

## 6.9. ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ

Гетеропереходом называется переход, образованный при контакте двух различных по химическому составу полупроводников с неодинаковой шириной запрещенной зоны. Для стабильности гетероперехода необходимо, чтобы у этих материалов был один и тот же тип кристаллической решетки. При этом значения постоянной решетки и температурного коэффициента расширения должны быть практически одинаковыми. При несоблюдении этих условий на контакте возникнут большие механические напряжения, которые приведут к его разрушению. Очевидно, что количество материалов для гетеропереходов ограничено. Наиболее распространенными из них являются германий и арсенид галлия (переход Ge–GaAs), арсенид галлия и трехкомпонентный твердый раствор GaAlAs (переход GaAs–GaAlAs), фосфид индия и трехкомпонентный раствор InGaAs (переход InP–In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As). Такие полупроводники образуют так называемые изопериодические системы. Сюда же можно отнести селениды ртути и кадмия, а также систему GaSb–GaAlSb с изменяемой долей алюминия.

На основе гетеропереходов изготавливаются высокоэффективные полупроводниковые излучатели и фотоприемники (фотодиоды, светодиоды и лазеры). Гетероструктуры с последовательным чередованием слоев разных полупроводников очень малой толщины, не более 10–15 нм, (сверхрешетки) находят еще более широкое применение в полупроводниковой наноэлектронике.

Гетеропереходы, образованные полупроводниками с одинаковым типом проводимости ( $p^+$ - $p$  или  $n^+$ - $n$ ), называются изотипными. При использовании полупроводников с разным типом проводимости формируются анизотипные гетеропереходы.

### Выпрямляющие гетеропереходы

Рассмотрим анизотипный гетеропереход, у которого ширина запрещенной зоны  $n$ -полупроводника больше, чем у  $p$ -полупроводника, и энергетические зоны полностью перекрываются. Такой переход образуют, например,  $n$ -GaAs и  $p$ -Ge (рис. 6.32).

При идеальном контакте полупроводников с различной шириной запрещенной зоны  $\Delta E_z$  происходит установление равновесного состояния с единым уровнем Ферми. Физические процессы, протекающие при этом те же, что и для случая обычного  $p$ - $n$ -перехода. Однако из-за разницы в величинах  $\Delta E_z$  на линии раздела  $p$ - и  $n$ -областей возникают разрывы границ энергетических зон. В случае контакта  $p$ -Ge –  $n$ -GaAs (рис. 6.32, а) при разрыве границы дна зоны проводимости образуется маленький узкий пик («пичок»), высота которого равна разности энергий  $E_{C \text{ GaAs}} - E_{C \text{ Ge}}$ ; при разрыве границы валентной зоны образуется дополнительная ступенька. Если в контакт приводятся те же полупроводники с противоположным соотношением типа проводимости, то характер разрыва зон на границе изменяется на противоположный.

