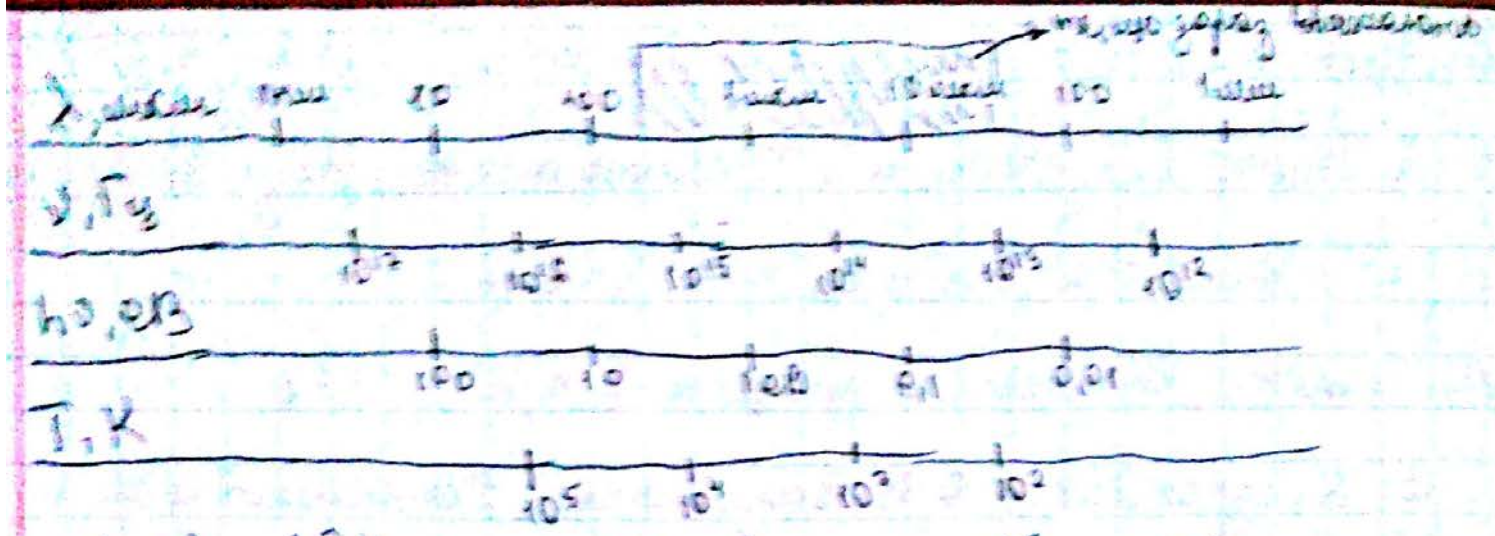
1. О.В. Третяк, Лозовський В.З. „Основи фізики н/п" Т.2.
2. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников „Физика н/п" 1990
3. К.В. Шалимова „Фізика н/п", 1976
4. Ж. Панков „Оптические процессы в п/п", 1973.
5. С.В. Кондратенко, Ф.В. Вакуленко „Фотоелектричні".
6. Р. Смит „Полупроводники", 1982.
7. Г. Мосс, Барел Г., Б.Э. Элис „п/п оптоэлектроника", 1976
8. С.М. Рывкин „Фотоэлектрические явления в п/п" 1965.
9. Г.П. Пека, О.В. Третяк, Кисилюк В.В. „Збірник задач", 2002

Гл. 1. Теорія дисперсії в твердому тілі

§ 1. Оптичний діапазон

Якщо довжина хвилі в межах $\lambda = 1$ нм $\div$ 1 мм, то це оптичний діапазон. Проте, на сьогодні це $\lambda = 0{,}2 \div 50$ мкм.
(200 нм)
Енергія змінюється в межах $0{,}02 \div 5$ еВ $= \hbar\omega$. Якщо енергія порядку декількох еВ, то будуть виникати електронні переходи „зона-зона".

Generated by CamScanner from intsig.com



$E(еВ) = \frac{1,24}{\lambda(мкм)}$; $E(еВ) = 4,1 \cdot 10^{-15} \cdot \nu(Гц)$

$\lambda_{max}(мкм) = \frac{3900}{T(K)}$ – закон зміщення Віна

Наприклад, 200 нм → 14500 K

550 нм → 5600 K (температура Сонця)

50 мкм → 60 K (азот рідкий)

9 мкм ← 36,6 C°

$N_ф = 5 \cdot 10^{15} \underset{[мкм]}{\lambda} \cdot \underset{[\frac{мВт}{м^2}]}{P}$ випромінювання спонтанне

Для гелій-неонового лазера: $\lambda = 0,63$ мкм, $P = 5$ мВт, то маємо

10^{18} см$^{-2}$ с$^{-1}$ ≈ $N_ф$

§2. Оптичні константи

$\mathrm{rot}\,\bar{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$; $\mathrm{div}\,\bar{E} = 4\pi\rho$ / система СГС

$\mathrm{rot}\,\bar{H} = \frac{4\pi}{c}\bar{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$; $\mathrm{div}\,\bar{H} = 0$

рівняння Максвелла

Generated by CamScanner from intsig.com

В системі СГС:

$$\operatorname{rot}\bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \qquad \operatorname{div}\bar{E} = \rho$$

система /СГС

$$\operatorname{rot}\bar{H} = \bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \qquad \operatorname{div}\bar{H} = 0$$

$\bar{j} = \sigma\bar{E}$; $\bar{B} = \mu_0\mu\bar{H} = \mu_0\bar{H}\big|_{\mu=1}$ (для н/п та діелектриків $\mu=1$)

$\bar{D} = \varepsilon\varepsilon_0\bar{E}$; $\bar{D} = \varepsilon_0\bar{E} + \bar{P}$, де P - поляризованість

$\bar{p} = \chi^E E$; - електрична поляризованість

$\bar{p} = \chi^\mu H$ - магнітна поляризованість

$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi^E$

$\bar{p} = \underbrace{N}_{\text{кількість диполів}} e\bar{r}$ - дипольний момент

Якщо розглядаємо діелектрик або невироджений напівпровідник, то $\rho = 0$.

Вважаємо, що $\varepsilon \neq \varepsilon(H,E)$, в такому випадку.

$$\operatorname{rot}\bar{E} = -\mu_0\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \; ; \quad \operatorname{rot}\bar{H} = \sigma\bar{E} + \varepsilon_0\varepsilon\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}$$

Беремо rot 1-го рівняння:

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\bar{E} = -\mu_0 \operatorname{rot}\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\mu_0\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\bar{H} = [\text{підставляємо 11 рів}] =$$

$$= -\mu_0\left(\sigma\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \varepsilon_0\varepsilon\cdot\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right)$$

$\Delta = \nabla\cdot\nabla = \operatorname{rot}\cdot\operatorname{rot}$

Generated by CamScanner from intsig.com

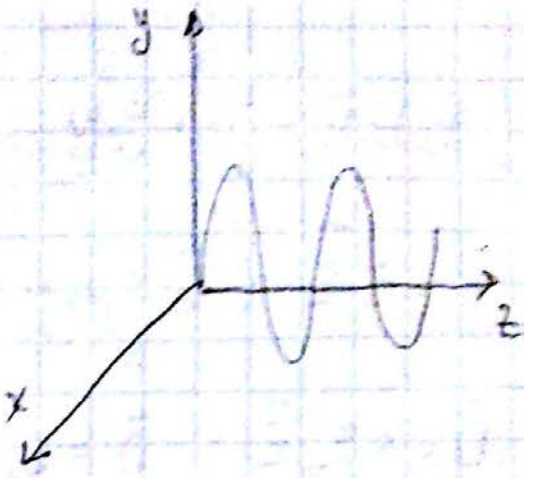
$\mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \cdot \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \Delta \tilde{E} = 0$

Шукаємо розв'язок для E у вигляді хвилі:

$E_x = E_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\tilde{n} z}{c}\right)\right]$

$\tilde{n} = c^2\left(\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 - \frac{i\sigma\mu_0}{\omega}\right)$

$\tilde{n} = n - ik$



Для $\varepsilon = 1$, $\sigma = 0$, $n = 1$, $c^2 = \mu_0 \varepsilon_0$ ⇒

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$$

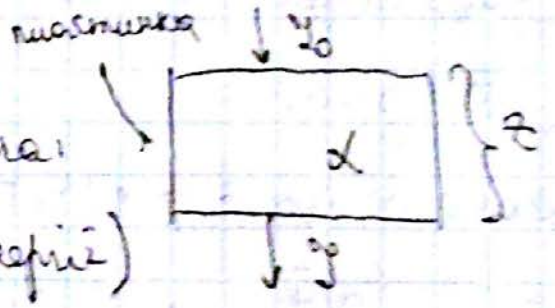
Підставляємо $\tilde{n}$ в E_x:

$E_x = E_0 \exp\left(-\frac{\omega}{c} z k\right) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)\right]$

Якщо середовище непоглинає, то $k = 0$ і $\exp\left(-\frac{\omega}{c} z k\right) = 1$

Закон Бугера-Ламберта-Бера:

$$J = J_0 e^{-\alpha z}$$



Знаходимо вектор Умова-Пойтінга:

$\Pi = [\tilde{E} \times \tilde{H}]$ (густина потоку енергії)

$\frac{2\omega z k}{c} = \alpha$; $c = \lambda \nu$; $\omega = 2\pi\nu$ ⇒

α - коефіцієнт поглинання; $\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} = \frac{4\pi k \nu}{c}$ - відображає частину енергії, що поглинається при проходженні світлом одиничної товщини середовища

k - коефіцієнт екстинції

$\tilde{n} = \varepsilon - i\sigma/\omega\varepsilon_0$; $n^2 - k^2 = \varepsilon$ ⇒ $2ik = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}$

дисперсійні рівняння

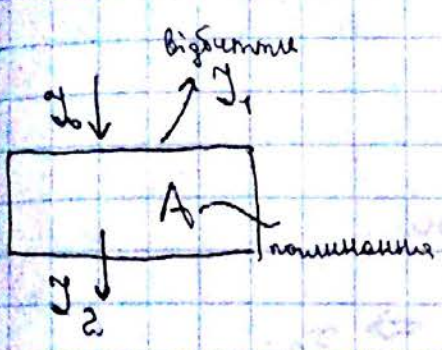
Generated by CamScanner from intsig.com

З другого рівняння: $\sigma = 2nk\omega\varepsilon_0$, де σ = ем n - рухливість

За визначенням: $\sigma \sim \frac{1}{\rho} = \frac{1}{V}$

Якщо $k=0 \Rightarrow \sigma = 0$ - якщо поглинання нема, то нема провідності.

Ці б не еквівалентні, оскільки вимірюються в різних умовах. $\varepsilon = n^2$.



$R = I_1/I_0$

$T = I_2/I_0$ - пропускання

$I_2 < I_0$ - бо є поглинання

$\underbrace{A + T + R}_{\text{однині константи}} = 1$ / усі параметри є константозалежними

$A(\omega)$; $T(\omega)$; $R(\omega)$ - дисперсійні явища

Формула Френеля для нормального падіння:

$R = \frac{(n-ik-1)^2}{(n-ik+1)^2}$ - формула Френеля (коефіцієнт поглинання)

при $k=0$ діелектрик $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$

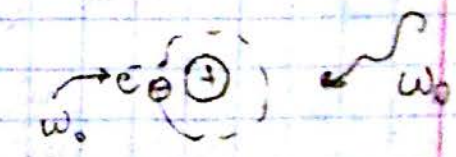
k - велике метал $R \to 1$

§3. Висновки з класичної теорії дисперсії імені Лоренца

Теорія має справу з зв'язаними носіями.

$ma + F_{\text{тяжіння}} + F_{\text{поверхня}} = eE_x$

У електрона є власна частота.



Generated by CamScanner from intsig.com

$F_{тертя} = mg\frac{dx}{dt}$, де g - фактор затухання.

$F_{пруж} = \frac{mv^2}{r} = \frac{m\omega_0^2 x^2}{x} = m\omega_0^2 x$ | x_0 - зміщення

$E_{x_0} e^{i\omega t} = E_x$ - обираємо так

$a = d^2x/dt^2$.

Все підставляємо у II закон Ньютона:

$$m\frac{dx^2}{dt^2} + mg\frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = eE_{x_0} e^{i\omega t}$$

Шукаємо розв'язок у вигляді:

$x = x_0 e^{i\omega t}$, підставляємо у рівняння:

$m(i\omega)^2 x_0 + mg(i\omega)x_0 + m\omega_0^2 x_0 = eE_{x_0} \Rightarrow x_0$:

$$x_0 = \frac{eE_{x_0}/m}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega g}$$

Згадаємо співвідношення: $\bar{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \bar{E}$ або $\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E} + P$, де

$P = Ne x_0$ - дипольний момент. Прирівнюємо:

$\varepsilon_0 \varepsilon E_x = \varepsilon_0 E_x + Ne x_0 \Rightarrow \varepsilon = 1 + \frac{Nex_0}{\varepsilon_0 E_x}$

Оскільки електрони мають від'ємний заряд, то:

$$\varepsilon = 1 - \frac{Nex_0}{\varepsilon_0 E_x} = 1 - \frac{Ne}{\varepsilon_0 E_{x_0}} \cdot \frac{eE_{x_0}/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega g}$$

$\varepsilon = \hat{n}^2 = (n - ik)^2 = n^2 - 2ikn - k^2$, підставляємо ε:

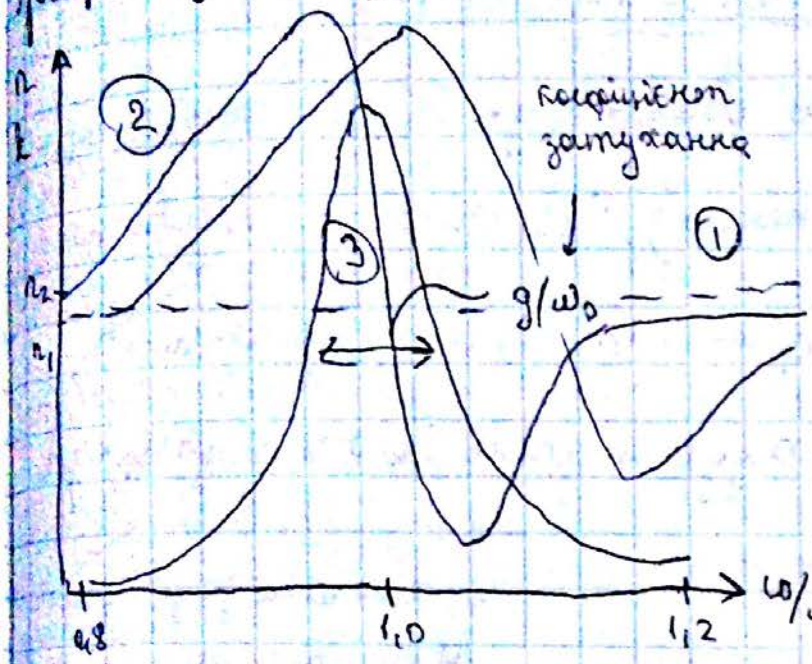
$$n^2 - k^2 - 1 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2}$$

$$2kn = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{\omega g}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 g^2}$$

Generated by CamScanner from intsig.com

§4. Властивості класичного осцилятора

Графік у вигляді приведеної частоти:



Якщо $g \to 0$, то $k \to 0$, то піку тоді не буде.

(1,2) Нормальна дисперсія:

$\omega\uparrow \quad n\uparrow$

③ Аномальна дисперсія:

$\omega\uparrow \quad n\downarrow$

В області ②, коли $\omega \to 0$, $k \to 0$, то $\boxed{n_2^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2}}$ / $\omega \ll \omega_0$ – показник заломлення оптичного діапазону. Його використовують і вимірюють.

$n_2^2 = \varepsilon$ – високочастотна діелектрична проникність.

Перепишемо:

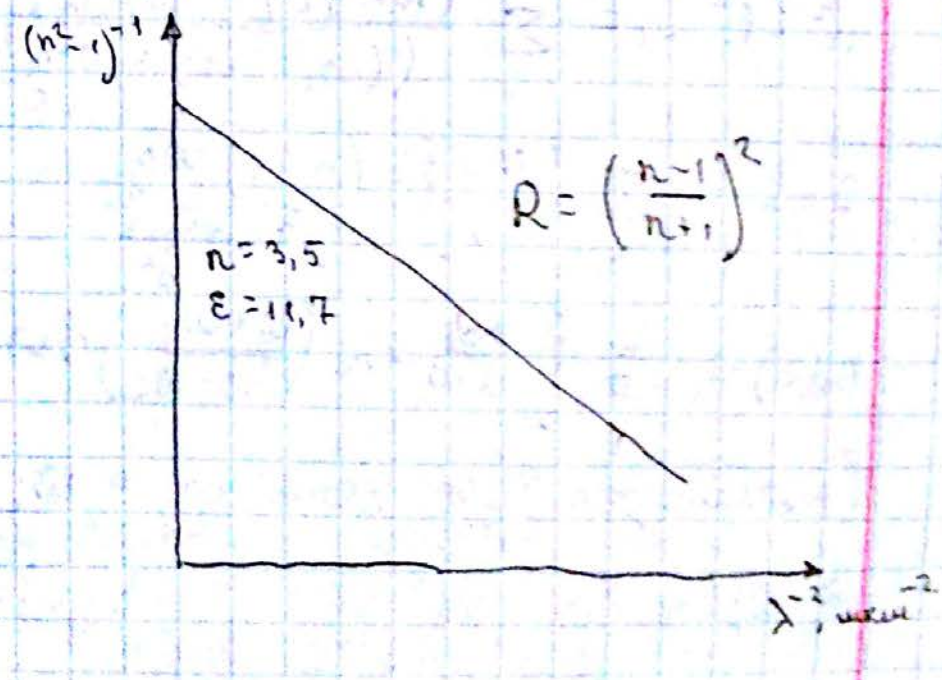
$$n^2 - 1 = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}(\omega_0^2 - \omega^2)$$

при $k \to 0$

$$\frac{1}{n^2-1} = f\left(+1/\lambda^2\right)$$

$$R = f(\omega)$$

$$R = \left(\frac{n - ik - 1}{n - ik + 1}\right)^2$$



$$R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

$$n^2-k^2-\varepsilon^* = \left(\frac{Ne}{m\varepsilon_0}\right)\cdot\frac{\omega_0^2-\omega^2}{(\omega_0^2-\omega^2)^2+\omega^2 g^2}$$

Замість 1 пишуть ε^*, що часто справді $=1$: $\varepsilon^* \to 1$

§ 5. Смуги „залишкових" променів

Уявімо випадок, що виникає область, де $R \to 1$ (напр, плазмони або інший специдійний випадок). Ця область називається областю „залишкових" променів іонних кристалів.

