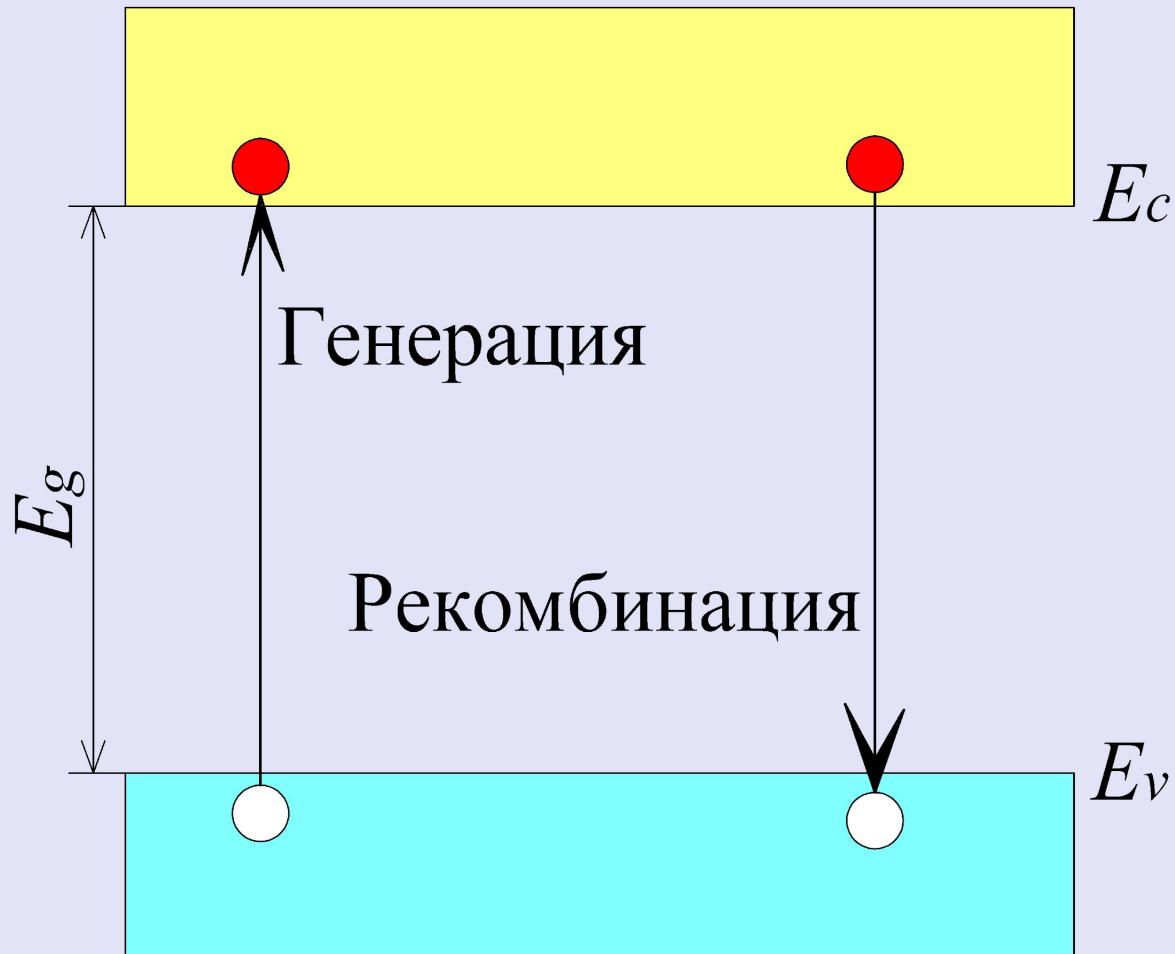


Твердотельная электроника

Презентации к лекционному курсу

Равновесные и неравновесные носители зарядов

Процессы генерации и рекомбинации



Под *равновесными носителями заряда* понимают свободные электроны и дырки, возникшие в результате тепловой генерации и находящиеся в тепловом равновесии с решеткой кристалла. Равновесная концентрация электронов n_0 и дырок p_0 характеризуются положением *уровня Ферми*.

В отличие от равновесных, у *избыточных неравновесных носителей заряда*, появляющихся в результате освещения с энергией квантов $h\nu > E_g$ или *инжекции* (их концентрации обозначаются как Δn и Δp) условие $n \cdot p = n_i^2$ не соблюдается, и концентрации неравновесных носителей заряда характеризуются *квазиуровнями Ферми* для электронов F_n и для дырок F_p .

Расчет концентрации избыточных носителей заряда

$$n = n_0 + \Delta n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - F_n}{kT}\right)$$

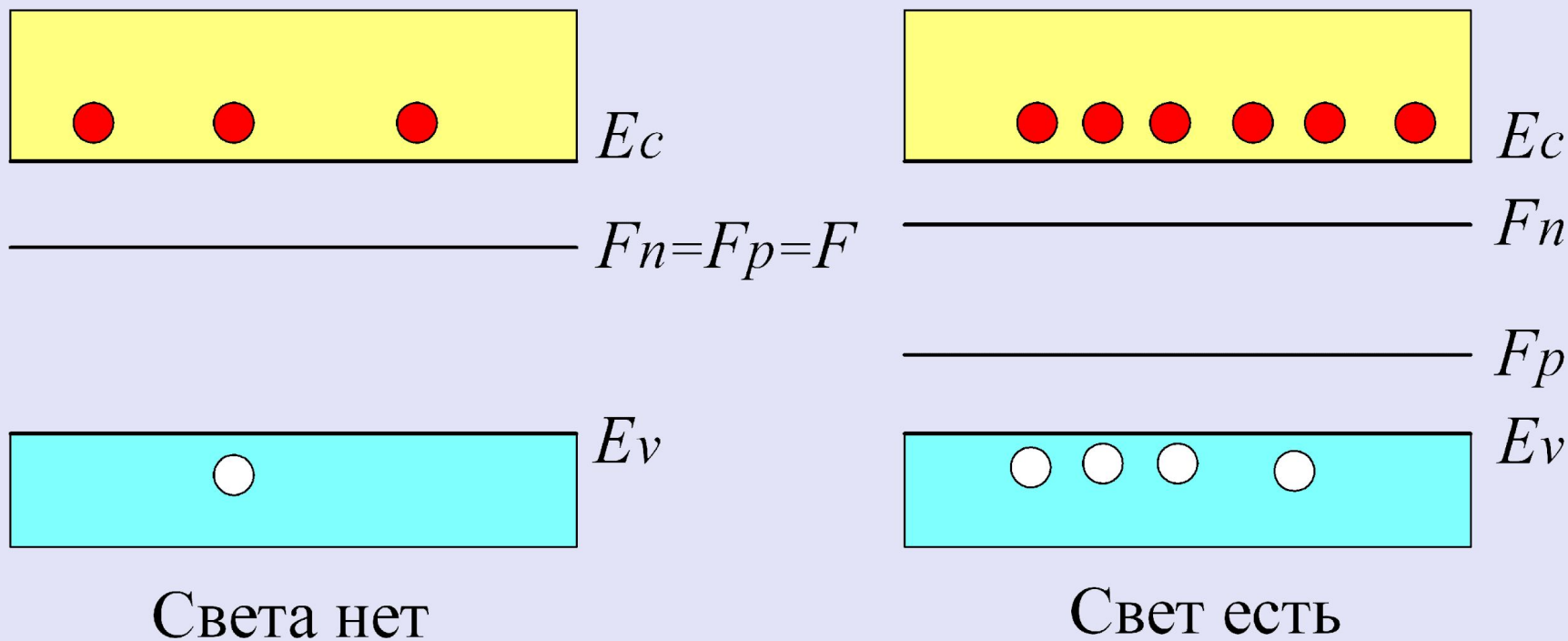
$$p = p_0 + \Delta p = N_v \exp\left(-\frac{F_p - E_v}{kT}\right)$$

где n_0, p_0 – равновесные концентрации; F_n, F_p – квазиуровни Ферми

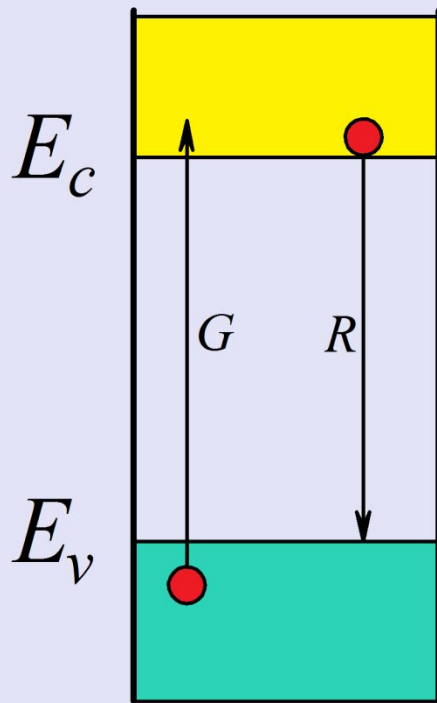
Условие квазинейтральности:

$$\Delta n = \Delta p$$

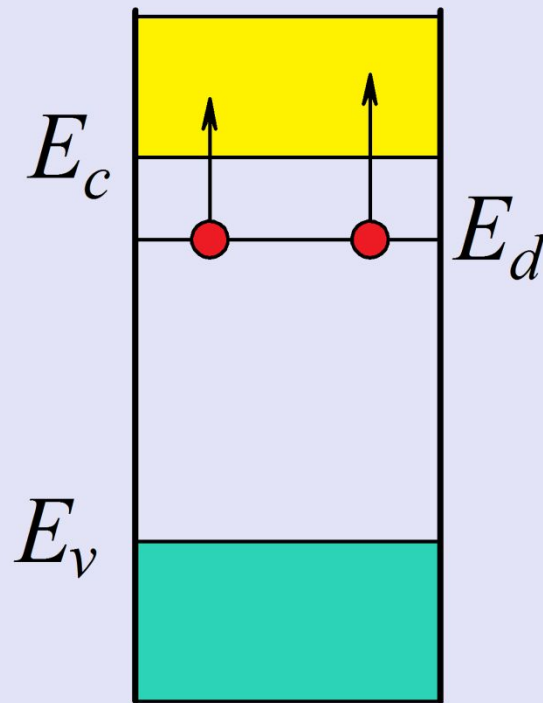
К понятию квазиуровня Ферми



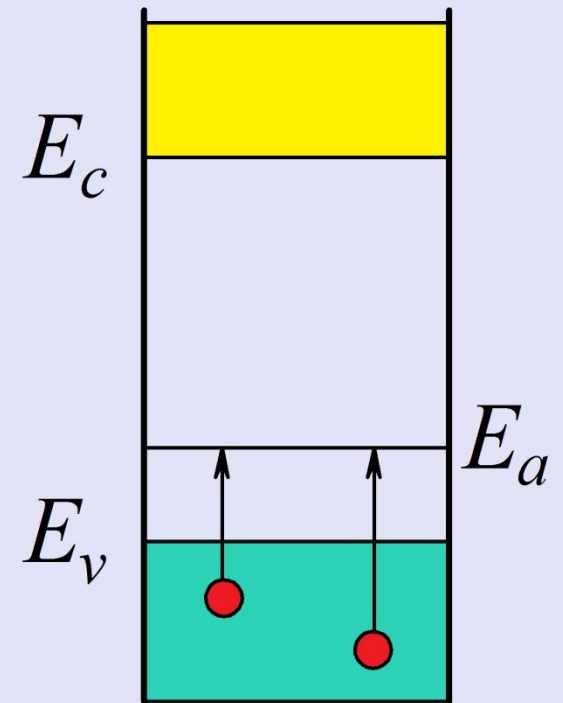
Виды переходов



a)



