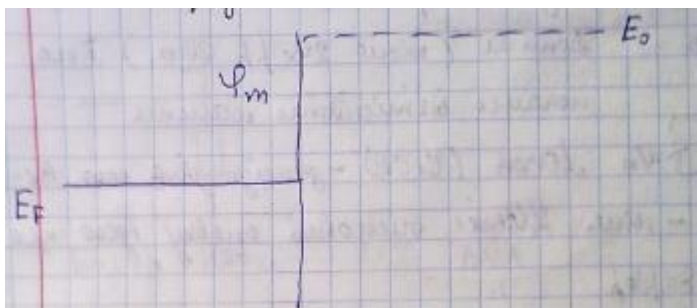


1. Робота виходу електронів з металів та напівпровідників. Контактна-різниця потенціалів. Контакт метал-напівпровідник. Запірний і антизапірний шар.	2
2. Фізична модель реального контакту метал-напівпровідник.	4
3. Шар Шотткі. Розподіл поля та потенціальної енергії електрона в шарі Шотткі за рівномірного розподілу домішок.....	5
4. Ємність шару Шотткі.....	7
5. Розподіл потенціальної енергії в ОПЗ контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі за наявності тонкого при поверхневого шару з легуванням, відмінним від об'ємного.	8
6. ВАХ тісного контакту метал – напівпровідник з бар'єром Шотткі (діодна теорія).....	10
13-14 Вплив проміжного шару та поверхневих електронних станів на високочастотну та низькочастотну вольт-фарадну характеристику діода з бар'єром Шотткі.....	11
15. Омічні контакти. Типи та характеристики омічних контактів.	13
16. Струми крайового витоку та способи боротьби з ними.....	15
17. Утворення електронно-діркового переходу, поняття про різкий та плавний <i>p-n</i> - перехід.	16
18. Розподіл поля та потенціальної енергії у плавному <i>p-n</i> - переході. Ширина області просторового заряду. ...	18
19. Розподіл поля та потенціальної енергії у плавному <i>p-n</i> -переході. Ширина області просторового заряду. ...	21
20. Бар'єрна ємність <i>p-n</i> - переходу.....	22
21. Ідеальна вольт-амперна характеристика <i>p-n</i> -переходу. Формула Шоклі.....	23
22. Вплив температури на ВАХ <i>p-n</i> -переходу	25
23. Основні причини відмінності ВАХ реальних діодів з <i>p-n</i> -переходом від ідеальної (якісно)	27
24. Рекомбінаційний струм в <i>p-n</i> -переході	29
25. Генераційний струм в <i>p-n</i> -переході.	31
26. Порівняння ВАХ діодів Шотткі та діодів з <i>p-n</i> -переходом.	32
27. Вольт-амперна характеристика тунельного діода. Обернений діод.....	36
28. Дифузійна ємність <i>p-n</i> переходу.	38
29. Частотні властивості напівпровідникового діода за малого рівня інжекції.	39
30. Перехідні процеси в діоді з <i>p-n</i> переходом. Малий рівень інжекції.	40
34. Лавинний пробій <i>p-n</i> -переходу. Вольт-амперна характеристика <i>p-n</i> -переходу в області пробою.	41
35. Тунельний пробій. Залежність напруги тунельного пробою від температури та рівня легування (якісно). ...	44
36. Локальний лавинний пробій. Мікроплазми.	45
40. Ємність анізотипного гетеропереходу.	46
41. Ємність ізотипного гетеропереходу.	47
42. ВАХ анізотипних гетеропереходів.....	48
43. ВАХ Ізотипних гетеропереходів.....	50
44. Поняття про ідеальну МДН структуру. Зонні діаграми ідеальної МДН структури в залежності від прикладеної напруги.....	53
45. Залежність Заряду в ОПЗ від поверхневого потенціалу.....	55
46. Залежність диференціальної ємності <i>n/p</i> в МДН-структурі від поверхневого потенціалу.....	59
47-48. Вольт-Фарадна χ -ка ідеальної МДН структури (<i>ВЧ</i> та <i>НЧ</i>)	60

49-50. Вплив різниці робіт виходу та поверхневих станів на ВФХ МДН структури..... 62

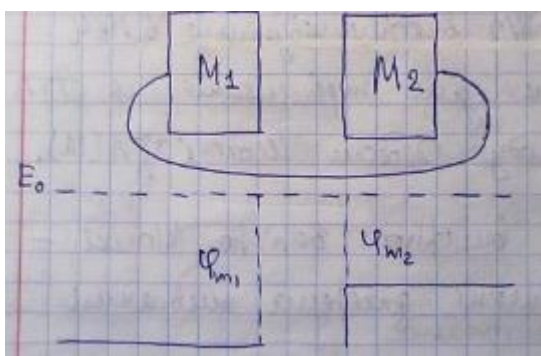
51. Нерівноважна (імпульсна) ВФХ МДН-структури 66

1. Робота виходу електронів з металів та напівпровідників. Контактна-різниця потенціалів. Контакт метал-напівпровідник. Запірний і антизапірний шар.



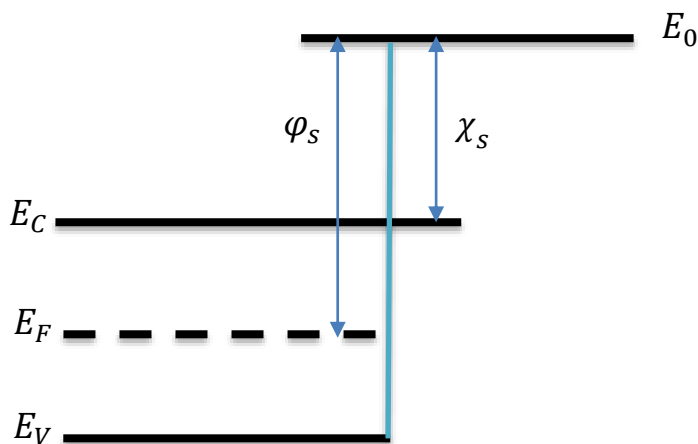
Робота виходу – це робота, яку потрібно виконати, віддалити електрон з металу на нескінченність.

$$\varphi_m = E_0 - E_F$$



Контактна різниця потенціалів – це різниця потенціалів між 2ма точками, що знаходяться в безпосередній близькості від поверхні, але не в них.

$$V_k = \frac{\varphi_{m1} - \varphi_{m2}}{q}$$



χ_s – електронна спорідненість (зовнішня робота виходу)

$\chi_s = \text{const}$ – для кристалографічної площини н/п.

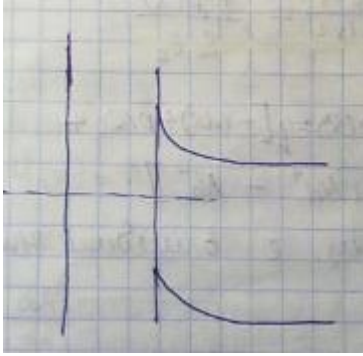
$$V_k = \frac{\varphi_{s1} - \varphi_{s2}}{q}$$

$$V_k = \frac{\varphi_m - \varphi_s}{q} \text{ — контакт МЕ — н/п}$$

$$\text{Поле } E_d = \frac{V_k}{d}$$

$$E_s^0 = E_d \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_s} \text{ — власне поле в н\п біля поверхні}$$

При контакті утворюється вигин зон.



$\varphi_m > \varphi_s$ — зони вигинаються вгору. $\varphi_m < \varphi_s$ — зони вигинаються вниз.

Для n-типу: заперний вигин зон $\varphi_m > \varphi_s$, антизаперний - $\varphi_m < \varphi_s$.

Для p-типу навпаки.

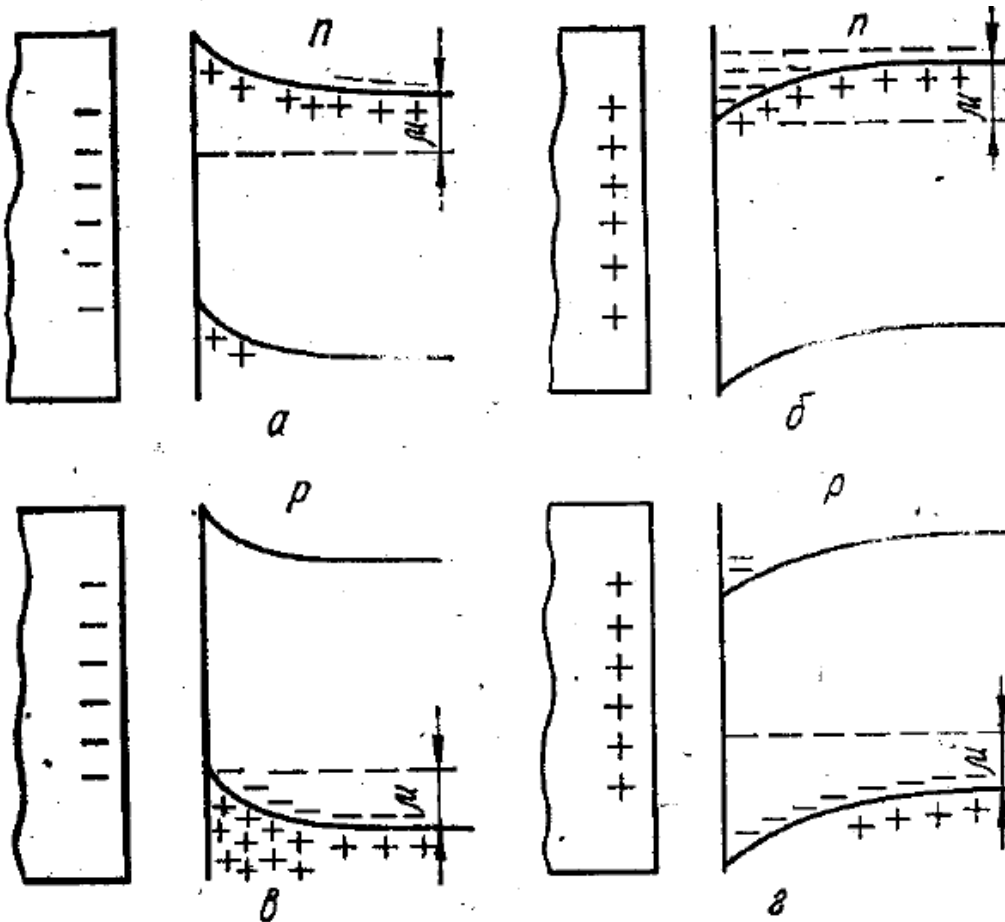


Рис. 1.3. Изгибы зон у поверхності n-и p-типа полупроводника при разном соотношении между работами выхода контактирующих тел:
а, в — $\varphi_1 > \varphi_2$; б, г — $\varphi_1 < \varphi_2$.

2. Фізична модель реального контакту метал-напівпровідник.

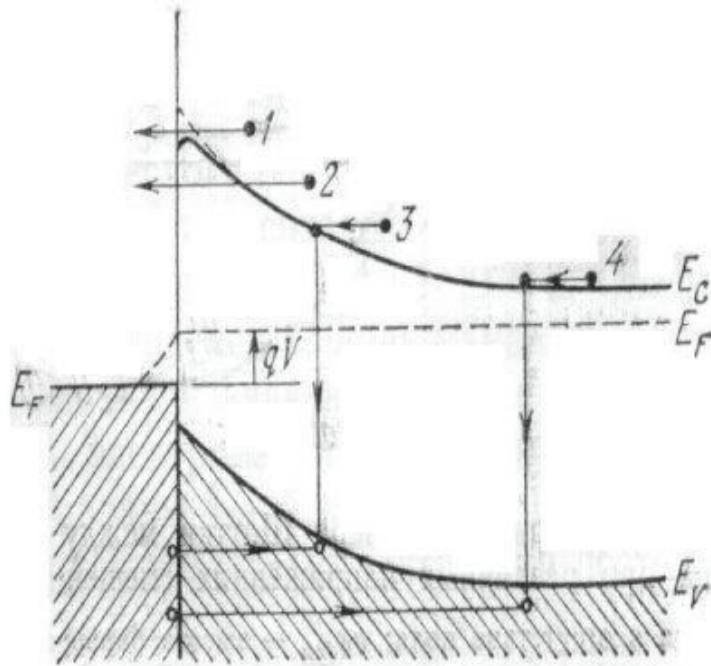


Рисунок. Чотири основних процеси переносу при прямому зміщенні

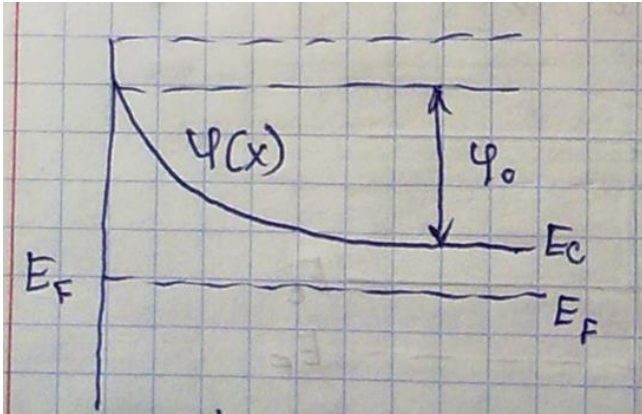
Перенос заряду через контакт метал—н/провідник здійснюється головним чином основними носіями (на відміну від р—n-переходів, де струм зумовлений неосновними носіями).

4 основних транспортних процеси при прямому зміщенні контакту Шотткі (при оберненому зміщенні мають місце обернені процеси):

1. Надбар'єрний перенос (переважаючий у діодах Шотткі на помірно легованих н/провідниках при температурах порядку 300 К)
2. Квантово-механічне тунелювання електронів крізь бар'єр (важливо при більш високих рівнях легування, наприклад, у більшості омичних контактів)
3. Рекомбінація в області просторового заряду (процес, аналогічний рекомбінації в р-n-переході)
4. Інжекція дірок з металу в н/провідник (процес, аналогічний рекомбінації в нейтральному об'ємі).

Крім цього, вклад в повний струм через діод Шотткі можуть давати пастки поблизу границі розділу метал—н/провідник і струми витоку (рос. *утечки*) в периферійних областях контакту, які зумовлені високими крайовими електричними полями.

3. Шар Шоттки. Розподіл поля та потенціальної енергії електрона в шарі Шоттки за рівномірного розподілу домішок.



Роглядатимемо контакт Ме- п н/п.

Рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = q \frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_s}$$

$$\rho(x) = q[-n(x) + p(x) + N_d^+ - N_a^-]$$

$N_d^+ = N_d = n_0$ – концентрація електронів в глибині н/п

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}}, p(x) = p_0 e^{\frac{\varphi(x)}{kT}}$$

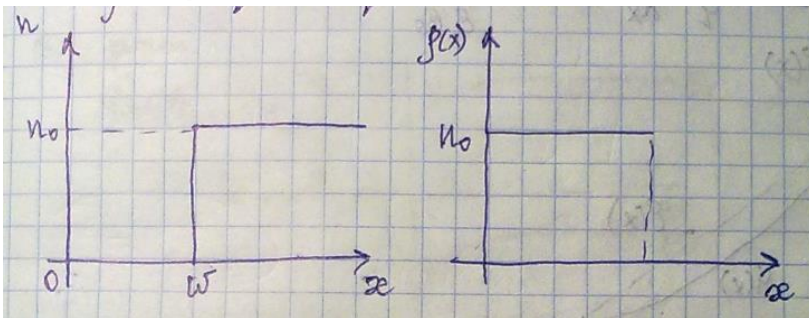
$$N_d = n_0 \gg n(0) \text{ (на межі)}$$

$$\varphi_0 \geq 2,3kT$$

$$n(0) = 0,1 n_0$$

$p(x) < n_0, \varphi(x) < \Delta E_g - 2(E_C - E_F) - kT \ln \frac{N_C}{N_V}$. Якщо ці умови виконуються, то:

$$\rho(x) = q N_d^+ = q n_0$$



$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{q^2 n_0}{\epsilon_0 \epsilon_s}$$

Граничні умови:

$$\varphi(w) = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = 0, \text{ при } x = w$$

$$\varphi(0) = \varphi_0$$

Шукаємо розв'язок у вигляді : $\varphi(x) = A(w - x)^2 + B(w - x) + C$

$$x = w: 0 = 0 + 0 + C \rightarrow C = 0$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -2A(w - x) - B$$

$$x = w \rightarrow B = 0$$

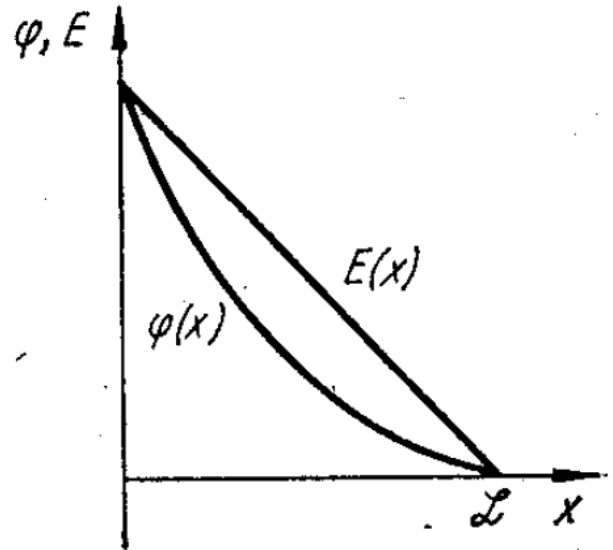
$$\varphi(x) = A(w - x)^2, \quad \varphi(0) = A w^2 = \varphi_0 \rightarrow A = \frac{\varphi_0}{w^2}$$

$$\varphi(x) = \varphi_0 \left(1 - \frac{x}{w}\right)^2$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = 2A = \frac{q^2 n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \rightarrow A = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s}$$

$$\varphi(x) = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - x)^2$$

$$E(x) = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = -\frac{q n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - x)$$



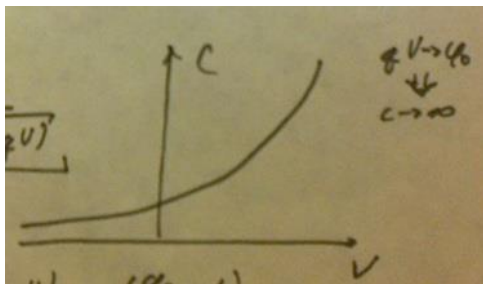
4. Ємність шару Шоттки

При запірному контакті металу-напівпровідника, приконтактний шар збіднений основними носіями заряду. Цей контакт має властивості конденсатора, оскільки має збільш. опір.

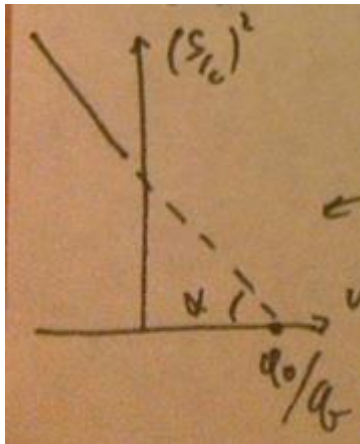
Ємність в області просторового заряду:

$$C = \frac{dQ}{dV}; Q = qn_0wS; \Rightarrow C = qn_0S \frac{dW}{dV}; \frac{dW}{dV} = \left[w = \sqrt{\frac{\epsilon_0\epsilon_s(\phi_0 - qV)}{q^2n_0}} \right] = \frac{1}{2w} \frac{-2\epsilon_0\epsilon_sq}{q^2n_0}; C = \frac{-2\epsilon_0\epsilon_sq^2n_0S}{2Wq^2n_0} = \frac{-\epsilon_0\epsilon_sS}{W};$$

Підставляємо w: $C = \frac{\epsilon_0\epsilon_sS\sqrt{q^2n_0}}{\sqrt{2\epsilon_0\epsilon_s(\phi_0 - qV)}}$



$$\left(\frac{S}{C}\right)^2 = \frac{2\epsilon_0\epsilon_s(\phi_0 - qV)}{q^2n_0\epsilon_0^2\epsilon_s^2} = \frac{2\left(\frac{q_0}{q} - V\right)}{qn_0\epsilon_0\epsilon_s}$$



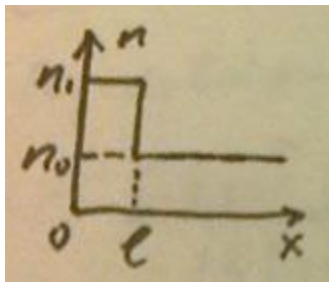
Цей ефект можна використовувати як метод для визначення висоти потенціального бар'єру, тга визначається концентрацією.

5. Розподіл потенціальної енергії в ОПЗ контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шоттки за наявності тонкого приповерхневого шару з легуванням, відмінним від об'ємного.

В реальних н/п може виникнути (або спеціально створено) приконтактний шар з відмінним від об'ємного легуванням.

У простішому випадку в приконтактному шарі товщиною L концентрацію вважаємо $n_1 = Kn_0$.

Тоді густина заряду в ньому $\rho_1 = Kqn_0$.



n_0 – концентрація в об'ємі напівпровідника

$$x > l: N_d = n_0 \neq f(x)$$

$$0 < x < l: N_d = n_1 = Kn_0$$

$K > 0$ – шар легований донорами

$K < 0$ – шар легований акцепторами

Маємо задачу:

$$\begin{cases} \frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{q^2 n(x)}{\epsilon_0 \epsilon_s} \\ \frac{d\varphi}{dx} \text{ при } x \rightarrow w = 0 \\ x = 0: \varphi = \varphi_0; x = w: \varphi = 0 \end{cases}$$

Розв'язавши рівняння Пуассона, отримаємо наступний вираз:

$$x > l: \varphi(x) = \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_0 \epsilon_s} (w - x)^2$$

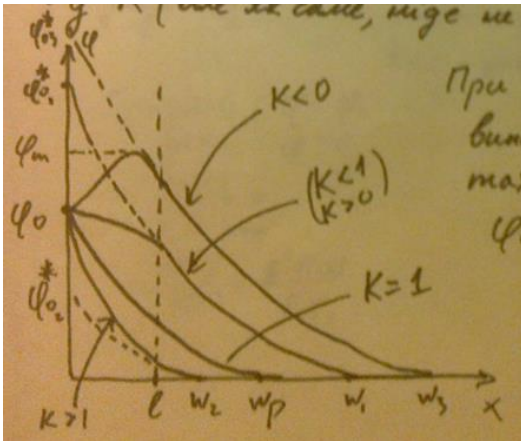
$$\begin{cases} w = \sqrt{w_p^2 - l^2(k-1)} \\ w_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s (\varphi_0 - qV)}{q^2 n_0}} \end{cases} \text{ або } \begin{cases} w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s (\varphi_0^* - qV)}{q^2 n_0}} \\ \varphi_0^* = \varphi_0 + \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_0 \epsilon_s} l^2 (1 - k) \end{cases} \varphi_0^* -$$

ефективна висота бар'єра, справедливо за умови $w > l$

В області від 0 до L потенціальна енергія також залежить від k (але як саме ніде не знайшов)

При $k < 0$ можливий випадок виникнення максимуму:

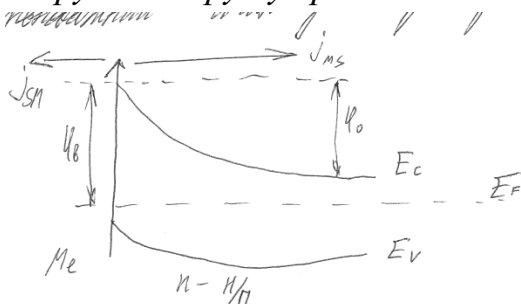
$$\varphi_m = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_0 \varepsilon_s} (w - l)^2 (1 - k)$$



6. ВАХ тісного контакту метал – напівпровідник з бар'єром Шотткі (діодна теорія)

Наближення діодної теорії:

- Носії заряду не розсіюються в ОПЗ ($w \ll l$)
- Високий потенціальний бар'єр ($\varphi_0 \gg kT$)
- Струм не порушує рівноважний стан у квазінейтральній області



$$J = J_{SM} - J_{MS}; \varphi(0) = \varphi_0 - qV;$$

$$J_{SM} = \frac{qn\bar{v}}{4} = \frac{qe^{-\frac{\varphi(0)}{kT}} n_0\bar{v}}{4} = \frac{qn_0\bar{v}}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}}; \quad J_{MS} = J_{SM}(V = 0) =$$

$$\frac{qn_0\bar{v}}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} (J_{MS} \text{ не залежить від напруги})$$

$$J = \frac{qn_0\bar{v}}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} e^{\frac{qV}{kT}} - \frac{qn_0\bar{v}}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = J_S \left[e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right]; \quad J_S = J_{SM}(V = 0) = \frac{qn_e\bar{v}}{4} =$$

$$\frac{q}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e^*}} N_c e^{\frac{F - E_C}{kT}} =$$

$$= \frac{q}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e^*}} 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = A^* T^2 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}; \quad A^* = \frac{4\pi m_e^* k^2}{h^3} - \text{ефективна стала}$$

Річардсона

13-14 Вплив проміжного шару та поверхневих електронних станів на високочастотну та низькочастотну вольт-фарадну характеристику діода з бар'єром Шотткі

За наявності проміжного шару $\phi_0 \neq \phi_m - \phi_s$. При прикладанні напруги, вона ділиться між шаром і ОПЗ: $V = V_1 + V_2$

$(\phi_0 - qV_2)$ – висота бар'єра для носіїв н/п – метал

$(\phi_b + qV_1)$ – висота бар'єра для носіїв метал – н/п

$$j = j_s \left(e^{\frac{qV_2}{kT}} - e^{\frac{qV_1}{kT}} \right) - \text{ВАХ, де } j_s = A^{**} T^2 e^{-\frac{\phi_b}{kT}} = \frac{qn_0 V_n}{4} D e^{-\frac{\phi_0}{kT}}$$

$$j_{\text{пр}} = j_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \cong i_s \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$$

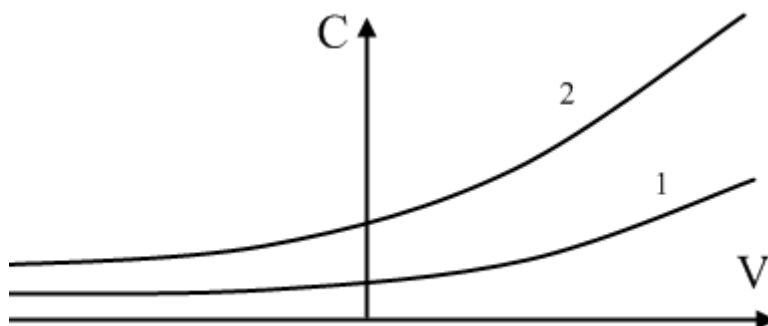
$$j = j_s (e^{\alpha V} - e^{-\alpha^* V}), \text{ де } \alpha = \frac{d \ln j}{dV} = \frac{q}{kT} \frac{dV_2}{dV}$$

Будемо говорити про ФВХ на ВЧ. Оскільки на високих частотах, коли заряд на поверхневих станах не встигає змінюватись зі зміною прикладеної напруги, $\frac{dV_1^i}{dV} = 0$, де $V_1^i = \frac{qd}{\epsilon_0 \epsilon_1} (m_i - m_i^0)$ – потенціал, що пов'язаний перезарядкою станів, а на низьких частотах $\frac{dV_1^i}{dV}$ може не дорівнювати нулю, диференціальний опір на низьких та високих частотах можуть відрізнятися. Для високих частот для контакту з проміжним шаром сумарна ємність являє собою послідовно з'єднані ємності проміжного шару C_i і ОПЗ напівпровідника - C_2 : $C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$, де $C_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{d}$, $C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_2}{w}$ (на одиницю площі контакту).