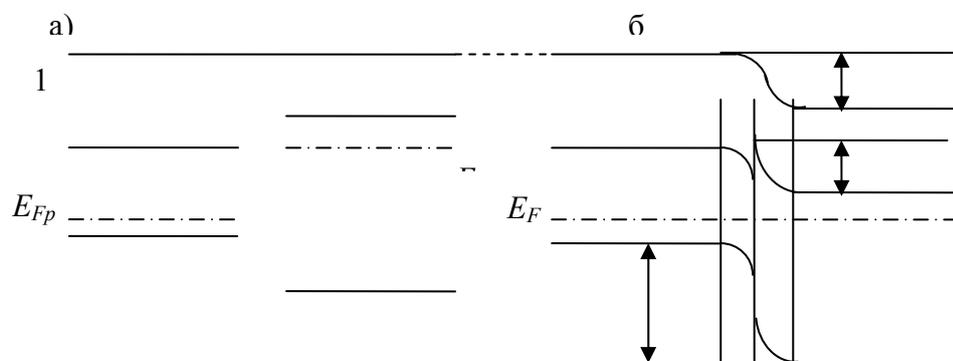


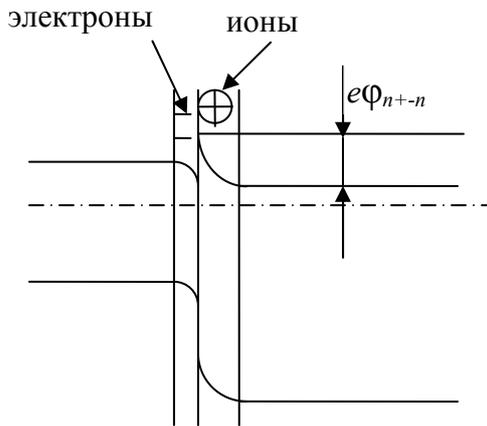
Рис. 6.32. Выпрямляющий анизотипный  $p$ - $n$  гетеропереход. а) взаимное расположение энергетических зон до образования контакта, 1 – уровень вакуума, б) равновесная энергетическая диаграмма

Появление разрывов границ зон приводит к тому, что потенциальные барьеры для диффузии основных носителей в смежные области оказываются не одинаковыми. Для гетероперехода, у которого ширина запрещенной зоны  $n$ -полупроводника больше, чем у  $p$ -полупроводника (рис. 6.32, б), потенциальный барьер для диффузии электронов  $n$ -GaAs в  $p$ -Ge гораздо меньше, чем для диффузии дырок в обратном направлении. Поэтому при приложении прямого напряжения будет преобладать инжекция электронов, даже если  $p$ -область имеет одинаковую или даже большую концентрацию примесей. В случае гетероперехода  $n$ -Ge –  $p$ -GaAs будет преобладать инжекция дырок в  $n$ -Ge.

Таким образом, в отличие от обычного  $p-n$ -перехода, гетеропереход всегда обладает важным свойством: односторонней инжекцией из широкозонного полупроводника в узкозонный, практически не зависящей от уровня легирования  $p$ - и  $n$ -областей. Именно это свойство используется для создания эффективных источников когерентного (лазеры) и некогерентного (светодиоды) излучения. Расчеты показывают, что для обеспечения односторонней инжекции достаточно разницы в ширине запрещенной зоны  $\sim 0,1$  эВ.

Вольтамперная характеристика идеального гетероперехода описывается той же формулой (6.35), что и для обычного  $p-n$ -перехода. В реальных гетеропереходах вблизи границы раздела сосредоточены дефекты решетки различной природы, которые являются центрами генерации или рекомбинации. Вследствие этого обратный ток реального анизотипного гетероперехода, в основном, является током генерации, а доля тока рекомбинации в прямом токе оказывается значительно большей, чем в обычном переходе.

Изотипные гетеропереходы в отличие от таких переходов между полупроводниками одной природы (см. раздел 6.2) могут быть как «омическими», так и выпрямляющими.



**Рис.** Энергетическая диаграмма выпрямляющего изотипного  $n-n^+$  гетероперехода

На энергетической диаграмме равновесного  $n-n^+$  Ge-GaAs выпрямляющего гетероперехода (рис...) видно, что на границе между полупроводниками образуется точно такой же энергетический пикок, как и у  $p-n$  гетероперехода (рис. 6.32). Однако двойной электрический слой на границе раздела имеет иную природу: со стороны области  $n^+$  находятся положительные ионы доноров, а с другой стороны – узкая область, обогащенная электронами.

Прямое смещение такого перехода понижает потенциальный барьер для электронов зоны проводимости широкозонного  $n^+$ -полупроводника; он уменьшается до величины  $e\varphi_{n^+-n}-eU_{пр}$ . Прямой ток обусловлен интенсивным переносом электронов проводимости  $n^+$ -полупроводника над пониженным потенциальным барьером в узкозонный полупроводник  $n$ -типа.

При обратном смещении этот потенциальный барьер возрастает до значения  $e\varphi_{n^+-n}+eU_{обр}$ , и ток электронов в  $n$ -полупроводник прекращается. На пути встречного (обратного) тока электронов проводимости  $n$ -области в  $n^+$ -полупроводник находится потенциальный барьер  $e\varphi_{n-n^+}$ ; его высота практически не изменилась по сравнению с равновесным состоянием. При малых обратных напряжениях небольшой обратный ток обусловлен надбарьерным переносом электронов проводимости в  $n^+$ -полупроводник.

