

Таким образом, время жизни пар зависит от концентрации равновесных носителей n_0 , p_0 и концентрации неравновесных пар δn . Поэтому время жизни пар не является характеристикой данного типа полупроводника, а отражает только свойства конкретного образца при определенном его состоянии. Напротив, коэффициент рекомбинации или, соответственно, сечение рекомбинации являются характеристиками данного типа полупроводника. Однако они, конечно, зависят от температуры (ср. формулу (2.4)).

Отметим, наконец, что зависимость τ от n_0 и p_0 имеет резкий максимум. Учитывая, что равновесные концентрации n_0 и p_0 связаны соотношением $n_0 p_0 = n_i^2$, и приравнивая производную от выражения (2.8) по n_0 (или p_0) нулю, мы находим, что τ достигает максимума при $n_0 = p_0$, т. е. в собственном полупроводнике. При малом уровне возбуждения ($\delta n < n_0 + p_0$) этот максимум равен

$$\tau_{\max} = \tau_i = \frac{1}{2\alpha n_i}. \quad (2.9)$$

§ 3. Время жизни при излучательной рекомбинации

Непосредственное вычисление коэффициента рекомбинации по формуле (2.4) трудно. Однако его величину можно найти, используя принцип детального равновесия (§ VII.1) и связывая α с другими известными, макроскопическими, величинами.

Рассмотрим полупроводник в состоянии термодинамического равновесия. В нем имеются электроны с равновесной концентрацией n_0 , дырки с концентрацией p_0 и равновесное (черное) излучение. Согласно принципу детального равновесия темп равновесной излучательной рекомбинации r должен быть равен темпу оптической генерации пар g_T , обусловленной поглощением равновесных фотонов в полупроводнике. Последняя величина выражается формулой (2.5). Поэтому, вычисляя g_T и зная собственную концентрацию носителей в данном полупроводнике n_i , можно найти α .

Равновесную оптическую генерацию g_T можно найти следующим образом. Пусть $\rho_0(\hbar\omega) d(\hbar\omega)$ есть концентрация равновесных фотонов, энергия которых лежит в интервале $[\hbar\omega, \hbar\omega + d(\hbar\omega)]$. Величина $\rho_0(\hbar\omega)$ выражается формулой Планка:

$$\rho_0(\hbar\omega) = \frac{\omega^2 n^3}{\pi^2 c^3 \hbar} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}, \quad (3.1)$$

где n — показатель преломления среды.

Обозначим, далее, через $P(\hbar\omega)$ вероятность поглощения одного фотона с энергией $\hbar\omega$ в единицу времени, а через $\nu(\hbar\omega)$ — квантовый выход внутреннего фотоэффекта (число возникающих электронно-дырочных пар при поглощении одного фотона, § VII.4).

Тогда, очевидно,

$$g_T = \int_0^{\infty} \rho_0(\hbar\omega) P(\hbar\omega) v(\hbar\omega) d(\hbar\omega). \quad (3.2)$$

Вероятность $P(\hbar\omega)$ можно выразить через коэффициент поглощения света и показатель преломления. Действительно, описывая поглощение света как уменьшение концентрации фотонов, $\rho(\hbar\omega)$, мы можем написать

$$\frac{d\rho}{dx} = -\gamma\rho,$$

где, по определению, γ есть коэффициент поглощения света. Здесь вместо координаты x можно ввести время распространения пакета t , так как

$$x = vt = \frac{ct}{n}.$$

Поэтому можно также написать

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\gamma c}{n} \rho.$$

Отметим, что здесь под v мы должны были бы подразумевать групповую скорость пакета фотонов. Однако мы приближенно заменили ее фазовой скоростью c/n по причине, которая будет указана ниже. С другой стороны, по определению вероятности $P(\hbar\omega)$ мы имеем

$$\frac{d\rho}{dt} = -P(\hbar\omega) \rho.$$

Сравнивая оба соотношения, находим

$$P(\hbar\omega) = \gamma(\hbar\omega) \frac{c}{n}. \quad (3.3)$$

Для фактических расчетов удобно ввести безразмерную энергию фотонов

$$u = \frac{\hbar\omega}{kT}.$$

Тогда, подставляя в формулу (3.2) ρ_0 и P по формулам (3.1) и (3.3) и переходя к переменной u , получаем

$$g_T = \frac{(kT)^3}{\pi^2 c^2 \hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{n^2 \gamma(u) v(u) u^2 du}{e^u - 1}. \quad (3.4)$$

