

1.9. СТАТИСТИКА ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Цель лекции: ознакомление со статистикой электронов и дырок в полупроводниках.

1.9.1. СОБСТВЕННЫЕ И ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Собственные полупроводники. Химически чистые полупроводники называются собственными полупроводниками. К ним относятся как чистые химические элементы Ge и Si, так и химические соединения арсенид галлия GaAs, арсенид индия InAs, карбид кремния SiC и др. При температуре $T = 0$ валентная зона собственного полупроводника полностью занята электронами, а зона проводимости пуста (рис. 1.17, *а*), поэтому при $T = 0$ проводник обладает нулевой проводимостью и ведет себя как диэлектрик. При повышении температуры, вследствие термического возбуждения, часть электронов валентной зоны приобретает энергии, достаточные для преодоления запрещенной зоны и перехода в зону проводимости (рис. 1.17, *б*).

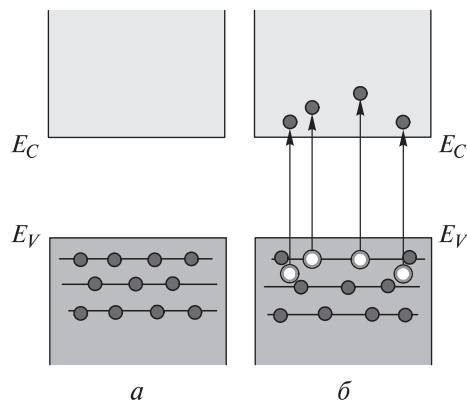


Рис. 1.17. Собственный полупроводник:

а — $T = 0$; *б* — $T \neq 0$

Это приводит к появлению в зоне проводимости свободных электронов, а в валентной зоне — свободных уровней, на которые могут переходить электроны этой зоны. Кристалл становится проводящим, так как в зоне проводимости появились свободные электроны, а в валентной зоне — уровни, на которые могут переходить электроны, т. е. валентная зона становится занятой не полностью.

Чем уже запрещенная зона и выше температура кристалла, тем больше электронов переходит в зону проводимости, тем выше электропроводность.

Таким образом, проводимость полупроводников является возбужденной. Возбуждающим фактором могут быть нагрев, облучение светом, ионизирующим излучением.

Разделение тел на полупроводники и диэлектрики носит условный характер, так как их проводимость определяется температурой. Например, алмаз, являющийся диэлектриком при комнатной температуре, приобретает заметную проводимость при высокой температуре ($\sim 300^\circ\text{C}$).

Примесные полупроводники. Полупроводники, как и все вещества, содержат примесные атомы, создающие свои собственные электрические уровни, называемые примесными уровнями. Эти уровни могут располагаться как в разрешенной, так и в запрещенной зонах полупроводника на различных расстояниях от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

Донорные уровни. При замещении атома кремния Si атомом фосфора P заполняются все валентные связи и остается один лишний электрон, так как фосфор пятивалентен. Этот электрон вследствие воздействия электрических полей соседних атомов Si сравнительно слабо связан с атомом P и при сообщении ему незначительной энергии может покинуть атом и свободно перемещаться в кристаллической решетке Si. С точки зрения зонной теории этот процесс можно представить следующим образом. Лишнему электрону P соответствует энергетический уровень E_D (рис. 1.18).

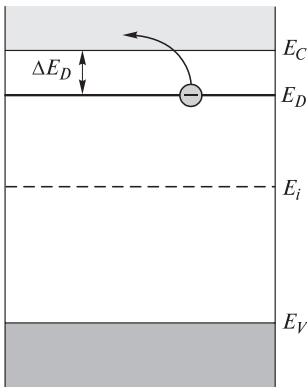


Рис. 1.18. Донорные уровни

Поскольку концентрация P невелика, лишние электроны не создают зону, а имеют один общий уровень энергии E_D , повторенный N_D раз (N_D — концентрация доноров, см^{-3}). Для каждого донора характерна своя энергия ионизации ΔE_D , соответствующая энергетическому зазору между E_D и дном зоны проводимости E_C . Чем меньше ΔE_D , тем легче (при более низкой температуре) можно ионизовать донор. В результате ионизации доноров, т. е. перехода примесных электронов с уровня энергии E_D в зону проводимости, образуются электроны проводимости. Образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах P и в электропроводности не участвуют.

