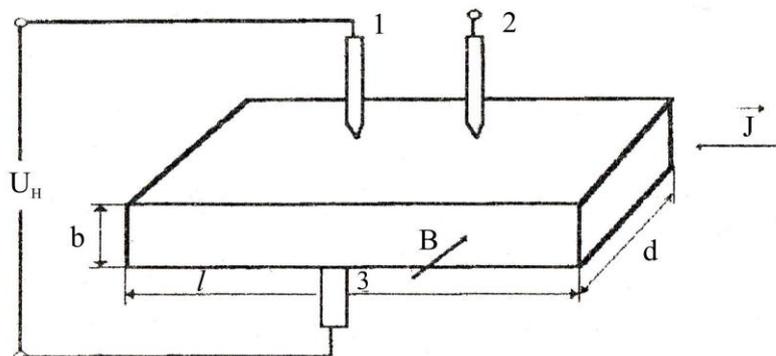


Рис. 3.2. Измерение эффекта Холла

Важно иметь в виду, что знак U_E зависит от направления магнитного поля B и тока I так же, как и знак холловского напряжения U_H . Знаки U_{NE} и U_{RI} зависят от полярности магнитного поля и не зависят от направления тока. Полярность же U_{RI} зависит от направления тока и не зависит от магнитного поля. Проводя измерения при различных направлениях тока и магнитного поля, будем иметь

$$\begin{aligned}
 B^+, I^+ : U &= U_H + U_E + U_{NE} + U_{RL} + U_{RI} \\
 B^+, I^- : U &= -U_H - U_E + U_{NE} + U_{RL} - U_{RI} \\
 B^-, I^+ : U &= -U_H - U_E - U_{NE} - U_{RL} + U_{RI}.
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

Отсюда

$$U_H + U_E = (U_1 - U_2 + U_3 - U_4) / 4.
 \tag{3.13}$$

Из (3.13) следует, что разделить эдс эффектов Холла и Эттингсгаузена при измерениях на постоянном токе и в постоянном магнитном поле невозможно. В германии, например, значение U_E равно примерно 5 % от величины U_H .

Кроме рассмотренных термо- и гальвано-магнитных явлений на систематическую погрешность измерений влияют и ряд других факторов.

Токовые электроды, нанесенные на торцевые грани образца, шунтируют холловское напряжение. Для уменьшения этого необходимо зонды 1 и 3 размещать в центре образца и выполнять условие $l / b \geq 5$.

Простая линейная связь постоянной Холла с измеряемыми величинами I , B , U_H (см. (3.8)) имеет место только в случае слабых магнитных по-

лей, удовлетворяющих условию $\mu_n B \ll 1$. Для кремния и германия это условие выполняется в полях с индукцией не более 1 Тл. В полупроводниках с более высокой подвижностью, например, в InSb это условие выполняется при $B < 0,3$ Тл.

Кроме того на процесс измерения может оказывать влияние фотопроводимость и фото-эдс, возникающие при освещении образца, инжекция неосновных носителей через контакты и ряд других эффектов, подробно ознакомиться с которыми можно по рекомендуемой литературе.

Определение основных параметров полупроводниковых материалов по измерению эффекта Холла

Согласно формулам (3.9) и (3.10) у электронных полупроводников коэффициент Холла R отрицателен, у дырочных – положителен. Определив знак R по знаку эдс Холла, можно найти тем самым знак носителей заряда, или тип проводимости полупроводника, в области примесной электропроводности.

Измерив величины U_H, d, I, B , входящие в формулу (3.7), можно вычислить коэффициент Холла R , зная R , можно найти из выражения (3.9) и (3.10) концентрацию свободных электронов или дырок в исследуемом примесном полупроводнике в области примесной проводимости.

Измеряя, кроме того, удельную электропроводность примесного полупроводника ($\sigma = \mu_n =$) ($\sigma = q_0 \mu n$), можно найти холловскую подвижность носителей заряда.

$$r\mu = \mu_H = |R|\sigma. \quad (3.14)$$

Как следует из (3.8), в том случае, когда полупроводник содержит два типа носителей, определить отдельно их концентрацию и подвижность с помощью только эффекта Холла невозможно.