Эта формула позволяет по известным из эксперимента спектральным зависимостям коэффициента поглощения $\gamma(\omega)$, квантового выхода $v(\omega)$ и значению показателя преломления n найти g_T и; следовательно, коэффициент излучательной рекомбинации α . Так как

зависимости $\gamma(\omega)$ и $\nu(\omega)$ обычно задаются в виде кривых, то такие расчеты требуют численных методов.

В предыдущих рассуждениях мы считали показатель преломления постоянным. При учете дисперсии $n(\omega)$, во-первых, изменилось бы выражение (3.3) для $P(\hbar\omega)$ и, во-вторых, вместо формулы (3.1) мы имели бы более сложное выражение для $\rho_0(\hbar\omega)$. Однако, как показывает расчет [3], входящие при этом дополнительные множители в окончательном результате взаимно сокращаются и мы опять получили бы ту же формулу (3.4), где теперь только нужно было бы считать $n = n(u)$. Учет дисперсии света вносит малую поправку, так как n изменяется с частотой очень мало по сравнению с сильной зависимостью коэффициента поглощения.

Отметим еще, что в значении интеграла (3.4) основной вклад вносят фотоны с энергией $\hbar\omega \sim E_g$, так как при меньших энергиях коэффициент поглощения очень мал, а при больших энергиях фотона экспонента в знаменателе становится очень большой.

Поэтому для вычисления g_T нужно знать оптические постоянные полупроводника только в некотором спектральном интервале, в области края собственного поглощения.

На рис. 9.3 приведен пример такого расчета для германия при $T = 300$ К. На нем, во-первых, показана спектральная зависимость концентрации равновесных фотонов ρ_0 , вычисленная по формуле (3.1). Так как в области края собственного поглощения $\exp u \gg 1$, то эта зависимость близка к экспоненциальной. Далее, приведены коэффициент поглощения γ (в см^{-1}) и произведение $\rho_0\gamma$. Так как для германия в области края собственного поглощения $\nu \approx 1$, то это произведение пропорционально темпу равновесной генерации (и равному ему темпу рекомбинации) для фотонов с энергией u , т. е. dg_T/du . На последней кривой ясно выражены два максимума. Первый из них ($\hbar\omega \approx 0,65$ эВ) соответствует переходам электронов из основного минимума в зоне проводимости («непрямые», или «косые», переходы), а второй — переходам из центрального минимума («прямые», или «вертикальные», переходы, ср. § XVIII.5). Полный темп генерации (рекомбинации) пропорционален площади под кривой $\rho_0\gamma$.

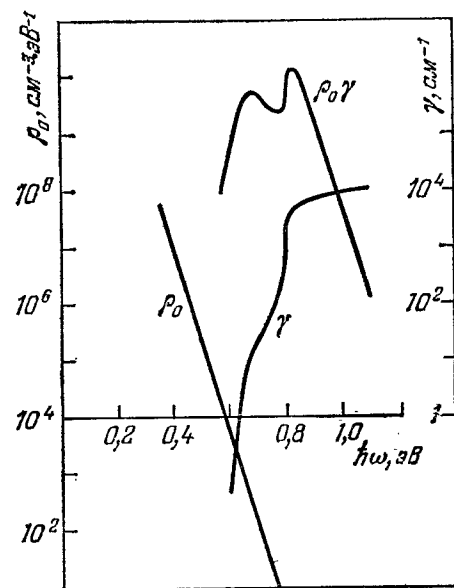


Рис. 9.3. К расчету коэффициента излучательной рекомбинации. Равновесная концентрация фотонов ρ_0 , коэффициент оптического поглощения γ и произведение $\rho_0\gamma$ для германия при 300 К [2].

