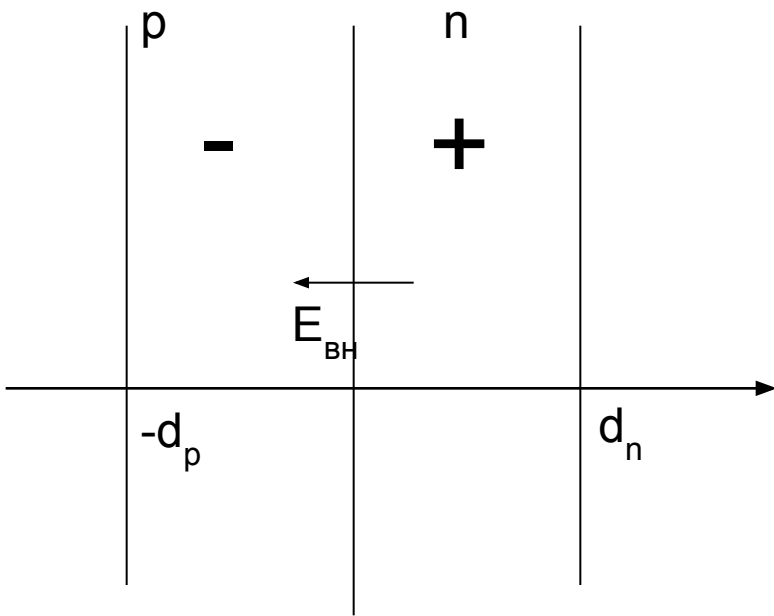


Контактные явления

Часть II.

Электронно-дырочный переход
(p-n переход)



Вследствие рекомбинации возникают обедненные слои в p- и n-областях. Возникает барьер, препятствующий переходу электронов из n-области (основные носители) и не мешающий переходу электронов из p-области (неосновные носители). В равновесии выравниваются токи основных и неосновных носителей.

Аналогично для дырок. Возникает барьер, препятствующий переходу дырок из p-области (основные носители) и не мешающий переходу дырок из n-области (неосновные носители). В равновесии выравниваются токи основных и неосновных носителей.

$$j_n = e\mu_n n \left(-\frac{d\varphi}{dx} \right) + eD_n \frac{dn}{dx}$$

В равновесии $j_n = 0 \Rightarrow eD_n \frac{dn}{dx} = e\mu_n n \frac{d\varphi}{dx}$

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = \frac{\mu_n}{D_n} \frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow \frac{d \ln n}{dx} = \frac{\mu_n}{D_n} \frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow n(x) = C \exp\left(\frac{\mu_n}{D_n} \varphi(x)\right)$$

Невыр. $n/n \Rightarrow \frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{T} \Rightarrow n(x) = C \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right)$

Отсчит. потенциал от глубины n -области $\varphi(x \geq d_n) = 0$

$$n(d_n) = n_n \Rightarrow C = n_n \Rightarrow n(x) = n_n \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right)$$

В области p – также есть электроны в результате тепловой генерации.

Однако там они неосновные носители

$n(x \leq -d_p) = n_p$; $\varphi(x \leq -d_p) = \varphi_0$ – скачок потенциала на p - n переходе

$$n_p = n_n \exp\left(\frac{e\varphi_0}{T}\right) \Rightarrow \varphi_0 = \frac{T}{e} \ln\left(\frac{n_p}{n_n}\right)$$

$n_p p_p = n_i^2$, where n_i – концентрация носителей в основном полупроводнике

$$\varphi_0 = \frac{T}{e} \ln\left(\frac{n_i^2}{p_p n_n}\right)$$

$$p_p = n_p + N_A^-$$

В области p электроны – неосновные носители

$$\varphi_0 = \frac{T}{e} \ln \left(\frac{n_i^2}{p_p n_n} \right)$$

$$N_A^- = p_p - n_p$$

Акцепторы ионизованы $\varepsilon_A \ll T \Rightarrow N_A^- = n_A$

В области p электроны – неосновные носители $p_p \gg n_p \Rightarrow p_p \approx n_A$

$$N_D^+ = n_n - p_n$$

Доноры ионизованы $\varepsilon_D \ll T \Rightarrow N_D^+ = n_D$

В области p дырки – неосновные носители $n_n \gg p_n \Rightarrow n_n \approx n_D$

$$\varphi_0 = \frac{T}{e} \ln \left(\frac{n_i^2}{n_D n_A} \right)$$

Ge $T = 300$ $n_i \approx 10^{13}$; $n_A = 10^{16}$; $n_D = 10^{14}$

$$\varphi_0 = 0.026 \cdot \ln(10^{-4}) = -0.24 \text{ В}$$

$$j_p = e\mu_p p \left(-\frac{d\varphi}{dx} \right) - eD_p \frac{dp}{dx}$$

В равновесии $j_p = 0 \Rightarrow eD_p \frac{dp}{dx} = -e\mu_p p \frac{d\varphi}{dx}$