У випадку рівномірного розподілу домішок маємо: $C_2 = \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_2 q^2 n_0}{2(\phi_0 - qV_2)} \right]^{\frac{1}{2}}$.

Загальний вираз для ємності

$$C = \frac{S \sqrt{q \epsilon_0 \epsilon_2 n_0 / 2}}{\sqrt{\left(\frac{\sqrt{q} a_n}{2} + \sqrt{\frac{\phi_0}{q}} \right)^2 - (V - V_1^i)}}$$



При наявності поверхневих станів ВФХ піде нижче від відповідної кривої для випадку відсутності станів і буде «розтягнутою» по осі напруг (збільшується ширина ОПЗ за рахунок того, що стани створюють поле).

У випадку низьких частот (я не впевнений) нічого сказати не можна не знаючи спектру ПЕС. Якщо картина буде подібною до МДН структури, то до напруг, менших рівня ПЕС, ПЕС не будуть перезаряджатися і ВФХ

співпадатиме із ВФХ для ідеального контакту. Коли напруга стане достатньою, ПЕС почнуть заряджатися, і ємність зростатиме (до моменту поки зарядяться половина ПЕС, після чого ємність знову спадатиме). Коли всі стани заповняться, НЧ ємність знову перестане залежати від напруги.

Виведення (кому потрібно)

Нехай прикладена напруга V до контакту метал-напівпровідник: $V = V_1 + V_2$

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dV_1} \frac{dV_1}{dV} = C_1 \frac{dV_1}{dV}, \quad C_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 S}{d} - \text{ємність проміжного шару. З іншого боку можна записати: } C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dV_2} \frac{dV_2}{dV} = C_2 \frac{dV_2}{dV}, \quad \text{де } C_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 S}{w} = \left| w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varphi_0 - qV_2)}{q^2 n_0}} \right|$$

$$\frac{C}{C_1} = \frac{dV_1}{dV}, \quad \frac{C}{C_2} = \frac{dV_2}{dV}, \quad \frac{C}{C_1} + \frac{C}{C_2} = \frac{dV_1}{dV} + \frac{dV_2}{dV} = 1$$

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} - \text{ послідовно з'єднана ємність проміжного шару та ОПЗ}$$

$$V \neq 0: \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_2^0 = \sigma_S = -qm_i, \quad q - \text{ заряд на поверхні. } E_2^0 = E_2, \text{ при } x = 0, V \neq 0, E_2^{00} = E_2, \text{ при } x = 0, V_2 = 0$$

$$V = 0: \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1^0 - \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2^{00} = \sigma_S^0 = -qm_i^0$$

Віднімемо ці рівняння:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 (E_1 - E_1^0) - \varepsilon_0 \varepsilon_2 (E_2^0 - E_2^{00}) = -q(m_i - m_i^0)$$

$$E_2^0 = \frac{qn_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} w, \quad w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varphi_0 - qV_2)}{q^2 n_0}}; \quad E_2^{00} = -\sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 q^2 n_0 (\varphi_0 - qV_2)}{q^2 n_0 (\varepsilon_0 \varepsilon_2)^2}} = -\sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} (\varphi_0 - qV_2)}$$

$$E_2^{00} = -\sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \varphi_0} \quad \frac{V_1}{d} = E_1 - E_1^0$$

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 V_1}{d} - \varepsilon_0 \varepsilon_2 \left(\sqrt{\frac{2n_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \varphi_0} - \sqrt{\frac{2n_0 (\varphi_0 - qV_2)}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} \right) = -q(m_i - m_i^0)$$

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{d} V_1 - \varepsilon_0 \varepsilon_2 \sqrt{\frac{2n_0 \varphi_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) = -q(m_i - m_i^0) \rightarrow$$

$$V_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} d \sqrt{\frac{2n_0 \varphi_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_2}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} d \sqrt{\frac{2n_0 \varphi_0^2 2q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 \varphi_0 q^2}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = \frac{2\varepsilon_2 d \varphi_0}{\varepsilon_1 q w} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = \frac{d}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \sqrt{2n_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2 \varphi_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - V_1^i, \quad V_1^i = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} (m_i - m_i^0)$$

$$V_1 = a_n \sqrt{\varphi_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{qV_2}{\varphi_0}} \right) - V_1^i, \quad a_n = \frac{d}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \sqrt{2n_0 \varepsilon_0 \varepsilon_2}$$

$$V_1 + V_i = a_n \sqrt{\varphi_0} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0}} \right)$$

$$1 - \sqrt{1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0}} = \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}}, \quad \sqrt{1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0}} = 1 - \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} \quad (\text{до квадрату})$$

$$1 - \frac{q(V - V_1)}{\varphi_0} = 1 - 2 \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} + \left(\frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} \right)^2, \quad \left(\frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} \right)^2 - 2 \frac{V_1 + V_1^i}{a_n \sqrt{\varphi_0}} = -\frac{q(V - V_1)}{\varphi_0} \rightarrow$$

$$V_1 = -V_1^i + \frac{a_n^2 q}{2} + a_n \sqrt{\varphi_0} - \sqrt{\left(\frac{a_n^2 q}{2} + a_n \sqrt{\varphi_0} \right)^2 - a_n^2 q (V + V_1^i)}$$

$$V_2 = V - V_1 = V + V_1^i - \frac{a_n^2 q}{2} - a_n \sqrt{\varphi_0} + \sqrt{\left(\frac{a_n^2 q}{2} + a_n \sqrt{\varphi_0} \right)^2 - a_n^2 q (V + V_1^i)}$$

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad C_2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 S}{w}, \quad w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varphi_0 - qV_2)}{q^2 n_0}}$$

$$C = \frac{S \sqrt{q \varepsilon_0 \varepsilon_2} n_0 / 2}{\sqrt{\left(\frac{\sqrt{q} a_n}{2} + \sqrt{\frac{\varphi_0}{q}} \right)^2 - (V - V_1^i)}}$$

$V_1^i = 0$ (поверхневі стани не перезаряджаються)

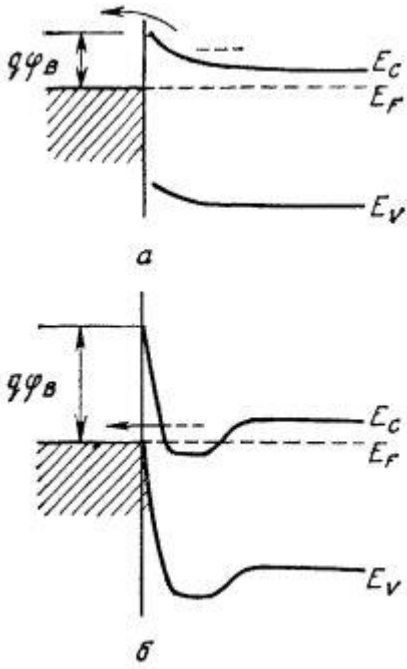
$$\frac{dV_1^i}{dV_1} = \frac{dq}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \frac{dm_i}{dV_1}, \quad \frac{dm_i}{dV_1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{dq} \frac{dV_1^i}{dV_1}$$

$$V_2 = \frac{\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{C_2^0} \right)^{-2} \left[\left(\frac{1}{C_2^0} \right)^{-2} - \left(\frac{1}{C_2} \right)^{-2} \right] = \frac{\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C_1} \right)^{-2} \left(\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C} \right) \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C} - \frac{2}{C_1} \right)$$

Тобто якщо відомо $C = f(V)$ і $C_1, C_0 \rightarrow V_2 = \dots$

15. Омічні контакти. Типи та характеристики омічних контактів.

Для виміру параметрів напівпровідникових матеріалів і приладів на їх основі необхідні омічні контакти для приєднання зовнішніх виводів. *Омічні контакти* – це контакти, що мають лінійну та симетричну ВАХ. Щоб контакти не впливали на вимірювані ВАХ, падіння напруги на них повинно бути нехтовно малим у порівнянні із загальною напругою на зразку.



Омічні контакти з малою висотою бар'єра (а) та високим ступенем легування (б)

$$R_c \propto \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right) = \exp\left(\frac{2\sqrt{\epsilon_S m^*}}{\hbar} \left(\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}}\right)\right).$$

Звідси видно, що в тунельній області питомий опір контакту експоненційно залежить від $\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}}$. На широкозонних напівпровідниках дуже складно виготовити контакт з малою висотою бар'єра. Крім того, метали, що застосовуються, не завжди мають достатньо малу роботу виходу. В таких випадках для виготовлення омічних контактів використовують додатковий високолегованих шар на поверхні напівпровідника.

3. Контакти, в яких використовується антизапірний вигин зон. У цьому випадку $I = \frac{qV_n n_0}{4} \left(1 - e^{-\frac{qV}{kT}}\right)$, $R = \frac{4kT}{qn_0 V_n} \sim \frac{1}{n_0}$

Можливі наступні варіанти реалізації омічних контактів:

1. Контакти із малою висотою бар'єра.

В контактах метал-напівпровідник із малим рівнем легування переважає термоелектронна компонента струму, що визначається формулою $J = J_s \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right)$, де

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right), \quad A^* - \text{ефективна стала Річадсона.}$$

У цьому випадку $R_c = \frac{k}{qA^* T} \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)$, $R_c \equiv \left(\frac{\partial J}{\partial V}\right)_{V=0}^{-1}$ - питомий опір при нульовому зміщенні. Для отримання малих значень R_c треба виготовляти контакти з малою висотою бар'єра.

2. В контактах метал-напівпровідник з більш високим рівнем легування переважає тунельна компонента струму, що визначається

$$\text{співвідношенням } J_t \propto \exp\left(\frac{-q\phi_{Bn}}{E_{00}}\right), \quad E_{00} \equiv \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_S m^*}}.$$

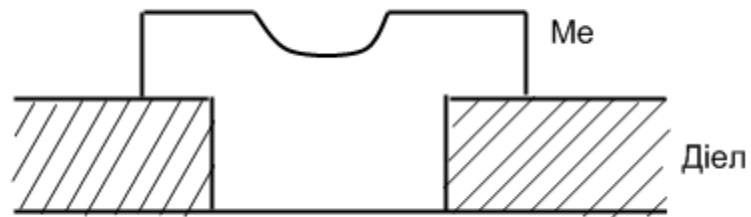
16. Струми крайового витоку та способи боротьби з ними.

На периферії контакту поля досить сильні. Це може викликати виникнення струму термопольової емісії, що в свою чергу викличе зниження напруги лавинного пробоя, а нам так не вигідно. Тому доцільно шукати методи позбутись, або якомога більше послабити ці ефекти.

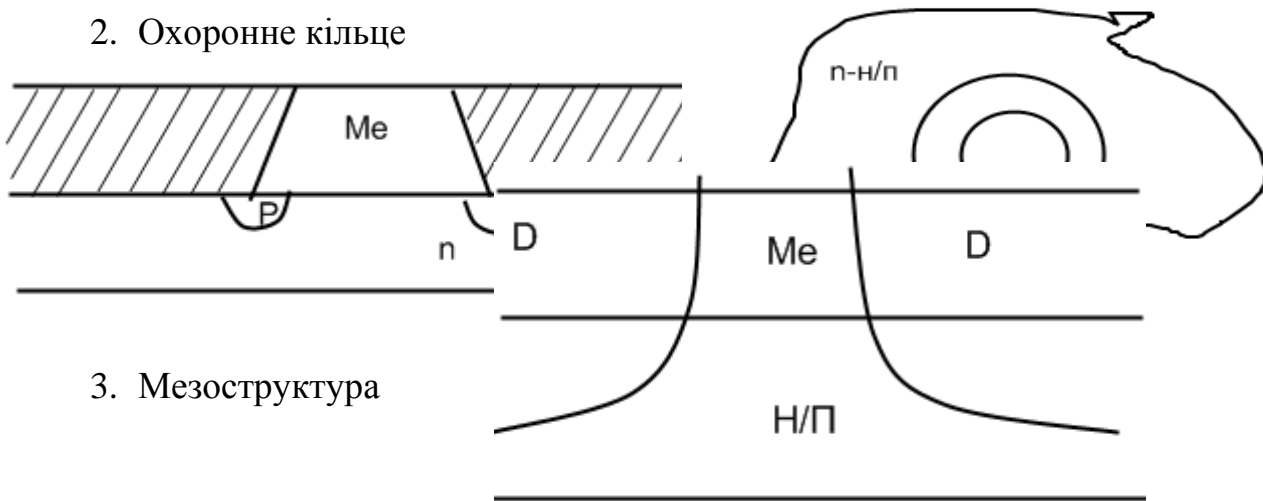
Методи

боротьби:

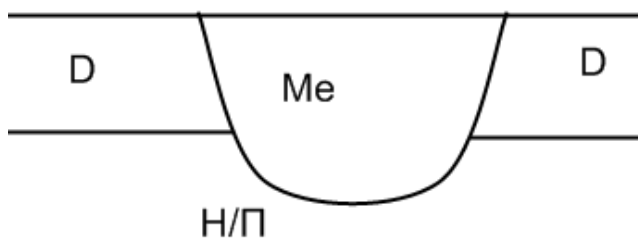
1. Розширена металізація



2. Охоронне кільце



3. Мезоструктура



4. Лунка

Якщо не вжити заходів буде домінувати струм витоку.

Охоронне кільце та розширену металізації не використовують в НВЧ електроніці через появу додаткових ємностей. Якщо діелектрик тонкий то його може пробити, якщо товстий буде мале поле.

17. Утворення електронно-діркового переходу, поняття про різкий та плавний $p-n$ - перехід.

$P-n$ - перехід – це структура в якій є перехід (зміна) типу провідності напівпровідника. Це контакт n/p з різним типом провідності

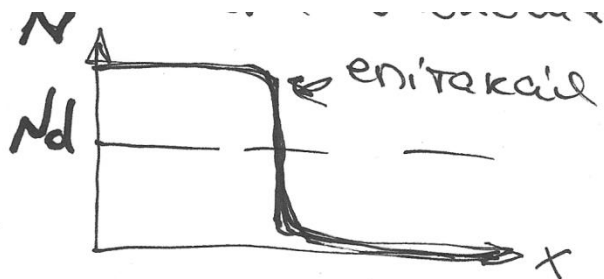
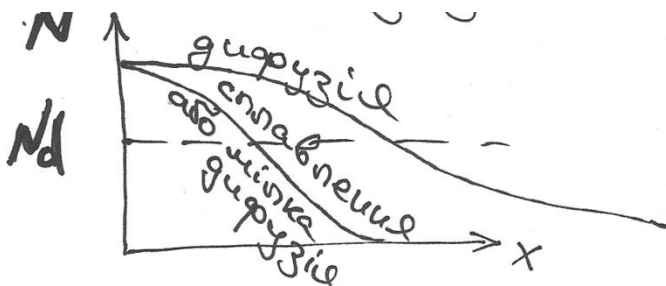
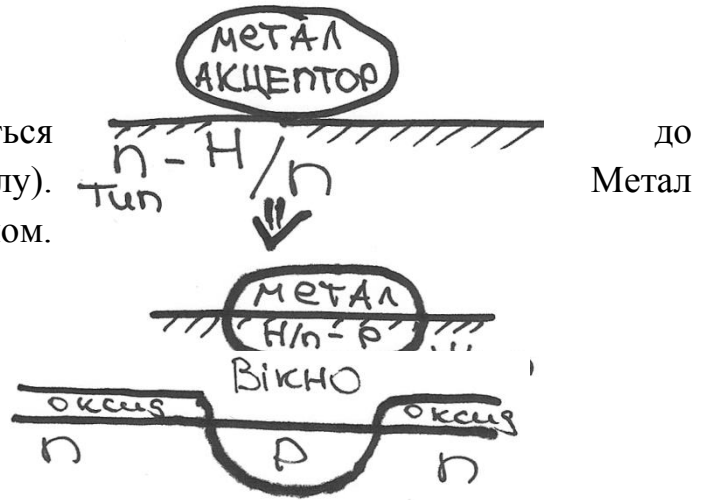
За методами утворення бувають:

1) Утворені *сплавним* методом – нагрівається температури евтектики (рідкої фази металу). легується n/p або n/p легується металом. Охолоджується.

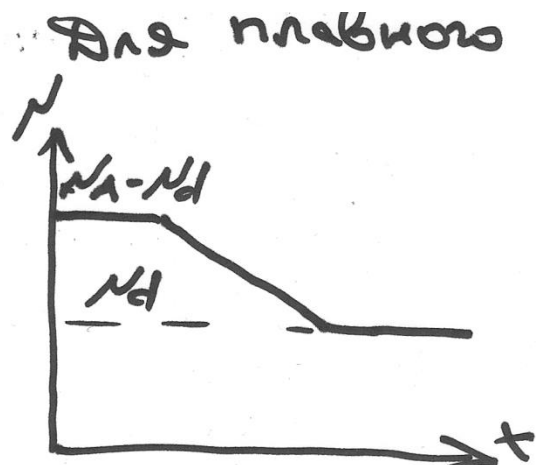
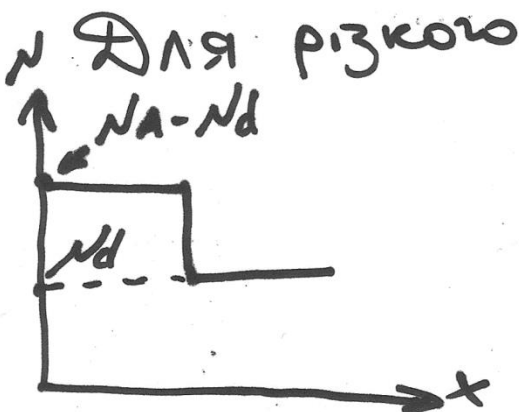
2) Утворені *дифузійним* методом – створюємо «вікна» в оксиді. Наносимо дифузією домішку p -типу. Система відпалюється

3) Утворені методом *іонної імплантації* – іонізуємо акцептор, розганяємо полем та бомбардуємо n/p . Бомбардування призводить появи дефектів, тому після робимо відпал.

4) Епітаксія (утворені епітаксією) – продовжуємо зростання кристалічної структури. Молекулярно-променева епітаксія дозволяє нанести моно шар



розподілом концентрації носіїв $p-n$ - переходи поділяються на *різкі та плавні*

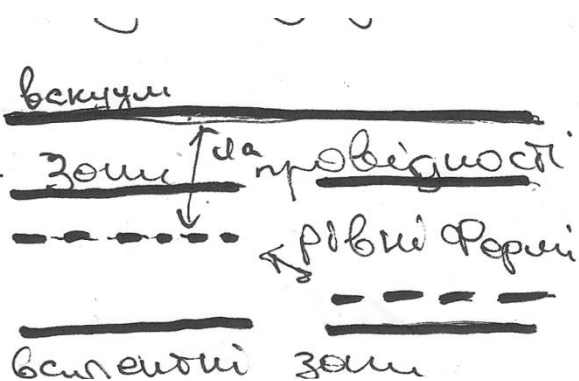


Зрозуміло, що в цих переходах будуть різні розподіли полів та потенціалів, різні ширини ОПЗ тощо, ці питання будуть висвітлені у наступних питаннях.

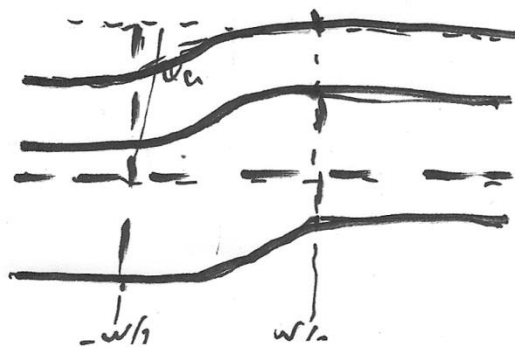
Важливо: механізми при зсуванні

Якщо наблизити два н/п різних типів провідності, відбудеться поява різкого градієнту концентрації носіїв, як наслідок дифузійного струму, який призведе до появи напруги в товщі зразка, яка приведе до дрейфового зворотного струму доки $I_{др} \neq I_{диф}$. За рахунок цього і виникає ОПЗ.

До зсування



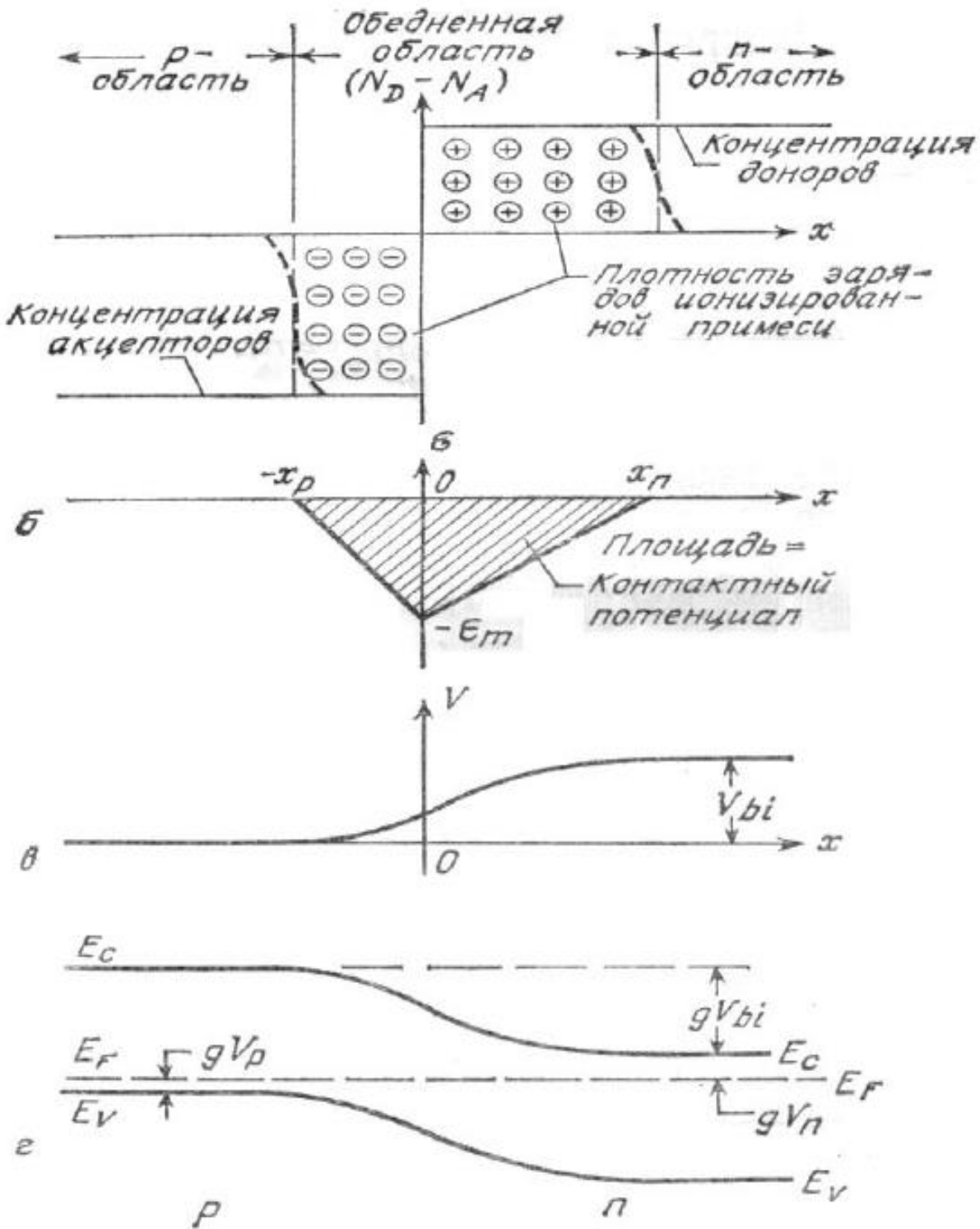
Після зсування



18. Розподіл поля та потенціальної енергії у плавному р-п- переході.
Ширина області просторового заряду.

