

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

1. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1.1. Общие сведения о полупроводниках

Поскольку все электронные приборы должны работать в различных электрических схемах, используемые для их создания материалы представляют интерес прежде всего с точки зрения их важнейшего свойства – **способности проводить электрический ток**, называемой **электропроводностью**. Электропроводность материала оценивается с помощью параметра σ , называемого его **удельной электрической проводимостью**. Часто используется обратная величина $\rho = 1/\sigma$, называемая **удельным электрическим сопротивлением**.

По величине удельной электрической проводимости и, соответственно, удельного электрического сопротивления все материалы разделяются на три группы: **проводники**, имеющие высокую проводимость ($\sigma \geq 10^4 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$), **диэлектрики**, имеющие низкую проводимость ($\sigma \leq 10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$), и занимающие промежуточное положение **полупроводники**, проводимость которых может изменяться в указанных пределах. Важно отметить, что **удельная электрическая проводимость полупроводников может изменяться в зависимости от** ряда факторов, таких как **температура, наличие** в полупроводнике **примесных атомов** и различных **внешних воздействий** (электрическое и электромагнитное поле, радиационное воздействие).

К полупроводникам можно отнести около двух тысяч материалов, однако в полупроводниковой электронике находят применение всего несколько десятков материалов, основными из которых являются элементы четвертой группы периодической таблицы Менделеева **германий (Ge)** и **кремний (Si)**, а также **арсенид галлия (GaAs)**, представляющий собой соединение элементов третьей и пятой группы. Указанные материалы имеют **кристаллическую структуру**, т.е. все атомы в образце такого материала, называемом **монокристаллом**, находятся в строго определенных положениях и связаны с соседними атомами устойчивыми связями, образуя периодическую **кристаллическую решетку**.

Первые полупроводниковые приборы (диоды и транзисторы), появившиеся в начале пятидесятых годов прошлого века, изготавливались из **гер-**

мания, однако начиная с семидесятых годов германиевые приборы постепенно стали вытесняться кремниевыми приборами. В настоящее время именно **кремний** занял лидирующую позицию как материал, на основе которого изготавливаются полупроводниковые приборы и интегральные схемы.

В последние десятилетия появились и приобрели широкое распространение полупроводниковые приборы на основе **арсенида галлия**. Этот материал превосходит кремний по некоторым электрофизическим свойствам, однако технологические проблемы не позволяют реализовать на основе арсенида галлия все известные приборы. Поэтому задача замены кремниевых приборов арсенид-галлиевыми не стоит на повестке дня. Вместе с тем особые свойства арсенида галлия позволяют реализовать на его основе совершенно новые приборы, которые не могли быть реализованы на основе германия или кремния, что делает арсенид галлия безусловно перспективным материалом. Помимо отмеченных материалов в последние годы в полупроводниковой электронике находят (пока ограниченное) применение **карбид кремния (SiC)**, **нитрид галлия (GaN)**, **фосфид индия (InP)** и другие материалы.

1.2. Собственный и примесные полупроводники. Свободные носители заряда

Собственным полупроводником или полупроводником **i-типа** (от английского **intrinsic** – свойственный, присущий чему-либо) называют полупроводник, кристаллическая структура которого состоит из атомов одного материала, например, кремния (в дальнейшем, учитывая наиболее широкое распространение кремния в электронике, будем говорить именно о нем). **Примесными** называют полупроводники в кристаллическую структуру которых специальным технологическим путем вводятся атомы другого материала, называемого **примесью**. Технологическая операция, с помощью которой примесные атомы вводятся в монокристалл полупроводника, называется **легированием полупроводника**. Как будет показано ниже, используются два типа примесей и, соответственно, различают два типа примесных полупроводников.

На рис. 1.1 предельно схематично показан фрагмент кристаллической структуры собственного кремния. Поскольку кремний является **четырёхвалентным** элементом (**валентность** соответствует номеру группы периодической таблицы Менделеева), **ядро атома**, показанное на рисунке большим

кружком, имеет заряд $+4$. Вокруг ядра на внешней оболочке вращаются четыре **валентных электрона**, показанные маленькими кружками со значком минус в соответствии со знаком заряда электронов. Каждый из валентных электронов данного атома вместе с одним из валентных электро-

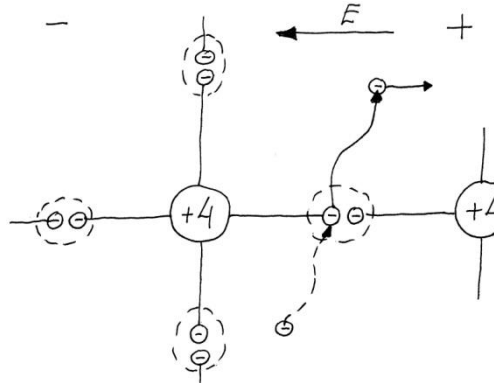


Рис. 1.1. Фрагмент кристаллической структуры собственного полупроводника.

нов одного из четырех соседних атомов образуют общую электронную оболочку, охватывающую оба атома. В результате каждый атом оказывается тесно связан с четырьмя соседними атомами. Эти связи, называемые **ковалентными связями**, условно показаны на рисунке пунктиром. Ковалентные связи достаточно прочны, и благодаря им все атомы удерживаются в строго определенных положениях, называемых **узлами кристаллической решетки**. Такая периодическая кристаллическая структура (разумеется более сложная, **трехмерная**) пронизывает весь монокристалл полупроводника.

При температуре близкой к абсолютному нулю ($T \approx 0$) практически отсутствуют **тепловые колебания** атомов кристаллической решетки, и все электроны заняты в ковалентных связях, т.е. находятся в связанном состоянии. При этом в структуре нет никаких свободных электронов, способных переносить электрический ток. Поэтому при $T \approx 0$ собственный полупроводник является практически идеальным диэлектриком ($\sigma \approx 0$).

При увеличении температуры начинают проявляться тепловые колебания атомов в узлах кристаллической решетки. Чем выше температура, тем больше энергия и, соответственно, амплитуда этих колебаний. При этом ковалентные связи, удерживающие атомы в узлах кристаллической решетки, испытывают напряжение, и при некоторой (не очень высокой) температуре отдельные ковалентные связи могут разрываться. **Разрыв ковалентной связи** (показан на рисунке волнистой линией) приводит к тому, что один из валентных электронов покидает связь и становится **свободным**, не связанным ни с каким атомом. Эти свободные электроны способны переносить

электрический ток, поэтому они в отличие от валентных электронов называются **электронами проводимости**. Заметим, что свободные электроны совершают **хаотические тепловые колебания**.

Сам атом, потерявший в результате разрыва ковалентной связи валентный электрон, становится **положительно заряженным ионом**, находящимся в узле кристаллической решетки. Таким образом, разрыв ковалентной связи представляет собой процесс **ионизации** атома полупроводника. Один из свободных электронов, находясь вблизи такого ионизированного атома, может заполнить образовавшуюся в результате ионизации **вакансию**, т.е. занять место ушедшего электрона (см. пунктирную волнистую линию на рисунке) и восстановить разрушенную ковалентную связь. В этом случае свободный электрон становится валентным, а ионизированный атом становится нейтральным атомом.

При наличии **электрического поля** в образце полупроводника на хаотическое тепловое движение свободных электронов накладывается направленное движение под действием сил поля. Следует иметь в виду, что движение электронов в твердом теле заметно отличается от движения электронов в вакууме, где они не имеют никаких препятствий и движутся под действием поля равноускоренно. При движении в полупроводнике **электроны постоянно сталкиваются с атомами кристаллической решетки**. При каждом соударении электроны отдают атомам свою энергию, увеличивая энергию (амплитуду) тепловых колебаний атомов. Отдав свою энергию, т.е. затормозившись при соударении с атомами, электроны снова ускоряются полем и движутся вплоть до следующего соударения. Таким образом, между соударениями с атомами электроны движутся **равноускоренно**, а усредненное на большом отрезке их движение оказывается **равномерным**.

