Тема 6. Генерация и рекомбинация неравновесных носителей заряда в полупроводниках.

§1. Равновесные и неравновесные носители заряда. Квазиуровни Ферми.

Процесс возникновения в разрешенных зонах свободных носителей заряда называется генерацией (свободных носителей); обратный же процесс, приводящий к исчезновению (уничтожению) свободных носителей заряда называется рекомбинацией.

Генерация бывает: тепловая (термическая), световая (фото), обусловленная сильным электрическим полем или током (инжекция с помощью *n*-*p*-перехода), хемогенерация (обусловленная химическими процессами на поверхности или в объеме).

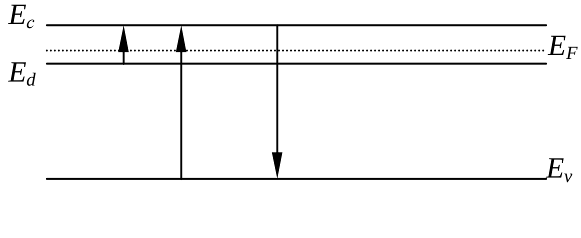
Из всех перечисленных видов генерации только термическая приводит к образованию термодинамически равновесных носителей заряда; их концентрация и энергетическое распределение определяется равновесной функцией распределения f_o (Ферми - Дирака или Максвелла – Больцмана) и они находятся в тепловом равновесии с кристаллической решеткой, а сам полупроводник находится в состоянии термодинамического равновесия.

Термодинамическое равновесие представляет собой такое состояние системы, к которому она при неизменных внешних условиях самопроизвольно приходит с течением времени и которое затем сохраняется неопределенно долгое время, пока внешние условия неизменны. В состоянии термодинамического равновесия T в различных слоях системы одна и та же; она одинакова для различных подсистем сложной системы, более того, только в состоянии термодинамического равновесия имеет смысл понятие температуры: все тела при тепловом равновесии обладают температурой; кроме того, нет градиента концентраций, т.е. все ее части равномерно перемешаны и все макроскопические течения (ток, перенос тепла) отсутствуют благодаря выравниванию давления. Время перехода системы от исходного неравновесного состояния к равновесному носит название времени релаксации (более строго – в "*e*" раз).

Свободные носители заряда, возникающие в результате термической генерации и находящиеся в тепловом равновесии с кристаллической решеткой, называются равновесными (я бы сказал – “образующие с кристаллической решеткой термодинамически равновесную систему”) и обозначаются n_o и p_o.

Естественно, что в условиях термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации полностью взаимно уравновешиваются (иначе менялась бы концентрация).

Пусть скорость генерации и рекомбинации (число генерируемых и рекомбинирующих электронно-дырочных пар в единице объема за единицу времени.) равны соответственно G_o и R_o.



Тогда в равновесии

$$G_0 = R_0, \left[см^{-3} с^{-1} \right] \tag{1}$$

причем

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0, \qquad (2)$$

где γ_r – так называемый коэффициент рекомбинации $[\gamma_r] = [см^3/с]$.

Во всех других случаях генерация (кроме тепловой) – под действием света, в сильных полях, инжекция – возникает некоторая концентрация электронов и дырок (обозначим их n и p), которая отличается от термодинамически равновесной как по концентрации, так и по энергетическому распределению (в общем случае).

Таким образом, свободные носители заряди не находящиеся в термодинамическом равновесии (по n и по E) называются неравновесными, а их концентрация – неравновесной концентрацией. Избыток концентрации Δn и Δp, равный разности между n и n_o, p и p_o, называют избыточной концентрацией носителей заряда:

$$\left.\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n \\ p &= p_0 + \Delta p \end{aligned}\right\}$$

Естественно, что концентрация и энергетическое распределение неравновесных носителей заряда описывается неравновесной функцией распределения.

$$n = n_0 + \Delta n = \int_{E_c}^{\infty} N(E) f_e(E) dE$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N(E) f_p(E) dE\,, \qquad (3)$$

где $f_e(E)$ и $f_p(E)$ – неравновесные функции распределения для электронов и дырок соответственно.

Избыточные носители, естественно, имеют энергию (кинетическую), превышающую среднюю тепловую энергию равновесных частиц (иногда значительно). Однако оказывается, что в результате процессов рассеяния они довольно быстро передают избыточную энергию кристаллической решетке. Проведем численные оценки.

Пусть энергия неравновесных (избыточных) электронов составляет 1эВ.

Мы с вами уже неоднократно отмечали, что электроны взаимодействуют только с длинноволновыми фононами ($q \leq 2k$). Энергия таких фононов при $T_к$ равна $\approx 6 \cdot 10^{-4}$эВ. При этом мы говорили, что столкновения при $T_к$ почти упругие, т.е. электрон почти не изменяет свою энергию. Однако все ж некоторую незначительную часть энергии он теряет ($\approx$ равную энергии фононов << энергии электрона). Пусть за каждое столкновение он теряет $5 \cdot 10^{-4}$эВ, тогда 1эВ он "растеряет" за $2 \cdot 10^3$ столкновений. Т.к. $\bar{l} \approx 10^{-6}$см, а $\upsilon_T \approx 10^7$см/с, то среднее время между столкновениями $\tau = 10^{-13}$с, поэтому через $2 \cdot 10^{-10}$с избыточный электрон растеряет за $2 \cdot 10^3$ столкновений всю энергию, и не будет отличаться от равновесных носителей, т.е. опустится к нижнему краю зоны проводимости (дырка "всплывает" к E_v). Т.е. распределение по энергиям равновесных и неравновесных носителей заряда будет одинаковым. Это важно, т.к. можно пользоваться γ_r и для неравновесных. Если при этом $n \approx n_o$ ($\Delta n << n_o$), то энергия или температура кристалла не изменяется и $\Rightarrow$ не изменяется n_o.

Вспомним, что

$$n_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c F_{1/2}(E_F^*) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c F_{1/2}(\eta), \qquad \eta = E_F^* = \frac{E_F - E_C}{kT}$$

$$p_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_v E_{1/2}(E_{F_p}^*) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_v F_{1/2}(\xi), \quad \xi = E_{F_p}^* = \frac{E_V - E_F}{kT} \tag{4}$$

Выражения (3) можно записать аналогично, если ввести понятия квазиуровней Ферми для электронов E_F^n и дырок E_F^p в неравновесном состоянии и так, что

$$\left.\begin{aligned} n &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c F_{1/2}(\eta_n) \\ p &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_v F_{1/2}(\xi_p) \end{aligned}\right\} \qquad 5)$$

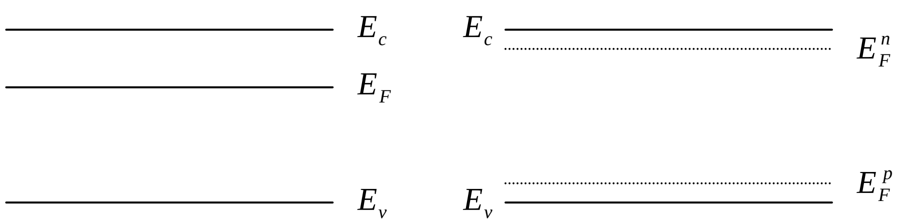
где η_n, ξ_p - приведенные квазиуровни для *n* и *p*.

В невырожденном полупроводнике

$$\begin{cases} n = N_c e^{\eta_n} = n_0 e^{\eta_n - \eta} = n_i e^{\eta_n - \eta_i} \\ p = N_v e^{\xi_p} = p_0 e^{\xi_p - \xi} = n_i e^{\xi_p - \xi_i} \end{cases} \qquad \begin{pmatrix} n_0 = N_c e^{\eta} \\ N_c = n_0 e^{-\eta} \end{pmatrix} \tag{6}$$

$$\text{или} \begin{cases} n = n_0 \exp\left[\left(E_F^n - E_F\right)/kT\right] = N_c e^{-\frac{E_c - E_F^n}{kT}} \\ p = p_0 \exp\left[\left(E_F - E_F^p\right)/kT\right] = N_v e^{-\frac{E_F^p - E_v}{kT}} \end{cases}$$

Итак, в неравновесном состоянии E_F как бы расщепляется на два квазиуровня – для электронов и дырок.