С учетом постоянных множителей, входящих в формулу (3.4), это дает при 300 К

$$g_T = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}.$$

Отсюда для коэффициента излучательной рекомбинации получается

$$\alpha = \frac{g_T}{n_i^2} = \frac{2,8 \cdot 10^{13}}{5,6 \cdot 10^{26}} = 0,50 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3\text{с}^{-1}.$$

Так как средняя тепловая скорость электронов при 300 К имеет порядок 10^7 см/с, то эффективное сечение рекомбинации оказывается порядка 10^{-21} см². Максимальное время жизни пар (в собственном материале) по формуле (2.9) равно

$$\tau_i = \frac{1}{2\alpha n_i} = 0,43 \text{ с}.$$

Таблица 9.1

Время жизни электронно-дырочных пар при излучательной рекомбинации (300 К)

Полупроводник	Ширина запрещенной зоны E_g , эВ	Собственная концентрация n_i , см ⁻³	Эффективное сечение рекомбинации S , см ²	Время жизни τ_i
Si	1,1	$1,4 \cdot 10^{10}$	$\sim 10^{-22}$	~ 3 ч
Ge	0,65	$2,4 \cdot 10^{13}$	$\sim 10^{-21}$	0,43 с
InSb	0,17	$1,7 \cdot 10^{16}$	$\sim 10^{-18}$	$0,6 \cdot 10^{-6}$ с

В таблице 9.1 сопоставлены излучательные времена жизни для трех важных полупроводниковых материалов: Ge, Si (многодолинные полупроводники) и InSb (однодолинный полупроводник). Из таблицы видно, что с уменьшением ширины запрещенной зоны (увеличением n_i) τ_i катастрофически уменьшается, а, следовательно, темп излучательной рекомбинации в такой же мере увеличивается.

Излучательная рекомбинация зона — зона есть процесс, не устранимый никакими способами, и поэтому она принципиально ограничивает время жизни.

Остановимся еще на смысле времени жизни пар при излучательной рекомбинации. Согласно формуле (2.8) при данной концентрации неравновесных пар δn время жизни τ определяет темп рекомбинации R . В частности, при малом нарушении равновесия ($\delta n / (n_0 + p_0) \ll 1$) τ не зависит от δn . В этом случае при выключении внешней генерации δn должно уменьшаться по экспоненциальному закону, а τ будет определять то время, в течение которого δn уменьшается в e раз. В действительности, однако, фотоны, излучаемые при рекомбинации, могут вновь поглощаться в полупроводнике, вызывая дополнительную генерацию пар, причем

указанный процесс может повторяться многократно. В этом случае кинетика рекомбинации будет другой и более сложной. Следовательно, определенное нами выше излучательное время жизни имеет указанный простой смысл только при отсутствии вторичного образования пар. А для этого излучаемые фотоны должны достаточно быстро исчезать без образования пар (например, вследствие поглощения на свободных носителях, см. § XVIII. 2) или размеры образца должны быть достаточно малы, чтобы фотоны могли свободно выходить наружу.

Пока полупроводник находится в состоянии термодинамического равновесия, рекомбинационное излучение, конечно, наблюдать нельзя, так как наряду с излучением фотонов при рекомбинации происходит и их поглощение, и притом с таким же самым

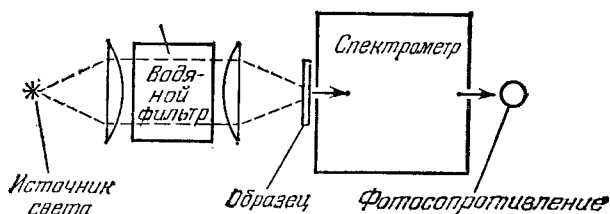


Рис. 9.4. Наблюдение рекомбинационного излучения при оптическом возбуждении.