Движущиеся электроны могут заполнять вакансии в ковалентных связях. При этом положительный заряд, принадлежавший ионизированному атому, компенсируется зарядом электрона, но остается положительный заряд другого атома - того, который покинул данный электрон. Иными словами, при восстановлении ковалентных связей происходит передача положительного заряда от одного атома к другому (подобно передаче эстафетной палочки). Таким образом, в полупроводниках под действием сил поля движутся не только отрицательные заряды свободных электронов, но и происходит перемещение положительных зарядов от одного ионизированного атома к другому, причем **положительные заряды движутся навстречу отрицательным**. Последнее нетрудно понять, поскольку при показанной на рисунке полярности напряжения и, соответственно, направлении **вектора**

напряженности поля E , электроны движутся слева направо и заполнить вакансию, принадлежащую данному атому, может электрон, испущенный атомом, расположенным левее данного. Соответственно положительный заряд переместится влево.

Реально ситуация с перемещением положительных зарядов оказывается сложнее, поскольку в структуре монокристалла полупроводника нейтральные атомы непрерывно обмениваются валентными электронами. Это достаточно сложный процесс, и его рассмотрение не входит в задачу данного пособия. Следует только иметь в виду, что в перемещении положительных зарядов, соответствующих вакансиям, активно участвуют валентные электроны.

Вышесказанное позволило принять, что в полупроводниках существуют два типа **свободных носителей заряда** – отрицательно заряженные **электроны** и положительно заряженные **квазичастицы**, соответствующие вакансиям в ковалентных связях и называемые **дырками** (по-английски - **holes**). В отличие от движения материальных частиц (электронов) направленное движение дырок носит в известной степени **виртуальный характер**, поскольку от одного атома к другому передается только факт наличия положительного заряда. Сами же ионизированные атомы тремя оставшимися ковалентными связями прочно удерживаются в узлах кристаллической решетки. Далее для определенности все величины, относящиеся к электронам, будем обозначать индексом **n**, соответственно знаку их заряда (от английского **negative** - отрицательный), а величины, относящиеся к дыркам – индексом **p** (от английского **positive** - положительный).

Процесс разрыва ковалентных связей под действием тепловых колебаний атомов кристаллической решетки, при котором возникают свободные электроны и дырки, получил название **тепловой генерации** (от английского **generation** – генерация, образование) свободных носителей заряда (или электрон-дырочных пар). Обратный процесс восстановления ковалентных связей, при котором электрон-дырочные пары исчезают, получил название **рекомбинации** (от английского **recombination** - воссоединение) носителей заряда. Тепловая генерация характеризуется **скоростью генерации G** , равной количеству электрон-дырочных пар, возникающих за единицу времени в единице объема полупроводника. Рекомбинация, в свою очередь, характеризуется **скоростью рекомбинации R** , равной количеству электрон-дырочных пар, исчезающих за единицу времени в единице объема полупроводника.

Скорость тепловой генерации зависит от двух факторов - **температуры и энергии**, которую нужно приложить для разрыва ковалентных связей. Очевидно, что чем выше температура, тем выше амплитуда тепловых

колебаний атомов кристаллической решетки и, соответственно, выше скорость генерации. Энергия, которая необходима для разрыва ковалентных связей для разных полупроводников различна, она определяется **шириной запрещенной зоны энергетической диаграммы полупроводника ΔW_z** (см. ниже п. 1.3). Чем выше эта энергия, тем ниже скорость генерации. Скорость рекомбинации пропорциональна **концентрациям электронов и дырок**, т.е. их количеству в единице объема полупроводника, поскольку чем больше электрон-дырочных пар находится в полупроводнике, тем выше вероятность их рекомбинации.

Состояние полупроводника, при котором температура остается постоянной, и отсутствуют какие-либо внешние воздействия, которые могут изменить концентрацию свободных носителей в полупроводнике, называется **состоянием термодинамического равновесия (ТДР)** или просто – **равновесным**. В этом состоянии выполняются два **фундаментальных закона (условия)**. Первый закон называется **законом равновесия масс**, он говорит о том, что в равновесном состоянии скорости тепловой генерации и рекомбинации равны друг другу ($G = R$). Отсюда следует, что концентрация электрон-дырочных пар остается постоянной во времени. Второй закон называется **законом электронейтральности**, он говорит о том, что в равновесном состоянии сумма зарядов всех заряженных частиц в объеме полупроводника равна нулю ($\sum Q_i = 0$). В собственном полупроводнике это условие выполняется автоматически, поскольку в результате генерации электроны и дырки возникают попарно, а в результате рекомбинации они же исчезают попарно, поэтому их количество одинаково, и заряды электронов и дырок взаимно компенсируют друг друга.

Концентрацию электронов и дырок в собственном полупроводнике в равновесном состоянии принято называть **собственной концентрацией** и обозначать, соответственно, n_i и p_i . Учитывая их равенство ($n_i = p_i$), в дальнейшем для сокращения числа обозначений будем использовать только n_i .

Как уже отмечалось, в примесных полупроводниках могут использоваться два типа примесей, причем в обоих случаях валентность примесных атомов отличается от валентности кремния, равной четырем, на единицу. Примеси пятой группы таблицы Менделеева, например, **фосфор (P)**, **сурьма (Sb)**, **мышьяк (As)**, называются **донорными** (от английского **donor** – донор, жертвователь), а примеси третьей группы, такие как **бор (B)**, **алюминий (Al)**, называются **акцепторными** (от английского **accept** - принимать). Причины этих названий станут ясны чуть ниже. **Примесные атомы** вводятся в

монокристалл полупроводника с помощью операции легирования и **замещают отдельные атомы кремния в узлах кристаллической решетки**, причем концентрация примесных атомов задается в процессе легирования.

На рис. 1.2, а приведен фрагмент структуры полупроводника, в который введены атомы донорной примеси. Пятивалентный атом донорной примеси имеет пять валентных электронов. Четыре из них участвуют в образовании ковалентных связей с четырьмя соседними атомами кремния,

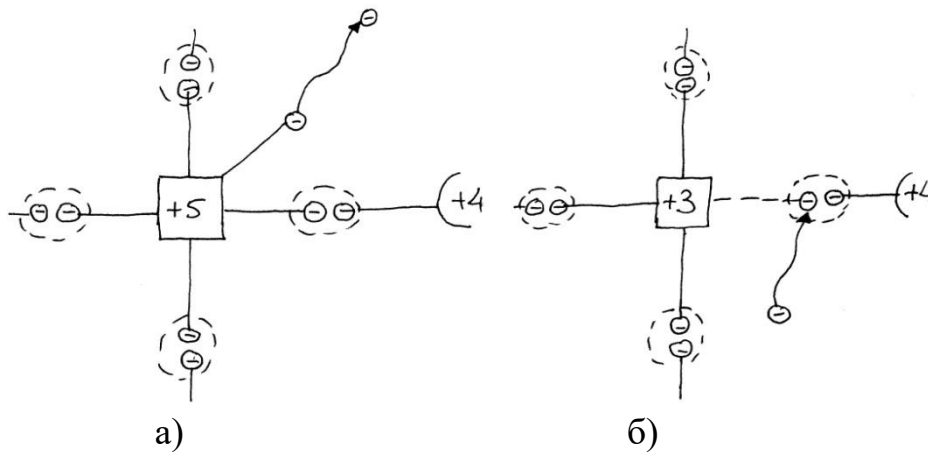


Рис. 1.2. Фрагменты кристаллической структуры полупроводников n-типа (а) и p-типа (б).