б)



в)

В *равновесном состоянии* скорость генерации (число электронов, генерируемых в единице объема в единицу времени) равна скорости рекомбинации (число электронов, рекомбинирующих в единице объема в единицу времени):

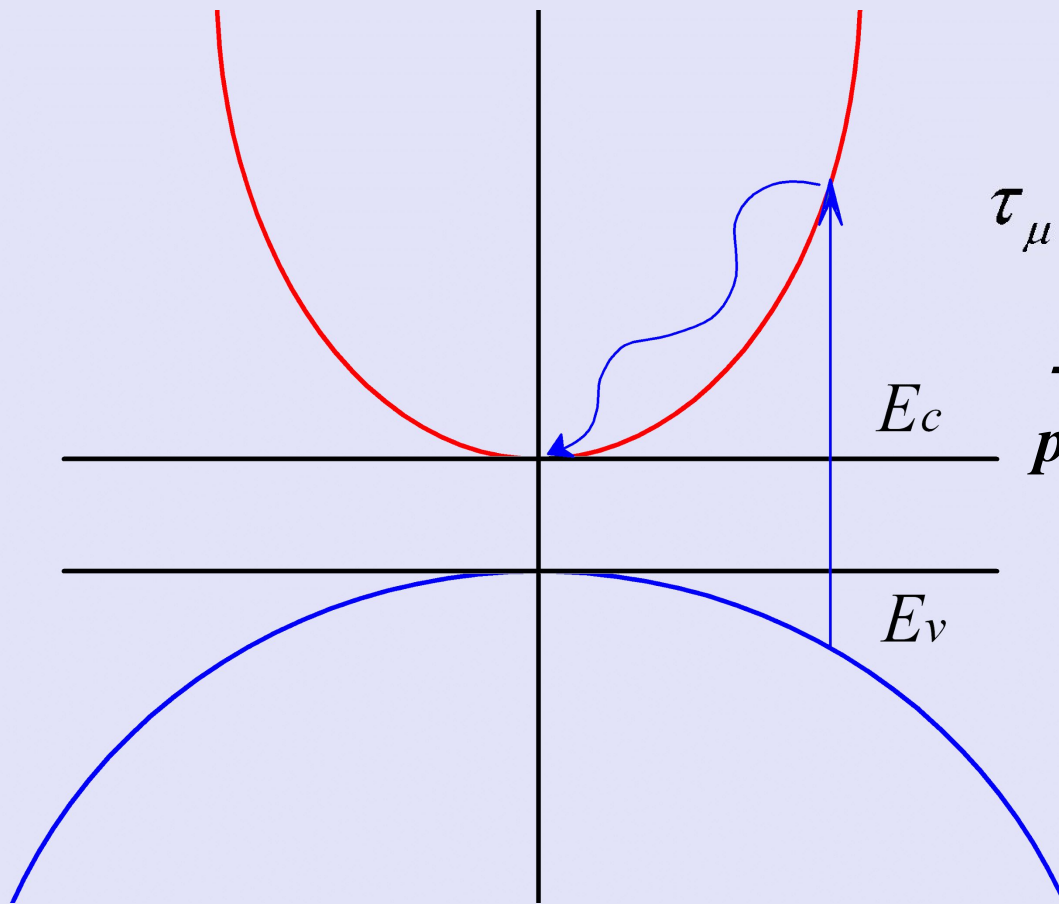
$$G_0 = R_0 = \gamma \cdot n_0 \cdot p_0$$

где γ — коэффициент пропорциональности или *коэффициент рекомбинации*.

Концентрация неравновесных носителей может быть меньше концентрации равновесных носителей ($\Delta n \ll n_0$). В этом случае говорят о **низком уровне возбуждения** или **низком уровне инжекции**.

При **высоком уровне возбуждения** или **высоком уровне инжекции** концентрация неравновесных носителей сравнима или превышает равновесную концентрацию.

Процесс релаксации избыточной энергии электрона в зоне проводимости



$$\tau_{\mu} = \varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 \cdot \rho = \frac{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_0}{\sigma}$$

*- время максвелловской
релаксации*

Появление неравновесных носителей заряда приводит к увеличению проводимости

$$\sigma = q \cdot (\mu_n \cdot n_0 + \mu_p \cdot p_0 + \mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p)$$

$$\Delta\sigma = q \cdot (\mu_n \cdot \Delta n + \mu_p \cdot \Delta p)$$

Скорость, с которой протекает рекомбинация, определяется временем жизни неравновесных носителей заряда τ .

К определению времени жизни электрона

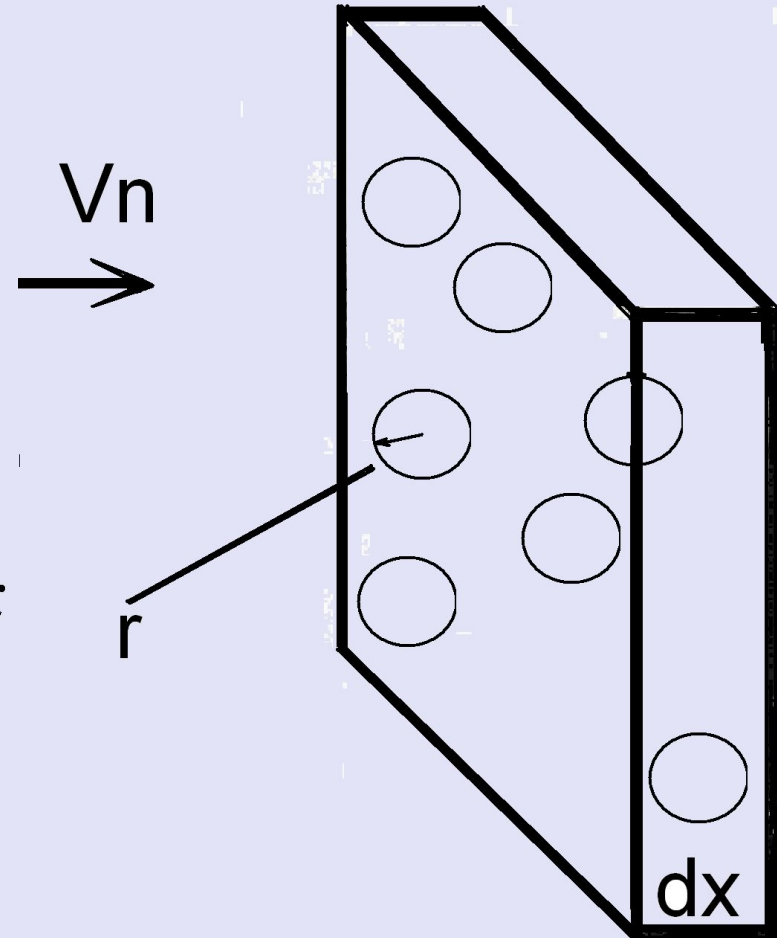
$$dx = v_n \cdot dt$$

$$A_n = \pi \cdot r^2$$

$$S_{\text{зах}} \cdot dt = A_n \cdot p \cdot S \cdot dx$$

$$w \cdot dt = S_{\text{зах}} / S = A_n \cdot p \cdot dx$$

$$\overline{\tau}_n = 1/w = 1/(A_n \cdot p \cdot v_n)$$



Расчет скорости рекомбинации

ЭЛЕКТРОНЫ

ДЫРКИ

Время жизни:

$$\overline{\tau}_n = \frac{1}{(A_n \cdot n \cdot v_n)}$$

$$\overline{\tau}_p = \frac{1}{(A_p \cdot p \cdot v_p)}$$

где A_p – сечение захвата дырки электроном, v_p – скорость движения дырки

Коэффициент рекомбинации:

$$\gamma_n = \overline{A_n \cdot v_n}$$

$$\gamma_p = \overline{A_p \cdot v_p}$$

$$\tau_n = 1/(\gamma_n \cdot p)$$

$$\tau_p = 1/(\gamma_p \cdot n)$$

Скорость рекомбинации:

$$R_n = w_n \cdot \Delta n = \frac{\Delta n}{\tau_n} = \gamma_n \cdot p \cdot \Delta n$$