В полупроводнике *n*-типа при низком уровне возбуждения $\Delta n << n_0$, $n \approx n_0$ и $E_F^n \approx E_F$.

$$\begin{cases} n_0 = N_c \exp\left[-\left(E_C - E_F\right)/kT\right] = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}} \\ p_0 = N_v \exp\left[-\left(E_F - E_V\right)/kT\right] = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{kT}} \end{cases}$$

Произведение концентраций

$$np = n_0 p_0 e^{\eta_n - \eta + \xi_p - \xi} = n_i^2 e^{\frac{E_F^n - E_F^p}{kT}} = n_i^2 e^{\eta_n - \eta_p}$$

$$\eta_p = \frac{E_F^p - E_c}{kT}$$

$$\frac{np}{n_0 p_0} = \frac{np}{n_i^2} = e^{\eta_n - \eta_p} = \frac{np}{n_i^2} = e^{\frac{E_F^n - E_F^p}{kT}} \tag{7}$$

Из (7) видно, что расстояние между квазиуровнями Ферми характеризует отклонение системы от равновесия: чем сильнее различаются E_F^n и E_F^p, тем сильнее различаются *np* и $n_o p_o$.

§2. Линейная и квадратичная рекомбинация.

Пусть в результате возбуждения светом создается Δn и Δp, т.е. генерация пар электрон-дырка за счет переходов зона-зона (разрыв валентной связи) – это так называемая биполярная генерация. При этом $\Delta n = \Delta p$. Параллельно с генерацией идет и рекомбинация и в стационарном состоянии число пар электрон-дырка возникающих равно числу электронов-дырок рекомбинирующих. Т.к. из предыдущего параграфа видно, что неравновесные носители заряда через малое время становятся неразличимы по энергии от равновесных носителей заряда, можно считать, что они имеют одинаковый γ_r.

После выключения возбуждения Δn и Δp убывают в результате рекомбинации и скорость убывания свободных носителей заряда, определяется разностью скоростей *R* и тепловой генерации:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = \gamma_r np - G_0 \tag{8}$$

Учитывая (1), (2) и (3) и то, что $\Delta n = \Delta p$ из (8) получим:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r\left(np - n_0 p_0\right) = \gamma_r\left(n_0 + p_0 + \Delta n\right)\Delta n \tag{9}$$

В случае малого уровня возбуждения $\Delta n << n_o + p_o$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma_r\left(n_0 + p_0\right)\Delta n = -\gamma_r\left(n_0 + p_0\right)\left(n - n_0\right)$$

Пусть $$\tau = \frac{1}{\gamma_r\left(n_0 + p_0\right)} \tag{10}$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n - n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau} \tag{11}$$

т.е. скорость убывания зависит от Δn по линейному закону.

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad \frac{dn}{dt} = \frac{d\left(n_0 + \Delta n\right)}{dt}; \frac{dn_0}{dt} = 0 \tag{12}$$

$\Delta n(0)$ - избыточная концентрация в момент выключения возбуждения ($t=0$),

τ– ср. время жизни неравновесного носителя заряда, представляет собой среднее время существования Δn и Δp (избыточной концентрации электронов и дырок $\tau = < t >$) Строго говоря, за время τ число неравновесных носителей заряда убывает в e раз после выключения внешнего возбуждения. В собственном полупроводнике скорости убывания Δn и Δp равны и τ - время жизни электронно-дырочных пар. При линейной рекомбинации время жизни равно времени релаксации избыточной концентрации. Величина $1/\tau$ равна вероятности рекомбинации одного (или пары) носителя заряда в единицу времени в единице объема. Значение τ колеблется в широких пределах (от 10^{-2} до 10^{-8}с). За это время, учитывая $\upsilon_T \approx 10^7$ см/с, электрон и дырка успевают продиффундировать на значительное расстояние от области генерации, и следовательно, область генерации и рекомбинации пространственно не совпадают (в случае биполярной генерации). Все тоже можно записать и для Δp ($\tau_n = \tau_p$).

В случае большого уровня возбуждения: $\Delta n >> n_o + p_o$

из (9) получим:

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma_r (\Delta n)^2 \qquad 13)$$

то есть скорость рекомбинации зависит от Δn по квадратичному закону (квадратичная рекомбинация).

$$\frac{d(\Delta n)}{(\Delta n)^2} = -\gamma_r dt \qquad (14)$$

$$\frac{1}{\Delta n(t)} = \gamma_r t + c; c = \frac{1}{\Delta n(0)} (t = 0) \qquad (15)$$

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_r \Delta n(0) \cdot t} \qquad (16)$$

Т.о. при квадратичной рекомбинации Δn убывает по гиперболическому закону. Если из (13) и (16) определить среднее время существования Δn $<t>$, то получим $<t>=\infty$. Среднее время существования Δn $<t>$ определяется следующим образом.

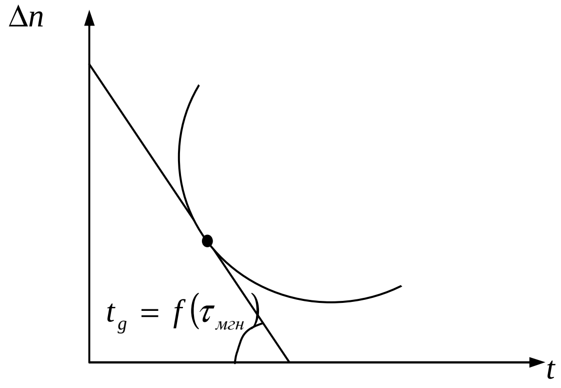
В случае линейной рекомбинации из (11) и (12) следует: в интервале t, $t+dt$ прорекомбинирует $-dn = \Delta n(t)\frac{dt}{\tau}$ частиц, проживших в течении времени t. Если сложить все времена $(-dn)t$ прорекомбинировавших частиц и разделим на $\Delta n(0)$, то получим

$$\langle t \rangle = \int_0^\infty \frac{1}{n(0)} t(-dn) = -\int_0^\infty t e^{-\frac{t}{\tau}} \frac{dt}{\tau} = \tau = \langle t \rangle \qquad (17)$$

Для квадратичной рекомбинации (13) и (16)

$$\langle t \rangle = \frac{1}{\Delta n(0)} \int_0^\infty \frac{t[\Delta n(0)]^2}{[1 + \gamma_r \Delta n(0) t]^2} dt = \int_0^\infty \frac{t \Delta n(0) dt}{(1 + \gamma_r \Delta n(0) t)^2} = \infty \qquad (18)$$

Однако это не означает, что в случае квадратичной рекомбинации неравновесное состояние существует бесконечно долго. Гиперболический закон переходит в *exp* через некоторое время, по истечении которого условие $\Delta n >> p_0 + n_0$ нарушается. Если считать, возможным вводить время жизни в любом случае, то для квадратичной рекомбинации оно зависит, от Δn и его называют мгновенным временем жизни. Из (13)



$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{\Delta n}{\tau_{мгн}}, \text{где } \tau_{мгн} = \frac{1}{\gamma_r \Delta n} \tag{19}$$

или
$$\tau_{мгн} = -\frac{\Delta n}{\left(\frac{dn}{dt}\right)_r} \tag{20}$$

$\tau_{мгн}$ зависит от Δn и является переменной (т.е. зависит от t). Однако в каждый момент времени оно имеет смысл (мгновенного) времени жизни неравновесных носителей заряда.

§3. Монополярная генерация. Максвелловское время релаксации.