с помощью которых примесный атом удерживается прочно в узле кристаллической решетки, а пятый валентный электрон оказывается **неспаренным**. Он связан только с атомом примеси, причем эта связь оказывается очень слабой по сравнению теми связями, которыми связаны с атомами электроны, занятые в ковалентных связях. Поэтому **при достаточно низких температурах ($T < 200 \text{ K}$) все неспаренные валентные электроны покидают атомы примеси и становятся свободными** (электронами проводимости). Теперь становится ясно название донорной примеси, она отдает свои неспаренные электроны. Что касается ионизированного атома примеси, то он четырьмя ковалентными связями прочно удерживается в узле кристаллической решетки и, в отличие от ионизированного атома кремния, не может никому передать свой положительный заряд, поскольку не может удерживать неспаренный электрон.

Таким образом, в результате ионизации донорной примеси в полупроводнике появляются свободные электроны (в дополнение к тем электронам, которые вместе с дырками образуются в процессе тепловой генерации). Концентрация электронов в этом случае оказывается выше концентрации дырок, и при появлении электрического поля они будут создавать больший, чем

дырки ток. Поэтому такой полупроводник имеет **электропроводность электронного типа** и называется **электронным** или полупроводником **n-типа**, и все его параметры отмечаются индексом **n**.

Разумеется, если концентрация донорной примеси N_D очень мала по сравнению с собственной концентрацией электронов и дырок ($N_D \ll n_i$), свойства такого полупроводника практически не будут отличаться от свойств собственного полупроводника. Для того, чтобы повысить удельную электрическую проводимость и иметь возможность управлять ей, необходимо сильно легировать полупроводник ($N_D \gg n_i$). При этом концентрации электронов и дырок различаются на несколько порядков ($n_n \gg p_n$) и вклад дырок в электропроводность очень мал. В этом случае **электроны** принято называть **основными носителями заряда**, а **дырки** – **неосновными носителями заряда**.

На рис.1.2, б приведен фрагмент структуры полупроводника, в который введены атомы акцепторной примеси. **Трехвалентный** атом акцепторной примеси образует три ковалентные связи с тремя соседними атомами кремния. Для образования ковалентной связи с четвертым атомом кремния он захватывает электрон соседнего атома, становясь при этом отрицательно заряженным ионом. При этом у атома кремния, отдавшего этот электрон, остается положительный заряд, способный передаваться от одного атома к другому, т.е. дырка. В этом случае концентрация дырок превосходит концентрацию электронов и такой полупроводник имеет **электропроводность дырочного типа** и называется **дырочным** или полупроводником **p-типа**, и все его параметры отмечаются индексом **p**. **Дырки** в этом полупроводнике называются **основными носителями заряда**, а **электроны** – **неосновными носителями**.

В завершении несколько **важных выводов**:

- в **собственном** полупроводнике имеется **только один физический процесс**, приводящий к образованию свободных носителей заряда - **тепловая генерация**, при этом концентрация электронов и дырок оказывается одинаковой;

- в **примесном** полупроводнике к нему добавляется **другой процесс - ионизация атомов примеси**, при этом образуются свободные носители заряда только одного знака (электроны в полупроводнике n-типа и дырки в полупроводнике p-типа);

- в **примесном** полупроводнике **основные носители** заряда образуются в основном **за счет ионизации атомов примеси** (добавка за счет тепловой генерации ничтожно мала), а **неосновные носители** образуются только **за счет тепловой генерации**;

- **рекомбинация** является **единственным процессом**, в ходе которого **исчезают свободные носители заряда**;

- в **примесном полупроводнике неподвижные ионы примеси не могут переносить электрический ток**, но их **заряды обязательно должны учитываться**.

1.3. Энергетические диаграммы полупроводников

Как известно из квантовой физики, **энергия электронов в атоме квантована**, т.е. может принимать дискретные (строго определенные) значения, и не может изменяться непрерывно, как большинство физических величин классической физики, например, температура. Соответственно **энергетическая диаграмма** изолированного атома (например, атома какого-либо газа) представляет собой **набор дискретных энергетических уровней**, на которых (условно говоря) могут «находиться» электроны (реально это означает, что энергия электрона соответствует определенному уровню). Интервалы энергии между этими «**разрешенными**» для электронов уровнями не содержат уровней, которые могут занимать электроны, т.е. являются для электронов «**запрещенными**» интервалами или зонами энергии. Каждому энергетическому уровню соответствуют **два состояния**, поскольку по **принципу Паули** на каждом уровне могут находиться **два электрона с противоположно направленными моментами импульса – спинами**.

В монокристалле полупроводника атомы, образующие кристаллическую решетку, находятся очень близко друг к другу и сильно взаимодействуют между собой. Из-за этого взаимодействия дискретные энергетические уровни **расщепляются** на большое количество близко расположенных уровней, образующих **разрешенные для электронов зоны**, разделенные между собой **запрещенными зонами**. При $T \approx 0$ электроны полностью заполняют нижние разрешенные зоны. Энергетические уровни верхней из заполненных зон соответствуют энергии валентных электронов, поэтому эта зона называется **валентной**. Следующая разрешенная зона оказывается пуста, поскольку ее энергетические уровни соответствуют энергии электронов проводимости, а их при $T \approx 0$ в полупроводнике нет. Эта зона называется **зоной проводимости**. Разделяются валентная зона и зона проводимости **запрещенной зоной**.

На рис. 1.3 приведены энергетические диаграммы собственного, электронного и дырочного полупроводников. Верхняя граница (потолок) валентной зоны и нижняя граница (дно) зоны проводимости обозначены соответственно W_v и W_c (здесь индексы v и c происходят от английских **valency** –

валентность и **conductivity** - проводимость, соответственно). **Ширина запрещенной зоны** $\Delta W_3 = W_C - W_V$ является основным параметром энергетической диаграммы полупроводника. Она выражается в электрон-вольтах и для различных полупроводников составляет: для германия $\Delta W_3 \approx 0,7$ эВ; для кремния $\Delta W_3 \approx 1,1$ эВ; для арсенида галлия $\Delta W_3 \approx 1,4$ эВ.

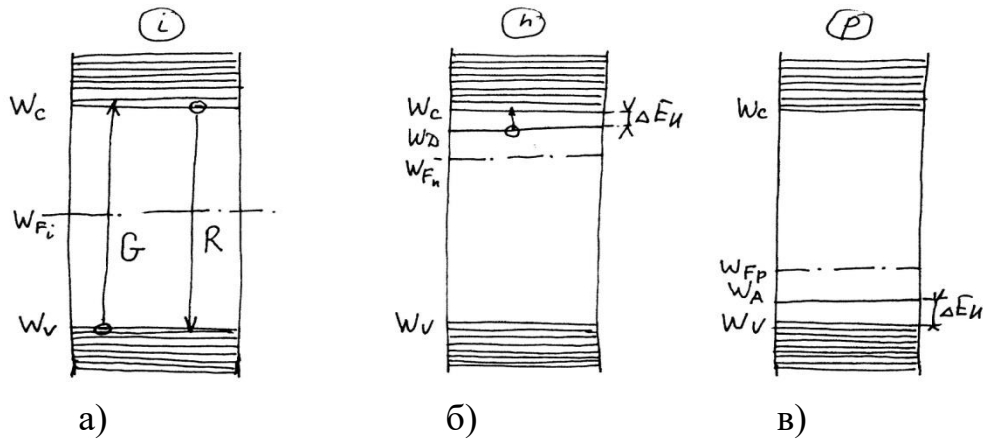


Рис. 1.3. Энергетические диаграммы собственного полупроводника (а) и полупроводников n-типа (б) и р-типа (в).