Формула Сигетті - показує ступінь іонного зв'язку в молекулі:

$$\varepsilon - n_0^2 = N(n_0^2+2)^2 e^{*2} / g M \varepsilon_0 \omega_0^2 ,$$

n_0^2 - в оптичній області; e^{*2} - іонний зв'язок показує

ω_0 - частота, де утворюється максимум

M - приведена маса

$$\frac{1}{M} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}$$

§ 6. Співвідношення Крамерса-Кроніга

При $\omega_0 \to \omega_i$, $g \to g_i$ (замість одної частоти ω_0, є набір ω_i)

$$n^2-k^2-1 = \sum_i \frac{(Ne^2 f_i/m\varepsilon_0)(\omega_i^2-\omega^2)}{(\omega_i^2-\omega^2)+\omega^2 g_i^2}$$

$$2nk = \sum_i \frac{(Ne^2 f_i/m\varepsilon_0)\,\omega g_i}{(\omega_i^2-\omega^2)^2+\omega^2 g_i^2}$$

$$n(\varepsilon)-1 = \frac{c}{\pi}\int_0^\infty \frac{d\alpha}{d\omega}\ln\left(\frac{\omega+\omega_i}{\omega-\omega_i}\right)d\omega$$ - співвідношення між n і α'

Максимум буде коли $\omega \to \omega_i$

$$\varepsilon'(\omega) = \frac{1}{\pi} V.p.\int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{\varepsilon''(\xi)}{\xi-\omega} \quad ; \quad \varepsilon''(\omega) = -\frac{1}{\pi} V.p.\int_{-\infty}^{\infty} d\xi \frac{\varepsilon'(\xi)}{\xi-\omega}$$

$$n_0^2-1 = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{2nk}{\xi}d\xi$$

Generated by CamScanner from intsig.com

§7. Дисперсія і поглинання вільними носіями

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + mg\frac{dx}{dt} + m\cancel{\omega_0^2}x = eE \quad (1) \Rightarrow n^2 - k^2 - \varepsilon^* = \frac{-Ne^2}{m^*\varepsilon_0}\cdot\frac{1}{\omega^2+g^2}$$

нехтуємо бо для вільних носіїв нема обертового руху

за рахунок появи середовища

$$2nk\omega = \frac{Ne^2}{m^*\varepsilon_0}\cdot\frac{g}{\omega^2+g^2} \quad (2)$$

Якщо проінтегрувати рівняння (1) за час між послідовними зіткненнями електронів, отримаємо:

$$m^*\frac{dx}{dt}\Big|_0^T + m^*g[x]\Big|_0^T = eET$$

відстань за період

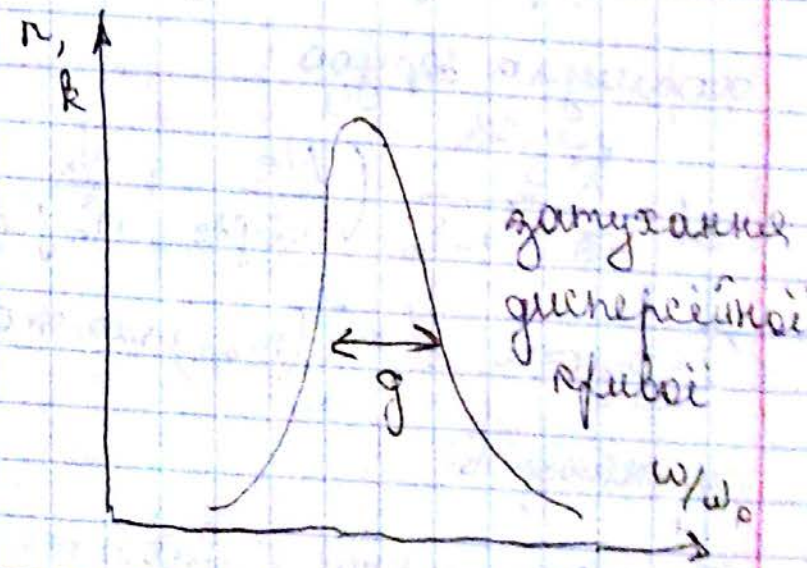
/ оскільки у момент зіткнення $\frac{dx}{dt}=0$, то формула спрощується

Згадаємо рухливість: $\mu = \frac{v}{E} = \frac{x}{t}E \Rightarrow x = \mu t E$, підставляємо у рівняння

$$m^*g\mu TE = eET \Rightarrow g = \frac{e}{m^*\mu}$$

τ - час релаксації - час, між двома зіткненнями

$$\tau = \frac{m^*\mu}{e} \Rightarrow \boxed{g = \frac{1}{\tau}}$$



Підставимо в рівняння (2) значення g, яке отримали:

$$2nk\omega = \frac{Ne^2}{m^*\varepsilon_0}\cdot\frac{e/(m^*\mu)}{\omega^2+\frac{e^2}{(m^*\mu)^2}} = \frac{Ne^2m^{*2}\mu^2\cdot e/(m^*\mu)}{m^*\varepsilon_0(\omega^2\mu^2m^{*2}+e^2)} =$$

Generated by CamScanner from intsig.com

$$= \frac{e\mu N}{\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{1+\frac{\omega^2\mu^2 m^{*2}}{e^2}} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{1+\frac{\omega^2\mu^2 m^{*2}}{e^2}}$$

Провідність $\sigma = e\mu N$, тоді перепишемо рівняння?

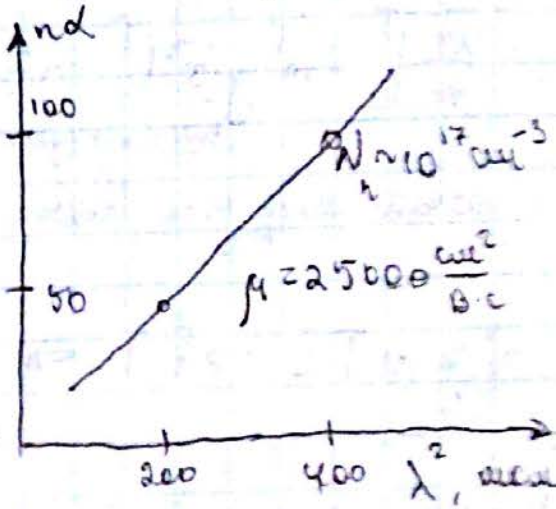
Згадуємо про співвідношення $\alpha = \frac{\omega k}{c} \cdot 2$

$2\omega k n = \frac{2\omega k}{c} nc = \alpha nc$ - перепишемо ліву частину:

$$\boxed{\alpha = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 nc} \cdot \frac{1}{1+\frac{\omega^2\mu^2 m^{*2}}{e^2}}}$$ - формула Друде

Якщо підставити типові значення (e, μ, опт. діапазон):

$$1 << \frac{\omega^2\mu^2 m^{*2}}{e^2} \Rightarrow \alpha \sim \frac{1}{\omega^2} \sim \lambda^2$$



Формула Друде показує, що $\alpha \sim \lambda^2$

Вона коректного опису явища

враховано, що завжди присутні обидва

носії заряду, відповідно змінюється

формула Друда:

$$\alpha = \frac{\lambda^2 e^3}{4\pi^2 c^3 n \varepsilon_0} \left(\frac{N_e}{m_e^2 \mu_e} + \frac{N_h}{m_h^2 \mu_h} \right)$$ - коректний запис формули, враховуючи гібель носіїв

Будуючи $\alpha = f(m_{e,h})$ можна знайти одне з 5 невідомих параметрів.

На експерименті з'ясовується, що $\alpha \sim \lambda^2$ не точно, а:

$\alpha \sim \omega^{-1,5}$ $(h\nu >> kT)$; $\alpha \sim \omega^{-2,7}$ оптичні;

$\alpha \sim \omega^{-3}$ $(h\nu << kT)$

для акустичних фононів

Generated by CamScanner from intsig.com

§8. Плазмонний резонанс

Рівняння (2) працює в дисперсійній області (там, де можуть бути певні резонанси)

$$R = \left(\frac{n-ik-1}{n-ik+1}\right)^2 \text{ для } k>0 \approx \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$ ← в області резонансу

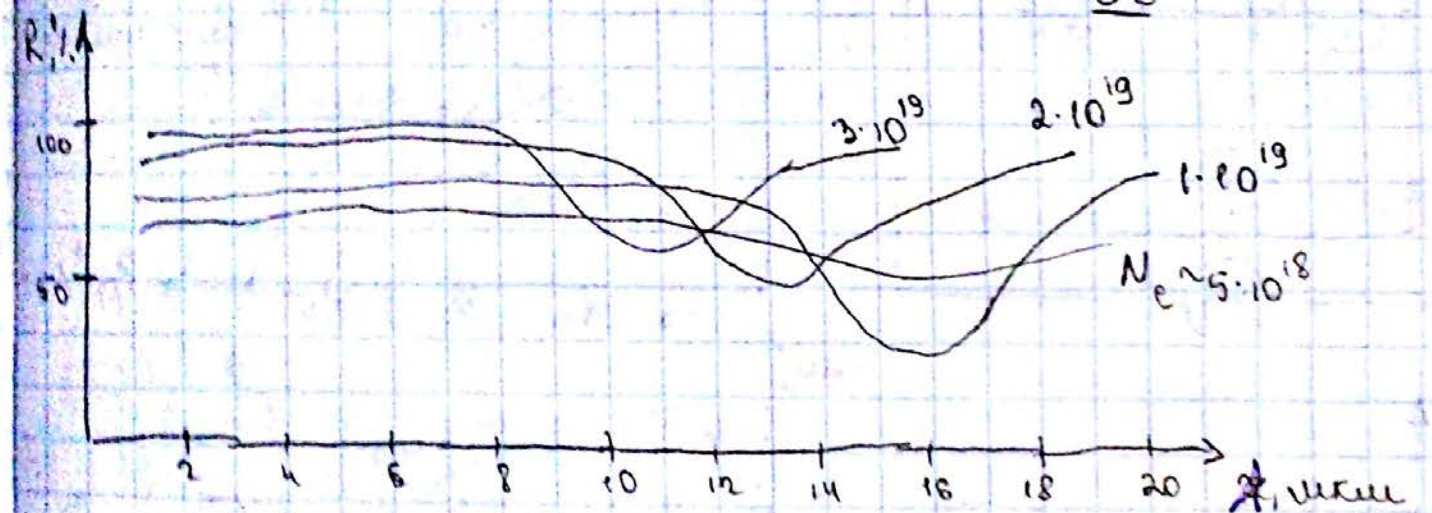
якщо ми в області резонансу, то:

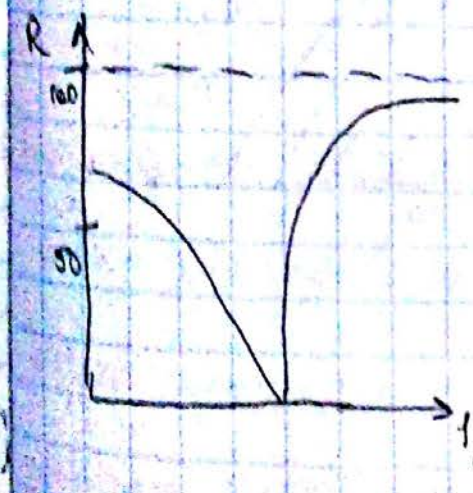
$$n^2 - k^2 = n_0^2 - \frac{Ne^2}{m^* \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2}$$

якщо $\omega \downarrow$, то k^2 - незначно, тоді $n=1$, $R=0$

$\omega \downarrow$, то $n=0$, $R=1$.

Ge





$$m^* \frac{d^2x}{dt^2} = eE = + \frac{Ne^2 x}{\varepsilon \varepsilon_0}$$

$$\boxed{\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon \varepsilon_0 m^*}}$$ - плазмова частота

$$n^2 - k^2 = n_0^2 - \underbrace{\frac{Ne^2}{\varepsilon \varepsilon_0 m^*}}_{\omega_p^2} \frac{\varepsilon}{L} \cdot \frac{1}{\omega^2 + g^2} =$$

$$= n_0^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + g^2}\right)$$ - перетворене рівняння (*)

Generated by CamScanner from intsig.com

$$\sin k\omega = \underbrace{\frac{Ne^2}{m^*\varepsilon_0\varepsilon}}_{\omega_p^2}\cdot\frac{\varepsilon}{\varepsilon}\cdot\frac{g}{\omega^2+g^2} = n_0^2\cdot\frac{g\omega_p^2}{\omega^2+g^2}$$

Ми записали дисперсійні рівняння для поглинання вільними частинками.

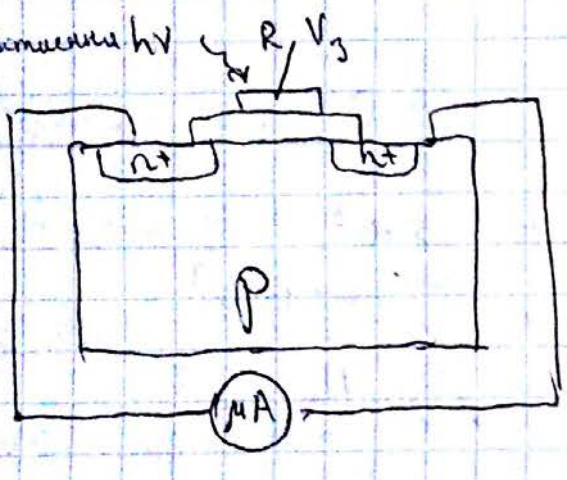
$$\lambda\cdot\nu = c/n \Rightarrow \lambda = \frac{c}{\nu n} = \frac{2\pi c}{\omega n}$$

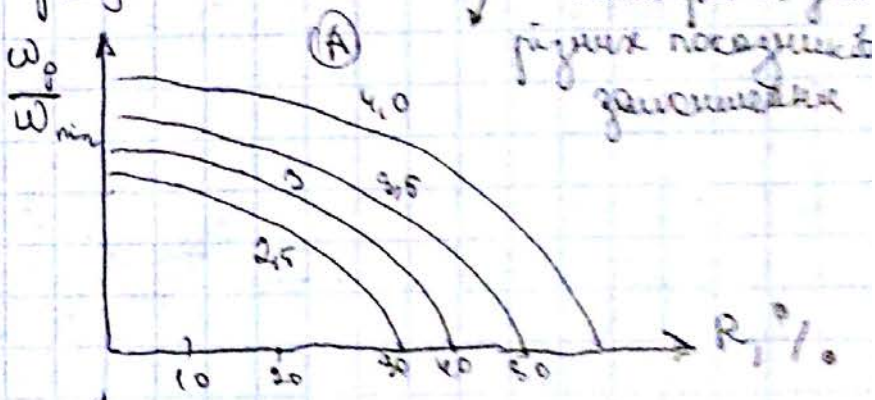
$/\ 2\pi\nu = \omega$

Якщо $\lambda\uparrow$, $\omega\downarrow$ $\Rightarrow \lambda\to\infty$ / плазмові коливання – коли вся система коливаються синхронно і мають однакову фазу

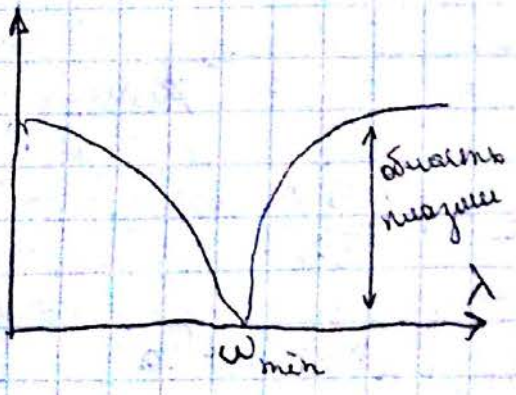
Плазма – бо мають однакову фазу

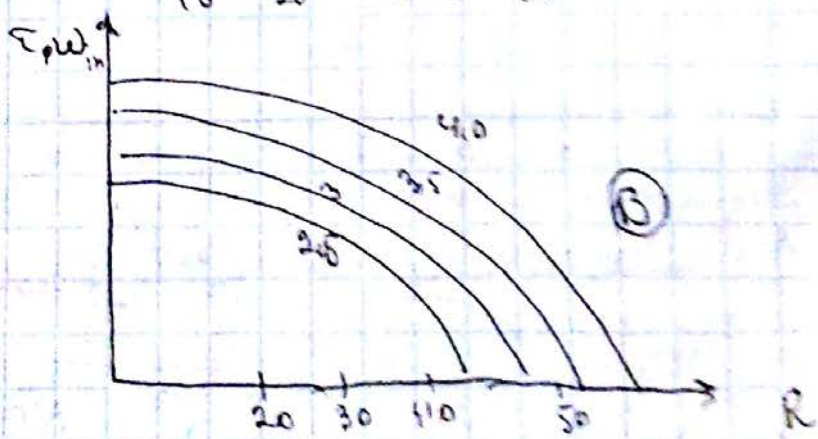
§ 9. Використання плазменного резонанса





✓ монограми для різних показників заломлення





$$\tau = \frac{\mu m^*}{e};\quad \omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon\varepsilon_0 m^*}\quad /\ \mu = \frac{e\tau}{m^*}$$

$$\sigma = Ne\mu = \underbrace{\frac{Ne^2\tau\varepsilon\varepsilon_0}{m^*\varepsilon_0\varepsilon_0}}_{\omega_p^2} = \omega_p^2 n_0^2\varepsilon_0\tau$$

Generated by CamScanner from intsig.com

З кривої В можемо знайти $\tau \cdot \omega_{min}$, знаючи R, n_0, отже знайдемо

б) оскільки ω_{min} вимірюється експериментально

З кривої А знаючи R, n_0, ω_{min} знаходимо ω_p / [illegible]

Гл. 2. Поглинання в напівпровідниках

§1. Види поглинання

1. Поглинання граткою (характеристичні смуги, що характеризують коливання фононів)

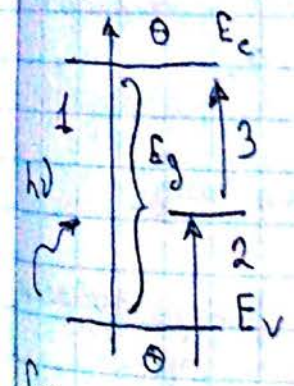
2. Поглинання за участю носіїв заряду:

а) вільні: – плазмове поглинання;

– поглинання Друде;

б) зв'язане: – ведуть до утворення вільних носіїв

– не ведуть до утворення вільних носіїв



1) V-зона → C-зона

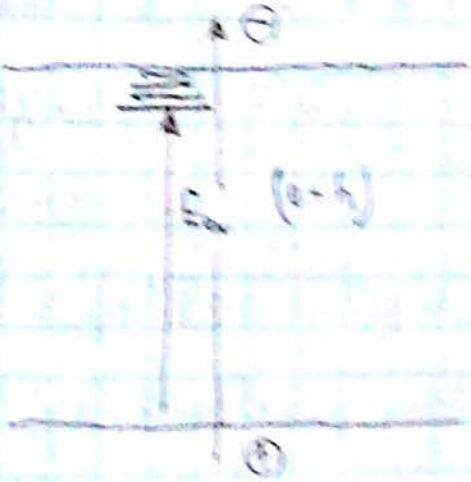
2) V-зона → рівень h ⊕

3) рівень → C-зона e ⊖

Поглинання екситона

e×h – зв'язані між собою

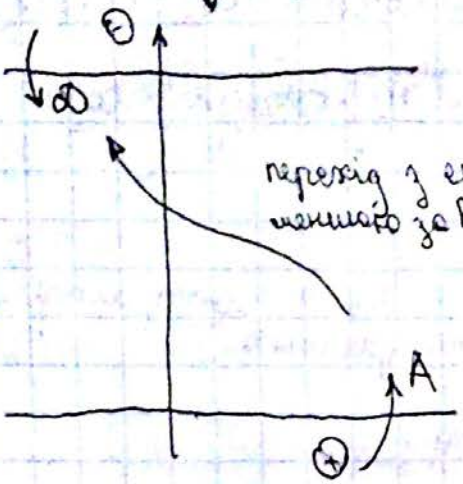
Заряд при цьому не змінюються, оскільки зсувається пара „електрон-дірка"