Рассмотрим донорный полупроводник, в котором атомы примеси не ионизованы полностью. Облучение полупроводника светом с определенной λ приведет к перебросу электронов с E_d в зону проводимости. Это – монополярная световая генерация. При этом образуется избыточная концентрация основных носителей заряда. Наличие Δn приведет к диффузии их в область, где генерация отсутствует, что приведет к образованию объемного отрицательного заряда вне области генерации и положительного объемного заряда в области генерации, обусловленного ионами N_d^+. Если при $t=0$ генерация прекратится, то электрическое поле $\vec{\varepsilon}$, порожденное объемным зарядом, вызовет ток проводимости, который в течении некоторого времени полностью уничтожит объемный заряд (т.е. компенсирует положительный заряд N_d^+).

Изменение плотности пространственного заряда ρ в результате протекания тока $\vec{j}$ подчиняется уравнению непрерывности:

$$div\vec{j} = div(\sigma\vec{\varepsilon}) = -\frac{\partial\rho}{\partial t} \tag{21}$$

Оно, (21), означает, что объемная ρ изменяется только в результате расходимости тока. С другой стороны уравнение Пуассона имеет вид

$$div\vec{\varepsilon} = \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0} \tag{22}$$

ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,
ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Из (21) и (22) $$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0}\rho \tag{23}$$

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau_м}}, \tag{24}$$

где ρ_o - плотность заряда в момент $t=0$.

$$\tau_м = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma} = \varepsilon\varepsilon_0\rho_v \tag{25}$$

есть диэлектрическое или максвелловское время релаксации.
(ρ_v – удельное сопротивление)
Если $\sigma \approx 1$ Ом$^{-1}$см$^{-1}$, $\varepsilon \approx 16$(Ge), $\varepsilon_0 \approx 8{,}86\ 10^{-14}$ Ф/см, то $\tau_м \sim 10^{-12}$с
Разделив (24) на q (заряд электрона e) получим

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau_м}},$$

где Δn_o - избыточная концентрация электронов в "глубине" полупроводника. $\tau_м$ характеризует ликвидацию заряда основных носителей заряда (как максвелловскую релаксацию можно рассматривать процесс компенсации подвижными зарядами некоторых подвижных или неподвижных объемных зарядов).

Итак, при монополярной генерации (основных носителей заряда) возникает объемный заряд, который со временем убывает по *exp* с постоянной времени $\tau_м$. Т.е. заряд, созданный избыточной концентрацией основных носителей заряда, в результате протекания тока проводимости исчезнет в среднем через $\tau_м$. Т.к. $\tau_м$ для полупроводника мало, то электронное облако избыточных носителей заряда за это время не может сместиться на значительное расстояние по отношению к ионам примеси, а поэтому повышенная концентрация носителей заряда будет практически в той же области, где происходит генерация. Следовательно, монополярная генерация и рекомбинация не основных зарядов имеет место в одной и той же области примесного полупроводника.

После уничтожения ρ за время $\tau_м$ начинается монополярная рекомбинация (т.е. заполнение ионизованных N_d^+ электронами), которая характеризуется определенным временем жизни τ_n, причем обычно $\tau_n >> \tau_м$.

$\tau_м$ можно трактовать как постоянную времени RC

$$\tau_м = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} R = RC.$$

Избыточная концентрация основных носителей и избыточный объемный заряд (и избыточная проводимость) рассасывается через $\tau_м$. Избыточная концентрация неосновных носителей заряда (их заряд) будет скомпенсирована основными носителями заряда за $\tau_м$, но исчезнет вместе с вызываемой ею избыточной концентрацией основных носителей заряда через время жизни $\tau_{ж.н.н.з.}$.

Если же создана локальная избыточная концентрация не основные носителей заряда. (только не основные носителей заряда), то их заряд будет скомпенсирован основными носителями заряда за $\tau_м$. Это относится к случаю $\tau_{ж.н.н.з.}$.<<$p_{о.н.з.}$. В дальнейшем избыточная концентрация основных и не основных носителей заряда будет существовать одновременно в течении

$\tau_{н.н.з.} >> \tau_м$. Следовательно, не основные и основные носители заряда играют различную роль в изменении физических свойств полупроводника. Поэтому говорят об инжекции, экстраполяции и т.д. только не основных носителей заряда.

Т.к. τ_n мало в полупроводнике, то при локальной генерации или введении только о.н.з. их объемный заряд испытывает максвелловскую релаксацию, не успевая обеспечить приток в район объемного заряда не основных носителей заряда, концентрация которых мала.
Максвелловская релаксация, т.е. рассасывание или компенсирование объемного заряда вследствие проводимости, представляет собой один из наиболее общих процессов в полупроводнике и диэлектрике.

§4. Виды рекомбинации.

В зависимости от особенностей механизма различают три основных вида рекомбинации (дальше будем ее обозначать так R):

1) межзонная R; 2) R через локальные центры; 3) поверхностная R.

Межзонная – переход свободного электрона из зоны проводимости в валентную зону, что сопровождается уничтожением свободного электрона и свободной дырки.

Этот переход осуществляется при соблюдении законов сохранения E и p:

$E' = E+\Delta E$, $p' = p+Q$

E', p'- энергия и импульс до рекомбинации

E, p- энергия и импульс после рекомбинации

Q - квазиимпульс, передаваемый электроном кристаллической решетки

ΔE - энергия, выделяющаяся при рекомбинации.

В зависимости от того, как расходуется ΔE , межзонная рекомбинация делится на:

1) излучательную или фотонную - ΔE излучается в виде кванта света;
2) безизлучательную или фононную - ΔE расходуется на образование фононов;
3) ударную или рекомбинация Оже - ΔE передается третьему (свободному) носителю заряда;
4) плазменную - ΔE передается всему коллективу p и n –электронно– дырочной плазме.

Рекомбинация через локальные центры.

Дефект решетки, способный захватить электрон из зоны проводимости и дырки из валентной зоны, осуществляя рекомбинацию, называется рекомбинационной ловушкой. Энергетические уровни E_t всегда находятся в запрещенной зоне.

В этом случае рекомбинация осуществляется так: нейтральная рекомбинационная примесь захватывает электрон из зоны проводимости, который затем через некоторое время переходит в валентную зону. Может быть фотонной или фононной.

Поверхностная рекомбинация – через поверхностные рекомбинационные ловушки. Может быть фотонной и фононной (Оже).

Межзонная излучательная рекомбинация.

При переходе электрона из зоны проводимости непосредственно в валентную зону излучается квант

$$h\nu = \Delta E_g$$

При термодинамическом равновесии плотность равновесного излучения (равная скорости рекомбинации) R_n^0 равна числу поглощаемых квантов $R_П^0$ в единице объема за единицу времени (равному скорости генерации). При этом:

$$R_П^0 = R_n^0 = \gamma_r n_0 p_0 = \gamma_r n_i^2 \qquad (1)$$

γ_r - коэффициент межзонной излучательной релаксации

При отклонении от равновесия $n = n_о + \Delta n$, $p = p_о + \Delta p$

Как уже отмечалось, n и p характеризуются тем же γ_r, что и $n_о$ и $p_о$.
При этом ,если не наступает вырождение, то сохраняется пропорциональность $R \sim np$ и тогда:

$$R = \gamma_r np = R_n^0 \frac{np}{n_i^2} \qquad (2)$$

Определим τ неравновесных носителей заряда при межзонной излучательной R.В общем случае

$$\tau_{nr} = -\frac{\Delta n}{\frac{dn}{dt}} \qquad (3)$$

Когда внешнее возбуждение снято, скорость изменения концентрации определяется разностью R и $R_П^o = R_n^o$:

$$-\frac{dn}{dt} = R - R_n^0 \qquad (4)$$

$$\tau_{nr} = \frac{\Delta n}{R - R_n^0} = \frac{\Delta n}{\Delta R} \qquad (5)$$

$\Delta R = R - R_n^o$- изменение скорости рекомбинации при отклонении системы от равновесия.

$$\tau_{pr} = \frac{\Delta p}{\Delta R}$$

Из (2):

$$\Delta R = R_n^0 \frac{np - n_i^2}{n_i^2} = R_n^0 \left(\frac{np}{n_i^2} - 1 \right) = R_n^0 \frac{n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p}{n_0 p_0} \qquad (6)$$