В результате тепловой генерации валентный электрон покидает ковалентную связь и становится электроном проводимости. Этот процесс на энергетической диаграмме отражается переходом электрона из валентной зоны в зону проводимости, он показан на рис. 1.3, а стрелкой, обозначенной индексом **G**. Заметим, что после ухода электрона в валентной зоне остается вакансия, т.е. дырка. Из диаграммы становится очевидным **физический смысл ширины запрещенной зоны**: это та энергия, которую необходимо сообщить валентному электрону, чтобы он стал свободным, ее можно также назвать **энергией ионизации (активации)** атома полупроводника. Обратный процесс рекомбинации, при котором свободный электрон заполняет вакансию и становится валентным электроном, показан на рис. 1.3, а стрелкой, обозначенной индексом **R**. Заметим, что стрелки, отражающие процессы генерации и рекомбинации, протекающие и в примесных полупроводниках, на рис. 1.3, б и 1.3, в не показаны.

Следует отметить, что ширина запрещенной зоны для различных материалов может очень сильно различаться. Так у **проводников** (к которым относятся большинство **металлов**) запрещенная зона отсутствует ($\Delta W_3 = 0$), и зона проводимости и валентная зона практически перекрываются. Поэтому даже при очень низких температурах концентрация свободных электронов и, соответственно, удельная электрическая проводимость металлов очень велики. Материалы с относительно узкой шириной запрещенной зоны ($\Delta W_3 < 3$ эВ) относятся к **полупроводникам**, а материалы с более широкой запрещенной зоной ($\Delta W_3 > 3$ эВ) относятся к **диэлектрикам**.

При введении в полупроводник атомов донорной примеси на энергетической диаграмме появляется новый разрешенный уровень W_D , называемый **донорным** уровнем (см. рис. 1.3, б). Он соответствует неспаренному электрону пятиявалентного атома примеси и находится в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости. В связи с тем, что концентрация атомов примеси относительно невелика (по сравнению с концентрацией атомов полупроводника), атомы примеси находятся на значительном расстоянии друг от друга и практически не взаимодействуют друг с другом. Поэтому донорный уровень не расщепляется, а остается дискретным. Интервал энергии $\Delta W_{и} = W_C - W_D$ называется **энергией ионизации** атомов донорной примеси. В связи с тем, что связь неспаренного электрона с атомом слаба, энергия ионизации для разных примесей составляет $\Delta W_{и} \approx 0,01 - 0,05$ эВ, т.е. на полтора-два порядка меньше ширины запрещенной зоны. Процесс ионизации атома донорной примеси (переход неспаренного электрона в зону проводимости) показан стрелкой на рис. 1.3, б. Заметим, что при этом в валентной зоне дырки не образуются.

При введении в полупроводник атомов акцепторной примеси на энергетической диаграмме также появляется новый разрешенный уровень W_A , называемый **акцепторным** уровнем (см. рис. 1.3, в). Он соответствует отсутствию четвертого валентного электрона у атома примеси и находится в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны. Процесс ионизации атома акцепторной примеси (переход электрона из валентной зоны на акцепторный уровень, сопровождающийся образованием дырки в валентной зоне) показан стрелкой на рис. 1.3, в. Также заметим, что при этом в зоне проводимости свободные электроны не образуются.

Электроны могут заполнять разрешенные уровни с определенной **вероятностью**. Связь вероятности p заполнения электроном энергетического уровня с энергией W определяется **функцией Ферми-Дирака**

$$p(W) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(W - W_F)}{kT}\right]}, \quad (1.1)$$

где W_F - энергетический уровень Ферми;

k - постоянная Больцмана;

T - температура.

Выражение (1.1) имеет важное значение для всей полупроводниковой электроники. **Экспоненциальная связь** вероятности заполнения уровня электроном с энергией этого уровня определяет, как будет видно в дальнейшем, экспоненциальную связь тока с напряжением в полупроводниковых диодах и транзисторах.

Энергетический уровень Ферми представляет собой уровень, **вероятность заполнения которого равна 1/2**. В этом нетрудно убедиться, подставив $W = W_F$ в (1.1). Заметим также, что поскольку вероятность заполнения

энергетического уровня дыркой равна ($1 - p(W)$), уровень Ферми равновероятно может заполняться электроном или дыркой.

В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок одинаковы и уровень Ферми W_{Fi} лежит примерно **посредине** запрещенной зоны (показан штрих-пунктирной линией на рис. 1.3, а). При введении в полупроводник донорной примеси увеличивается концентрация электронов и, соответственно, увеличивается вероятность их нахождения в зоне проводимости. В результате уровень Ферми W_{Fn} **смещается вверх** относительно середины запрещенной зоны (см. рис.1.3, б). При введении акцепторной примеси увеличивается концентрация дырок, и уровень Ферми W_{Fp} **смещается вниз** (см. рис.1.3, в). Заметим, что в обоих случаях **смещение** уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны **увеличивается с ростом концентрации примеси**.

С другой стороны, при увеличении температуры усиливается тепловая генерация, поставляющая электроны и дырки в **равных** количествах. В результате концентрации электронов и дырок постепенно выравниваются, и уровень Ферми смещается к середине запрещенной зоны. Таким образом, **с ростом температуры примесный полупроводник теряет примесные свойства** и по своим свойствам приближается к собственному полупроводнику.

При относительно небольших концентрациях примесей уровень Ферми не приближается к границам запрещенной зоны ближе, чем величина **энергии теплового движения частиц**, равная $3/2 kT$. В этом случае полупроводник называется **невырожденным**, и его свойства соответствуют описанным выше. При очень высокой концентрации примеси (более 10^{20} см^{-3}) уровень Ферми приближается к границам запрещенной зоны ближе и может даже покинуть запрещенную зону, оказавшись в зоне проводимости в полупроводнике n-типа или в валентной зоне в полупроводнике p-типа. В этом случае полупроводник называется **вырожденным**. Концентрация свободных носителей заряда и, соответственно, его удельная электрическая проводимость настолько велики, что его по существу можно считать **проводником (полуметаллом)**.

1.4. Равновесная концентрация свободных носителей заряда

Для расчета удельной электрической проводимости необходимо знать концентрацию свободных носителей заряда в полупроводнике. Формулы для расчета **равновесной концентрации** электронов и дырок (концентрации в равновесном состоянии) приведены в [1,2]:

$$n = N_C \exp \frac{-(W_C - W_F)}{kT}, \quad (1.2)$$

$$p = N_V \exp \frac{-(W_F - W_V)}{kT}, \quad (1.3)$$

где N_C и N_V – эффективные плотности разрешенных состояний, определяемые физическими константами. Эти величины довольно слабо зависят от различных факторов, и их в первом приближении можно считать постоянными.

Выражения (1.2) и (1.3) справедливы как для собственного полупроводника, так и для примесных полупроводников. Различие в концентрациях определяется положением уровня Ферми, формулы для расчета которого в собственном и примесных полупроводниках также приведены в [1,2]:

$$W_{Fi} \approx W_i, \quad (1.4)$$

$$W_{Fn} \approx W_i + kT \ln \frac{N_D}{n_i}, \quad (1.5)$$

$$W_{Fp} \approx W_i - kT \ln \frac{N_A}{n_i}, \quad (1.6)$$

где $W_i = (W_C + W_V)/2$ – энергетический уровень, соответствующий середине запрещенной зоны.

Перемножим левую и правую части выражений (1.2) и (1.3):

$$np = N_C N_V \exp \frac{-(W_C - W_V)}{kT} = N_C N_V \exp \frac{-\Delta W_3}{kT}. \quad (1.7)$$

Из выражения (1.7) следует, что в любом полупроводнике **произведение концентрации электронов и дырок** определяется двумя важнейшими факторами – **шириной запрещенной зоны** энергетической диаграммы и **температурой**. В конкретном полупроводниковом материале ширина запрещенной зоны постоянна, и произведение концентрации электронов и дырок зависит только от температуры. В **равновесном состоянии**, когда температура не изменяется, оно остается **постоянным**, как в собственном, так и в примесных полупроводниках, независимо от типа примеси и ее концентрации.

