

зом дрейфовый ток в толще полупроводника превращается в диффузионный в области p - n перехода? Качественно суть дела заключается в следующем. Электронный дрейфовый ток в n -области при подходе на диффузионное расстояние к p - n переходу начинает уменьшаться за счет рекомбинации с инжектированными в n -область дырками и до области объемного заряда уже доходит часть его $I_1 = I - I_p$; эта часть электронного тока инжектируется в виде диффузионного тока в p -область и там рекомбинирует с подходящим к границе дрейфовым дырочным током. Аналогичное рассуждение можно провести для дырочного тока в p -области.

Рассмотрим теперь, что происходит, если к p - n переходу приложено напряжение в запертом направлении (рис. 1.23, b и z). В этом случае (как и при пропускном направлении) концентрация электронов n_p в зоне проводимости p -полупроводника вдали от p - n перехода остается неизменной, концентрация же электронов n_1 в n -области с энергией, достаточной для перехода в p -область, уменьшается:

$$n_1 = n_p e^{-\frac{eV}{kT}}.$$

В этом случае электроны будут вытягиваться (экстрагироваться) из p -области в n -область, на границе возникает таким образом градиент концентрации и диффузионный ток в обратном направлении

$$I = e \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}} \right). \quad (1.99)$$

Сохранив принятые выше обозначения для полярности тока, можно объединить формулы (1.97) и (1.99) в одну, как это делалось выше.

1.6. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ И КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Термоэлектрическими явлениями называются явления термо-э. д. с. (Зеебека), Пельтье и Томсона.

Сущность явления термо-э. д. с. (открытого Зеебеком в 1821 г.) состоит в том, что в электрической цепи, состоя-

щей из последовательно сдвинутых разных материалов, возникает электродвижущая сила (термо-э. д. с.), если места контактов поддерживаются при различных температурах. В простейшем случае, когда такая цепь состоит из двух различных материалов, она носит название термоэлемента или термопары. Экспериментальные исследования показали, что термоэлектродвижущая сила термопары зависит от температуры горячего (T) и холодного (T_0) спаев и от состава материалов, образующих термопару.

В небольшом интервале температур величину термо-э. д. с. E можно считать, с достаточной для практических целей точностью, пропорциональной разности температур и некоторому коэффициенту α , называемому коэффициентом термо-э. д. с.:

$$E = \alpha_{1,2} (T - T_0), \quad (1.100)$$

более точно, $dE = \alpha_{1,2} dT$. Коэффициент термо-э. д. с. α определяется в первую очередь материалами ветвей термоэлемента, для обозначения которых мы ввели индексы 1 и 2, но зависит также и от интервала температур, в котором используется или исследуется термопара; во многих случаях с изменением температуры он даже меняет знак.

Явление Пельтье (открытое в 1834 г.) представляет собой эффект, обратный явлению Зеебека; сущность его состоит в том, что при прохождении тока в цепи, состоящей из различных проводников, в местах контакта в дополнение к теплоте Джоуля выделяется или поглощается (в зависимости от направления тока) некоторое количество тепла Q_{II} , пропорциональное прошедшему через контакт количеству электричества (т. е. силе тока и времени) и некоторому коэффициенту Π , зависящему от природы находящихся в контакте материалов, названному коэффициентом Пельтье:

$$Q_{II} = \Pi It. \quad (1.101)$$

Согласно (1.93) коэффициент Пельтье можно определить как количество тепла, выделяющегося (или поглощающегося) на контакте при прохождении через него единицы заряда.

В 1856 г. Томсон, применив к термоэлектрическим явлениям первое и второе начала термодинамики, вывел соотношение между коэффициентом термо-э. д. с. α и коэффициентом Пельтье Π :

$$\alpha = \frac{\Pi}{T}, \quad (1.102)$$

и предсказал существование третьего явления, названного в дальнейшем явлением Томсона.