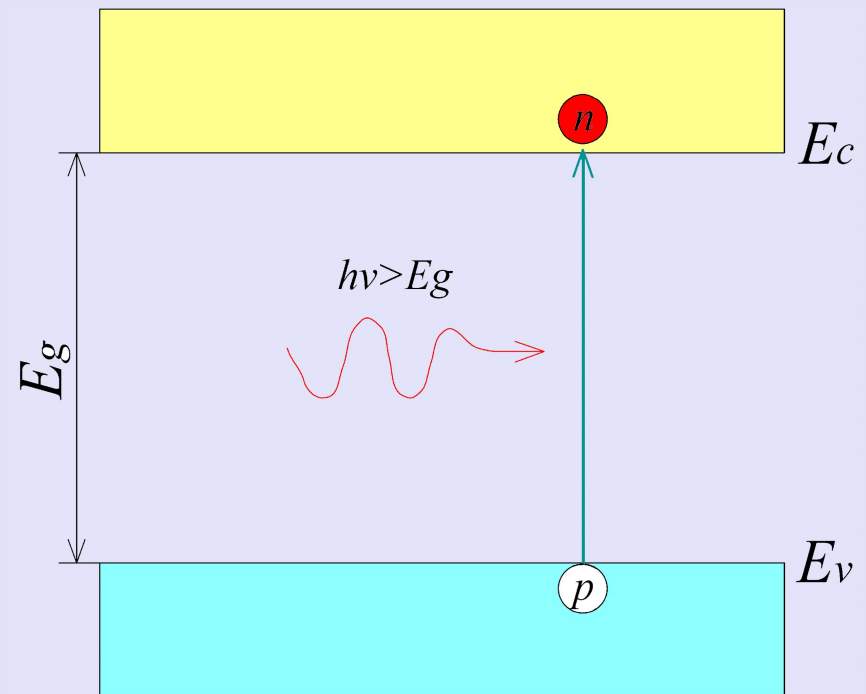
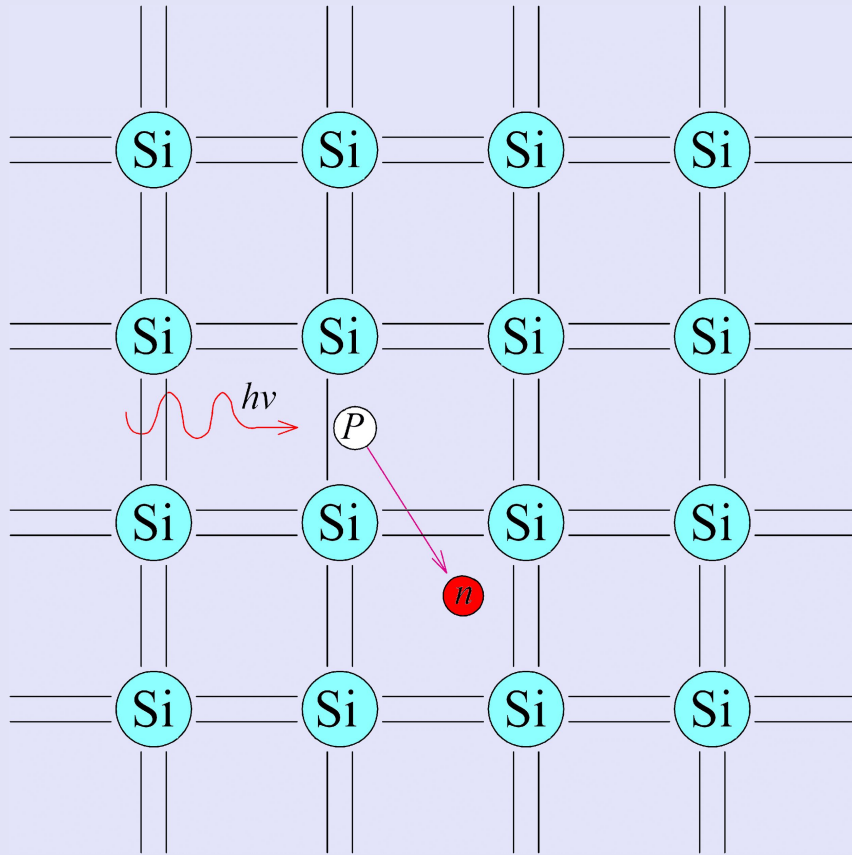
$$R_p = w_p \cdot \Delta p = \frac{\Delta p}{\tau_p} = \gamma_p \cdot n \cdot \Delta p$$

Изменение концентрации носителей во времени в состоянии термодинамического равновесия определяется *уравнением непрерывности*:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = G - R = 0$$

где G – скорость генерации, R – скорость рекомбинации

Возбуждение носителей заряда в собственном полупроводнике



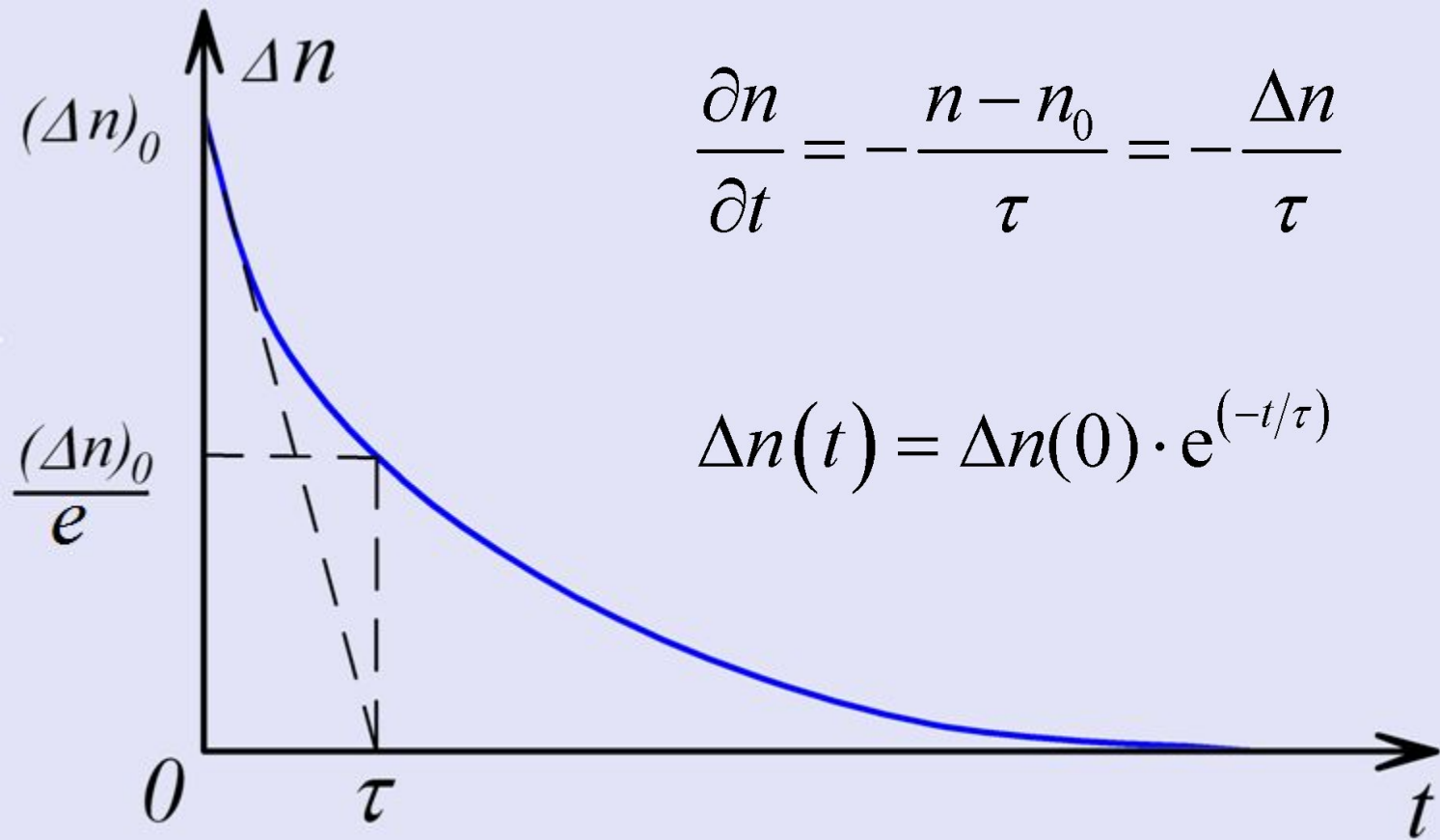
После снятия возбуждения (выключения света, прекращении инжекции) ($G=0$) концентрации электронов и дырок уменьшаются в результате рекомбинации, и кристалл возвращается к равновесному состоянию, в котором $\Delta n=0$ и $\Delta p=0$.

Скорость рекомбинационных процессов (исчезновение избыточных носителей, после снятия возбуждения) характеризуется их *временем жизни неравновесных носителей заряда* τ_n , τ_p . При рекомбинации зона-зона

$\tau_n = \tau_p = \tau$. При $G=0$ уравнение непрерывности примет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

Изменение концентрации избыточных носителей со временем



Линейная рекомбинация характерна при низком уровне инжекции носителей, при высоком уровне возбуждения процессы определяются *квадратичной рекомбинацией*:

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = \gamma \cdot \Delta n \cdot \Delta p = \gamma \cdot \Delta n^2$$

Отметим, что преобладание того или иного процесса (генерации или рекомбинации носителей) зависит от соотношения между концентрациями равновесных и неравновесных носителей: если $np > n_0p_0$ преобладает процесс **рекомбинации** (например, при прямом смещении рп-перехода), если $np < n_0p_0$ преобладает процесс **генерации** носителей (например, при обратном смещении рп-перехода, в режиме отсечки биполярного транзистора).

