

Н. В. БУРБАЕВА
Т. С. ДНЕПРОВСКАЯ

ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ



УДК 621.382

ББК 32.852

Б 91

Бурбаева Н.В., Днепровская Т.С. **Основы полупроводниковой электроники.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. — 312 с. — ISBN 978-5-9221-1379-3.

В книге изложены основные вопросы полупроводниковой электроники, необходимые для понимания работы современных полупроводниковых устройств. Подробно рассмотрена работа полупроводниковых приборов и базовых элементов аналоговых и цифровых схем. Для лучшего усвоения материала в начале книги приведены основные положения физики полупроводников.

Пособие рассчитано на широкий круг читателей, знакомых с курсами физики и математики в объеме средней школы. Оно может быть полезно бакалаврам, студентам и преподавателям технических вузов.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. ОСНОВЫ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ	10
§ 1.1. Основы зонной теории полупроводниковых кристаллов	10
§ 1.2. Носители тока в полупроводниках	11
§ 1.3. Собственная и примесная проводимость полупроводников . .	12
1.3.1. Примесные полупроводники (14).	
§ 1.4. Токи в полупроводниках	20
1.4.1. Дрейфовый ток (20). 1.4.2. Диффузионный ток (21).	
1.4.3. Время жизни носителей и диффузионная длина (22).	
Глава 2. <i>p-n</i>-ПЕРЕХОД. ДИОДЫ	23
§ 2.1. Идеальный <i>p-n</i> -переход при отсутствии внешнего напряже- ния	23
§ 2.2. Прямое смещение идеального <i>p-n</i> -перехода	28
2.2.1. Распределение носителей тока вблизи идеального <i>p-n</i> - перехода (29). 2.2.2. Токи через идеальный <i>p-n</i> -переход при прямом смещении (31). 2.2.3. Зависимость тока от на- пряжения для идеального <i>p-n</i> -перехода (31).	
§ 2.3. <i>p-n</i> -переход при обратном смещении	34
§ 2.4. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) идеального <i>p-n</i> -перехода	36
§ 2.5. Пробой <i>p-n</i> -перехода	38
§ 2.6. Вольт-амперная характеристика реальных <i>p-n</i> -переходов . .	40
2.6.1. Влияние генерации и рекомбинации носителей заря- да в <i>p-n</i> -переходе (40). 2.6.2. Поверхностные токи утеч- ки (42). 2.6.3. Влияние на ВАХ падения напряжения на ак- тивном сопротивлении <i>p</i> - и <i>n</i> -областей (43).	
§ 2.7. Различные типы диодов	44
2.7.1. Стабилитроны (45). 2.7.2. Фотодиоды (47).	

Глава 3. БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР	51
§ 3.1. Токи в биполярном транзисторе.	51
§ 3.2. Усиление напряжения с помощью биполярного транзистора	54
§ 3.3. Распределение неосновных носителей в базе биполярного транзистора.	55
§ 3.4. Режимы работы биполярного транзистора	57
3.4.1. Активный режим (57). 3.4.2. Режим отсечки (57). 3.4.3. Режим насыщения (57). 3.4.4. Примеры (58).	
§ 3.5. Схемы включения биполярного транзистора.	59
3.5.1. Схема включения транзистора с общей базой (ОБ) (59). 3.5.2. Схема включения транзистора с общим эмиттером (ОЭ) (60). 3.5.3. Схема включения транзистора с общим коллектором (ОК) (62).	
§ 3.6. h -параметры и статические характеристики биполярного транзистора.	63
§ 3.7. Статические характеристики биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой.	65
3.7.1. Входные характеристики (65). 3.7.2. Характеристики обратной связи (67). 3.7.3. Характеристики прямой передачи (67). 3.7.4. Выходные характеристики (68).	
§ 3.8. Статические характеристики биполярного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером.	70
3.8.1. Входные характеристики (70). 3.8.2. Характеристики обратной связи (72). 3.8.3. Характеристики прямой передачи (72). 3.8.4. Выходные характеристики (72).	
§ 3.9. Динамические свойства биполярного транзистора	75
§ 3.10. Флуктуационные шумы в транзисторах	77
3.10.1. Тепловой шум (78). 3.10.2. Дробовой шум (78). 3.10.3. Фликкер-шум (78). 3.10.4. Зависимость коэффициента шумов транзистора от его рабочих параметров (79).	
 Глава 4. ТИРИСТОР	 80
§ 4.1. Устройство и принцип действия тиристора без управляющих электродов	80
§ 4.2. Вольт-амперная характеристика тиристора без управляющих электродов	84
4.2.1. Прямая ветвь характеристики (84). 4.2.2. Обратная ветвь характеристики (85).	
§ 4.3. Тиристор с управляющим электродом	86
§ 4.4. Динамические свойства тиристора.	88