Явление Томсона (установленное экспериментально Леру в 1867 г.) заключается в следующем: если вдоль проводника, по которому протекает электрический ток, существует перепад температур, то в дополнение к теплоте Джоуля в объеме проводника выделяется или поглощается, в зависимости от направления тока, некоторое количество тепла Q_τ (теплота Томсона), пропорциональное силе тока I , времени t , перепаду температур $(T - T_0)$ и коэффициенту (названному коэффициентом Томсона), зависящему от природы материала:

$$Q_\tau = \tau (T - T_0) It. \quad (1.103)$$

Согласно теории Томсона коэффициент термо-э. д. с. пары проводников связан с коэффициентами Томсона соотношением

$$\frac{d\alpha_{1,2}}{dT} = \frac{\tau_1 - \tau_2}{T}. \quad (1.104)$$

Оба соотношения Томсона (1.102) и (1.104) многократно подтверждались экспериментальными исследованиями. Качественно термоэлектрические явления можно объяснить следующим образом. Энергия свободных невырожденных электронов растет пропорционально температуре. Если вдоль проводника существует перепад температур, то электроны на горячем конце приобретают более высокие энергии и скорости, чем на холодном; в полупроводнике концентрация свободных электронов также растет с температурой и, следовательно, будет на горячем конце больше, чем на холодном *); в результате всего этого возникает поток электронов от горячего конца к холодному и на холодном конце накапливается отрицательный заряд, а на горячем остается нескомпенсированный положительный заряд.

Этот процесс накопления заряда будет продолжаться до тех пор, пока возникшая таким образом разность потенциалов не создаст поток электронов, движущийся в обратном направлении, равный первичному, и благодаря этому не

*) Температурная зависимость концентрации носителей дает равные и противоположные по знаку вклады в объемную и контактную термо-э. д. с.; поэтому из полной термо-э. д. с. цепи эти члены исключаются.

установится стационарное состояние. Алгебраическая сумма таких разностей потенциалов в цепи дает одну составляющую термоэлектродвижущей силы.

Вторая составляющая есть следствие температурной зависимости контактной разности потенциалов.

Если оба спая термоэлемента находятся при одной и той же температуре, то контактные разности потенциалов равны и направлены в противоположные стороны; в этом случае они компенсируют друг друга. Если же температура спаев различна, то разность ΔV_k на контактах дает свой «контактный» вклад в термо-э. д. с., который может быть сравним с объемной термо-э. д. с. *).

В металлах скорости электронов из-за вырождения очень слабо зависят от температуры, уровень химического потенциала и работа выхода также почти не зависят от температуры. Поэтому термо-э. д. с. металлов очень мала.

Описанные выше явления в дырочных проводниках протекают аналогично тому, как в электронных, с той лишь разницей, что на холодном конце скапливаются положительно заряженные дырки, а на горячем остается нескомпенсированный отрицательный заряд. В силу этого в термопаре, состоящей из дырочного и электронного проводника, термоэлектродвижущие силы ветвей складываются.

Наряду с примесными полупроводниками, в которых ток переносится носителями одного знака (либо только дырками, либо только электронами), существует большое количество веществ (и полупроводников, и металлов) со смешанной проводимостью, т. е. веществ, в которых электрический ток переносится одновременно и электронами и дырками. В последнем случае к холодному концу одновременно диффундируют и электроны и дырки, и их заряды компенсируют друг друга. Если концентрации и подвижности электронов и дырок равны, то электрическое поле вовсе при этом не образуется и термо-э. д. с. равна нулю **); таким материалом с нулевой термо-э. д. с. является, в частности, свинец. Если же числа свободных электронов и дырок либо их подвижности отличаются, то термо-э. д. с. возникает как разностный эффект, и величина ее обычно относительно мала.

*) Деление термо-э. д. с. на объемную и контактную не строго (см. гл. 6).

**) Положение уровня химического потенциала в этом случае также не меняется с изменением температуры.

Если вдоль проводника, по которому протекает электрический ток, существует перепад температур, причем направление тока соответствует движению электронов от горячего конца к холодному, то, переходя из более горячего участка в более холодный, электроны передают избыточную энергию окружающим атомам, чем вызывают нагрев проводника (выделение тепла ^{*}); при обратном направлении тока электроны, проходя из более холодного участка в более горячий, пополняют свою энергию за счёт окружающих атомов (поглощение тепла). Этим и объясняется в первом приближении явление Томсона. Для более точного описания явления следует учесть также, что в первом случае электроны тормозятся, а во втором — ускоряются полем термоэлектродвижущей силы, что изменяет значение коэффициента Томсона, а в некоторых случаях приводит даже к перемене его знака.

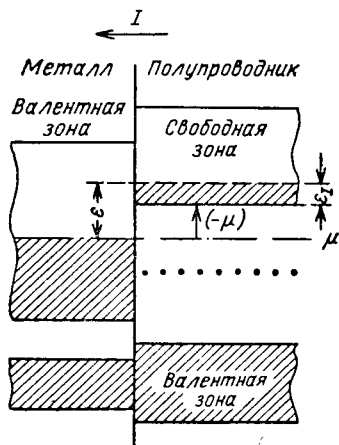


Рис. 1.24. Схема расположения энергетических уровней на контакте полупроводника с металлом (ϵ — энергия, выделяющаяся в виде тепла при переходе одного электрона из полупроводника в металл).