$\left[n_0 p_0 = n_i^2 \right]$

$$\tau_{nr} = \frac{\Delta n \cdot n_0 p_0}{R_n^0 \left(n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p \right)} \tag{7}$$

Если Δn=Δp

$$\tau_{nr} = \tau_{pr} = \frac{n_0 p_0}{R_n^0 \left(n_0 + p_0 + \Delta n \right)} \tag{8}$$

При малом уровне возбуждения $\Delta n << n_o + p_o$ с учетом (1)

$$\tau_{nr} = \tau_{pr} = \frac{n_i^2}{R_n^0 \left(n_0 + p_0 \right)} = \frac{1}{\gamma_r \left(n_0 + p_0 \right)} \tag{9}$$

В собственном полупроводнике $n_o = p_o = n_i$

$$\tau_{ir} = \frac{n_i}{2R_n^0} = \frac{1}{2\gamma_r n_i} = \frac{e^{\frac{\Delta E_g}{2kT}}}{2\gamma_r \left(N_c N_v \right)^{1/2}} \tag{10}$$

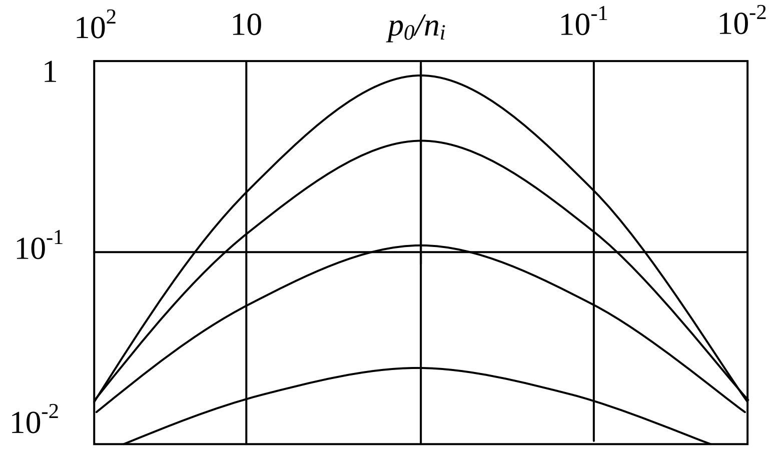
Для полупроводника n-типа $n_o >> p_o$

$$\tau_r^n = \frac{p_0}{R_n^0} = 2\frac{n_i}{n_0}\tau_{ir} = \frac{1}{\gamma_r n_0} \tag{11}$$

Для p-типа: $p_o >> n_o$

$$\tau_r^p = \frac{n_0}{R_n^0} = \frac{1}{\gamma_r p_0} = 2\frac{n_i}{p_0}\tau_{ir} \tag{12}$$

Из (10)-(12) следует, что собственном п/п при межзонной излучательной рекомбинации τ уменьшается с ростом T и уменьшением ΔE_g, а в примесном при $\tau_r < \tau_{ir}$ и уменьшается с увеличением степени легирования и T.



На рис. показ[...]иси[...] τ от [...]ени ле[...]ания [...] $=const$ и $\Delta n << n_o + p_0$ Логарифмическая шкала концентрации соответствует линейной шкале положения уровня Ферми, т.к. $n = N_e e^{\frac{-(E_c - E_F)}{kT}}$ В максимумах $\Delta n/n_i$ $=0$ для верхней кривой и 1, 3, 10, 30 для последующих кривых.

Видно, что с увеличением уровня возбуждения τ в собственном полупроводнике резко уменьшается, а в примесном изменяется сравнительно слабо.

Вычислим величину R_u^0, используя теорию Эйнштейна для равновесного излучения. Число квантовых состояний для фотонов в интервале импульса от p до $p+dp$ в единице телесного угла равно:

$$N_\phi(p)=\frac{p^2dp}{h^3} \tag{13}$$

Число фотонов с импульсом p, излучаемых в телесный угол $d\Omega$:

$$dn_\phi=\frac{2}{h^3}f_\phi p^2dpd\Omega\ , \tag{14}$$

где 2 учитывает различную поляризацию света (две плоскости);

$$f_\phi=\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}$$

Импульс связи с энергией

$$p=\frac{E}{\upsilon_\phi}=\frac{h\nu}{\upsilon_\phi}=\frac{\bar{n}h\nu}{c} \tag{15}$$

υ_ϕ - скорость света в среде, $\bar{n}$ - показатель преломления среды: c – скорость света в вакууме.

$$dp=\frac{\bar{n}h}{c}d\nu \tag{16}$$

Подставив (15) и (16) в (14) и проинтегрировав, по всем углам от 0 до 4π получим

$$dN=\int_0^{4\pi}\frac{2}{h^3}f_\phi p^2dpd\Omega=\frac{8\pi}{c^3}\frac{\bar{n}^3\nu^2d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1} \tag{17}$$

Если вероятность поглощения фотона с частотой ν равна $g(\nu)$, то

$$R_\Pi^0=R_u^0=\int_0^\infty g(\nu)dN=\frac{8\pi}{c^3}\int_0^\infty\frac{\bar{n}^3g(\nu)\nu^2d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1} \tag{18}$$

Если ввести еще и время жизни фотона, $\tau_\nu=\dfrac{1}{g(\nu)}$ или $\tau_\nu=\dfrac{l_\nu}{\upsilon_\phi}$,

где l_ν длина свободного пробега фотона обратно пропорциональная коэффициенту поглощения $l_\phi=\dfrac{1}{\alpha(\nu)}$, тогда

$\tau_v = \frac{1}{g(v)} = \frac{l_v}{\upsilon_\phi} = \frac{\bar{n}}{c\alpha(v)}$ и (18) будет иметь вид

$$R_n^0 = \gamma_r n_i^2 = \frac{8\pi}{c^3}\int_0^\infty \frac{\bar{n}^2 a(v) v^2 dv}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1} \qquad (19)$$

скорость межзонной излучательной рекомбинации.

Зная R_n^0 і n_i находим

$$\left(\tau_r^n = \frac{p_0}{R_n^o} = 2\frac{n_i}{n_o} r_{ir}\right) \qquad \tau_{ir} = \frac{n_i}{2R_n^0} \text{ формули} \qquad (11\text{-}12).$$

Вероятность рекомбинационного излучения (и следовательно R_n^0) уменьшается с повышением энергии квантов излучаемой при рекомбинации света, т.е. с ростом ширины запрещенной зоны полупроводника, а время жизни неравновесных носителей заряда при этом естественно растет (для межзонной излучательной рекомбинации.) (Это видно хотя бы из формул (10) и (1), если считать, что γ_r слабо зависит от ΔE_g по сравнения с n_i).

Оказалось, что излучательная межзонная рекомбинация (R_n^0) вносит существенный вклад в суммарную скорость рекомбинации в полупроводниках, когда ширина запрещенной зоны не превышает 0,5эВ и когда абсолютные экстремумы валентной зоны и зоны проводимости находятся при одинаковых значениях k (прямые переходы).