4.4.1. Способы включения тиристора (88).	4.4.2. Способы выключения тиристора (88).
§ 4.5. Симметричные тиристоры — симисторы.	90
Глава 5. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ	92
§ 5.1. Полевые транзисторы (ПТ) с управляющим p - n -переходом и с барьером Шоттки	93
5.1.1. Конструкция и принцип действия ПТ с управляющим p - n -переходом (93).	
5.1.2. Статические характеристики полевых транзисторов с управляющим p - n -переходом (95).	
5.1.3. Влияние температуры на характеристики транзистора (97).	
5.1.4. Полевые транзисторы с барьером Шоттки (99).	
§ 5.2. Полевые транзисторы с изолированным затвором.	99
5.2.1. МОП транзисторы с индуцированным каналом (99).	
5.2.2. Полевые транзисторы со встроенным каналом (102).	
§ 5.3. Параметры полевых транзисторов	105
§ 5.4. Биполярные транзисторы с изолированным затвором (IGBT — Insulated Gate Bipolar Transistor)	106
Глава 6. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ	109
§ 6.1. Зонная структура гетероперехода GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	110
§ 6.2. Полевые транзисторы на гетероструктурах.	112
§ 6.3. Светодиоды и лазеры на гетероструктурах.	113
§ 6.4. Фотоприемники на гетероструктурах.	116
Глава 7. УСИЛИТЕЛИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА	118
§ 7.1. Основные параметры и классификация усилителей	118
7.1.1. Основные параметры усилителей (118).	
7.1.2. Классификация усилителей (121).	
§ 7.2. Резисторный усилитель переменного тока	122
7.2.1. Схема и назначение элементов резисторного усилителя (122).	
7.2.2. Временные диаграммы токов и напряжений резисторного усилительного каскада (126).	
7.2.3. Расчет резисторного усилителя по переменному току (129).	
§ 7.3. Эмиттерный повторитель.	136
7.3.1. Коэффициенты усиления эмиттерного повторителя (137).	
7.3.2. Входное и выходное сопротивления (138).	
§ 7.4. Режимы работы усилителей.	140

7.4.1. Режим класса А (140).	7.4.2. Режим класса В (142).
7.4.3. Режим класса АВ (146).	7.4.4. Режим класса С (146).
7.4.5. Режим класса D (146).	
§ 7.5. Использование режимов классов В и АВ в двухтактных усилителях	147
7.5.1. Двухтактный эмиттерный повторитель, работающий в режиме класса В (147).	7.5.2. Двухтактный эмиттерный повторитель, работающий в режиме класса АВ (152).
7.5.3. Двухтактная схема усилителя с трансформаторным входом, работающего в режиме класса В (155).	
§ 7.6. Частотные свойства усилителя переменного тока	157
7.6.1. Область низких частот. Влияние разделительной емкости C_{P2} на коэффициент усиления K_U (157).	7.6.2. Влияние разделительной емкости C_{P1} на коэффициент усиления в области нижних частот (160).
7.6.3. Область верхних частот. Влияние емкости C_H (160).	7.6.4. Влияние емкости $C_Э$ на коэффициент усиления K_U (161).
§ 7.7. Обратные связи в усилителях. Стабилизация работы усилителя	163
7.7.1. Обратные связи в усилителях (163).	7.7.2. Сопротивление $R_Э$ как элемент отрицательной обратной связи. Стабилизация коэффициента усиления с помощью $R_Э$ (165).
7.7.3. Стабилизация режима покоя усилителя (166).	7.7.4. Влияние обратной связи на полосу пропускания усилителя (168).
Глава 8. ОПЕРАЦИОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ	171
§ 8.1. Дрейф нуля в усилителях постоянного тока.	172
§ 8.2. Дифференциальный усилитель	173
8.2.1. Дифференциальный усилитель с симметричным выходом (173).	8.2.2. Дифференциальный усилитель с несимметричным выходом (178).
8.2.3. Дифференциальный усилитель с нагрузкой в виде токового зеркала (180).	
§ 8.3. Генераторы стабильного тока для операционных усилителей	184
§ 8.4. Устройство операционного усилителя.	187
8.4.1. Свойства идеального операционного усилителя (187).	8.4.2. Устройство операционного усилителя на примере микросхемы К140УД1Б (188).
8.4.3. Передаточная характеристика и основные параметры реальных операционных усилителей (190).	
§ 8.5. Инвертирующая и неинвертирующая схемы включения операционного усилителя	192