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = -\frac{\mu_p}{D_p} \frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow \frac{d \ln p}{dx} = -\frac{\mu_p}{D_p} \frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow p(x) = C \exp\left(-\frac{\mu_p}{D_p} \varphi(x) \right)$$

Невыр. $n/n \Rightarrow \frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{T} \Rightarrow n(x) = C \exp\left(-\frac{e\varphi(x)}{T} \right)$

Отсчит. потенциал от глубины n – области $\varphi(x \geq d_n) = 0$

$$n(d_n) = p_n \Rightarrow C = p_n \Rightarrow p(x) = p_n \exp\left(-\frac{e\varphi(x)}{T} \right)$$

Найдем распределение потенциала и ширину р-п-перехода

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho; \quad \rho = e(N_D^+ + p - N_A^- - n)$$

Примеси ионизованы $\varepsilon_D, \varepsilon_A \gg T \Rightarrow N_D^+ = n_D, N_A^- = n_A$

p-n переход – сильно обедненный слой. $p = n = 0$

$$\rho(x) = e(n_D - n_A)$$

Пространственная зависимость потенциала сильно зависит от пространственной зависимости легирования

Г) резкий p-n-переход

$$\rho(x) = e \begin{cases} -n_A = \text{const}, & x < 0 \\ n_D = \text{const}, & x > 0 \end{cases}$$

$$-d_p < x < 0; \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi en_A}{\varepsilon}; \quad \varphi(-d_p) = \varphi_0; \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=-d_p} = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{4\pi en_A}{\varepsilon} x + C$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=-d_p} = 0 \Rightarrow C = \frac{4\pi en_A}{\varepsilon} d_p$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{4\pi\epsilon n_A}{\epsilon} (x + d_p) \Rightarrow \varphi(x) = \frac{2\pi\epsilon n_A}{\epsilon} (x + d_p)^2 + C$$

$$\varphi(-d_p) = \varphi_0 \Rightarrow \varphi(x) = \varphi_0 + \frac{2\pi\epsilon n_A}{\epsilon} (x + d_p)^2$$

$$0 < x < d_p; \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi\epsilon n_D}{\epsilon}; \quad \varphi(d_n) = 0; \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=d_n} = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{4\pi\epsilon n_D}{\epsilon} x + C$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=d_n} = 0 \Rightarrow C = \frac{4\pi\epsilon n_D}{\epsilon} d_n$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{4\pi\epsilon n_D}{\epsilon} (x - d_n) \Rightarrow \varphi(x) = -\frac{2\pi\epsilon n_D}{\epsilon} (x - d_n)^2 + C$$

$$\varphi(d_n) = 0 \Rightarrow \varphi(x) = -\frac{2\pi\epsilon n_D}{\epsilon} (x - d_p)^2$$

$$p\text{-область } -d_p < x < 0: \quad \varphi_p(x) = \varphi_0 + \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} (x + d_p)^2$$

$$n\text{-область } 0 < x < d_n: \quad \varphi_n(x) = -\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} (x - d_n)^2$$

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0) \Rightarrow \varphi_0 + \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} d_p^2 = -\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon} d_n^2$$

$$\left. \frac{d\varphi_p}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\varphi_n}{dx} \right|_{x=0} \Rightarrow \frac{4\pi e n_A}{\varepsilon} d_p = \frac{4\pi e n_D}{\varepsilon} d_n \Rightarrow d_p = \frac{n_D}{n_A} d_n$$

$$d_p = \left(\frac{n_D}{n_A} \right)^{1/2} d_n \rightarrow \varphi_0 + \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} d_p^2 = -\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon} d_n^2$$

$$\frac{2\pi e^2}{\varepsilon} \frac{n_D}{n_A} (n_D + n_A) d_n^2 = U_0 \Rightarrow d_n = \sqrt{\frac{\varepsilon U_0}{2\pi e^2 n_D n_A (n_D + n_A)}} \cdot n_A$$