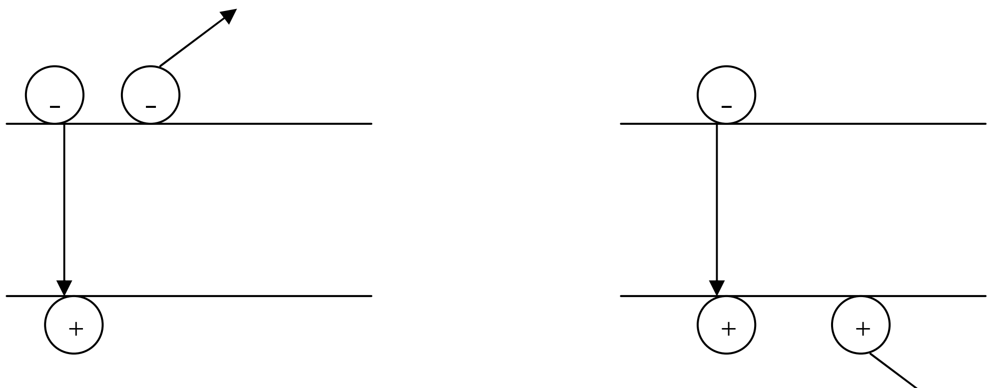
Т.о. в широкозонных полупроводниках ($\Delta E_g \geq$ 0,5эВ) преобладают безизлучательные механизмы при межзонной рекомбинации. Однако количественная теория фононной безизлучательной рекомбинации испытывает серьезные трудности, т.к. энергия, выделяемая в акте рекомбинации не может быть унесена одним фононом, т.к. $h\omega_r = E_ф << \Delta E_g$ (~ в 100 раз); в то же время процесс, сопровождающийся одновременным выделением сразу большого числа фононов, также маловероятен. Т.е. вероятность межзонной фононной рекомбинации мала. Остается ударная или Оже-рекомбинация, о которой мы поговорим в дальнейшем (ее вероятность тоже невелика).

Согласно (11) и (12), с увеличением степени легирования τ_r^n убывает, τ_r^p убывает. $\left(\tau_r^n = \frac{1}{\gamma_r n_o} = 2\frac{n_i}{n_o}\tau_{ir}\right)$

Для исследования процессов межзонной излучательной рекомбинации следует использовать наиболее чистые полупроводники, т.к. с ростом количества дефектов (примесей) начинает преобладать рекомбинация через ловушки.

Межзонная ударная рекомбинация (Оже-рекомбинация).

Если происходит столкновение одновременно двух свободных электронов и одной дырки или двух дырок и одного свободного электрона, может иметь место рекомбинация двух из них с передачей энергии третьему носителю заряда, который становится "горячим".



Этот процесс является обратным процессу ударной ионизации, где энергия "горячего" носителя расходуется на генерацию пары электрон-дырка.

Вероятность столкновения пары электрон-дырка со свободным электроном пропорциональна n^2p, а с дыркой p^2n. Тогда, уменьшение n и p в результате ударной рекомбинации:

$$-\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = \gamma_{rA}^{(n)} n^2 p + \gamma_{rA}^{(p)} p^2 n - \gamma_{rA}^{(n)} n_0^2 p_0 - \gamma_{rA}^{(p)} p_0^2 n_0 \qquad (1)$$

$\gamma_{rA}^{(n)}$, $\gamma_{rA}^{(p)}$ - коэффициенты ударной рекомбинации с участием в качестве третьего носителя заряда соответственно электрона и дырки; они отличаются по размерности от соответствующих коэффициентов для рекомбинации другого типа.

Учитывая, то $n = n_o + \Delta n$, $p = p_o + \Delta p$ и $\Delta n = \Delta p$, получим:

$$-\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{d(\Delta p)}{dt} = \Delta n\left(\gamma_A^{(n)} n_0^2 + 2\gamma_A^{(n)} p_0 n_0 + 2\gamma_A^{(p)} n_0 p_0 + \gamma_A^{(p)} p_0^2\right) + \Delta n^2\left(\gamma_A^{(n)} p_0 + 2\gamma^{(n)} n_0 + 2\gamma^{(p)} p_0 + \gamma^{(p)} n_0\right) + \Delta n^3\left(\gamma_A^{(n)} + \gamma_A^{(p)}\right) \qquad (2)$$

В случае $\Delta n << n_o + p_o$ в (2) можно отбросить члены с Δn^2 и Δn^3

$$\tau_{nA} = \tau_{pA} = -\frac{\Delta n}{\frac{d(\Delta n)}{dt}} = \frac{1}{\left(\gamma^{(n)} n_0^2 + 2\gamma^{(n)} n_i^2 + 2\gamma^{(p)} n_i^2 + \gamma^{(p)} p_0^2\right)} \qquad (3)$$

Рассмотрим частные случаи.

1. $n_o = p_o = n_i$ (собственный полупроводник)

$$\tau_{iA} = \frac{1}{3\left(\gamma_A^{(n)} + \gamma_A^{(p)}\right) n_i^2} = \frac{1}{3\left(\gamma_A^{(n)} + \gamma_A^{(p)}\right) N_c N_v} e^{\frac{\Delta E_g}{kT}} \qquad (4)$$

Из (4): С ростом T и уменьшением ΔE_g τ_{iA} уменьшается (R_A увеличивается)

2. $n_o >> p_o$; $n_o >> n_i$ - донорный полупроводник.
3.

$$\tau_A^n = \frac{1}{\gamma^{(n)} n_0^2} \qquad (5)$$

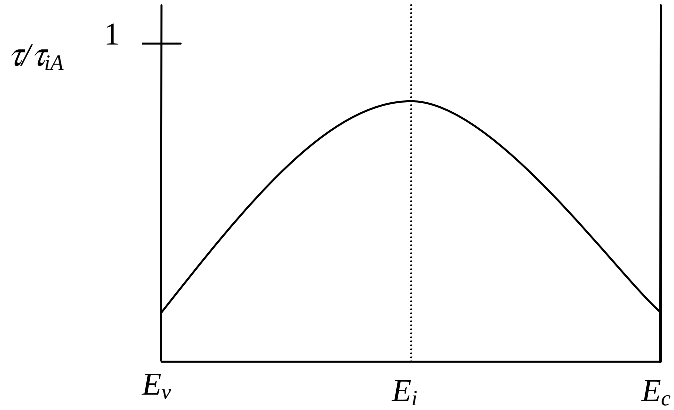
(5)- время жизни *n-p* пар при межзонной Оже-рекомбинации в донорном п/п.

3. $p_o >> n_o$; $p_o >> n_i$

$$\tau_A^p = \frac{1}{\gamma^{(p)} p_0^2} \qquad (6)$$

(6)- время жизни *n-p* пар при межзонной Оже-рекомбинации в акцепторном полупроводник.

Из (4), (5) и (6) следует, что τ_A для собственного полупроводника максимально, а в примесном при этом типе рекомбинации оно сильно зависит от концентрации основных носителей $(\sim 1/n_o^2)$. С ростом n_o и p_o возрастает число столкновений неравновесных электронно-дырочных пар с основными носителями заряда и $\tau_A^{n,p}$ уменьшается.



Исследования показывают, что ударная межзонная рекомбинация наблюдается очень редко. Она становится заметной лишь при высоких T в полупроводниках с малой ΔE_g .

При $\Delta n >> n_o + p_o$ и $\Delta p >> n_o + p_o$ в (2) можно отбросить члены с Δn и Δn^2, тогда

$$-\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{d(\Delta p)}{dt} = \Delta n^3\left(\gamma_A^{(n)} + \gamma_A^{(p)}\right) \qquad (7)$$

$$\tau_{мгн} = -\frac{\Delta n}{\frac{d\Delta n}{dt}} = \frac{1}{\left(\gamma^{(n)} + \gamma^{(p)}\Delta n^2\right)} \qquad (8)$$

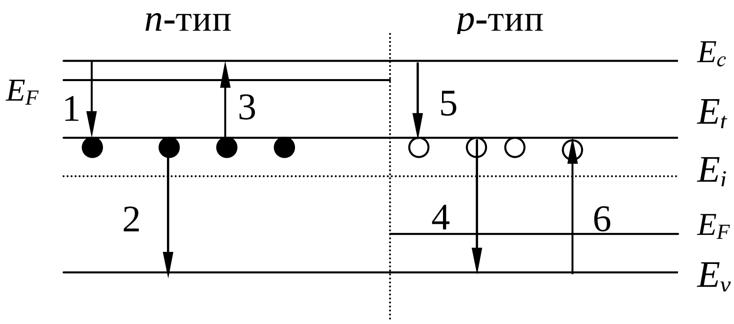
(8) сильно зависит от концентрации избыточных носителей заряда и следовательно от *t*.

§5. Рекомбинация через рекомбинационные ловушки (уровни). Теория Холла – Шокли – Рида.