Малый уровень возбуждения

$$\Delta n \ll (n_0 + p_0)$$

тогда:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial p}{\partial t} = -\gamma \cdot [n \cdot p - n_0 \cdot p_0] = -\gamma \cdot [(n_0 + \Delta n) \cdot (p_0 + \Delta p) - n_0 \cdot p_0] = \\ &= -\gamma \cdot [n_0 \cdot p_0 + n_0 \Delta p + \Delta n \cdot p_0 + \Delta n \cdot \Delta p - n_0 \cdot p_0] \approx -\gamma \cdot [n_0 \Delta p + \Delta n \cdot p_0] \end{aligned}$$

С учетом того, что $\Delta n = \Delta p$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = -\gamma \cdot \Delta n \cdot (n_0 + p_0)$$

Введем обозначение:

$$\tau = \frac{1}{\gamma \cdot (n_0 + p_0)}$$

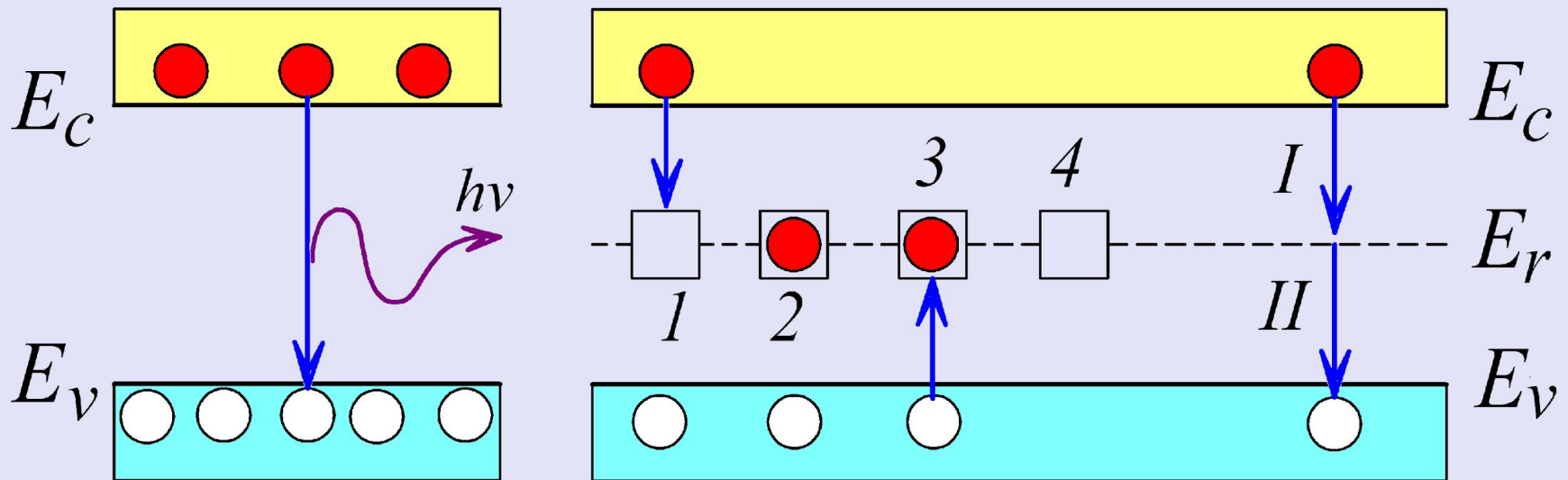
Тогда выражение примет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

Механизмы рекомбинации

- **прямая межзонная**
- **через локальные уровни (ловушки, центры рекомбинации)**
- **поверхностная.**

Механизмы рекомбинации



Межзонная рекомбинация

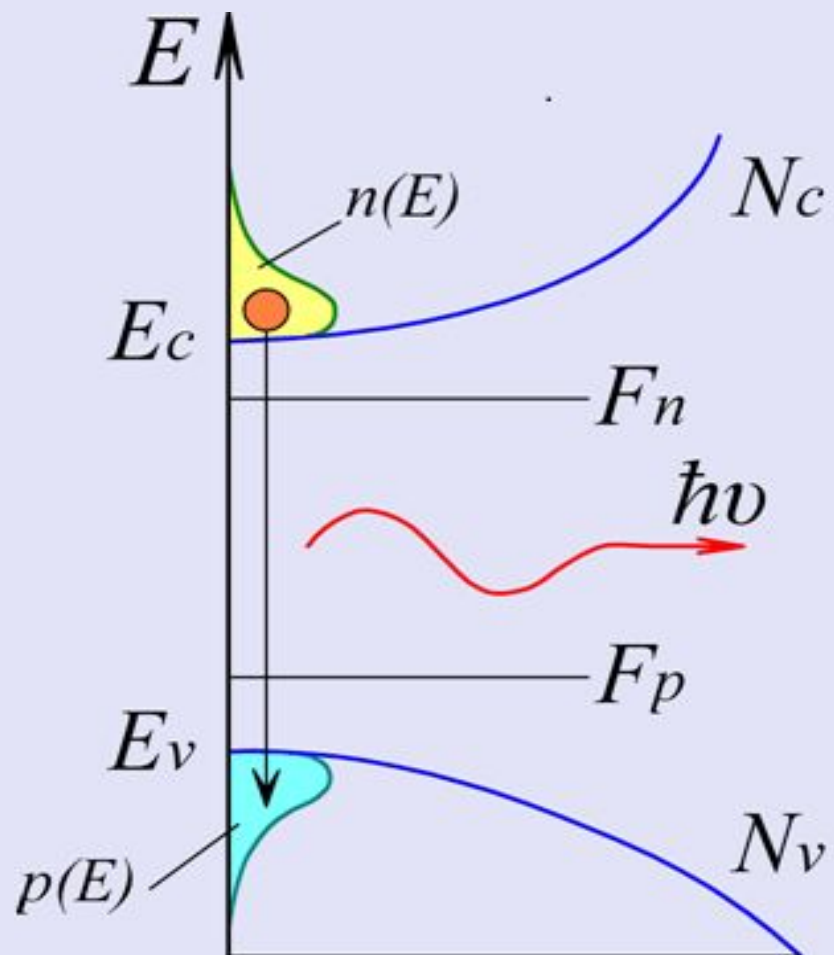
- **Излучательная**, поскольку энергия, выделяемая при рекомбинации каждой пары излучается в виде фотона с энергией $\Delta E = h\nu \approx E_c - E_v = E_g$. Скорость излучательной рекомбинации пропорциональна произведению концентраций электронов и дырок:

$$R = \gamma \cdot n \cdot p$$

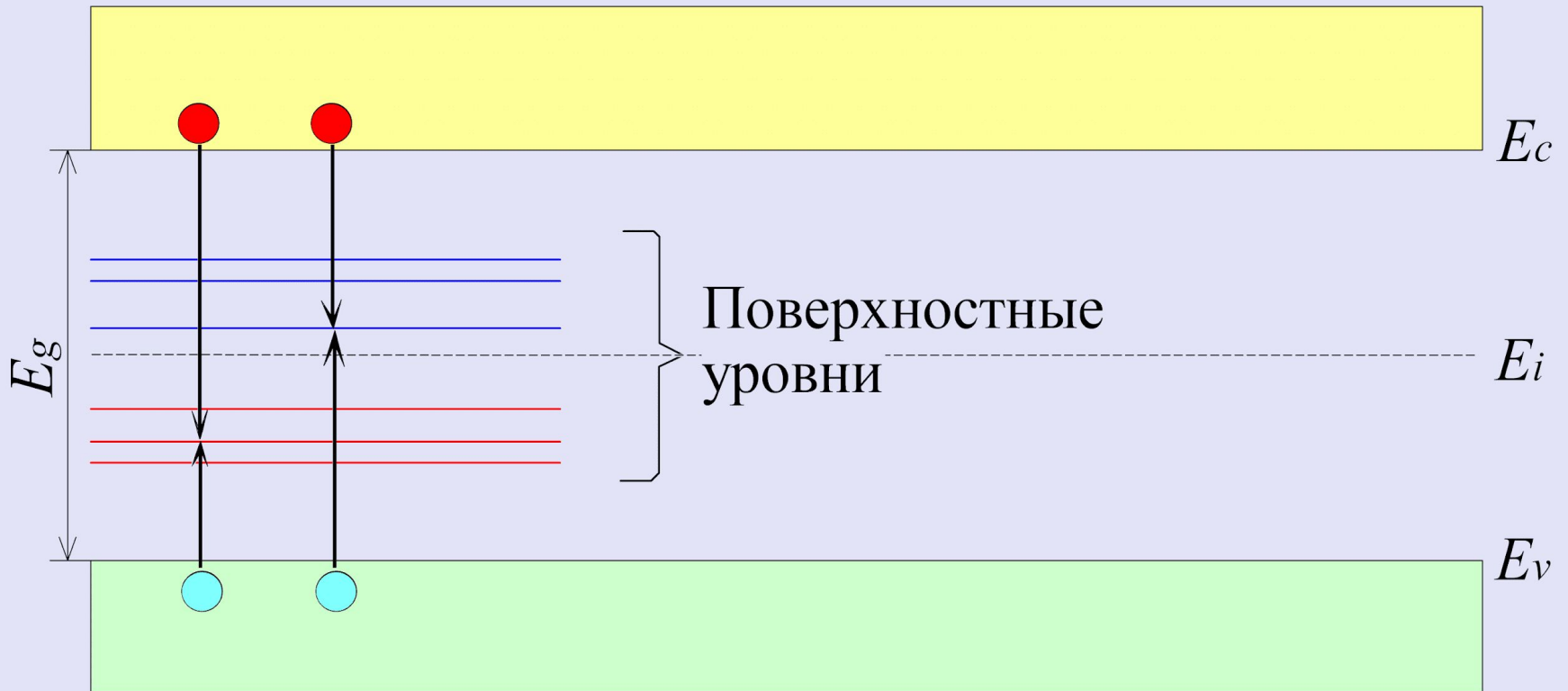
- **Безызлучательная** или фононная; ударная или Оже-рекомбинация (ΔE передается третьему носителю заряда, в результате чего происходит освобождение электрона с другой орбитали).