Учитывая, что $n_i p_i = n_i^2$, из выражения (1.7) получим формулу для расчета собственной концентрации:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp \frac{-\Delta W_3}{2kT}. \quad (1.8)$$

Из выражения (1.8) следует, что **собственная концентрация экспоненциально зависит от температуры и ширины запрещенной зоны**. С **ростом температуры** собственная концентрация резко **возрастает** (см. рис.1.4).

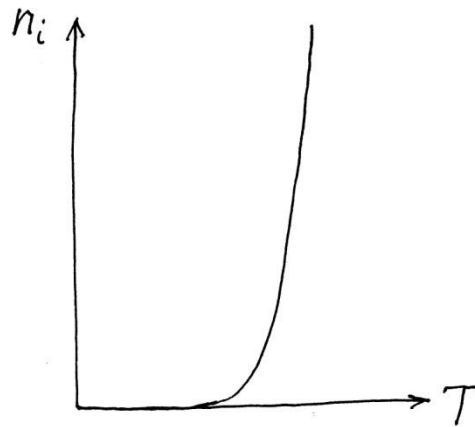


Рис. 1.4. Зависимость собственной концентрации от температуры.

При увеличении ширины запрещенной зоны концентрация резко убывает. Так при $T = 300 \text{ К}$ собственная концентрация составляет: в германии - $n_i = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; в кремнии - $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; в арсениде галлия - $n_i = 1,79 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Как уже отмечалось в п. 1.2, в примесных полупроводниках основные носители образуются в основном за счет ионизации атомов примеси. Учитывая, что при ионизации одного атома примеси образуется один носитель, запишем выражения для равновесной концентрации основных носителей в электронном и дырочном полупроводнике:

$$n_n \approx N_D, \quad (1.9)$$

$$p_p \approx N_A. \quad (1.10)$$

Учитывая, что в любом полупроводнике $np = n_i^2$, получаем формулы для расчета равновесной концентрации неосновных носителей заряда:

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{N_D}, \quad (1.11)$$

$$n_p \approx \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (1.12)$$

Как видно из приведенных выражений, с **ростом концентрации примеси концентрация неосновных носителей резко уменьшается**, что объясняется резким **увеличением скорости рекомбинации** при увеличении концентрации основных носителей заряда. Для иллюстрации сказанного предположим, что в монокристалл кремния введена донорная примесь с концентрацией $N_D \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тогда в соответствии с (1.9) концентрация электронов (основных носителей) также будет равна $n_n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. С учетом того, что при $T = 300 \text{ К}$ собственная концентрация электронов составляет примерно $n_i \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, концентрация дырок (неосновных носителей) в соответствии с (1.11) будет равна $p_n \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$. Таким образом концентрации основных и неосновных носителей различаются на десять (!) порядков.

На рис. 1.5 приведены зависимости концентрации основных и неосновных носителей заряда в полупроводнике **n**-типа от температуры. Как видно из рисунка, можно выделить **три характерных участка на оси**

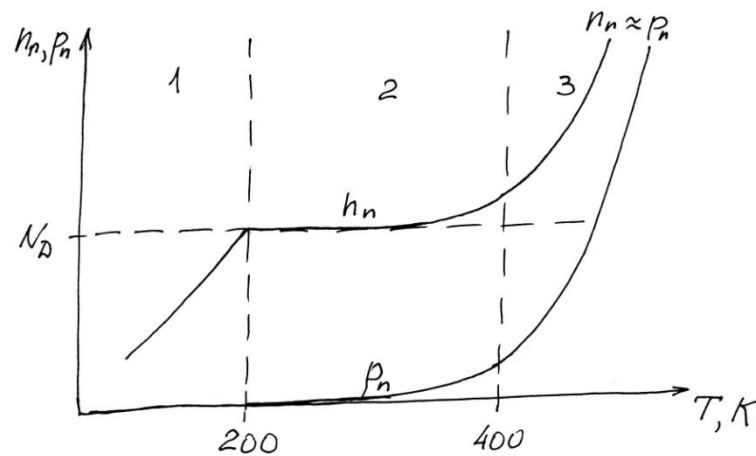


Рис. 1.5. Зависимости концентрации основных и неосновных носителей заряда от температуры.

температуры (обозначены цифрами), различающиеся поведением концентрации основных носителей заряда (электронов). Конкретные границы этих участков могут заметно различаться для разных материалов, но характер физических процессов при этом сохраняется.

На 1-ом (самом «холодном») участке тепловая генерация выражена очень слабо, потому концентрация дырок p_n остается на несколько порядков ниже концентрации донорной примеси N_D , и ее график совпадает с осью абсцисс. С другой стороны, на этом участке происходит интенсивная ионизация атомов донорной примеси, и концентрация электронов n_n увеличивается. На границе 1-го и 2-го участков вся примесь оказывается ионизированной и более не может поставлять электроны. Тепловая генерация постепенно усиливается, но ее вклад в увеличение концентрации электронов и дырок проявляется только вблизи границы 2-го и 3-го участков. Соответственно **концентрация электронов (основных носителей заряда) в пределах 2-го участка остается примерно постоянной и значительно превышает концентрацию дырок (неосновных носителей)**. На 3-ем участке за счет усиления тепловой генерации концентрации электронов и дырок резко возрастают и постепенно выравниваются между собой. Таким образом, как отмечалось в п. 1.3, примесный полупроводник с ростом температуры теряет примесные свойства.

Поскольку для стабильной работы полупроводниковых приборов концентрация носителей заряда в них не должна сильно зависеть от температуры, очевидно, что **диапазон рабочих температур полупроводниковых приборов ограничен 2-ым участком рассмотренного графика**.

С учетом того, что в примесных полупроводниках помимо подвижных зарядов основных и неосновных носителей имеются неподвижные заряды ионизированных атомов примеси, запишем **условия электронейтральности для электронного и дырочного полупроводников**

$$n_n = p_n + N_D \approx N_D, \quad (1.13)$$

$$p_p = n_p + N_A \approx N_A. \quad (1.14)$$

1.5. Токи в полупроводниках

Как известно, электрическим током называется **направленное движение** свободных носителей заряда. В полупроводниках имеются два типа носителей заряда – электроны и дырки. Поэтому ток в полупроводнике имеет **две составляющие – электронную и дырочную**. При этом движение электронов и дырок может вызываться двумя причинами. Первой причиной является **электрическое поле**. Направленное движение частиц под действием электрического поля называется **дрейфом**. Соответственно ток, который переносят при этом электроны и дырки называется **дрейфовым током** или **током проводимости**. Второй причиной направленного движения частиц является их **неравномерное распределение** в полупроводнике. Движение частиц вследствие неравномерного их распределения называется **диффузией** и никак не связано с зарядом частиц. Ток, который при этом переносят частицы, называется **диффузионным током**.

Следует иметь в виду, что за направление электрического тока принято направление движения положительно заряженных частиц. Поэтому **направление дырочных составляющих как дрейфового, так и диффузионного тока совпадают с направлением движения дырок**. Электроны же, как отрицательно заряженные частицы, **создают ток направленный навстречу их движению**.

Под действием электрического поля отрицательно заряженные электроны и положительно заряженные дырки движутся в противоположных направлениях. При этом с учетом вышесказанного электронная и дырочная составляющие дрейфового тока совпадают по направлению. В относительно слабых электрических полях ($E < 10^3$ В/см) дрейфовые скорости электронов и дырок (усредненные скорости их направленного движения под действием электрического поля) **пропорциональны напряженности электрического поля**

$$V_{n\text{др}} = \mu_n E, \quad (1.15)$$

$$V_{p\text{др}} = \mu_p E. \quad (1.16)$$

Коэффициенты пропорциональности μ_n и μ_p называются **подвижностями** электронов и дырок соответственно. В силу различного характера движения

электронов и дырок **подвижность электронов** оказывается **выше подвижности дырок** ($\mu_n > \mu_p$). В разных материалах подвижности электронов и дырок различны.

