

ших обратных смещениях и связан только с туннельной генерацией электронно-дырочных пар. Ввиду экспоненциальной зависимости туннельного тока от напряжённости электрич. поля вклад в него даёт лишь окрестность точки макс. поля. По мере роста обратного напряжения туннельный ток, незаметный на фоне термогенерационного при низких напряжениях, стремительно нарастает и становится преобладающим (рис. 4, кривая 3).

В широкозонных полупроводниках наряду с термогенерационными и туннельными токами наблюдают их различные комбинации. С одной стороны, имеет место сочетание туннельных (горизонтальных) переходов между зонами и уровнями локальных примесных центров с термогенерационными (вертикальными) переходами (рис. 5, в). С др. стороны, возможно туннелирование с поглощением неск. фононов (рис. 5, д).

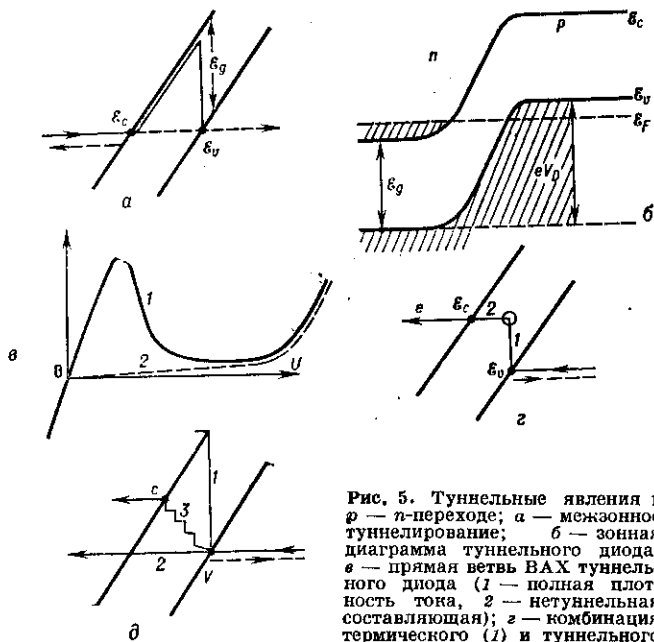


Рис. 5. Туннельные явления в p-n-переходе: а — межзонное туннелирование; б — зонная диаграмма туннельного диода; в — прямая ветвь ВАХ туннельного диода (1 — полная плотность тока, 2 — нетуннельная составляющая); г — комбинация термического (1) и туннельного (2) переходов с участием примесного уровня; д — возможные варианты генерации: 1 — термическая (многофононная); 2 — туннельная (бесфононная); 3 — туннелирование с поглощением фононов.

г) Ударная ионизация. Электроны проводимости с энергией, превышающей её порог, могут порождать электронно-дырочные пары, истратив на это почти всю свою энергию в зоне. Такую же возможность имеют и дырки с надпороговой энергией. Пороги ударной ионизации для электрона и дырки различны (однако во мн. случаях они слегка превышают ϵ_g). Рождение электронно-дырочной пары носителями, ускоренными до необходимых энергий в электрич. поле обратно смещённого перехода, ответственно за лавинное размножение носителей в p-n-П. и за его лавинный пробой.

Обычно процессы ударной ионизации описывают с помощью коэф. α_n и α_p , определяемых как ср. числа электронно-дырочных пар, генерируемых одним электроном и одной дыркой на единичном пути их дрейфа в электрич. поле E . В широких обеднённых слоях $\alpha_{n,p}(x)$ — локальные ф-ции электрич. поля в точке x :

$$\alpha_{n,p}(E) = C_{n,p} \exp(-b_{n,p}/|E|^m).$$

Здесь $m = 1, 2$; коэф. $b_{n,p}$ не зависят от E , а $C_{n,p}$ зависят слабо. Из-за сильной зависимости $\alpha_{n,p}$ от E в ударную ионизацию, как и в туннельную генерацию, вно-

сит вклад только близкая окрестность точки макс. электрич. поля в обеднённом слое.

Из-за ударной ионизации обратный ток p-n-П., обусловленный термической или туннельной генерацией, а также фотогенерацией или инжекцией носителей надлежит умножить на коэф. $M(U)$: $j_1(U) = j(U)M(U)$. При $\alpha_n = \alpha_p = \alpha(E)$ (приблизительно имеющем место во мн. полупроводниках при больших значениях $|E|$) величина $M(U)$ перестаёт зависеть от места, где произошла первичная генерация, и равна

$$M(U) = \left[1 - \int_{w_p(U)}^{w_n(U)} \alpha E(x) dx \right]^{-1}$$

(направление оси x выбрано из p-области в n-область).

При $\int \alpha E(x) dx = 1$ $M \rightarrow \infty$. Это определяет напря-

жение $U_{пр}$ лавинного пробоя p-n-П.: стационарный режим с обратным напряжением на p-n-П. $U > U_{пр}$ невозможен. Для лавинного пробоя важна ударная ионизация обоими типами носителей. Если в размыожении участвуют, напр., одни только электроны, то напряжение $U_{пр} \rightarrow \infty$.

Лавинный пробой, как правило, имеет микроплазменный характер: ток течёт не по всей площади p-n-П., а локализован в отд. точках (микроплазмах), выявляемых по яркому свечению. С ростом тока пробоя число микроплазм растёт вплоть до однородного покрытия ими всей площади.

Если хотя бы одна сторона p-n-П. легирована слабо или же p-n-П. имеет плавную структуру, лавинный пробой наступает при напряжении, недостаточном для проявления заметной туннельной генерации. В резких переходах с сильным легированием обеих сторон туннельная генерация начинает доминировать до наступления лавинного пробоя, так что ему предшествует на обратной ветви ВАХ участок быстрого туннельного нарастания тока (рис. 4).

д) Фотогенерация, сторонняя инжекция. Током p-n-П. можно управлять с помощью фотогенерации неравновесных носителей в его окрестности. Ток $I_{ф}$, обусловленный фотогенерацией (фототок), в отсутствие лавинного размножения аддитивно складывается с др. составляющими тока, а при наличии лавинного размножения — с составляющими первичного тока. При наличии фототока (кривая 5, рис. 4) ВАХ не проходит через точку $j = 0, U = 0$, возникает участок, на к-ром знак j не совпадает со знаком U (кривая 6, рис. 4). В этом режиме p-n-П. выступает в качестве фотоэлемента, преобразующего энергию излучения в электрич. энергию (см. также Солнечная батарея). Кроме режима фотоэлемента используется режим фотодиода, отвечающий обратной ветви ВАХ.

Др. способ управления током p-n-П. — инжекция неосновных носителей в одну из образующих переход областей полупроводника с помощью др. p-n-П. или иного инжектирующего контакта. Этот способ управления током p-n-П. — коллектора путём инжекции p-n-П. — эмиттером лежит в основе работы транзисторов. Ток p-n-П. можно также изменять разогревом носителей эл.-магн. излучением СВЧ-или ИК-диапазона.

Способы получения p-n-П. Сплавные переходы получают, нанося на полупроводниковую кристаллич. подложку «навеску» легкоплавкого металла. сплава, в состав к-рого входит необходимое легирующее вещество. При нагреве образуется область жидкого расплава, состав к-рого определяется совместным плавлением навески и подложки. При остывании формируется рекристаллизад. область полупроводника, обогащённая легирующими атомами. Если тип легирования этой области отличен от типа легирования подложки, то образуется резкий p-n-П., причём его металлургич. граница x_0 совпадает с границей ре-