## II Полупроводниковые переходы и контакты § 1 «Полупроводниковые диоды»

Простейшим полупроводниковым прибором является диод, представляющий полупроводниковый кристалл с электронно-дырочным (p-n) переходом. На рисунке 2.1 приведены обозначение диода, его конструкция и диаграмма распределения примеси. Вблизи контактов, как правило, концентрация примеси и соответственно основных носителей заряда повышена. Это сделано для того, чтобы снизить сопротивление между металлическим контактом и полупроводниковой областью. Основным элементом диода является электронно-дырочный переход (p-n переход).



Рисунок 2.1 – Полупроводниковый диод: обозначение, конструкция, распределение примеси

Электронно-дырочный переход – основной элемент не только диодов, но и других биполярных приборов, поскольку именно электронно-дырочный переход позволяет управлять потоками носителей заряда в биполярных приборах. Электронно-дырочный переход создают в кристалле изменением типа проводимости, путем введения соответственно акцепторной и донорной примеси.

Существует большое количество способов создания p-n перехода. На рисунке 2.2 представлены схемы сплавной, диффузионной и эпитаксиально-диффузионной технологий.



Рисунок 2.2 – Схемы изготовления p-n перехода различными технологическими способами

При сплавной технологии электронно-дырочный переход образуется на границе раздела исходного кристалла и рекристаллизованной полупроводниковой области, в которую происходило вплавление (рисунок 2.2а). На рисунке 2.2б показан способ изготовления p-n перехода диффузией акцепторной примеси в кристалл n-типа. Особенность технологии, показанной на рисунке 2.2в, в том, что диффузия осуществляется в кристалл с полупроводниковой пленкой n типа, выращенной на кристалле n+ типа специальной эпитаксиальной технологией, позволяющей сохранить структуру кристалла в пленке.

Характерное свойство диода в том, что он обладает низким сопротивлением при одной полярности приложенного к нему напряжения (плюс на аноде – прямое включение) и высоким сопротивлением при другой полярности (минус на аноде – обратное включение). Это свойство диода обеспечило ему широкое применение в выпрямителях – схемах преобразования переменного напряжения в постоянное.

На рисунке 2.3 показана вольтамперная характеристика полупроводникового диода средней мощности – зависимость I(U), кривая 1.



Рисунок 2.3 – Вольтамперные характеристики полупроводникового диода (1) и идеального выпрямителя (2)

На том же рисунке 2.3 приведена характеристика "идеального" ключа, который пропускает ток при положительном напряжении и не пропускает при отрицательном. Как видно из сравнения графиков, свойства полупроводникового диода близки к свойствам идеального выпрямителя, поскольку для него ток в прямом направлении может в миллионы раз быть больше тока в обратном направлении.

К основным недостаткам полупроводникового диода следует отнести:

1) при прямом смещении – наличие области малых токов на начальном участке и конечного сопротивления;

2) при обратном – наличие пробоя и небольшого (однако сильно возрастающего с температурой) обратного тока.

Следует обратить внимание на то, что прямая и обратная ветви вольтамперной характеристики представлены на рисунке 2.3 в разном масштабе.

Выпрямительные свойства полупроводникового диода обусловлены асимметрией электрических свойств его основного элемента p-n - перехода.

Диоды с p-n переходом относят к биполярным приборам, поскольку в процессах переноса заряда через контактную область участвуют как электроны, так и дырки.

Рассмотрим основные явления, которые приводят к возникновению на границе между р и п областями потенциального барьера (запирающего слоя), определяющего нелинейность вольтамперной характеристики (ВАХ) диода.

## § 2 «Электронно-дырочный переход. Возникновение потенциального барьера. Контактная разность потенциалов»

На рисунке 2.6 представлены энергетические диаграммы для легированных акцепторной примесью (р тип) и донорной примесью (п тип) двух полупроводниковых кристаллов одного и того же материала, находящихся на близком расстоянии, но не взаимодействующих друг с другом.

Как это иллюстрирует диаграмма на рисунке 2.6, материалы р и n типа отличаются положением уровней Ферми –  $E_{Fp}$  и  $E_{Fn}$ , и, соответственно, работой выхода  $A_p$  и  $A_n$ . За работу выхода электронов в полупроводниках принимают энергетическое расстояние от уровня Ферми до энергетического уровня соответствующего энергии электрона, находящегося в вакууме с нулевой кинетическое энергией (нулевой уровень). Эту работу выхода иногда называют термодинамической, поскольку в отличие от металла, на уровне Ферми в полупроводнике в том случае, если нет соответствующих этому уровню энергетических состояний, электроны никогда не будут находиться.