8.5.1. Инвертирующая схема включения идеального операционного усилителя (192).	
8.5.2. Неинвертирующая схема включения идеального операционного усилителя (195).	
8.5.3. Компенсация дрейфа нуля, связанного с наличием входных токов (197).	
§ 8.6. Частотные свойства операционных усилителей.	198
8.6.1. Амплитудно-частотная характеристика операционного усилителя (198).	
8.6.2. Влияние отрицательной обратной связи на амплитудно-частотную характеристику операционного усилителя (200).	
8.6.3. Частотная коррекция амплитудно-частотной характеристики (200).	
 Глава 9. УСТРОЙСТВА НА ОПЕРАЦИОННЫХ УСИЛИТЕЛЯХ	 203
§ 9.1. Суммирование при подаче сигналов на инвертирующий вход при заземленном неинвертирующем входе (инвертирующая схема).	203
§ 9.2. Суммирование при подаче сигналов на неинвертирующий вход при заземленном инвертирующем входе	206
§ 9.3. Суммирование при подаче сигналов на оба входа операционного усилителя	208
§ 9.4. Интегрирование сигналов с помощью операционных усилителей	211
§ 9.5. Активные фильтры. Фильтры нижних и верхних частот первого порядка	213
9.5.1. Фильтр нижних частот первого порядка (214).	
9.5.2. Фильтр верхних частот первого порядка (216).	
§ 9.6. Активные фильтры второго порядка. Общие формулы	217
9.6.1. Фильтры нижних частот второго порядка (217).	
9.6.2. Фильтры верхних частот второго порядка (218).	
9.6.3. Полосовые фильтры второго порядка (219).	
§ 9.7. Реализация активных фильтров второго порядка	221
9.7.1. Фильтр нижних частот Саллена и Кея (221).	
9.7.2. Фильтр верхних частот Саллена и Кея (224).	
9.7.3. Полосовой фильтр второго порядка (225).	
§ 9.8. Генераторы на операционных усилителях.	228
9.8.1. Генератор линейно изменяющегося напряжения (ГЛИН) (228).	
9.8.2. Мультивибратор на операционном усилителе (232).	

Глава 10. ТРАНЗИСТОРНЫЙ КЛЮЧ И ТРИГГЕР	237
§ 10.1. Статические режимы работы транзисторного ключа	237
§ 10.2. Переходные процессы в транзисторном ключе	241
10.2.1. Включение транзистора (241). 10.2.2. Выключение транзистора (244).	
§ 10.3. Способы повышения быстродействия транзисторных ключей	246
10.3.1. Использование ускоряющих емкостей для повышения быстродействия (246). 10.3.2. Использование диодов Шоттки и транзисторов Шоттки (247).	
§ 10.4. Триггер на транзисторных ключах	250
10.4.1. Стационарное состояние триггера (252). 10.4.2. Переключение триггера на транзисторных ключах (253). 10.4.3. Роль емкостей C_1 и C_2 при переключении триггера (254).	
Глава 11. ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ	257
§ 11.1. Основы алгебры логики и возможные способы реализации простейших логических функций.	257
§ 11.2. Основные параметры логических элементов	261
§ 11.3. Логический элемент И-НЕ диодно-транзисторной логики (ДТЛ)	264
§ 11.4. Логические элементы транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ)	266
11.4.1. Простейший элемент И-НЕ ТТЛ (266). 11.4.2. Логический элемент И-НЕ со сложным инвертором (268). 11.4.3. Логический элемент И-НЕ ТТЛ с составным нагрузочным транзистором и активным элементом в базовой цепи выходного транзистора (271).	
§ 11.5. Транзисторно-транзисторная логика с транзисторами Шоттки (ТТЛШ)	274
§ 11.6. Логические элементы на комплементарных транзисторах с изолированным затвором (КМДП или КМОП)	276
§ 11.7. Логические элементы с тремя состояниями на выходе	278
§ 11.8. RS-триггер на логических элементах И-НЕ	281
§ 11.9. Генераторы на логических элементах	283
11.9.1. Аналоговый режим работы логических элементов. Кварцевый генератор на логических элементах (283). 11.9.2. Одновибраторы, или ждущие мультивибраторы (285). 11.9.3. Мультивибратор на логических элементах И-НЕ (289).	