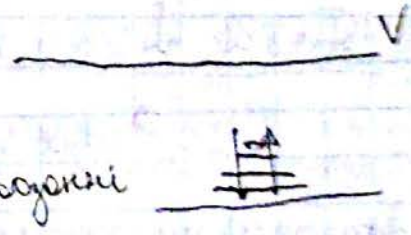
Generated by CamScanner from intsig.com

Переходи на глибинних рівнях

Ще є ДАП - донорно-акцепторна пара



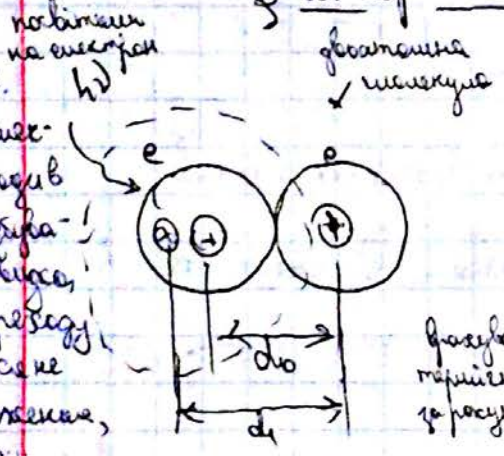
перехід з енергією квантів, меншою за E_g

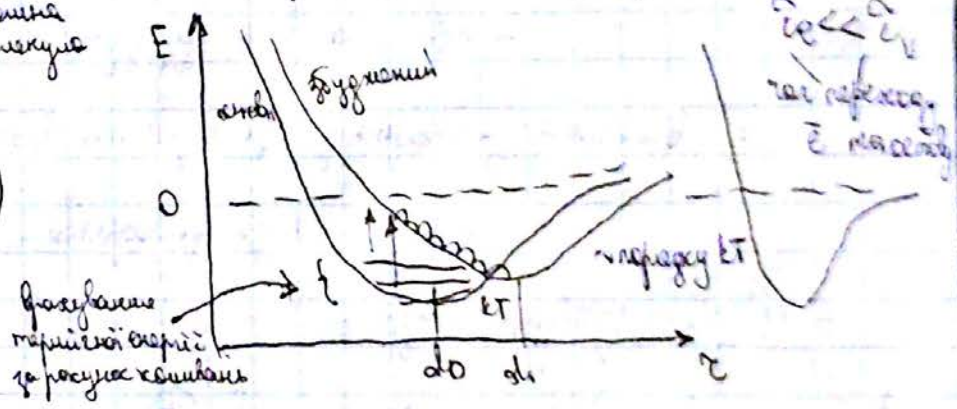


внутрішньозонні переходи

§ 2. Принцип Франка-Кондона

Принцип Ф.-К. враховує, що електронні переходи в молекулі відбуваються так швидко, що за час переходу не змінюється не відносне положення, ні швидкості її атомних ядер





врахування термічної енергії за рахунок коливань

Більша термічна енергія - легше перейти на рівень вище

Тобто є $E_{оптична}$ і $E_{термічна}$ активації. (оптичні переходи вертикальні)

$h\nu = E_{опт} - E_{терм}$

§ 3. Вирогідність переходів у прямозонних н/п

Як відомо $E = f(k)$, є дозволені і заборонені зони. Розглядаємо максимально приближені одна до одної зони: v - валентна і c - провідності.

Generated by CamScanner from intsig.com

$h\nu > E_g$ - поглинання

A^3B^5: GaAs, InAs, InSb

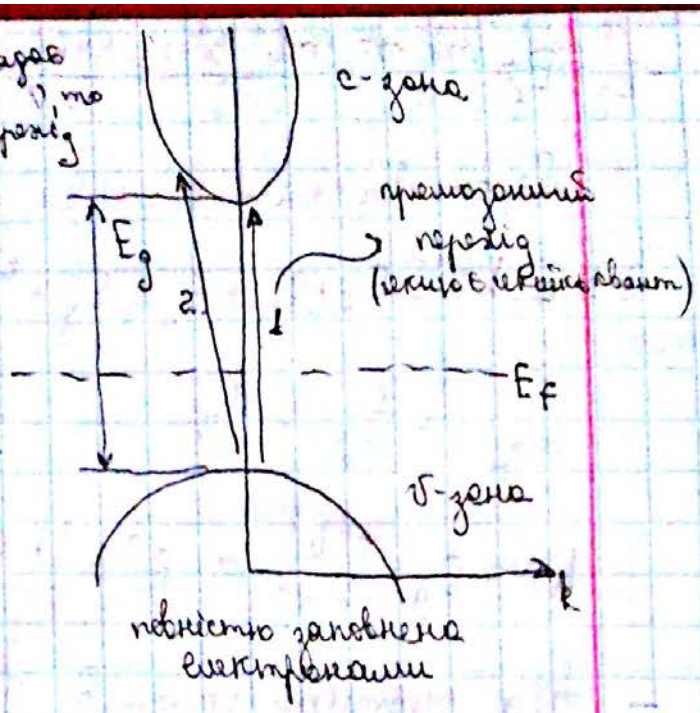
A^2B^6: CdS, CdTe, ZnS

$p = m\vartheta = \hbar k$ - імпульс

якщо у результаті імпульс змінюється, то $\Delta p = \hbar \Delta k$

для 1: $\Delta k = 0$

2: $\Delta k > 0$



$\Delta p_e = \frac{\hbar}{a}$ - зміна імпульсу електрона для краю зони

$\Delta p_e = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{\pi}{a} = \frac{h}{2a} \approx \frac{h}{10^{-9}}$

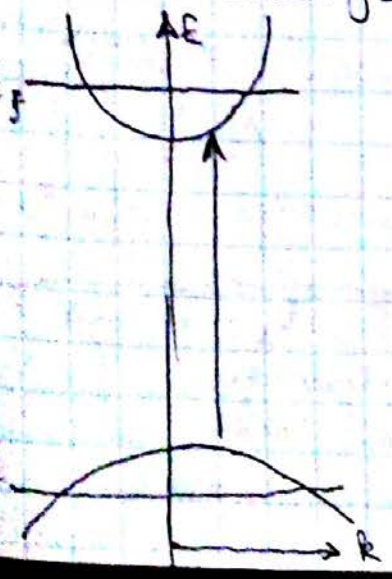
для GaAs $a \sim 5\text{Å} = 0{,}5 \cdot 10^{-9}$ м.

$p_{фотона} = \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi\nu}{c} = [c = \lambda\nu] = h/\lambda = \frac{h}{0{,}8 \cdot 10^{-6}}$

у прямозонному н/п переходами типу 2 можна знехтувати, бо електрон не може задовольняти ЗЗЕ та ЗЗІ)

Ширина забороненої зони: $E_g = 1{,}43$ еВ, $\lambda \sim 0{,}8$ мкм

§4. Розрахунок коефіцієнта поглинання для прямозонних н/п



$\alpha = \sum_i P_{if} N_i N_f$ - поглинання, коефіцієнт

$\alpha = \int_0^\infty P_{if} N(E) dE$

$P_{if} \neq P_{if}(E)$ - ймовірність переходів

$h\nu = E_f + |E_i|$ - ЗЗЕ

Generated by CamScanner from intsig.com

$-E_g + E_f = \frac{m_e^* v^2}{2} = \frac{m_e^{*2} v^2}{2m_e^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}$; $E_i = \frac{m_h^* v^2}{2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}$ / для параболічних зон

Підставляємо в закон збереження енергії

ЗЗЕ: $h\nu = E_f + E_i = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2}\left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}\right) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*}$, де

$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$$

$h\nu = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*}$; $k^2 = \frac{(h\nu - E_g)\, 2m_r^*}{\hbar^2}$ - для прямих переходів

— Для густину станів: Бонч-Бруєвич с.167

$N(E)dE = \frac{2 \cdot 4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3}$ - густина станів

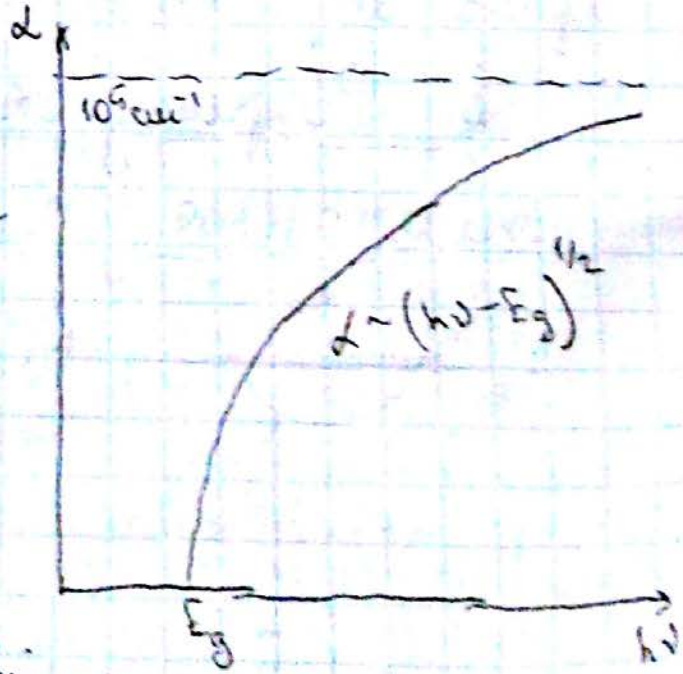
спін; об'єм k-простору; геометричний об'єм

$k = \frac{(h\nu - E_g)^{1/2}\sqrt{2m_r^*}}{\hbar}$; $dk = \frac{\sqrt{2m_r^*}}{\hbar} \cdot \frac{1}{2}(h\nu - E_g)^{-1/2}\, d(h\nu)$

$N(E)dE = \frac{2 \cdot 4\pi}{(2\pi)^3} \cdot \frac{(h\nu - E_g)\, 2m_r^*}{\hbar^2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\sqrt{2m_r^*}}{\hbar} (h\nu - E_g)^{-1/2}\, d(h\nu)$

$N(E)dE = A(h\nu - E_g)^{1/2}\, d(h\nu)$, де

$A = \frac{(2m_r^*)^{3/2}}{(2\pi)^2 \hbar^3}$; $A = 2 \cdot 10^4 \frac{см^{-1}}{В^{-1/2}}$



$d = 10^{-5}$ см $= 0{,}1$ мкм

1 см $= 10^4$ мкм

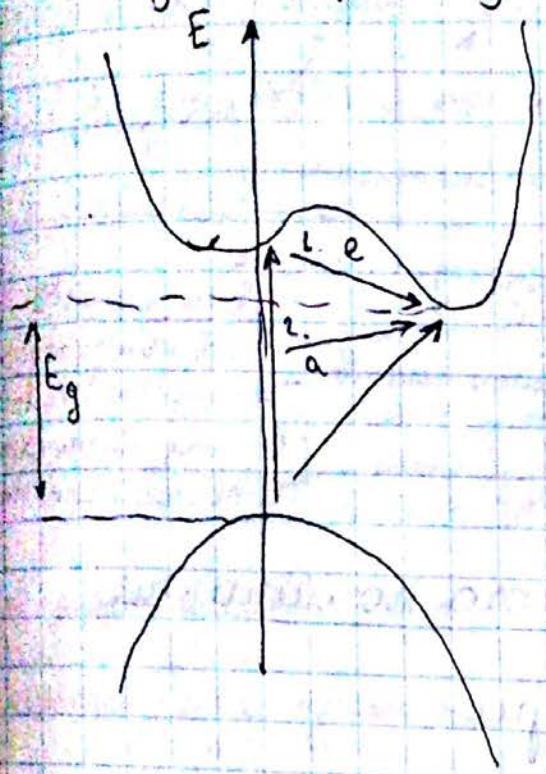
Отже, $P_{if} \sim k^2$

$\alpha = A_i (h\nu - E_g)^{3/2}$ - прямі заборонені переходи

Cu_2O - один з перших н/п. / тонкі плівки добре поглинають

Generated by CamScanner from intsig.com

§5. Розрахунок коефіцієнта поглинання для непрямозонного н/п



ЗЗЕ: $h\nu_e = E_f - E_i + E_{фон}$ - емісія

$h\nu_a = E_f - E_i - E_{фон}$ - абсорбція

$E_f = h\nu + E_i \mp \underbrace{E_{фон}}_{\text{погл.}}^{\text{випром.}}$

Формула Бозе-Ейнштейна

$$N_p = \frac{1}{e^{E_{фон}/kT} - 1}$$

Ми виведем формулу:

$$N(E_i) = \frac{(2m_n)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} E_i^{1/2}$$

$$N(E_f) = \frac{(2m_e)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E_f - E_g)^{1/2}$$

$N(E_f) = B(h\nu + E_i \mp E_{фон} - E_g)^{1/2}$, тоді:

$$\alpha = Bf(N_\phi) \int N(E_i) N(E_f) dE_i = B_1 f(N_{фон}) \int_0^{h\nu - E_g \mp E_\phi} (E_i)^{1/2} (E_i + h\nu \mp E_\phi - E_g)^{1/2} dE_i$$

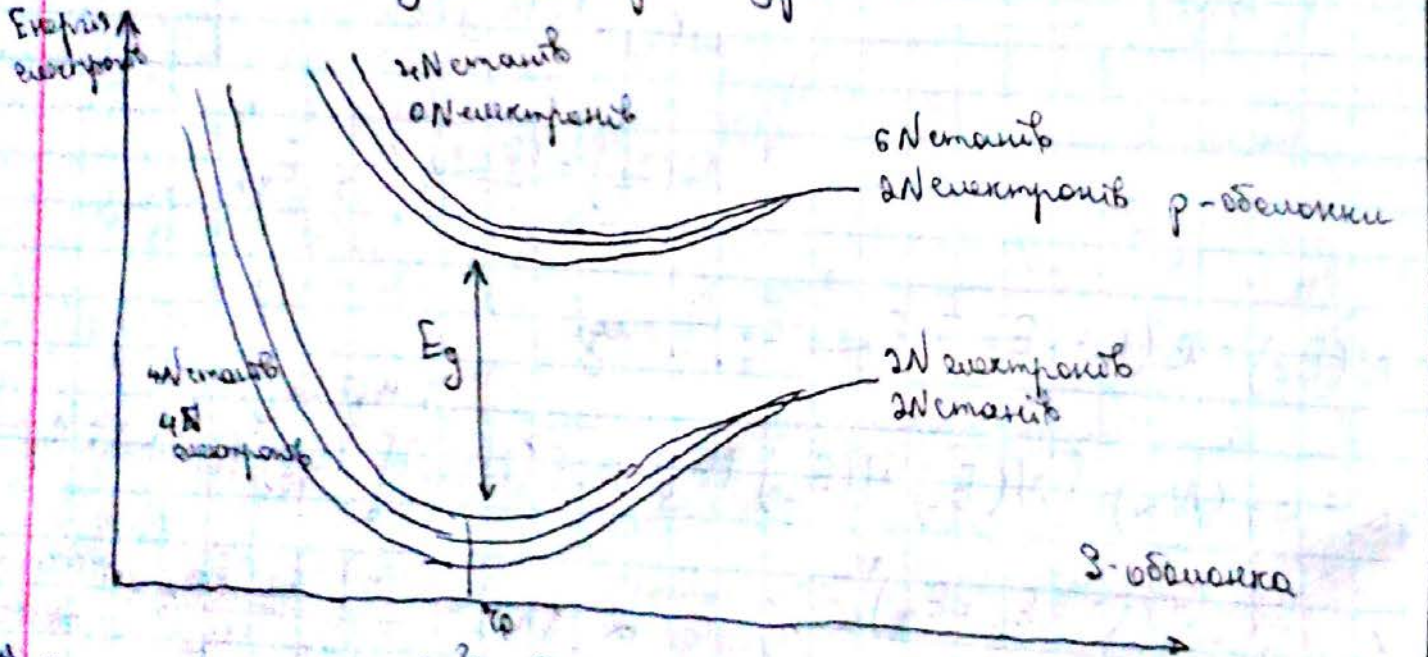
$\alpha_e(h\nu) = \frac{C(h\nu - E_g + E_\phi)^2}{e^{E_\phi/kT} - 1}$ - випромінювання фононів $\alpha_a(h\nu) = \frac{C(h\nu - E_g - E_\phi)^2}{1 - e^{-E_\phi/kT}}$ - поглинання фононів

$\alpha = \alpha_a + \alpha_e$ - представлено так.

Часто при $T \downarrow$, $E_g \uparrow$

Generated by CamScanner from intsig.com

§ 6 Зміна краю оптичного поглинання від температури



зменшення ширини забороненої зони

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T+\beta}$$ - б м/п при ↑T збільшується коливання атомів відносно положення рівноваги, розширення решітки

при $T >> \beta$, $E_g(T) = E_g(0) - \alpha T$ $\left(\alpha \sim 0{,}5 \frac{MeV}{K}\right)$

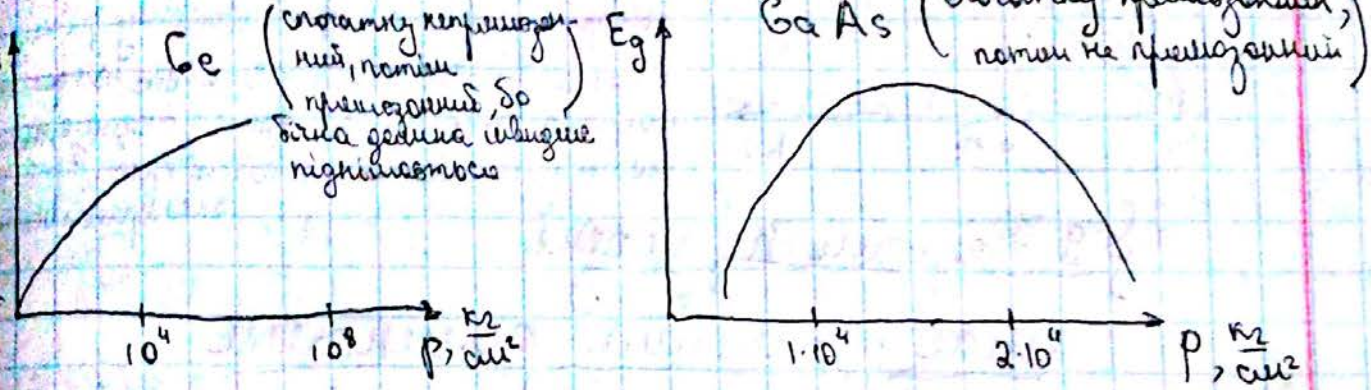
PbS: E_g ↑ при T↑

Generated by CamScanner from intsig.com

§7. Вплив тиску на край поглинання

$\Delta E_g = \Delta E_v + \Delta E_c = (E_c + E_v)\frac{\Delta a}{a}$ — зміна постійної ґратки — тиск/розтягування