$$d = d_n + d_p = \left(1 + \frac{n_D}{n_A} \right) d_n = \left(\frac{n_A + n_D}{n_A} \right) d_n$$

$$d = \sqrt{\frac{\varepsilon U_0 (n_D + n_A)}{2\pi e^2 n_D n_A}}; \quad U_0 = -e\varphi_0$$

$$d = \sqrt{\frac{\varepsilon U (-d_p) (n_D + n_A)}{2\pi e^2 n_D n_A}}$$

Если к р-п переходу приложено положительное напряжение (плюс к р-области, минус к п-области), барьер понижается. При этом ширина р-п перехода уменьшается (носители поджимаются к р-п переходу). Зависимость ширины от высоты барьера – нелинейная => ВАХ – нелинейная

Если к р-п переходу приложено отрицательное напряжение (минус к р-области, плюс к п-области), барьер повышается. При этом ширина р-п перехода растет.

$$p\text{-область } -d_p < x < 0: \quad \varphi_p(x) = \varphi_0 + \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} (x + d_p)^2$$

$$n\text{-область } 0 < x < d_n: \quad \varphi_n(x) = -\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} (x - d_n)^2$$

Падение напряжения на р – области

$$u_p = \varphi_p(d_p) - \varphi_p(0) = \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} d_p^2$$

Падение напряжения на п – области

$$u_n = \varphi_p(0) - \varphi_p(d_n) = -\frac{2\pi e n_D}{\varepsilon} d_n^2$$

$$\left| \frac{u_p}{u_n} \right| = \frac{n_A}{n_D} \left(\frac{d_p}{d_n} \right)^2 \quad \leftarrow \frac{d_p}{d_n} = \frac{n_D}{n_A} \quad \Rightarrow \quad \left| \frac{u_p}{u_n} \right| = \frac{n_D}{n_A}$$

$$\frac{d_p}{d_n} = \frac{n_D}{n_A}; \quad \left| \frac{u_p}{u_n} \right| = \frac{n_D}{n_A}$$

Сильно легированная n – область $n_D \gg n_A$

$$d_p \gg d_n; \quad |u_p| \ll |u_n|$$

Сильно легированная p – область $n_D \ll n_A$

$$d_n \gg d_p; \quad |u_n| \ll |u_p|$$

II) плавный $p-n$ переход

$$\rho(x) = e[n_D(x) - n_A(x)] = \begin{cases} \alpha \cdot x, & -d/2 < x < d/2 \\ 0, & \text{elsewise} \end{cases}$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi\alpha}{\varepsilon} \cdot x \Rightarrow \frac{d\varphi}{dx} = -\frac{2\pi\alpha}{\varepsilon} \cdot x^2 + C$$

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=-d/2} = 0 \Rightarrow C = \frac{\pi\alpha}{2\varepsilon} \cdot d^2$$

$$\varphi(x) = -\frac{2\pi\alpha}{3\varepsilon} \cdot x^3 + \frac{\pi\alpha}{2\varepsilon} \cdot d^2 x + C$$

$$\varphi(d/2) = 0 \Rightarrow C = -\frac{\pi\alpha}{6\varepsilon} \cdot d^3 \Rightarrow \varphi(x) = \frac{\pi\alpha}{\varepsilon} \left[-\frac{2}{3} \cdot x^3 + \frac{d^2}{2} x - \frac{1}{6} \cdot d^3 \right]$$

$$\varphi(-d/2) = \varphi_0 \Rightarrow d = \left(\frac{3\varepsilon U_0}{\pi\alpha} \right)^{1/3}$$

Резкий переход $d = \sqrt{\frac{\varepsilon U_0 (n_D + n_A)}{2\pi e^2 n_D n_A}}$

p -область $-d_p < x < 0$: $\varphi_p(x) = \varphi_0 + \frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} (x + d_p)^2$

n -область $0 < x < d_n$: $\varphi_n(x) = -\frac{2\pi e n_A}{\varepsilon} (x - d_n)^2$

Плавный переход $d = \left(\frac{3\varepsilon U_0}{\pi e \alpha}\right)^{1/3}$

$$\varphi(x) = \frac{\pi \alpha}{\varepsilon} \left[-\frac{2}{3} \cdot x^3 + \frac{d^2}{2} x - \frac{1}{6} \cdot d^3 \right]$$

Структура р-п перехода сильно зависит от пространственного распределения легирующих примесей

Статическая ВАХ p-n перехода

Прямое напряжения (плюс на p-область, минус на n-область).