Різкий перехід при тепловій рівновазі:

- а) розподіл просторового заряду (штрихованими лініями позначені «хвости» розподілу основних носіїв);
- б) розподіл електричного поля;
- в) зміна потенціалу з відстанню ($V_{bi} = \phi_c$ – контактна різниця потенціалів);
- г) зонна діаграма.



За характером розподілу домішок р-переходи підрозділяють на різкі і плавні.
Рівняння Пуассона для різкого переходу:

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_s} = \frac{q}{\varepsilon_s} [p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x)].$$

Розглянемо два випадки:

1) $0 < x \leq x_n$

Тоді: $-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx \frac{q}{\varepsilon_s} N_D^+(x).$

$$E(x) = -E_m + \frac{qN_D x}{\varepsilon_s} = \frac{qN_D}{\varepsilon_s} (x - x_n)$$

2) $-x_p \leq x < 0.$

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \approx -\frac{q}{\varepsilon_s} N_A^-(x).$$

$$E(x) = -\frac{qN_A(x + x_p)}{\varepsilon_s}$$

Нехай $x = 0;$
 $E = E_m.$

Тоді $|E_m| = \frac{qN_D x_n}{\varepsilon_s} = \frac{qN_A x_p}{\varepsilon_s}.$

Розподіл потенціалу буде мати наступний вигляд:

$$V(x) = E_m \left(x - \frac{x^2}{2W} \right).$$

Дифузійний потенціал:

$$V_{bi} = \frac{1}{2} E_m W \equiv \frac{1}{2} E_m (x_n + x_p).$$

Де $W=L_0$ – повна ширина збідненої області.

Для різкого симетричного переходу: $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}.$

Для різкого несиметричного переходу: $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{qN_B}}$.

$$N_B = N_D, \quad N_A \gg N_D,$$

$$N_B = N_A \quad \text{якщо} \quad N_D \gg N_A$$

Тоді отримуємо більш точний вираз для ширини збіднено області:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_B} \left(V_{bi} - \frac{2kT}{q} \right)} = L_D \sqrt{2(\beta V_{bi} - 2)}. \quad \text{де } \beta = \frac{q}{kT}.$$

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s kT}{q^2 N_B}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{qN_B \beta}}. \quad L_D - \text{Дебаєвська довжина (характеристичний}$$

параметр для напівпровідників).

Для різкого p-n переходу вираз для бар'єрної ємності буде наступний:

$$C = \frac{dQ_c}{dV} = \frac{\varepsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_B}{2(V_{bi} \pm V - 2kT/q)}} = \frac{\varepsilon_s}{\sqrt{2L_D}} \sqrt{\frac{1}{(\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)}}$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2L_D^2}{\varepsilon_s^2} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2), \quad \frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2L_D^2 \beta}{\varepsilon_s^2} = \frac{2}{q\varepsilon_s N_B}.$$

Для несиметричного різкого переходу залежність $1/C^2$ від V є прямою лінією. Її нахил визначає концентрацію домішки в підкладці (N_D). А точка перетину з віссю абсцис (при $1/C^2=0$) дає величину $V_{bi}-2kT/q$.

Формула справедлива і для переходів з більш складним розподілом домішки, ніж для різкого переходу. В загальному виді

$$\frac{d(1/C^2)}{dV} = \frac{2}{q\varepsilon_s N(W)},$$

Залежність ємності від напруги не чутлива до змін

$$W = \frac{\varepsilon_s}{C(V)}.$$

профілю домішки в високолегованій області, якщо вони мають місце на відстанях менших дебаєвської довжини. При визначенні розподілу домішок C - V методом забезпечується просторова роздільна здатність порядку дебаєвської довжини.

19. Розподіл поля та потенціальної енергії у плавному p - n -переході.
Ширина області просторового заряду.

$$q \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{q^2 a x}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (1) \quad \rho(x) = q a x \quad (2)$$

(1) – зв'язок між полем, просторовим зарядом та потенціалом

(2) – просторовий заряд при плавному переході

Крайові умови:

$$\varphi\left(\frac{w}{2}\right) = 0 \quad (3.1); \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad \left(\text{при } x = \frac{w}{2}\right) \quad (3.2); \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad \left(\text{при } x = -\frac{w}{2}\right) \quad (3.3)$$

$$\varphi\left(-\frac{w}{2}\right) = \varphi_0 \quad (3.4); \quad \text{інтегруємо } \frac{d\varphi}{dx} = q\varepsilon = \frac{q^2 a}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \frac{x^2}{2} + c \quad (4)$$

Знаходимо C : $C = -\frac{q^2 a}{\varepsilon_0 \varepsilon_s} \frac{\left(\frac{w}{2}\right)^2}{2} \quad (5)$; з (4) і (5) знаходимо розподіл поля: $\varepsilon(x) =$

$$\frac{q a}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_s} \left(x^2 - \frac{w^2}{4}\right) \quad (6) \text{ – поле}$$

$$\text{Інтегруючи поле, знаходимо } \varphi_0: \varphi_0 = \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} q\varepsilon(x) dx = \frac{q^2 a w^3}{12 \varepsilon_0 \varepsilon_s} \quad (7)$$

$$\text{З (7) виражаємо ширину ОПЗ: } w = \left(\frac{12 \varepsilon_0 \varepsilon_s \varphi_0}{q^2 a}\right)^{1/3};$$

Ще раз інтегруємо (4), підставляємо крайові умови і маємо потенціал:

$$\varphi(x) = \varphi_0 - \frac{q^2 a}{2 \varepsilon_0 \varepsilon_s} \left(\frac{w^3}{12} + \frac{w^2 x}{4} + \frac{x^3}{3}\right)$$

20. Бар'єрна ємність p - n - переходу.

В області переходу має місцезначне зменшення концентрації носіїв заряду.

Електронно-дірковий перехід являє собою шар низької питомої провідності, який розміщений між областями високої питомої провідності, тому має властивості конденсатора. Ємність на одиницю площі називається бар'єрною ємністю. Бар'єрна (або зарядна) ємність обумовлена некомпенсованим зарядом іонізованих атомів домішки, зосередженими по обидві сторони від границі переходу. Ці об'ємні заряди нерухомі і не беруть участь в процесі протікання струму. Вони і створюють електричне поле переходу. При збільшенні зворотної напруги область просторового заряду і сам заряд збільшується, причому це збільшення відбувається непропорційно. Бар'єрна

ємність визначається за формулою:
$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{L_0} = \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_s}{2 \varphi_c} \frac{n_p p_p}{n_p + p_p}}$$

L_0 – ширина ОПЗ

$$C = \frac{dQ}{dV}; Q = qnSw_n; w_n = \frac{p_{p0}}{n_{n0} + p_{p0}} \Rightarrow Q = \frac{qn_{n0}p_{p0}S}{n_{n0} + p_{p0}} w;$$

Беремо похідну: $C = \frac{qn_{n0}p_{p0}S}{n_{n0} + p_{p0}} \frac{dw}{dV} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{w}$ для плавного і для різкого, хоч і w різні.

Вирази для ширини ОПЗ:

$$\text{Для різкого: } w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s (n_{n0} + p_{p0})(\varphi_0 - qV)}{q^2 n_{n0} p_{p0}}}; \text{ для плавного } w = \sqrt[3]{\frac{12\varepsilon_0 \varepsilon_s (\varphi_0 - qV)}{q^2 a}}$$

З лінеаризації графіків

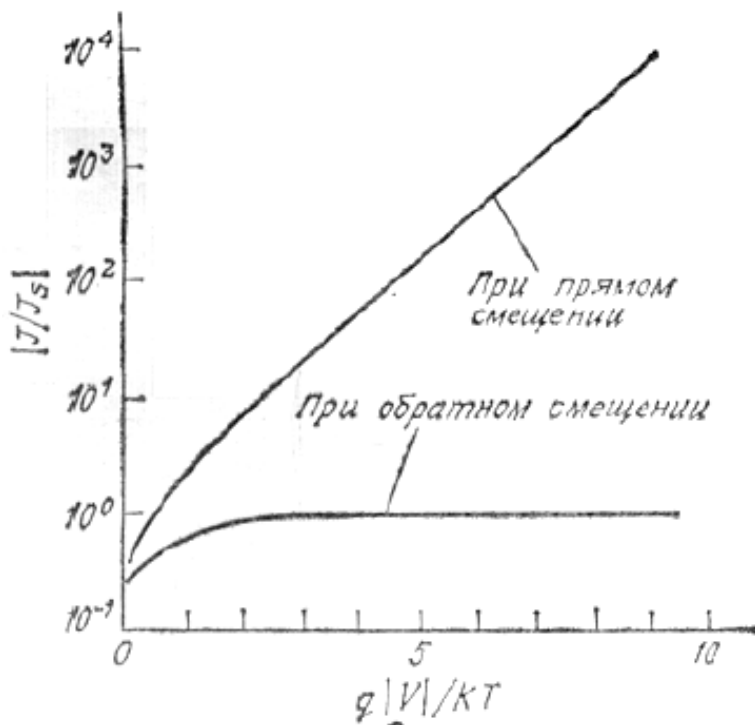
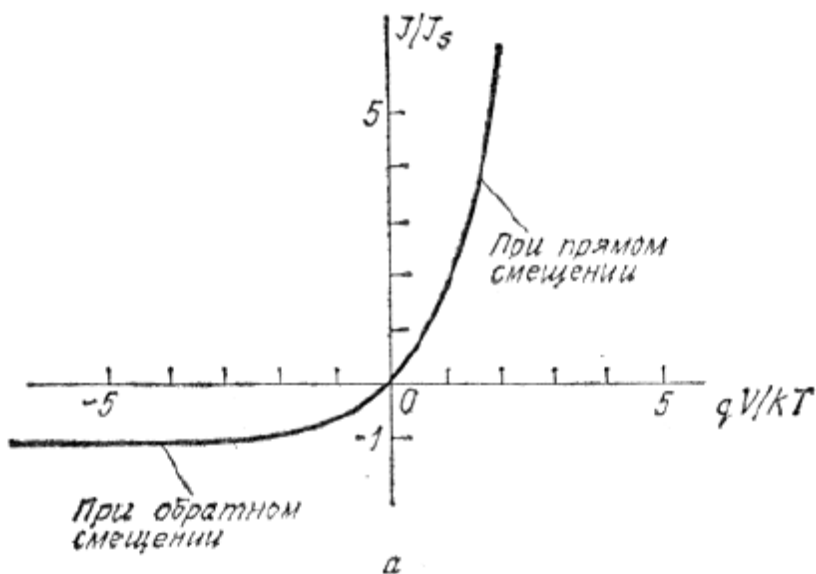


Можна отримати потенціал φ_0 по відсічці на осі напруги. А для різкого, можна отримати концентрацію слобогованої області(або просто концентрацію, якщо перехід симетричний).

21. Ідеальна вольт-амперна характеристика $p-n$ -переходу. Формула Шоклі.

Наближення(припущення) для побудови ВАХ:

1. Наближення збідненого шару з різкими границями
2. Наближення Больцмана, тобто в збідненій області справедливий розподіл Больцмана.
3. Наближення низького рівня інжекції, тобто густина інжекттованих неосновних носіїв мала порівняно з концентрацією основних носіїв.
4. Відсутність в збідненому шарі струмів генерації і постійність електронного і діркового струмів, що протікають через нього.



ВАХи для ідеального переходу в лінійному(перша) та логарифмічному(друга) масштабі.

Вольт-амперна характеристика ідеального р-п переходу має яскраво виражений несиметричний вид. В області прямих напруг струм р-п переходу дифузійний та експоненційно зростає зі зростанням прикладеної напруги. В області оберненої напруги зміщення струм р-п переходу - дрейфовий і не залежить від прикладеної напруги. ВАХ ідеального діода з р-п переходом, що відображає його основні властивості, була отримана У. Шоклі. ВАХ була розрахована шляхом вирішення рівняння неперервності, яке пов'язує концентрацію носіїв заряду в будь-якій частині напівпровідника з параметрами електричного поля в ньому, швидкістю генерації рекомбінації носіїв заряду, процесом дифузії носіїв і часом. Основними спрощеннями, зробленими при побудові математичної моделі діода, були наступні: товщина р-п переходу дорівнює нулю; генераційні і рекомбінаційні процеси, як в області переходу, так в обсязі напівпровідника відсутні; відсутні явища пробою р-п-переходу і поверхневі стану, не враховується омичний опір об'єму напівпровідника. У загальному випадку струм через перехід складається з електронної та діркової складових, які з урахуванням прийнятих спрощень є чисто дифузійними. Сумарна густина дифузійного струму при $x=0$:

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} = -\frac{\Delta n_p}{L_n}, \quad \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} = \frac{\Delta p_n}{L_p}$$

Електронна та діркова складові струму на кордонах переходу:

$$j_n = -\frac{q \times D_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right), \quad j_p = -\frac{q \times D_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

Підсумувавши густини електронного і діркового струмів, помноживши на площу і опускаючи мінус, отримаємо ВАХ переходу:

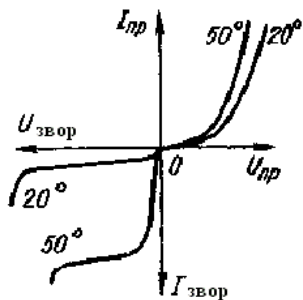
$$J = J_p + J_n = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad \text{- формула Шоклі}$$

$$J_s = \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} \quad \text{- зворотній струм насичення діода.}$$

22. Вплив температури на ВАХ р-n-переходу

Властивості р-n переходу істотно залежать від температури навколишнього середовища. При підвищенні температури зростає генерація пар носіїв заряду — електронів і дірок, тобто збільшується концентрація неосновних носіїв і власна провідність напівпровідника. Це наочно показують вольт - амперні характеристики германієвого р-n переходу, зняті при різній температурі . Як видно з рисунка, при підвищенні температури прямий і зворотний струми ростуть, а р-n перехід втрачає свою основну властивість - однобічну провідність.

Залежність від температури зворотної вітки вольт – амперної характеристики визначається температурними змінами струму насичення.



Для германієвих і кремнієвих р-n переходів зворотний струм зростає приблизно в 2—2,5 рази при підвищенні температури на кожні 10 °С.

Рисунок 1 – Вплив температури на вольт – амперну характеристику р – n переходу

Загальний струм через перехід дорівнює :

$$j = j_p + j_n = j_s (e^{qV/kT} - 1) - \text{це формула Шоклі, яка описує ВАХ ідеального діода, де}$$

$$j_s = \frac{qD_p p_{n0}}{l_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{l_n} - \text{струм насичення.}$$

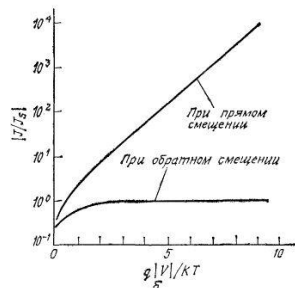
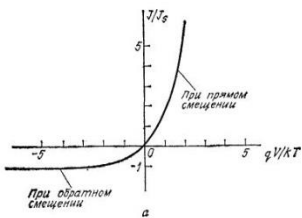


Рисунок 2 – ВАХ ідеального р-n-переходу: а- лінійний масштаб , б- напівлогарифмічний масштаб.

Обговоримо

Обмежимо розглядом ролі першого доданку в формулі, оскільки роль іншого доданку аналогічна. Всі величини D_p , p_{n0} і $l_p (= \sqrt{D_p \tau_p})$ залежать від T . Якщо

відношення $D_p/\tau_p \sim T^\gamma$, де γ - стала, то $j_s \cong \frac{qD_p p_{n0}}{l_p} \cong$

$$q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} \sim \left[T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \right] T^{\gamma/2} = T^{(3+\gamma/2)} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right).$$

Температурна залежність степеневого множника $T^{(3+\gamma/2)}$ значно слабша, ніж експоненційного. Нахил кривої, що описує залежність j_s від $1/T$, визначається шириною забороненої зони E_g . Можна

вважати, що при зворотньому зміщенні (коли $|j_R| \sim j_s$) струм буде зростати з температурою приблизно по експоненті $e^{-\frac{E_g}{kT}}$, а при прямому зміщенні (коли

$j_R \sim j_s e^{qV/kT}$) струм буде рости приблизно за законом $\exp\left[-\frac{E_g - qV}{kT}\right]$.

вплив T на густину струму насичення j_s .

Прямий струм р-п переходу при нагріванні зростає не так сильно, як зворотний струм. Це пояснюється тим, що прямий струм виникає в основному за рахунок домішкової провідності. Але концентрація домішок від температури практично не залежить.

23. Основні причини відмінності ВАХ реальних діодів з р-п-переходом від ідеальної (якісно)

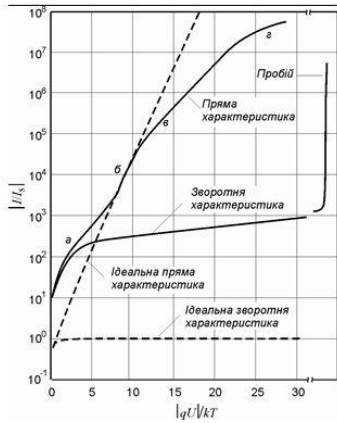


Рис.1.3. ВАХ ідеального р-п-переходу (пунктирні криві) та реального діода (суцільні криві): а – ділянка домінуючого рекомбінаційного струму, б – ділянка домінуючого дифузійного струму за умови малого рівня інжекції, в – ділянка великого рівня інжекції, г – область істотного впливу падіння напруги на опорі бази діода.

$$j = j_p + j_n = j_s (e^{qV/kT} - 1),$$

$$\text{де } j_s = \frac{qD_p p_{n0}}{l_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{l_n}.$$

Ця формула дістала назву формули Шоклі і описує ВАХ ідеального р-п-переходу (пунктирні криві на рис.1.3). ВАХ реального діода з р-п-переходом (суцільні криві на рис.1.3) відрізняється від ВАХ ідеального р-п-переходу

тим, що при прямих зміщеннях $\frac{d \ln(I)}{dU} < \frac{q}{kT}$ і може не

залежати від U , при зворотних зміщеннях може не бути

насичення струму. Основними причинами таких відмінностей є наявність генерації-рекомбінації в ОПЗ, падіння напруги у квазінейтральних областях напівпровідника пропорційне струму, тобто падіння напруги на опорі бази, та ефекти, пов'язані з великим рівнем інжекції. В області зворотних і невеликих прямих зміщень головним з них є механізм генерації-рекомбінації через локальні центри в ОПЗ н/п (рис. 1.4).

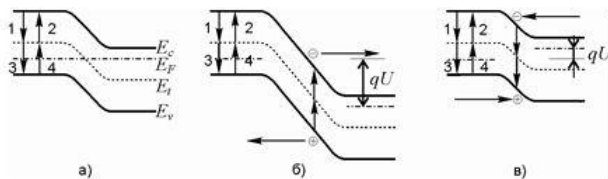


Рис. 1.4. Генераційно-рекомбінаційні процеси в р-п-переході.

Темп генерації-рекомбінації залежить від концентрації носіїв заряду в зонах, які, у свою чергу, визначаються напругою, прикладеною до переходу. При великих зворотних напругах переважним в ОПЗ є процес генерації. Носії заряду, що виникають, будуть

розводитись полем ОПЗ: електрони йдуть у n-область, а дірки у р-область. Виникає генераційний струм. Величина цього струму пропорційна товщині ОПЗ і змінюється з напругою:

$$j_{\text{ген}} \sim (\varphi_0 - qU)^{1/2} \text{ (різкий перехід)}, j_{\text{ген}} \sim (\varphi_0 - qU)^{1/3} \text{ (плавний перехід)}.$$

Якщо прикласти напругу в прямому напрямку, то збільшується концентрація носіїв заряду в ОПЗ і переважають процеси рекомбінації.

$j_{\text{рек}} \sim \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)$. Рекомбінаційний струм, як і дифузійний, експоненційно змінюється з напругою, але показник експоненти вдвічі менше. При невеликих напругах зміщення рекомб струм може бути домінуючим, але при зростанні напруги домінуючим стає дифузійний. За умови великого рівня інжекції, який має місце при великих напругах зміщення, струм також зростає пропорц $\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right)$. При великих значеннях струму суттєвим стає падіння напруги на опорі бази. Коли основна частина збільшення прикладеної до діода напруги падає на опорі бази, залежність струму від напруги наближається до лінійної. Однією з причин нелінійності ВАХ при цьому є залежність опорі бази від струму. При зворотних зміщеннях для реальних діодів може спостерігатись зростання струму зі збільшенням напруги, обумовлене генерацією

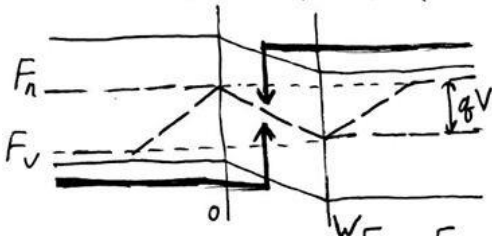
електронно-діркових пар в ОПЗ н/п. При великих зворотних зміщеннях має місце пробій переходу (лавинний, тепловий, тунельний).

При прямих зміщеннях на ВАХ може бути декілька ділянок, які відповідають різним умовам: домінуючий рекомбінаційний струм, дифузійний струм при малому рівні інжекції, дифузійний струм при великому рівні інжекції, ділянка, обумовлена падінням напруги на опорі бази. На ВАХ реального діода перелічені ділянки не обов'язково чітко виражені. Крім перелічених причин, відміна ВАХ реального діода від ідеалізованої, що описується формулою Шоклі може бути обумовлена наявністю краєвих ефектів, неоднорідність фізичних параметрів, короткою базою, тощо.

Отже, щоб побачити особливості реальних ВАХ, до розгляду необхідно включити ті спрощення, яких зазнала теорія:

- 1) Вплив генераційно-рекомбінаційних процесів в ОПЗ. Припущення тонкого переходу дало можливість нехтувати генераційно-рекомбінаційними процесами в ОПЗ при прямих зміщеннях і малих напругах. При зворотніх буде генерація.
- 2) Вплив опору бази - відбувається падіння напруги на ньому
 $V_{\delta} = I \cdot r_{\delta}$; $I = I_s \left(\exp \left[\frac{qV - I r_{\delta}}{kT} \right] - 1 \right)$; за малої інжекції.
- 3) Вплив великого рівня інжекції.
Великий рівень інжекції і рекомбінаційні процеси створюють градієнт концентрації зарядів, а отже стимулюють дифузійний струм. При великих напругах інжекція висока і внесок дифузійних струмів великий.
- 4) Коротка база – мала відстань від переходу. Це впливає на струм, він буде меншим за струм за умові довгої бази.

24. Рекомбінаційний струм в р-п-переході



Якщо до р-п-переходу прикласти напругу в прямому напрямку, то збільшується концентрація носіїв заряду в ОПЗ і переважають процеси рекомбінації.

