

$$\alpha_{\Phi} = \frac{\Pi_{\Phi}}{T} = \frac{1}{3} \frac{\omega_{\Phi} l_{\Phi}}{uT} \quad (6.36)$$

в полном согласии с (6.23) и (6.29).

6.4. ЗАВИСИМОСТЬ ТЕРМО-Э. Д. С. ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ

Приведем несколько графиков, иллюстрирующих качественно концентрационную и температурную зависимости термо-э. д. с. На рис. 6.2 представлены качественно

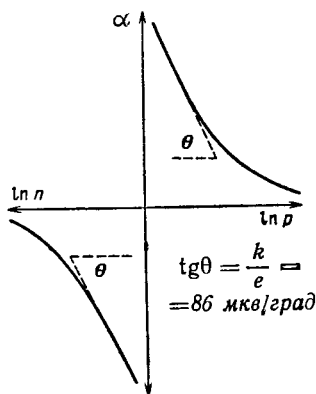


Рис. 6.2. Зависимость термо-э. д. с. от концентрации носителей.

в полулогарифмическом масштабе зависимости термо-э. д. с. от концентрации электронов (левая часть рисунка) или дырок (правая часть рисунка), соответствующие формуле (6.37):

$$\alpha_{p, n} = \pm \frac{k}{e} \left[\frac{r+2}{r+1} \frac{F_{r+1}(\mu^*)}{F_r(\mu^*)} - \mu^* \right], \quad (6.37)$$

где μ^* — приведенный химический потенциал — выражается через концентрацию носителей соотношением

$$n = \frac{4\pi(2mkT)^{3/2}}{h^3} F_{1/2}(\mu^*). \quad (6.38)$$

Рисунок построен для $r=0$ и $m=m_0$. При отсутствии вырождения ($\mu^* < -2$) оба выражения, (6.37) и (6.38),

упрощаются и принимают вид

$$\alpha_{p, n} = \pm \frac{k}{e} \left[r + 2 + \ln \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3 n} \right] \quad (6.39)$$

и

$$n = \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} e^{\mu^*}. \quad (6.40)$$

Эта область ($\mu^* < -2$) соответствует прямолинейным участкам кривых на рис. 6.2 с постоянным наклоном:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{k}{e} = 86 \text{ мкв/град}. \quad (6.41)$$

Из (6.39) видно, что при $r \neq 0$ и $m \neq m_0$ линейная часть не меняет своего характера, но соответственно смещается вправо или влево. При наличии вырождения ($\mu^* > -2$), как видно из (6.37) и (6.38), при $m \neq m_0$ зависимость термо-э. д. с. от концентрации имеет тот же вид и лишь смещается вдоль оси абсцисс.

Зависимость термо-э. д. с. от механизма рассеяния (r) в этой области концентрации носит более сложный характер; однако частное от двух интегралов Ферми, входящее в (6.37), также в первом приближении линейно зависит от r . Это значит, что в этом приближении изменение r также смещает, но не деформирует зависимость термо-э. д. с. от концентрации носителей.

Все сказанное выше позволяет сделать вывод, что концентрационная зависимость термо-э. д. с. не позволяет судить об эффективной массе и механизме рассеяния в отдельности. Если же один из этих параметров определен в результате исследования каких-либо других явлений (например, гальвано- или термомагнитных), то из (6.37) или (6.39) можно определить второй параметр.

На рис. 6.3, а построена зависимость термо-э. д. с. от концентрации носителей для смешанной проводимости, когда надо учитывать наличие носителей обоих знаков, построенная согласно (6.22):

$$\alpha = \frac{\alpha_p \sigma_p - \alpha_n \sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n}, \quad (6.42)$$

где α_p и α_n выражаются как (6.37) или (6.39). Точка, в которой эта кривая пересекает ось абсцисс, зависит от соотношения подвижностей и эффективных масс электронов и дырок и может также зависеть от механизмов рассеяния

электронов и дырок (r_n и r_p), если они неодинаковы, однако этот случай весьма редок.

Высота и острота «горбов», т. е. максимальных значений термо-э. д. с. в p - и n -области, определяется шириной запрещенной зоны: чем зона уже, тем меньше термо-э. д. с.