Якщо E_c і E_v = const, то для Ge і GaAs



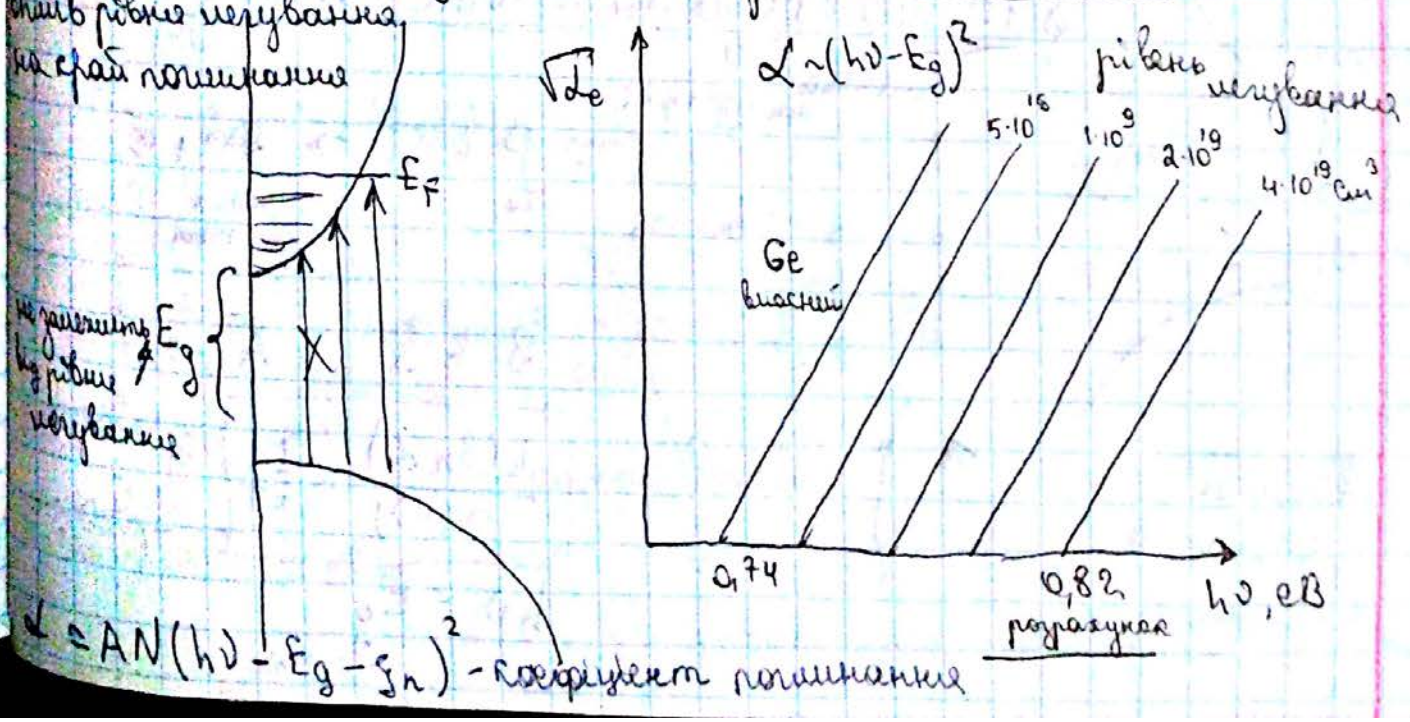
Не дозволяти перехід з прямозонного → непрямозонний

1. ефект Гана зникає.
2. $(h\nu - E_g)^{1/2} \to (h\nu - E_g \pm E_{ф})^2$
3. зникає фотолюмінесценція

при тиску міжатомна відстань зменшується → збільшується E_g (край власного поглинання зміщується в сторону коротких довжин хвиль). Це для більшості A^3B^5 з прямими забороненими зонами.

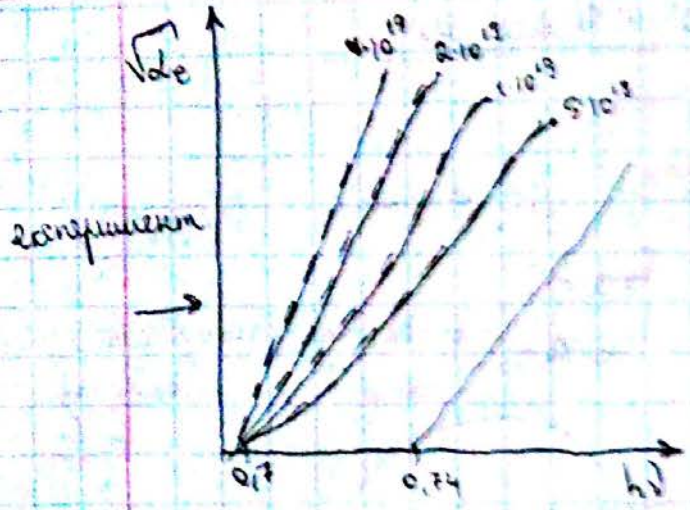
§8. Ефект Бурштейна-Мосса

Вплив рівня легування на край поглинання



$\alpha = AN(h\nu - E_g - \xi_n)^2$ — коефіцієнт поглинання

Generated by CamScanner from intsig.com

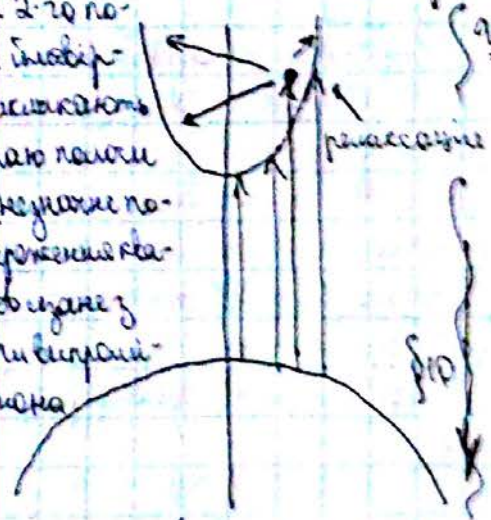


$\alpha \sim A N_{\text{елект. вл.}} (h\nu - E_g \pm E_\varphi)^2$

Ефект звуження ширини забороненої відкрив дель Аламо Асаше: донорні домішки при високому рівні легування зливаються з С-зоною, ефективна ширина забороненої зони зменшується, тому зменшується кожна при експерименті

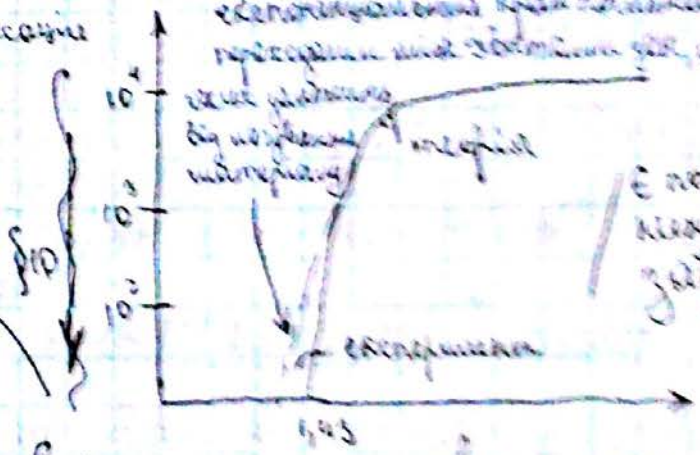
§ 9. Непрямі переходи між прямими долинами

такі процеси 2-го породку є менш ймовірними. Вони викликають видовження краю полоси поглинання (незначне поглинання: збереження квазіімпульса пов'язане з поглинанням чи випромінюванням фонона



Урбах вивірив для GaAs α:

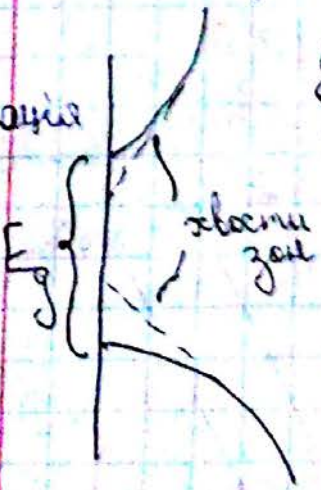
експоненціальний край поглинання пояснюється переходами між хвостами зон, форма і величина

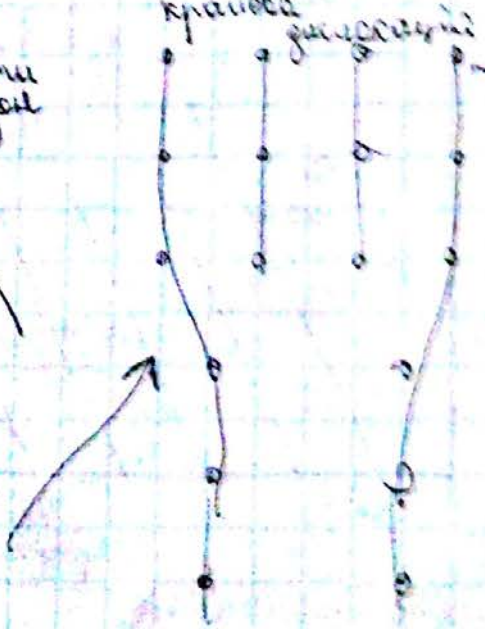


є поглинання нижче ширини забороненої зони

§ 10. Переходи між хвостами зон

флуктуація зон





виникає деформація в кристалі

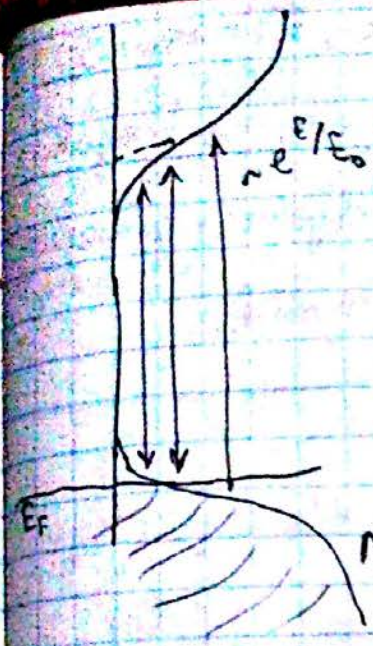
P в $Si \Rightarrow D^+ + e^-$

B в S $\quad A^- + h^+$

$$\boxed{\frac{d(\ln\alpha)}{d(h\nu)} \sim \frac{1}{kT}}$$ правило Урбаха

$h\nu < E_g$

Generated by CamScanner from intsig.com



розрахуємо урбахівський тиск $N_i \sim |E_v|^{1/2}$ / початкові стані

$N_f \approx N_0 e^{E/E_0}$

Вважаємо, що ймовірність переходу не залежить від $E - E_0$

$$\alpha(h\nu) \sim \int N_i(E) N_f(E)\, dE =$$

$$= A \int_{E_{F_h}}^{h\nu - E_{F_h}} |E_0|^{1/2} e^{E/E_0}\, dE = A \int E_0^{1/2} \left|\frac{h\nu - E_0}{E_0}\right|^{1/2} E_0^{1/2} \times$$

$$\times e^{\frac{-h\nu + E}{E_0}} e^{h\nu/E_0}\, dE \; (=)$$

$E_v = E - h\nu$; $X = \frac{h\nu - E}{E_v}$ //

Беремо диференціал E: $dE = -E_0\, dx$

$$(=) -A e^{h\nu/E_0} E_0^{3/2} \int_{\frac{-h\nu - E_{F_h}}{E_0}}^{E_{F_h}/E_0} x^{1/2} e^{-x}\, dx$$ – інтеграл не береться / табличний

$$E_{F_h} < E < h\nu - E_F$$

$$\frac{h\nu - E_{F_h}}{E_0} < x < \frac{E_{F_h}}{E_0}$$

$$\int x^{1/2} e^{-x}\, dx = -x^{1/2} e^{-x} + \frac{1}{2} \underbrace{\int x^{-1/2} e^{-x}\, dx}_{\text{нехтуємо, скільки дуже малий}}$$, тоді

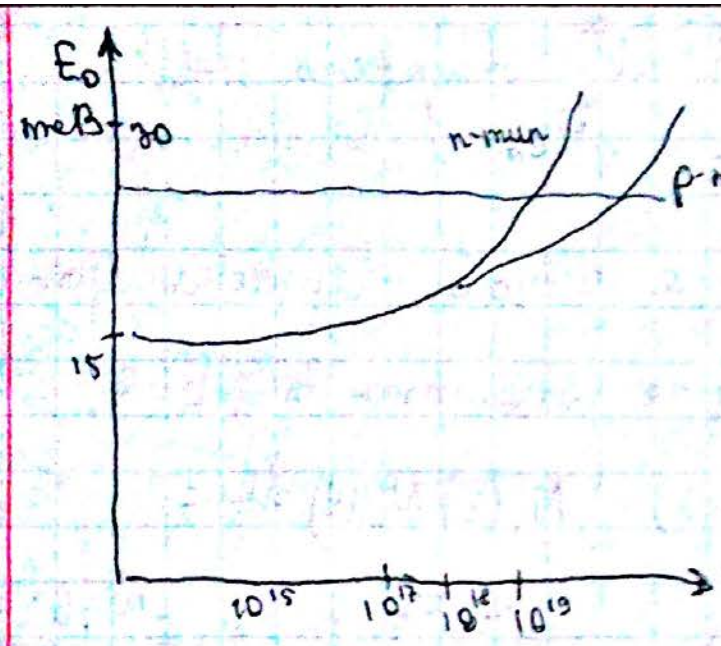
$$\alpha = -A e^{h\nu/E_0} E_0^{3/2} \left(\frac{E_{F_h}}{E_v}\right)^{1/2} e^{-\frac{E_{F_h}}{E_0}} \simeq B e^{h\nu/E_0}$$

$\ln \alpha = \ln B + h\nu/E_0$ – диференціюємо

$$d(\ln \alpha) = \frac{1}{E_0} d(h\nu).$$

Згідно Урбаха $\frac{d(\ln \alpha)}{d(h\nu)} \sim \frac{1}{kT}$: нахил краю поглинання

Generated by CamScanner from intsig.com

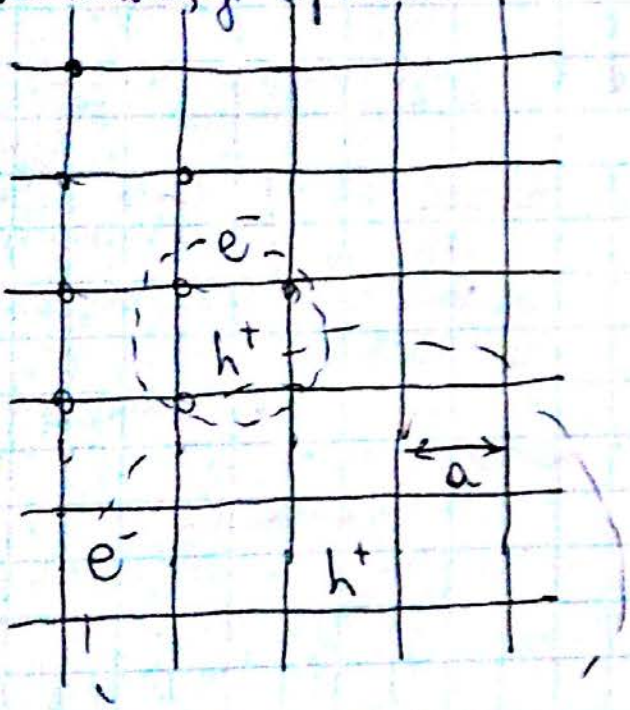


при $T = 300K$, $kT = 25$ меВ, то Урбах майже вгадав.

E_0 - використовується для спілу розподілу станів.

§11. Екситони

Посвітили, утворились e^- і h^+. $r_{eh} \sim a$ - відстань від e до h; то це екситон Френкеля



$r_{eh} \gg a$ - екситон Ваньє-Мота

$E \sim 13{,}5$ еВ - енергія між сусідніми станами

$$\boxed{E_{ex} = \frac{m_r^* e^4}{2h^2 \varepsilon^2} \cdot \frac{1}{n^2}}$$

головне квантове число

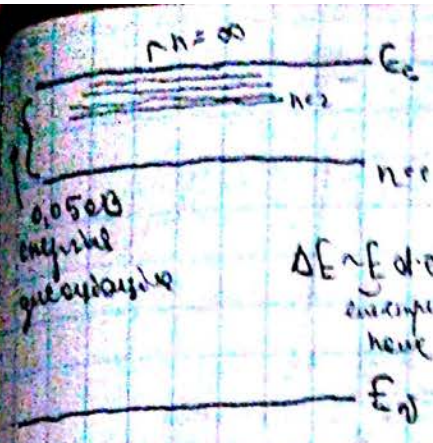
Для Si $\varepsilon \sim 11$; $\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$ модель H: $m_r \approx m_e$

В атомі водню $\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e} + \cancel{\frac{1}{m_{яд}}}$ нехтуємо, бо $m_{яд} > m_e$

H/n: $m_r \approx \frac{1}{2} m_e$

$E_{ex} = \frac{R_{різб}}{100} \sim 0{,}05$ еВ - куда подіти цю енергію? ↓ рисунок

Generated by CamScanner from intsig.com



Дисоціація екситона - його зникнення

(відбувається при $n = \infty$)

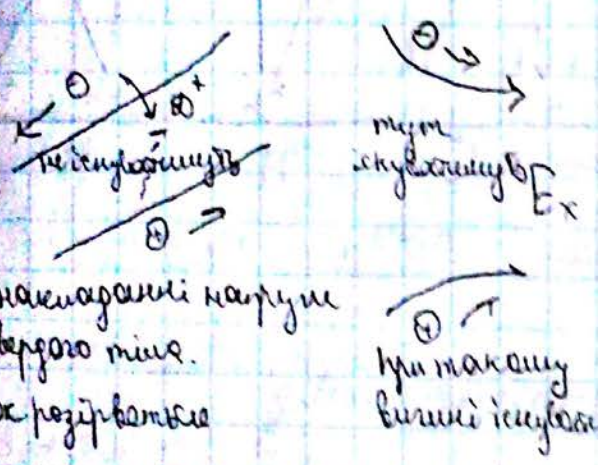
$\Delta E \sim E\, d \cdot e$ електричне поле

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{m^2v^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$\frac{dE}{dk} = \frac{2}{2} \cdot \frac{\hbar^2 k}{m} = v\hbar, \text{ бо } mv = \hbar k$$

Будуть рухатись спільно, якщо $v_e = v_h$, тобто:

$$v_e = \left|\frac{dE_c}{dk}\right| \cdot \frac{1}{h}; \quad v_h = \left|\frac{dE_v}{dk}\right| \cdot \frac{1}{\hbar}$$



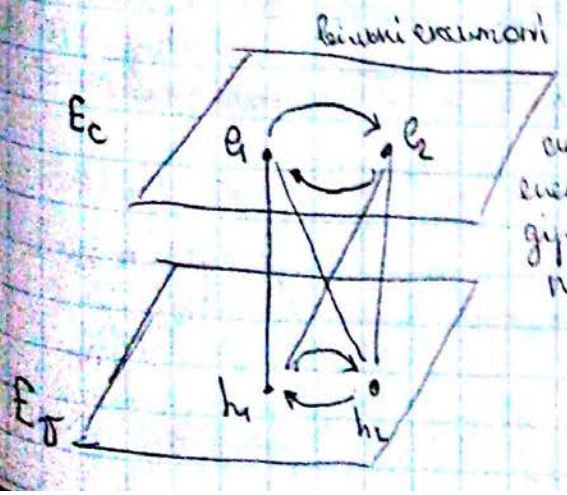
Умови існування екситонів:

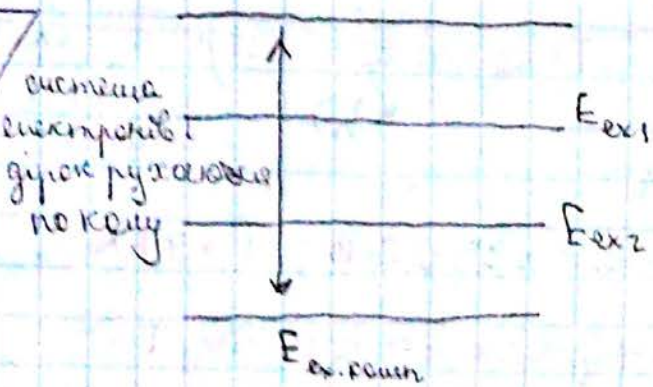
1. $E_{ex} > kT$ (енергія дисоціації $> kT$)
2. Нелегований матеріал (D^+ розштовхує e^- і h^+)
3. Ефект Штарка.