Понижается барьер для электронов, переходящих из n-области в p-область. Возрастает поток электронов из n-p. Поток электронов из p в n меняется слабо. Возникает нескомпенсированный поток электронов из n в p (из p-n течет электронный ток)

Аналогично, понижается барьер для дырок, переходящих из p-области в n-область. Возрастает поток дырок из p в n. Поток дырок из n в p меняется слабо. Возникает нескомпенсированный поток дырок из p в n (из p в n течет дырочный ток)

Происходит явление инжекции неосновных носителей заряда. Из n-области дополнительные электроны переходят в p-область. Там они становятся избыточными неравновесными носителями и рекомбинируют с дырками. Поскольку время рекомбинации – конечное, то избыточные электроны успевают проникать на некоторое расстояние в глубь p-области (за пределы границы контактного слоя).

Аналогично, происходит инжекция дырок в n-область

Для простоты будем считать, что рекомбинация является слабой, так что ей можно пренебречь внутри контактного слоя.

$$j_n(d_n) \approx j_n(-d_p); \quad j_p(d_n) \approx j_p(-d_p)$$

$$j = -e\mu n \frac{d\varphi}{dx} + \mu T \frac{dn}{dx}$$

$$n(x) = \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right) \left[n_n - \frac{j}{\mu T} \int_x^{d_n} d\xi \exp\left(-\frac{e\varphi(\xi)}{T}\right) \right]$$

$$x \leq -d_p : \left| \frac{j}{\mu T} \int_x^{d_n} d\xi \exp\left(-\frac{e\varphi(\xi)}{T}\right) \right| \leq \left| \frac{j}{\mu T} \int_{-d_p}^{d_n} d\xi \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{T}\right) \right| = \frac{jd}{\mu T} \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{T}\right) \ll n_n$$

$$n(x) = n_n \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{T}\right)$$

$$n(-d_p) = n_n \exp\left(\frac{e\varphi_0 + eu}{T}\right) = n_p \exp\left(\frac{eu}{T}\right)$$

u > 0 ⇒ на границе -d_p появляются дополнительные носители, которые затем диффундируют в глубь p-области

$$j_n(-d_p) = e\mu_n n(-d_p)E(-d_p) + eD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-d_p}$$

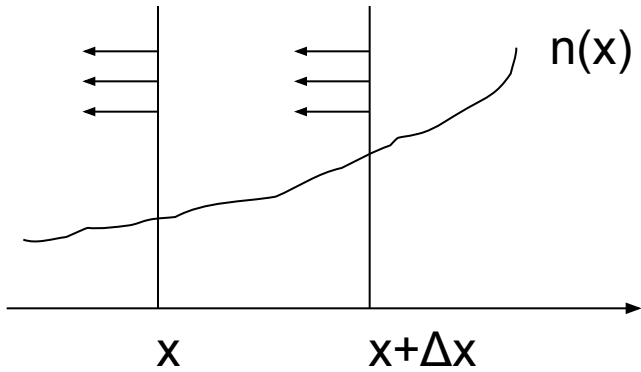
$$j_n(d_n) = e\mu_n n(d_n)E(d_n) + eD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=d_n}$$

В n-области много электронов. Поэтому даже небольшое электрическое поле вызывает существенный дрейфовый ток. Поэтому дрейфовым током здесь можно пренебречь

$$j_n(d_n) \approx e\mu_n n(d_n)E(d_n)$$

$$n(-d_p) = n_p \exp\left(\frac{eu}{T}\right) \ll n_n \Rightarrow e\mu_n n(-d_p)E(-d_p) \ll j_n(d_n)$$

$$j_n(-d_p) \approx j_n(d_n) \Rightarrow j_n(-d_p) \approx eD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-d_p} \quad \text{- Практически весь ток - диффузионный}$$



$$\frac{\partial n}{\partial t} S \Delta x = \frac{j_n(x + \Delta x)}{e} S - \frac{j_n(x)}{e} S + g_{n,T} S \Delta x - r_n S \Delta x$$

$$j_n(x + \Delta x) \approx j_n(x) + \frac{\partial j_n(x)}{\partial x} \Delta x$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} S \Delta x = \left(\frac{1}{e} \frac{\partial j_n(x)}{\partial x} + g_{n,T} - r_n \right) S \Delta x$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_n(x)}{\partial x} + g_{n,T} - r_n$$

$$j_n = e D_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + g_{n,T} - \gamma n p$$

$$r_n = \gamma n p$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + g_{n,T} - \gamma n p$$