Из предыдущих параграфов следует, что ни излучательная, ни безизлучательная межзонная (фононная, ударная) рекомбинация не относятся к числу универсальных и "слишком вероятных" рекомбинационных процессов. Так что же, это значит, что τ неравновесных носителей заряда в общем случае велико?

Оказывается, что в реальных полупроводниках, содержащих примеси и дефекты, образующие уровни в запрещенной зоне, электрон, прежде чем рекомбинировать с дыркой, может захватываться некоторым локальным уровнем, а уже затем переходит в валентную зону и рекомбинирует с дыркой, т.е. идет рекомбинация через локальные уровни или рекомбинационные ловушки. Эта рекомбинация и играет часто доминирующую роль. Этот вид рекомбинации был проанализирован Холлом, Шокли и Ридом и созданная ими теория получила название статистики рекомбинации Х.-Ш.-Р.

Пусть уровень рекомбинационной примеси E_t лежит вблизи E_i и для определенности выше E_i, а концентрация ловушек равна N_t (рис.)



В полупроводнике *n*-типа нейтральная ловушка (обычно в состоянии термодинамического равновесия рекомбинационные ловушки нейтральные) захватывает электроны (переход 1) из зоны проводимости, а затем он с E_t переходит в валентную зону, что равносильно захвату дырки отрицательно заряженной ловушкой (переход 2). Причем вероятность первого перехода существенно выше, чем второго (из-за большой концентрации электронов), т.е. ловушки практически все время заполнены электронами и "ждут" дырку. При малой концентрации свободных дырок переходы 2 становятся еще меньше вероятными и возможен заброс электронов обратно в зону проводимости (переход 3). Если полупроводник *p*-типа, то ловушки почти все время "пустые", т.е. заполнены дырками (переход 4) и "ждут" электроны (5).

Рассмотрим теорию Х.-Ш.-Р. Выведем формулы для времени жизни пары электрон-дырка при рекомбинации через ловушки.

Пусть $f_t = f(E_t)$ вероятность заполнения ловушки электроном, тогда $1-f_t$ - вероятность того, что ловушка свободна (на ней нет электрона). Тогда вероятность захвата электронов будет пропорциональна n и числу свободных мест на ловушках $N_t(1-f_t)$:

$$R^n_{захв} = \gamma_n n N_t (1 - f_t) \tag{1}$$

γ_n - коэффициент захвата неравновесных электронов ловушками.

Количество электронов возвращающихся в зону проводимости (переходы 3) пропорционально концентрации электронов на ловушках.

$$R^n_{воз} = \beta_n f_t N_t \tag{2}$$

β_n - коэффициент ионизации ловушек для электронов.

Изменение концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости в результате процессов захвата ловушками и освобождения их из ловушек в зоне проводимости:

$$-\frac{dn}{dt} = R^n_{захв} - R^n_{воз} = \gamma_n n N_t (1 - f_t) - \beta_n N_t f_t \tag{3}$$

В состоянии термодинамического равновесия вероятность заполнения уровня ловушки электроном:

$$f_{ot} = f(E_t) = \left[e^{\frac{(E_t - E_F)}{kT}} + 1 \right]^{-1} \tag{4}$$

Мы уже говорили, что неравновесные носители заряда большую часть своего времени жизни τ физически неотличимы от равновесных (если только в неравновесном состоянии не наступает вырождение).

Поэтому считаем, что равновесные и неравновесные носители заряда характеризуются одинаковыми γ_n и β_n. Учитывая, что в равновесии $\frac{dn_o}{dt}=0$ из (3) с учетом (4) найдем:

$$\begin{aligned}\beta_n &= \gamma_n n_0\left(\frac{1}{f_{ot}}-1\right)=\gamma_n N_c e^{-\frac{(E_c-E_F)}{kT}} e^{\frac{(E_t-E_F)}{kT}} = \\ &= \gamma_n N_c e^{-\frac{(E_c-E_t)}{kT}} = \gamma_n n_1 = \beta_n\end{aligned} \tag{5}$$

где $n_1 = N_c e^{-(E_c-E_t)/kT}$ (6) равновесная концентрация электронов в зоне проводимости когда $E_F = E_t$

Тогда (3) с учетом (5):

$$-\frac{dn}{dt}=\gamma_n N_t\left[n(1-f_t)-n_1 f_t\right] \tag{7}$$

Скорость изменения концентрации н. дырок в валентной зоне

$$-\frac{dp}{dt}=\gamma_p pN_t f_t-\beta_p N_t(1-f_t) \tag{8}$$

γ_p и β_p - коэффициенты захвата и ионизации для дырок.

В условиях равновесия $\frac{dp_o}{dt}=0$ и

$$\beta_p=\gamma_p p_0\frac{f_{ot}}{1-f_{ot}}=\gamma_p N_v e^{\frac{(E_v-E_t)}{kT}}=\gamma_p p_1$$

$$\text{где } p_1 = N_v e^{\frac{E_v-E_t}{kT}} \tag{9}$$

(9) – равновесная концентрация дырок в валентной зоне, когда $E_F = E_t$

Тогда (8)запишется:

$$-\frac{dp}{dt}=\gamma_p N_t\left[pf_t-p_1(1-f_t)\right] \tag{10}$$

Если концентрация ловушек мала по сравнению с концентрацией избыточных электронов *(N_t<<Δn)*, так, что количеством электронов, осаждающих на ловушках в каждый момент времени можно пренебречь и считать, что $\Delta n = \Delta p$, то [подробнее вывод в Шалимовой]:

$$\frac{dn}{dt}=\frac{dp}{dt} \text{ и из (7) и (10):}$$

$$f_t = \frac{\gamma_n n + \gamma_p p_1}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} \tag{11}$$

Подставляя (11) в (7) или (10) получим

$$-\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t (np - n_1 p_1)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} \tag{12}$$

Поскольку $n_1 p_1 = n_o p_o = n_i^2$ и $n = n_o + \Delta n$, $p = p_o + \Delta p$ получаем из (12)

$$\tau = -\frac{\Delta n}{\frac{dn}{dt}} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \cdot \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{\gamma_n N_t} \cdot \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{p_0 + n_0 + \Delta p} \tag{13}$$

Если обозначить $\left.\begin{aligned} \tau_{p_0} &= \frac{1}{\gamma_p N_t} \\ \tau_{n_0} &= \frac{1}{\gamma_n N_t} \end{aligned}\right\}$ (14)

То $$\tau = \tau_{p_0} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{p_0 + n_0 + \Delta p} \tag{15}$$

(15) – время жизни пары электрон-дырка при рекомбинации через ловушки.

При низком уровне возбуждения $\Delta n << n_o + p_o$

$$\tau = \tau_{p_0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{p_0 + n_0} \tag{16}$$

время жизни не зависит от Δn, Δp, а определяется равновесными концентрациями n_o и p_o и положением E_t (задает n_1 и p_1).

Рассмотрим зависимость τ *(ln* τ*)* от положения уровня Ферми (т.е. от n_o и p_o, *ln* n_o и p_o). В этой зависимости можно выделить 4 области:

1) $E_t < E_F < E_c$(сильно легированный полупроводник *n*-типа); в этом случае $n_o >> p_o$, $n_o >> n_1$, $n_o >> p_1$

$$\tau = \tau_{p_0} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \tag{17}$$

т.е. в сильно легированном полупроводник *n*-типа τ пары неравновесных электронов и дырок постоянна и равна τ_{po}, т.е. скорость рекомбинации определяется числом актов захвата дырок ловушками, занятыми электронами (в единицу времени).

Выражение (17) можно записать несколько иначе. Известно, что вероятность захвата носителя заряда в единицу времени некоторым центром захвата пропорциональна эффективному сечению захвата, тепловой скорости и концентрации центров захвата:

$$W_3 = S \upsilon_T N_t$$

В то же время $\tau = 1/W$ и тогда (17)

$$\tau = \tau_{p_0} = \frac{1}{S_p \upsilon_T^p N_t} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \qquad (18)$$

$\gamma_p = S_p \cdot \upsilon_{Tp}$ - вероятность захвата p 1 центром за 1 секунду.