Рисунок 2.6 – Энергетическая диаграмма: а) изолированных р и n областей, б) p-n перехода

При создании p-n перехода между областями устанавливается обмен носителями заряда, причем из материала n типа выходят преимущественно электроны, а из материала p типа преимущественно дырки (выход из кристалла дырки соответствует входу в кристалл электрона).

Неэквивалентность потоков электронов из n в p область и из p в n область приводит к тому, что на границе раздела появляется пространственный заряд. В n области заряд будет положительный, поскольку из нее уходят "примесные" электроны и остается нескомпенсированный положительный заряд ионов донорной примеси. В p области заряд будет отрицательный, поскольку из нее уходят "примесные" дырки и остается нескомпенсированный отрицательный заряд ионов акцепторной примеси. Таким образом, на границе раздела (в p-n переходе) возникает двойной заряженный слой, что иллюстрирует диаграмма на рисунке 2.7. При этом положительный заряд в p области равен отрицательному заряду в n области, так что образец в целом остается электронейтральным. Общее число положительных и отрицательных зарядов в образце при возникновении области пространственного заряда (ОПЗ) не изменяется, однако происходит их перераспределение в локальной области p-n перехода, внутри которой электронейтральность нарушается.



Рисунок 2.7 – Диаграмма, поясняющая возникновение области пространственного заряда (двойного заряженного слоя) в p-n переходе

Возникшее контактное (диффузионное) электрическое поле направлено от области с донорной примесью к области с акцепторной примесью, поэтому оно препятствует переходу электронов из n области и дырок из p. При некотором значении поля установится равновесие, когда количество зарядов переходящих навстречу друг другу одинаково. Этому электрическому полю соответствует равновесное значение контактной разности потенциалов. Для нахождения контактной разности потенциалов можно воспользоваться тем условием, что в неоднородных системах, находящихся в равновесии, уровень Ферми один и тот же для всех частей системы, как это показано на рисунке 2.6б.

Области, находящиеся на удалении от места контакта р и n областей, не подвержены влиянию p-n перехода, поэтому их должна характеризовать энергетическая диаграмма, показанная для изолированных областей на рисунке 2.6а. Как видно из рисунка 2.6б потенциальная энергия электронов в зонах относительно нулевого уровня в вакууме изменяется только за счет возникновения в области p-n перехода пространственного заряда и соответствующего ему потенциального барьера. Как видно из диаграмм на рисунке 2.6а и рисунке 2.6б величина контактной разности потенциалов равна:

$$\varphi_k = \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q}, \qquad (2.1)$$

где  $\varphi_{\kappa}$  выражена в вольтах, а  $E_{Fn}$  и  $E_{Fp}$  в электронвольтах.

Возникновение двойного слоя пространственного заряда и соответствующего ему потенциального барьера нарушает симметрию транспорта через p-n переход дырок и электронов. Действительно, барьер существует только для основных носителей (n<sub>n</sub> и p<sub>p</sub>), поскольку в соседнюю область они перемещаются против сил электростатического взаимодействия с полем. Соответственно барьер смогут преодолеть только те носители n<sub>n</sub> и p<sub>p</sub>, тепловая энергия которых выше энергии потенциального барьера.

Чем выше высота потенциального барьера, тем меньше основных носителей сможет его преодолеть. Поскольку основные носители перемещаются через границу диффузионным механизмом, их ток часто называют диффузионным, при этом следует обратить внимание (рисунок 2.7), что направления диффузионных токов, создаваемых n<sub>n</sub> и  $p_p$  совпадают:  $J^{\partial u\phi} = J_n^{\partial u\phi} + J_p^{\partial u\phi}$ .

Для неосновных носителей ( $n_p$  и  $p_n$ ) потенциального барьера нет, поскольку направление сил их электростатического взаимодействия с контактным полем совпадает с направлением их перехода в соседнюю область, рисунок 2.7 и рисунок 2.6. Поэтому поток неосновных носителей зависит только от их концентрации в приконтактной области и не зависит от высоты барьера. Все неосновные носители, попавшие в область пространственного заряда p-n перехода, будут подхвачены электрическим полем и переброшены в соседнюю область. Следует обратить внимание (рисунок 2.7), что направление тока  $J_o$ , создаваемого неосновными носителями  $n_p$  и  $p_n$ , дрейфующими в электрическом поле p-n перехода, совпадают:  $J_o = J_{no} + J_{po}$ . Поскольку суммарный ток через p-n переход в отсутствии внешнего напряжения должен быть равен нулю, то  $J^{\partial u \phi} = -J_o$ .