$J_{рек} = q \int_0^{\omega} \frac{dn}{dt} dx$. Якщо рекомбінація йде через локальні центри, то із статистики Шоклі-Ріда: $-\frac{dn}{dt} =$

$$\frac{np - n_i^2}{\tau_{n0}(p+p_1) + \tau_{p0}(n+n_1)} \quad (*)$$

$\tau_{p0, n0} = \frac{1}{\gamma_{n,p} \vartheta_{n,p} N_T}$, де γ - коеф. рекомбінації, N_T - концентрація центрів рекомбінації.

$$n = N_c e^{-\frac{(E_c - E_{Fn})}{kT}}, \quad p = N_v e^{-\frac{(E_{Fp} - E_v)}{kT}}$$

$n_1 = N_c e^{-\frac{(E_c - E_t)}{kT}}, \quad p_1 = N_v e^{-\frac{(E_t - E_v)}{kT}}$ - концентрація електронів в зоні провідності, якщо E_F співпадає з рівнем пасток.

$$np = N_c N_v e^{-\frac{(E_c - E_{Fn})}{kT}} e^{-\frac{(E_{Fp} - E_v)}{kT}} = N_c N_v e^{-\frac{(E_c - E_v)}{kT}} e^{-\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{kT}} = n_i^2 e^{-\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{kT}} = n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}$$

$-\frac{dn}{dt} = \frac{n_i^2 (e^{\frac{qV}{kT}} - 1)}{\tau_{n0}(p+p_1) + \tau_{p0}(n+n_1)}$. Вважаємо для спрощення, що $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0$, $N_c = N_v$, $E_t = E_i$. Знайдемо вирази для n, p :

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_{Fn} + E_i - E_i}{kT}} = N_c e^{-\frac{E_c - E_i}{kT}} e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}} = n_i e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}}$$

$$p = N_v e^{-\frac{E_{Fp} - E_v + E_i - E_i}{kT}} = N_v e^{-\frac{E_{Fp} - E_i}{kT}} e^{-\frac{(E_i - E_v)}{kT}} = n_i e^{-\frac{(E_i - E_{Fp})}{kT}}$$

Розглядаємо знаменник виразу (*):

$$\begin{aligned} \tau_0 \left[n_i e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}} + n_i e^{-\frac{(E_i - E_{Fp})}{kT}} + 2n_i \right] &= n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(E_{Fn} - E_i)}{kT}} + e^{-\frac{(E_i - E_{Fp})}{kT}} + 2 \right] = \\ n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(2E_{Fn} - E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + e^{\frac{(E_{Fn} + E_{Fp} - 2E_{Fp})}{2kT}} + 2 \right] &= n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + 2 \right] = \\ 2n_i \tau_0 \left[e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2kT}} + 1 \right] &= 2n_i \tau_0 \left[e^{\frac{qV}{2kT}} + 1 \right] \text{ (тут враховано, що } \left| \frac{dn}{dt} \right| \text{ буде max коли} \\ \frac{(E_{Fn} - E_{Fp})}{2} &= E_i \text{).} \end{aligned}$$

Підставимо все в (*): $\left| \frac{dn}{dt} \right|_{max} = \frac{n_i^2 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)}{2n_i \tau_0 \left[e^{\frac{qV}{2kT}} + 1 \right]} = \frac{n_i \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right) \left(e^{\frac{qV}{2kT}} + 1 \right)}{2\tau_0 \left[e^{\frac{qV}{2kT}} + 1 \right]} = \frac{n_i \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right)}{2\tau_0}$

Отже, для $j_{\text{рек}}$ маємо вираз:
$$j_{\text{рек}} = \frac{qn_i\omega}{2\tau_0} \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right).$$

При $V \gg \frac{kT}{q}$ $j_{\text{рек}} \sim e^{\frac{qV}{2kT}}$.

25. Генераційний струм в p - n -переході.

Розглянемо генераційний струм при зворотному зміщенні. В цьому випадку через зменшення концентрації носіїв при зворотному зміщенні ($pn \ll n_i^2$), згідно явищам генерації-рекомбінації, буде переважати процес емісії. Швидкість генерації електронно – діркових пар, за умов ($p < n_i$ та $n < n_i$) складає $U =$

$$- \left[\frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)} \right] n_i = \frac{n_i}{\tau_e}$$

Де τ_e - ефективний час життя носіїв, рівне оберненій величині виразу в квадратних дужках. Густина струму, обумовленого генерацією в ОПЗ, приймається рівною $J_{gen} = \int_0^W q|U|dx \sim q|U|W = \frac{qn_i W}{\tau_e}$

Де W - ширина ОПЗ. Якщо ефективний час життя мало змінюється з температурою, то генераційний струм буде мати ту ж температурну залежність, що й n_i

При заданій температурі J_{gen} пропорційний ширині ОПЗ, яка в свою чергу залежить від прикладеного зворотного зміщення. Таким чином, варто очікувати, що для різкого переходу

$$J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{1/2}$$

А для плавного

$$J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{1/3}$$

Повний зворотний струм (при $p_{n0} \gg n_{p0}$ і $|V| > \frac{3kT}{q}$) можна наближено представити сумою дифузійного струму в нейтральній області та генераційного в ОПЗ

$$J_R = q \sqrt{\frac{D_p n_i^2}{\tau_p N_D}} + \frac{qn_i W}{\tau_e}$$

В напівпровідниках з великим значенням n_i при кімнатній температурі переважає дифузійний струм і зворотний струм підпорядковується закону Шоклі. Якщо ж n_i мале, то може переважати генераційний струм. (Ст. 98 ЗІ)

26. Порівняння ВАХ діодів Шотткі та діодів з $p-n$ -переходом.

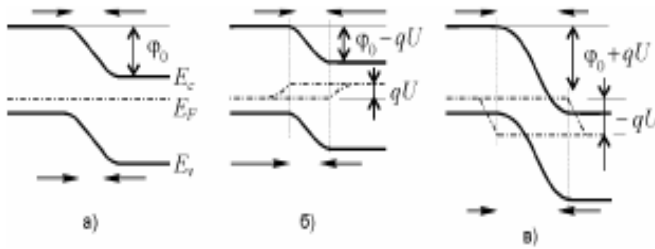


Рис. 1.2. Енергетична діаграма $p-n$ -переходу при різних напругах.

За відсутності зовнішньої напруги потоки електронів і дірок із n -області у p -область і зворотні потоки дорівнюють один одному (рис. 1.2, а). Струми, обумовлені потоками електронів із n -у p -область і дірок із p -у n -область, залежать від прикладеної напруги. Якщо напруга зменшує висоту бар'єру в $p-n$ -переході (рис. 1.2, б), то ці струми зростають, і через $p-n$ -перехід буде протікати струм, обумовлений електронами, які переходять з n -в p -область і дірками, які переходять із p -в n -область. Якщо напруга збільшує висоту потенціального бар'єру (рис. 1.2, в), то ці струми значно зменшуються. Сумарний струм при цьому має протилежний напрямок і обумовлений електронами, які переходять із p -у n -область і дірками, які переходять із n -у p -область. Струм дірок із n -у p -область і електронів із p -у n -область не залежить від напруги, прикладеної до $p-n$ -переходу, тому, що бар'єрів для цих носіїв немає і їх переходу ніщо не заважає. У тому випадку, коли ширина області просторового заряду (ОПЗ) $p-n$ -переходу ($w = w_n + w_p$) значно менша ніж дифузійна довжина електронів і дірок ($w \ll l_p$; $w \ll l_n$), рекомбінацією та генерацією електронів і дірок в ОПЗ можна нехтувати. Це означає сталість струмів електронів і дірок у межах ОПЗ. Якщо припустити, що струм $p-n$ -переходу контролюється переносом носіїв у квазінейтральних областях, ВАХ $p-n$ -переходу може бути записана у вигляді:
$$j = j_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right), j_s = q \left(\frac{n_p D_n}{l_n} + \frac{p_n D_p}{l_p} \right) D_n, D_p$$
 коефіцієнти дифузії відповідно електронів та дірок; n_p, p_n - концентрація електронів у p -області і дірок в n -області. При запису ВАХ у виді (1.3) також вважали, що рівень інжекції малий (концентрація інжекттованих неосновних носіїв значно менше, ніж основних: $\Delta p_n \ll n_n$; $\Delta n_p \ll p_p$), а товщини n - і p -областей значно більші ніж дифузійна довжина відповідно для дірок і електронів. Умова малого рівня інжекції дозволяє нехтувати полем у квазінейтральних областях і вважати, що рух носіїв у них обумовлений дифузиею. Умова великої товщини базових областей дозволяє вважати, що в результаті рекомбінації в них концентрація неосновних носіїв поблизу омичних контактах спадає до рівня рівноважної. Як видно з (1.3), прямий струм $p-n$ -переходу зростає з напругою пропорційно $\exp(qU/kT)$. Така залежність прямого струму від напруги зумовлена тим, що при збільшенні прямої напруги експоненціально збільшується інжекція неосновних носіїв, збільшується

градієнт концентрації i , відповідно, дифузійний струм. При зворотних зміщеннях струм $p - n$ - переходу зростає і при $U > 3kT/q$ наближається до сталої величини j_s . Враховуючи, що $l_{n,p}^2 = D_{n,p}\tau_{n,p}$, вираз для j_s можна записати у виді $j_s = q \left(\frac{l_p n_i^2}{n_n \tau_p} + \frac{l_n n_i^2}{n_p \tau_n} \right)$. Таким чином, густина струму визначається кількістю дірок і електронів, які генеруються за одиницю часу відповідно в n - області на відстані l_p і в p - області на відстані l_n від $p - n$ - переходу.

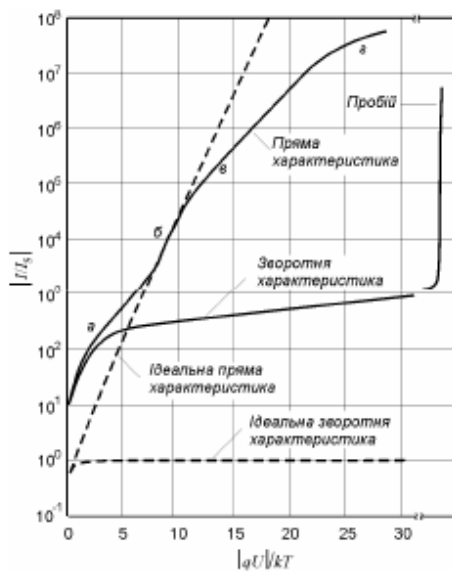


Рис.1.3. ВАХ ідеального $p - n$ - переходу (пунктирні криві) та реального діода (суцільні криві): а - ділянка домінуючого рекомбінаційного струму, б - ділянка домінуючого дифузійного струму за умови малого рівня інжекції, в - ділянка великого рівня інжекції, г - область істотного впливу падіння напруги на опорі бази діода.

Формула (1.3) дістала назву формули Шоклі і описує ВАХ ідеального $p - n$ - переходу (пунктирні криві на рис.1.3). ВАХ реального діода з $p - n$ - переходом (суцільні криві на рис.1.3) відрізняється від і ВАХ ідеального $p - n$ - переходу тим, що при прямих зміщеннях $d \ln(I) / dU < q/kT$ і може залежати від U , при зворотних зміщеннях може не бути насичення струму. Основними причинами таких відмінностей є наявність генерації-рекомбінації в ОПЗ, падіння напруги у квазінейтральних областях напівпровідника пропорційне струму, тобто падіння напруги на опорі бази, та ефекти, пов'язані з великим рівнем інжекції.

ВАХ Me-N/P

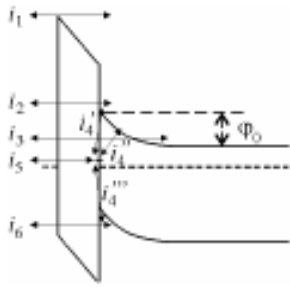


Рис. 3.3. Механізми проходження носієв через перехідний шар та ОПЗ напівпровідника

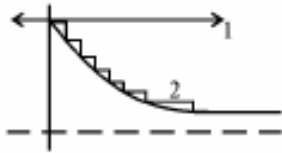


Рис. 3.4. Рух носієв заряду в ОПЗ напівпровідника: 1 - діодна теорія; 2 - дифузійна теорія.

Вираз для ВАХ тісного контакту метал-напівпровідник ($d = 0$) в наближенні діодної теорії має вид

$$I = I_s [\exp(qU/kT) - 1]$$

$$\text{де } I_s = A^* T^2 S \exp\left[-\frac{\phi_b}{kT}\right] = \frac{q v_n n_0}{4} S D \exp\left[-\frac{\phi_0}{kT}\right]$$

A^* – ефективна стала Річардсона (відрізняється від сталої Річардсона тим, що замість маси електрона m_0 використовується його ефективна маса). Видно, що при достатньо великих прямих зміщеннях ($U > 3kT/q$) одиницею в (3.11) можна нехтувати. Тоді у напівлогарифмічному масштабі ($\ln I = f(U)$) ВАХ – пряма з тангенсом кута нахилу $\alpha = q/kT$. Відсічка цією прямою на осі $\ln I$ дорівнює $\ln I_s$. При достатньо великих зворотних зміщеннях ($U > 3kT/q$), навпаки, експонента стає значно менше одиниці і $I = I_s$. Фізично це пояснюється тим, що при зворотних напругах висота бар'єру для електронів, що переходять з напівпровідника в метал, збільшується і відповідний цим переходам струм прямує до нуля. Для електронів, що переходять з металу в напівпровідник, висота бар'єру залишається сталою і сталим залишається відповідний потік. Таким чином, струм прямує до насичення I_s . У наближенні дифузійної теорії ВАХ контакту метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі також описується формулою (3.11), але I_s має інший вид

$I_s = q \mu_n n_0 \varepsilon_0 S \exp(-\phi_0/kT)$ (3.13) де $\varepsilon_0 = -\sqrt{2n_0(\phi_0 - qU)/\varepsilon_0 \varepsilon_s}$ напруженість електричного поля у напівпровіднику на границі з металом. Оскільки при збільшенні зворотної (від'ємної) напруги E_0 збільшується - I_s зростає. Тобто насичення струму при зворотних зміщеннях немає. При прямих зміщеннях навпаки, E_0 і відповідно, I_s зменшуються і струм зростає повільніше, ніж $\exp(qU/kT)$.

меншуються і струм зростає повільніше, ніж $\exp(qU/kT)$. ВАХ контакту з бар'єром Шотткі, яка описується формулою (3.11) з сталим I_s , називають ідеальною. Для

реальних діодів з бар'єром Шотткі при зворотних зміщеннях немає насичення струму, а при прямих $\alpha = d \ln I / dU < q/kT$ і може залежати від напруги. Досить часто ВАХ реальних діодів записують у виді

$I = I_s[\exp(qU/nkT) - 1]$ (3.14) $n = \frac{q}{kT} \frac{dU}{d \ln I}$ (3.15) Параметр n називають коефіцієнтом ідеальності і (коли коефіцієнтом неідеальності). Очевидно, що (3.14) коректно описує лише пряму гілку ВАХ і то за умови, що визначений за формулою (3.15) коефіцієнт ідеальності $n \neq f(U)$. Для діодів, виготовлених за сучасною технологією, як для інтегральних, так і для дискретних n , дійсно, практично не залежить від напруги і не перевищує $1.02 \div 1.06$.

27. Вольт-амперна характеристика тунельного діода. Обернений діод.

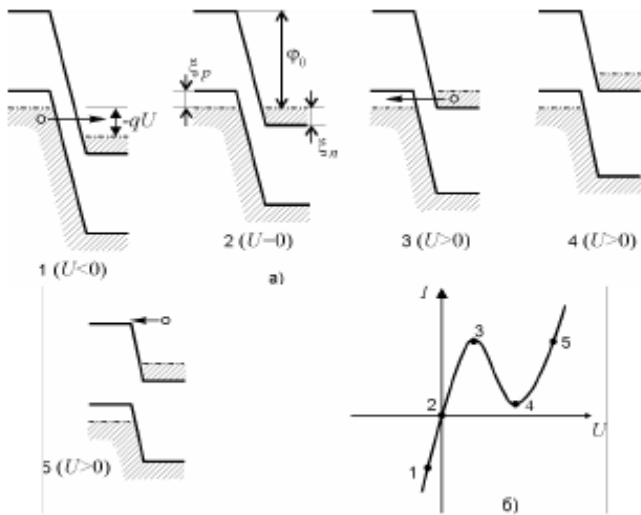


Рис. 1.5. Енергетична діаграма (а) і вольт-амперна характеристика (б) тунельного діода.

Розглянемо ВАХ р – n - переходу, утвореного виродженими напівпровідниками, в яких рівень Фермі розташований у дозволеній зоні напівпровідника. Ширина ОПЗ для р – n - переходу на вироджених напівпровідниках така, що можливе тунелювання носіїв заряду із заповнених електронами областей n - чи р - типу напівпровідника на вільні рівні р - чи n - типу напівпровідника. Тоді як потоки носіїв над бар'єром ОПЗ для р – n - переходу на вироджених напівпровідниках можуть бути дуже малі внаслідок значної висоти бар'єру. Енергетична діаграма та ВАХ тунельно-прозорого р – n - переходу при різних напругах представлені на рис.1.5 (цифрами позначені енергетичні діаграми при різних зміщеннях та відповідні ділянки ВАХ). Якщо прикладена напруга збільшує висоту бар'єру, рівень Фермі в n - області опускається відносно рівня Фермі в р - області, і навпроти заповнених станів валентної зони виявляються вільні стани зони провідності (рис. 1.5, 1). Унаслідок цього з'являється електронний струм від р - області до n - області, який збільшується з напругою, оскільки збільшується кількість вільних станів у зоні провідності, на які можуть переходити електрони. Якщо прикладена напруга зменшує висоту потенціального бар'єра, рівень Фермі в напівпровіднику n - типу піднімається відносно рівня Фермі в напівпровіднику р - типу. За малих напруг це приводить до того, що навпроти заповнених станів зони провідності n - напівпровідника виявляється частина енергетичної смуги вільних рівнів валентної зони р - напівпровідника (рис. 1.5, 3). При цьому з'являється потік електронів від n - до р - області напівпровідника. Струм, який відповідає цьому потоку буде збільшуватися зі збільшенням напруги доти, доки рівень Фермі n - напівпровідника не зрівняється зі стелею валентної зони р - напівпровідника. Подальше збільшення напруги призводить до зменшення тунельного струму оскільки зменшується кількості електронів, здатних тунелювати у валентну зону тому, що частина заповненої електронами енергетичної смуги зони провідності n - напівпровідника виявляється вище стелі валентної зони р - напівпровідника, тобто навпроти забороненої зони. Коли дно зони провідності n - напівпровідника зрівняється зі стелею валентної зони р - напівпровідника тунельний

струм зменшується до нуля. Повний струм у тунельному діоді при цьому до нуля не спадає, оскільки за таких напруг починають проявлятися надбар'єрні переходи носіїв заряду, тому, пройшовши через мінімум повний струм знову зростає. Як видно з рис. 1.5, ВАХ р – n - переходу між виродженими напівпровідниками характеризується різким зростанням струму для зворотного напрямку і наявністю екстремумів в прямому напрямку. Існує діапазон прямої напруги де диференційний опір р – n - переходу від'ємний. Тунельний струм може бути записаний у вигляді:

$j \sim U(\xi_n + \xi_p - qU)^2$ Напруга, при якій має місце максимум тунельного струму дорівнює

$U_{max} = \frac{1}{3q}(\xi_n + \xi_p)$, а напруга при якій тунельний струм прямує до нуля - $U_{min} = \frac{1}{q}(\xi_n + \xi_p)$. Таким чином, статична ВАХ тунельного діода дозволяє оцінити рівень легування напівпровідників.

Якщо концентрація легуючих домішок такі, що р- і n - області р-n переходу близькі до виродження, або слабо вироджені, то при малих зміщеннях струм в «зворотному» напрямку перевищує струм в «прямому» напрямку. Звідси назва – оберненого діода.

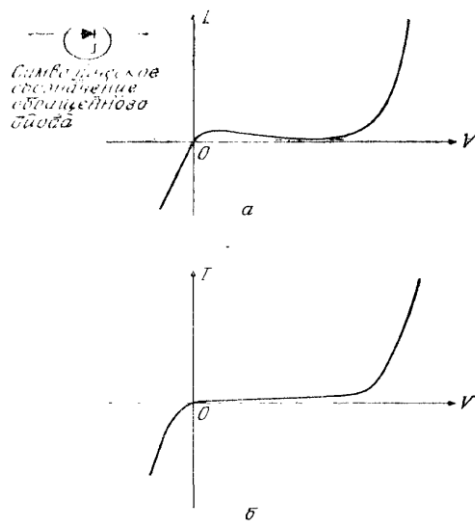


Рис. 17. Символическое обозначение обращенного диода и его вольт-амперные характеристики при наличии отрицательного сопротивления (а) и без отрицательного сопротивления (б).

28. Дифузійна ємність р-n переходу.

При прямому зміщенні до бар'єрної ємності р-n переходу додається ще ємність, що пов'язана зі зміною концентрації неосновних носіїв заряду, так звана **дифузійна ємність**. Якщо на перехід, зміщений в прямому напрямку, подати змінну напругу, то повний струм та напруга переходу визначатиметься

$$U(t) = U_0 + U_1 e^{j\omega t}, J(t) = J_0 + J_1 e^{j\omega t} \quad (1)$$

де U_0 та J_0 – постійні компоненти напруги та густини струму через перехід, а U_1 та J_1 – відповідні малосигнальні амплітуди. Концентрації електронів і дірок на границях збідненого шару можна знайти як $\tilde{p}(x, t) = p_{n1}(x) e^{j\omega t}$ (2)

Вважаючи, що $U_0 \gg U_1$, отримаємо

$$p_n = p_{n0} \exp\left[\frac{q(U_0 + U_1 e^{j\omega t})}{kT}\right] \approx p_{n0} \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) + \frac{p_{n0} q U_1}{kT} \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) e^{j\omega t}. \quad (3)$$

Аналогічний вираз можна отримати для концентрації електронів. Перший доданок в (3) представляє собою постійну компоненту, а другий – малосигнальну змінну складову на границі збідненого шару $p_{n1}(x_n) e^{j\omega t}$, тобто $p_{n1} = \frac{p_{n0} q U_1}{kT}$.

Підстановка величини p_n в рівняння неперервності $D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau_p} + \frac{dp}{dt}$ дає

$$j\omega \tilde{p}_n = -\frac{\tilde{p}_n}{\tau_p} + D_p \frac{d^2 \tilde{p}_n}{dx^2} \quad \text{або} \quad \frac{d^2 \tilde{p}_n}{dx^2} - \frac{\tilde{p}_n}{L_p^*} = 0 \quad (4)$$

Зробимо заміну $\tau_p^* = \tau_p / (1 + j\omega\tau_p)$. Розв'язок $p = p_{n1} \exp(-\frac{x - w_n}{L_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p})$,

аналогічно й для електронів. Струм $J_p = -qD_p \frac{dp_n}{dx} |_{w_n}$, $J_n = qD_n \frac{dn_p}{dt} |_{-w_n}$. Повна густина струму

$$J_1 = J_{s1} \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right), \quad (5)$$

де $J_{s1} = J_p + J_n = \frac{qD_p p_{n1}}{L_p^*} + \frac{qD_n n_{p1}}{L_n^*}$, де $L_{p,n}^* = \sqrt{D_{p,n} \tau_{p,n}^*} = \frac{\sqrt{D_{p,n} \tau_{p,n}}}{\sqrt{1 + j\omega\tau_{p,n}}} = \frac{L_{p,n}}{\sqrt{1 + j\omega\tau_{p,n}}}$.

Остаточно $J_1 = \frac{qU_1}{kT} \left(\frac{qD_p p_{n1}}{L_p \sqrt{1 + j\omega\tau_p}} + \frac{qD_n n_{p1}}{L_n \sqrt{1 + j\omega\tau_n}} \right) \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right)$. (6)

Таким чином можна записати провідність змінного струму $Y = \frac{J_1}{U_1} = G_d + j\omega G_{d0}$ (7)

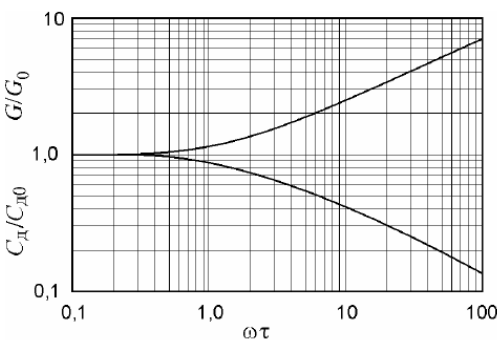
Для порівняно низьких частот ($\omega\tau_{p,n} \ll 1$) дифузійна провідність G_{d0} знаходиться

$$G_{d0} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \quad (8)$$

Такий ж вираз можна отримати, диференціюючи рівняння (5). Низькочастотна дифузійна ємність C_{d0} визначається виразом

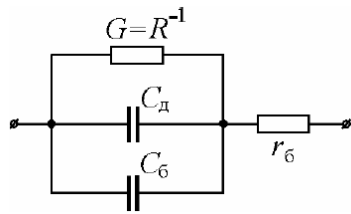
$$C_{d0} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qL_p p_{n0}}{2} + \frac{qL_n}{2} \right) \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \left[\frac{\Phi}{\text{см}^2} \right] \quad (9)$$

На рисунку показана залежність ємності (нижній графік) від нормованої частоти $\omega\tau$, при розрахунку яких враховується тільки один з членів рівняння (6) (наприклад, член, що містить p_{n0} , при $p_{n0} \gg n_{p0}$). З графіка зрозуміло, що зі збільшенням частоти дифузійна ємність зменшується, при низьких частотах вона не залежить від частоти і рівна виразу (9). Дифузійна ємність відіграє важливу роль при низьких частотах і при прямому зміщенні, пропорційна повному струму.



