

ных времени релаксации τ_1 и τ_2 . Эти времена одинаковы для электронов и дырок. Из формулы (5.12) также видно, что времена релаксации неравновесных концентраций довольно сложным образом зависят от параметров ловушек — их коэффициентов захвата α_n и α_p и энергетических уровней (входящих в величины n_1 и p_1).

Соотношения, однако, упрощаются при некоторых специальных условиях. Так, например, если концентрация ловушек достаточно велика и температура кристалла низка, так что выполняются условия

$$N_i^0 \gg n_0 + n_1, \quad N_i^- \gg p_0 + p_1, \quad (5.13)$$

то мы имеем $a \gg |b|$, $c \gg |d|$ и, следовательно, $bd \ll ac$. Тогда получается

$$\frac{1}{\tau_{1,2}} = \frac{1}{2} (a+c) \pm \frac{1}{2} (a-c),$$

т. е.

$$\frac{1}{\tau_1} = a \simeq \alpha_n N_i^0, \quad \frac{1}{\tau_2} = c \simeq \alpha_p N_i^-. \quad (5.14)$$

В этом случае время τ_1 определяется только темпом захвата электронов, а время τ_2 — только темпом захвата дырок.

§ 6. Стационарные состояния

Остановимся теперь подробнее на стационарных (но неравновесных) состояниях, которые устанавливаются в полупроводнике через достаточное время после включения внешней постоянной генерации носителей заряда. В этом случае все производные по времени в уравнениях кинетики рекомбинации равны нулю и вычисление установившихся концентраций $(\delta n)_s$ и $(\delta p)_s$ сильно упрощается. Эти концентрации всегда можно выразить соотношениями (VII.2.6), и поэтому задача сводится к нахождению времени жизни τ_n и τ_p в стационарном состоянии. Отметим, что эти времена могут и не совпадать с временами релаксации τ_1 и τ_2 неравновесных концентраций в нестационарных процессах.

Для монополярного возбуждения результат получается непосредственно и искомые времена жизни выражаются формулами (5.1) или, соответственно, (5.2). Поэтому мы рассмотрим только биполярное возбуждение. Темпы генерации электронов и дырок будем считать одинаковыми.

Так как в стационарном состоянии концентрации заполненных и пустых ловушек не изменяются, то

$$R_n = R_p = R. \quad (6.1)$$

Это условие определяет неравновесную степень заполнения ловушек электронами f . Подставляя эту величину в формулу (4.7) или (4.7а), можно найти общий темп захвата электронов и дырок R и, пользуясь еще условием квазинейтральности, выразить его как функцию либо только концентрации неравновесных электронов $R(\delta n)$, либо только концентрации неравновесных дырок $R(\delta p)$.

Тогда искомые времена жизни определяются непосредственно как

$$\tau_n = \frac{\delta n}{R(\delta n)}, \quad \tau_p = \frac{\delta p}{R(\delta p)}. \quad (6.2)$$

Рассмотрим некоторые важные примеры.

Положим, что уровень возбуждения неограниченно увеличивается. Тогда в выражениях (4.7) и (4.7а) для R_n и R_p можно пренебречь реэмиссией в зоны (которая ограничена, так как $f \leq 1$) по сравнению с захватом; кроме этого $n \simeq p$ и условие (6.1) дает

$$\alpha_n(1-f) = \alpha_p f.$$

Отсюда

$$f = \frac{\alpha_n}{\alpha_n + \alpha_p}, \quad 1-f = \frac{\alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p}.$$

При $\alpha_n \gg \alpha_p$ практически все ловушки становятся заполненными электронами, независимо от первоначального равновесного их заполнения, а при $\alpha_n \ll \alpha_p$ все ловушки опустошаются. Общий темп захвата электронов и дырок оказывается равным

$$R = \alpha_n N_t (1-f) n = \alpha_p N_t f p = N_t \frac{\alpha_n \alpha_p}{\alpha_n + \alpha_p} n,$$

а время жизни при очень высоком уровне возбуждения

$$\tau_\infty = \frac{n}{R} = \frac{1}{N_t} \frac{\alpha_n + \alpha_p}{\alpha_n \alpha_p}. \quad (6.3)$$

Для дальнейшего удобно ввести некоторые характеристические времена:

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\alpha_n N_t}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{\alpha_p N_t}, \quad (6.4)$$

смысл которых будет выяснен ниже. Тогда результат (6.3) можно представить в виде

$$\tau_\infty = \tau_{n0} + \tau_{p0}. \quad (6.3a)$$

Время жизни при высоком уровне возбуждения одинаково для электронов и дырок и не зависит от концентрации неравновесных носителей заряда. Оно определяется наибольшим из времен τ_{n0} , τ_{p0} , т. е. наименьшим коэффициентом захвата (наиболее «узким» каналом рекомбинации).