Запишем соотношения для расчета основных и неосновных носителей заряда в р и п областях через значения уровня Ферми в соответствующих областях (рисунок 2.6). Обозначим равновесные концентрации индексом 0.

$$n_{n0} = N_{C}e^{-\frac{E_{C} - E_{Fn}}{kT}},$$

$$n_{p0} = N_{C}e^{-\frac{E_{C} - E_{Fp}}{kT}},$$

$$p_{p0} = N_{V}e^{-\frac{E_{Fp} - E_{V}}{kT}},$$

$$p_{n0} = N_{V}e^{-\frac{E_{Fn} - E_{V}}{kT}}.$$
(2.2)

Используя (2.2), возьмем отношения  $n_{n0}/n_{p0}$  и  $p_{p0}/p_{n0}$ , после логарифмирования получим:

$$\ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{-E_C + E_{Fn} + E_C + E_{Fp}}{kT},$$
$$\ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}} = \frac{E_V - E_{Fp} - E_V + E_{Fn}}{kT}.$$

Откуда рассчитаем разность уровней Ферми и, используя (2.1), получим:

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}}.$$
(2.3)

Эта формула однозначно связывает высоту потенциального барьера (при отсутствии внешнего напряжения) с концентрациями носителей в прилегающих к переходу областях, и наоборот, концентрацию носителей вблизи p-n перехода с напряжением на нем:

$$p_{n0} = p_{p0}e^{-\frac{\varphi_k}{\varphi_t}},$$

$$n_{p0} = n_{n0}e^{-\frac{\varphi_k}{\varphi_t}}.$$
(2.4)

где  $\varphi_t = kT/q$ .

Уравнения (2.4) можно рассматривать как граничные условия при нулевом внешнем напряжении U = 0.

Поскольку концентрация основных носителей примерно равна концентрации легирующей примеси ( $p_{p0} = N_A$ ,  $n_{n0} = N_A$ ), и произведение равновесных концентраций электронов и дырок в одной области при заданной температуре равно квадрату концентрации собственных носителей заряда  $n_{n0}p_{n0} = p_{p0}n_{p0} = n_i^2$ , то из (2.3) получим:

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{\mathcal{A}} N_A}{n_i^2}.$$
(2.5)

Таким образом, потенциальный барьер в p-n переходе тем выше, чем сильнее легированы p и n области. Соответствующая зависимость  $\varphi_{\kappa}$  от степени легирования областей показана на рисунке 2.8.



Рисунок 2.8 – Зависимость контактной разности потенциалов p-n перехода от уровня легирования областей (Si, T=300 K)

Из формулы (2.5) следует, что чем сильнее легированы области p-n перехода, тем больше контактная разность потенциалов. С физической точки зрения: с увеличением степени легирования p области уровень Ферми приближается к валентной зоне, с увеличением степени легирования n области уровень Ферми приближается к зоне проводимости, в то же время, как следует из диаграммы на рисунке 2.6, контактная разность равна разности уровней Ферми в изолированных p и n областях.

Диаграмма на рисунке 2.8 показывает, что при увеличении степени легирования областей контактная разность в пределе стремится к ширине запрещенной зоны  $\Delta E$ .

По мере роста температуры величина  $n_i^2$  в (2.6) должна достигнуть постоянной величины  $N_{\mathcal{A}} \cdot N_A$ . Таким образом, выражение под знаком логарифма стремится к нулю, т.е. контактная разность потенциалов с ростом температуры уменьшается.

Этот результат понятен с физической точки зрения, поскольку с увеличением температуры возрастает вероятность межзонного возбуждения электронов, т.е. при высоких температурах начинает доминировать собственная проводимость как в р, так и в n области. Поскольку в собственных полупроводниках уровень Ферми лежит вблизи середины запрещенной зоны,  $q\varphi_{\kappa} = E_{Fn} - E_{Fp}$  в конечном счете стремится к нулю, как это

иллюстрирует рисунок 2.9, рассчитанный по (2.6) с учетом того, что  $n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{2kT}{2kT}}$ .

Зависимость контактной разности потенциалов p-n переходов от температуры часто используют для создания датчиков температуры. По чувствительности эти датчики будут уступать датчикам, использующим температурную зависимость электропроводности полупроводников (термисторы), однако к их достоинствам можно отнести близкую к линейной зависимость контактной разности потенциалов от температуры, что значительно облегчает их калибровку.



Рисунок 2.9 – Зависимость контактной разности кремниевого p-n перехода от температуры при разном уровне легирования областей (кривая 1:  $N_{\mathcal{A}} \cdot N_A = 10^{32}$  см<sup>-6</sup>, кривая 2:  $N_{\mathcal{A}} \cdot N_A = 10^{28}$  см<sup>-6</sup>)