Следует, однако, учитывать, что неоднородности образцов (т. е. локальные отступления от средней концентра-

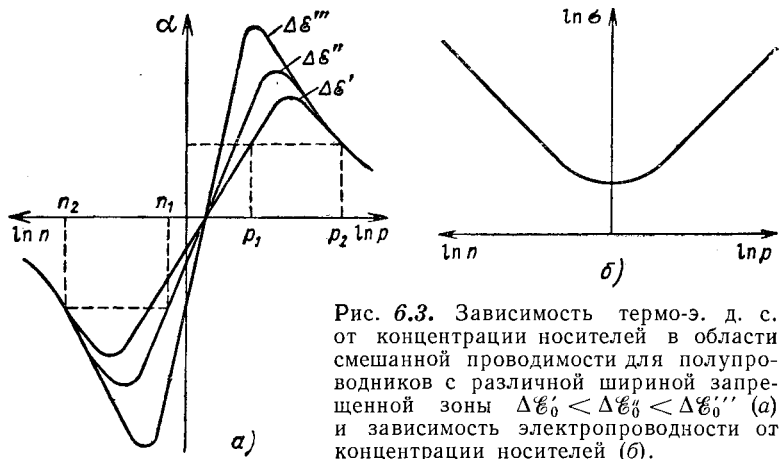


Рис. 6.3. Зависимость термо-э. д. с. от концентрации носителей в области смешанной проводимости для полупроводников с различной шириной запрещенной зоны $\Delta E_0' < \Delta E_0'' < \Delta E_0'''$ (а) и зависимость электропроводности от концентрации носителей (б).

ции доноров и акцепторов) также приводят к снижению термо-э. д. с. не только в области смешанной проводимости, но и при приближении к ней.

Из рис. 6.3, а видно, что зависимость концентрации носителей от термо-э. д. с. неоднозначна: каждому значению α соответствуют два значения n или p (n_1 и n_2 и p_1 и p_2).

На рис. 6.3, б приведена также зависимость электропроводности от концентрации носителей, знание которой помогает судить о том, в какой области концентраций (смешанной или примесной) мы находимся.

На рис. 6.4 представлена температурная зависимость термо-э. д. с. для ряда образцов полуметалла с различным содержанием доноров или акцепторов, при этом сделано предположение, что подвижность электронов больше, чем подвижность дырок *); при этих условиях электронные

*) При этом также сделано предположение, что эффективные массы и механизмы рассеяния не зависят от температуры. При этих условиях (см. рис. 6.4) $\text{tg } \theta = 3/2 (k/e)$.

образцы не меняют знака термо-э. д. с. в области собственной проводимости, а дырочные меняют *).

На рис. 6.5 представлены температурные зависимости термо-э. д. с. для ряда образцов полупроводника с различным содержанием доноров и акцепторов; в этом случае (т. е. при энергии активации примесей, отличной от нуля) термо-э. д. с. падает при низких температурах за

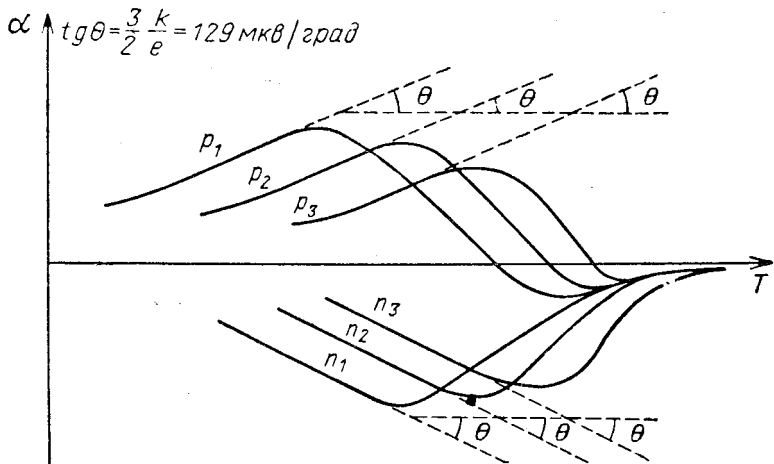


Рис. 6.4. Температурная зависимость термо-э. д. с. для ряда образцов полуметалла с различным содержанием примесей: $n_1 < n_2 < n_3$; $p_1 < p_2 < p_3$.

счет увеличения концентрации примесных электронов; затем наступает участок логарифмического роста термо-э. д. с., соответствующий истощению примесей, и затем более крутое падение в области собственной проводимости. При большой концентрации примесей область истощения может отсутствовать.