Важные результаты дает исследование зависимости постоянной Холла от температуры. На основании формулы (3.11) и выражения для собственной концентрации носителей заряда

$$n_i = (N_C N_V)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (3.15)$$

коэффициент Холла в области собственной электропроводности

$$R = \frac{r}{q_0} \cdot \frac{1-c}{1+c} (N_C N_V)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (3.16)$$

где N_C и N_V – эффективные плотности состояний в свободной и валентной зонах соответственно; ΔE – ширина запрещенной зоны; k – постоянная Больцмана.

Предполагая частное $\frac{1-c}{1+c}$ независимым от температуры, что практически выполняется в большинстве случаев, ширину запрещенной зоны можно определить по измерениям температурной зависимости постоянной Холла.

Учитывая, что величина $(N_C N_V)^{\frac{1}{2}}$ пропорциональна $T^{\frac{3}{2}}$, величина ΔE при $T = 0$, т. е. ΔE_0 равна

$$\Delta E_0 [\text{эВ}] = 0,397 \frac{\Delta \lg \left| RT^{\frac{3}{2}} \right|}{\Delta \left(\frac{1000}{T} \right)} = 0,172 \frac{\Delta \lg \left| RT^{\frac{3}{2}} \right|}{\Delta \left(\frac{1000}{T} \right)}. \quad (3.17)$$

В области примесной проводимости, аналогично учитывая соответствующие формулы, легко получить, что энергия ионизации донорных или акцепторных уровней $\Delta E_{\text{пр}}$ определяется тангенсом угла наклона функции $\lg RT^{\frac{3}{2}}$ в зависимости от обратной температуры

$$\Delta E_0 [\text{эВ}] = 0,172 \frac{\Delta \lg \left| RT^{\frac{3}{2}} \right|}{\Delta \left(\frac{1000}{T} \right)}. \quad (3.18)$$

На рис. 3.3 показаны зависимости постоянной Холла от температуры для кристаллов германия с примесью мышьяка. В области высоких температур (собственная проводимость) постоянная Холла очень сильно зависит от температуры, определяется формулой (3.11) и отрицательна, так как для германия $c > 1$.

В области более низких температур кривые зависимостей существенно зависят от концентрации примеси. В этом случае практически имеется один тип носителей заряда (электроны) и постоянная Холла выражается формулой (3.9), причем также $R < 0$.

Ранее отмечалось, что в случае смешанной проводимости постоянная Холла может обращаться в нуль. На рис. 3.4 показаны температурные зависимости постоянной Холла для соединения InSb.

В области примесной проводимости $p > nc^2$ и согласно формуле (3.8), $R > 0$. При повышении температуры концентрация электронов n увеличивается и при температуре инверсии $T_{\text{ин}} = p > nc^2$. Постоянная Холла обра-

щается в нуль. При дальнейшем повышении температуры постоянная Холла изменяет знак. В данном $c \approx 100$ и поэтому изменение знака R наблюдается в материале p -типа.