темпом. Поэтому распределение фотонов по энергии остается равновесным. Однако если в полупроводнике каким-либо способом создать избыточные носители заряда, то темп рекомбинации будет превышать темп генерации на величину $R = \alpha(np - n_0p_0)$ и столько же фотонов будет излучаться из каждой единицы объема в единицу времени.

На рис. 9.4 показана схема типичного опыта для наблюдения рекомбинационного излучения из германия при оптической генерации неравновесных носителей. Свет от внешнего источника (например, от лампы накаливания) проходит сначала через водяной фильтр и затем фокусируется на пластинке германия. Излучение, выходящее из германия, регистрируется спектрометром. Так как вода практически совершенно непрозрачна для длин волн $\lambda > 1,4$ мкм, а германий, наоборот, совершенно непрозрачен для излучения с $\lambda < 1,7$ мкм, то комбинация вода — германий нацело задерживает возбуждающий свет внешнего источника. Поэтому в спектрометр попадает только рекомбинационное излучение, возникающее в исследуемой пластинке германия. Чтобы это излучение не было поглощено в самой пластинке, толщина пластинки должна быть мала ($10^{-2} \div 10^{-3}$ см). На рис. 9.5 *) приве-

*) По данным работы J. R. Hayes, Phys. Rev. 98, 1867 (1955).

дено спектральное распределение рекомбинационного излучения из германия, на котором отчетливо видны два максимума. Один из них ($\lambda \approx 1,75$ мкм) обусловлен излучательными переходами электронов (с участием фононов) из основного минимума в валентную зону. Другой максимум ($\lambda \approx 1,52$ мкм) соответствует переходам центральный минимум — валентная зона (без участия фононов). Каждый из этих максимумов размыт вследствие того, что рекомбинирующие электроны в зоне проводимости, так же как и дырки в валентной зоне, имеют не одну определенную энергию, а характеризуются определенным распределением энергии вследствие их теплового движения.

Рекомбинационное излучение возникает также в диодах с $p-n$ -переходами, где неравновесные электроны и дырки создаются с помощью инжекции. Это явление используют в полупроводниковых источниках света (светодиодах). Выбирая полупроводниковые материалы с различной шириной запрещенной зоны, оказывается возможным создавать источники света разного цвета.

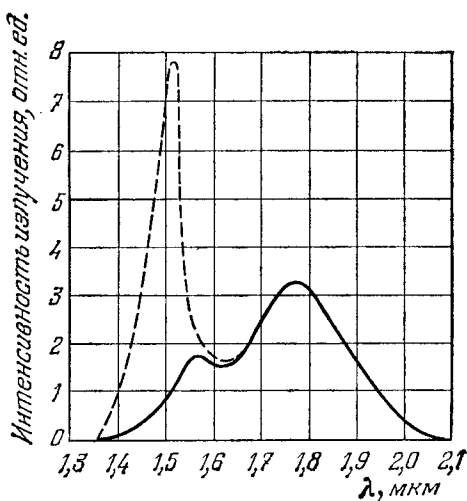


Рис. 9.5. Спектральное распределение рекомбинационного излучения из германия. Сплошная кривая — выходящее излучение. Пунктир — исправленное с учетом поглощения внутри образца.

§ 4. Рекомбинация через примеси и дефекты

Темп излучательной рекомбинации зона — зона велик в узкозонных полупроводниках. Она может быть преобладающей и в широкозонных полупроводниках с прямыми переходами (GaAs, CdS и др.). Однако очень часто в полупроводниках с широкой запрещенной зоной основную роль играют процессы рекомбинации с участием примесей и структурных дефектов. На это указывают многочисленные экспериментальные факты. Так, например, в § 3 мы видели, что если бы в кремнии излучательная рекомбинация была основным процессом, то время жизни пар должно было бы быть около 3 часов. Однако максимальные наблюдаемые времена жизни в кремнии при комнатных температурах не превышают нескольких миллисекунд. Опыт также показывает, что время