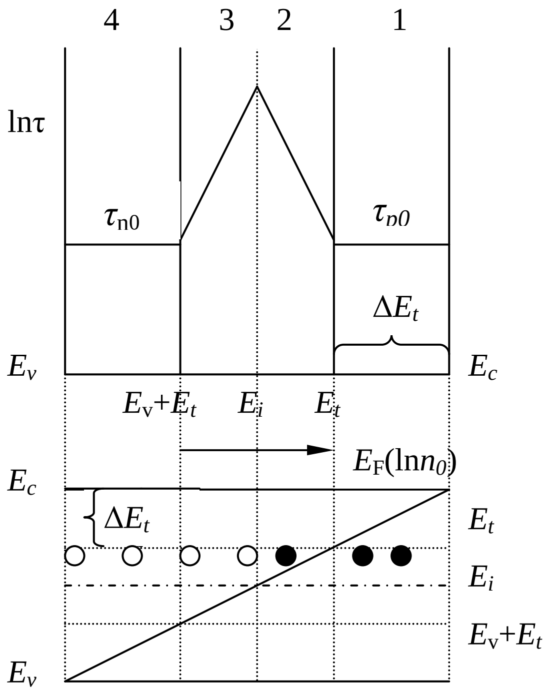
Итак, τ_{po} (время жизни дырки в электронном полупроводник) уменьшается с ростом N_t и ростом T, т.к. υ_T увеличивается с ростом T.

$$\upsilon_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}}$$

2) $E_i < E_F < E_t$: $n_o >> p_o$; $n_o >> p_1$; $n_o < n_1$ тогда

$$\tau = \tau_{p_0} \frac{n_1}{n_0} = \tau_{p_0} e^{\frac{(E_t - E_F)}{kT}} \qquad (19)$$

Т.е. по мере снижения уровня Ферми τ увеличивается по *exp* закону (в этой области).



3) $E_v + E_t < E_F < E_i$ $p_o >> n_o$; $p_o >> p_1$; $n_1 > p_o$

$$\tau = \tau_{p_0}\frac{n_1}{p_0} = \tau_{p_0}\frac{N_c}{N_v}e^{\frac{(E_c+E_v-E_t-E_F)}{kT}} \qquad (20)$$

т.е для акцепторного полупроводника по мере увеличения степени легирования (понижение E_F от E_i до $E_v + \Delta E_t$) τ уменьшается по *exp* закону.

4) $E_v < E_F < E_v + \Delta E_t$; $p_o >> n_o$; $p_o >> p_1$; $p_o > n_1$

$$\tau = \tau_{no} = \frac{1}{\gamma_n N_t} = \frac{1}{S_n \upsilon_{Tn} N_t} \qquad (21)$$

где S_n и υ_{Tn} - эффективное сечение захвата и тепловая скорость электрона собственно.

Т.о. в сильно легированном *p*-полупроводник τ пары электрон-дырка постоянно и равно τ_{no} – временем до захвата электрона пустой ловушкой, т.е. скорость рекомбинации определяется числом актов захвата дырок пустыми (занятыми дырками) ловушками, (в единицу времени).и не зависит от E_F.

В случае, если E_t лежит ниже E_i, то для четвертой области $\tau = \tau_{no}$, $E_v < E_F < E_t$

для 3) $\tau = \tau_{no}(p_1/p_o)$, $E_t < E_F < E_i$

для 2) $\tau = \tau_{no}(p_1/n_o)$, $E_i < E_F < E_c - \Delta E_t$

для 1) $\tau = \tau_{po}$, $E_c - \Delta E_t < E_F < E_c$

Для сильного возбуждения $\Delta n >> n_o$; $\Delta p >> p_o$; $\Delta n >> n_1$, $\Delta p >> p_1$

Тогда из (13):

$$\tau_\infty = \tau_{po} + \tau_{no} = \frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n\gamma_p N_t} = \frac{1}{N_t}\cdot\frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n\gamma_p} \qquad (22)$$

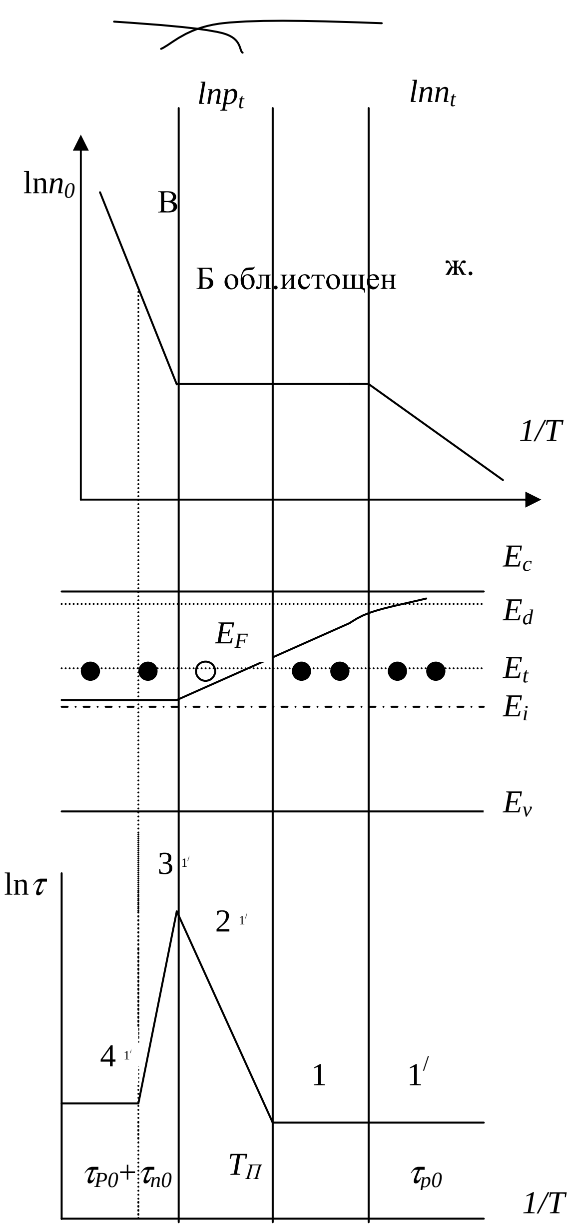
(22)- не зависит от *n* и *p*, а определяется лишь количеством и свойствами ловушек.

§6. Зависимость $\tau(T)$ при рекомбинации через ловушки.

На участке *1'* $n_o >> n_1$; $n_o >> p_o$; $n_o >> p_1$, а на участке *1* хотя n_o не меняется, а $n_1 = N_e e^{-(E_c-E_t)/kT}$ возрастает с возрастанием *T* по *exp*, но все равно $n_o >> n_1$ и также ; $n_o >> p_o$; $n_o >> p_1$.

Поэтому в области *1'-1* $\tau = \tau_{po}$(1)- это если $S_p \neq f(T)$

На участке *2* $n_o = const = n_\alpha$, по *n*, сильно возрастает, так, что $n_o >> p_o$;$n_o >> p_1$;$n_o < n_1$ и тогда



$$\tau \approx \tau_{p_0}\frac{n_1}{n_0} = \tau_{p_0}\frac{N_c}{n_0}e^{-\frac{(E_c-E_t)}{kT}} = \frac{\tau_{p_0}}{N_d}2\frac{(2\pi m_n^* k)}{h^3}T^{3/2}e^{-\frac{E_c-E_t}{kT}} \qquad (2)$$

т.е. τ возрастает с ростом T. Рост τ в этой области происходит потому, что с ростом T имеет место интенсивная эмиссия электронов с уровня рекомбинационных ловушек назад в зону проводимости.

