

зону. Эти переходы могут быть прямыми и непрямыми. В прямых переходах участвуют лишь электрон и фотон. Законы сохранения энергии и импульса при прямых переходах имеют вид

$$\begin{aligned} \hbar\omega &= \varepsilon_c(p) - \varepsilon_v(p); \\ p' - p &= \hbar q. \end{aligned} \quad (35)$$

Здесь  $p$  и  $p'$  — квазиимпульсы электрона в начальном и конечном состояниях,  $\hbar\omega$  — энергия фотона,  $q$  — его волновой вектор. Т. к. импульс фотона  $\hbar q$  мал по сравнению с  $p'$  и  $p$ , то  $p \approx p'$  (рис. 7). Если экстремумы обеих зон находятся в одной точке импульсного пространства, порог прямых переходов (край поглощения) совпадает с  $\varepsilon_g$ . Фотоны с  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  могут поглощаться лишь за счёт значительно менее вероятных процессов (см. ниже); прозрачность  $\Pi$  резко возрастает при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$ .

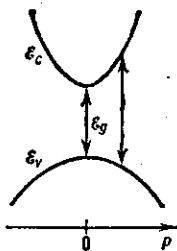


Рис. 7. Прямые переходы; экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся в точке  $p = 0$ .

Непрямыми наз. переходы, в к-рых кроме электрона и фотона участвует фонон или примесный центр. В этом случае соотношение  $p \approx p'$  не выполняется. Непрямые переходы менее вероятны, однако они определяют коэф. поглощения света при  $\hbar\omega > \varepsilon_g$  в случае, когда экстремумы зон находятся в разных точках импульсного пространства. У Ge, напр., абс. экстремум зоны проводимости находится в точке  $B$  (рис. 8), к-рая лежит на границе зоны Бриллюэна. Максимум валентной зоны лежит в точке  $A$  при  $p = 0$ . Зона проводимости имеет более высокий минимум в точке  $C$  при  $p = 0$ . Разность энергий между точками  $C$  и  $A$  равна  $\varepsilon_{cv}$ . Прямые переходы возможны лишь при  $\hbar\omega > \varepsilon_{cv}$ . В области энергий  $\varepsilon_g \leq \hbar\omega < \varepsilon_{cv}$  возможны лишь не прямые переходы (наклонная линия). Коэф. поглощения света вблизи фундам. края  $\sim 10^4 - 10^8 \text{ см}^{-1}$  при прямых переходах и  $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$  при не прямых переходах.

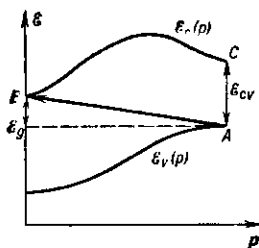


Рис. 8. Прямые и не прямые переходы для зонной структуры Ge.

Экситон. Структура края фундам. поглощения усложняется за счёт взаимодействия электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, возникающих при поглощении фотона. Электрон и дырка могут образовывать связанное состояние, к-рое наз. *Ванье — Мотта экситоном*. Вследствие этого энергия фотона, соответствующая краю поглощения, уменьшается на величину энергии связи экситона. Т. к. экситон имеет также возбуждённые состояния, то край фундам. поглощения имеет структуру, напоминающую бальмеровскую серию атома водорода. При достаточно большой интенсивности света в  $\Pi$  может образоваться значит. кол-во экситонов. С увеличением их концентрации они

конденсируются, образуя *электронно-дырочную жидкость*.

Влияние внешних полей. Структура края фундам. поглощения изменяется под влиянием электрич. и магн. полей. Электрич. поле «наклоняет» зоны и делает возможным туннельный переход при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  (см. *Келдыша — Франца эффект*). Магн. поле вызывает квантование энергии электронов и дырок, т. е. возникновение эквидистантных *Ландау уровней*, расстояние между к-рыми равно  $\hbar e H / m$ , где  $m$  — эфф. масса электрона или дырки. Плотность состояний носителей заряда вблизи уровней Ландау возрастает, вследствие чего появляются осцилляции коэф. поглощения как ф-ции частоты света. Максимум поглощения соответствует переходам между уровнями Ландау. Изучение осцилляций позволяет расшифровать спектр электронов и дырок (см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*).

Размерное квантование. На край фундам. поглощения влияет также т. н. размерное квантование, к-рое возникает, если образец представляет собой тонкую плёнку или имеет маленькие размеры во всех измерениях. Соответствующие уровни энергии также проявляются при межзонном поглощении света (см. *Квантовые размерные эффекты*).

При  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  важную роль играет внутризонное поглощение. Квантование в магн. поле или размерное квантование может значительно усилить внутризонное поглощение на выделенных этим квантованием частотах, что также позволяет изучать спектр носителей. *Циклотронный резонанс* оказался наиб. важным явлением такого рода: электроны в сильном пост. магн. поле  $H$  двигаются по замкнутым траекториям, причём период обращения зависит от вида энергетич. спектра  $\Pi$ , от величины магн. поля  $H$  и его направления относительно кристаллографич. осей. Образец помещают в ВЧ-поле и исследуют поглощение энергии этого поля в зависимости от величины  $H$ . Резонанс возникает, когда частота поля совпадает с циклотронной частотой электрона.

Генерация неравновесных носителей. Концентрация равновесных электронов и дырок определяется темп-рой образца. Мн. важные свойства  $\Pi$  связаны с неравновесными носителями, к-рые могут быть созданы разными способами, напр. при возбуждении светом и инжекцией через контакты. При облучении светом, с  $\hbar\omega > \varepsilon_g$ , генерируются электроны и дырки, к-рые являются неравновесными. При стационарном освещении их концентрация не зависит от времени и определяется интенсивностью света и временем жизни носителей (в свободном состоянии). Они обуславливают явление *фотопроводимости* — изменения электропроводности под действием света. Иногда электропроводность при освещении отличается на много порядков от т. н. темновой электропроводности. Если прекратить освещение, концентрация носителей возвращается к равновесному значению за время порядка времени жизни неравновесных носителей. Малая инерционность этого явления позволила создать чувствит. приборы для регистрации светового излучения, в т. ч. и для ИК-диапазона (см. *Приёмники оптического излучения*).

При протекании тока через контакт  $\Pi$  с металлом или др.  $\Pi$  неравновесные электроны и дырки заполняют приконтактную область, причём их концентрация зависит от величины тока, а толщина области, заполненной неравновесными носителями, — от длины, на к-рую они диффундируют за время жизни (см. *Инжекция носителей заряда, Контактные явления в полупроводниках*).

Рекомбинация. Время жизни носителей определяется рекомбинац. процессами, в результате к-рых исчезают электронно-дырочные пары, т. е. электроны возвращаются из зоны проводимости в валентную зону. Рекомбинация неравновесных носителей может сопровождаться излучением квантов света (*люминесценция*).