Вероятность межзонной рекомбинации очень мала, более вероятны переходы носителей заряда через локальные уровни, расположенные в запрещенной зоне, т.е. *ловушечная рекомбинация* или *рекомбинация Шокли-Рида*

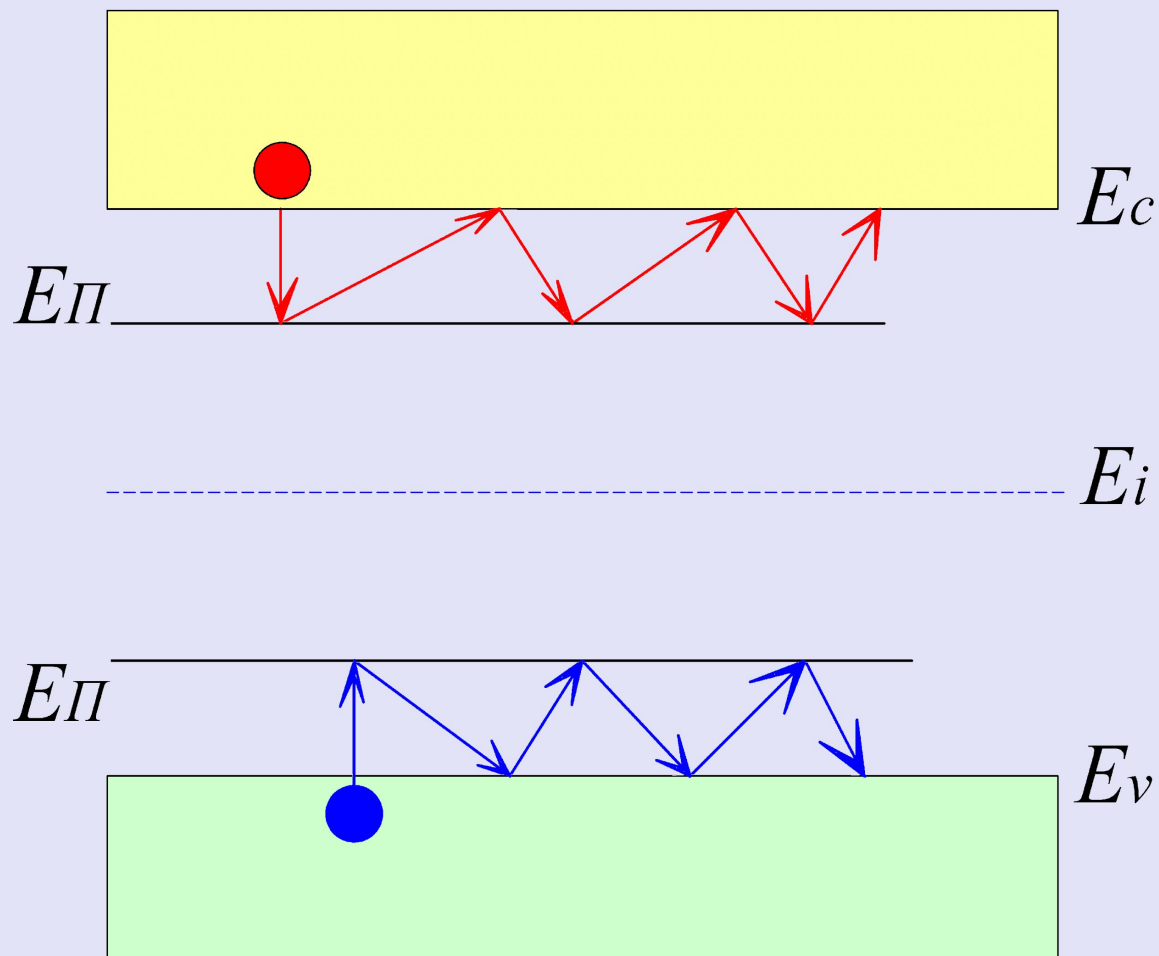
Излучательная рекомбинация, обусловленная межзонными электронными переходами



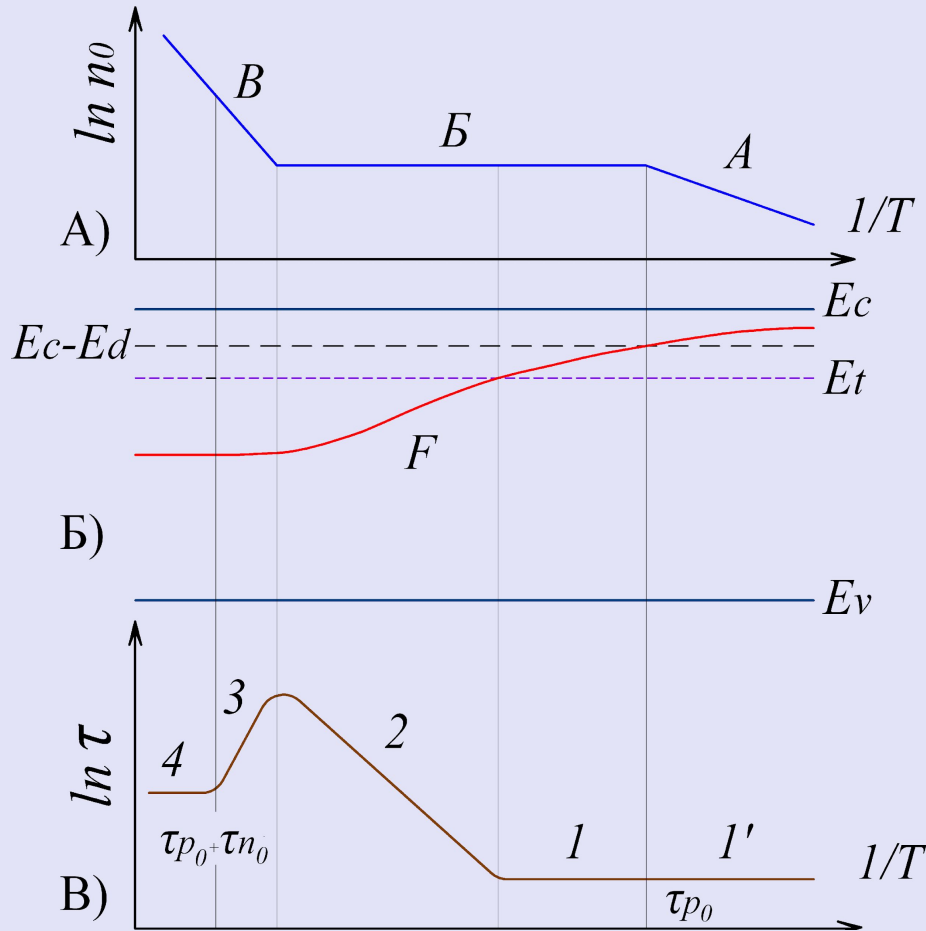
Рекомбинация через поверхностные уровни



Уровень прилипания



Рекомбинация Шокли-Рида-Холла



$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{n \cdot p - n_0 \cdot p_0}{(n + n_l) \cdot \tau_{p0} + (p + p_l) \cdot \tau_{n0}}$$

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_l}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_l}{n_0 + p_0}$$

При $n_0 + p_0 \gg n_l + p_l$ $\tau = \tau_{p0}$

$\tau = \tau_{n0}$ – для полупроводника **p**-типа;

$\tau = \tau_{p0}$ – для полупроводника **n**-типа.

Время жизни неравновесных носителей заряда τ связано с временами их жизни в объеме τ_V и у поверхности τ_S следующим соотношением:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_V} + \frac{1}{\tau_S}$$

Обычно на практике $\tau_V \gg \tau_S$

Наличие у поверхности полупроводника уровня E_s , выполняющего роль «стока» для неравновесных носителей заряда, приводит к возникновению направленных потоков носителей к поверхности, пропорциональных значениям их избыточной концентрации:

$$\frac{j_n}{q} = S_n \cdot \Delta n \qquad \frac{j_p}{q} = S_p \cdot \Delta p$$

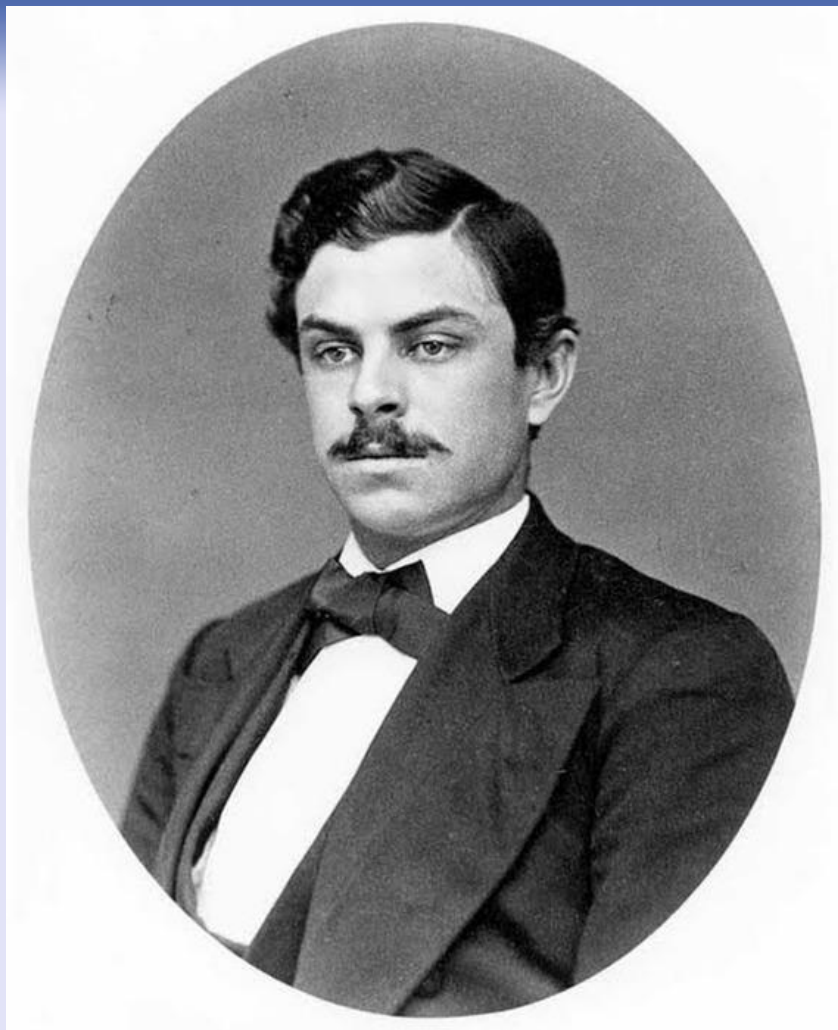
S_n , S_p выражают относительную долю избыточных носителей заряда, ежесекундно рекомбинирующих в единице площади поверхности полупроводника, эти коэффициенты имеют размерность скорости и называются *скоростями поверхностной рекомбинации* электронов и дырок.

Для идеальной поверхности, эквивалентной любой воображаемой поверхности в объеме полупроводника, $S = 0$

Для поверхности идеального металлического контакта $S = \infty$

Бесконечное значение скорости поверхностной рекомбинации означает, что на поверхности полупроводника всегда $\Delta n_s = \Delta p_s = 0$, т.е. поверхностные концентрации электронов и дырок всегда остаются равновесными ($p_s = p_0$, $n_s = n_0$). Такие идеальные контакты называются *омическими*.