Причина возникновения явления Пельтье заключается в том, что средняя энергия электронов, участвующих в переносе тока в двух материалах, находящихся в контакте, различна, несмотря на то, что уровни их электрохимического потенциала совпадают (подробнее об этом см. гл. 6). Это особенно наглядно видно на контакте электронного полупроводника и металла (рис. 1.24). Предположим, что направление поля соответствует направлению перехода электронов из полупроводника в металл.

Если бы электроны, находящиеся на примесных уровнях, могли бы точно так же перемещаться под действием

^{*}) Не следует смешивать эту теплоту с теплотой Джоуля; последняя есть следствие того, что электроны при столкновениях с атомами передают им энергию eEl , приобретенную в электрическом поле E на длине свободного пробега l .

электрического поля, как электроны в зоне проводимости, то в среднем энергия электронов, участвующих в электрическом токе, в полупроводнике равнялась бы энергии электронов на уровне Ферми в металле. При таких условиях переход электронов в металл не нарушил бы теплового равновесия в последнем; но электроны на примесных уровнях неподвижны, а энергия свободных электронов в зоне проводимости значительно выше энергии на уровне химического потенциала. Перейдя в металл, эти электроны опускаются до уровня Ферми, отдавая при столкновениях свою избыточную энергию атомам металла. Выделяющаяся при этом теплота и есть теплота Пельтье. Так как электроны приходят в тепловое равновесие в результате нескольких десятков соударений в непосредственной близости от контакта, то и вся теплота Пельтье выделяется почти на самом контакте *).

При противоположном направлении тока весь процесс идет в обратном направлении. В полупроводник из металла могут перейти электроны с энергетических уровней, расположенных выше дна зоны проводимости, т. е. значительно выше уровня Ферми. Тепловое равновесие в металле при этом нарушается и восстанавливается за счет энергии тепловых колебаний решетки. При этом поглощается теплота Пельтье.

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Получив выражение для одного (любого) из термоэлектрических коэффициентов, остальные можно вывести, воспользовавшись соотношениями Томсона (1.102) и (1.104).

Рассмотрим для этого количественно энергетический баланс при переходе электрона из полупроводника в металл. Как видно из рис. 1.24, каждый электрон при таком переходе будет переносить избыточную энергию, состоящую из двух частей: $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$.

1. $\varepsilon_1 = \varepsilon_j$ — кинетической энергии в зоне проводимости. Значок j означает, что это энергия электрона, участвующего в электрическом токе. Следует сразу же подчеркнуть, что среднее значение этой энергии $\bar{\varepsilon}_j$ не равно средней тепловой энергии: $\bar{\varepsilon}_j \neq \frac{3}{2} kT$.

*) Более строгое рассмотрение показывает, что причиной всех трех термоэлектрических явлений является то, что средняя энергия носителей в потоке отличается от средней энергии в состоянии равновесия (см. гл. 6).

Объясняется это тем, что доля участия электронов с различной энергией в электрическом токе зависит от механизма рассеяния. Так, например, при рассеянии на ионах примеси (см. гл. 5) длина свободного пробега пропорциональна четвертой степени скорости. Это значит, что в данном случае в электрическом токе (или в любом другом, например, диффузионном потоке электронов) будут играть основную роль быстрые электроны и средняя энергия в потоке будет намного больше средней тепловой. В случае невырожденного электронного газа теория (см. гл. 6) дает следующее выражение для $\bar{\epsilon}_j$:

$$\bar{\epsilon}_j = (r + 2) kT, \quad (1.105)$$

где r — показатель степени в зависимости длины свободного пробега l электрона от энергии *).

2. Второе слагаемое (ϵ_2) в энергии, переносимой электроном из полупроводника в металл, как видно на рис. 1.24, измеряется расстоянием от дна зоны проводимости до уровня Ферми. Если за нуль отсчета энергии взять дно зоны проводимости полупроводника, то

$$\epsilon_2 = |\mu| = -\mu, \quad (1.106)$$

так как μ в данном случае лежит ниже дна зоны и, следовательно, отрицательно, а ϵ_2 — положительный вклад в выделяющуюся теплоту.

Таким образом, согласно (1.105) и (1.106)

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_j + (-\mu) = \bar{\epsilon}_j - \mu. \quad (1.107)$$

Опускаясь в металле до уровня Ферми, электрон передает избыточную энергию атома и металла, и она, таким образом, выделяется в виде тепла вблизи контакта.

