

откуда видно, что даже при  $N_{Д2} > N_{Д1}$ ,  $V_1 \ll V_2$ , т. е. изменение  $V(z)$  происходит в широкозонном полупроводнике.

Разрывы зон  $\Delta \mathcal{E}_c$ ,  $\Delta \mathcal{E}_v$  — наиб. характерная особенность зонных диаграмм идеальных резких Г. Однако реальный Г. не является абсолютно резким, т. е. существует переходная область, в пределах которой происходит изменение хим. состава вещества. В пределах этой области  $\mathcal{E}_g$  и  $\chi$  непрерывно изменяются от  $\mathcal{E}_{g1}$ ,  $\chi_1$  до  $\mathcal{E}_{g2}$ ,  $\chi_2$  и разрывы в зонах отсутствуют. Заметное

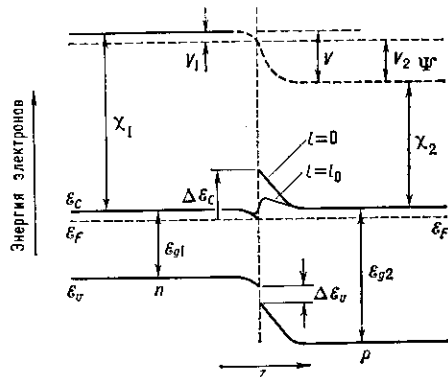


Рис. 2. Зонная диаграмма идеального резкого  $n-p$ -гетероперевода.

«размывание» пиков, характерных для зонной диаграммы резкого Г., происходит, когда толщина переходной области  $l=l_0 = \left(\frac{\Delta \chi e}{e^2 N_{II}}\right)^{1/2}$ , где  $N_{II}$  — концентрация легирующей примеси в переходной области. При  $l \gg l_0$  Г. наз. п л а в н ы м (рис. 3).

В плавном изотипном Г. при  $l \gg l_D$  ( $l_D$  — дебаевская длина экранирования) в области Г. практически не образуется объёмного заряда (рис. 3, а), переходная область представляет собой кристалл с переменной  $\mathcal{E}_g$  (варизонный полупроводник). На рис. 3, б показана зонная диаграмма плавного анизотипного Г.

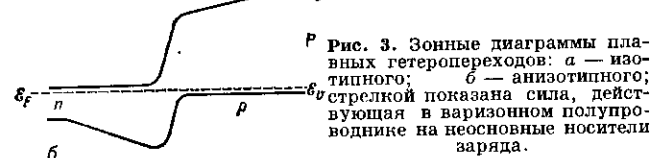


Рис. 3. Зонные диаграммы плавных гетеропереходов: а — изотипного; б — анизотипного; стрелкой показана сила, действующая на варизонный полупроводник на неосновные носители заряда.

Свойства Г. и их зонные диаграммы сильно зависят от «резкости» и положения перехода «по легированию» относительно перехода по хим. составу (на рис. 1, б и 2 оба перехода резкие и их положения совпадают в пространстве).

**Механизмы протекания тока.** В резком Г. благодаря разрывам  $\Delta \mathcal{E}_c$  и  $\Delta \mathcal{E}_v$  высоты потенц. барьеров для электронов и дырок разные. При т. н. прямом смещении (см.  $p-n$ -переход) на резком анизотипном Г. потоки носителей из узкозонного полупроводника в широкозонный и обратно различны и токи инжектир. электронов и дырок отличаются на множитель, пропорц.  $\exp[(\Delta \mathcal{E}_c + \Delta \mathcal{E}_v)/kT]$ . Поэтому в Г. обычно происходит односторонняя инжекция носителей из широкозонного полупроводника (э м и т т е р а) в узкозонный (рис. 4, а).