E рівні екситона зсуваються $\Delta E \sim E_{ex} \cdot d$

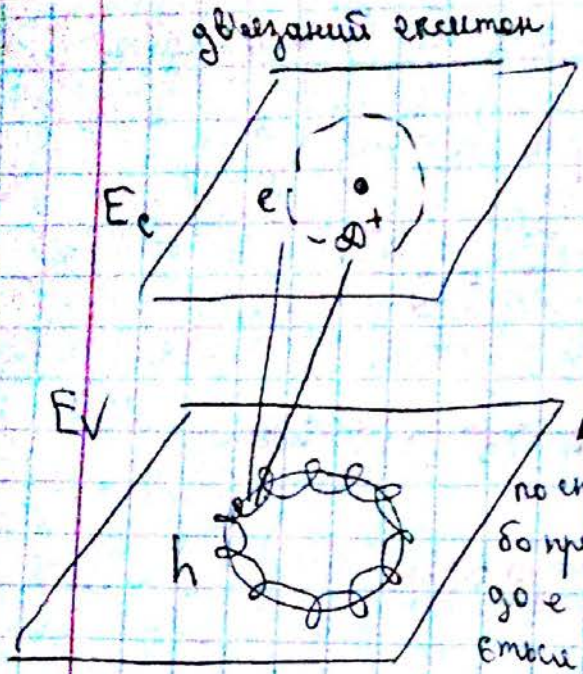
4. ефект Зеємана (розщеплення рівнів в магнітному полі). $\Delta E \sim E_{ex}$
5. Ефект іонізації

§12. Екситонні комплекси

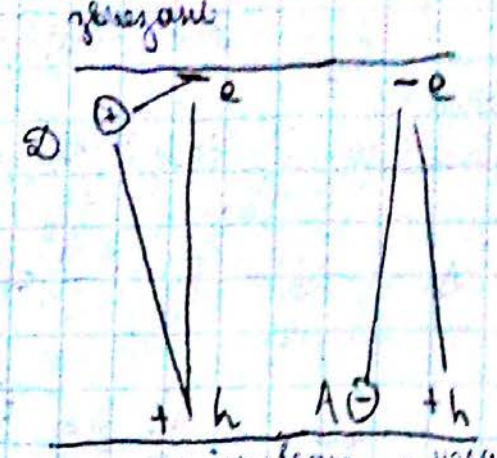




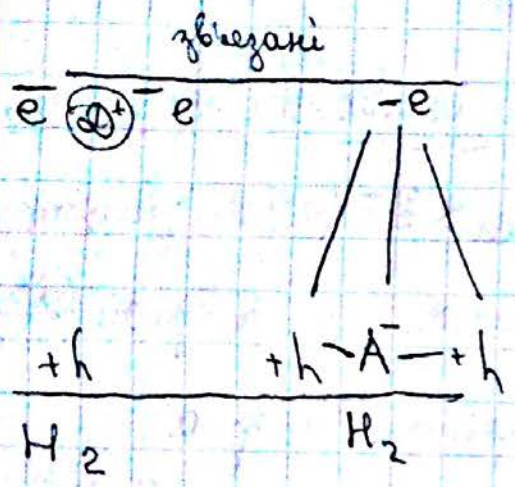
Generated by CamScanner from intsig.com

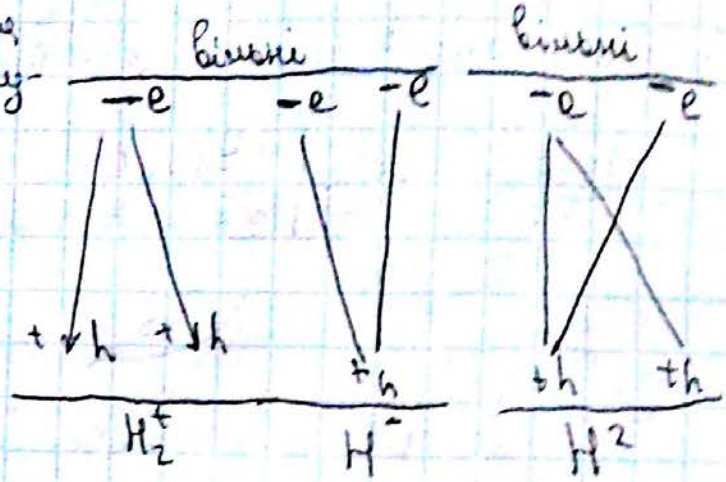


по спіралі рух, бо притягується до e і відштовхується від D^+

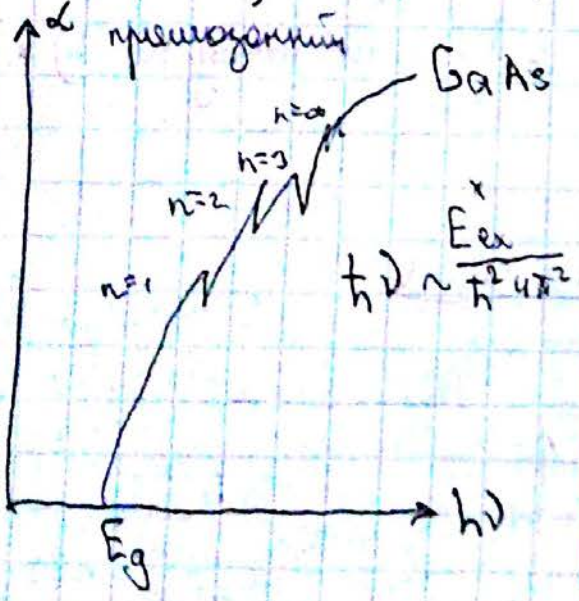


H^+ – іони водно вільні H^- – негативно заряджені іони

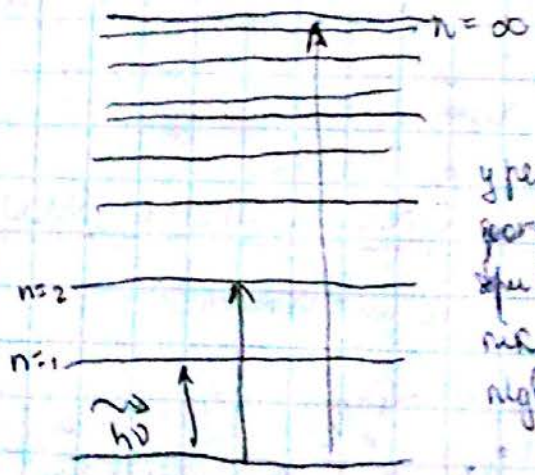




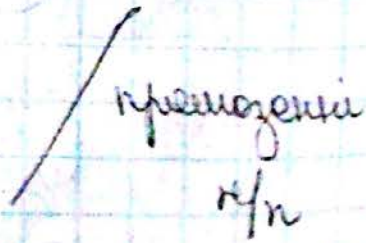
§13. Екситонне поглинання



$$\hbar\nu \sim \frac{E_{ex}^*}{\hbar^2 4\pi^2}$$



У н/п з прямими переходами вільний екситон утворюється у результаті поглинання фотона $h\nu = E_g - E_{ex}$. При k=0 виникає різкий пік, який уширюється з підвищенням t°.

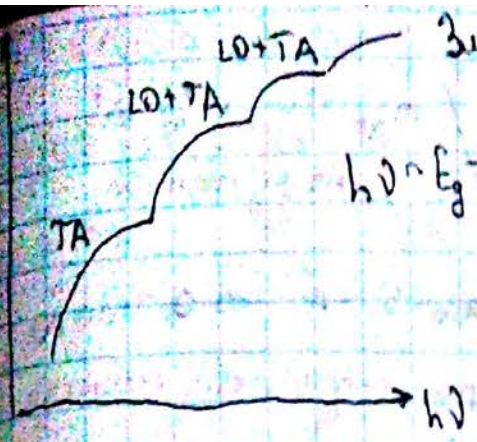


Для вільних $E \sim 0{,}05$; $T \sim 77$ K

зв'язаних $E \sim 0{,}1$ еВ;

n-головне квантове число

Generated by CamScanner from intsig.com

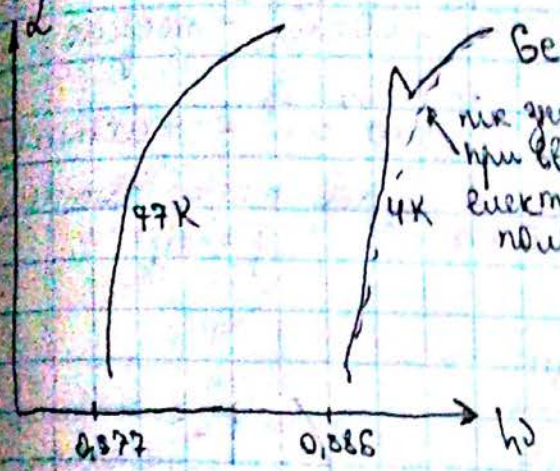


Змінюємо температуру або прикладаємо електричного поля

$h\nu \sim E_g - \frac{E_{ex}}{h^2} \pm E_{фон}$

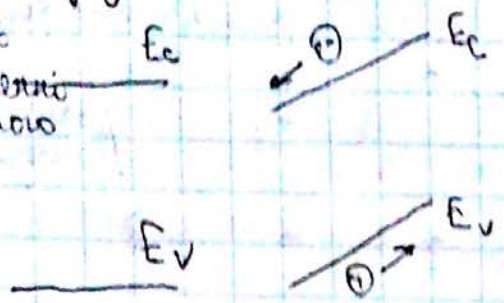
непрямозонний без поля

Якщо змінюємо T або прикладемо е/м поле:



Напруга 100 В/см

пік зникає при ввімкненні електричного поля



Напруга U діє в різні напрямки для e і h і вони рухаються у своїх зонах

Чим вужчі піки, тим краще для оптоелектричних систем („глибина" енергія)

§14. Домішкове поглинання

– поглинання світла, що призводить до іонізації домішки.

При внесенні інородних атомів в н/п маємо 4 випадки.

① Донор – $N_{дом} > N_{основн}$, в таблиці Менделєєва:

P в Si Si в $\underbrace{GaAs}_{A^3B^5}$ / $D^+ + e^- = D^0$ іонізований донор

② Акцептор B в Si Si в GaAs

$Z_{дом} < Z_{н/п}$ $A^0 + e^- \to A^-$

③ Міжвузольний атом D. (може бути та сама речовина) веде себе як D^+

④ Вакансія. (веде себе як акцептор)

$$E_i = \frac{m^* e^4}{2h^2 \varepsilon^2 n^2} \simeq \frac{m^*}{m \varepsilon^2 n^2} \times \underbrace{13,6\,eB}_{\text{стала Рідберга}}$$

1) якщо маємо екситон: $\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$, а оскільки

Generated by CamScanner from intsig.com

$m_e^* \approx m_h^*$, то $m_r^* \approx 2^{-1} m_e^*$

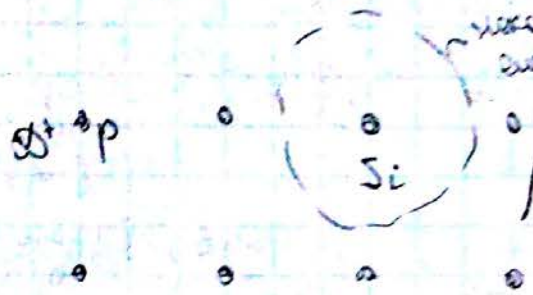
2) $\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \cancel{\frac{1}{m_{D^+}}} \Rightarrow m_r^* \approx m_e^*$ / m_{D^+} без „*", бо D^+ не рухається

радіус Бора — $a = \frac{\hbar^2 \varepsilon}{e^2 m^*} = \frac{\varepsilon}{m_e^*/m} a_0$ (стала гратки) для $a_0 = 5{,}4\,Å \Rightarrow a \sim 100\,Å$

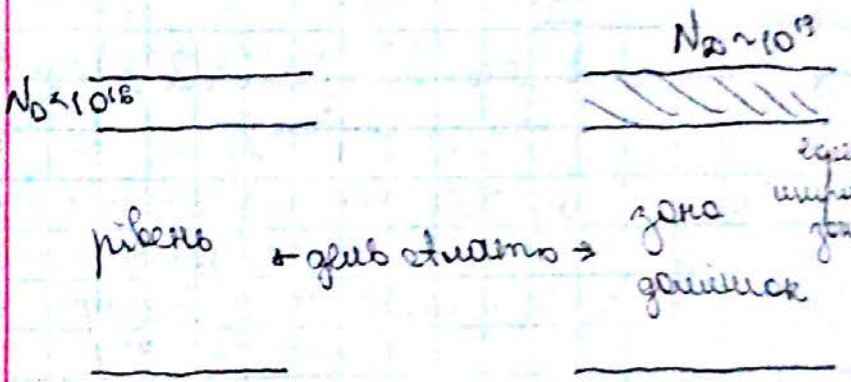
Екситони мелкі, чим домішки, і температура — при якій екситони іонізуються, домішки ще не іонізуються

$\sim 10^{13} \div 20\,см^{-3}$ — теорія

$\sim 10^{16} \div 10^{17}\,см^{-3}$ — практика



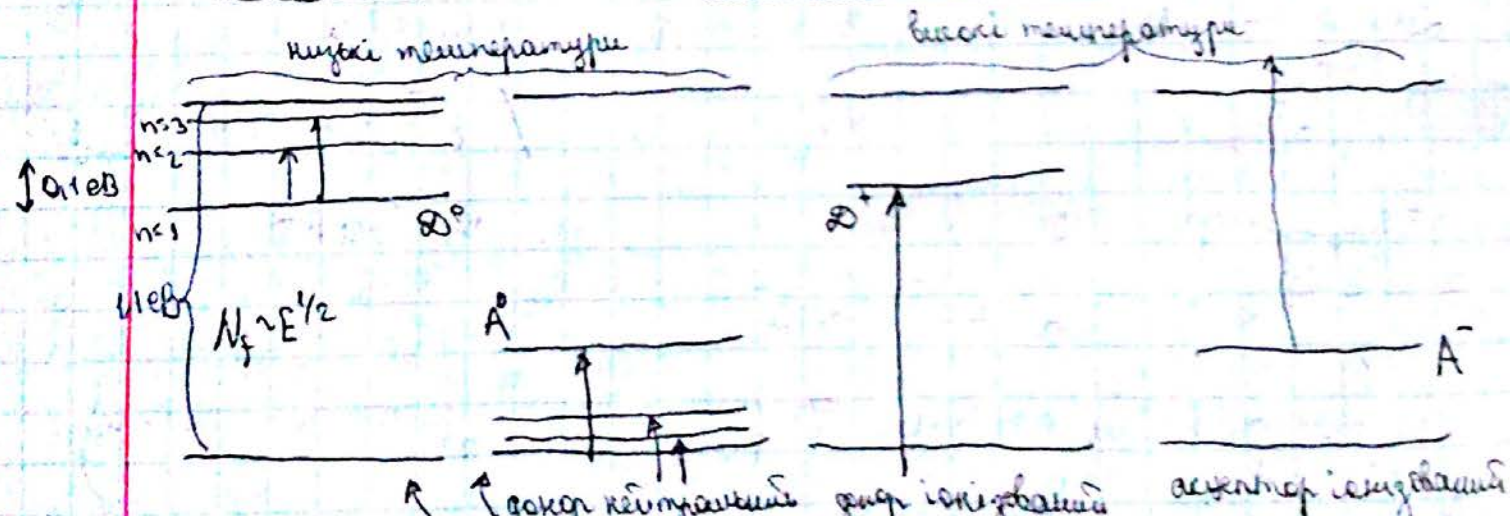
при легуванні хвильові функції перекриваються ⇒ рівень перетворюється у зону



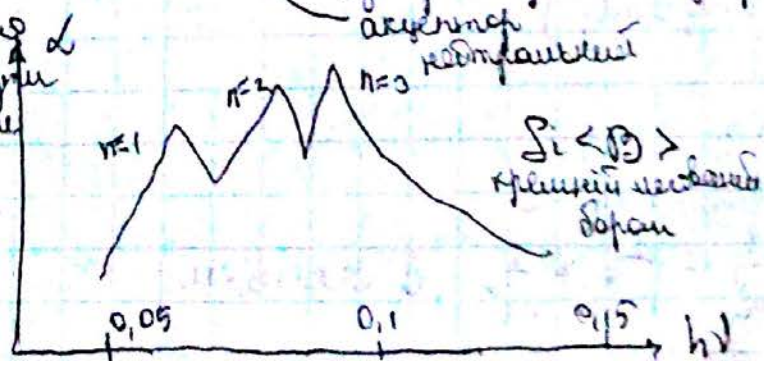
ефективна ширина забороненої зони стає меншою

↑ — електронні переходи

↓ — діркові переходи



теоретично мало би бути зростати



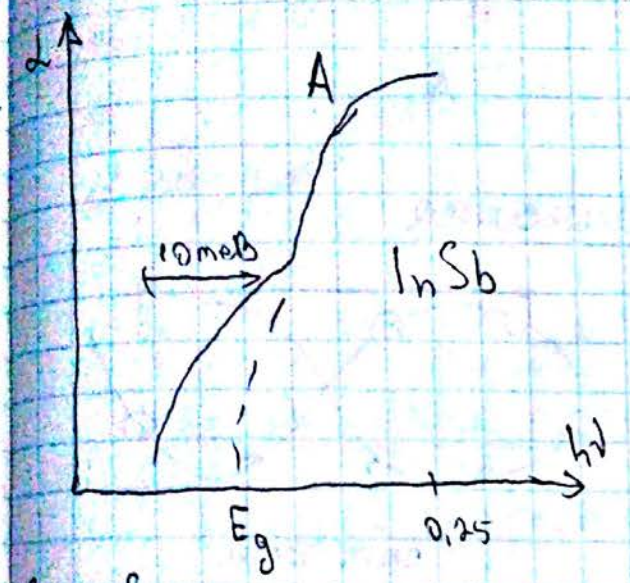
Si <B> — кремній легований бором

$\alpha \approx \sum_i P_{if} N_i N_f$

присутня люмінісценція

$a_0 = 5{,}4$ Å, а боровський радіус $a_б = 100$ Å. Згадаємо співвідношення невизначеностей:

$p \cdot a = \hbar \Rightarrow \hbar \Delta k \, a_б = \hbar \Rightarrow \Delta k \sim 1/a_б$ бо зона Бриллюена симетрична

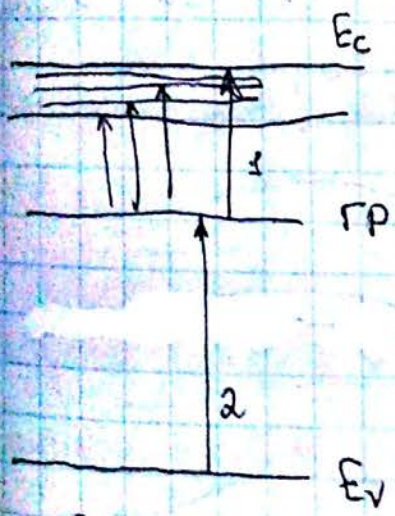


екситони і домішки разом ніколи не існують.