Глава 12. ЭЛЕМЕНТЫ ПАМЯТИ	292
§ 12.1. Организация матрицы памяти	292
§ 12.2. Элементы памяти для статических оперативных запоминающих устройств.	294
§ 12.3. Динамические элементы памяти	297
12.3.1. Принцип работы элемента памяти для динамических оперативных запоминающих устройств (298). 12.3.2. Организация работы динамической памяти для оперативных запоминающих устройств (300).	
§ 12.4. Полупроводниковые энергонезависимые элементы памяти . .	301
Литература	309

Глава 1

ОСНОВЫ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Для того, чтобы понять, как работают полупроводниковые приборы, необходимо иметь представление о свойствах полупроводниковых материалов.

§ 1.1. Основы зонной теории полупроводниковых кристаллов

Большинство полупроводников, используемых при изготовлении приборов, представляют собой кристаллические вещества. Все кристаллы делятся на металлы, полупроводники и диэлектрики. К полупроводникам относятся материалы, проводимость которых сильно зависит от температуры (в отличие от металлов, в которых проводимость высокая даже при низких температурах, и от диэлектриков, в которых проводимость равна нулю даже при высоких температурах).

Изучение энергетической структуры полупроводников проще всего начать с рассмотрения энергетических уровней изолированного атома. Известно, что в атоме электроны могут находиться только в определенных энергетических состояниях — на разрешенных уровнях энергии. Самый нижний энергетический уровень называется основным, самый верхний заполненный — валентным. Выше расположены возбужденные уровни, не заполненные электронами в равновесных условиях. Если имеется N одинаковых невзаимодействующих атомов (находящихся далеко друг от друга), то у всех N атомов энергетические уровни одинаковы. В кристалле, состоящем из N атомов, атомы находятся на очень близком расстоянии друг от друга и поэтому взаимодействуют друг с другом. Согласно принципу Паули, ни одна пара электронов в системе не может находиться в одном энергетическом состоянии. Поэтому при образовании кристалла каждый энергетический уровень изолированного атома расщепляется на N очень близко расположенных уровней. Расстояние между соседними уровнями очень мало (порядка 10^{-22} эВ), так что их совокупность можно рассматривать как сплошную полосу энергий, в пределах которой может находиться энергия

электрона. Такую полосу называют разрешенной энергетической зоной. Разрешенные зоны разделены интервалами энергий, которые электрон иметь не может. В равновесных условиях электроны кристалла последовательно заполняют энергетические зоны снизу вверх. По аналогии с атомом верхняя полностью заполненная зона называется валентной. Ее потолок (наивысший уровень) обозначается через E_V . Самая низшая пустая зона, образовавшаяся при расщеплении наинизшего возбужденного уровня, называется зоной проводимости. Ее дно (наинизший уровень) обозначается через E_C . Валентная зона и зона проводимости разделены запрещенной зоной с энергией E_g . Электроны в валентной зоне локализованы вблизи своих атомов; электроны в зоне проводимости свободны и могут перемещаться по всему кристаллу. При работе полупроводниковых приборов проявляются только эти две зоны. Это связано с тем, что для возбуждения электронов с более глубоких энергетических зон необходима большая энергия, не используемая в полупроводниковых приборах.

§ 1.2. Носители тока в полупроводниках

На рис. 1.1 схематически изображены валентные связи полупроводников с решеткой типа алмаза (например, кремния).

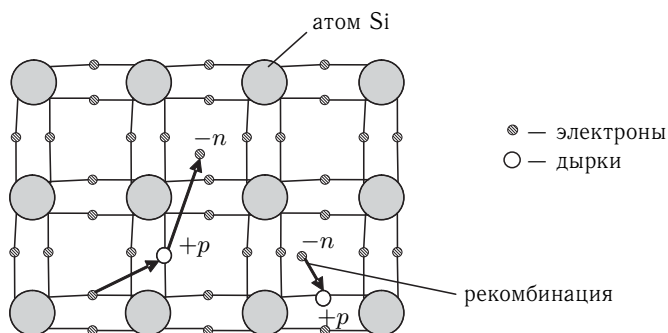


Рис. 1.1. Схематическое изображение валентных связей в кристалле кремния

Кремний (Si) — четырехвалентный элемент с ковалентными связями. Значит, с каждым соседним атомом данный атом связан двумя валентными электронами. Чтобы разорвать электронные связи между атомами и создать в таком кристалле свободные электроны, способные переносить электрический ток, необходимо затратить энергию, равную E_g . Валентный электрон

может получить эту энергию за счет тепловых колебаний атомов кремния или падающего на кристалл света. Электрон перейдет из валентной зоны в зону проводимости и сможет свободно перемещаться по всему кристаллу. Если к кристаллу приложить внешнее напряжение, то эти электроны будут дрейфовать против поля. Следовательно, за счет движения таких «свободных» электронов в полупроводнике будет протекать электрический ток.