Стационарная ситуация $\Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = 0$

В глубине полупровод. тепловая генерация и рекомбинация компенсируют друг друга

$$g_{n,T} = \gamma n_p p_p$$

Тепловая генерация одинакова по всему объему $\Rightarrow x \geq -d_p$

$$D_n \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + \gamma n_p p_p - \gamma n p_p = 0$$

$$\frac{d^2 n(x)}{dx^2} = \frac{1}{L_n^2} [n - n_p] \quad L_p = \frac{1}{\sqrt{D_n \gamma p_p}}$$

$$\left. \begin{aligned} R_n &= \frac{n - n_p}{\tau_n} \\ R_n &= g_T - r = \gamma p_p (n - n_p) \end{aligned} \right| \Rightarrow \tau_n = \frac{1}{\gamma p_p} \Rightarrow L_p = \frac{1}{\sqrt{D_n \tau_n}}$$

$$n(x) = n_p + C \exp\left(\frac{x}{L_n}\right)$$

$$n(x) = n_p + C \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) \rightarrow j_n(-d_p) = eD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-d_p}$$

$$j_n(-d_p) = \frac{eD_n}{L_n} C \exp\left(-\frac{d_p}{L_n}\right) = \frac{eD_n}{L_n} [n(-d_p) - n_p]$$

$$n(-d_p) = n_p \cdot \exp\left(\frac{eu}{T}\right) \Rightarrow j_n(-d_p) = \frac{eD_n n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1 \right]$$

Аналогично для дырок на границе $x = d_n$

$$j_p(d_n) = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1 \right]$$

$$j_p(-d_p) \approx j_p(d_n) = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1 \right]$$

$$j = j_n(-d_p) + j_p(-d_p) = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{eu}{T}\right) - 1 \right] - \text{диодная ВАХ}$$

$$j_s = \frac{eD_n n_p}{L_n} + \frac{eD_p p_n}{L_p} - \text{ток насыщения}$$

P-n переход при переменном напряжении $u(t)$

Для простоты рассмотрим p-n переход с сильно легированной p-областью $p_n \gg n_n$. Тогда ток будет определяться током диффузии дырок в n-область.

При изменении напряжения концентрация дырок на границе $x=d_n$ перехода в n-области устанавливается за время, необходимое дырке для того, чтобы пролететь p-n переход

$$t_{np} \approx \frac{d}{v_T} \approx \frac{10^{-4} \text{ см}}{10^7 \text{ см}} = 10 \text{ нс при } T = 300 \text{ К}$$

Рассмотрим случай, когда частота изменения напряжения $\omega < 1/t_{np}$. Тогда граничная концентрация будет успевать отслеживать за изменением напряжения и ее мгновенное значение будет совпадать по форме с концентрацией в стационарном случае при напряжении $u(t)$

$$\delta p(d_n, t) = p_n \left[\exp\left(\frac{eu(t)}{T}\right) - 1 \right] \equiv f(t) \text{ - Граничное условие при } x=d_n$$

В глубине n-области ($x \rightarrow +\infty$) $p = p_n \Rightarrow \delta p(+\infty, t) = 0$

$$j_{\partial p, p} \ll j_{\text{диф}, p} \Rightarrow \frac{\partial \delta p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau_p}$$

Ищем решение в виде ряда Фурье

$$\delta p(x, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} c_k(x) \exp(i\omega k t) \rightarrow \frac{\partial \delta p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} - \frac{\delta p}{\tau_p}$$

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \left[i\omega k c_k(x) - D_p \frac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + c_k(x) \right] \exp(i\omega k t) \equiv 0$$

$$D_p \frac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + \left[i\omega k + \frac{1}{\tau_p} \right] c_k(x) = 0$$

$$\frac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + \frac{1 + i\omega k}{L_p^2} c_k(x) = 0$$

$$\delta p(x \rightarrow +\infty) = 0 \Rightarrow c_k(x \rightarrow +\infty) = 0$$

$$\begin{cases} \frac{d^2 c_k(x)}{dx^2} + \frac{1+i\omega k}{L_p^2} c_k(x) = 0 \\ c_k(x \rightarrow +\infty) = 0 \end{cases} \Rightarrow c_k(x) = A_k \exp\left(-\frac{x-d_n}{\lambda_k}\right); \quad \frac{1}{\lambda_k} = \frac{(1+i\omega k\tau_p)^{1/2}}{L_p}$$

$$\delta p(x, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp\left(-\frac{x-d_n}{\lambda_k}\right) \exp(i\omega k t)$$

