

v_F от температуры практически не зависит, для подвижности вырожденного электронного газа получаем:

$$\mu \sim \frac{T^{-1}}{\text{const}} \sim T^{-1}. \quad (8.57)$$

Учитывая (8.55) и (8.57), а также полученные выше выражения для концентрации носителей в невырожденных (8.49) и вырожденных (8.39) полупроводниках, можем сделать вывод о температурной зависимости электропроводности собственных полупроводников. Так, например, электропроводность невырожденных собственных полупроводников увеличивается с ростом температуры по экспоненциальному закону.

8.4. ПРОВОДИМОСТЬ ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Если в полупроводник введена донорная или акцепторная примесь, то при низких температурах, когда энергии тепловых колебаний недостаточно для переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости, свободные носители заряда могут появиться за счет ионизации примесных уровней. Энергия ионизации мелких доноров или акцепторов, как было показано выше, незначительна по сравнению с шириной запрещенной зоны. Поэтому связанный с донорным атомом электрон достаточно легко может быть оторван от этого атома, т. е. переведен с донорного уровня в зону проводимости (рис. 8.6, а). Чем выше температура, тем больше доноров отдаст свои электроны. С повышением температуры, конечно, увеличивается и вероятность межзонных переходов. Однако в данном полупроводнике количество электронов в зоне проводимости будет значительно больше, чем количество дырок в валентной зоне. В силу этого электропроводность полупроводника, содержащего доноры, будет *электронной*. Электроны являются *основными носителями заряда*, дырки — *неосновными*. Такой полупроводник называется *электронным (или донорным)*.

В полупроводнике, содержащем акцепторную примесь, электроны легко переходят из валентной зоны на акцепторные уровни. При этом в валентной зоне образуются свободные дырки. Количество свободных дырок здесь будет значительно больше, чем количество свободных электронов, образовавшихся за счет переходов из валентной зоны

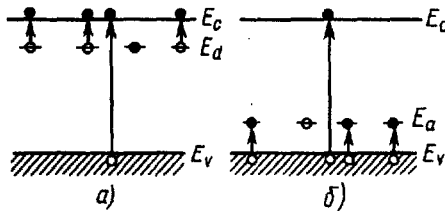


Рис. 8.6. Энергетическая диаграмма электронного (а) и дырочного (б) полупроводников

электроны легко переходят из валентной зоны на акцепторные уровни. При этом в валентной зоне образуются свободные дырки. Количество свободных дырок здесь будет значительно больше, чем количество свободных электронов, образовавшихся за счет переходов из валентной зоны

в зону проводимости. Поэтому дырки являются основными носителями, а электроны — неосновными. Проводимость полупроводника, содержащего акцепторную примесь, имеет *дырочный характер*, а сам полупроводник в соответствии с этим называется *дырочным (или акцепторным)*.

Ясно, что увеличение температуры приведет в конце концов к тому, что все электроны с донорных уровней перейдут в зону проводимости, а дальнейший рост T вызовет соответствующее увеличение концентрации собственных носителей. До тех пор, пока собственной проводимостью можно пренебречь, для электропроводности электронного полупроводника можно написать:

$$\sigma = e n \mu_n, \quad (8.58)$$

для дырочного

$$\sigma = e p \mu_p. \quad (8.59)$$

Рассмотрим, как изменяется с температурой концентрация носителей и их подвижность.

Концентрация носителей. Предположим, что в полупроводнике имеются доноры с концентрацией N_d . Аналогично тому, как это было сделано для собственного полупроводника, можно записать условие электронейтральности и из него определить положение уровня Ферми в примесном полупроводнике. Так, в области низких температур, когда процессами переброса электронов из валентной зоны в зону проводимости можно пренебречь,

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{\kappa_B T}{2} \ln \frac{g N_c}{N_d}. \quad (8.60)$$

Здесь N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, определяемая выражением (8.25), g — *фактор спинового вырождения примесного уровня*. Обсудим физический смысл величины g . Полное число примесных состояний в запрещенной зоне равно числу примесных атомов, т. е. равно N_d в расчете на единицу объема кристалла, поскольку каждый атом может отдать в разрешенную зону только по одному электрону. Однако, свободный донорный уровень может захватить электрон из зоны проводимости двояким образом в зависимости от направления спина. Следовательно, примесный уровень вырожден двукратно. Это означает, что нейтральное состояние донорной примеси имеет вдвое больший статистический вес по сравнению с ионизованным состоянием. В этом случае $g=2$. Аналогичные рассуждения можно провести и для акцепторных уровней.