После ухода электрона в валентных связях образуется вакансия. Атом со свободной валентной связью оказывается заряженным положительно. Поэтому он притягивает к себе соседние электроны, находящиеся на валентных связях. Ближайшие валентные электроны стремятся занять освободившееся место, к новому свободному месту опять будут стремиться соседние электроны и т. д. В результате, хотя валентные электроны по-прежнему остаются локализованными, положительно заряженная вакансия (ее называют дыркой) может уйти сколь угодно далеко от атома, на котором она образовалась. Во внешнем электрическом поле дырка будет дрейфовать вдоль поля, создавая электрический ток.

Следовательно, в полупроводниках есть носители тока двух типов: отрицательно заряженные электроны (n) и положительно заряженные дырки (p). Процесс создания электронно-дырочных пар называется генерацией.

Следует добавить, что место вакансии может занять не только электрон с соседней связи, но и свободный электрон из зоны проводимости. При этом электрон и дырка как свободные носители взаимно уничтожаются. Избыток энергии передается кристаллической решетке или кванту света. Взаимное уничтожение электрона и дырки при столкновении называется рекомбинацией.

§ 1.3. Собственная и примесная проводимость полупроводников

Полупроводники, в которых отсутствуют примеси и дефекты, называются собственными. В собственных полупроводниках проводимость зависит от материала и температуры. Концентрация «собственных» электронов n_i (т. е. число свободных электронов в единице объема собственного полупроводника) равна концентрации «собственных» дырок p_i . Эти концентрации прежде всего определяются вероятностью заполнения электронами уровней энергии E :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}. \quad (1.1)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, E_F — энергия Ферми. Функция $f(E)$ называется функцией Ферми. Энергия Ферми E_F — энергия такого энергетического уровня, вероятность заполнения которого равна $\frac{1}{2}$. При низких температурах справедлива грубая интерпретация величины E_F как энергетического уровня, который разделяет заполненные и пустые состояния.

В собственном полупроводнике уровень Ферми находится примерно в середине запрещенной зоны E_g (см. рис. 1.2 а), поэтому выполняются неравенства:

$$\begin{aligned} E_C - E_F &\gg kT; \\ E_F - E_V &\gg kT. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Действительно, при $T = 300$ К величина kT равна 0,026 эВ, а ширина запрещенной зоны для большинства полупроводников порядка 1 эВ. В случае выполнения неравенств (1.2) распределение Ферми (1.1) можно заменить распределением Больцмана:

$$f(E) \approx \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right). \quad (1.3)$$

Концентрация электронов n в зоне проводимости определяется в результате суммирования всех электронов на заполненных состояниях в этой зоне [1]:

$$n = N_C \cdot \exp \frac{E_F - E_C}{kT}. \quad (1.4)$$

Здесь N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Она тем больше, чем плотнее расположены уровни в зоне.

Концентрация дырок p определяется суммированием пустых состояний в валентной зоне и выражается аналогичной формулой:

$$p = N_V \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right). \quad (1.5)$$

Соответственно N_V — эффективная плотность состояний в валентной зоне. Величина эффективных плотностей состояний N_C и N_V для кремния — порядка 10^{19} см^{-3} .

Энергии электронов и дырок принято отсчитывать от дна зоны проводимости E_C , причем энергия электронов отсчитывается вверх, а энергия дырок — вниз. Положив в формулах (1.4)–(1.5) $E_C = 0$, получим для концентраций электронов и дырок

$$n = N_C \cdot \exp \frac{E_F}{kT}; \quad (1.6)$$

$$p = N_V \cdot \exp \left(-\frac{E_g + E_F}{kT} \right). \quad (1.7)$$

Здесь E_F — отрицательная величина, т. к. уровень Ферми лежит ниже нулевого уровня E_C .

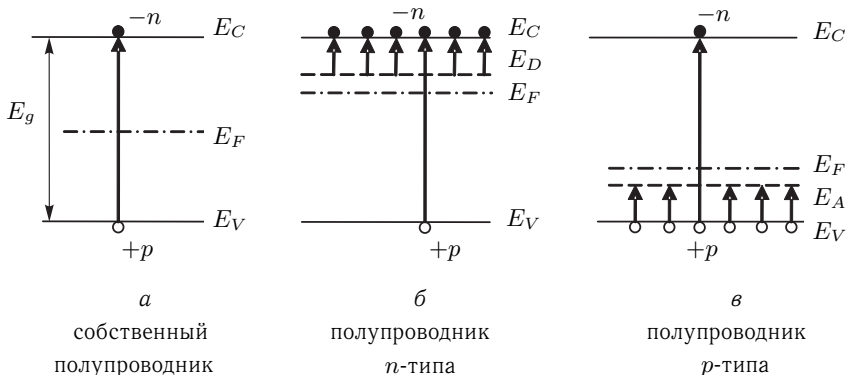


Рис. 1.2. Зонные диаграммы собственных и примесных полупроводников

В собственном полупроводнике образование электронов и дырок (генерация) происходит одновременно, поэтому $n_i = p_i$. Положив в (1.6) и (1.7) $n = p = n_i$, получим