Плотность дрейфового тока (сила тока, отнесенная к площади поперечного сечения потока частиц), переносимого электронами и дырками, пропорциональна их скорости и концентрации

$$\mathbf{j}_{n \text{ др}} = qnV_{n \text{ др}} = qn\mu_n \mathbf{E}, \quad (1.17)$$

$$\mathbf{j}_{p \text{ др}} = qpV_{p \text{ др}} = qp\mu_p \mathbf{E}, \quad (1.18)$$

где q - взятый по модулю **заряд электрона**.

Складывая (1.17) и (1.18) получаем выражение для суммарной плотности дрейфового тока

$$\mathbf{j}_{\text{др}} = \mathbf{j}_{n \text{ др}} + \mathbf{j}_{p \text{ др}} = q(n\mu_n + p\mu_p)\mathbf{E} = \sigma\mathbf{E}, \quad (1.19)$$

где в качестве коэффициента пропорциональности между напряженностью поля и плотностью дрейфового тока выступает **удельная электрическая проводимость полупроводника** $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$. Заметим, что выражение (1.19) представляет собой дифференциальную форму закона Ома.

Важно установить от чего зависят удельные электрические проводимости собственного и примесных полупроводников. В собственном полупроводнике $n_i = p_i$, поэтому

$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p). \quad (1.20)$$

В примесных полупроводниках, поскольку $n_n \gg p_n$ и $p_p \gg n_p$, можно пренебречь вкладом в дрейфовый ток неосновных носителей. Тогда учитывая, что $n_n \approx N_D$ и $p_p \approx N_A$, получаем

$$\sigma_n \approx q\mu_n N_D, \quad (1.21)$$

$$\sigma_p \approx q\mu_p N_A. \quad (1.22)$$

Отметим, что **подвижность частиц** **изменяется довольно слабо** (подробнее об этом чуть ниже). Поэтому в **собственном полупроводнике** удельная электрическая проводимость определяется в основном **температурой**, поскольку именно от нее экспоненциально зависит собственная концентрация. **В примесных полупроводниках** главным фактором, определяющим величину удельной проводимости, является **концентрация примесных атомов**, которая может изменяться на несколько порядков.

Необходимо иметь в виду, что **подвижность** заряженных частиц **зависит от температуры**. Эта зависимость связана с тем, что с ростом температуры увеличивается амплитуда тепловых колебаний атомов кристаллической решетки, и соответственно уменьшается длина свободного пробега частиц между соударениями с атомами. В результате снижается их дрейфовая скорость, что при неизменной напряженности поля эквивалентно уменьшению подвижности частиц. Как уже отмечалось, уменьшение подвижности с ростом температуры происходит **довольно слабо** (в кремнии это происхо-

дит пропорционально $T^{-3/2}$). В результате при постоянной величине концентрации основных носителей (на 2-ом участке приведенного на рис. 1.5 графика) аналогичным образом уменьшается удельная электрическая проводимость.

На рис. 1.6 приведен график зависимостей подвижности и дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля (подобным же образом выглядят аналогичные зависимости для дырок). В относительно слабых полях ($E < 10^3$ В/см) энергия, которую получают частицы от поля на длине свободного пробега, не превышает энергии их теплового движения, равной $3/2 kT$. При этом потери энергии частиц при их столкновениях с атомами относительно невелики, и подвижность частиц остается постоянной, а дрейфовая скорость линейно растет с увеличением напряженности поля. В более сильных полях частицы приобретают энергию превышающую энергию теплового движения. В этом случае частицы называют «горячими». При этом потери энергии при столкновениях с атомами настолько увеличиваются, что рост дрейфовой скорости замедляется, что эквивалентно уменьшению подвижности. При $E \approx 10^4$ В/см происходит насыщение дрейфовой скорости частиц. В кремнии скорость насыщения составляет $V_{нас} \approx 10^7$ см/с.

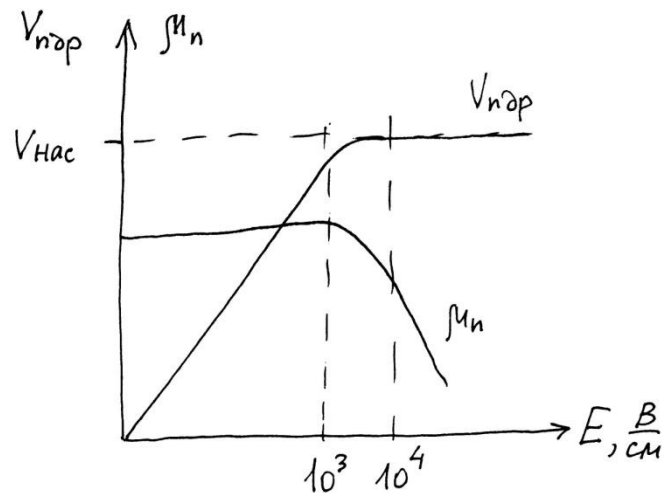


Рис. 1.6. Зависимости подвижности и дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля.

Выражения для плотностей электронной и дырочной составляющих диффузионного тока приведены в [1,2]:

$$j_{n \text{ дф}}(\mathbf{x}) = qD_n \frac{dn(\mathbf{x})}{dx}, \quad (1.23)$$

$$j_{p \text{ дф}}(\mathbf{x}) = -qD_p \frac{dp(\mathbf{x})}{dx}, \quad (1.24)$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно. Противоположные знаки в выражениях (1.23) и (1.24) отражают противоположное направление электронной и дырочной составляющих

диффузионного тока. Следует отметить, что плотности обеих составляющих диффузионного тока определяются **градиентами** (пространственными производными) соответствующих **концентраций**. При этом поскольку пространственное распределение концентрации частиц в общем случае может быть нелинейным, градиенты соответствующих концентраций и, следовательно, плотности соответствующих составляющих диффузионного тока являются функциями продольной координаты x .

Коэффициенты диффузии электронов и дырок линейно связаны с их подвижностями **соотношениями Эйнштейна**

$$D_n = u_T \mu_n, \quad (1.25)$$

$$D_p = u_T \mu_p, \quad (1.26)$$

где $u_T = kT/q$ – термический (тепловой, температурный) потенциал. Заметим, что при $T = 300 \text{ К}$ $u_T \approx 26 \text{ мВ}$. Линейная связь коэффициентов диффузии с подвижностями частиц позволяет сделать выводы о том, что $D_n > D_p$.

В общем случае при наличии электрического поля и неравномерного распределения концентрации носителей заряда **полный ток** в полупроводнике равен

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{n \text{ др}} + \mathbf{j}_{p \text{ др}} + \mathbf{j}_{n \text{ дф}} + \mathbf{j}_{p \text{ дф}}. \quad (1.27)$$

1.6. Неравновесное состояние полупроводника

Неравновесное состояние, при котором концентрации носителей заряда оказываются отличными от равновесных значений, возникает в полупроводнике в результате различных внешних воздействий, например, воздействия электрического и электромагнитного полей, радиационного воздействия. В структурах реальных приборов часто встречаются два характерных вида внешних воздействий. Введение неосновных носителей в примесный полупроводник получило название **инъекции (от английского *inject* - вводить, впрыскивать). Вытягивание неосновных носителей из примесного полупроводника получило название **экстракции** (от английского *extract* - вытаскивать, извлекать).**

Рассмотрим инъекцию электронов в образец полупроводника p -типа через его левую грань, соответствующую координате x_0 (см. рис. 1.7).