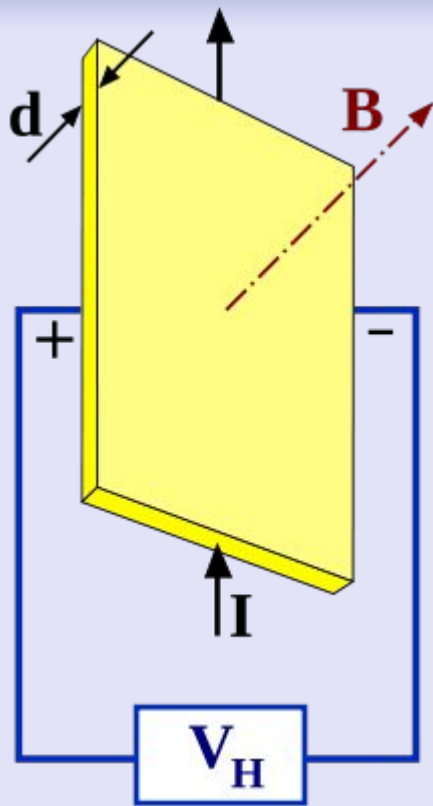
В моделях приборов скорость поверхностной рекомбинации обычно полагают бесконечной



- Эдвин Герберт Холл (Edwin Herbert Hall) американский физик
- 7.11.1855-20.11.1938

Эффект Холла

- Исследования эффекта Холла позволяют определить основные электрофизические свойства полупроводников
- Кинетические эффекты, возникающие при одновременном воздействии на проводник электрического и магнитного полей, называют *гальваномагнитными эффектами*. Эффект Холла является одним из таких эффектов



- Эффе́кт Хо́лла — явление возникновения поперечной разности потенциалов (называется также холловским напряжением) при помещении проводника с постоянным током в магнитном поле.
- Открыт Эдвином Холлом в 1879 году в тонких пластинках золота

Классический эффект Холла

- Уравнение стационарного движения носителей заряда в электрическом поле \vec{E} , параллельном плоскости квантовой ямы XY , и магнитном поле \vec{B} параллельном оси Z , описывается уравнением, вытекающим из равенства по величине сил трения и Лоренца:

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left(\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}] \right) - \frac{m^* \vec{v}}{\tau} = 0$$

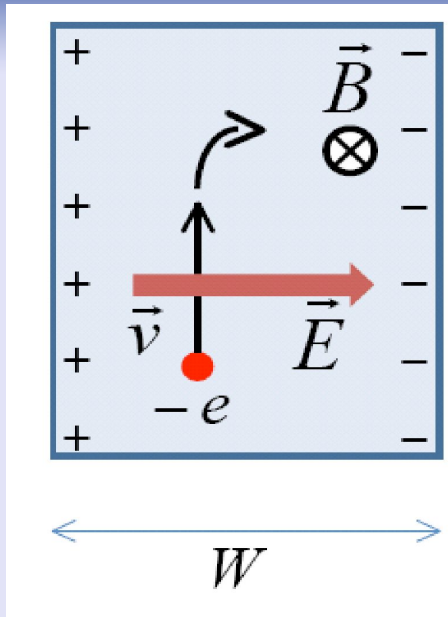
- С практической точки зрения обычно представляют интерес эффект Холла в слабом и сильном магнитном поле.
- Известно, что в однородном магнитном поле заряженная частица должна двигаться по круговой траектории радиуса r , ось которой параллельна вектору
- Однако, если длина свободного пробега электрона (или дырки) много меньше r , то поле B "не успевает" на длине значительно "закрутить" электрон. Такое поле называется слабым.

- Частота вращения электрона под действием магнитного поля с индукцией (частота циклотронного резонанса) в плоскости, перпендикулярной B_z , равна:

$$\omega = qB / m^* = 2\pi / T_c$$

- где T_c период обращения по круговой орбите. Магнитное поле считается малым, если выполняется условие $\tau / T_c \ll 1$ т.е. период обращения носителя заряда по круговой орбите много больше времени релаксации τ .

Классический эффект Холла



n – электронная плотность
 I – электрический ток

E – электрическое поле

V_H холловское напряжение

R_H – холловское сопротивление

σ – холловская проводимость

F – сила Лоренца

$$I = -nevW$$

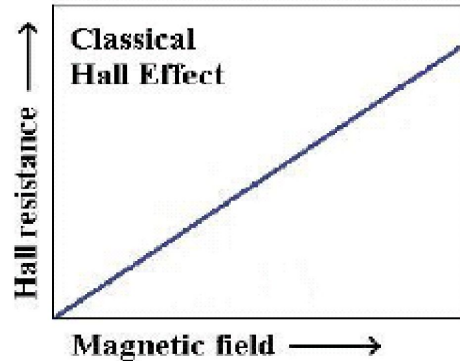
$$E = \frac{v}{c} B$$

$$V_H = EW = \frac{B}{-ne} I$$

$$R_H = \frac{B}{-ne}$$

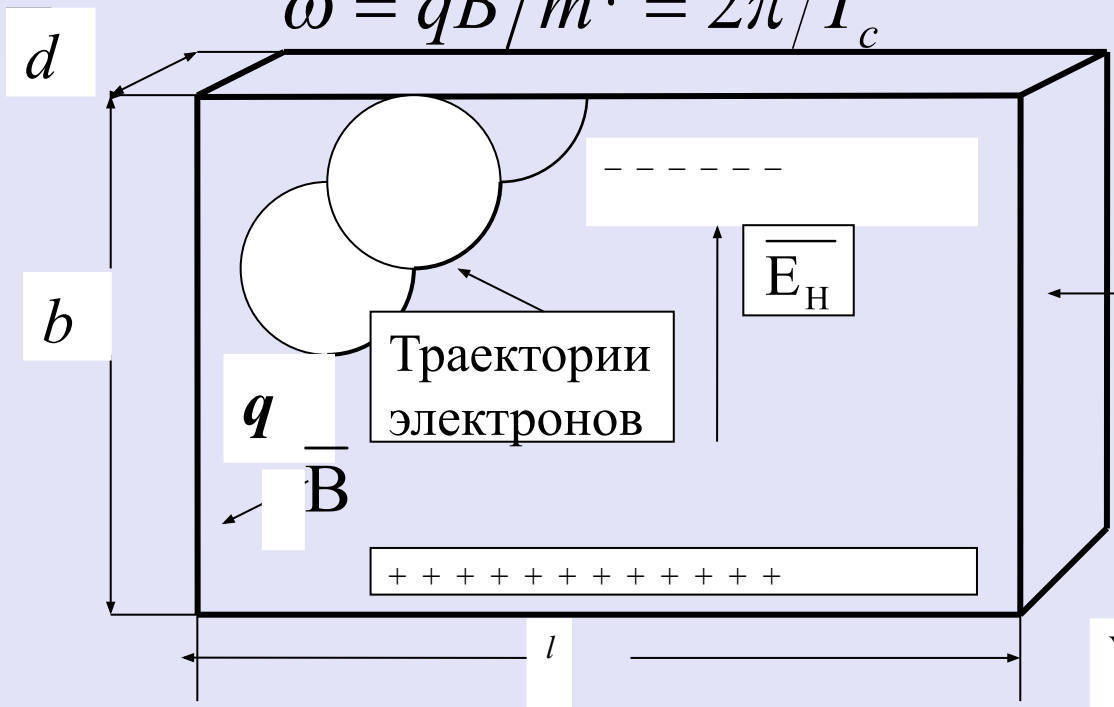
$$\sigma_{xy} = \frac{1}{R_H}$$

$$\vec{F} = -e\vec{v} \times \vec{B}$$



Классический эффект Холла

$$\omega = qB/m^* = 2\pi/T_c$$



$$\vec{F}_{\text{Л}} = -q[\vec{v}_x \times \vec{B}_z]$$

$$\vec{j} \quad j_x = -qn\bar{v}$$

$$q \cdot v_x \cdot B_z = q \cdot E_H \quad U_H = -\frac{1}{nq} j B b = R_H j B b = \frac{R_H I B}{d}$$

$$n = \frac{1}{q \cdot R_H}$$

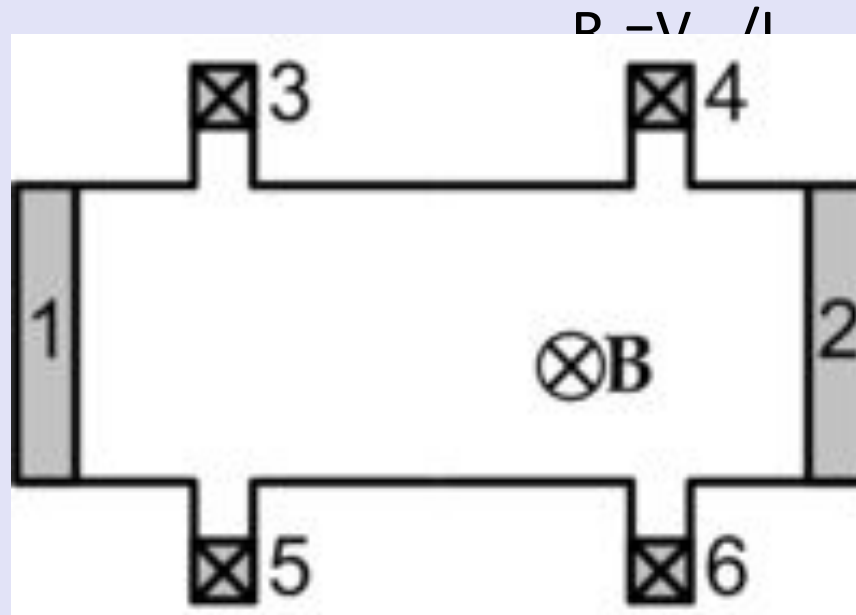
$$p = \frac{1}{q \cdot R_H}$$

$$|R_H| \sigma = \frac{1}{qn} qn\mu = \mu_H$$

Важно отметить, что R_H — это отношение возникающей поперечной разности потенциалов к продольному току, $R_H = R_{xy} = V_y / I_x$. При этом продольное сопротивление $R_L = R_{xx} = V_x / I_x$, слабо зависит от индукции магнитного поля, оставаясь по величине близким к своему значению при $B = 0$

Геометрия измерения квантового эффекта Холла.