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp \left(-\frac{E_g}{2kT} \right). \quad (1.8)$$

Как следует из формулы (1.8), собственная концентрация носителей тока в полупроводнике тем больше, чем меньше ширина запрещенной зоны и чем выше температура.

1.3.1. Примесные полупроводники. Рассмотрим теперь полупроводники при наличии примесей. Различают донорную и акцепторную примесь.

Если валентность атома примеси больше, чем валентность атомов основного вещества, то примесь называют донорной. Полупроводник, легированный донорной примесью, называется полупроводником n -типа. В германии и кремнии донорной примесью служат, например, элементы V группы таблицы Менделеева (мышьяк, фосфор). Пятивалентная примесь отдает четыре своих электрона на образование валентных связей с четырьмя ближайшими атомами основного четырехвалентного полупроводника, а один электрон оказывается «лишним», не занятым в образовании валентных связей. Этот «лишний» пятый электрон относительно слабо связан с атомом примеси, поэтому энергия ионизации донорной примеси оказывается существенно меньше ширины запрещенной зоны E_g . Энергия ионизации донорного уровня обозначается E_D . На зонной диаграмме (рис. 1.2 б) донорные уровни изображаются штриховой линией, лежащей в запрещенной зоне на расстоянии E_D от дна зоны проводимости E_C . Не должен смущать тот факт, что разрешенные для электрона уровни лежат в запрещенной зоне. Это — уровни примесных (то есть чужих) атомов для зонной диаграммы данного вещества.

При нулевой температуре ($T = 0$) все электроны локализованы вблизи своих атомов, а уровень Ферми находится посередине между дном зоны проводимости E_C и примесным уровнем E_D . Зона проводимости пуста. При увеличении температуры начинается переход электронов с примесного уровня в зону проводимости, этот процесс изображен короткими стрелками на рис. 1.2 б. Концентрация электронов в зоне проводимости при $kT \ll E_D$ может быть определена по формуле [1]:

$$n = \sqrt{N_C N_D} \exp\left(-\frac{E_D}{2kT}\right). \quad (1.9)$$

Здесь через N_D обозначена концентрация донорной примеси. При увеличении температуры уровень Ферми смещается вниз, и при комнатной температуре ($T = 300$ К) он оказывается ниже донорного уровня, если $E_D \ll E_g$. Мелкие доноры (т. е. доноры, для которых $E_D \ll E_g$) при комнатной температуре оказываются полностью ионизованными. Одновременно с ионизацией доноров происходит генерация электронов и дырок, связанная с переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости (этот процесс иллюстрирует длинная стрелка на рис. 1.2 б). Вероятность

этих переходов крайне мала, т. к. $kT \ll E_g$. Поэтому концентрация электронов в зоне проводимости при комнатной температуре практически равна N_D , а концентрация дырок в валентной зоне ничтожно мала.

Формулы (1.6) и (1.7) справедливы не только для собственного, но и для примесного полупроводника, если концентрация примесных атомов не слишком велика: $N_D \ll N_C$ [1]. Такие слабо легированные полупроводники называются невырожденными. Уровень Ферми в полупроводнике n -типа лежит ближе к зоне проводимости, чем к валентной зоне, т. к. концентрация свободных электронов в этом полупроводнике существенно больше, чем концентрация дырок. Перемножив формулы (1.6) и (1.7), получим

$$n \cdot p = N_C N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (1.10)$$

или, с учетом (1.8),

$$n \cdot p = n_i^2. \quad (1.11)$$

В невырожденном примесном полупроводнике произведение концентрации электронов на концентрацию дырок равно этому произведению в собственном полупроводнике.