При этом в образце возникает **избыточная** (превышающая равновесную) **концентрация** электронов Δn . В результате будут происходить **две группы физических процессов**, очень сильно различающиеся своей инерционностью, т.е. имеющие различную протяженность во времени.

Первая группа процессов связана с тем, что появление избыточного заряда электронов приводит к нарушению условия электронейтральности в образце и возникновению внутреннего электрического поля, вектор напряженности которого \mathbf{E} показан на рисунке. Это поле подтягивает основные

носители заряда (дырки) к месту введения электронов, в результате чего образуется избыточная концентрация дырок ($\Delta p \approx \Delta n$) и их заряд практически компенсирует избыточный заряд инжектированных электронов. Эти процессы, приводящие к восстановлению электронейтральности в полупроводнике, получили общее название **диэлектрической релаксации**.

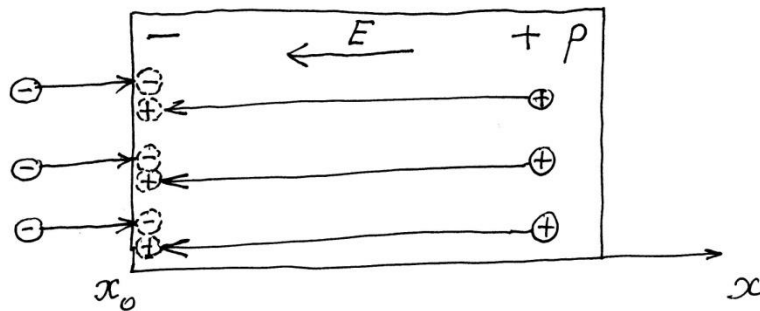


Рис. 1.7. К иллюстрации механизма диэлектрической релаксации при инжекции электронов.

Следует иметь в виду, что **время диэлектрической релаксации** очень мало ($\tau_{\text{рел}} \approx 10^{-12} \text{с}$). Столь малое время восстановления электронейтральности объясняется тем, что концентрация дырок (основных носителей) на несколько порядков превышает избыточную концентрацию электронов, и для того, чтобы собрать такую же избыточную концентрацию дырок, не надо их подтягивать из глубины образца. Их достаточно в том месте, куда введены электроны, дыркам необходимо только переориентироваться, на что не требуется много времени. На практике столь быстрый процесс, как диэлектрическая релаксация как правило **не ограничивает быстродействие** приборов, и можно считать, что $\tau_{\text{рел}} \approx 0$. Таким образом, можно считать, что при введении избыточных электронов в образце полупроводника практически мгновенно устанавливается такая же избыточная концентрация дырок $\Delta p \approx \Delta n$.

Вторая группа процессов связана с тем, что введение избыточных электронов увеличивают их концентрацию вблизи левой грани по сравнению с их концентрацией в глубине образца, где она в начальный момент времени остается равновесной, в результате чего происходит **диффузия** электронов вглубь образца. При этом электроны встречают на своем пути большое количество дырок (основных носителей заряда) и активно **рекомбинируют** с ними. Вследствие рекомбинации избыточная концентрация электронов уменьшается по мере их продвижения вглубь образца. Инерционность процессов диффузии и рекомбинации достаточно велика, она реально ограничивает быстродействие приборов, и пренебрегать ими нельзя.

В общем случае скорость, с которой электроны вводятся в полупроводник, может изменяться во времени, тогда их избыточная концентрация

также будет изменяться во времени. В этом случае можно записать выражения для **неравновесных концентраций электронов и дырок**

$$n(x, t) = n_p + \Delta n(x, t), \quad (1.28)$$

$$p(x, t) = p_p + \Delta p(x, t). \quad (1.29)$$

Таким образом, избыточные концентрации электронов и дырок и, соответственно, их неравновесные концентрации могут быть функциями координаты и времени.

Рассмотрим случай **стационарной инжекции**, т.е. ситуацию при которой электроны вводятся в полупроводник с постоянной скоростью. В этом случае **избыточная концентрация электронов** из-за рекомбинации **уменьшается с координатой** по мере их движения **по экспоненциальному закону**

$$\Delta n(x) = \Delta n(x_0) \exp\left(-\frac{x-x_0}{L_n}\right), \quad (1.30)$$

где $\Delta n(x_0)$ - избыточная концентрация электронов на границе образца; L_n - параметр, называемый **диффузионной длиной электронов**.

Изменение избыточной концентрации электронов с координатой иллюстрирует рис. 1.8. Касательная, проведенная к графику в начальной точке, соответствующей $x = x_0$, отсекает на оси абсцисс отрезок, равный L_n . **Диффузионная длина** представляет собой **расстояние**, на котором вследствие рекомбинации **избыточная концентрация электронов уменьшается в e раз**. Заметим, что на расстоянии $2L_n$ избыточная концентрация уменьшается в e^2 раз, на расстоянии $3L_n$ - в e^3 раз и т.д. Нетрудно убедиться, что на расстоянии всего **(3-5) L_n** от места введения электро-

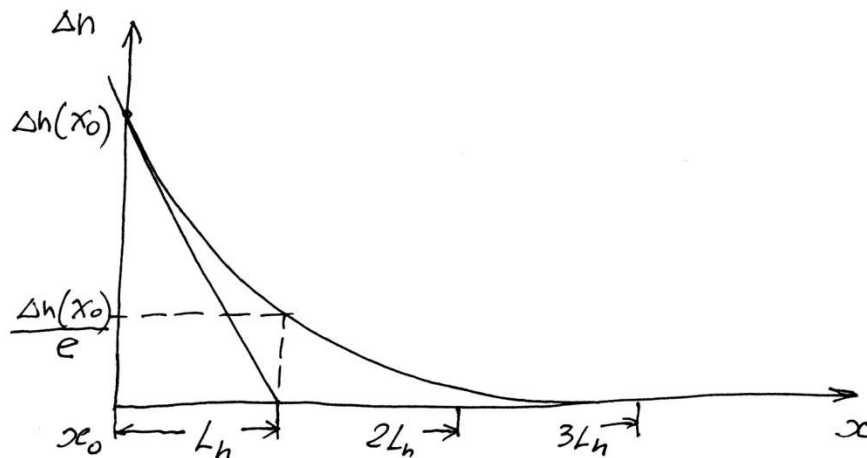


Рис. 1.8. Пространственное распределение избыточной концентрации электронов.

нов их избыточная концентрация уменьшается практически до нуля, и полупроводник остается в равновесном состоянии.

Рассмотрим ситуацию, при которой в некоторый момент времени

$t = t_0$ инжекция электронов прекращается. В этом случае их избыточная концентрация в любом сечении x вследствие рекомбинации уменьшается во времени по экспоненциальному закону

$$\Delta n(t) = \Delta n(t_0) \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_n}\right), \quad (1.31)$$

где $\Delta n(t_0)$ - избыточная концентрация электронов в момент прекращения инжекции; τ_n - параметр, называемый **временем жизни избыточных электронов**.

Изменение избыточной концентрации электронов во времени иллюстрирует рис. 1.9. **Время жизни** представляет собой **интервал времени**, в течении которого **избыточная концентрация электронов** вследствие рекомбинации **уменьшается в e раз**. Проводя рассуждения, подобные приведенным выше для диффузионной длины, можно убедиться, что по прошествии времени **(3-5) τ_n** от момента прекращения инжекции избыточная концентрация электронов уменьшается практически до нуля, и полупроводник возвращается в равновесное состояние.