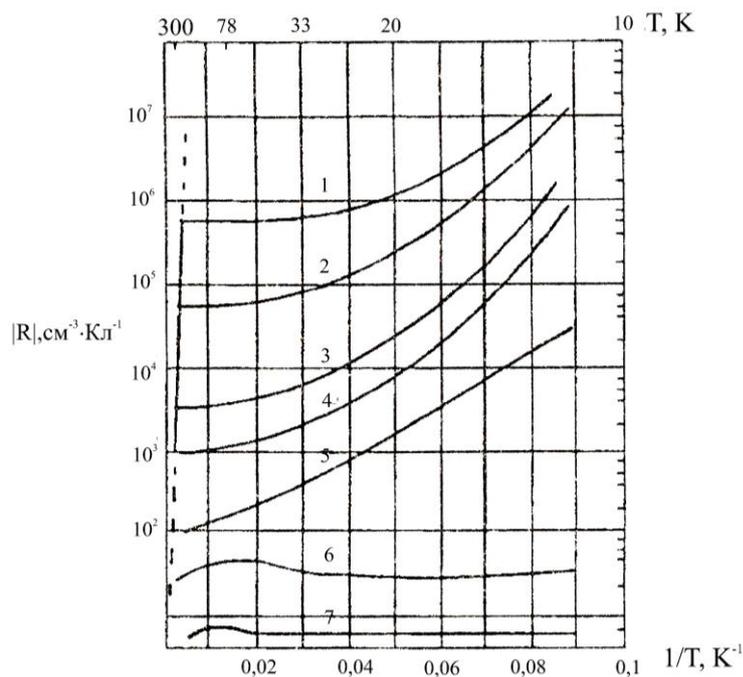


Рис. 3.3. Зависимость постоянной Холла от температуры для германия с примесью мышьяка. Концентрация примеси возрастает от 1 к 7 кристаллу

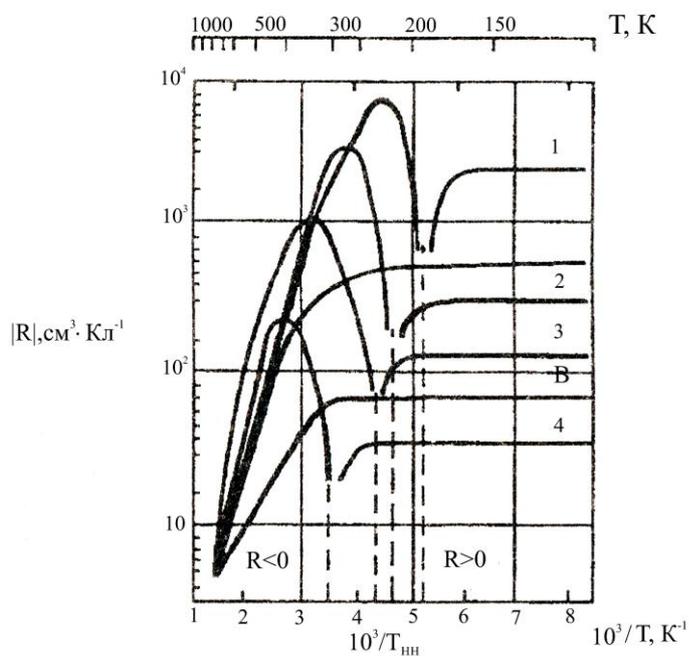


Рис. 3.4. Зависимость постоянной Холла от температуры JnSb для 1, 2, 3, 4 (конструкция примеси возрастает от 1 к 4) p -тип; A, B, n -тип

На подобных особенностях температурной зависимости постоянной Холла основан метод экспериментального определения величины $c = \mu_n / \mu_p$ в полупроводниках.

ЗАДАНИЕ

1. Снять зависимость постоянной Холла от температуры в интервале от комнатной до 120 °С. Измерения провести не менее чем при 8 значениях температуры.

2. При комнатной температуре измерить двухзондовым методом удельное сопротивление ρ образца

$$\rho = \frac{U \cdot S}{I \cdot l},$$

где U – падение напряжения между зондами; $S = bd$ – сечение образца; l – расстояние между зондами.

Рассчитать удельную электропроводность σ образца.

3. Так как в работе при определении постоянной Холла R по формуле (3.7) величины I , d , V заданы и фиксированы, будем относить процесс нахождения R к прямым измерениям. Провести математическую обработку результатов эксперимента по следующему плану.

– Определить зависимость постоянной Холла от температуры в области собственной проводимости формулой (сравни с данными, получаемыми по формуле (3.16))

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

где величину R_0 считают не зависящей от температуры.

Используя метод наименьших квадратов, найти оптимальную оценку ΔE ширины запрещенной зоны ΔE образца для модели $y = ax + b$. В этой

модели $y = \ln R$, $x = T^{-1}$, $a = \frac{\Delta E}{2k}$, $b = \ln R_0$.