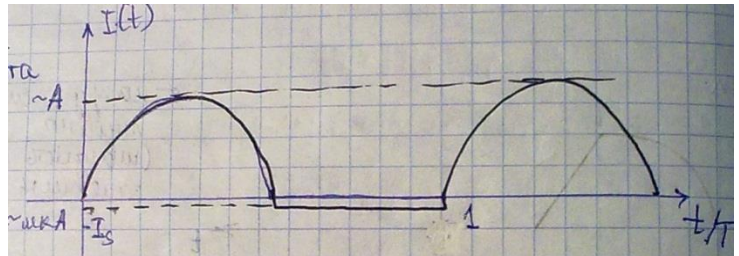
29. Частотні властивості напівпровідникового діода за малого рівня інжекції.

Схема включення діода показана на рисунку. На вхід подається змінна синусоїдальна напруга. Будемо розглядати частотні властивості діода при малому рівні інжекції. Як відомо еквівалентна схема р-п переходу складається з паралельного ввімкнення дифузійної та бар'єрної ємності. Дифузійна ємність обумовлена інжекцією неосновних носіїв заряду, вона має значення лише при прямих зміщеннях, і при

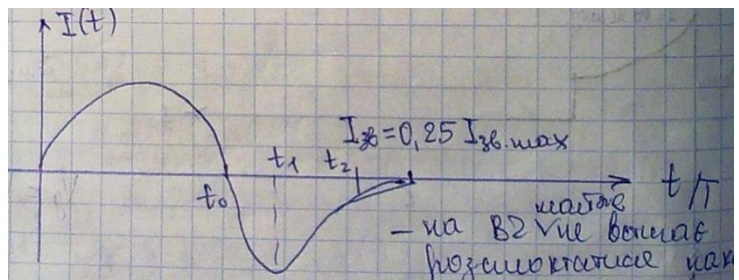


низьких частотах не залежить від частоти, а при великих спадає, і крім того вона пропорційна повному струму. Бар'єрна ємність ($C = \frac{S\varepsilon_0\varepsilon_s}{w}$) зумовлена максвелівськими струмами зміщення. Вона частотно незалежна до досить високих частот, коли буде відчуватися інерційність, що пов'язана з рухом основних носіїв заряду в об'ємі чи в ОПЗ напівпровідника.

- При **низьких частотах** ($\omega\tau_p \ll 1$) діод нормально випрамляє, накопичений заряд встигає розсмоктуватися. При прямих зміщеннях струм порядку ампер, при зворотніх порядку мкА.

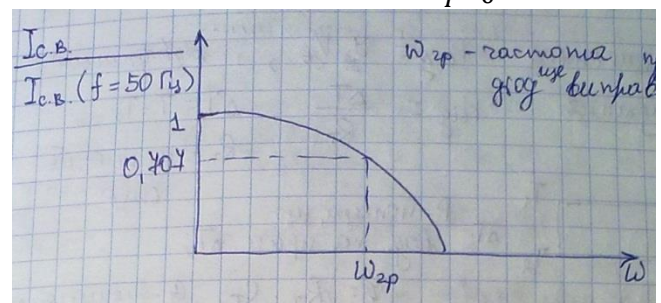


- При **збільшенні частоти** ($\omega\tau_p = 1$), при прямих зміщеннях синусоїдальний сигнал, при зворотніх релаксуючий струм, що пов'язано з тим, що заряди не встигають так швидко розсмоктуватися. Тобто, тут вже починає відчуватися інерційність приладу.



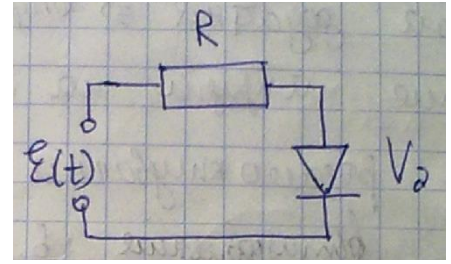
- При **високих частотах** ($\omega\tau_p \gg 1$) діод випрамляти не буде, тобто струм буде синусоїдально мінятися.

Можна ввести величину середньо випрамленого струму за період $I_{с.в.} = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt$, тоді можна знайти частоту $\omega_{гр}$, при якій діод перестав випрамляти.



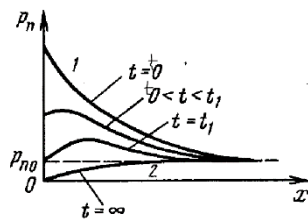
30. Перехідні процеси в діоді з р-п переходом. Малий рівень інжекції.

При різкій зміні напруги через діод напруга встановлюється протягом певного часу. Такий перехідний процес обумовлений інерційністю процесів, що відбуваються в діоді. Струм в колі (див. рис.) визначатиметься $I(t) = \frac{\varepsilon(t) - V_d}{R}$. Розглянемо випадок,



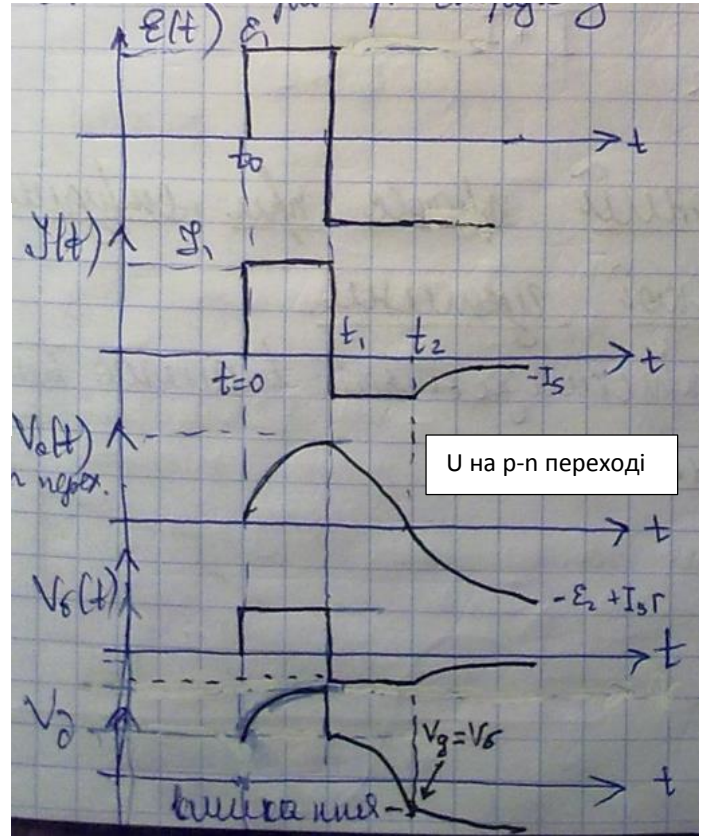
коли відбувається стрибок напруги до ε_1 в момент часу t_0 , а в наступний момент часу t_1 – перемикання до від’ємного $-\varepsilon_2$.

При $t < t_0$ розподіл концентрації дірок в n-області буде



відповідати p_{n0} , при поданні напруги їх концентрація буде зростати (крива 1 на рисунку). Відповідно напруга на р-п переході буде поступово наростати. При перемиканні напруги до від’ємного значення напруга на переході спадатиме,

що означає розсмоктування неосновних носіїв (дірок) з n-області (проміжок часу від t_1 до t_2 , $t_{роз} = t_2 - t_1$). Потім відбувається встановлення струму насичення I_s . За досить великий час розподіл неосновних носіїв



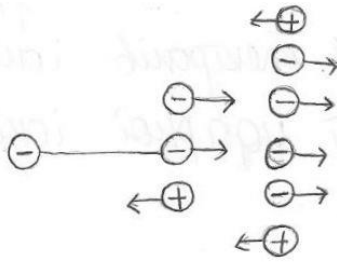
буде відповідати кривій 2. Час розсмоктування знаходиться з формули $Erf\left(\frac{t_{роз}}{\tau_p}\right)^{1/2} =$

$\frac{I_1}{I_1 + I_2}$, Напруга на діоді V_d буде складатися з напруги безпосередньо на самому р-п переході V_0 і з напруги на опорі бази V_6 , вигляд якої зрозумілий, оскільки це просто лінійний опір.

34. Лавинний пробій р-n-переходу. Вольт-амперна характеристика р-n-переходу в області пробою.

Лавинний пробій – швидке зростання струму при підвищенні напруги внаслідок лавинної іонізації.

Іонізація:



$x = 0$ $n(0)$
 $0 \div x$ n_1 – кількість створених електронів (електрон-діркових пар)
 $x + dx \div w$ n_2
 Тому на $x + dx$ n_2 дірок. Тому

$$M = \frac{n(w)}{n(0)} = \frac{p(0)}{p(w)} \text{ – коефіцієнт множення.}$$

В області від x до $x + dx$

$$d \cdot n = \alpha_n (n(0) + n_1) dx + \alpha_p n_2 dx$$

α_n – іонізація електронів, α_p – іонізація дірками.

$$\alpha \text{ – коефіцієнт ударної іонізації, } \alpha = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}.$$

$$\text{Нехай } \alpha_n = \alpha_p = \alpha \text{ } dn = \alpha [n(0) + n_1 + n_2] dx = \alpha n(w) dx$$

$$n(w) - n(0) = \int_0^w \alpha \cdot n(w) dx; \quad \frac{n(w)}{n(0)} - \frac{n(0)}{n(0)} = \int_0^w \alpha dx$$

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^w \alpha dx \rightarrow M = \frac{1}{1 - \int_0^w \alpha dx}$$

$$j_{згор} = \frac{qD_p p(w)}{l_p} + \frac{qD_n n(0)}{l_n} = \begin{cases} p(w) = p_n M \\ n(0) = n_p M \end{cases} = j_s M$$

Умова виникнення лавинного пробою $M \rightarrow \infty$ тобто:

$$\int_0^w \alpha dx \rightarrow 1, \quad \alpha = \frac{q\varepsilon}{E_i} \exp \left\{ - \frac{\varepsilon_I}{\varepsilon_{AK} + \varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{OPT}} \right)} \right\}, \varepsilon \text{ – поле, } E_i \text{ – енергія іонізації}$$

Поля, при яких даються знаки втрати:

ε_I – втрата енергії за рахунок іонізаційних втрат

ε_{AK} – розсіяння на акустичних фонах

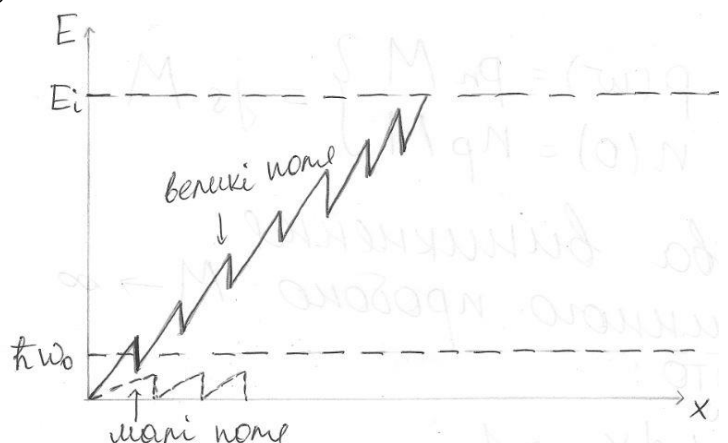
ε_{OPT} – розсіяння на оптичних фонах

ε_{OPT} – розсіяння на оптичних фонах

Спрощені вирази для α : $\alpha = e^{-\frac{\beta_i}{\varepsilon x}}$,

$\alpha = k_i \varepsilon^m$ - в невеликій області полів.

$$\int_0^w \alpha dx = k_i \int_0^w \varepsilon^m dx$$



Розглянемо р⁺n перехід. Область просторового заряду знаходиться в області:

$$\varepsilon = \frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_S} (w - x),$$

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_S (\varphi_0 - qv)}{q^2 N_d}} \cong \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_S}{qN_d} \right)^{1/2} \cdot V^{1/2}$$

$$\int_0^w \alpha dx = \frac{k_I}{m+1} \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_S} \right)^m \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_S}{qN_d} \right)^{\frac{m+1}{2}} \cdot V^{\frac{m+1}{2}} = \frac{2^{\frac{m+1}{2}} \cdot k_i}{m+1} \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_S} \right)^{m-1/2} \cdot V^{\frac{m+1}{2}}$$

$$V = V_{\text{пробою}}: \int_0^w \alpha dx \rightarrow 1$$

$$V_{\text{пробою}}^{-\frac{m+1}{2}} = \frac{2^{\frac{m+1}{2}} \cdot k_i}{m+1} \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_S} \right)^{m-1/2} \rightarrow V_{\text{пробою}} = \left(\frac{2^{\frac{m+1}{2}} \cdot k_i}{m+1} \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_S} \right)^{m-1/2} \right)^{-\frac{2}{m+1}} =$$

$$= 2^{-1} \left(\frac{k_i}{m+1} \right)^{-\frac{2}{m+1}} \left(\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_S} \right)^{\frac{m-1}{m+1}} \rightarrow V_{\text{пробою}} = \frac{1}{2} \left(\frac{m+1}{k_i} \right)^{\frac{2}{m+1}} \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_S}{qN_d} \right)^{\frac{m-1}{m+1}}$$

$V_{\text{пробою}}$ падає при збільшенні концентрації домішок. Для плавного р-n переходу

$$V_{\text{пробою}} = a^{-\frac{m-1}{2m+1}}, \text{ де } a - \text{ градієнт концентрації}$$

$$j_{\text{звор}} = M(j_S + J_{\text{ГЕН}}) = \frac{j_S + j_{\text{ГЕН}}}{1 - \int_0^w \alpha dx} \quad \int_0^w \alpha dx = \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}$$

$$j_{\text{звор}} = \frac{j_S + j_{\text{ГЕН}}}{1 - \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}} \quad - \quad \text{ВАХ р-n переходу в області лавинного пробою}$$

Проте тут ми не врахували падіння напруги на базі

$$I_{\text{звор}} = \frac{I_S + I_{\text{ГЕН}}}{1 - \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}}$$

$$1 - \frac{I_S + I_{\text{ГЕН}}}{I_{\text{зв}}} = \left(\frac{V}{V_{\text{ПП}}} \right)^{\frac{m+1}{2}}$$

$$V = V_{\text{ПП}} \left(1 - \frac{I_S + I_{\text{ГЕН}}}{I_{\text{зв}}} \right)^{\frac{2}{m+1}}$$

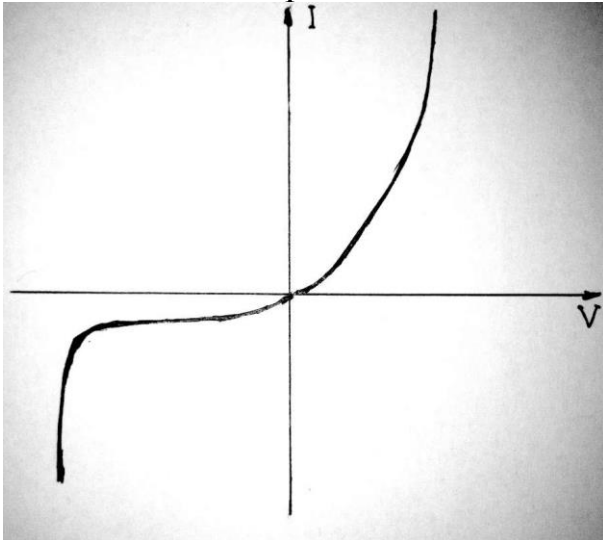
Напруга на р-n переході в обл. лавинного пробою

$$V_g = V + I_{згор} r_{бази}$$

$$V_g = V_{ПП} \left(1 - \frac{I_S + I_{ГЕН}}{I_{зб}} \right)^{\frac{2}{m+1}} + I_{зб} r_{бази}$$

Якщо $I_{зб} \gg I_S + I_{ГЕН}$, $V_g = V_{ПП} + I_{згор} r_{бази}$

ВАХ лавинного пробую виглядає наступним чином:

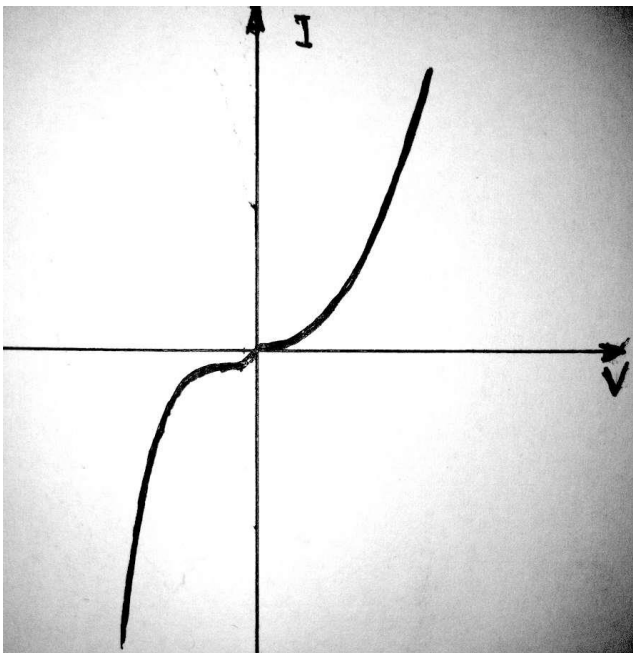


35. Тунельний пробій. Залежність напруги тунельного пробою від температури та рівня легування (якісно).

При тунельному пробіі рід носіїв заряду, що беруть участь в переносі струму, відбувається внаслідок прямого тунелювання електронів з валентної зони у зону провідності. Такий процес відбувається без зміни енергії та зіткнень носіїв заряду з атомами напівпровідника. Чим більше поле, тим менша ширина бар'єру і тим більше носіїв заряду тунелює. Тунельний пробій зазвичай зустрічається в слабколегованих н/п, а тунельний в сильнолегованих.

Залежність $V_{пр}$ від температури для тунельного пробою визначається залежністю ширини забороненої зони від температури. Для Ge, Si і GaAs ширина забороненої зони зменшується з ростом температури, тобто $V_{пр}$ з температурою зменшуватиметься (на відміну від лавинного). В невеликому діапазоні температур $\Delta E(T) = \Delta E(0) - \alpha_T T$

ВАХ тунельного пробою виглядає так:



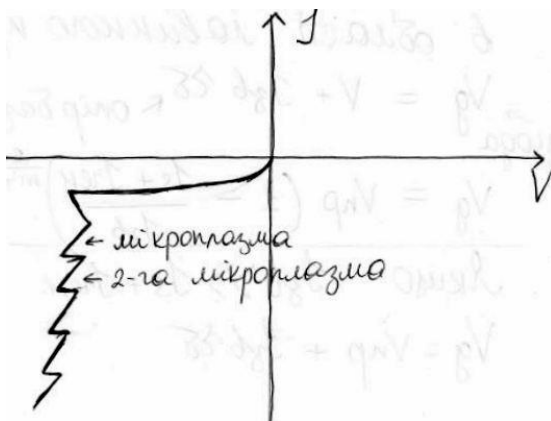
36. Локальний лавинний пробій. Мікроплазми.

1. Лавинний пробій p-n-переходу. Вольт-амперна характеристика p-n-переходу в області пробою.
2. Тунельний пробій. Залежність напруги тунельного пробою від температури та рівня легування (якісно).
3. Локальний лавинний пробій. Мікроплазми.

Типом лавинного пробою є локальний лавинний пробій, який виникає через неоднорідність ти може іти в окремих точках

$$V_m = V_{mnp} \left(1 - \frac{I_{sm} + I_{2m}}{I_m} \right)^{\frac{2}{m} + 1} + I_m r_m, \quad V_m - V \text{ мікроплазми. } r_m \text{ велике, бо площа мікроплазми}$$

мала. $r_m = \frac{\rho}{4a}$, де a – діаметр мікроплазми. Тоді ВАХ виглядає наступним чином:



Мікроплазми нестійкі – самі виникають і самі вимикаються, як видно з ВАХ. Вони виникаються тому, що область мікроплазми дуже мала, і існує не нульова імовірність того, що всі електронно-діркові пари будуть винесені з цієї області. Цей пробій супроводжується рекомбінаційним випромінюванням.

40. Ємність анізотипного гетеропереходу.

Анізотипний гетероперехід – перехід, який утворюється двома різними видами н/п з різним типом провідності. Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки. Якщо 2 види н/п з різними типами провідності взаємодіють, то заряд переходить від одного н/п до іншого до того часу, поки рівні Фермі в них не будуть рівним. Це призводить до створення об'єднаного шару з обох меж поділу.

За визначенням ємність: $C = \frac{dQ_p}{dV} = \frac{dQ_n}{dV}$; $Q_p = \frac{qp_{p_0}Sn_{n_0}}{(n_{n_0}+p_{p_0})}w$,

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(n_{n_0}+p_{p_0})^2(\varphi_k \pm qV)}{q^2p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})}}$$

$$Q_p = \frac{qp_{p_0}Sn_{n_0}}{(n_{n_0}+p_{p_0})} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(n_{n_0}+p_{p_0})^2(\varphi_k \pm qV)}{q^2p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})}} = p_{p_0}n_{n_0} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(\varphi_k \pm qV)}{p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})}}$$

$$C = \frac{dQ_p}{dV} = \frac{2p_{p_0}n_{n_0}\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_pSq}{2p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(\varphi_k + qV)}{p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \right)^{-1/2}$$

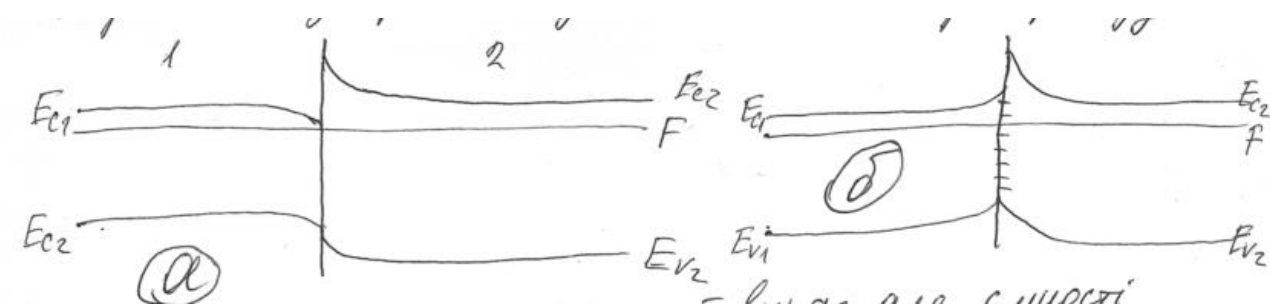
$$= \frac{\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_pqS}{(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \left(\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(\varphi_k + qV)}{p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})} \right)^{-1/2}$$

$$= \frac{q\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p}\sqrt{p_{p_0}n_{n_0}(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})}}{(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})\sqrt{2(\varphi_k + qV)}} = Sq \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_pp_{p_0}n_{n_0}}{2(\varphi_k + qV)(p_{p_0}\varepsilon_p + \varepsilon_n n_{n_0})}}$$

41. Ємність ізотипного гетеропереходу.

Ізотипний гетероперехід – перехід, який утворюється двома різними видами н/п з однаковим типом провідності. Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки. На відміну від анізотропних гетеропереходів, збіднений шар утворюється лише з боку широкозонного напівпровідника, а з боку вузькозонного напівпровідника збагачений шар, товщина якого менша шару збіднення. В зв'язку з цим прикладена напруга падає в основному на широкозонному напівпровіднику. В ізотипних гетеропереходах типу n-n і p-p вклад неосновних носіїв заряду в електричний струм знехтувано малий. Ізотипні гетеропереходи відносяться до пристроїв з основними носіями заряду.

Енергетична діаграма ідеального n-n гетеропереходу:



Не можна отримати простий вираз для ємності n-n гетеропереходу з малою густиною станів на границі розподілу (рис.а). Але, якщо шар збагачення в 1-ому н/п і шар збагачення в 2-ому достатньо добре виражені і

$n_{n_1} = N_{d_1} \gg n_{n_2} = N_{d_2}$, то, використовуючи аналогію з контактом метал-н/п, можна

записати: $C_{n-n} = S \sqrt{\frac{q^2 \epsilon_0 \epsilon_2 N_{d_2}}{2(\varphi_k \pm qV)}}$, де ϵ_2 – відносна діелектрична проникність 2-го н/п. За

наявності локальних станів на границі розподілу (рис.б), перехід можна представити у вигляді 2 діодів Шотткі, підключених назустріч один одному. Тоді сумарна низькочастотна

ємність n-n гетеропереходу $C_{n-n}^{-1} = C_1^{-1} + C_2^{-1}$, де $C_1 = S \sqrt{\frac{q^2 \epsilon_0 \epsilon_1 N_{d_1}}{2(\varphi_{k_1} \pm qV_1)}}$, $\varphi_{k_1} = qV_{k_1}$

$C_2 = S \sqrt{\frac{q^2 \epsilon_0 \epsilon_2 N_{d_2}}{2(\varphi_{k_2} \pm qV_2)}}$, $\varphi_{k_2} = qV_{k_2}$, V_{k_1}, V_{k_2} – контактні різниці потенціалів,

V_1, V_2 – падіння зовнішньої напруги в ОПЗ-напівпровідників.

$V = V_1 + V_2$ – повна напруга на гетеропереході.