При нек-ром значении напряжения плотность инжектированных в узкозонный полупроводник носителей превысит плотность равновесных носителей в широкозонном эмиттере (с в е р х и н ж е к ц и я). При этом

максимально достижимая концентрация инжектир. носителей:

$$P_n = N_A \exp \frac{\Delta \mathcal{E}_v}{kT} \ll N_A \frac{L}{l_D} \text{ для } n-P\text{-Г. и}$$

$$n_p = N_D \exp \frac{\Delta \mathcal{E}_c}{kT} \ll N_D \frac{L}{l_D} \text{ для } p-N\text{-Г.,}$$

где  $N_A$ ,  $N_D$  — концентрации акцепторов и доноров в широкозонном эмиттере,  $L$  — длина диффузии носителей. Впервые сверхинжекция наблюдалась в Г.  $p\text{GaAs} - N\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

При прямом смещении на резком анизотипном Г. инжектир. носители (дырки в случае  $n-P$ -Г.) должны

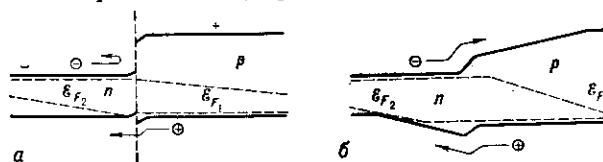


Рис. 4. Инжекция носителей в гетеропереходе при прямом смещении: а — односторонняя инжекция дырок в резком  $n-p$ -гетеропереходе; б — в плавном  $n-p$ -гетеропереходе в присутствии внутренних «тянущих» полей;  $\mathcal{E}_{F1}$ ,  $\mathcal{E}_{F2}$  — квазиуровни Ферми электронов и дырок.

преодолеть потенц. барьеры (пички), возникающие из-за разрывов зон. Механизмы протекания тока через эти барьеры, дополнительные по сравнению с  $p-n$ -переходом (туннельный и термоинжекционный) зависят от величины смещения на Г., температуры, а также от степени легирования полупроводников.

В плавном Г. на неосновные носители заряда действует внутр. электр. поле  $E_i$ , возникающее из-за изменения  $\mathcal{E}_g$ :  $E_i \sim \frac{1}{e} \text{grad } \mathcal{E}_g$  (рис. 3, а). При прямом смещении (рис. 4, б) в этом случае также происходит односторонняя инжекция дырок в более узкозонную часть, причём за счёт «тянущих» внутр. полей эффективная диффузионная длина инжектир. дырок будет больше, чем в однородном кристалле с постоянной  $\mathcal{E}_g$  (в варизонном полупроводнике при диффузии против поля  $E_i$  диффузионная длина  $L$  уменьшается).

**Излучательная рекомбинация.** В Г. на основе прямозонных полупроводников излучат. рекомбинация наблюдается при оптич. возбуждении носителей, а также при инжекции неравновесных носителей при прямом смещении на  $N-p$ - или  $p-N$ -Г. При оптич. возбуждении, если энергия фотонов  $\hbar\omega$  удовлетворяет условию

$$\mathcal{E}_{g1} < \hbar\omega < \mathcal{E}_{g2}, \quad (3)$$

где  $\mathcal{E}_{g1}$  — ширина запрещённой зоны узкозонного,  $\mathcal{E}_{g2}$  — широкозонного полупроводников, то спектр излучения Г. совпадает со спектром фотолюминесценции узкозонного полупроводника. При  $\hbar\omega > \mathcal{E}_{g2}$  спектр состоит из полос люминесценции широкозонной и узкозонной частей. При протекании прямого тока через анизотипный Г. спектр электролюминесценции зависит от сдвига между переходами по легированию и по хим. составу. При их совпадении в пространстве имеет место односторонняя инжекция неравновесных носителей заряда в узкозонный полупроводник и в спектре доминирует его полоса излучения:  $\hbar\omega \approx \mathcal{E}_{g1}$ . При смещении перехода по легированию на  $z_0 \gg L$  в узкозонную часть наблюдается полоса излучения в области  $\hbar\omega \approx \mathcal{E}_{g1}$ . При смещении в широкозонную часть на расстояние  $z_0 \gg L$  наблюдаются 2 полосы:  $\hbar\omega_1 \approx \mathcal{E}_{g1}$  и  $\hbar\omega_2 \approx \mathcal{E}_{g2}$ .

**Фотоэффект** в Г., как и в  $p-n$ -переходе, возникает за счёт пространственного разделения в поле объёмного заряда Г. возбуждённых светом носителей. При освещении поверхности  $p-N$ -Г. или  $n-P$ -Г. со стороны широкозонного полупроводника в узкозонном полупроводнике поглощаются фотоны с энергией, удовлетворяющей (3) (рис. 5, а). Широкозонный полупровод-