Из (8.60) следует, что в полупроводнике, содержащем донорную примесь, при $T=0$ К уровень Ферми лежит посередине между дном зоны проводимости и примесным уровнем. Температурная зависимость E_F обусловлена температурной зависимостью N_c и членом $\kappa_B T$ в (8.60). С увеличением T в области

низких температур, когда $g N_c < N_d$, уровень Ферми сначала приближается к зоне проводимости, а затем начинает опускаться в запрещенную зону. При $g N_c = N_d$ снова имеем $E_F = \frac{E_c - E_d}{2}$. Дальнейший рост температуры ведет к снижению

E_F (рис. 8.7). Это снижение приводит к тому, что концентрация электронов увеличивается с ростом T по экспоненциальному закону. Действительно, подставляя (8.60) в выражение для концентрации

$$n = N_c e^n,$$

получаем

$$\begin{aligned} n &= N_c \exp \left(-\frac{E_c - E_d}{2 \kappa_B T} - \frac{1}{2} \ln \frac{g N_c}{N_d} \right) = \\ &= \sqrt{\frac{N_c N_d}{g}} e^{-\frac{E_c - E_d}{2 \kappa_B T}}. \end{aligned} \quad (8.61)$$

Постепенно концентрация электронов в зоне проводимости становится сравнимой с N_d . В этом случае выражение (8.60) для E_F становится неприменимым. Детальный анализ показывает, что здесь

$$E_F = E_c - \kappa_B T \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (8.62)$$

и концентрация электронов

$$n = N_d. \quad (8.63)$$

Равенство (8.63) означает, что вся донорная примесь ионизована. Область температур, в которой выполняется условие (8.63), называют *областью истощения примеси*. Полная ионизация примеси наступает, когда E_F опускается на несколько $\kappa_B T$ ниже E_d .

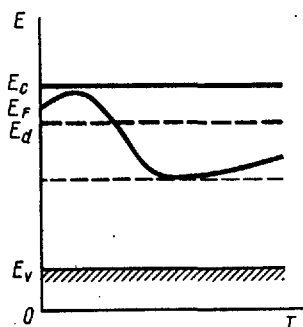


Рис. 8.7. Зависимость уровня Ферми от температуры в донорном полупроводнике

Дальнейшее повышение температуры вызывает увеличение концентрации электронов за счет межзонных переходов. При этом E_F и n будут определяться уравнениями (8.48) и (8.49). Результирующая температурная зависимость концентрации электронов приведена на рис. 8.8. Аналогичные зависимости наблюдаются для дырок в полупроводниках, содержащих акцепторную примесь.

Подвижность. В примесных полупроводниках носители заряда рассеиваются не только на фононах, но и на ионизованных атомах

примесей. Например, в донорном полупроводнике свободные электроны, движущиеся вблизи иона примеси, заряженного положительно, изменяют свою траекторию так, как показано на рис. 8.2. Ясно, что чем выше скорость электрона, тем меньше будет его отклонение. Расчеты показывают, что подвижность, обусловленная рассеянием на ионизированной примеси в случае невырожденного электронного газа:

$$\mu \sim T^{3/2}, \quad (8.64)$$

а в случае вырожденного газа она не зависит от температуры.