Примеси, являющиеся источниками электронов проводимости, называются донорами, а энергетические уровни этих примесей — донорными уровнями. Полупроводники, содержащие донорную примесь, называются электронными полупроводниками, или полупроводниками n -типа, их также называют донорными полупроводниками.

Акцепторные уровни. При замещении атома Si атомом бора В образуются лишь три ковалентные связи, так как бор трехвалентен. Для образования четвертой связи не хватает одного электрона, который может заимствоваться

у атома кремния и тем самым заполнить связь с кремнием. При этом заимствованный электрон попадает на уровень акцептора E_A и закрепляется там, а у атома, от которого этот электрон перешел, образуется вакансия в валентной связи, чему соответствует образование свободной дырки вблизи потолка валентной зоны (рис. 1.19). Эта дырка может переходить на другие аналогичные вакантные уровни в валентной зоне под действием электрического поля, т. е. может участвовать в переносе заряда. Электроны, захваченные атомами бора, теряют способность перемещаться и в процессе проводимости не участвуют. Носителями заряда в акцепторных полупроводниках являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются акцепторными, а энергетические уровни этих примесей — акцепторными уровнями. Полупроводники, содержащие акцепторные примеси, называются дырочными полупроводниками, или полупроводниками p -типа.

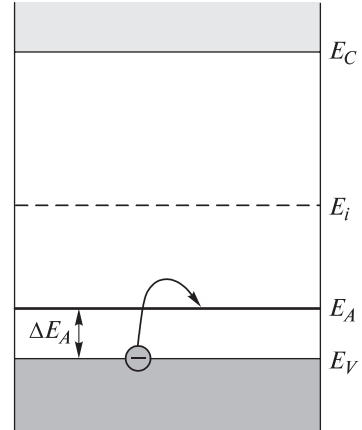


Рис. 1.19. Акцепторные уровни

1.9.2. ЗАВИСИМОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ОТ ПОЛОЖЕНИЯ УРОВНЯ ФЕРМИ

В отличие от металлов, в которых электронный газ является вырожденным и подчиняется статистике Ферми — Дирака, в собственных и слаболегированных примесных полупроводниках электронный (дырочный) газ является невырожденным, и распределение электронов по состояниям описывается классической статистикой Максвелла — Больцмана. Для таких полупроводников концентрация свободных носителей зависит от положения уровня Ферми и температуры T .

При температуре, отличной от нуля, в зоне проводимости полупроводника находятся электроны и в валентной зоне — дырки. Обозначим их концентрации соответственно n и p .

Определим равновесную концентрацию электронов проводимости в зоне проводимости. При этом за нулевой уровень отсчета энергии электронов принимаем потолок валентной зоны.

Концентрация электронов, энергия которых заключена в интервале от E до $E + dE$,

$$dn = g(E) \cdot 2f_{M-B} dE, \quad (1.27)$$

где $g(E)$ — число элементарных фазовых ячеек или состояний, приходящихся на единичный интервал энергии; f_{M-B} — функция распределения Максвелла — Больцмана:

$$f_{\text{М-Б}} = e^{-\frac{E_F - E}{kT}},$$

выражающая вероятность заполнения электроном с энергией E фазовой ячейки; множитель «2» выражает принцип Паули.

Как известно,

$$g(E) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} E^{1/2},$$

тогда выражение (1.27) можно записать в виде

$$dn = \frac{4\pi(2m_n)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_F - E}{kT}} E^{3/2} dE. \quad (1.28)$$

Полное число электронов n , находящихся при температуре T в зоне проводимости, можно получить, интегрируя выражение (1.28) по всем значениям энергии, соответствующим зоне проводимости:

$$n = \frac{4\pi(2m_n)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_F}{kT}} \int_E^{E_B} e^{-\frac{E}{kT}} E^{1/2} dE. \quad (1.29)$$

Проинтегрировав выражение (1.29), получим

$$n = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_V - E_F}{kT}}; \quad (1.30)$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2},$$

где N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Если провести подобный расчет для дырок, то можно получить аналогичное выражение:

$$p = \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_V - E_F}{kT}}; \quad (1.31)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2},$$

где N_V — эффективная плотность состояний в валентной зоне.

В выражениях (1.30) и (1.31) m_n , m_p — эффективные массы соответственных электронов и дырок.

Из выражений (1.30) и (1.31) следует, что концентрация свободных носителей заряда в данной зоне определяется расстоянием этой зоны от уровня Ферми E_F : чем больше это расстояние, тем ниже концентрация носителей.