42. ВАХ анізотипних гетеропереходів.

Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, pGE - nGaAs. Відмінність гетеропереходів від звичайного p-n переходу полягає в тому, що в звичайних p-n переходах використовується один і той же вид напівпровідника, наприклад, pSI - nSI. Гетеропереходи характеризуються зміною положення й ширини забороненої зони при переході від одного напівпровідника до іншого. Якщо напівпровідники мають однаковий тип провідності – ізотипний гетероперехід. Якщо напівпровідники мають різний тип провідності – анізотипний гетероперехід. Розглянемо можливі механізми переносу заряду в анізотропних гетеропереходах.

1. Інжекційний струм.

При прямому зміщенні переважаючим може бути струм зумовлений інжекцією основних носіїв із широкозонного напівпровідника в вузькозонний.

$$J = J_0 \exp\left(-\frac{qV_{k_2}}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_1}{kT}\right) \right)$$

$$V_2 = \frac{1}{\eta_2} V, V_1 = \left(1 - \frac{1}{\eta_2}\right) V, \eta_2 = 1 + \frac{\varepsilon_n n_n}{p_p \varepsilon_p}$$

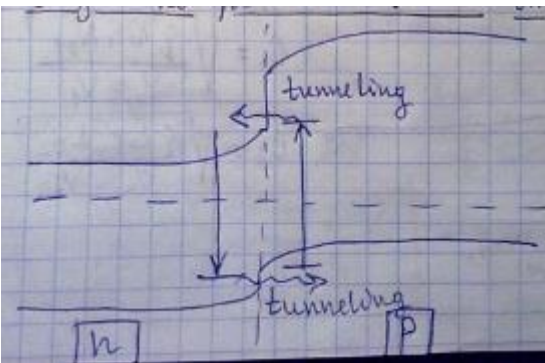
2. Рекомбінаційний струм.

Якщо на границі розділу p-n гетеропереходу є рівні рекомбінації (велика густина ПС), то рекомбінаційний струм може стати основою складовою прямого струму

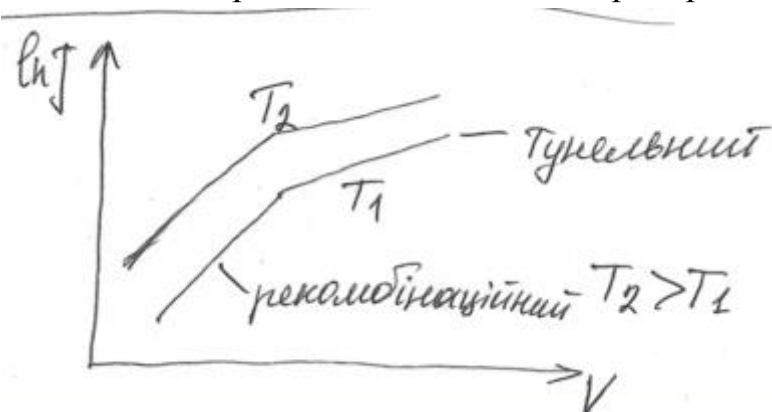
$$J_{\text{рек}} \sim \exp\left(\frac{qV}{kT\eta_{\text{рек}}}\right), \eta_{\text{рек}} = 1 \div 2$$

3. Тунельно-рекомбінаційний струм.

J залежить від U експоненційно.



При зміні напруги буде змінюватися механізм виникнення струму. Типовий вид залежності $\ln J$ від U для різких анізотипних гетеропереходів:



Рекомбінаційний – кут міняється з температурою, тунелювання – $\text{tg } \alpha$ не залежить від температури

43. ВАХ Изотипных гетеропереходів.

4.5.2 Изотипные гетеропереходы

Для резких $n - n$ -гетеропереходов с малой плотностью граничных состояний по аналогии с диодной теорией выпрямления контакта металл – полупроводник плотность тока находится как разность термоэлектронных потоков через границу раздела, умноженная на заряд электрона. Для идеального $n - n$ -гетероперехода, энергетическая диаграмма которого представлена на рис.4.5,а, Р.Л.Андерсон получил таким образом следующее выражение:

$$J = eK_n N_{d2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_n^*}} \exp\left(-\frac{eU_{к2}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eU_2}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{eU_1}{kT}\right) \right]. \quad (4.24)$$

Тут краще пишеть пропорційно замість всіх цих коеф. перед експонентою.

Поскольку в узкозонном полупроводнике у границы раздела расположен обогащенный основными носителями слой, а в широкозонном истощенный, то обычно $U_2 \cong U$, $U_{к2} \cong U_к$ и

$$J = eK_n N_{d2} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_n^*}} \exp\left(-\frac{eU_к}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4.25)$$

При анализе этого выражения нужно помнить, что изотипный гетеропереход считается смещенным в пропускном направлении, если внешнее напряжение уменьшает контактную разность потенциалов. В рассматриваемом случае прямое смещение соответствует отрицательному потенциалу на широкозонном полупроводнике. Эксперимент показал, что формула (4.25) хорошо описывает вольт-амперные характеристики изотипных гетеропереходов типа Ge – GaAs.

Вольт-амперные характеристики изотипных гетеропереходов с большой плотностью граничных состояний (рис.4.5,б) не описываются формулой (4.25). Например, вольт-амперная характеристика гетероперехода $n\text{Ge} - n\text{Si}$ выходит на насыщение при любой полярности приложенного напряжения (рис. 4.9), если концентрация примесей в обоих полупроводниках невелика (порядка $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Такую форму вольт-амперной характеристики можно объяснить, представляя $n - n$ -гетеропереход как систему двух диодов Шоттки, соединенных последовательно навстречу друг другу.

Предположим, что сопротивлением тол-

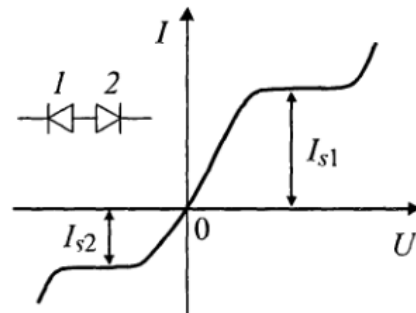


Рис.4.9. Вольт-амперная характеристика $n - n$ -гетероперехода с умеренным уровнем легирования обеих n -областей

щи n -областей можно пренебречь и что первый диод смещен в запирающем направлении, а второй – в пропускном. Тогда полный ток через систему диодов можно представить в следующем виде:

$$I = I_{s2} \left[\exp\left(\frac{eU_2}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.26)$$

или

$$I = -I_{s1} \left[\exp\left(-\frac{eU_1}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4.27)$$

Поскольку $U_2 = U - U_1$, то из выражения (4.26) будем иметь

$$I = I_{s2} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \exp\left(-\frac{eU_1}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4.28)$$

Находя $\exp[-eU_1/(kT)]$ из соотношения (4.27) и подставляя в (4.28), получим

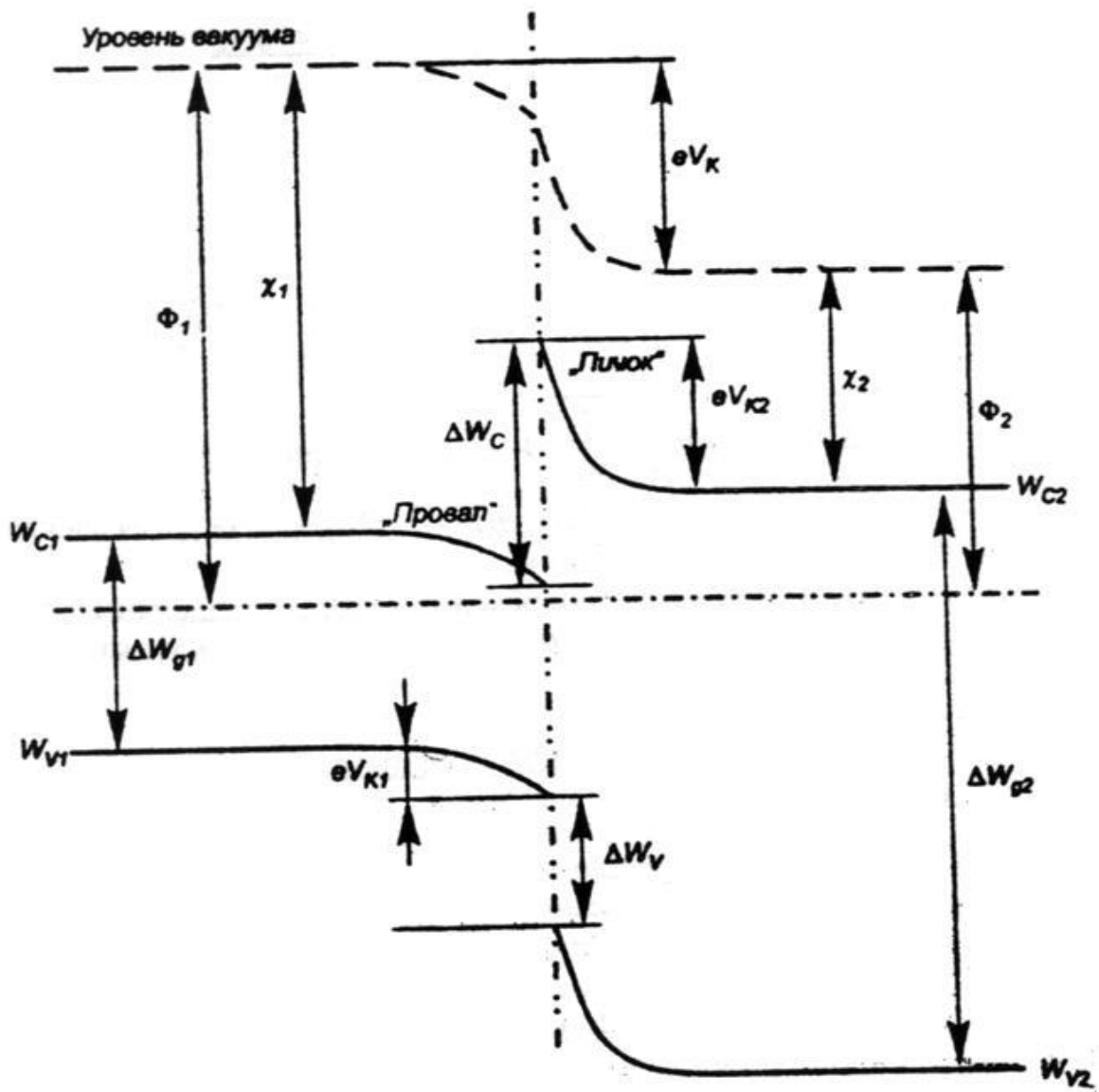
$$I = \frac{I_{s1} I_{s2} [\exp(eU/(kT)) - 1]}{I_{s2} \exp[eU/(kT)] + I_{s1}}. \quad (4.29)$$

Умножив числитель и знаменатель формулы (4.29) на $\exp[-eU/(2kT)]$, можно вольт-амперную характеристику гетероперехода записать так:

$$I = \frac{2I_{s1} I_{s2} \operatorname{sh}[eU/(2kT)]}{I_{s2} \exp[eU/(2kT)] + I_{s1} \exp[-eU/(2kT)]}. \quad (4.30)$$

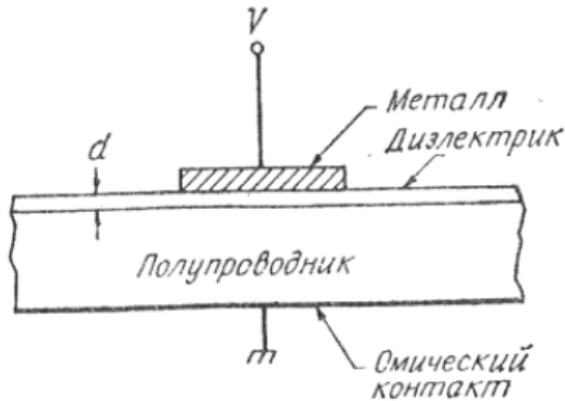
Из выражения (4.30) следует, что при $U/2 \geq 2.3kT/e$ $I = I_{s1}$, а при обратной полярности напряжения $I = -I_{s2}$. Эта формула хорошо описывает экспериментальные вольт-амперные характеристики гетеропереходов $n\text{Ge} - n\text{Si}$ между областями насыщения. Но при больших значениях U вольт-амперные характеристики не имеют идеального насыщения. Начиная с некоторого напряжения наблюдается резкий рост силы тока, обусловленный пробоем гетероперехода (рис.4.9). Если одна из областей гетероперехода $n\text{Ge} - n\text{Si}$ сильно легирована ($N_d \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$), то участок примерного насыщения тока наблюдается на вольт-амперной характеристике только при одной полярности напряжения. Отсутствие участка насыщения тока на вольт-амперной характеристике при положительном потенциале на сильно легированном полупроводнике объясняется аналогией такой структуры с контактом металл – полупроводник. Такие же вольт-амперные характеристики наблюдаются и в гетеропереходах $p\text{Ge} - p\text{Si}$.

В заключение следует отметить, что далеко не во всех случаях удастся объяснить вид вольт-амперных характеристик гетеропереходов на основе имеющихся моделей переноса заряда через границу раздела.



Зонна діаграма для якої розглядається ВАХ

44. Поняття про ідеальну МДН структуру. Зонні діаграми ідеальної МДН структури в залежності від прикладеної напруги



Схематично МДН-структура приведена на рисунку, де d – товщина шару діелектрика, V – напруга, що прикладена до металевого польового електроду.

Поняття «ідеальна МДН-структура» визначається наступним чином:

1. Роботи виходу електронів із метала і напівпровідника однакові, або різниця робіт виходу φ_{ms} рівна нулю:

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_b \right) = 0, \quad (\text{для n-типу})$$

$$\varphi_{ms} \equiv \varphi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_b \right) = 0. \quad (\text{для p-типу})$$

де φ_m – робота виходу металу; χ – спорідненість до електрону напівпровідника, E_g – ширина забороненої зони, ψ_b – різниця між рівнем Фермі E_F і положенням рівня Фермі у власному напівпровіднику E_i . Умова (1) означає, що у відсутність зовнішньої напруги $V=0$ енергетичні зони напівпровідника не вигнуті (стан плоских зон).

2. При будь-яких зміщеннях в структурі може існувати тільки заряд в її напівпровідниковій частині і рівний йому заряд протилежного знаку на металічному електроді, який відділений від напівпровідника шаром діелектрика.

3. При постійній напрузі зміщення відсутній переніс заряду через діелектрик, тобто опір діелектрика допускається нескінченним.

Зонні діаграми

Для МДН-структури з напівпровідником p-типу. Якщо до металічного електроду структури прикладена від'ємна напруга, край валентної зони у ганиці з діелектриком вигинається вгору і наближається до рівня Фермі (а). Оскільки в ідеальній МДН-структурі наскрізний струм рівний нулю, рівень Фермі в напівпровіднику залишається постійним. Оскільки концентрація дірок експоненціально залежить від різниці енергій ($E_F - E_V$), такої вигин зон приводить до збільшення числа основних носіїв (дірок) у поверхні напівпровідника. Цей режим називається режимом акумуляції.

Якщо до МДН-структури прикладено не занадто велика додатна напруга, зони вигинаються в оберненому напрямку і при поверхнева область напівпровідника збіднюється основними носіями (б). Цей режим називається режимом збіднення.

При великих додатних напругах зони вигинаються вниз настільки сильно, що поблизу поверхні відбувається перетин рівня Фермі E_F з власним рівнем E_i . В цьому випадку (в) концентрація неосновних носіїв (електронів) у поверхні переважає над концентрацією основних носіїв. Це режим інверсії.

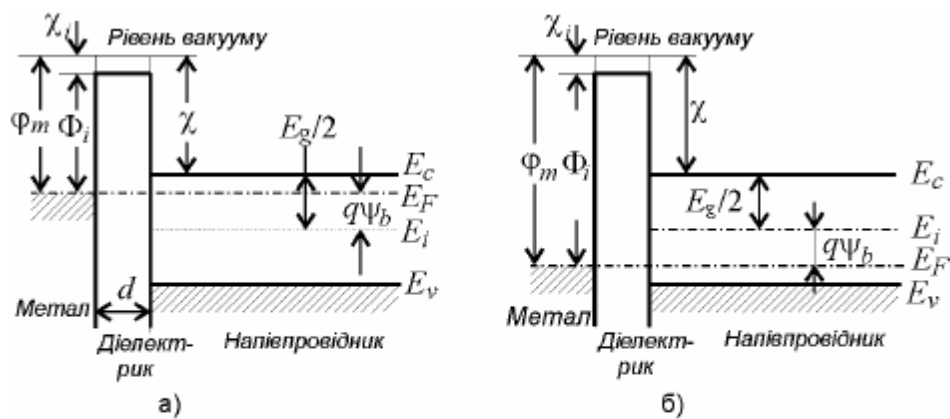


Рис. 4.2. Зонні діаграми ідеальних МДН-структур при $U = 0$:
 а - напівпровідник n - типу; б - напівпровідник p - типу.

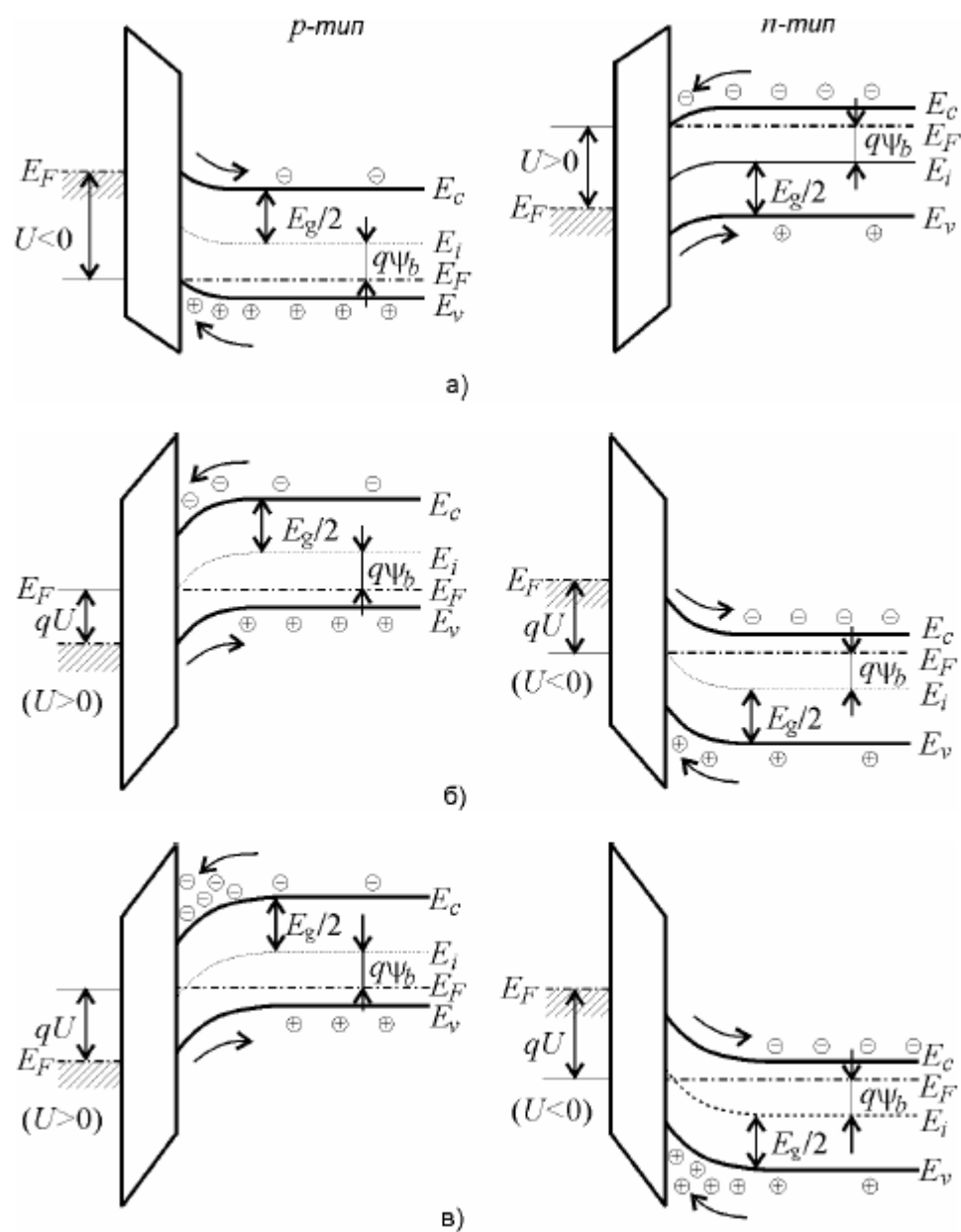


Рис. 4.3. Зонні діаграми МДН - структур при $U \neq 0$: а) режим акумуляції; б) режим збіднення; в) режим інверсії.

45. Залежність Заряду в ОПЗ від поверхневого потенціалу.

Значение электростатического потенциала на поверхности полупроводника называется **поверхностным потенциалом** и обозначается ψ_s . На зонной диаграмме (рис. 3.1) величина ψ_s отрицательна.

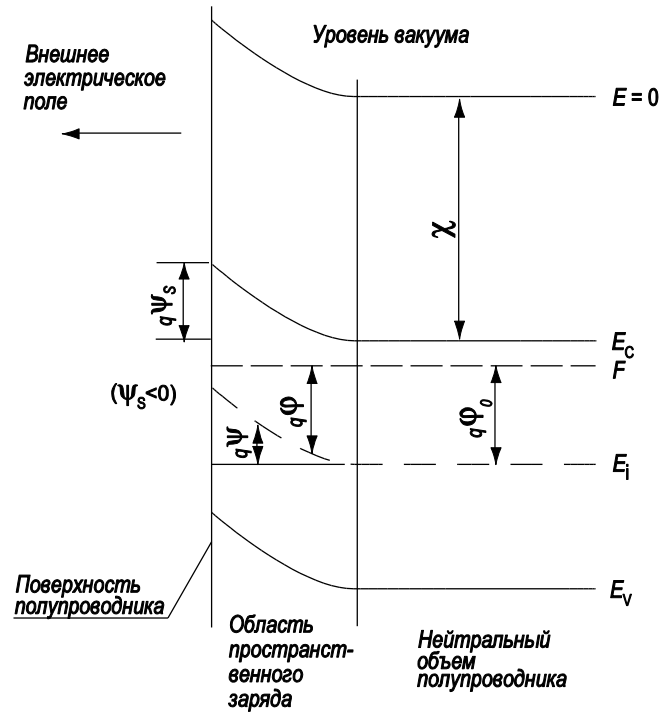


Рис. 3.1. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника n -типа

Выразим концентрацию электронов n и дырок p в ОПЗ через электростатический потенциал ψ . В квазинейтральном объеме в невырожденном случае

$$\begin{aligned} n_0 &= n_i e^{\beta\phi_0}, \\ p_0 &= p_i e^{-\beta\phi_0}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $\beta = \frac{q}{kT}$, ϕ_0 – расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны в квазинейтральном объеме.

Величины n и p в ОПЗ будут:

$$\begin{aligned} n &= n_i e^{\beta\psi} = n_i e^{\beta(\psi+\phi_0)} = n_0 e^{\beta\psi}, \\ p &= p_i e^{-\beta\psi} = p_i e^{-\beta(\psi+\phi_0)} = p_0 e^{-\beta\psi}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Величины концентраций электронов n_s и дырок p_s на поверхности носят название **поверхностной концентрации** и имеют значения

$$\begin{aligned} n_s &= n_0 e^{\beta\psi_s}, \\ p_s &= p_0 e^{-\beta\psi_s}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

3.2.1. Уравнение Пуассона для ОПЗ

Запишем уравнение Пуассона для полупроводника p -типа:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0\epsilon_s} \quad (3.6)$$

Величина $\rho(z)$ в общем случае, когда отсутствует ограничение на малость возмущения, будет:

$$\rho(z) = q(N_D^+ - N_A^- + p - n). \quad (3.7)$$

В квазинейтральном объеме, где условие электронейтральности выполняется, $\rho(z) = 0$.