(при сильному легуванні екситони не утворюються)

Зв'язані екситони існують при низькому рівні легування.

§15 Поглинання на глибоких рівнях



вважається, що це глибока пастка $\delta(d-d_0)$

водноподібна модель не працює, тому беремо Теорія Луковського:

$$\alpha(h\nu) \sim \left(\frac{h\nu}{\underbrace{E_t}_{\text{енергія пастки}}} - 1\right)^{3/2} \left(\frac{h\nu}{E_t}\right)^{-3}$$

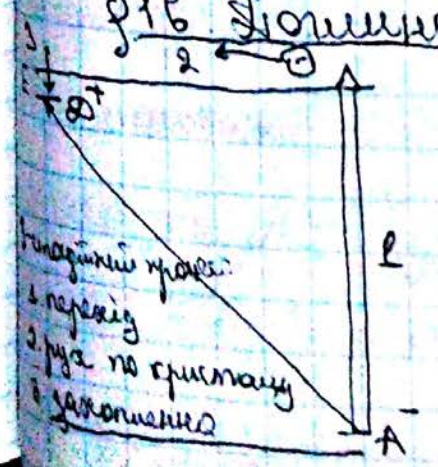
переходи не пов'язані із зоною

$\rho(d-d_0)$ - глибока потенціальна пастка

ГР - С-зона (1,2 змінює провідність)

§16 Поглинання в ДАТ

донорно-акцепторна пара



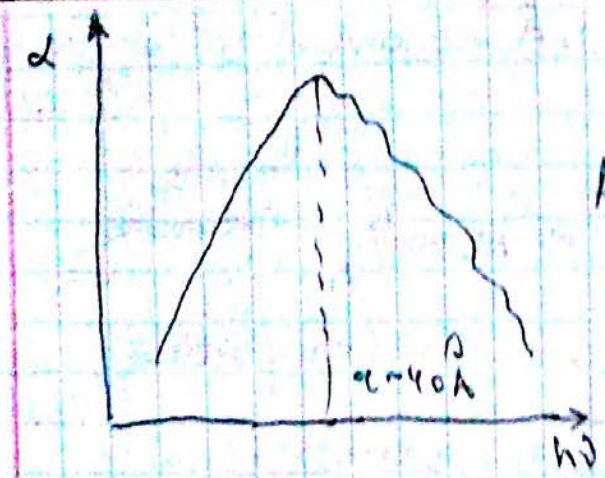
1-стадійний процес:
1. перехід
2. рух по кристалу
3. захоплення

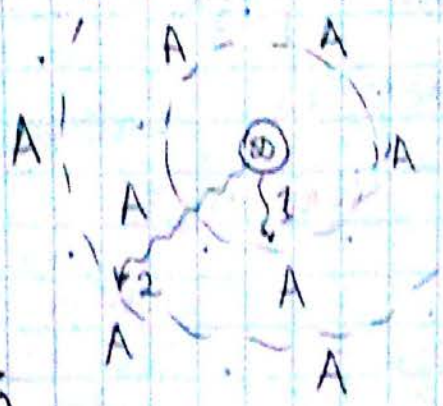
$K = \frac{N_D}{N_A} = 1$; $k > 1$ перекомпенсована $k < 1$ нескомпенсована

$\Delta E = \frac{e^2}{\varepsilon r}$ кулонівська взаємодія

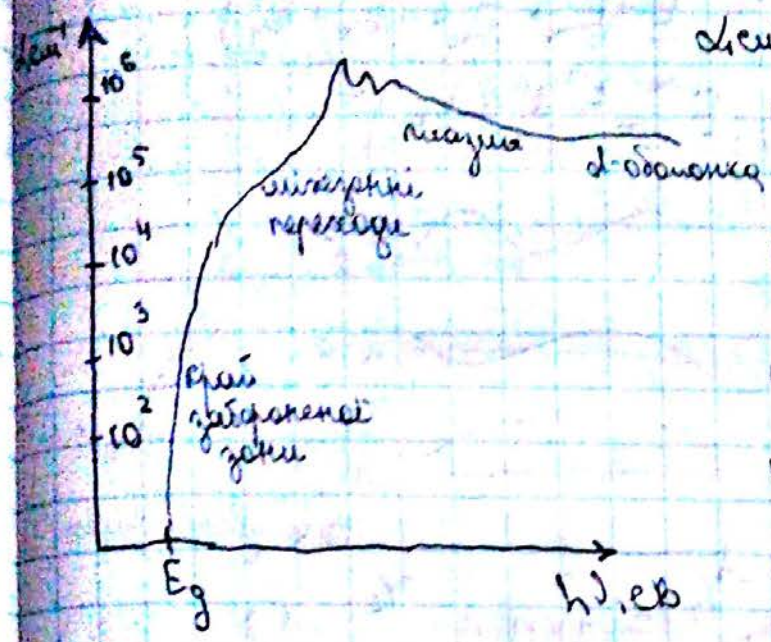
$h\nu_{погл} = E_g - E_D - E_A + \frac{e^2}{\varepsilon r}$ | може і напрямутунелювання

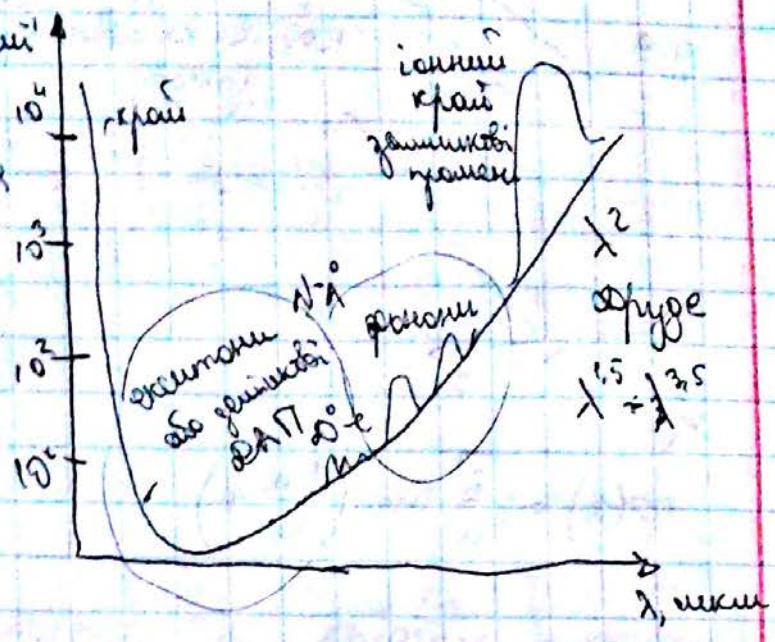
Generated by CamScanner from intsig.com




A
A
A

§18. Загальні спектральні поглинання





§20. Оптичне поглинання в низькорозмірних н/п

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2 + U(r)\right]\psi(r) = E\psi(r)$$ – рівняння Шредінгера

Введемо крайові умови, знаходимо:

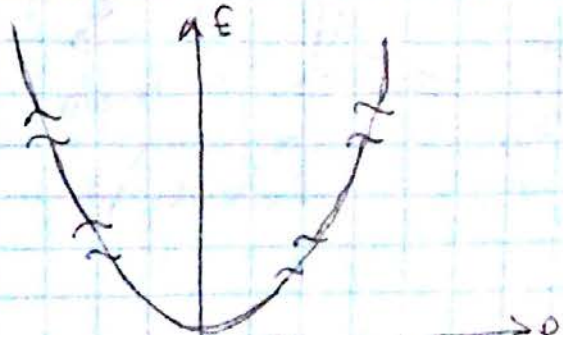
$$\psi(r) = \underbrace{U(r)}_{\text{рух вибраного відносно центра, звичайна мас}}\ \underbrace{e^{i\bar{k}\bar{r}}}_{\text{плоска}}$$

Як взяти зразок у вигляді параллелепіпеда , і $a \sim \lambda$, змінюються крайові умови. Треба врахувати співвідношення невизначеностей: $p \cdot x = \hbar 2\pi$

При тепловому русі $v = 10^7$ см/с, $m^* = 0,2\, m_0$ $\Rightarrow$ $\lambda = 3$ нм

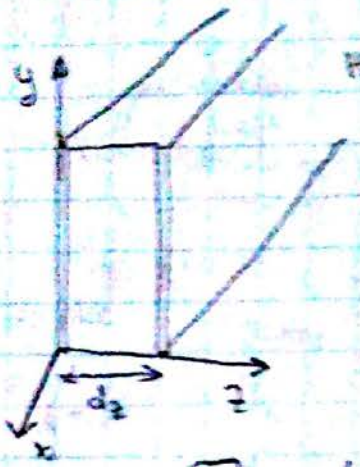
1) нескінченний зразок

Енергія буде залежати від типу зразка



Generated by CamScanner from intsig.com

① квантова яма

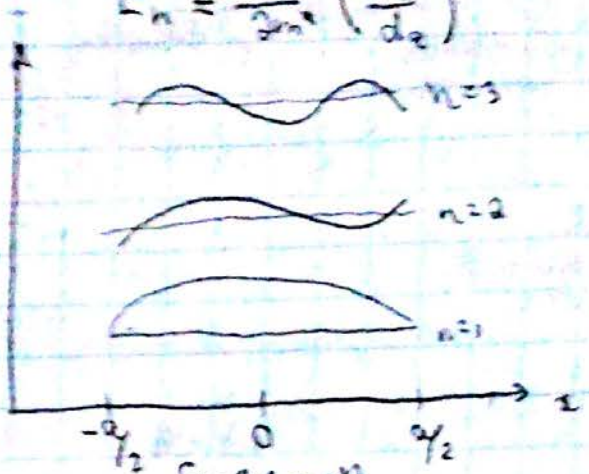


напівнескінченний зразок

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_x^2 + k_y^2\right)$$

$$E_n^\infty = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*}\left(\frac{h_z}{d_z}\right)^2$$

$$\varphi(x) = \sqrt{\frac{2}{a}}\sin\left(\frac{\pi n}{a}x\right)$$

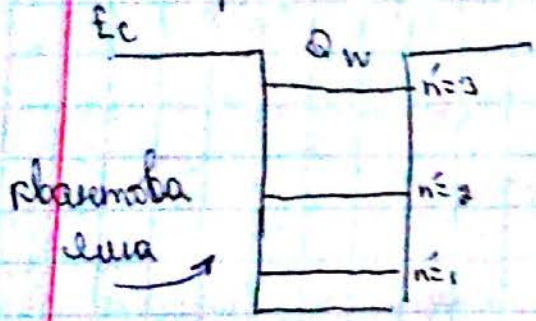


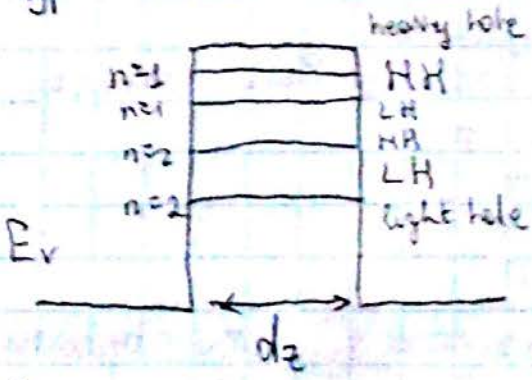
візьмемо $a = 10$ нм, тоді при $n=1$ $E = 39$ меВ

$n=2$ $E = 151$ меВ $\quad / m^* = 0{,}1\, m_0$

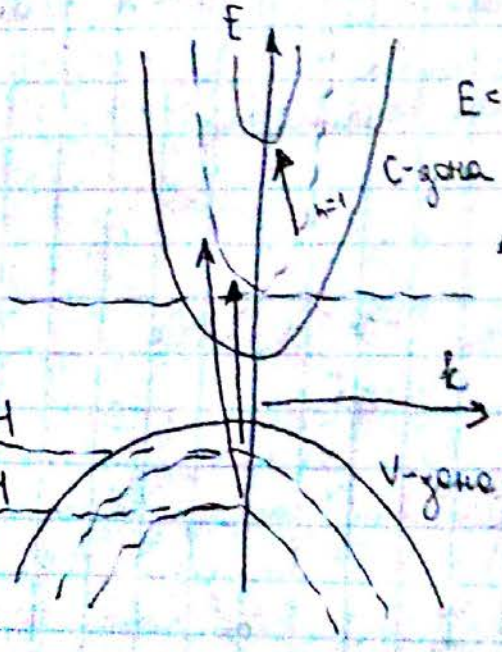
$n=3$ $E = 339$ меВ

kT при кімнатній температурі 25 меВ





спейсер



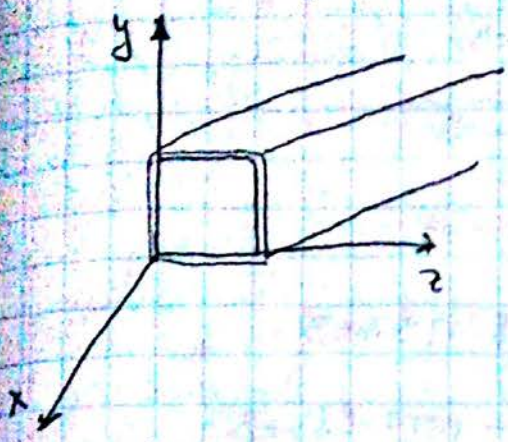
$$E = E_n^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

тобто, якщо беремо менші розміри зразка, то відбувається розчеплення рівнів і зсув рівнів, і більший чим більше d_z.

Переходи можуть бути 2 типів:

Generated by CamScanner from intsig.com

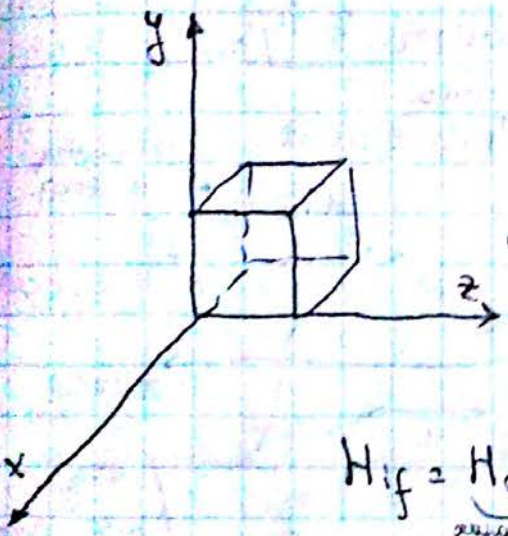
2) квантовий дріт



$$E = E^{\infty}_{n_z} + E^{\infty}_{n_y} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} =$$

$$= \left(\frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*}\right)\left(\frac{n_z^2}{d_z^2} + \frac{n_y^2}{d_y^2}\right)$$

3) квантові точки:



$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*}\left[\frac{h_z^2}{d_z^2} + \frac{h_y^2}{d_y^2} + \frac{h_y^2}{d_x^2}\right]$$

$$W_{if} = \frac{2\pi}{h}|H_{if}|^2 g(E_f)$$

початковий стан, кінцевий

$$H_{if} \propto \int \psi_f(\bar{r})\psi_i(\bar{r})\, z$$

У випадку квантових точок є лінійчастий спектр та нема зон

$$H_{if} = \underbrace{H_{CV}}_{\text{характеризує міжзонні переходи}} + \underbrace{H_{nn'}}_{\text{матричний елемент, що враховує квантові переходи}}$$

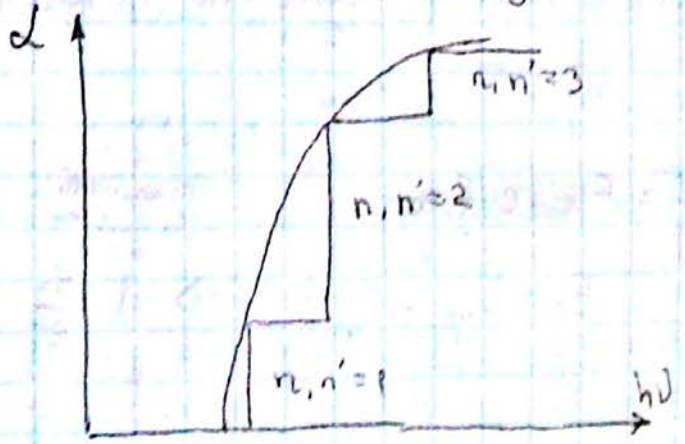
$n = n'$

– матричний елемент переходів

Переходи $C \rightleftarrows V$ можливі тільки тоді коли n не змінюється

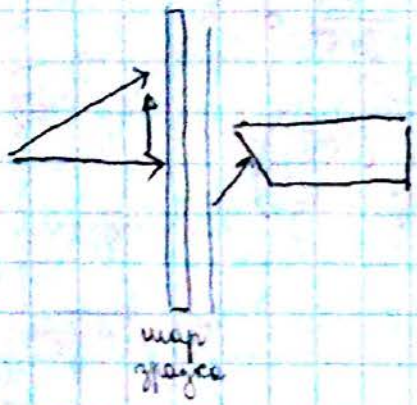
$$h\nu = E_g + E_{h_1} + E_{e_1}$$

$$h\nu = E_g + \frac{\hbar^2 n^2}{2\pi^2 m_n^* a^2} + \frac{\hbar^2 n^2}{2\pi^2 m_n^2 a^2}$$



Generated by CamScanner from intsig.com

2) міжпіддонні переходи



$n=1 \quad E = 38$ меВ

$n=2 \quad E = 151$ меВ

$n=3 \quad E = 339$ меВ

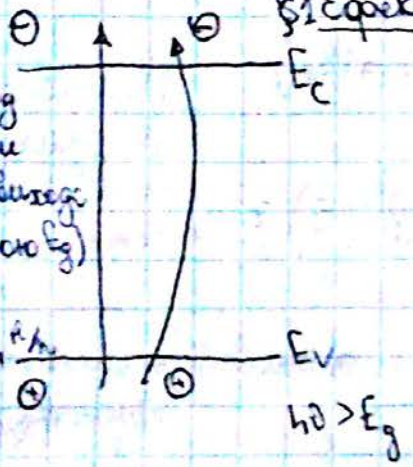
1. $n_1 - n_2 = 151 - 38 = 173$ меВ

2. $n_2 - n_3 = 339 - 151 = 188$ меВ

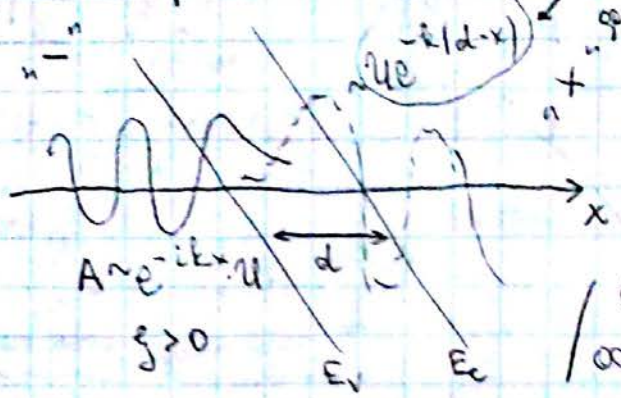
Гл. 3. Електрооптичні явища в н/п

§1 Ефект Франца-Кейдиша

$\xi = 0$ – напряженість поля



такий перехід можливий при термічному виході (для н/п з малою E_g)
⇕
вузькоцілинний н/п



без освітлення

В деякий час електрон може знаходитись одночасно у валентній зоні і зоні провідності. (це при накладанні напруги більш вірогідний).