Рассмотренный случай часто реализуется в высокоомных фотопроводниках (фотосопротивлениях) с глубокими уровнями энергии ловушек. Так как в них темновые концентрации n_0 и p_0 очень малы (а также малы концентрации n_1 и p_1), то уже при умеренных интенсивностях света уровень возбуждения бывает высоким.

В общем случае условие (6.1) дает

$$\alpha_n [n(1-f) - n_1 f] = \alpha_p [p f - p_1(1-f)].$$

Отсюда получается

$$f = \frac{\alpha_n n + \alpha_p p_1}{\alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1)}, \quad 1 - f = \frac{\alpha_n n_1 + \alpha_p p}{\alpha_n (n + n_1) + \alpha_p (p + p_1)}. \quad (6.5)$$

Подставляя эти выражения в формулу (4.7) или (4.7a), находим

$$R = \frac{np - n_0 p_0}{\tau_{n0} (p + p_1) + \tau_{p0} (n + n_1)}. \quad (6.6)$$

Рассмотрим теперь случай малой концентрации ловушек, когда можно считать избыточные концентрации $\delta n = \delta p$. Тогда, полагая $n = n_0 + \delta n$, $p = p_0 + \delta n$, находим

$$R = \frac{n_0 + p_0 + \delta n}{\tau_{n0} (p_0 + p_1 + \delta n) + \tau_{p0} (n_0 + n_1 + \delta n)} \delta n$$

и, соответственно,

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1 + \delta n) + \tau_{n0} (p_0 + p_1 + \delta n)}{n_0 + p_0 + \delta n}. \quad (6.7)$$

При малой концентрации ловушек времена жизни электронов и дырок оказываются тоже одинаковыми. Однако теперь это общее время жизни зависит от уровня возбуждения. Если уровень возбуждения достаточно мал, так что $\delta n \ll (n_0 + n_1)$, $(p_0 + p_1)$, то τ опять перестает зависеть от δn и становится равным

$$\tau_0 = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} (p_0 + p_1)}{n_0 + p_0}. \quad (6.8)$$

Это выражение называют формулой Шокли — Рида — Холла.

Полученные результаты могут быть легко обобщены на случай произвольной концентрации ловушек. Тогда во всех предыдущих рассуждениях мы должны были бы выразить δp через δn с помощью уравнения квазинейтральности (при вычислении τ_n) или, соответственно, выразить δn через δp (для нахождения τ_p). При этом мы получили бы более сложные формулы, которые для малого уровня возбуждения имеют вид

$$\tau_n = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} (p_0 + p_1) + \tau_{n0} N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1} \right)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0} \right)^{-1} \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1} \right)^{-1}}, \quad (6.9)$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1) + \tau_{n0} (p_0 + p_1) + \tau_{p0} N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0} \right)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t \left(\frac{p_0 + p_1}{p_0} \right)^{-1} \left(\frac{p_0 + p_1}{p_1} \right)^{-1}}.$$

При произвольной концентрации ловушек времена жизни электронов и дырок, даже при малом уровне возбуждения, оказываются различными.

Из сказанного видно, что влияние ловушек (примесей и дефектов структуры) на темп рекомбинации определяется их концентрацией, коэффициентами захвата α_n и α_p (входящими в τ_{n0} и τ_{p0}) и энергетическим уровнем ловушек E_t (через величины n_1 и p_1). При прочих равных условиях это влияние тем меньше, чем мельче энергетический уровень ловушки (относительно одной из зон). Это непосредственно видно, например, из формулы (6.7): при уменьшении $(E_c - E_t)$ или $(E_t - E_v)$ сильно возрастает n_1 или, соответственно, p_1 , что и приводит к увеличению τ . Физически это обозначает, что большинство носителей заряда, захваченных из ближайшей зоны, сразу же выбрасываются обратно в зону. Такие примеси являются хорошими поставщиками равновесных электронов или дырок и сильно изменяют электропроводность (легирующие примеси). Напротив, примеси с глубокими уровнями энергии слабо влияют на равновесную электропроводность, но могут очень сильно изменять времена жизни (*рекомбинационные примеси*).