Тогда

$$N_D^+ - N_A^- = n_0 - p_0. \quad (3.8)$$

Поскольку, как было показано в (3.3 – 3.5),

$$\begin{aligned} n &= n_0 e^{\beta\varphi}, & p &= p_0 e^{-\beta\varphi}, \\ n_0 &= n_i e^{-\beta\varphi_0}, & p_0 &= p_i e^{\beta\varphi_0}, \end{aligned}$$

для $\rho(z)$ в ОПЗ имеем:

$$\rho(z) = -qp_0 [e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1]. \quad (3.9)$$

Подставляя (3.9) в (3.6), имеем для нахождения $\psi(z)$ дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{qp_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0} [e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1]. \quad (3.10)$$

Домножим выражение для дебаевской длины экранирования, которое представлено в разделе 2.5 формулой (2.23), слева и справа на величину $\frac{d\psi}{dz}$. Тогда

$$\frac{d\psi}{dz} \cdot \frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{d\psi}{dz} \right)^2. \quad (3.11)$$

Следовательно,

$$d \left(\frac{d\psi}{dz} \right)^2 = 2 \frac{qp_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0} [e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1] d\psi. \quad (3.12)$$

Проинтегрировав (3.12) от бесконечности до некоторой точки ОПЗ, получаем:

$$\left(\frac{d\psi}{dz} \right)^2 = 2 \frac{qp_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{1}{\beta} [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]. \quad (3.13)$$

Воспользовавшись определением дебаевской длины экранирования $L_D = \sqrt{\frac{kT\varepsilon_s \varepsilon_0}{q^2 n_0}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{qN_D}}$ (2.23), а

также соотношением $E(z) = -\frac{d\psi}{dz}$, получаем:

$$E^2 = \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \frac{2}{L_D^2} [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]. \quad (3.14)$$

Обозначим

$$F(\psi, \varphi_0) \equiv [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]^{1/2}. \quad (3.15)$$

Из (3.14) и (3.15) имеем:

$$E = -\frac{d\psi}{dz} = \pm \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{L_D} F(\psi, \varphi_0). \quad (3.16)$$

Соотношение (3.16) называется **первым интегралом уравнения Пуассона**.

Знак электрического поля выбирается в зависимости от знака поверхностного потенциала. Если $\psi_s > 0$ (обеднение основными носителями или инверсия), поле направлено вглубь полупроводника по оси z и положительно. При $\psi_s < 0$ поле E направлено против оси z и отрицательно.

Величина электрического поля на поверхности E_s будет:

$$E_s = \pm \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{L_D} F(\psi_s, \varphi_0). \quad (3.17)$$

Поскольку согласно теореме Гаусса величина электрического поля на поверхности E_s связана определенным образом с плотностью пространственного заряда на единицу площади Q_{sc} , имеем:

$$Q_{sc} = \varepsilon_s \varepsilon_0 E_s = \pm \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q L_D} F(\psi_s, \varphi_0). \quad (3.18)$$

Отметим, что соотношения (3.16 – 3.18), полученные в этом разделе, являются очень важными и будут в дальнейшем неоднократно привлекаться для анализа ОПЗ.

3.2.2. Выражение для заряда в ОПЗ

Выражение (3.18) для заряда в ОПЗ, полученное в предыдущем параграфе, справедливо для любых значений поверхностного потенциала. Однако использование его для конкретных случаев довольно затруднено в силу громоздкости функции $F(\psi, \varphi_0)$ в виде (3.15). Получим выражение для заряда Q_{sc} , упростив соотношение (3.18) для различных областей.

Область обогащения ($\psi_s < 0$). Для полупроводника p -типа заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен зарядом свободных дырок Q_p , как только

$$\begin{aligned} |\psi_s| > \frac{kT}{q}; \quad |\beta \psi_s| > 1. \\ Q_{sc} = Q_p = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q L_D} e^{-\frac{\beta \psi_s}{2}}. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Область обеднения ($\varphi_0 > \psi_s > 0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен только зарядом ионизованных акцепторов Q_B . Из (3.16, 3.18) следует, что

$$Q_{sc} = Q_B = \sqrt{2 \varepsilon_s \varepsilon_0 q N_A \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right)} = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q L_D} (\beta \psi_s - 1)^{1/2}. \quad (3.20)$$

Ширина обедненной области

$$W = \frac{Q_B}{q N_A} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_s \varepsilon_0}{q N_A} \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right)}.$$

Область слабой инверсии ($2\varphi_0 > \psi_s > \varphi_0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} , так же как и в случае обеднения, обусловлен только зарядом ионизованных акцепторов Q_B , поскольку заряд свободных электронов $Q_n \ll Q_B$.

$$Q_{sc} = Q_B = \sqrt{2 \varepsilon_s \varepsilon_0 q N_A \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right)} = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q L_D} (\beta \psi_s - 1)^{1/2}. \quad (3.21)$$

Область сильной инверсии ($\psi_s > 2\varphi_0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен в основном зарядом свободных электронов вблизи поверхности в инверсионном канале Q_n , хотя в начале области сильной инверсии еще существен вклад заряда ионизованных акцепторов

$$Q_{sc} = Q_W + Q_B \approx Q_n = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{\sqrt{2} q L_D} e^{\frac{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}{2}}. \quad (3.22)$$

Величина заряда ионизованных акцепторов Q_B в ОПЗ и ширина слоя обеднения W не зависят от поверхностного потенциала ψ_s и равны:

$$Q_B = \sqrt{2q\varepsilon_s\varepsilon_0 N_A \left(2\phi_0 - \frac{kT}{q}\right)}; \quad W = \sqrt{\frac{2q\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN_A} \left(2\phi_0 - \frac{kT}{q}\right)}. \quad (3.23)$$

Отметим, что, как следует из рисунка 3.2 и выражений (3.19 – 3.22), область обогащения по многим параметрам подобна области сильной инверсии, а область обеднения – области слабой инверсии. На рисунке 3.3 приведено значение заряда в ОПЗ Q_{sc} как функции поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанное для конкретного случая.

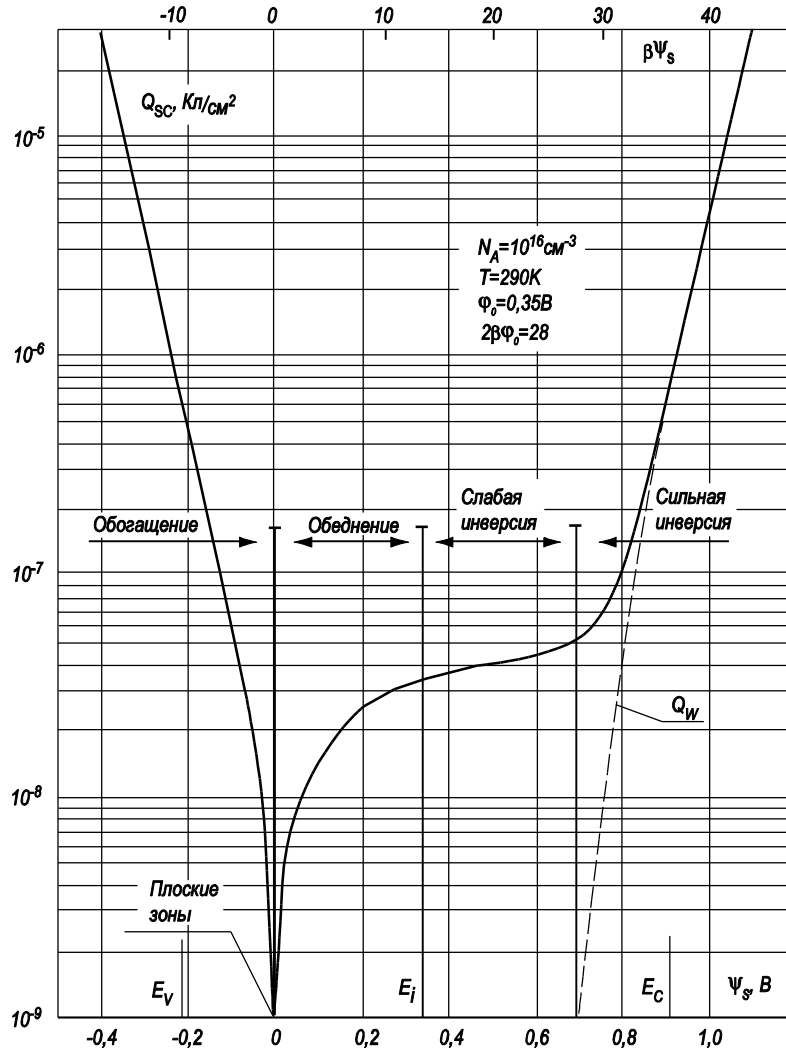
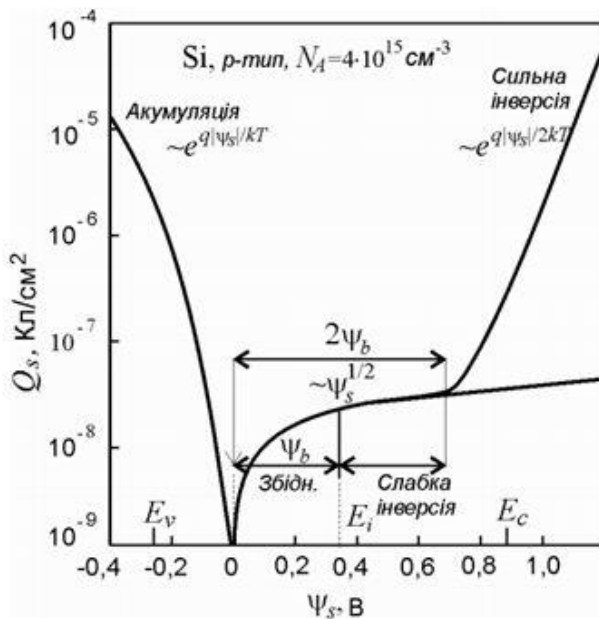


Рис. 3.3. Зависимость заряда в ОПЗ от поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанная для кремния p -типа

46. Залежність диференціальної ємності n/p в МДН-структурі від поверхневого потенціалу.

Для МДН – структури диференціальна ємність n/p $C_D = \frac{\partial Q_s}{\partial \Psi_s}$, а повна ємність структури C може бути представлена як послідовно з'єднані ємність ізолятора C_i та диференційна ємність n/p C_D : $C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \left[\frac{\Phi}{\text{м}^2} \right]$.

Розглянемо диференціальну ємність. Причиною виникнення є те, що при зміні



поверхневого потенціалу \rightarrow зміна вигину зон, тобто відбувається зміна відстані від рівня Фермі до зони \rightarrow зміна концентрації носіїв. Відповідно при зміні прикладеної U буде змінюватися заряд в n/p .

При негативних Ψ_s заряд $Q_s > 0$, що відповідає акумуляції дірок на поверхні. У такому випадку $Q_s \sim e^{\frac{q|\Psi_s|}{kT}}$. У стані плоских зон $\Psi_s = 0$ і $Q_s = 0$, ємність має вигляд:

$$C_{D=0} = C_D(\Psi_s = 0) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{L_D} \left[\frac{\Phi}{\text{м}^2} \right]. \quad \text{у}$$

Рис. 4.5. Залежність густини об'ємного заряду в напівпровіднику (на одиницю площі межі поділу) від поверхневого потенціалу для кремнію p -типу.

режимі збіднення, коли $0 < \Psi_s < \Psi_b$, заряд Q_s негативний і $Q_s \sim \sqrt{\Psi_s}$. При інверсії ($\Psi_s > \Psi_b$) негативний заряд збільшується зі збільшенням Ψ_s , а у випадку сильної інверсії $\Psi_s \geq$

$$2\Psi_b = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{N_A^-}{n_i}\right) \text{ заряд } Q_s \sim e^{\frac{q|\Psi_s|}{2kT}}.$$

// вплив поверхневого потенціалу на просторовий заряд див. попереднє питання.

47-48. Вольт-Фарадна х-ка ідеальної МДН структури (ВЧ та НЧ)

Розглянемо ідеальну МДН-структуру, зонна діаграма відповідає стану інверсії. Повний заряд с-ми в цілому дор.0, тому: $Q_m = Q_n + qN_A^-w = Q_s$, де Q_m – заряд металевого електрода; Q_n – заряд інверсійного шару; w – товщина збідненого шару. При відсутності різниці робіт виходу прикладена напруга ділиться між н/п та ізолятором: $U = U_i + \Psi_s$, де U_i – падіння напруги на шарі діелектрика, що дор: $U_i = E_i d = \frac{|Q_s|d}{\epsilon_0 \epsilon_s} \equiv \frac{|Q_s|}{C_i}$

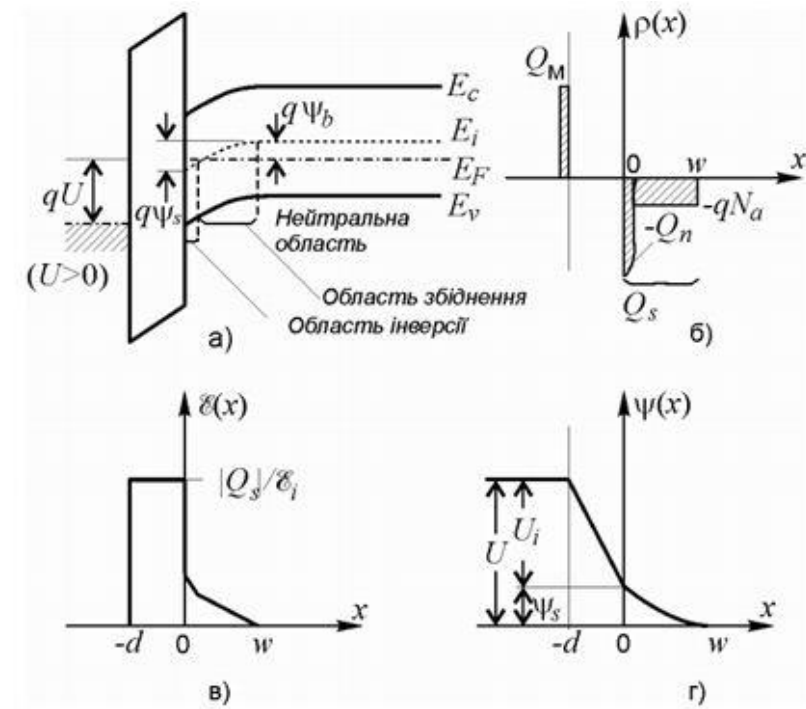


Рис. 4.6. Зонна діаграма ідеальної МДН-структури - (а) і розподіл заряду (за умови інверсії) - (б), напруженості електричного поля - (в) та потенціалу - (г).

Повна ємність структури C може бути представлена як послідовно з'єднані ємність ізолятора C_i та диференціальна ємність н/п C_d : $C = \frac{C_i C_d}{C_i + C_d} \left[\frac{\Phi}{L^2} \right]$. Ємність C_i визначається товщиною діелектрика d ($C_i = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{d}$) і є

максимальною ємністю структури. Ємність н/п C_d залежить від поверхневого потенціалу Ψ_s , тому загальна ємність структури залежить від прикладеної напруги (крива а, для ідеальної структури з н/п р-типу). При $U < 0$ на МДН-структурі відбувається акумуляція дірок біля межі поділу. У цьому випадку диференціальна ємність н/п $C_d \gg C_i$. Звідси повна ємність структури максимальна ($C = C_i$) і при досить великих $U < 0$ майже не залежить від напруги.

У стані плоских зон ($\Psi_s = 0$, для ідеальної структури при $U = 0$) ємність структури визначається: $C(\Psi_s = 0) = C_{FB} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{d + \frac{\epsilon_i L_d}{\epsilon_d}} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{d + \frac{\epsilon_i}{\epsilon_s} \sqrt{\frac{kT \epsilon_0 \epsilon_s}{p_0 q^2}}}$, де ϵ_s – відносна

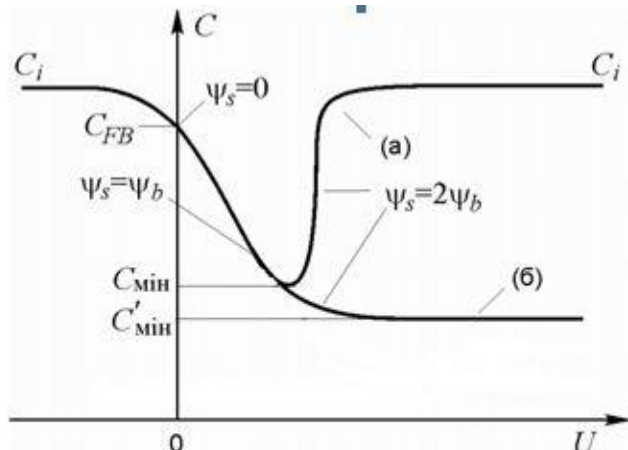


Рис. 4.7. Вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН-структури: а) в області низьких частот; б) в області високих частот;

діелектрична проникність ізолятора і н/п. Коли $U > 0$, у при поверхневому шарі утв. збіднена область, яка діє як додатковий шар діелектрика. Це призводить до зменшення повної ємності МДН-структури. За деякої U_{\min} повна диференціальна ємність структури досягає C_{\min} і швидко \uparrow , наближаючись до C_i (в даній області напруг при $\Psi_s =$

Ψ_b у приконтактній області н/п утв. електронний інверсійний шар, $C \uparrow -U \uparrow$). При $U = U_{\min}$ зростання ємності інверсійного шару зі $U \uparrow$ компенсує зменшення ємності ОПЗ, яке обумовлене збільшенням його товщини і $C = C_{\min}$. При подальшому збільшенні U ємність інверсійного шару швидко зростає і повна диференціальна ємність н/п $\gg C_i$.

Для стану інверсії $C \uparrow -U \uparrow$ залежить від того, чи встигає концентрація електронів в інверсійному шарі слідкувати за зміною прикладеної до структури тестуючої змінної U . Даний режим здійснюється лише при порівняно низьких частотах, коли швидкість генераційно – рекомбінаційних процесів(що відповідають за зміну концентрації неосновних носіїв заряду) достатня, щоб густина електронів змінювалася у фазі з U сигналу(до 100 Гц).

За більш високих частот \uparrow диференціальної ємності структури при $U > 0$ не спостерігається(крива б). Але $\uparrow w$ (тобто $C \downarrow -U \uparrow$) продовжується поки не настане сильна інверсія. При подальшому $\uparrow U$ зростання w і Ψ_s різко уповільнюється. У режимі сильної інверсії незначне збільшення поверхневого потенціалу $\Delta\Psi_s$ викликає суттєве збільшення густини заряду інверсійного шару, який екранує об'єм н/п від проникнення E від електроду структури.

//для МДН з н/п n-типу криві потрібно відобразити симетрично відносно осі ординат. Тому за видом ВЧ $C - U$ кривої можна визначити тип провідності н/п $\frac{dC}{dU} < 0$ – у випадку p-типу, $\frac{dC}{dU} > 0$ - у випадку n-типу.

49-50. Вплив різниці робіт виходу та поверхневих станів на ВФХ МДН структури.

Досі вважалося, що контактна різниця потенціалів між металом і напівпровідником дорівнює нулю. В дійсності це, звичайно, не так. Якщо робота виходу з металу ϕ_m більша за роботу виходу з напівпровідника ϕ_s , то частині електронів вигідно перейти з металу в напівпровідник. Це призведе до того, що зони напівпровідника вигнуться так, наче до металу прикладена позитивна напруга $(\phi_n - \phi_m)/q$. Залежності $C(U)$ залишаються такими ж, але зміщеними по осі напруги ліворуч на $(\phi_n - \phi_m)/q$. Якщо $\phi_n < \phi_m$, зсув $C(U)$ - кривих відбувається в протилежному напрямку. У цих випадках напруга плоских зон U_{FB} дорівнює контактній різниці потенціалів. Причиною вигину зон при нульовій напрузі може бути також заряд, фіксований в ізоляторі та захоплений поверхневими станами на межі поділу ізолятор-напівпровідник. Якщо цей заряд позитивний, його поле має такий самий знак, як й в випадку, коли до металевого електроду прикладена позитивна напруга, і $C-U$ крива зсувається в область від'ємних напруг.

//про

заряд в діелектрике писать по желанию, ведь в формулировке вопроса об этом ни слова

Розглянемо вплив поверхневих станів (ПС) на високочастотну ємність МДН-структури. Нехай ПС має строго визначений рівень енергії, віддалений від краю валентної зони на величину E_t (рис. 4.9).

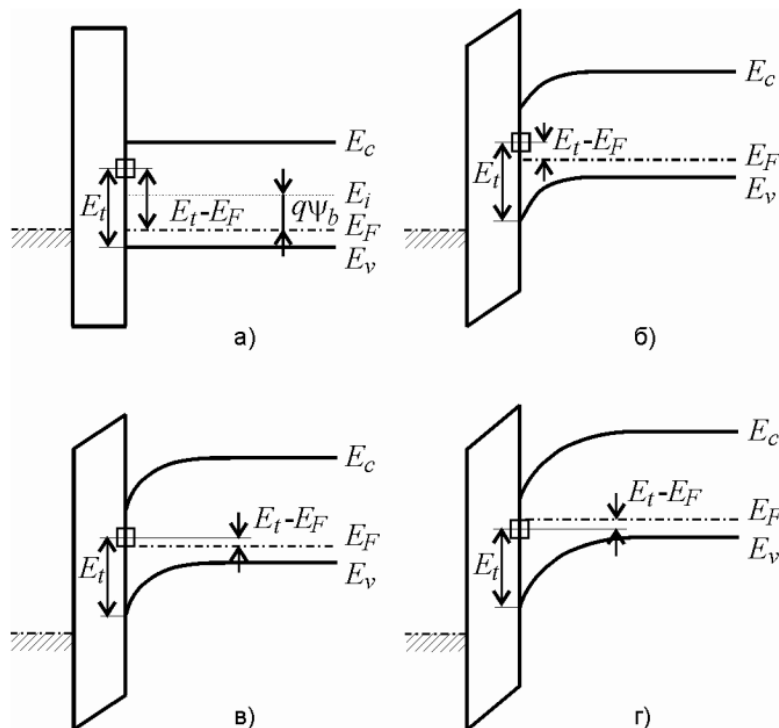


Рис. 4.9. Зонні діаграми МДН-структури при наявності моноенергетичного поверхневого стану при різних напругах.

а напруга плоских зон дорівнює нулю.

Доки зміщення такі, що поверхневий потенціал ψ_s менший за $(E_t - E_F)/q$, структура поводить себе як ідеальна. При $q\psi_s = E_t - E_F$ починається заповнення ПС, і як поверхневий потенціал, так і високочастотна ємність не змінюються (рис. 4.10,а,б). Таке становище зберігається, доки всі ПС не заповняться електронами. При подальшому збільшенні напруги ψ_s і $C^{ВЧ}$ знову будуть змінюватися, як для ідеальної МДН-структури, але зі зсувом по осі напруги праворуч на величину

$$\Delta U = qN_{ss}/C_i \quad (4.21)$$

де N_{ss} - кількість ПС. Таким чином, поява "полиці" на ВЧ вольт-фарадній характеристиці свідчить про наявність моноенергетичних ПС на межі поділу напівпровідника з діелектриком. За напругою, при якій починається "полиця", легко визначити глибину залягання рівня ПС, а за довжиною "полиці" - концентрацію станів.

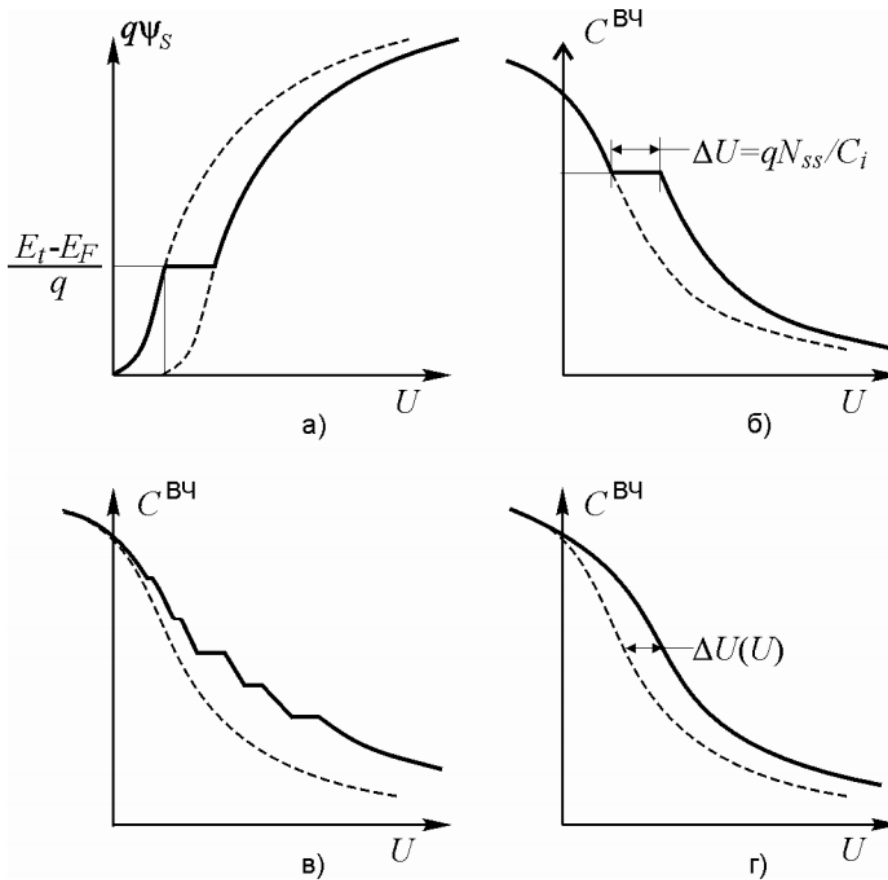


Рис. 4.10. Залежність поверхневого вигину зон від напруги зміщення за наявності одного поверхневого рівня - (а); і ВЧ ємності МДН-структури у випадках одного поверхневого рівня - (б); декількох рівнів - (в) та квазінеперервного спектру ПС - (г)

Тепер під високочастотною слід розуміти ємність, яка вимірюється на таких великих частотах, що заповнення ПС не встигає змінитися за період тестуючої напруги. Для цього необхідно, щоб період був суттєво менший, ніж час генерації носіїв із ПС. Зрозуміло, що за цих умов змінний заряд у напівпровіднику утворюється лише за рахунок зміни товщини збідненого шару, а роль ПС полягає тільки в зміні поверхневого потенціалу порівняно з ідеальною МДН-структурою.