– Вычислить оценки параметров \hat{a} и \hat{b} по формуле

$$\hat{a} = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_i (x_i - \bar{x})^2}, \quad \hat{b} = \bar{y} - \hat{a}\bar{x},$$

где $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum x_i$; $\bar{y} = \frac{1}{n} \sum y_i$.

– Рассчитать выборочные дисперсии S_a^2 и S_b^2 оценок параметров \hat{a} и \hat{b} .

$$S_a^2 = \frac{S_0^2}{\sum_i x_i^2 - n\bar{x}^2}; \quad S_b^2 = \frac{S_a^2 \sum_i x_i^2}{n},$$

где S_0^2 – остаточная дисперсия или дисперсия адекватности модели, характеризующая меру отклонения расчетных значений \hat{y}_i от реальных экспериментальных результатов y_i

$$S_0^2 = \frac{\sum (y_i - \hat{y}_i)^2}{n-2} = \frac{\sum (y_i - \hat{a}x_i - \hat{b})^2}{n-2}.$$

– Вычислить оценку ширины запрещенной зоны ΔE :

$$\Delta E = 2k\hat{a} \quad (k = 0,86 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эВ}}{\text{К}}).$$

Определить доверительные границы для значений оценок \hat{a} и $\Delta \hat{E}$ при выбранной доверительной вероятности $P = 0,95$:

$$\varepsilon(\hat{a})t_{pf}S_a; \quad \varepsilon(\Delta \hat{E}) = 2k\varepsilon(\hat{a}),$$

где t_{pf} – коэффициент Стьюдента с доверительной вероятностью P и числом степеней свободы f . Его значение берется из специальных таблиц. Окончательный результат записывается в виде

$$\Delta E = \Delta \hat{E} \pm \varepsilon(\Delta \hat{E})\text{эВ}, \quad P = 0,95.$$

4. В координатах $(\ln R - \frac{10^3}{T})$ нанести экспериментальные значения постоянной Холла. На этом же графике провести теоретическую прямую, параметры которой были получены в предыдущем пункте.
5. Вычислить концентрацию и подвижность носителей заряда при комнатной температуре.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Объясните явление и знак эдс Холла в зависимости от типа носителей заряда в полупроводнике.
2. Какие физические свойства полупроводников влияют на значение эдс Холла?
3. Поясните суть физических явлений, возникающих наряду с эффектом Холла.
4. Какую физическую информацию можно получить при исследовании эффекта Холла в полупроводниках?
5. Объясните температурную зависимость постоянной Холла в полупроводниках?

6. Объясните различие в температурных зависимостях постоянной Холла в полупроводниках и металлах?
7. При каких условиях может наблюдаться инверсия знака постоянной Холла в полупроводнике n-типа?
8. Какие факторы влияют на точность измерения эффекта Холла.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бонч-Бруевич В. Л.* Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М. : Наука, 1977. – С. 13–48.
2. *Кучис Е. В.* Методы исследования Эффекта Холла / Е. В. Кучис. – М. : Сов. радио, 1974. – 328 с.
3. *Павлов Л. П.* Методы измерения параметров полупроводниковых материалов / Л. П. Павлов. – М. : Высшая школа, 1987. – С. 45–81.
4. *Батавин В. В.* Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур / В. В. Батавин, Ю. А. Концевой, Ю. В. Федорович. – М. : Радио и связь, 1985. – С. 62–76.

Работа 4

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель работы – изучение магниторезистивного эффекта и определение подвижности носителей тока в полупроводнике.

Магниторезистивный эффект и подвижность носителей

Магниторезистивный эффект проявляется в изменении сопротивления полупроводника под действием магнитного поля. При наличии в образце продольного тока и поперечного магнитного поля возникающее поперечное Холловское поле препятствует отклонению магнитным полем только носителей со средней дрейфовой скоростью $V_{\text{ср}}$. Носители, скорость которых будет отличаться от средней, будут двигаться по искривленной траектории. Следовательно, при неизменной длине свободного пробега x его эффективная длина $\lambda_{\text{эф}}$ в направлении электрического тока J_x уменьшается (рис. 4.1).