Оценим концентрации электронов и дырок при комнатной температуре в кремнии, легированном донорами с концентрацией $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Собственная концентрация носителей в кремнии при комнатной температуре составляет $n_i = 1,4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. При комнатной температуре все доноры ионизованы и концентрация электронов равна концентрации доноров: $n = N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для определения концентрации дырок воспользуемся формулой (1.11). Получим:

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{1,96 \cdot 10^{20}}{10^{16}} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}.$$

Из этого примера видим, что концентрация дырок в полупроводнике n -типа оказывается на много порядков ниже, чем концентрация электронов. Более того, концентрация дырок в донорном полупроводнике становится меньше собственной концентрации носителей n_i . Это связано с тем, что при большой концентрации электронов интенсивнее идут процессы рекомбинации. И без того небольшое число собственных дырок уничтожается при столкновении с большим числом электронов. В результате число дырок оказывается даже меньше, чем в собственном

полупроводнике. Электроны в полупроводнике n -типа называются основными носителями тока, а дырки — неосновными.

Если валентность атома примеси меньше, чем валентность атомов основного вещества, то примесь называют акцепторной. Полупроводник, легированный акцепторной примесью, называется полупроводником p -типа. В германии и кремнии акцепторной примесью служат атомы элементов III группы таблицы Менделеева, например, индий, галлий. У трехвалентного элемента не хватает одного электрона для образования полноценной валентной связи с атомом основного вещества. Образуется вакансия, место которой может занять электрон, перешедший с соседнего атома основного вещества. Этот процесс происходит только при получении электроном энергии, равной энергии ионизации акцепторного уровня, которая обозначается E_A . Ионизованный атом примеси окажется отрицательно заряженным ионом, а атом основного вещества, с которого перешел электрон, зарядится положительно и будет стремиться захватить соседние электроны. Вакансия начнет перемещаться по кристаллу, в валентной зоне появится дырка. Зонная диаграмма полупроводника p -типа изображена на рис. 1.2 в.

При нулевой температуре ($T = 0$) уровень Ферми находится посередине между потолком валентной зоны E_V и примесным уровнем E_A ; в валентной зоне все уровни заняты электронами и свободных дырок нет. При увеличении температуры начинается переход электронов из валентной зоны на акцепторные уровни, этот процесс изображен короткими стрелками на рис. 1.2 в. Концентрация дырок при $kT \ll E_A$ может быть определена по формуле, аналогичной (1.9) [1]:

$$p = \sqrt{N_V N_A} \exp\left(-\frac{E_A}{2kT}\right). \quad (1.12)$$

Здесь через N_A обозначена концентрация акцепторной примеси. При увеличении температуры уровень Ферми смещается вверх, и при комнатной температуре ($T = 300$ К) он оказывается выше акцепторного уровня. Мелкие акцепторы (т. е. акцепторы, для которых $E_A \ll E_g$) при комнатной температуре оказываются полностью ионизованными. Концентрация дырок при $T = 300$ К практически равна N_A , а концентрация электронов в зоне проводимости ничтожно мала. В полупроводнике p -типа дырки называются основными носителями тока, а электроны — неосновными носителями, т. к. их мало.

Формулы (1.6), (1.7) и (1.11) справедливы также для полупроводников p -типа, если концентрация примеси в них относительно мала: $N_A \ll N_V$.

На рис. 1.3 приведен график зависимости концентрации электронов в логарифмическом масштабе ($\ln(n)$) от обратной температуры $1/T$ в полупроводнике n -типа. При низких температурах концентрация электронов совпадает с концентрацией ионизованных доноров и определяется формулой (1.9). При температуре T_1 концентрация электронов перестает зависеть от температуры, т. к. все доноры уже ионизованы, а собственная концентрация, связанная с переходами из валентной зоны в зону проводимости, еще мала. Температуру T_1 можно определить из (1.9), положив $n = N_D$ [1]:

$$T_1 = \frac{E_D}{k \cdot \ln \frac{N_C}{N_D}}.$$

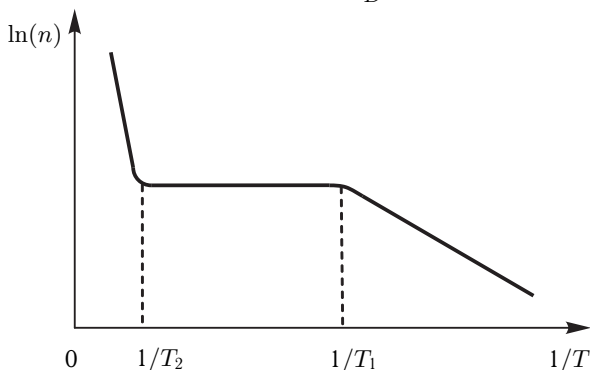


Рис. 1.3. Температурная зависимость концентрации электронов в полупроводнике n -типа