$$R_H = V_{35} / I_{12}$$



$$\vec{v}_d = \vec{\mu} E$$

$$\overset{\boxminus}{F}_{\text{Л}} = -q \left[\vec{v}_d \times \overset{\boxminus}{B} \right] \quad \overset{\boxminus}{F}_{\text{ЭП}} = q \overset{\boxminus}{E}_y$$

$$q \cdot v_d \cdot B = q \cdot E_y$$

$$E_H = v_d \cdot B \quad U_H = \vec{E}_H b = \vec{v}_d \vec{B} b.$$

$$V_x = \frac{I \cdot B}{q \cdot n \cdot d}$$

$$n = \frac{1}{q \cdot R_H}$$

$$R_H = \frac{I \cdot B}{d}$$

$$p = \frac{1}{q \cdot R_H}$$

$$\vec{j} = -q \cdot n \cdot \vec{v}_d$$

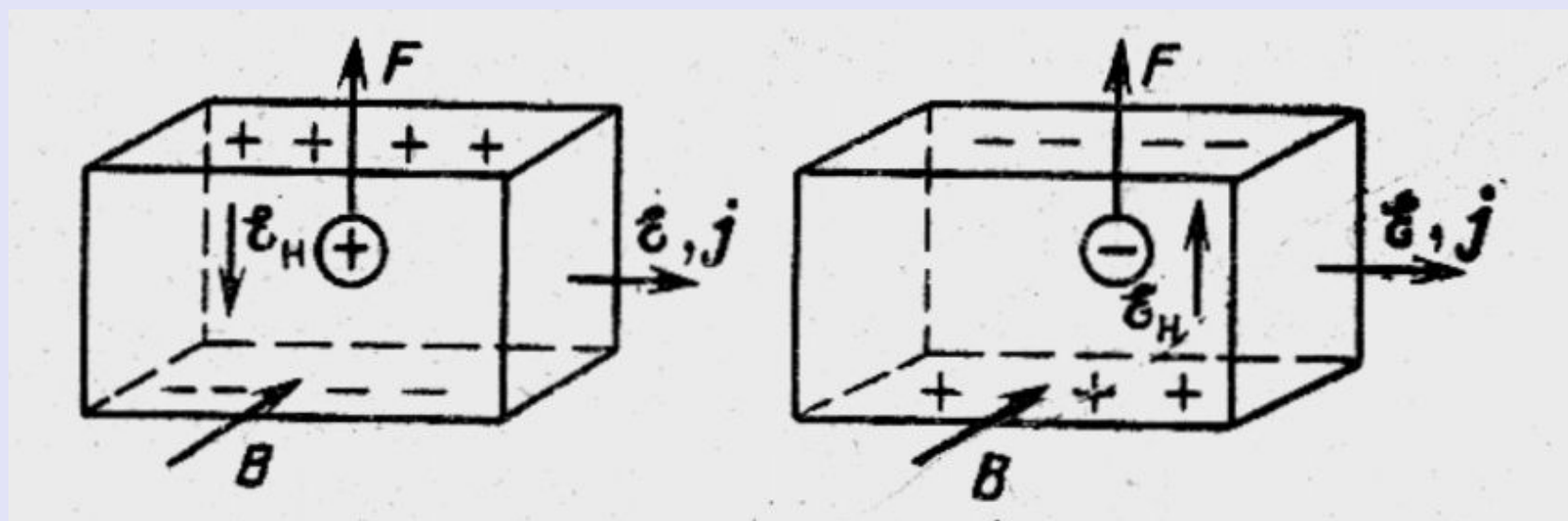
$$U_H = -\frac{1}{nq} \vec{j} \vec{B} b = R_H \vec{j} \vec{B} b.$$

$$R_H = -\frac{1}{nq}$$

$$R_H = \frac{1}{pq}$$

$$R_H \sigma = \mu_H.$$

Отклонение носителей заряда под
воздействием магнитного поля в образцах с
дырочной (а) и электронной (б)
электропроводностью



Диффузионный и дрейфовый токи

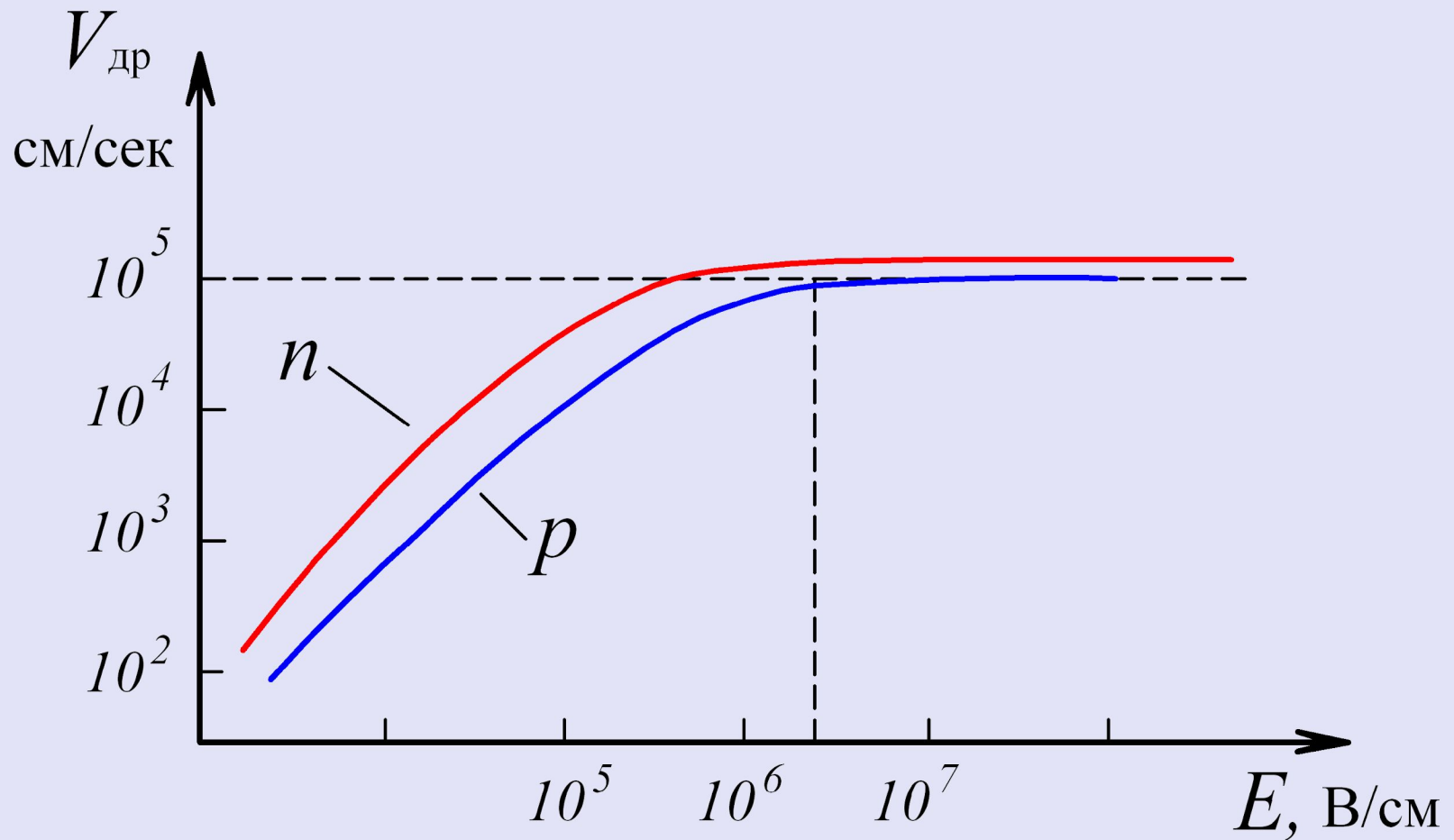
Диффузионный и дрейфовый токи

Омический ток, который возникает в полупроводниках при появлении в них электрического поля : $j = \sigma \cdot E$ можно разделить на две составляющие:

$$j_{nдр} = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E \quad j_{pдр} = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot E$$

Носители, создающие эти токи, дрейфуют в электрическом поле на фоне хаотического броуновского движения, поэтому эти токи называют *дрейфовыми*

Насыщение дрейфовой скорости в сильных электрических полях

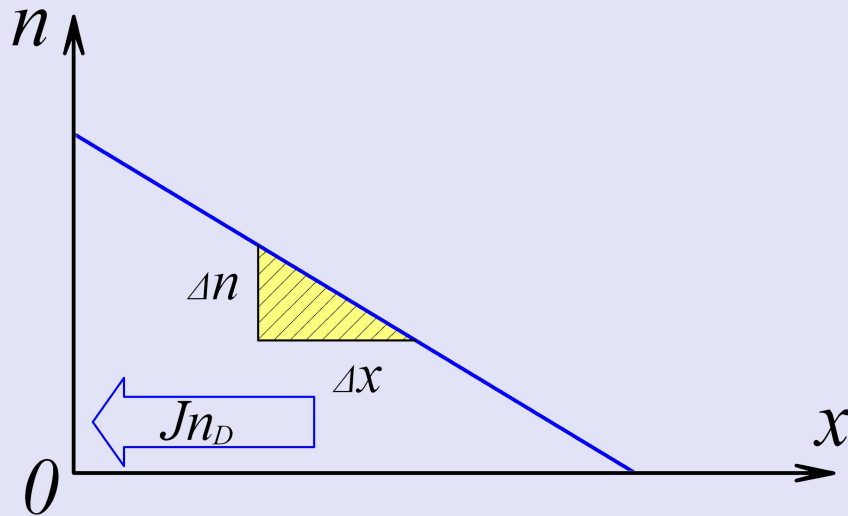


Находящиеся в тепловом движении носители заряда в кристалле можно рассматривать как электронный газ. В газах наблюдается и хорошо изучен процесс диффузии.