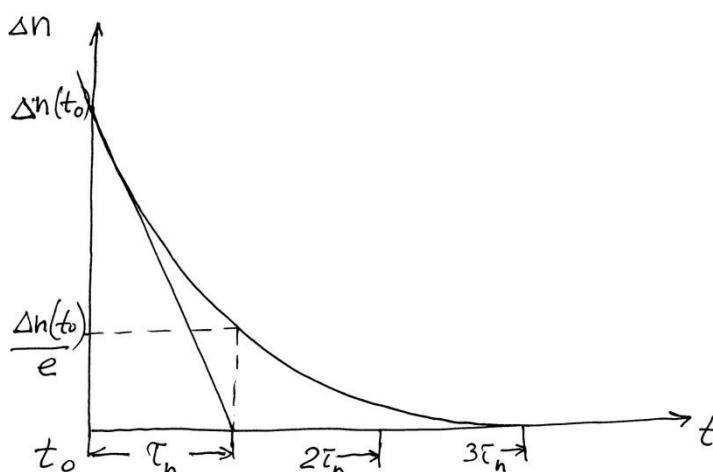


Рис. 1.9. Временная зависимость избыточной концентрации электронов.

Физически **время жизни** представляет собой **среднее время, которое избыточные носители могут существовать в свободном состоянии**, т.е. интервал времени между появлением частицы в образце и ее рекомбинацией. Время жизни и диффузионная длина связаны между собой соотношением

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (1.32)$$

Диффузионная длина физически представляет такое **расстояние, на которое диффундируют избыточные электроны за время их жизни**. Время жизни характеризует **инерционность** возвращения полупроводника в равновесное состояние. Этот процесс **ограничивает быстродействие** полупроводниковых приборов, т.е. способность их эффективно работать на **высоких частотах**.

При рассмотренном в п.1.3 механизме рекомбинации, когда электрон, занимающий энергетический уровень в зоне проводимости, непосредственно заполняет вакансию в валентной зоне (см. рис. 1.3, а) время жизни оказывается слишком большим ($\tau_n \approx 10^{-4}$ с). Это связано с низкой вероятностью встречи находящихся в постоянном хаотическом тепловом движении электронов и дырок. Вероятность встречи частиц может быть существенно увеличена в случае, если одна из частиц находится в неподвижном положении. С этой целью те области структуры приборов, где необходимо ускорить процесс рекомбинации, **легируют специальными примесями** (золотом, платиной), имеющими свободные энергетические уровни вблизи середины запрещенной зоны энергетической диаграммы кремния. Свободные электроны могут захватываться этими уровнями, поэтому их называют **электронными ловушками**. Уровень такой электронной ловушки W_L показан на рис. 1.10.

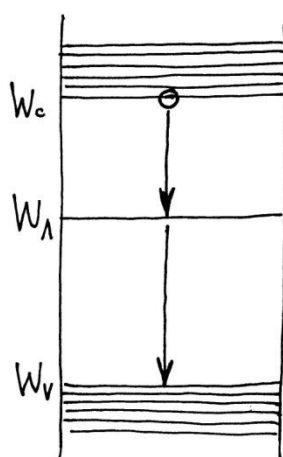


Рис. 1.10. Рекомбинация по схеме «зона-ловушка-зона».

В этом случае рекомбинация происходит в два этапа. На первом этапе электрон захватывается ловушкой, а на втором этапе электрон заполняет вакансию в валентной зоне. Такой механизм рекомбинации по схеме «зона – ловушка – зона» оказывается более быстрым по сравнению с традиционным механизмом по схеме «зона - зона», поскольку на каждом этапе одна из частиц неподвижна. В результате **время жизни удается снизить** на несколько порядков, что позволяет существенно **увеличить быстродействие** приборов.

1.7. Полупроводник с неравномерным распределением примеси

Ранее рассматривались **однородно легированные полупроводники**, в которых концентрация примеси распределена равномерно. В таких полупроводниках в равновесном состоянии выполняется условие электронейтральности (см. п. 1.2.). В том случае, **когда примесь распределена** в полупроводнике **неравномерно**, в нем электронейтральность нарушается, и возникает **электрическое поле**. Рассмотрим этот процесс.

На рис. 1.11, а показан образец полупроводника р-типа длиной l , на рис. 1.11, б приведено распределение концентрации акцепторной примеси N_A вдоль продольной координаты x . Каждый атом акцепторной примеси создает одну дырку, поэтому в начальный момент времени распределение

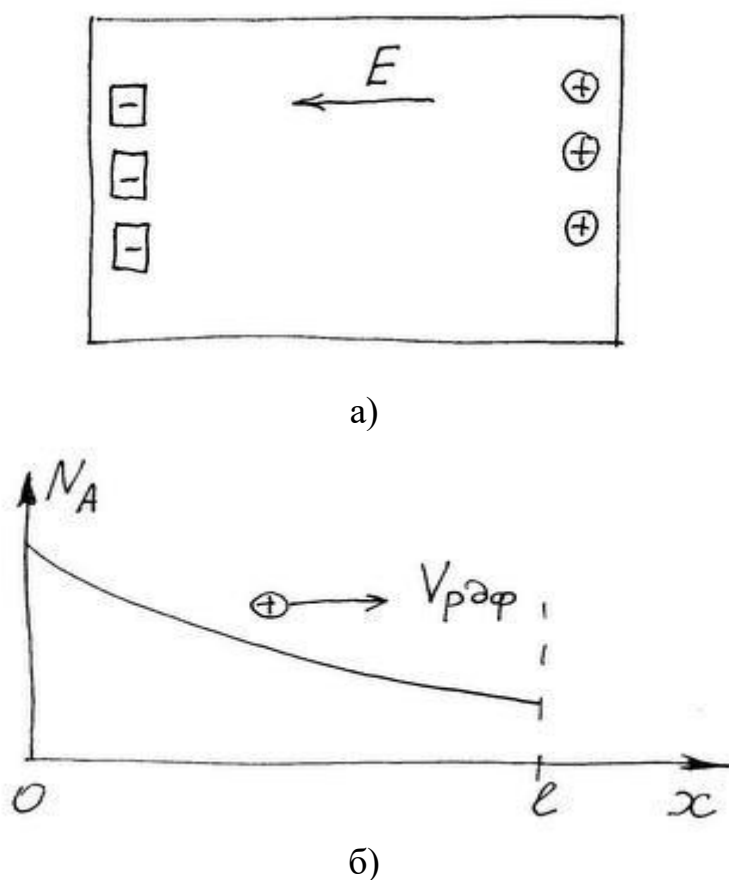


Рис.1.11. К возникновению электрического поля в полупроводнике с неравномерным распределением примеси.

концентрации дырок будет совпадать с распределением концентрации примесных атомов. Однако **вследствие неравномерного распределения дырок** начнется их **диффузионное движение** вправо, в результате чего вблизи правой грани образца образуется **избыточная концентрация дырок** (показаны кружками). В тоже время вблизи левой грани образца концентрация дырок из-за диффузии уменьшится, в результате чего окажутся нескомпен-

сированными **отрицательные заряды ионов** акцепторной примеси (показаны квадратиками). Нескомпенсированные заряды дырок и ионов примеси образуют в образце полупроводника **внутреннее (встроенное) электрическое поле**, вектор напряженности которого **E** направлен влево. Это поле будет препятствовать диффузионному движению дырок, и когда заряды дырок и ионов примеси достигнут определенного значения, диффузионное движение дырок прекратится. Следует заметить, что неосновные носители (электроны) в силу их низкой концентрации ($n_p \ll p_p$) не могут скомпенсировать избыточный объемный заряд дырок.

Таким образом в полупроводнике с неравномерным распределением примеси присутствует электрическое поле, которое влияет на поведение неосновных носителей. При **инъекции** в рассмотренный образец полупроводника через его левую грань **избыточных электронов**, это поле будет **ускорять их движение** к правой грани. Помимо диффузионной составляющей скорости электроны получают дополнительную дрейфовую составляющую скорости, в результате чего время их пролета через образец может существенно (на порядок-полтора) сократиться. Этот эффект используется, в частности, в **дрейфовых биполярных транзисторах** для повышения их быстродействия (см. ниже п. 3.7).