Собственная концентрация становится заметной только при достаточно высокой температуре T_2 . Область температур $T_1 < T < T_2$ называется областью примесного истощения. При $T > T_2$ собственная концентрация становится больше примесной. Эта область называется областью собственной проводимости, в которой концентрация электронов определяется собственной концентрацией (1.8). При температуре T_2 концентрация n_i становится равной концентрации доноров. Подставив в (1.8) $n_i = N_D$, получим:

$$T_2 = \frac{E_g}{k \cdot \ln \frac{N_C N_V}{N_D^2}}.$$

В большинстве полупроводников, используемых при изготовлении полупроводниковых приборов, при комнатной температуре атомы примеси уже полностью ионизованы, а генерация «собственных» пар электрон–дырка еще не началась. Так, для кремния температура T_1 составляет около 120 К, а температура T_2 — порядка 400 К [2], и комнатные температуры попадают в область примесного истощения. Поэтому в дальнейшем мы будем полагать, что концентрация основных носителей тока равна концентрации атомов соответствующей примеси, а концентрацию неосновных носителей будем вычислять по формулам (1.10) и (1.11).

Полупроводник, легированный и донорами, и акцепторами, называется компенсированным. Компенсированный полупроводник проявляет себя как полупроводник n -типа, если в нем больше доноров, и как полупроводник p -типа, если в нем больше акцепторов.

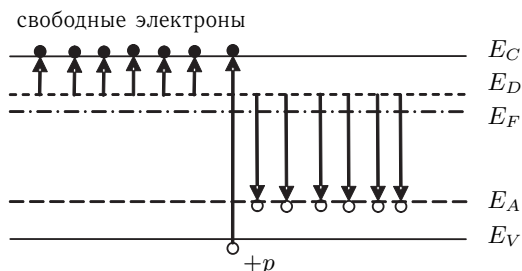


Рис. 1.4. Зонная диаграмма компенсированного полупроводника

Рассмотрим пример. В полупроводнике концентрация доноров равна N_D , а концентрация акцепторов — N_A , причем $N_D = 2N_A$. Требуется определить концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне при комнатной температуре. Поскольку любая система стремится занять положение с наименьшей энергией, все акцепторы окажутся ионизованными за счет «лишних» пятых электронов с доноров. Эта ситуация иллюстрируется рисунком 1.4. При комнатной температуре оставшиеся электроны с доноров перейдут в зону проводимости и концентрация свободных электронов n будет равна $N_D - N_A = N_D/2$. Концентрацию дырок можно определить по формуле (1.11):

$$p = \frac{n_i^2}{N_D - N_A}.$$

§ 1.4. Токи в полупроводниках

Токи в полупроводниках возникают при перемещении носителей заряда под действием электрического поля или из-за диффузии заряженных частиц. Полный ток складывается из двух составляющих: дрейфовой и диффузионной.

1.4.1. Дрейфовый ток. Движение электрических зарядов под действием электрического поля приводит к возникновению дрейфового тока. При наличии внешнего поля возникает направленное движение заряженных частиц. Усредненная скорость этого направленного движения называется дрейфовой скоростью. Плотность дрейфового тока, связанную с движением электронов, можно выразить через дрейфовую скорость $v_{др.н}$:

$$j_{др.н} = -en v_{др.н}. \quad (1.13)$$

Знак «минус» в формуле (1.13) связан с тем, что электроны переносят ток в направлении, противоположном направлению движения.

Дрейфовая скорость $v_{др.н}$ почти всегда пропорциональна электрическому полю E :

$$v_{др.н} = -\mu_n E. \quad (1.14)$$

Подвижность электронов μ_n определяется как средняя скорость, приобретаемая электроном в поле с единичной напряженностью. Знак «минус» в формуле (1.14) означает, что электроны движутся в сторону, противоположную направлению электрического поля.

Объединяя формулы (1.13) и (1.14), получим для электронной составляющей дрейфового тока выражение

$$j_{др.н} = en\mu_n E. \quad (1.15)$$

Для плотности дырочного тока $j_{др.р}$ и дрейфовой скорости дырок $v_{др.р}$ можно написать формулы, аналогичные (1.13)–(1.15):

$$j_{др.р} = ep v_{др.р} \quad (1.16)$$

$$v_{др.р} = \mu_p E, \quad (1.17)$$

$$j_{др.р} = ep\mu_p E, \quad (1.18)$$

где μ_p — подвижность дырок.

В идеальном кристалле электроны и дырки движутся без столкновений, поэтому подвижность носителей тока в идеальном кристалле очень велика. В реальном кристалле дрейфо-