Для любого невырожденного полупроводника произведение

$$np = 4 \frac{(2\pi kT)^3 (m_n m_p)^{3/2}}{h^6} e^{\frac{E_V - E_C}{kT}}. \quad (1.32)$$

Из формулы (1.32) следует, что при фиксированной температуре произведение концентраций электронов и дырок для данного полупроводника является постоянной величиной. Эта формула выражает так называемый закон действующих масс применительно к газу свободных носителей в полупроводниках.

1.9.3. УРОВЕНЬ ФЕРМИ И РАВНОВЕСНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В НЕВЫРОЖДЕННЫХ СОБСТВЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Если в полупроводнике отсутствуют примеси, так что $N_A = N_D = 0$, где N_A и N_D — концентрации соответственно акцепторной и донорной примесей, то такой полупроводник называется собственным, или чистым. В собственных полупроводниках концентрация электронов в зоне проводимости n_i равна концентрации дырок в валентной зоне p_i : $n_i = p_i$.

Индексами « i » обозначают равновесные концентрации в собственных полупроводниках. Приравнивая правые части соотношений (1.30) и (1.31), получаем

$$2 \frac{(2\pi kT \bar{m}_n)^{3/2}}{h^3} e^{\frac{E_F - E_C}{kT}} = 2 \frac{(2\pi kT \bar{m}_p)^{3/2}}{h^3} e^{\frac{E_V - E_F}{kT}};$$

$$e^{\frac{2E_F}{kT}} = \left(\frac{m_p}{m_n} \right)^{3/2} e^{\frac{E_C + E_V}{kT}},$$

откуда

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + kT \ln \left(\frac{m_p}{m_n} \right)^{3/4}.$$

Это соотношение определяет положение уровня Ферми в собственных полупроводниках. При абсолютном нуле ($T = 0$)

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} = \frac{E_g}{2}, \quad (1.33)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, т. е. при $T = 0$ уровень Ферми располагается посередине запрещенной зоны.

С повышением температуры он смещается вверх к дну зоны проводимости, если $m_p > m_n$, и вниз, если $m_p < m_n$ (рис. 1.20). Однако в большинстве случаев это смещение настолько незначительно, что им можно пренебречь

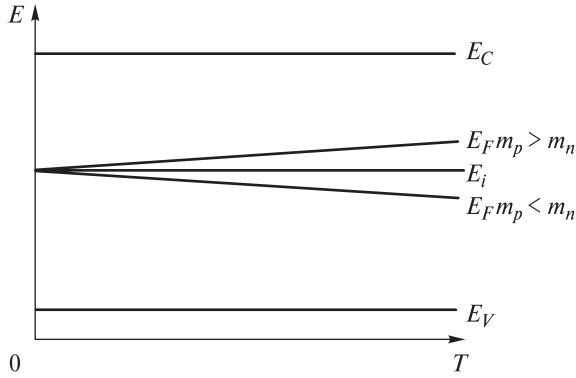


Рис. 1.20. Положение уровня Ферми в собственном полупроводнике

и считать, что уровень Ферми в собственных полупроводниках располагается посередине зоны.

Если подставить соотношение (1.33) в выражения (1.30) и (1.31), то получим

$$n_i = p_i = 2 \frac{(2\pi\sqrt{m_n m_p} kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (1.34)$$

Из выражения (1.34) следует, что равновесная концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике определяется шириной запрещенной зоны E_g . Причем зависимость n_i от T и E_g значительная.

Из выражения (1.34) можно получить

$$(n_i)^2 = \frac{4(2\pi kT)^3 (m_n m_p)^{3/2}}{h^6} e^{-\frac{E_g}{kT}}. \quad (1.35)$$

Правые части выражений (1.35) и (1.32) равны, следовательно, равны и левые:

$$np = n_i^2. \quad (1.36)$$

Соотношение (1.36) также выражает закон действующих масс, из него следует, что концентрации электронов и дырок в любом невырожденном полупроводнике таковы, что их произведение равно квадрату собственной концентрации электронов. Соотношение (1.36) справедливо при любой температуре:

$$n_{(T)} p_{(T)} = n_{i(T)}^2.$$

1.9.4. ПОЛОЖЕНИЕ УРОВНЯ ФЕРМИ И КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Область низких температур. При низких температурах энергия тепловых колебаний решетки значительно меньше ширины запрещенной зоны. Поэтому данные колебания не могут обеспечить переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости. Однако этой энергии оказывается достаточно для переброса электронов с донорных уровней в зону проводимости, а дырок — с акцепторных уровней в валентную зону, так как для осуществления этих процессов необходима энергия на два порядка меньше, чем E_g . Следовательно, в области низких температур в примесных полупроводниках происходит возбуждение лишь «примесных» носителей заряда: электронов — в электронных полупроводниках и дырок — в дырочных полупроводниках.