$A = Fx = e\xi x$

робота

ЗЗЕ: $E_c = E_g - e\xi x \Rightarrow d = \frac{E_g}{e\xi}$ – фактично ми маємо потенціальний бар'єр, який електрон може пройти

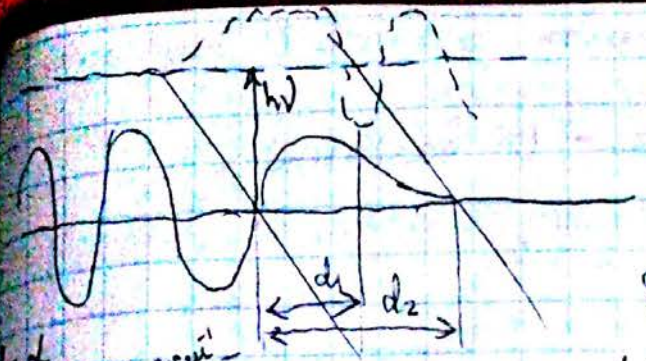
пов. координату 0

бар'єр, який треба розсмоти

Є процес рекомбінації при прикладанні поля і освітленні.

При $\xi = 0$ $\quad h\nu < E_g$ – перехід не відбудеться

Generated by CamScanner from intsig.com

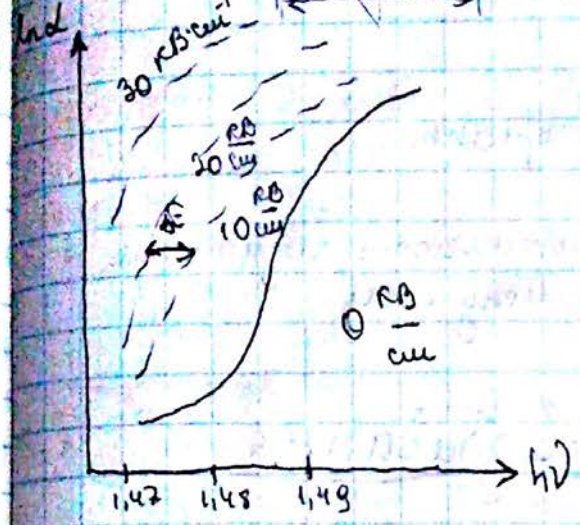


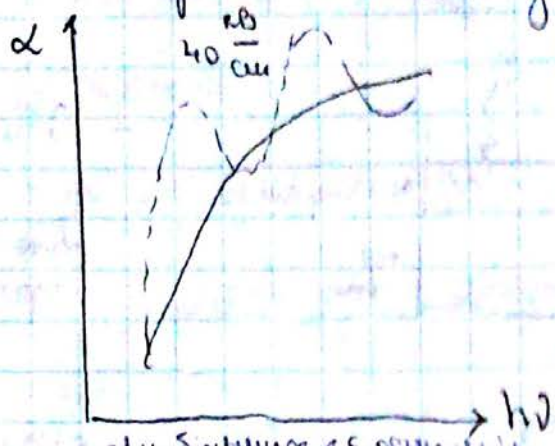
$$h\nu = E_g - e\xi d_1$$

$$d_1 = \frac{E_g - h\nu}{e\xi}$$

З освітленням шлях тунелювання зменшується

Експериментальні дані





при більших ξ є осциляції

Завдання: порахувати зсув ΔE, чим він визначається. Можемо записати $\Delta E = e\xi\Delta x = e\xi\frac{\hbar}{\Delta p}$. З іншого боку, (1)

додаткова енергія, яку отримує електрон у зоні провідності

$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m}$ - для вільного електрона $\Rightarrow \Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m^*}$ (2)

$1 = \frac{e\xi\hbar 2m^*}{(\Delta p)^3}$ - поділили (1) на (2) $\Rightarrow (\Delta p)^2 = (e\xi\hbar 2m^*)^{2/3}$

Підставляємо в (2), маємо: $\Delta E = \frac{(e^2\xi^2\hbar^2)^{1/3}}{(2m^*)^{1/3}}$

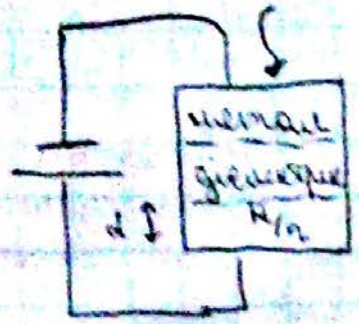
Насправді вираз складніший.

Щоб виміряти ΔE, можна: - виміряти $\alpha(h\nu)|_{\xi=const}$

- виміряти $\alpha(\xi)|_{h\nu=const}$

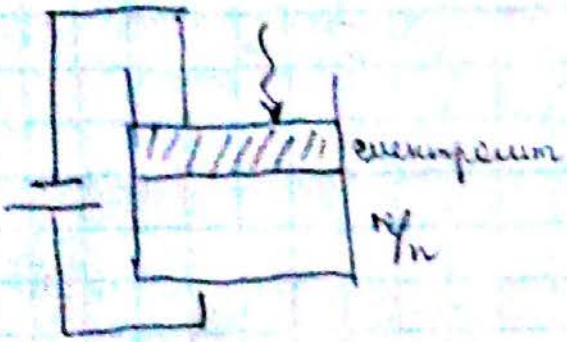
Для виміру роблять таку структуру:

Generated by CamScanner from intsig.com



$V = V_1 + V_2$

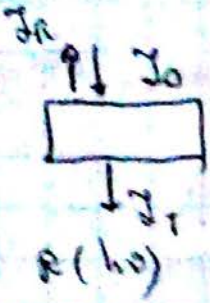
$\xi = \frac{V_2}{\alpha}$ — 1-й варіант



— 2-й варіант

Дає можливість визначити ефективну масу

§2. Методи електровідбивання



$I_0 = \underbrace{I_T}_{\text{пройшло}} + \underbrace{I_R}_{\text{відбилося}} + \underbrace{I_A}_{\text{поглинулося}}$

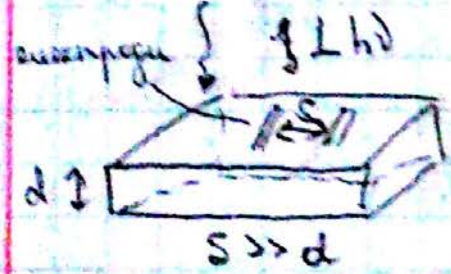
$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$, $k = \frac{c\alpha}{4\pi\nu}$

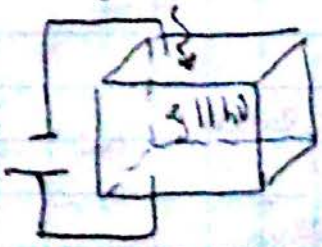
$R = \left[\frac{(n-1)}{(n+1)}\right]^2$ — при $k^2 = 0$

R — коефіцієнт відбивання

Хочемо поміряти $R(\xi)\big|_{h\nu = const}$

$R(h\nu)\big|_{\xi = const}$





$\frac{\Delta R}{R} \sim 10^{-6}$

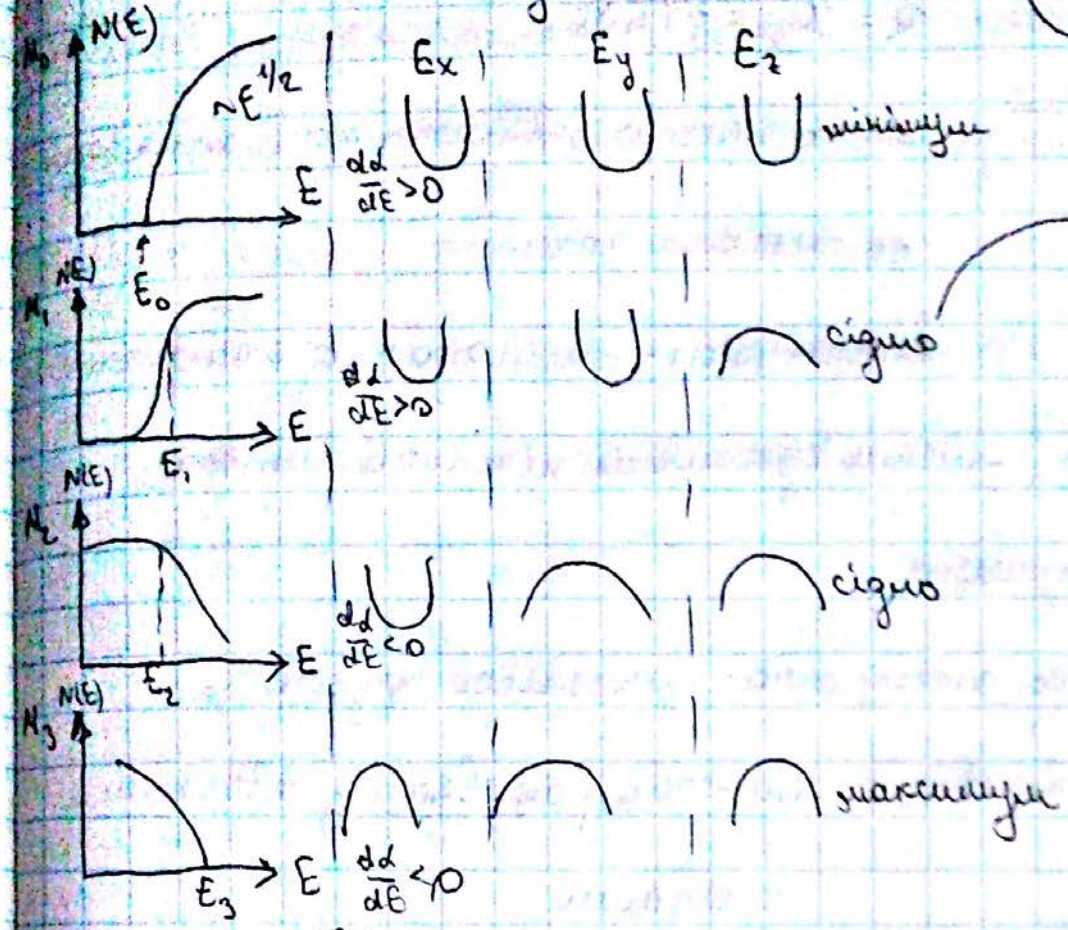
$h(E) - 1 \sim \frac{ch}{2\pi^2} \int_0^\infty \ln \frac{1}{(E')^2 - E^2} \cdot \frac{d\alpha(E)}{dE'} dE'$ — формула Крамерса-Кронінга

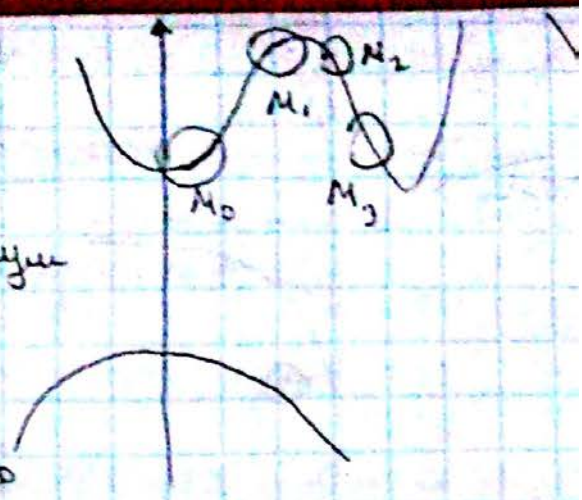
$h(E) = f\left(\frac{d\alpha}{dE}\right)$; $\frac{dE'(k)}{dk} = \frac{dE(k)}{dk} = 0$

енергія дна провідності — енергія зони валентності

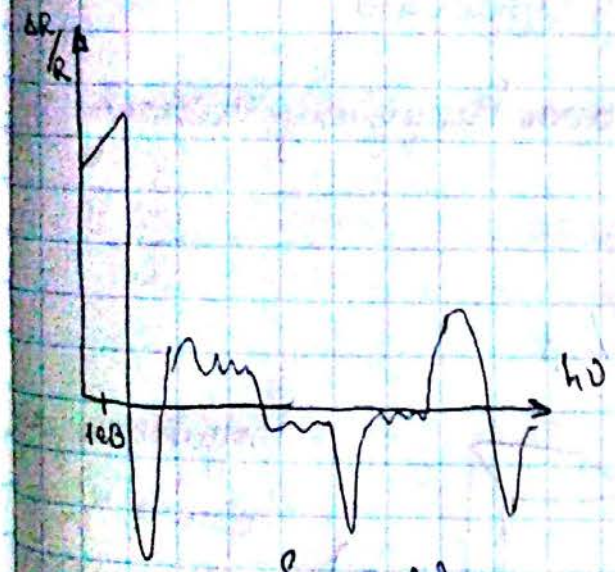
Generated by CamScanner from intsig.com

Точки ван-Хофа - комбінована густина станів





Вимірюється $\Delta R/R$:



1. Виміряли $\Delta R/R(h\nu)$
2. З формули Френеля можемо визнати зміну $n(h\nu)$
3. З формули К.-К знаходимо $d\alpha/dE$ (
4. З точок ван-Хофа будуємо зонну модель

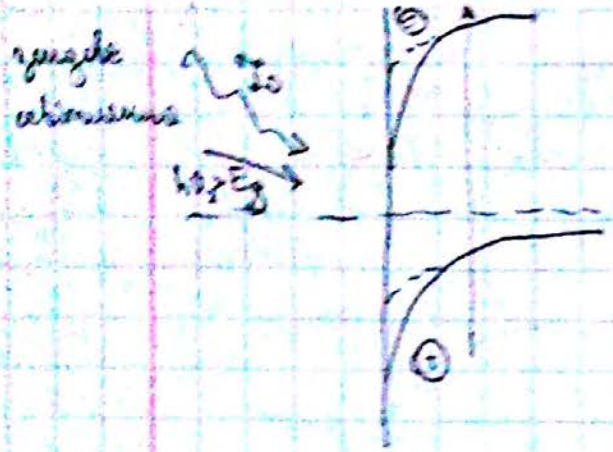
§3. Методи модуляційної спектроскопії

$\frac{d\alpha}{dE}$; $\frac{d\alpha}{dp}$; $\frac{d\alpha}{T}$ - залежності. / диференціювання α по різних параметрах, минаючі які ми змінюємо коефіцієнт поглинання

① Оптична модуляція

Береться поверхня n/n, є вигин дон.

Generated by CamScanner from intsig.com



якщо ми цей н/п освітимо і виміряємо

$R = I/I_0 = f(h\nu)$

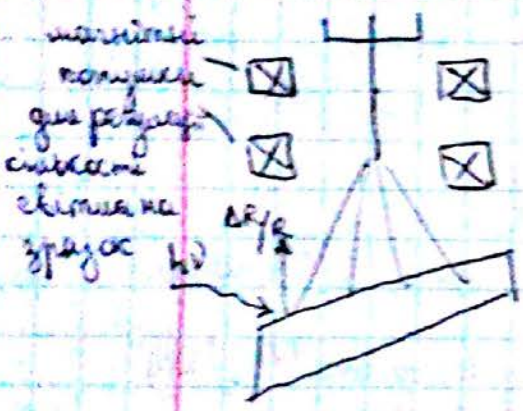
якщо сильно освітити, то можна перейти до плоских зон

вигин зони - прикладання електрично поля

Недолік $\Delta R/R \sim 10^{-4}$ - менш чутливий, ніж інші методи

② Катодна модуляція

Беремо промінь від електронно-променевої трубки



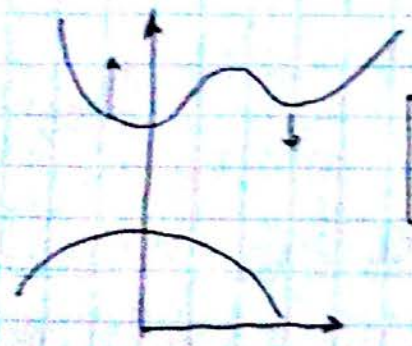
Переваги: - можемо працювати з невеликими площами

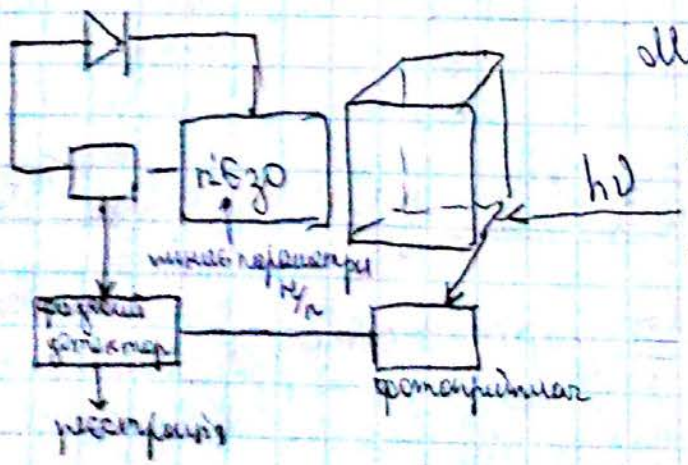
Недоліки: - не досить чутливий;

- треба брати вакуумну систему

③ Дієзомодуляція

Залежність $d\alpha/dp$





Модулюємо зону: робимо н/п з прямозонного в непрямозонний і навпаки

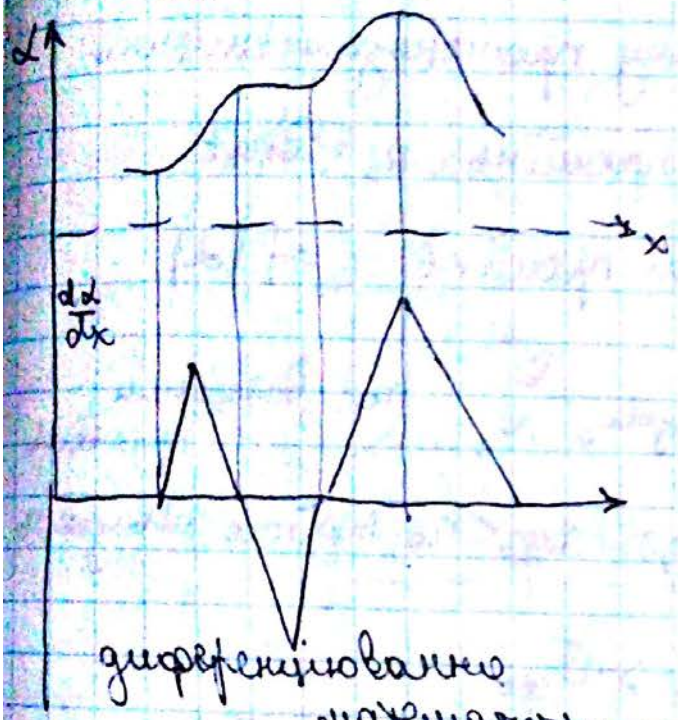
Переваги: більш чутливі ніж інші

Generated by CamScanner from intsig.com

④ Термічна модуляція $d\alpha/dT$

термічні процеси повільні, порядку 10 ÷ 100 Гц частота. Метод не дозволяє відслідковувати орієнтацію кристала.

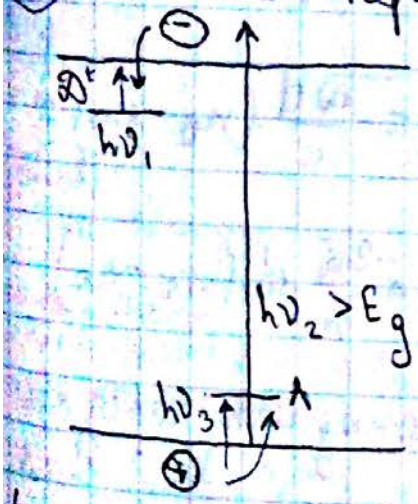
⑤ Модуляція довжини хвилі.