Выше были представлены концентрационные и температурные зависимости термо-э. д. с. для простой зонной структуры — одной электронной и одной дырочной зоны, и для постоянных эффективных масс дырок и электронов.

*) Более точно, согласно (6.42) термо-э. д. с. в области собственной проводимости определяется не только соотношением подвижностей дырок и электронов, но и соотношением эффективных масс.

В действительности этот случай очень редко встречается на практике.

Как уже упоминалось, в большинстве случаев энергетический спектр и электронов и дырок имеет значительно более сложный характер, и мы рассмотрим здесь, как это отражается на термоэлектродвижущей силе.

В ряде случаев (в некубических кристаллах и в кубических, если экстремум расположен не в центре зоны Бриллюэна)

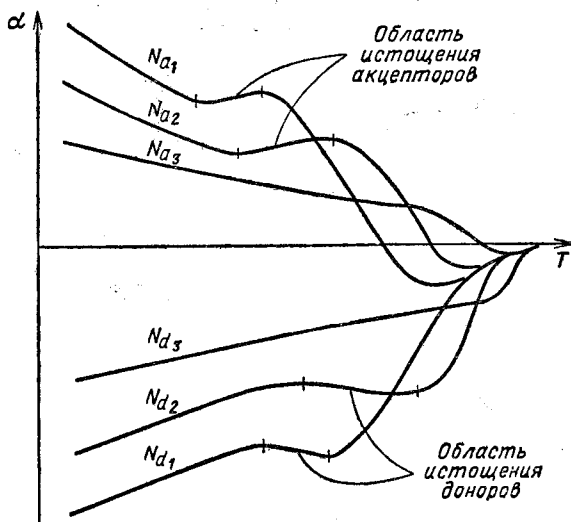


Рис. 6.5. Температурная зависимость термо-э. д. с. для ряда образцов полупроводника с различным содержанием доноров (N_d) и акцепторов (N_a): $N_{d1} < N_{d2} < N_{d3}$; $N_{a1} < N_{a2} < N_{a3}$.

люэна) эффективная масса анизотропна. При этом, однако, можно ввести эффективную массу плотности состояний

$$m_{\text{плс}} = \sqrt[3]{m_1 m_2 m_3}, \quad (6.43)$$

и с заменой m на $m_{\text{плс}}$ выражения для α (6.37) и (6.39) остаются прежними. Если имеется несколько (N) эквивалентных эллипсоидов, то выражение (6.43) принимает вид

$$m_{\text{плс}} = N^{2/3} \sqrt[3]{m_1 m_2 m_3}, \quad (6.44)$$

а (6.37) и (6.39) сохраняют тот же вид.

Таким образом, анизотропия и многоэллипсоидный характер спектра не сказываются непосредственно на термо-э. д. с.

Совершенно иная картина будет, если мы имеем дело с несколькими неэквивалентными экстремумами; в этом случае следует вычислять термо-э. д. с. по общей формуле

$$\alpha = \frac{\sum \alpha_i \sigma_i}{\sum \sigma_i}, \quad (6.45)$$

где α_i и σ_i — «парциальные» термо-э. д. с. и электропроводность и суммирование производится по всем экстрему-

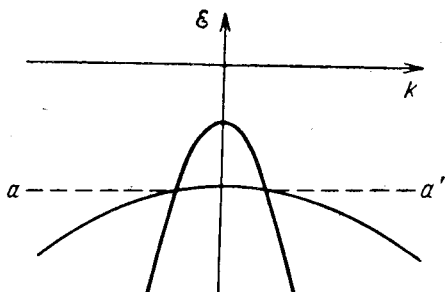


Рис. 6.6. Энергетический спектр дырок в теллуридах германия и олова.

мам (причем для дырок α_i берется с плюсом, а для электронов с минусом). В этом случае зависимость термо-э. д. с. от концентрации и от температуры может иметь значительно более сложный характер. Это проиллюстрировано рис. 6.6 и 6.7 на примере теллуридов германия и олова.

На рис. 6.6 представлен схематически энергетический спектр дырок в этих соединениях, а на рис. 6.7, *a* и *б* — зависимость термо-э. д. с. от концентрации носителей. Качественно эту зависимость можно объяснить следующим образом.