Показано, что положение уровня Ферми в этой области температур определяется следующими соотношениями:

— для электронного полупроводника

$$E_F = \frac{E_C + E_D}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left[\frac{N_D h^3}{2(2\pi m_n kT)^{3/2}} \right];$$

— для дырочного полупроводника

$$E_F = \frac{E_A + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left[\frac{N_A h^3}{2(2\pi m_p kT)^{3/2}} \right],$$

где N_D , N_A — концентрации соответственно донорной и акцепторной примесей.

На рис. 1.21 показано изменение положения уровня Ферми с повышением температуры в примесных полупроводниках n - и p -типов соответственно.

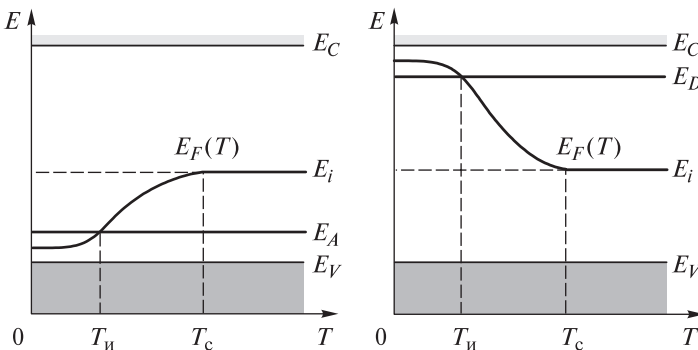


Рис. 1.21. Температурные зависимости положения уровня Ферми в примесных полупроводниках

Подставляя в соотношения (1.30) и (1.31) полученные выражения для положения уровня Ферми в примесных полупроводниках, соответственно получаем

$$n = \sqrt{N_D \frac{(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3}} e^{-\frac{E_C - E_D}{2kT}};$$

$$p = \sqrt{N_A \frac{(2\pi m_p kT)^{3/2}}{h^3}} e^{-\frac{E_A}{2kT}}.$$

Данные выражения определяют концентрацию электронов в электронном полупроводнике и дырок — в дырочном полупроводнике.

Область истощения примесей. С увеличением температуры концентрация электронов в зоне проводимости возрастает, а концентрация электронов на донорных уровнях снижается, так как донорные уровни постепенно истощаются. Аналогично себя ведут и акцепторные уровни в дырочных полупроводниках.

При полном истощении примесей концентрация электронов в зоне проводимости у полупроводника n -типа становится практически равной концентрации донорной примеси N_D . Числом электронов, перешедших из валентной зоны, при этих температурах можно пренебречь, т. е.

$$n \approx N_D.$$

Аналогично для дырок

$$p \approx N_A.$$

Температура, при которой происходит полное истощение примесей T_i , тем выше, чем больше энергия ионизации примеси: $\Delta E_D = E_C - E_D$ и $\Delta E_A = E_A - E_V$ (для Ge $E_A = 0,01$ эВ, $T_i \approx 30$ К).

Область высоких температур. При дальнейшем повышении температуры начинается термическое возбуждение собственных носителей: в электронном полупроводнике все большее число электронов переходит из валентной зоны в зону проводимости. До тех пор пока концентрация собственных носителей (электронов, пришедших в зону проводимости из валентной зоны) остается меньше N_D ($n_i \ll N_D$), суммарная концентрация электронов в зоне проводимости сохраняется практически постоянной и равной N_D . Однако с повышением температуры концентрация n_i собственных носителей увеличивается и может не только достичь N_D , но и значительно превзойти ее. При этом полупроводник все более приближается к состоянию собственного полупроводника ($n_i = p_i$), вследствие чего уровень Ферми приближается к положению уровня Ферми в собственном полупроводнике. При $n_i \gg N_D$ $n = n_i + N_D \approx n_i$.