Нехай тепер ми маємо набір моноенергетичних ПС, кожному з яких відповідає енергія E_{ii} і поверхнева концентрація N_{ss}^i . Ясно, що в цьому випадку $C-U$ крива являє собою частини ідеальної $C-U$ кривої, які зміщені одна відносно одної по осі напруги на величини $\Delta U_i = qN_{ss}^i/C_i$ (рис. 4.10, в). У випадку неперервного розподілу ПС по енергії ми отримуємо криву, що схематично зображена на рис. 4.10, г, де пунктир відповідає $C-U$ кривій ідеальної МДН-структури. Для неперервного спектру ПС корисною характеристикою є енергетична щільність ПС $D_{ss} = dN_{ss}/dE$ [$\text{м}^{-2} \cdot \text{еВ}^{-1}$].

//это

было про высокочастотную(кроме части про работу выхода- она универсальна),далее про НЧ

Якщо частота сигналу настільки мала, що ПС встигають перезаряджатися слідом за напругою тестового сигналу, до зміни заряду ОПЗ напівпровідника додається зміна заряду ПС. Це означає, що до диференційної ємності напівпровідника додається так звана ємність ПС C_{ss} , як показано на рис. 4.12.

Враховуючи (4.15), НЧ ємність МДН-структури $C^{\text{НЧ}}$ дорівнює :

$$C^{\text{НЧ}}/C_i = (C_{\text{Д}} + C_{ss}) / (C_i + C_{\text{Д}} + C_{ss}) \quad (4.27)$$

Розглянемо випадок моноенергетичних ПС (рис. 4.9). При малих напругах (рис. 4.9, а, б) ПС звільнені від електронів і, звісно, не змінюють свій заряд.

Це означає, що $C_{ss} = 0$, і $C-U$ крива співпадає з $C-U$ кривою ідеальної МДН-структури. При збільшенні напруги, коли рівень Фермі підвищується в забороненій зоні (рис. 4.9, в), ступінь заповнення ПС електронами зростає, і тому загальна ємність збільшується (рис. 4.13, а). Зростання ємності продовжується доки ПС не заповняться наполовину, а потім починається спад $C^{\text{НЧ}}$, і, коли ПС заповнюється повністю (рис. 4.9, г), їх заряд знову перестає залежати від напруги ($C_{ss} = 0$), а $C-U$ крива знову співпадає з ідеальною $C-U$ кривою, але зміщеною по осі напруги на величину qN_{ss}/C_i - (рис. 4.13, а). Під час заповнення ПС поверхневий потенціал залишається постійним.

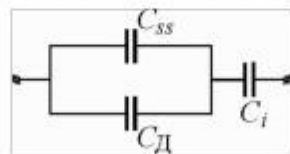


Рис. 4.12. Еквівалентна схема МДН-структури.

При дискретному наборі моноенергетичних ПС НЧ $C-U$ крива має вигляд, який показано на рис. 4.13, б. Можна показати:

$$C^{\text{НЧ}}(\psi_s) = \frac{q^2}{kT} (q\psi_s + E_F) D_{ss}(\psi_s) = \frac{C_i C^{\text{НЧ}}}{C_i - C^{\text{НЧ}}} - C_{\text{Д}} \quad (4.28)$$

/*Останнє співвідношення можна отримати спрощившись на формулу:

$$D_{ss}(\psi_s) = \frac{kT}{q^2 (q\psi_s + E_F)} \frac{dQ_{ss}}{d\psi_s} \quad */$$

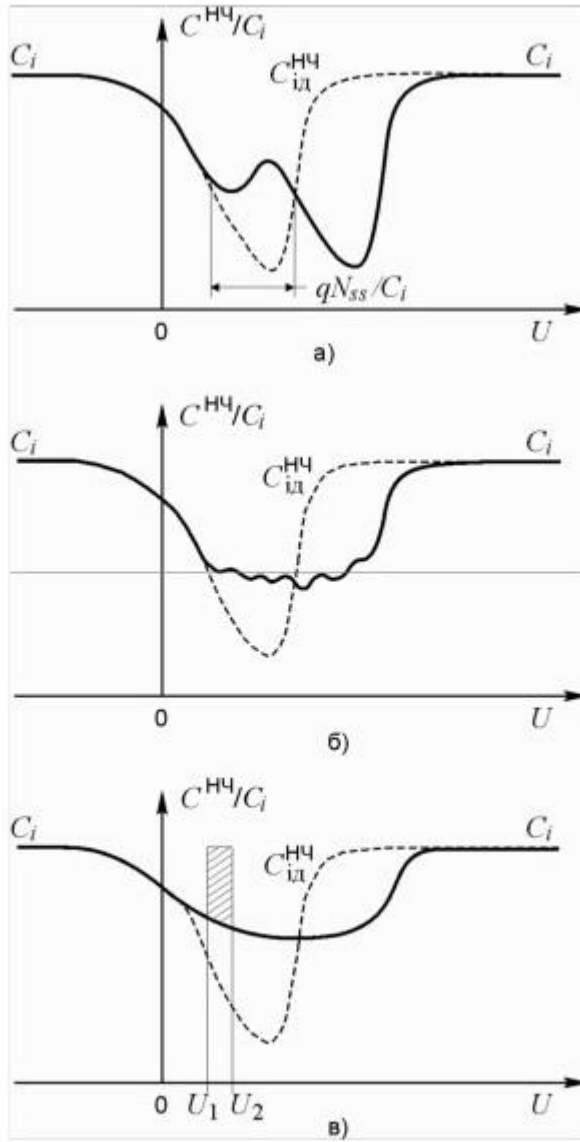
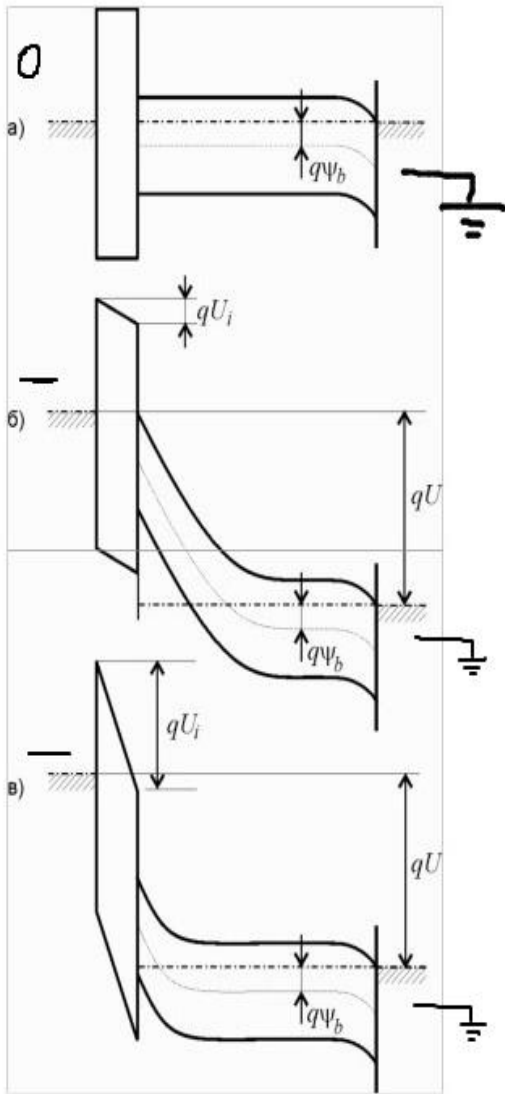


Рис. 4.13. НЧ $C-U$ - криві для МДН-структури у випадках одного поверхневого рівня - (а); декількох рівнів - (б) та квазінеперервного спектра ПС - (в).

51. Нерівноважна (імпульсна) ВФХ МДН-структури



Рассмотрим структуру МДП с полупроводником p-типа. Допустим что работы выхода из металла и p/p равны, следовательно контактной разности потенциалов нет, так же полагаем, что заряд в диэлектрике отсутствует. Такая ситуация изображена на рисунке а). При приложении большого отрицательного потенциала к металлу структура перейдет в неравновесное состояние, а именно: часть напряжения будет на диэлектрике, но большая часть напряжения распределится по объему p/p-ка. Происходит это по той причине*, что емкость p/p-ка мала по сравнению с емкостью диэлектрического слоя (в первоначальный момент еще не успел образоваться ни инверсионный слой, ни обедненный). Эта ситуация изображена на рис. б). Как видно из этого рисунка уровень Ферми в области p/p-ка близкой к металлическому электроду находится глубоко в валентной зоне. В дальнейшем в приповерхностной области p/p-ка образуется инверсионный слой, который экранирует электрическое поле, кроме того возрастает емкость полупроводника, а это ведет к перераспределению напряжения: на диэлектрическом слое оно возрастает, а на p/p-ке падает. Таким образом система приходит в равновесное состояние (рис. в)). Если на структуру подавать последовательность коротких (по сравнению со временем формирования инверсионного слоя) импульсов, а время между импульсами велико, то будет наблюдаться ВФХ подобная изображенной на рисунке:

Рис.4.8. Ідеальна МДН структура до прикладання напруги – а, та при прикладанні імпульсної напруги, величина якої відповідає області сильної інверсії: б – безпосередньо після подачі імпульсу (не рівноважний стан), в – після переходу структури у рівноважний стан.

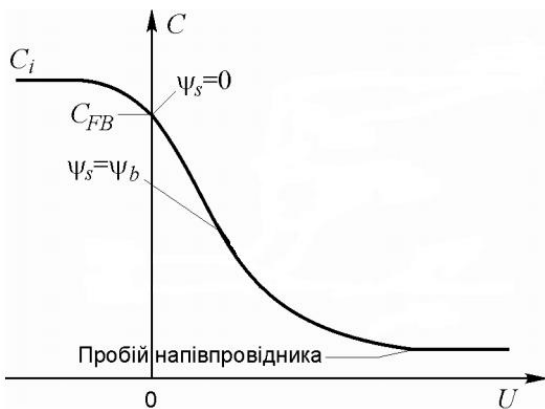
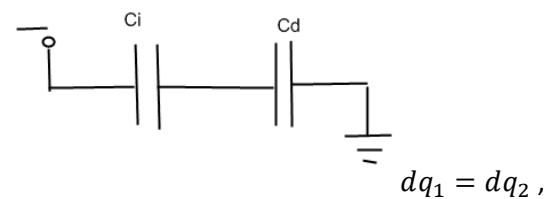


Рис. Вольт-фарадні характеристики ідеальної МДН-структури: імпульсна характеристика.

*- к объяснению распределения напряжений:



$$dq = CdU, dU_k = \frac{dq}{C_k}$$

$$\frac{dU_i}{dU_{sc}} = \frac{C_{sc}}{C_i}$$

1 Вольтамперна характеристика тісного контакту з бар'єром Шоттки (дифузійна теорія).

Припущення дифузійної теорії:

1. $\varphi_0 \gg kT$ – висота бар'єру набагато більша за теплову енергію руху;
2. $w \gg \lambda$ – розсіяння носіїв в ОПЗ грає суттєву роль;
3. $n(0), n(w) \notin f(I)$ – концентрації носіїв на границях ОПЗ не залежать від струму;
4. напівпровідник не перелегований – немає виродження;

В такому випадку (з-за ролі розсіювання) потрібно врахувати як дифузійний так і дрейфовий струми

$$j = qn\mu_n \mathcal{E} + qD_n \frac{dn}{dx}$$

Розділимо ліву та праву частину виразу на qD_n , використаємо співвідношення Енштейна $\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{q}{kT}$ та одне з означень напруженості $\mathcal{E} = -\nabla V = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx}$, оскільки напруга V зв'язана з потенціалом φ через заряд $V = -\frac{1}{q}\phi$, негативний знак обрано тому, що розглядується струм електронів. Таким чином попередній вираз зводиться до

$$\frac{j}{qD_n} = \frac{n}{kT} \frac{d\varphi}{dx} + \frac{dn}{dx}$$

Розв'яжемо однорідне рівняння прирівнявши $j = 0$ та розділивши змінні за допомогою множення попереднього виразу на $\frac{dx}{n}$.

$$\frac{dn}{n} = -\frac{d\varphi}{kT}$$

Проінтегруючи вираз отримаємо $\ln n = \ln C - \frac{\varphi}{kT}$, експонуючи отримаємо розв'язок однорідного рівняння

$$n = Ce^{-\frac{\varphi}{kT}}$$

Розв'язок неоднорідного рівняння будемо шукати варіацією константи C , тобто у вигляді $n(x) = C(x)e^{-\frac{\varphi}{kT}}$. Підстановкою в неоднорідне рівняння такого рішення, отримаємо диференціальне рівняння відносно варіюваної константи

$$\frac{dC}{dx} = \frac{j}{qD_n} e^{\frac{\varphi}{kT}}$$

Розділивше яке за допомогою множення на dx та проінтегрувавши від x до w , знайдемо

$$C(x) = C(w) - \frac{j}{qD_n} \int_x^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx$$

Значення $C(w)$ задається тим, що $n(w) = n_0$, тому і $C(w) = n_0$. Залежність $n(x)$ має остаточно вигляд

$$n(x) = e^{-\frac{\varphi}{kT}} \left(n_0 - \frac{j}{qD_n} \int_x^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx \right)$$

З другої сторони при рівновазі $n(0) = n_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$ а $\varphi(0) = \varphi_0 - qV$. Прирівнюючи обидва вирази отримаємо $n_0 e^{-qV/kT} = n_0 - \frac{j}{qD_n} \int_0^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx$, звідки можна знайти густину струму

$$j = qn_0 D_n \frac{1 - e^{-\frac{qV}{kT}}}{\int_0^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx} \quad (1)$$

Розглянемо детальніше інтеграл в знаменнику, спершу зробимо заміну $x = x(\varphi)$, такою заміною інтеграл приводиться до $\int_{\varphi_0 - qV}^0 \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi$, далі можна поділити і помножити на $\int_{\varphi_0 - qV}^0 e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi$. Множник $\frac{\int_{\varphi_0 - qV}^0 \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi}{\int_{\varphi_0 - qV}^0 e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi} = q^{-1} \overline{\mathcal{E}^{-1}}$ за формою є полем усередненим по вазі $e^{\frac{\varphi}{kT}} = e^{A \frac{x^2}{kT}}$. Оскільки експонента швидко спадає то можна приблизно оцінити $\overline{\mathcal{E}^{-1}} = \mathcal{E}^{-1}(0) = \mathcal{E}_0^{-1}$. Тому інтеграл в знаменнику (1) можна оцінити як

$$\int_0^w e^{\frac{\varphi}{kT}} dx = \frac{1}{q\mathcal{E}_0} \int_{\varphi_0 - qV}^0 e^{\frac{\varphi}{kT}} d\varphi = \frac{kT}{q\mathcal{E}_0} \left(1 - e^{-\frac{\varphi_0 - qV}{kT}}\right) \approx -\frac{kT}{q\mathcal{E}_0} e^{-\frac{\varphi_0 - qV}{kT}}$$

Підстановкою виразу та спрощуючи, використовуючи співвідношення Енштейна, отримаємо вираз для ВАХ

$$j = qn_0 \mu_n \mathcal{E}_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right)$$

ВАХ діода в наближенні дифузійної теорії за формою співпадає з ВАХ діодної теорії, єдина різниця у вигляді виразу для струма насичення

$$j_{s.diode} = \frac{qn_0 v_0}{4} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$$

$$j_{s.diff} = qn_0 \mu_n \mathcal{E}_0 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}$$

Але в реальних випадках швидкість хаотичного руху v_0 , навіть поділена на чотири, буде набагато більшою за швидкість дрейфового руху під дією поля в ОПЗ $\mu_n \mathcal{E}_0$, тому $j_{s.diode} \gg j_{s.diff}$.

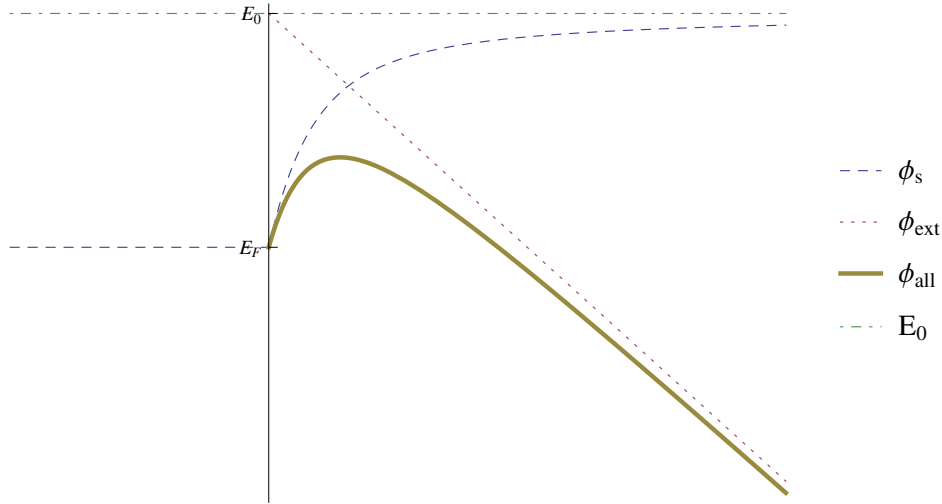
2 Можливі причини неідальності вольт-амперної характеристики діода з Барером Шоттки(для випадку тісного контакту). Вплив сил зображення.

Можливі причини неідальності:

1. Вплив сил зображення;
2. Наявність додаткових механізмів протікання струму(генераційно-рекомбінаційний, термопільовий);
3. Неоднорідний розподіл домішок по глибині напівпровідника;
4. Падіння напруги на послідовному опорі напівпровідника;
5. Планарна неоднорідність;

Вплив сил зображення проявляється в тому, що хід потенціалу біля поверхні напівпровідника має вигляд ϕ_s замість вигляду ступінки від E_F до E_0 . І накладуючись з зовнішнім полем ϕ_{ext} потенціал ϕ_s дає сумарне поле ϕ_{all} яке має теж форму але з меншою висотою.

Сила дзеркального відображення вводиться, у випадку півпростору заповненого металом, як сила яка б діяла якщо б в тілі був би заряд протилежного знаку та відображений до данного. Сила



взаємодії буде $F(x) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2}$. А потенціал будемо рахувати як роботу необхідну для віддалення заряду на нескінченність взяту з протилежним знаком.

$$\phi_s = -\int_x^\infty F(\xi)d\xi = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

Зовнішній потенціал однорідного електричного поля задається як $\phi_{ext} = -eEx$. Тому загальний потенціал за принципом суперпозиції:

$$\phi_{all} = \phi_s + \phi_{ext} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eEx$$

Прирівнявши до нуля першу похідну зможемо знайти положення максимуму потенціалу

$$x_m = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_0 E}}$$

А підставляючи координату в потенціал знайдемо і максимуму

$$\Delta\phi = \phi_{all}(x_m) = -\sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_0}} E$$

У випадку напівпровідника потрібно замінити $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon_0\epsilon_s$ та електричне поле матиме вигляд $\phi_{ext} = -\frac{qn_0}{2\epsilon_0\epsilon_s}(w-x)^2$. Але тому, що $x_m \ll w$, можна взяти і записати що поле не змінюється на границі області ОПЗ і має величину $E = E(0) = \frac{qn_0}{\epsilon_0\epsilon_s}w$. Далі підставляючи вираз для $w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_s(\varphi_0 - qV)}{q^2 n_0}}$ отримаємо

$$E = \sqrt{\frac{2n_0(\varphi_0 - qV)}{\epsilon_0\epsilon_s}}$$

А підставляючи це до зміни висоти потенціального бар'єру отримаємо

$$\Delta\varphi = \sqrt[4]{\frac{n_0 q^6}{8\pi^2(\epsilon_0\epsilon_s)^3}} \sqrt[4]{\varphi_0 - qV}$$

А ВАХ, з урахуванням сил дзеркального відображення, приме вигляд

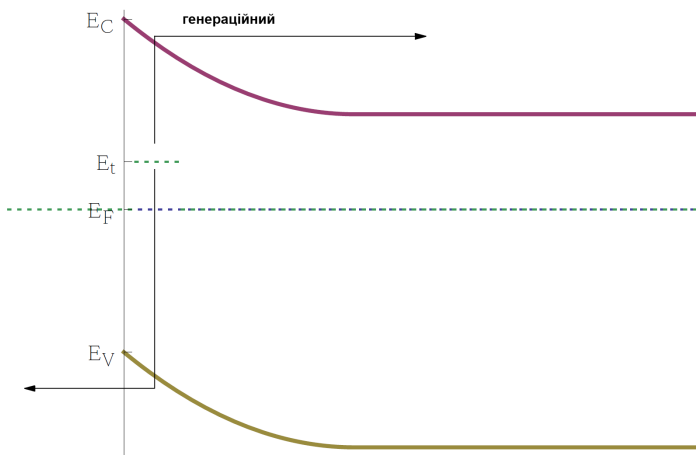
$$j = A^* T^2 e^{-\frac{\varphi_b - \Delta\varphi}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (2)$$

3 Можливі причини неідальності вольт-амперної характеристики діода з Барером Шоттки (для випадку тісного контакту). Вплив генераційно-рекомбінаційних процесів в ОПЗ.

Можливі причини див. питання 8.

Генераційний струм виникає при генерації додаткових носіїв заряду через глибокий центр E_t , глибоким він повинен бути для того, щоб взаємодіяти однаково добро з обома зонами. При виведенні вважається що генерація та рекомбінація відбувається рівномірно по всій області ОПЗ. Для детального виведення див. питання 24-25.

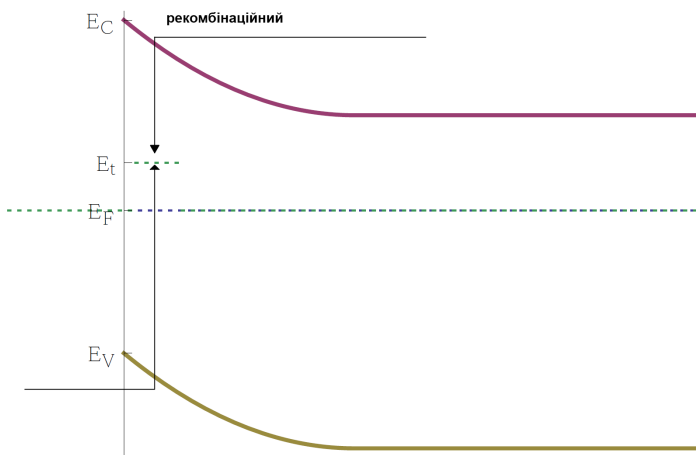
Генераційний струм



Генераційний струм переважає в області відємних напруг, має ВАХ

$$j_{gen.} = \frac{qn_i w}{2\tau_i} \sim (\varphi_0 - qV)^{\frac{1}{2}}$$

Рекомбінаційний струм

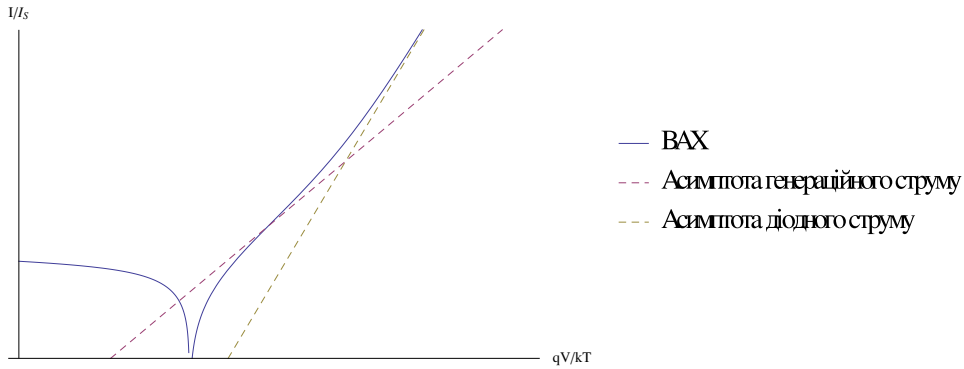


Рекомбінаційний струм переважає в додатній напругах та має вираз

$$j_{rec.} = j_{s.rec.} \left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1 \right)$$

$$j_{s.rec.} = \frac{qn_i w}{2\tau_{rec.}}$$

Сумарна ВАХ з урахуванням генераційно-рекомбінаційного та діодного струму виглядає так



Як видно в ділянці від'ємних напруг пропадає насичення з-за генераційного струму, а в ділянці додатніх напруг з'являється область там де $\alpha = \frac{q}{2kT}$ котра буде добре помітною коли $j_{s.rec.} > j_s$ — струм насичення рекомбінаційного механізму більше за струм насичення діодного. Пізніше нахил міняється на характерний для діодного тому, що діодний струм росте швидше і наздоганяє та переганяє рекомбінаційний.