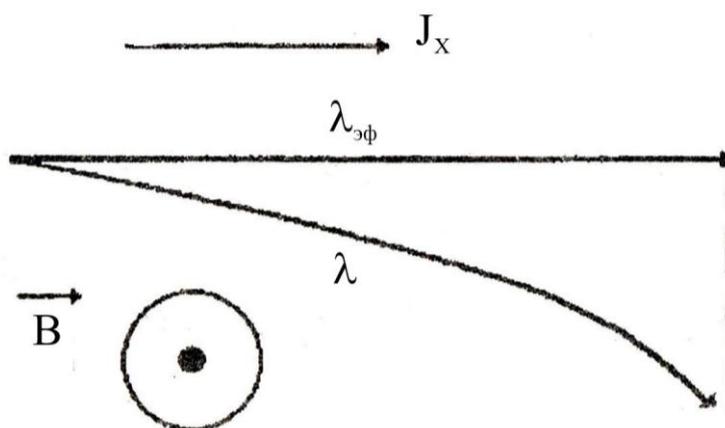


Рис. 4.1. Уменьшение эффективной длины свободного пробега частицы при закручивании в магнитном поле

Так как подвижность носителей тока $\mu_n(\mu_p)$ пропорциональна $\lambda_{\text{эф}}$, а проводимость σ пропорциональна μ_n , то уменьшение $\lambda_{\text{эф}}$ приводит к уменьшению σ . В случае примесной проводимости и слабого магнитного поля ($\mu^2 B^2 \ll 1$) при рассеянии на фононах относительное изменение сопротивления полупроводника n -типа определяется следующим выражением, если направление вектора индукции магнитного поля перпендикулярно направлению тока:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{9\pi}{64} (4 - \pi)(\mu_n \cdot B)^2. \quad (4.1)$$

В случае смешанной проводимости, с учетом дырочной составляющей плотности тока, относительное изменение сопротивления образца определяется следующим выражением.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{9\pi}{16} \cdot \frac{e}{\sigma} \left[(n\mu_n^3 + p\mu_p^3) - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{(n\mu_n^2 + p\mu_p^2)^2}{n\mu_n + p\mu_p} \right] B^2. \quad (4.2)$$

Поворачивая образец в магнитном поле и измеряя $\frac{\Delta\rho}{\rho}$, можно получить важные сведения о параметрах зонной структуры полупроводника.

Факторы, влияющие на измерение магниторезистивного эффекта

Изменение сопротивления полупроводниковой пластины в магнитном поле существенно зависит от ее конфигурации (отношение длины к ширине). Возникающее в результате эффекта Холла поперечное электрическое поле препятствует изменению траектории носителей заряда под действием магнитного поля и снижает таким образом эффект магнитосопротивления. Поэтому для достижения наибольшего изменения сопротивления в магнитном поле, следует проводить измерения на коротких широких образцах с омическими контактами на длинных сторонах, шунтирующих ЭДС Холла в результате протекания по ним Холловского тока.