Это соответствует переходу к собственной проводимости полупроводника. Температура, при которой осуществляется переход к собственной проводимости полупроводника T_c , тем выше, чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника и концентрация примеси в нем.

При температуре $T > T_c$ уровень Ферми в примесном полупроводнике совпадает с уровнем Ферми в собственном полупроводнике (см. рис. 1.21).

Качественные кривые зависимости логарифма концентрации электронов в зоне проводимости в n -полупроводнике от обратной температуры при различных концентрациях примеси приведены на рис. 1.22. На кривой можно выделить три участка: I — участок, соответствующий примесной проводимости полупроводника; II — участок, соответствующий области истощения примеси; III — участок собственной проводимости полупроводника. У полупроводников с высокой концентрацией примеси участок истощения примеси отсутствует (кривая N_{D4}).

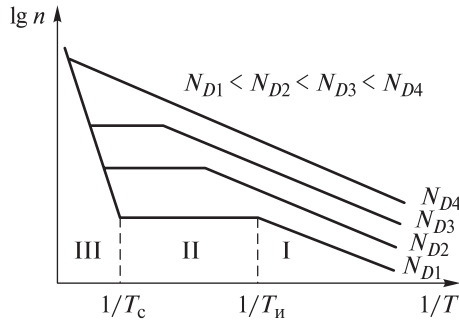


Рис. 1.22. Температурная зависимость концентрации носителей в примесных полупроводниках

Как отмечалось выше, в собственных полупроводниках проводимость осуществляется электронами зоны проводимости и дырками валентной зоны. В примесных полупроводниках проводимость обусловлена в основном носителями одного типа: в n -полупроводниках электронами зоны проводимости, так как их концентрация значительно превышает концентрацию дырок, в p -полупроводниках — дырками.

Электроны в n -полупроводнике и дырки в p -полупроводнике называют основными носителями заряда. Наряду с основными носителями в примесных полупроводниках содержатся неосновные носители заряда: дырки в n -полупроводниках и электроны в p -полупроводниках.

Основные носители обозначают n_{no} , p_{po} и неосновные — n_{po} , p_{no} . Таким образом, в n -полупроводнике концентрация электронов n_{no} , концентрация дырок p_{no} .

В таком случае закон действующих масс можно записать в следующем виде:

– для n -полупроводника

$$n_{no} p_{no} = n_i^2;$$

– для p -полупроводника

$$p_{po} n_{po} = n_i^2.$$

Следовательно, при легировании полупроводника примесью повышается концентрация основных носителей, что приводит к понижению концентрации неосновных носителей, так как их произведение должно оставаться неизменным.

Тесты к лекции 1.9

1. *Какие полупроводники называются собственными?*

- а) химически чистые;
- б) содержащие собственную примесь;
- в) сплавы различных полупроводников.

2. *Какие полупроводники называются примесными?*

- а) содержащие примеси;
- б) сплав из двух полупроводников;
- в) сплав из более чем двух полупроводников.

3. *Какие примеси в полупроводниках называются донорными?*

- а) примеси, являющиеся источниками электронов проводимости;
- б) примеси, являющиеся источниками ионов в полупроводниках;
- в) примеси, являющиеся источниками дырок в полупроводниках.

4. *Какие примеси в полупроводниках называются акцепторными?*

а) примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника;

б) примеси, захватывающие электроны из зоны проводимости полупроводника;

в) примеси, захватывающие дырки из запрещенной зоны полупроводника.

5. *Оцените качественно наличие электронов в зоне проводимости собственного полупроводника при температуре абсолютного нуля:*

- а) ни одного электрона;
- б) имеется небольшое количество;
- в) много.

6. *Сформулируйте закон действующих масс в применении к газу свободных носителей в полупроводниках:*

а) произведение концентраций электронов и дырок для данного полупроводника при фиксированной температуре является постоянной величиной;

б) масса электронов и дырок неизменна при прохождении электрического тока через полупроводник;

в) суммарная масса электронов и дырок в полупроводнике пропорциональна величине тока, проходящего через полупроводник.

7. Что обуславливает электрический ток в примесных полупроводниках при низких температурах?

- а) примесные носители заряда;
- б) ионы;
- в) собственные носители заряда.

8. Что обуславливает электрический ток в примесных полупроводниках при высоких температурах?

- а) собственные носители заряда;
- б) примесные носители заряда;
- в) ионы.