Однако при заданной концентрации ловушек определенного типа время жизни может быть еще очень разным, так как оно зависит также от уровня возбуждения, температуры (входящей в n_1 и p_1 ; кроме того, α_n и α_p тоже могут зависеть от температуры) и равновесных концентраций n_0 и p_0 (равновесной электропроводности кристалла).

Характер зависимости τ_0 от равновесной концентрации электронов показан на рис. 9.7. Так как n_0 и p_0 в невырожденных полупроводниках связаны между собой соотношением $n_0 p_0 = n_i^2$, то, как нетрудно убедиться по формуле (6.8), τ_0 достигает резкого максимума при $n_0 = n_i$, т. е. в материале с собственной проводимостью. При увеличении концентрации мелких доноров мы имеем $n_0 \gg p_0$. Если уровень ловушек лежит в верхней половине запрещенной зоны ($n_1 \gg p_1$), то формула (6.8) дает

$$\tau_0 \approx \tau_{p0} \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right). \quad (6.10)$$

Если уровень расположен в нижней половине зоны, мы имеем

$$\tau_0 \approx \tau_{p0} + \tau_{n0} \frac{p_1}{n_0}. \quad (6.10a)$$

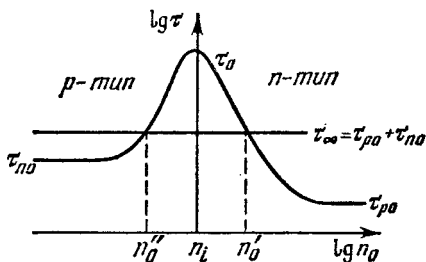


Рис. 9.7. Время жизни неравновесных электронов и дырок при бесконечно малом (τ_0) и бесконечно большом (τ_∞) уровнях возбуждения.

В обоих случаях при увеличении степени легирования τ_0 уменьшается и стремится к значению τ_{p0} . Аналогично, в полупроводнике p -типа τ_0 уменьшается при увеличении концентрации мелких акцепторов и стремится к τ_{n0} . Таким образом, введенные нами ранее времена τ_{p0} и τ_{n0} суть предельные времена жизни в сильно легированных материалах n - и, соответственно, p -типов.

Чтобы выяснить зависимость τ от уровня инжекции $\delta n / (n_0 + p_0)$, перепишем формулу (6.7) в виде

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + \frac{\tau_\infty}{\tau_0} \frac{\delta n}{n_0 + p_0}}{1 + \frac{\delta n}{n_0 + p_0}}. \quad (6.7a)$$

Отсюда видно, что с возрастанием уровня инжекции τ увеличивается, если $\tau_\infty > \tau_0$, и уменьшается при $\tau_\infty < \tau_0$. Так как τ_0 зависит от n_0 и p_0 , а также от температуры, то при изменении температуры и равновесной электропроводности могут наблюдаться оба эти случая. Сказанное иллюстрирует рис. 9.7, где, помимо зависимости $\tau_0(n_0)$, показана еще горизонталь $\tau_\infty = \tau_{p0} + \tau_{n0}$. Обе линии пересекаются в двух точках, одна из которых определяет некоторую равновесную концентрацию электронов n'_0 в материале n -типа (основные носители), и концентрацию электронов n''_0 в материале p -типа (неосновные носители; соответствующая концентрация основных носителей есть $p''_0 = n''_0/n'_0$). При этих концентрациях $\tau_0 = \tau_\infty$ и τ вообще не зависит от уровня инжекции. Если фактическая концентрация $n_0 > n'_0$ (в материале n -типа) или, соответственно, $p_0 > p''_0$ (p -тип), то τ будет увеличиваться при возрастании уровня инжекции. При $n_0 < n'_0$ или $p_0 < p''_0$ время τ будет уменьшаться.

§ 7. Многозарядные ловушки

В случае многозарядных примесных атомов (или дефектов) (ср. § II.9), создающих несколько энергетических уровней, результирующий темп рекомбинации будет равен сумме темпов рекомбинации через каждый из этих уровней. Если известны положения всех уровней и известны коэффициенты захвата электронов и, соответственно, дырок для каждого из уровней, то, рассуждая, как и выше, можно определить неравновесные степени заполнения каждого уровня и найти результирующий темп рекомбинации (а следовательно, и времена жизни электронов и дырок). Более детально путь такого расчета приведен в Приложении V.

Существенной особенностью рекомбинации через многозарядные ловушки является то, что при изменении температуры или равновесной концентрации электронов может происходить изменение зарядового состояния ловушек, что равносильно изменению