В области собственной проводимости *В* (участки 3 и 4) с ростом T хотя E_F почти не меняется, но n_0 и p_0 в зонах резко увеличивается, поэтому рост заполнения ловушек носителями заряда и τ уменьшается (т.е. растет вероятность рекомбинации на ловушках). В этой области

$$n_0 \approx p_0 \approx n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}$$

и (16) записывается так:

$$\tau = \tau_{p_0}\frac{n_i+n_1}{2n_i} + \tau_{n_0}\frac{n_i+p_1}{2n_i} = \frac{\tau_{p_0}}{2}\left[1+\left(\frac{N_c}{N_v}\right)^{1/2} e^{\frac{\frac{\Delta E_g}{2}+E_t-E_c}{kT}}\right] +$$

$$\frac{\tau_{n_0}}{2}\left[1+\left(\frac{N_v}{N_c}\right)^{1/2} e^{\frac{\frac{\Delta E_g}{2}+E_v-E_t}{kT}}\right] = \frac{\tau_{p_0}}{2}\left[1+\left(\frac{N_c}{N_v}\right)^{1/2} e^{-\frac{\frac{E_c+E_v}{2}-E_t}{kT}}\right] + \qquad (3)$$

$$\frac{\tau_{n_0}}{2}\left[1+\left(\frac{N_v}{N_c}\right)^{1/2} e^{\frac{\frac{E_c+E_v}{2}-E_t}{kT}}\right]$$

(3) справедливо в общем случае для обоих участков 3 и 4. Если E_t расположен достаточно далеко от E_i, то в начальной области *В* можно выделить участок, для которого

$$\left(\frac{E_c + E_V}{2} - E_t\right) >> kT$$

тогда(3) приобретает вид:

$$\tau \approx \frac{\tau_{n_0}}{2}\left[\left(\frac{N_v}{N_c}\right)^{1/2} e^{\frac{\frac{E_c+E_v}{2}-E_t}{kT}}\right] \tag{4}$$

(4) соответствует участку (3) на кривой $ln\ \tau\ (1/T)$, где τ уменьшается. С дальнейшим ростом T, когда в области B $\left(\frac{E_c + E_v}{2} - E_t\right) << kT$ (3) будет:

$$\tau \approx \frac{\tau_{p_0}}{2}\left[1+\left(\frac{N_c}{N_v}\right)^{1/2}\right] + \frac{\tau_{n_0}}{2}\left[1+\left(\frac{N_v}{N_c}\right)^{1/2}\right]$$

и если $N_c \approx N_v$, то

$$\tau = \tau_{po} + \tau_{no} = \frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \gamma_p N_t} \tag{5}$$

(5) справедливо для участка 4 и соответствует (22) §5 для случая высокого возбуждения.

Зная концентрацию электронов при насыщении, можно оценить величину E_t по температуре перехода T_n оси области 1 к области 2.

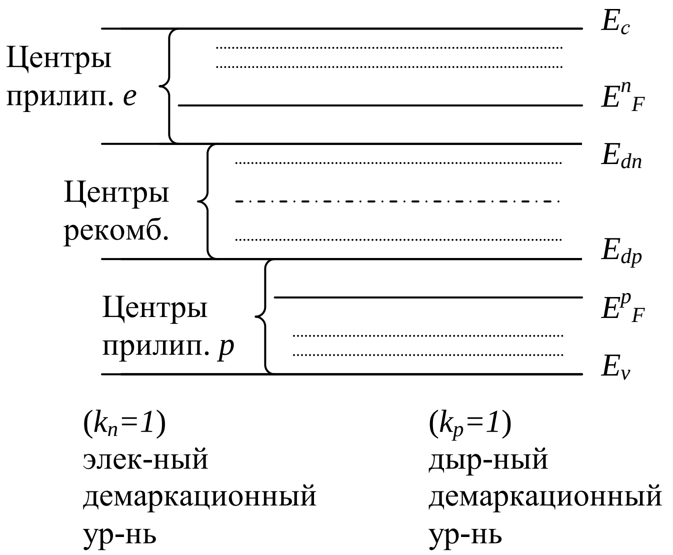
При T=T_n , $E_F = E_t$ и тогда

$$\begin{gathered} n_0 = N_c e^{-(E_c - E_t)/kT_П} \\ E_c - E_t = kT_П \ln\frac{N_c}{n_0} \end{gathered} \tag{6}$$

Экстраполируя прямую область 2 до пересечения с осью у определяем из (2) §6 $ln\ (\tau_{po}N_c/n_o)$, а зная τ_{po} из участка 1 находим $ln\ (N_c/n_o)$ и из (6) определяем E_c - E_t.

§7. Ловушки захвата (центры прилипания) и центры рекомбинации. Демаркационные уровни.

Выводя выражение для τ при рекомбинации через локальные уровни мы учитывали захват электронов и дырок ловушками и обратный процесс, т.е. тепловой заброс захваченных электронов и дырок с ловушек в зону проводимости и валентную зону при этом, естественно, тепловой заброс с ловушки назад в разрешенную зону приводит к росту τ и снижению скорости рекомбинации. Ясно, что соотношение интенсивностей процесса захвата (и последующей рекомбинации) и обратного теплового заброса зависит от положения энергетического уровня ловушек: чем ближе уровень ловушки к краю соответствующей зоны (к E_c для электронов и к E_v для дырок), тем выше вероятность тепловой ионизации. Такие ловушки называются центрами прилипания (соответственно электронов и дырок).



У рекомбинационных ловушек, которые осуществляют захват электронов и дырок, в результате чего происходит их рекомбинация, тепловой заброс н.з. в соответствующей зоны маловероятен, поэтому рекомбинационные ловушки должны характеризоваться энергетическими уровнями, расположенными достаточно глубоко в запрещенной зоне.

Количественно охарактеризовать соотношение процессов захвата (прилипания) и рекомбинации можно, введя коэффициент *К*, равный отношению вероятности рекомбинации на этом центре к вероятности теплового заброса. Для электронов зоны проводимости это отношение вероятности захвата дырки отрицательно заряженной ловушкой (т.е. уходу электрона с ловушки в валентную зону – рекомбинации) к вероятности теплового заброса электрона в зону проводимости.

Из выражений (8) и (7) §5 эти вероятности равны соответственно $\gamma_p N_t f_t p$ и $\gamma_n N_t f_t n_1$

($N_t f_t = n_t$ – число ловушек заполненных электронами; $\gamma_n n_1 = \beta_n$ - коэффициент ионизации ловушек для электронов).

Тогда

$$k_n = \frac{\gamma_p p}{\gamma_n n_1} = \frac{\gamma_p p}{\gamma_n N_c e^{-\frac{(E_c - E_t)}{kT}}}$$

Ловушки, для которых $k_n > 1$ являются рекомбинационными, а ловушки с $k_n < 1$ являются ловушками захвата или прилипания (для электронов). Если $k_n=1$, то этот уровень называется демаркационным. Его положение можно определить из условия:

$$\gamma_p \underbrace{N_v e^{\frac{(E_v - E_E^p)}{kT}}}_{p} = \gamma_n \underbrace{N_c e^{-\frac{(E_c - E_{dn})}{kT}}}_{n}$$

при $E_t = E_{dn}$

$$E_{dn} = E_c + E_v - E_F^p - kT \ln \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p N_v} \qquad (2)$$

С ростом T E_{dn} сдвигается к середине E_g и рекомбинационные ловушки превращаются в центры прилипания. С ростом уровня возбуждения ($E_F^p - E_g$) снижается и E_{dn} приближается к E_c и будет переход центров прилипания в рекомбинационные центры.

Для уровней вблизи E_v:

$$K_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p p_1}$$

$$\gamma_n N_c e^{-\frac{(E_c - E_E^n)}{kT}} = \gamma_p N_v e^{\frac{(E_v - E_{dp})}{kT}}$$

$$E_{dp} = E_c + E_v - E_F^n - kT \ln \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p N_v} \qquad (3)$$

Такая классификация ловушек, конечно, весьма условная, хотя бы потому, что считалось $\gamma_n/\gamma_p = const$ при перемещении E_t, что в общем случае неверно. Центры прилипания могут давать вклад в рекомбинацию, особенно если отсутствуют глубокие E_t.