

мости ( $n$ ) и дырок ( $p$ ),  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — их подвижности. Величины  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  определяются **квантовым выходом**  $Y$  внутрь фотоэффекта, т. е. числом генерируемых электронно-дырочных пар (при собств. Ф.) или числом генерируемых носителей (при примесной Ф.) в расчёте на один поглощённый фотон, а также временем жизни фотоносителей (до их рекомбинации или захвата примесными центрами). Если Ф. (собственная) определяется подвижными фотоносителями обоих знаков, её называют биполярной. В тех случаях, когда хотя и генерируются фотоносители обоих знаков, но фотоносители одного типа имеют ничтожные подвижность и время жизни, а также при примесной Ф., когда генерируются фотоносители только одного знака, Ф. наз. монополярной.

Так как импульс фотона, как правило, пренебрежимо мал по сравнению с импульсом электрона, требование одноврем. выполнения законов сохранения энергии и импульса приводит к тому, что переходы электронов с участием только одного фотона оказываются возможными лишь между состояниями, в к-рых импульс электрона практически один и тот же («прямые», или «вертикальные», переходы). Однако этот запрет может нарушаться за счёт взаимодействия электронов или дырок с фононами. Последнее приводит к «непрямым» переходам с изменением как энергии, так и импульса электрона и испусканием или поглощением **фонона**. Исследования зависимости Ф. от энергии фотонов  $\hbar\omega$  позволяют по их мин. энергии, ещё вызывающей Ф., определять энергетич. щели между уровнями или зонами (см. Полупроводники).

**Внутризонная фотопроводимость** связана с изменением подвижности носителей заряда при их перераспределении по энергетич. состояниям в результате поглощения излучения. К процессам, вызывающим внутризонную Ф., относятся: оптич. переходы носителей заряда внутри одной зоны, к-рые возможны благодаря рассеянию носителей на примесях и фононах (см. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле); прямые оптич. переходы между подзонами дырочной зоны в полупроводниках  $p$ -типа («лёгкие» и «тяжёлые» дырки, см. *Зонная теория*); переходы между подзонами размерного квантования в полупроводниковых структурах (см. *Квантовые размерные эффекты*). Внутризонная Ф. впервые наблюдалась Моссом и Хоккинзом (1960) в  $p$ -Ge (переходы между подзонами дырок) и Роллинсом (1961) в  $n$ -InSb (внутризонное поглощение).

При внутризонной Ф. может изменяться подвижность как тех носителей, к-рые непосредственно поглощали излучение, так и всех носителей заряда из-за перераспределения поглощённой энергии, обусловленного **межэлектронным рассеянием**. Как правило, определяющую роль играет второй процесс. Если время перераспределения энергии носителей  $\tau$ , то Ф. можно рассматривать как результат изменения темп-ры газа носителей  $T_n$  при поглощении излучения. В этом случае  $\Delta\sigma \propto d\mu/dT_n$ . Знак  $d\mu/dT_n$  и  $\Delta\sigma$  может быть как положительным, так и отрицательным. Знак  $\Delta\sigma$  определяется также знаком изменения электронной темп-ры  $\delta T_e$ . Как правило,  $\delta T_e > 0$ , однако возможно охлаждение газа при поглощении света. Охлаждение наблюдается, напр., в  $p$ -Ge при оптич. переходе дырок из подзоны «тяжёлых» дырок в подзону «лёгких» и быстром рассеянии энергии «лёгких» дырок на оптич. фононах. С изменением энергии фотонов  $\hbar\omega$  знак  $\Delta\sigma$  изменяется и внутризонная Ф. осциллирует, изменяя знак.