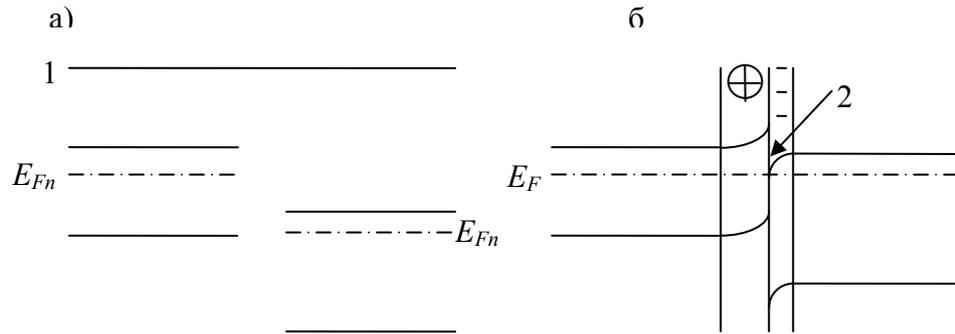
При дальнейшем увеличении  $U_{обр}$  ширина энергетического пика, разделяющего зоны проводимости, становится все меньше. Обратное напряжение величиной в несколько Вольт оказывается достаточным для того, чтобы электроны зоны проводимости  $n$ -полу-проводника, обладающие энергиями ниже  $e\varphi_{n-n^+}$ , начали переходить в смежную  $n^+$ -область за счет туннельного эффекта, давая дополнительный вклад в обратный ток. Еще большее возрастание обратного напряжения может вызвать большой обратный туннельный ток электронов из валентной зоны  $n$ -полупроводника на свободные уровни зоны проводимости  $n^+$ -области – так же, как и при туннельном пробое обычного  $p$ - $n$ -перехода.

Главным преимуществом выпрямляющих изотипных переходов по сравнению с анизотипными является малая инерционность, что позволяет использовать их в качестве детекторов и смесителей в области сверхвысоких частот. Это объясняется тем, что они «работают» на основных носителях. Избыточные концентрации неосновных носителей в смежных областях при этом не образуются, и поэтому не требуется время для их рассасывания, которое является основным фактором, ограничивающим частотный диапазон применимости приборов, основанных на  $p$ - $n$ -переходах.

Прямая ветвь вольтамперной характеристики выпрямляющих гетеропереходов практически такая же, как и у обычных однородных  $p$ - $n$ -переходов. Рабочие обратные напряжения оказываются небольшими (меньше 10 В) из-за возникновения туннельных токов, что можно считать разновидностью туннельного пробоя.

## Невыпрямляющие («омические») гетеропереходы

Такие переходы могут образоваться в тех случаях, когда энергетические зоны составляющих полупроводников перекрываются не полностью, как в случае выпрямляющих гетеропереходов, а лишь частично. Наибольший интерес представляет невыпрямляющий изотипный  $n-n^+$  гетеропереход, в котором ток переносится электронами.



**Рис.** . Невыпрямляющий изотипный  $n-n^+$  гетеропереход. а) взаимное расположение энергетических зон до образования контакта, 1 – уровень вакуума, б) равновесная энергетическая диаграмма, 2 – область, обогащенная электронами

В этом случае при образовании контакта в  $n^+$ -области у границы с  $n$ -полупроводником образуется потенциальная яма (2), в пределах которой концентрация электронов значительно выше, чем в объеме. Когда  $n^+$ -область положительна по отношению к  $n$ -области, потенциальный барьер для электронов проводимости  $n$ -полупроводника понижается ( $e\phi_{n-n^+} - eU$ ), и через переход течет ток электронов в направлении  $n^+$ -области.

При обратной полярности приложенного напряжения ток течет в противоположном направлении. Его величина практически такая же за счет очень большой концентрации электронов у границы раздела в области обогащения. По мере возрастания напряжения к току электронов с энергиями выше потенциального барьера добавляется возрастающий туннельный ток из области обогащения (2) через все более узкий разделительный пикок.