Рассматриваемый механизм рассеяния играет решающую роль в области низких температур, когда концентрация фононов мала. При высоких температурах доминирует рассеяние на фононах. На рис. 8.9 изображена температурная зависимость подвижности для примесного невырожденного полупроводника, учитывающая как рассеяние на ионах, так и рассеяние на фононах. С учетом изложенного можно сделать вывод о том, какой должна быть температурная зависимость электропроводности примесного полупроводника. В интервале температур, где концентрация носителей экспоненциально зависит от температуры, $\sigma(T)$ также практически является экспоненциальной функцией, а в области истощения примеси ход кривой $\sigma(T)$ определяется температурной зависимостью подвижности. Типичный вид температурной зависимости электропроводности невырожденного полупроводника показан на рис. 8.10.

Опыт показывает, что с увеличением концентрации доноров (или акцепторов) наклон прямых $\ln \sigma$ от $\frac{1}{T}$ в области примесной проводимости уменьшается. Согласно (8.61), это значит, что уменьшается энергия ионизации примеси. При некоторой критической концентрации она обращается в нуль. Для элементов пятой группы в германии эта критическая концентрация составляет $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в кремнии — $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полупроводник, в котором энергия ионизации примеси обратилась в нуль, называют часто *полуметаллом*. В нем концентрация электронов и электропроводность нечувствительны к температуре (кроме области температур, где начинается собственная проводимость).

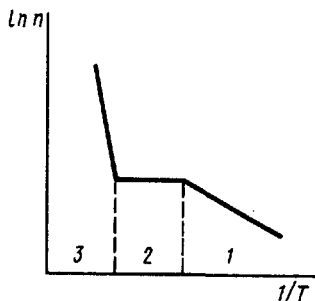


Рис. 8.8. Зависимость концентрации электронов от температуры в донорном полупроводнике:

1 — ионизация примесей; 2 — область истощения; 3 — переходы из валентной зоны в зону проводимости

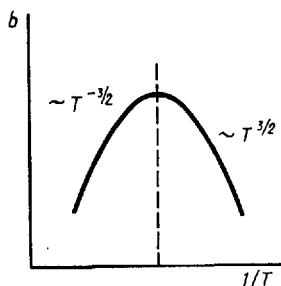


Рис. 8.9. Зависимость подвижности носителей заряда от температуры в примесном полупроводнике

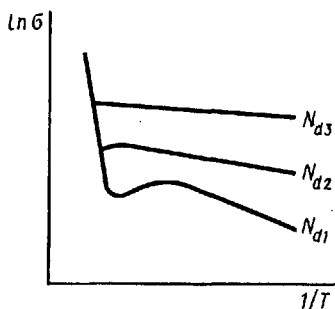


Рис. 8.10. Зависимость удельной электропроводности невырожденного примесного полупроводника от температуры ($N_{d1} < N_{d2} < N_{d3}$)

Наблюдаемые явления связаны с образованием при больших концентрациях примеси *примесных зон*. Когда N_d велика, волновые функции электронов, связанных с примесными атомами, перекрываются. Это приводит к расщеплению примесных уровней в зону. С увеличением концентрации примеси эта зона все более расширяется и в конце концов сливается с зоной проводимости. Таким образом, исчезает энергия ионизации примеси.

В полупроводниках с высоким содержанием примеси в области низких температур проявляется специфический механизм проводимости, получивший название *проводимости по примесной зоне*. Предположим, что мы имеем донорный полупроводник с такой концентрацией доноров, при которой образовалась примесная зона. В любом реальном полупроводнике всегда имеется и некоторая концентрация акцепторов. Поэтому часть электронов с донорных уровней перейдет на акцепторные. Электроны, локализованные на донорных уровнях, получают, таким образом, возможность «перескочить» на свободные донорные уровни. Приложение внешнего электрического поля приводит к тому, что прыжки приобретают направленный характер. Если температуру полупроводника повышать, то постепенно будет доминировать обычная проводимость в зоне проводимости.

8.5. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ

В предыдущей главе было отмечено, что к диэлектрикам относятся твердые тела, у которых ширина запрещенной зоны превышает 2—3 эВ. Ясно, что при комнатной и более низкой температуре заброс электронов из валентной зоны в зону проводимости практически отсутствует, т. е. концентрация свобод-