Точно такое же количество тепла поглотится на контакте при противоположном направлении тока. Коэффициент Пельтье, представляющий собой отношение количества выделившегося тепла к перешедшему через контакт заряду,

*) Напомним читателю, что зависимость длины свободного пробега электронов l от энергии ϵ в общем случае имеет вид: $l \sim \epsilon^r$, где показатель степени r зависит от механизма рассеяния электронов. При рассеянии на ионах примеси $r = 2$, при рассеянии на оптических колебаниях решетки $r = 1/2$, при температуре ниже температуры Дебая и $r = 1$ при температуре выше температуры Дебая; при рассеянии на акустических колебаниях $r = 0$.

выразится, следовательно, формулой

$$\Pi_{\text{пм}} = \frac{\bar{\varepsilon}}{-e} = -\frac{1}{e} (\bar{\varepsilon}_j - \mu) \quad (1.108)$$

и согласно (1.102) коэффициент термо-э. д. с. полупроводника по отношению к металлу равен

$$\alpha_{\text{пм}} = \frac{\Pi}{T} = -\frac{k}{e} \left(\frac{\bar{\varepsilon}_j}{kT} - \mu^* \right), \quad (1.109)$$

где k — постоянная Больцмана.

Так как термо-э. д. с. металлов очень мала, то мы вправе в дальнейшем индексы при α опускать и всю термо-э. д. с. относить к полупроводнику.

Как будет показано в гл. 4, величина μ для невырожденного электронного полупроводника с простой параболической зоной определяется выражением

$$\mu = kT \ln \frac{h^3 n}{2 (2\pi m kT)^{3/2}}. \quad (1.110)$$

Таким образом, получаем окончательно

$$\alpha_n = -\frac{k}{e} \left(r + 2 + \ln \frac{2 (2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3 n} \right). \quad (1.111)$$

Формула (1.111) была впервые выведена в 1940 г. советским физиком Писаренко и носит его имя. Совершенно аналогичный, с точностью до знака, вид имеет выражение для термо-э. д. с. дырочного полупроводника

$$\alpha_p = \frac{k}{e} \left(r + 2 + \ln \frac{2 (2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3 p} \right). \quad (1.112)$$

Как уже упоминалось, в случае смешанной проводимости, когда электрический ток переносится электронами и дырками, термо-э. д. с., как правило, значительно ниже. В этих условиях уровень химического потенциала обычно находится приблизительно посредине запрещенной зоны и почти не смещается с изменением температуры (за исключением того сравнительно редкого случая, когда эффективные массы электронов и дырок сильно различаются)*; поэтому контактный член в термо-э. д. с. α близок к нулю. Что касается объемного члена, то он обычно тоже очень

*) Такая «биполярная» диффузия, как уже упоминалось, вносит весьма существенный вклад в теплопроводность (см. гл. 2).

мал; если подвижности и концентрации электронов и дырок одинаковы, то объемное поле вообще не возникает, так как оба рода носителей диффундируют от горячего участка к холодному в равном количестве.

Если же концентрация или подвижность носителей одного знака, например, электронов, больше, чем другого, то они диффундируют на холодный конец в большом количестве до тех пор, пока возникшее вследствие этого поле (тормозящее электроны и ускоряющее дырки) не уравнивает оба потока*).

Формула для термо-э. д. с. выглядит в этом случае следующим образом:

$$\alpha = \frac{\alpha_p u_p p - \alpha_n u_n n}{u_p p + u_n n}, \quad (1.113)$$

где u_p , u_n , p и n — соответственно подвижности и концентрации дырок и электронов;

α_p и α_n — «парциальные» термоэлектродвижущие силы, вычисленные согласно (1.111) и (1.112).

1.7. ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Как читателю известно из курса общей физики, на проводник длиной dl с током I , помещенный в магнитное поле H , действует так называемая пондермоторная сила, величина которой определяется законом Био—Савара:

$$dF = \frac{IH \, dl \sin(\widehat{H, I})}{c} = \frac{jH \sin(\widehat{H, j})}{c} dV, \quad (1.114)$$

где $j = I/s$ — плотность тока;

$dV = s \, dl$ — элемент объема;

в векторной форме

$$d\mathbf{F} = \frac{[j\mathbf{H}]}{c} dV. \quad (1.115)$$

*) В этом случае (который реализуется в частности, в InSb) термо-э. д. с. и в области собственной проводимости может достигать больших значений.