«Остывание» фотоносителей. Если генерируемые светом носители имеют энергии  $\mathcal{E}$ , превышающие ширину запрещённой зоны  $\mathcal{E}_g$  полупроводника, то такие т. н. горячие носители могут терять энергию на создание дополнительных электронно-дырочных пар; в результате  $Y > 1$  (рис. 1). Длина пробега носителей при этом зависит от  $\mathcal{E}$  и меняется от неск. нм при  $\mathcal{E} \leq 10$  эВ до 1 нм при  $\mathcal{E} \sim 100$  эВ и до неск. десятков нм при  $\mathcal{E} > 1$  кэВ (время пробега  $\tau \sim 10^{-14}$  с). При  $\mathcal{E} < \mathcal{E}_g$  осн. механизм потерь энергии — рассеяние на фононах. При  $\mathcal{E}$ , превышающих энергию  $\hbar\omega$  оптич. фонона, носители теряют энергию путём последоват. испускания оптич. фононов. При этом характерное время их пробега

$\tau_{\text{опт}} \sim 10^{-13}$  с. После того как остаточная энергия носителей  $\mathcal{E}_{\text{ост}}$  оказывается меньше  $\mathcal{E}_g$ , дальнейшее их «остывание» происходит путём испускания акустич. фононов или за счёт межэлектронных столкновений. Соответствующие времена релаксации энергии на неск. порядков больше  $\tau_{\text{опт}}$  (см. *Горячие электроны*).

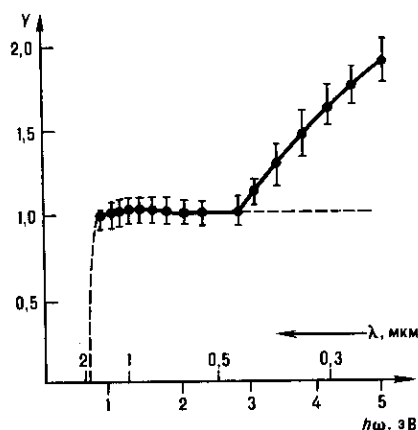


Рис. 1. Зависимость квантового выхода  $Y$  в Ge от энергии фотонов.

Остаточная энергия носителей, быстро испустивших максимально возможное число ( $n_{\text{макс}}$ ) оптич. фононов, равна  $\mathcal{E}_{\text{ост}} = \hbar\omega - n_{\text{макс}}\hbar\Omega$ . Она изменяется от 0 до  $\hbar\Omega$  в зависимости от  $\hbar\omega$ . В слаболегированных полупроводниках эфф. подвижность горячих фотоносителей зависит от  $\mathcal{E}_{\text{ост}}$ , поэтому  $\Delta\sigma$  осциллирует как функция  $\hbar\omega$  с частотой  $\Omega$ . В сильнолегированных полупроводниках энергия  $\mathcal{E}_{\text{ост}}$  передаётся сначала не акустич. фононам, а газу носителей; в зависимости от величины переданной энергии изменяется ср. подвижность носителей. Это также приводит к осцилляциям  $\Delta\sigma$  с частотой  $\omega$ .

**Спектр фотоносителей.** Благодаря зависимости квантового выхода  $Y$  от энергии фотонов  $\hbar\omega$  (рис. 1) спектр Ф. отличается от спектра оптич. поглощения кристаллов. Отличие возникает также из-за того, что процесс «остывания» фотоносителей не является мгновенным: поэтому часть их может иметь энергии, значительно превышающие равновесную энергию при данной темп-ре кристалла. Вклад этих «горячих» фотоносителей в Ф. зависит от отношения между временем релаксации энергии и временем жизни носителей, а также от первонач. энергии фотоносителей. На кривых рис. 2 и рис. 3 отчетливо проявляется резкий длинноволновый спад Ф. По его положению можно определить ширину запрещённой зоны  $\mathcal{E}_g$ .

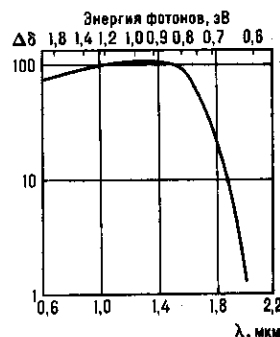


Рис. 2. Спектральное распределение собственной фотопроводимости в Ge.

**Зависимость  $\Delta\sigma$  от интенсивности излучения. Анизотропия фотопроводимости.** Обычно при малых интенсивностях  $I$  излучения Ф. пропорциональна  $I$ , т. е. тензор изменения электропроводности  $\Delta\sigma_{ij}$  является билинейной функцией компонент электрич. вектора  $E_k$  поля излучения ( $k = x, y$ ,