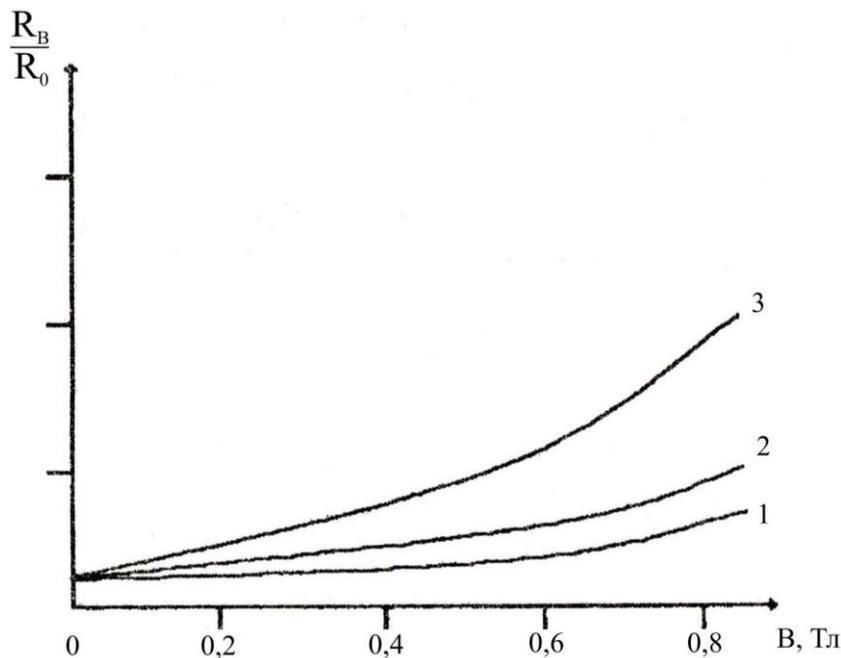


Рис. 4.2. Магниторезистивный эффект при отношении длины к ширине: 1-2; 2-1, 3-0,5

На рис. 4.2 приведена зависимость магниторезистивного эффекта от отношения длины образца к его ширине. Оптимальной конструкцией является диск Корбино, у которого один контакт расположен в центре круговой пластины, а другой – по ее окружности. В таком образце ток протекает в радиальных направлениях, а э.д.с Холла полностью отсутствует.

Согласно формуле (4.1) изменение сопротивления в магнитном поле зависит от подвижности носителей тока. Следовательно, по изменению сопротивления можно определить подвижность:

$$\mu_n = \frac{8}{3B} \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} \cdot \frac{1}{\pi(4-\pi)}}. \quad (4.3)$$

Для того чтобы не рассчитывать удельное сопротивление образца, можно перейти к измерению сопротивления образца в направлении тока, тогда

$$\mu_n = \frac{8}{3B} \sqrt{\frac{\Delta R(B)}{R(O)} \cdot \frac{1}{\pi(4-\pi)}}. \quad (4.4)$$

Формулы (4.1–4.4) исходят из бесконечного образца. Так как образец имеет конечные размеры, то Холловское поле шунтируется контактами. Поэтому вводят функцию f , зависящую от соотношения длины образца к ширине a/b . При $a/b < 0,39$ $f = 1 - 0,543 a/b$. В общем случае подвижность будет равна

$$\mu_n = \frac{8}{3B} \sqrt{\frac{\Delta R(B)}{R(O)} \cdot \frac{1}{\pi(4-\pi)}} \cdot f. \quad (4.5)$$

Значение функции f могут быть вычислены для различных конфигураций образца.

ЗАДАНИЕ

1. Изучить схему установки для измерения гальваномагнитных явлений.
2. Задать величину тока через образец по указанию преподавателя и измерить сопротивление образца $R(O)$.
3. Включить электромагнит и установить величину тока (поля) по указанию преподавателя.
4. Измерить сопротивление образца при включенном магнитном поле и определить его изменение $\Delta R(B)$.
5. По формуле (4.4) рассчитать подвижность носителей тока.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается магниторезистивный эффект?
2. Объясните механизм изменения сопротивления образца в магнитном поле.
3. Какой параметр носителей заряда в полупроводнике можно определить по изменению сопротивления в магнитном поле?
4. Почему конфигурация образца влияет на величину изменения сопротивления?
5. Какие методы измерения сопротивления полупроводников вы знаете?
6. Аномальный магниторезистивный эффект.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шалимова К. В.* Физика полупроводников : учебник для вузов / К. В. Шалимова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1985. – 392 с.
2. *Кулис Е. В.* Методы исследования эффекта Холла / Е. В. Кулис. – М. : Сов. радио, 1974. – 328 с.
3. *Павлов Л. П.* Методы измерения параметров полупроводниковых материалов : учебник для вузов / Л. П. Павлов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Высшая школа, 1987. – 239 с.

Учебное издание

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ:

Температурные и магнитные свойства полупроводников

Учебно-методическое пособие

Составители:

Середин Павел Владимирович,

Терехов Владимир Андреевич

Издано в авторской редакции