Аналогичный эффект должен наблюдаться для свободных электронов и дырок. Если в какой-то области возник избыток носителей заряда (*градиент концентрации* $\text{grad}n = \Delta n / \Delta x = dn/dx$), то под действием диффузии они должны распространяться из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией

Диффузионный ток

$$\text{grad } n = \frac{\Delta n}{\Delta x} = \frac{dn}{dx}$$



$$j_{n \text{ диф}} = q \cdot D_n \cdot \nabla n, \quad j_{p \text{ диф}} = -q \cdot D_p \cdot \nabla p$$

Для одномерного случая:

$$j_{n \text{ диф}} = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}, \quad j_{p \text{ диф}} = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

$$D_n = \frac{kT}{q} \cdot \mu_n = \phi_T \cdot \mu_n$$

$$D_p = \frac{kT}{q} \cdot \mu_p = \phi_T \cdot \mu_p$$

Соотношение Эйнштейна

Градиенты концентрации и диффузионные потоки электронов и дырок направлены в *одну сторону*

Образуемые ими диффузионные токи будут протекать в противоположных направлениях, **компенсируя друг друга**

В полупроводниковом кристалле перенос заряда всегда осуществляется в результате двух процессов: **дрейфа и диффузии**. Поскольку диффундируют и дрейфуют два типа носителей заряда должно быть, как минимум, **четыре различных составляющих общего тока: дрейфовый ток электронов и дырок, диффузионный ток электронов и дырок**

Расчёт токов

$$j = j_{\text{др}} + j_{\text{диф}},$$

$$j_{\text{др}} = j_{n \text{ др}} + j_{p \text{ др}} = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E + q \cdot \mu_p \cdot p \cdot E,$$

$$j_{\text{диф}} = j_{n \text{ диф}} + j_{p \text{ диф}} = q \cdot D_n \cdot \nabla n - q \cdot D_p \cdot \nabla p$$

Полный ток:

$$j_n = j_{n \text{ др}} + j_{n \text{ диф}} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}$$

$$j_p = j_{p \text{ др}} + j_{p \text{ диф}} = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

В одномерном случае:

$$J = J_{\text{дрейф}} + J_{\text{диф}} = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot E + q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E - q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$$

Неравновесные носители в электрическом поле

Основные уравнения

Уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\partial \mathbf{E}(x)}{\partial x} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0}$$

Уравнение электронейтральности:

$$n + N_a^- = p + N_d^+$$

Уравнения непрерывности для токов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla \bar{j}_n$$
$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \nabla \bar{j}_p,$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$$

Эти уравнения будут применяться для анализа квазинейтральных областей полупроводниковых приборов, где избыточные концентрации электронов и дырок

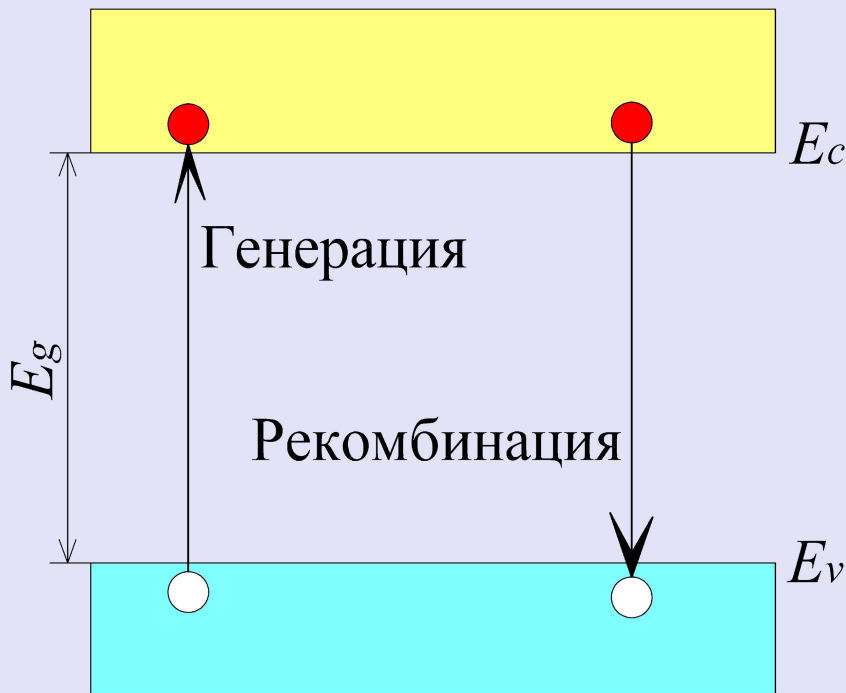
$$\Delta n = n - n_0 \approx \Delta p = p - p_0$$

Квазинейтральность обеспечивается кулоновским притяжением избыточных электронов и избыточных дырок. При ее нарушении возникает электрическое поле, напряженность которого определяется уравнением:

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_s \varepsilon_0} = \frac{q \cdot (\Delta p - \Delta n)}{\varepsilon_s \varepsilon_0}$$

Это поле направлено так, чтобы восстановить локальную неоднородность полупроводника.

Уравнения непрерывности



$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla \bar{J}_n$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \nabla \bar{J}_p$$

Можно ввести избыточную скорость рекомбинации:

$$G - R = \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{\partial \Delta p}{\partial t}$$

В случае линейной рекомбинации:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial (n_0 + \Delta n)}{\partial t} = \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{q} \nabla \cdot \overline{j_n}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial (p_0 + \Delta p)}{\partial t} = \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{q} \nabla \cdot \overline{j_p},$$

В одномерном случае:

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = -\frac{\Delta n(x)}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{\partial \overline{j_n(x)}}{\partial x}$$

$$\frac{\partial p(x)}{\partial t} = -\frac{\Delta p(x)}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{\partial \overline{j_p(x)}}{\partial x},$$

$$j_n = j_{n\partial p} + j_{n\partial u\phi} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}$$

$$j_p = j_{p\partial p} + j_{p\partial u\phi} = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E - q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}$$

$$\frac{\partial n(x)}{\partial t} = -\frac{\Delta n(x)}{\tau_n} + D_n \cdot \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + \mu_n \cdot n(x) \cdot \frac{\partial \mathbf{E}(x)}{\partial x} + \mu_n \cdot \mathbf{E}(x) \cdot \frac{\partial n(x)}{\partial x}$$

$$\frac{\partial p(x)}{\partial t} = -\frac{\Delta p(x)}{\tau_p} + D_p \cdot \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \mu_p \cdot p(x) \cdot \frac{\partial \mathbf{E}(x)}{\partial x} - \mu_p \cdot \mathbf{E}(x) \cdot \frac{\partial p(x)}{\partial x},$$

Уравнения устанавливают связь между концентрацией носителей заряда и основными, влияющими на них, процессами: диффузией, дрейфом, генерацией и рекомбинацией. Они позволяют по известным значениям потенциала (или напряженности поля) рассчитать пространственное распределение носителей заряда и его изменение со временем

Переход к биполярным уравнениям

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau} - \mu \cdot \mathbf{E} \cdot \nabla n + D \cdot \nabla^2 n, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau} - \mu \cdot \mathbf{E} \cdot \nabla p + D \cdot \nabla^2 p$$

Биполярная подвижность:

$$\mu = \frac{\mu_n \cdot \mu_p \cdot (n(x) - p(x))}{\mu_n \cdot n(x) + \mu_p \cdot p(x)} = \frac{n(x) - p(x)}{\frac{\mu_n \cdot n(x)}{\mu_n \cdot \mu_p} + \frac{\mu_p \cdot p(x)}{\mu_n \cdot \mu_p}} = \frac{n(x) - p(x)}{\frac{n(x)}{\mu_p} + \frac{p(x)}{\mu_n}}$$

Биполярное время жизни:

$$\tau = \frac{(n(x) + p(x)) \cdot \tau_n \cdot \tau_p}{n(x) \cdot \tau_n + p(x) \cdot \tau_p} = \frac{n(x) + p(x)}{\frac{n(x)}{\tau_p} + \frac{p(x)}{\tau_n}}$$

Биполярный коэффициент диффузии:

$$D = \frac{p(x) + n(x)}{\frac{n(x)}{D_p} + \frac{p(x)}{D_n}}$$

Расчет при разных уровнях инжекции

Низкий уровень инжекции в n -области:

$$p \ll n \text{ и } D = D_p, \mu = \mu_p, \tau = \tau_p$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p_n}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n}{\partial x^2} - \mu_p \mathbf{E} \frac{\partial p_n}{\partial x}$$

Низкий уровень инжекции в p -области:

$$n \ll p \text{ и } D = D_n, \mu = \mu_n, \tau = \tau_n$$

$$\frac{\partial \Delta n_p}{\partial t} = -\frac{\Delta n_p}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n_p}{\partial x^2} + \mu_n \mathbf{E} \frac{\partial n_p}{\partial x}$$

Высокий уровень инжекции:

$$n \approx p \text{ и } D = 2 \cdot D_n \cdot D_p / (D_n + D_p), \mu = 0, \tau = 2 \cdot \tau_n \cdot \tau_p / (\tau_n + \tau_p)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau} + D \cdot \nabla^2 p \quad \frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau} + D \cdot \nabla^2 n,$$

Полупроводниковые приборы состоят, в основном из легированных областей p - или n -типа, при низких напряженностях электрического поля (**при низких уровнях инжекции**) **концентрация основных носителей изменяется слабо**, поэтому **характер** протекающих в этих материалах **процессов** будет определяться, в основном, **неосновными носителями заряда** .

Расчет в стационарных условиях

В случае, когда $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ и $\bar{E}=0$:

Для n-типа:

$$\frac{\Delta p}{\tau_p} - D_p \cdot \nabla p = 0,$$

Для p-типа:

$$\frac{\Delta n}{\tau_n} - D_n \cdot \nabla n = 0$$

Уравнение

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0$$

с граничными условиями: $p_n(x=0) = p_n(0)$ и $p_n(x \rightarrow \infty) = p_{n0}$

имеет решение:

$$p_n(x) = p_{n0} + [p_n(0) - p_{n0}] \cdot \exp(-x/L_p)$$

где $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$, $L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$ - диффузионные длины для дырок и электронов

Окончание расчета

С граничными условиями: $p_n(x=0) = p_n(0)$ и $p_n(x=W) = p_{n0}$
уравнение

$$-\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0$$

имеет решение:

$$p_n(x) = p_{n0} + [p_n(0) - p_{n0}] \cdot \frac{\operatorname{sh} \frac{W-x}{L_p}}{\operatorname{sh} \frac{W}{L_p}}$$

Плотность тока:

$$j_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=W} = q(p_n(0) - p_{n0}) \frac{D_p}{L_p} \cdot \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{W}{L_p}}$$

Эти уравнения будут широко использоваться при анализе процессов в таких полупроводниковых приборах, как биполярные транзисторы и диоды.

Причем для p -области будем использовать уравнение для неосновных носителей – электронов, для n -области для дырок.

Уравнение для носителей противоположного знака решать не будем, полагая, что соблюдается условие квазиэлектронейтральности и $\Delta p = \Delta n$.