Когда концентрация дырок невелика и уровень химического потенциала проходит выше линии *a — a'*, зона тяжелых дырок целиком заполнена электронами и термо-э. д. с. описывается кривой *1* для легких дырок.

Напротив, при уровне химического потенциала, проходящем значительно ниже *a — a'*, термо-э. д. с. целиком

определяется тяжелыми дырками (так как число их много больше, чем легких) и описывается кривой 2 (термо-э. д. с. при этом значительно больше, так как $m_T \gg m_L$); в промежуточной $p_1 - p_2$ области термо-э. д. с. описывается дву-членной формулой

$$\alpha = \frac{\alpha_L \sigma_L + \alpha_T \sigma_T}{\sigma_L + \sigma_T} \quad (6.46)$$

и постепенно переходит с кривой 1 на кривую 2.

В теллуриде олова термо-э. д. с. в промежуточной области падает до низких значений, которые нельзя объяс-

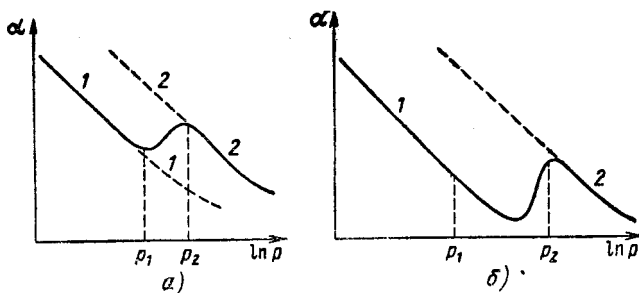


Рис. 6.7. Зависимость термо-э. д. с. от концентрации носителей в теллуриде германия (а) и в теллуриде олова (б).

нить только наличием вырождения; в этом случае имеет место межзонное рассеяние и длина свободного пробега перестает быть простой степенной функцией от энергии.

В переходной $p_1 - p_2$ области средняя энергия в потоке легких дырок очень сильно падает за счет их рассеяния при переходах в тяжелую зону. В результате этого термо-э. д. с. резко падает (а вообще говоря, может переменить знак). Еще более сложный вид могут иметь экспериментальные зависимости термо-э. д. с. в случае непараболической зонной структуры.

Теория показывает, что зависимость энергии от волнового вектора вблизи экстремума носит параболический характер лишь в том случае, когда данный экстремум достаточно удален в энергетической шкале от всех других. Если это не имеет места, то масса начинает расти с ростом энергии и вероятность рассеяния носителей становится весьма сложной функцией от их энергии. Температурные зависимости термо-э. д. с. также становятся

в рассмотренных выше случаях значительно сложнее. Иногда аномалии в термо-э. д. с. объясняются (по крайней мере частично) температурной зависимостью эффективной массы.

Посмотрим, в каких случаях может наблюдаться анизотропия термо-э. д. с. Как мы уже упоминали выше, анизотропия эффективной массы не приводит к анизотропии термо-э. д. с. Анизотропия электропроводности (и подвижности) также не приводит непосредственно к анизотропии термо-э. д. с. Действительно, если длина свободного пробега носителя зависит от направления его движения:

$$l = f(\varphi) \varepsilon^r, \quad (6.47)$$

но показатель степени r не зависит, то согласно (6.37) термо-э. д. с. также не будет зависеть от направления.

В действительности анизотропия термо-э. д. с. наблюдается в следующих двух случаях:

— если одновременно конкурируют несколько механизмов рассеяния (с различными r), причем их эффективность различна для разных направлений;

— если одновременно имеется несколько сортов носителей и при этом парциальные электропроводности по-разному анизотропны.

6.5. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

В § 1.4 мы коротко рассмотрели два механизма теплопроводности — электронный и фононный; однако все выводы, сделанные при этом, носили грубо качественный характер. Теперь мы рассмотрим эти же вопросы более последовательно. Остановимся также коротко на фотонной теплопроводности, которая сравнительно редко, но все же проявляется в полупроводниках. Начнем рассмотрение теплопроводности с ее электронной составляющей, воспользовавшись законом Видемана и Франца.

Напомним соображения, на основании которых он был получен; в гл. 1 для этого мы воспользовались выражением для теплопроводности

$$\kappa_{эл} = \frac{1}{3} C v_0 l \quad (6.48)$$

и электропроводности

$$\sigma = \frac{e^2 n \bar{l}}{2m v_0}. \quad (6.49)$$