Коэффициенты A_k определяются из граничного условия при $x = d_n$

$$\delta p(d_n, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp(i\omega k t) \rightarrow \delta p(d_n, t) = p_n \left[\exp\left(\frac{eu(t)}{T}\right) - 1 \right] \equiv f(t)$$

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp(i\omega k t) = f(t) \Rightarrow A_k = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} dt \exp(i\omega k t) - \text{фурье - коэфф. функции } f(t)$$

$$j = j_{\text{diff}, p} = -eD_p \left(\frac{\delta p}{\delta x} \right) \Big|_{x=d_n} = eD_p \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{A_k}{\lambda_k} \exp(i\omega k t)$$

Случай слабого гармонического закона изменения напряжения

$$u(t) = u_0 + \tilde{u}(t); \quad \tilde{u}(t) = u_1 \exp(i\omega t)$$

$$\frac{eu_1}{T} \ll 1 \Rightarrow \exp\left(\frac{e\tilde{u}}{T}\right) = 1 + \frac{e\tilde{u}}{T} + \dots \approx 1 + \frac{e\tilde{u}}{T}$$

$$f(t) = p_n \left[\exp\left(\frac{eu(t)}{T}\right) - 1 \right] = p_n \left[\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) - 1 \right] + p_n \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) u_1 \exp(i\omega t)$$

$$A_k = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} dt \exp(i\omega kt) \Rightarrow f(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \exp(i\omega kt)$$

$$A_0 = p_n \left[\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) - 1 \right]; \quad A_1 = p_n \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) u_1; \quad A_2 = A_3 = \dots = 0$$

$$j = eD_p \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{A_k}{\sigma_k} \exp(i\omega kt) = j_0 + \tilde{j}; \quad \frac{1}{\sigma_k} = \frac{(1 + i\omega k \tau_p)^{1/2}}{L_p}$$

$$j_0 = \frac{eD_p}{\sigma_0} A_0 = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) - 1 \right] - \text{ВАХ при стац. напряж. } u_0$$

$$\tilde{j} = \frac{eD_p}{\sigma_1} A_1 \cdot \exp(i\omega kt) = \frac{eD_p p_n}{L_p} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) (1 + i\omega \tau_p)^{1/2} \frac{eu_1}{T} \cdot \exp(i\omega kt)$$

$$\tilde{j} = j_s \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) (1 + i\omega \tau_p)^{1/2} \cdot \tilde{u} \Rightarrow \text{импенданс } \frac{1}{Z} = S \frac{\tilde{j}}{\tilde{u}} = S j_s \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) (1 + i\omega \tau_p)^{1/2}$$

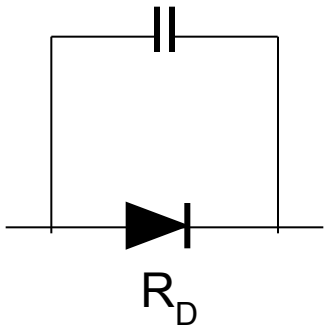
$$\frac{1}{Z} = S \frac{\tilde{j}}{\tilde{u}} = S j_s \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) (1 + i\omega\tau_p)^{1/2}$$

$$(1 + i\omega\tau_p)^{1/2} = \sqrt{\frac{\rho+1}{2}} + i\sqrt{\frac{\rho-1}{2}}; \quad \rho = \sqrt{1 + \omega^2\tau_p^2}$$

$$\operatorname{Re} \frac{1}{Z} = S j_s \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) \sqrt{\frac{\rho+1}{2}} > 0 \Rightarrow \text{Проводимость р-п перехода носит емкостный характер (колебания тока опережают колебания напряжения)}$$

C_D

Р-п переход при малом переменном напряжении можно рассматривать собой активное сопротивление R_D с включенной параллельно ему емкостью C_D



$$R_D = \operatorname{Re} \frac{1}{Z} = S j_s \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) \sqrt{\frac{\rho+1}{2}}$$

$$C_D = \operatorname{Im} \frac{1}{Z} = S j_s \frac{e}{T} \exp\left(\frac{eu_0}{T}\right) \sqrt{\frac{\rho-1}{2}}$$