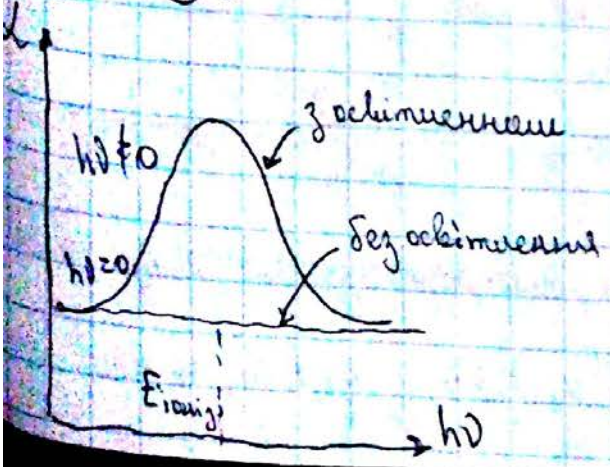
насправді диференціюють фізично

$$\lambda = \lambda_{const} + \Delta\lambda \cos(\omega t)$$

⑥ Оптична перезарядка (випадок, коли є домішкові стани)



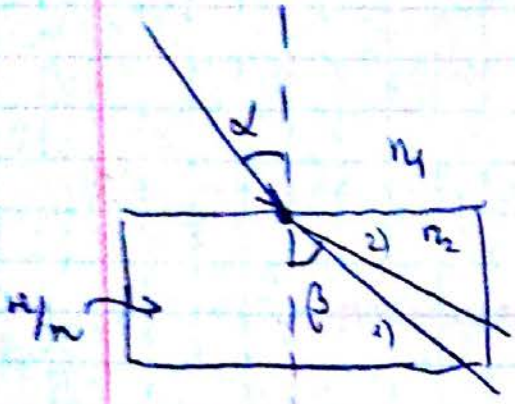
Популярний, через те, що наявні домішки, що дозволяє контролювати провідність.



Generated by CamScanner from intsig.com

Поляризаційні явища

§4. Подвійне променезаломлення

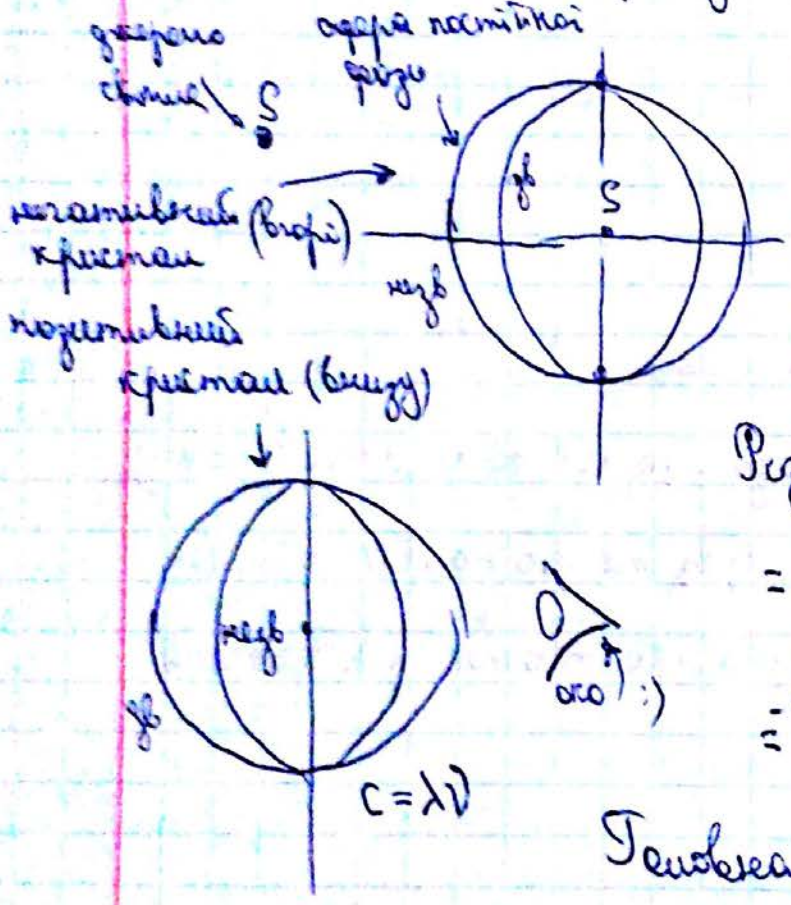


Закон Снеліуса: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n_{12} = \frac{n_2}{n_1}$

При подвійному променезаломленні:

1) звичайний промінь: $n_2 = const$

2) незвичайний промінь $n_2 = f(\alpha)$



$v_{фазова_o} = \frac{c}{n_o}$, n_o - звичайний промінь

якщо $n_E < n_o$, то його швидкість

$v_{фE} > v_{фo}$

Різниця фаз $\Delta\varphi = \omega\Delta t =$

$= \omega\left(\frac{d}{c/n_o} - \frac{d}{c/n_E}\right) = -\frac{\omega d}{c}(n_E - n_o) =$

$= -\frac{2\pi\nu d}{c}(n_E - n_o) = -\frac{2\pi}{\lambda} d(n_E - n_o)$

Головна площина проходить через оптичну вісь і через сам промінь

Для Se $n_o = 2{,}178$

$n_E = 3{,}58$

$\lambda = 9 \div 23$

1) чіткіша поляризація $\Delta\varphi \sim \lambda/2$

Generated by CamScanner from intsig.com

2) $2m\lambda/2$ 90°

$(2m+1)\lambda/2$

3) $2m\lambda/4$ } ○

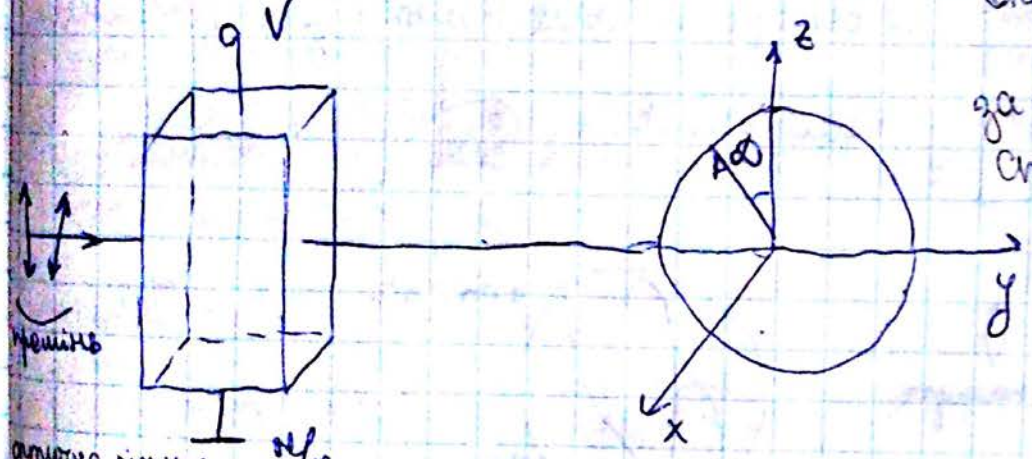
$(2m+1)\lambda/4$ } ○

двовісний кристал:

2 незвичайні еліпси і 1 сфера (звичайний)

§5. Ефект Кера

Оптично індуковані ефекти: за допомогою їх можна створити явище ППЗ у Si.



оптична різниця для 2х компонент. кристал. лінійної поляризації

$\Delta n = C_n l(\xi)\lambda$, C_n - стала Кера - оптична різниця ходу

$$\Delta n = n_0 - n_E = \frac{2\pi e^2 N}{\omega^2 n}\cdot\frac{2v_{gp}^2}{E_g}\left[1-\frac{m_e^* v_{gp}^2}{2kT_e}-9\frac{kT_e}{E_g}\right]$$ - не писати на к/р і екзамені!

Щоб була анізотропія, треба виконання певних умов.

Δn виникає через те, що у кристалі є ізоенергетичні повер-

жні, тобто e має ефективну масу, що змінюється

$m_t^* < m_e^*$ – ефективна маса для поперечного та повздовженого випадку

[010] [100]

[001]

$\mu = \frac{e}{m}\tau$ – більша коли менша маса – рухливість

При русі в різних напрямках швидкість різна. Виникають гарячі і холодні ē.

$v_{др} = \mu \xi$ // $\Delta n \sim v_{др}^2$

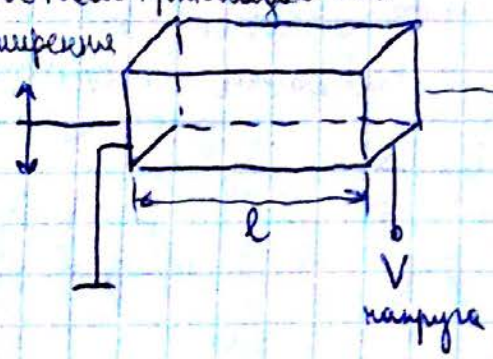
$$\Delta n = \frac{e^2 \lambda^2 N}{2\pi n c^2}\left(\frac{1}{m_t} - \frac{1}{m_e}\right)\cdot\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}, \quad \alpha = \frac{N_{гарячі}}{N_{холодні}}$$

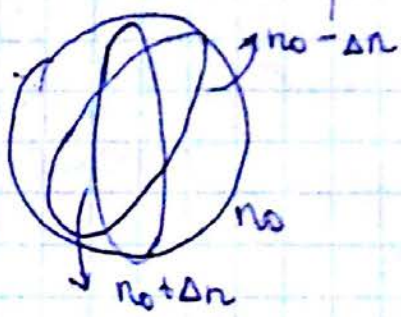
Прикладання електричного поля призводить до того, що в одному з напрямків є більша кількість гарячих електронів, що створює штучну анізотропію

§ 6. Ефект Поккельса

спостерігається тільки для двовісних кристалів.

Штучна (індукована) анізотропія – електричне поле прикладається вздовж поширення світла





$$\Delta n = \frac{n^3}{2} r \xi_z$$

$$\Delta p = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_E - n_0) = \frac{2\pi}{\lambda} l \Delta n = \frac{2\pi}{\lambda} l \frac{n^3}{2} r \underbrace{\xi_z}_{поле} = \frac{\pi}{\lambda} n^3 r V$$

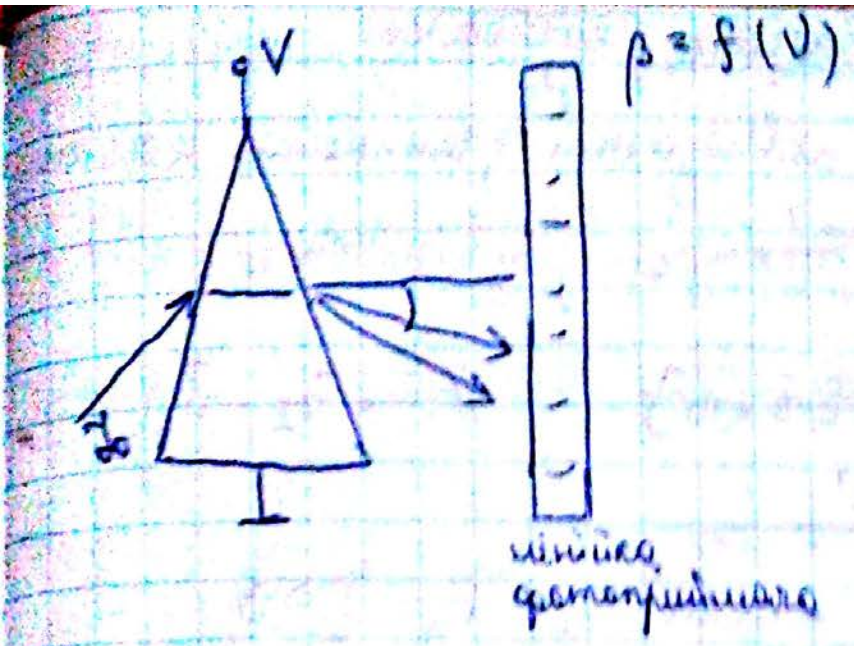
постійна Поккерса

§ 7. Застосування оптичних анізотропних н/п та діелектриків

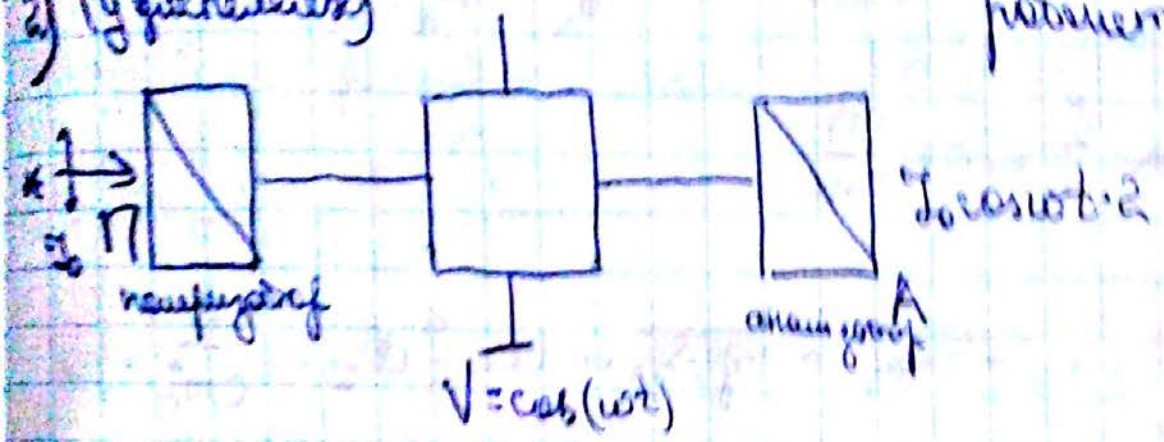
Є два застосування:

– спектральні апарати (щоб зробити спектр треба розгортати)

Generated by CamScanner from intsig.com



2) (у дисперсії)



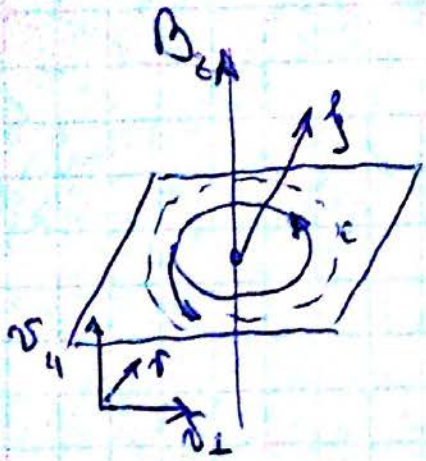
роблять оптичні затвори і модулятор

Глава 4. Магнітооптичні ефекти

1) циклотронний резонанс
2) магнітоабсорбційний
— " — осцилляційний
3) парамагнітний або спіновий резонанс
4) магнітополяризаційні явища (Фарадей, Фойгт)

Generated by CamScanner from intsig.com

§2. Циклотронний резонанс



Ефект пов'язаний з вільними носіями

У полі електрон розганяється

$$F = \frac{e}{c}[\bar{v} \times \bar{B}] \quad // \; \bar{v} = \bar{v}_\perp + \bar{v}_\parallel$$

сила Лоренца

якщо є тільки $\bar{v}_\perp$ $F_\perp = \frac{e}{c} v_\perp B$

– " – $v_\parallel$ $F_\perp = 0$

$$\underbrace{\frac{mv^2}{r}}_{\text{відцентрова сила}} = \frac{e}{c} vB \Rightarrow \frac{v}{r} = \omega = \frac{eB}{cm}$$

якщо маємо тверде тіло, то треба індекс $\omega_c = \frac{eB}{cm_e^*}$.

Циклотронна частота не залежить від початкової швидкості

Нехай електричне поле – плоска e/w хвиля. Розглядаємо дві проекції $yz \to x$. Записуємо:

$$m_e \frac{dv_{x,y}}{dt} = e\left[\mathcal{E} + \frac{1}{c}[\bar{v} \times \bar{B}]\right] - \underbrace{\frac{m_e v}{\tau}}_{\text{за рахунок розсіяння}} \quad // \text{електричне поле вздовж осі } x$$

τ – час вільного між співударами.

Розв'язок шукаємо у вигляді: $v_{x,y} = v_{0xy} e^{-i\omega t}$. Розглянемо для 2 компонент:

$$\begin{cases} m_e\left(-i\omega + \frac{1}{\tau}\right) v_x = e\mathcal{E}_x + \frac{e}{c} v_y B \\ m_e\left(-i\omega + \frac{1}{\tau}\right) v_y = -\frac{e}{c} v_x B \end{cases} \quad // \; \omega_c = \frac{eB}{m_e c}$$

Generated by CamScanner from intsig.com

З рівняння 2 знаходимо $v_y = -\underbrace{\left(\frac{e}{c}\cdot\frac{B}{m}\right)}_{\omega_c}\cdot\frac{v_x}{\left(-i\omega+\frac{1}{\tau}\right)} = -\frac{\omega_c v_x}{1-i\omega\tau}$

$m_e\left(-i\omega+\frac{1}{\tau}\right)v_x = e\xi_x + \frac{e}{c}\cdot\frac{B\omega_c v_x\tau}{1-i\omega\tau}$ $\Big|: m_e$ і домножимо на знаменник

$(1-i\omega\tau)^2 v_x = \frac{e\xi_x}{m_e}\tau(1-i\omega\tau) - \omega_c^2\tau^2 v_x \Rightarrow v_x$

$v_x = \frac{e/m_e\,\xi_x\tau(1-i\omega\tau)}{1-2i\omega\tau-\omega^2\tau^2+\omega_c^2\tau^2} = \frac{e/m_e\,\xi_x\tau(1-i\omega\tau)}{1+(\omega_c^2-\omega^2)\tau^2-2i\omega\tau}$

нас цікавить коефіцієнт поглинання або провідність

$\sigma = e\mu N$, $\mu = \frac{v_x}{\xi_x}$, тоді $\sigma = eN\frac{v_x}{\xi_x} \Rightarrow$

$\sigma = \frac{e/m_e\,\tau(1-\omega\tau i)\,eN}{1-2i\omega\tau+(\omega_c^2-\omega^2)\tau^2}$

$\sigma_0 = e\mu N = e\frac{e}{m_e}\tau N = \frac{e^2\tau N}{m_e}$, підставляємо // без поля

$\sigma = \sigma_0\frac{(1-i\omega\tau)}{1+(\omega_c^2-\omega^2)\tau^2-2i\omega\tau}$

$\alpha \approx Re(\sigma)$ - коефіцієнт поглинання

$\alpha \approx \frac{1+\omega_c^2\tau^2-\omega^2\tau^2+2\omega^2\tau^2}{\left(1+(\omega_c^2-\omega^2)\tau^2\right)^2+4\omega^2\tau^2}$

1) $\omega_c\tau \gg 1$ (електрон, коли обертається робить багато обертів між зіткненнями)

а) $\omega \ll \omega_c$: $\alpha \sim \frac{\omega_c^2\tau^2}{\omega_c^4\tau^4} = \frac{1}{\omega_c^2\tau^2} \sim \frac{1}{B^2}$ - просвітлення кристалу в магнітному полі (кристал більш прозорий)

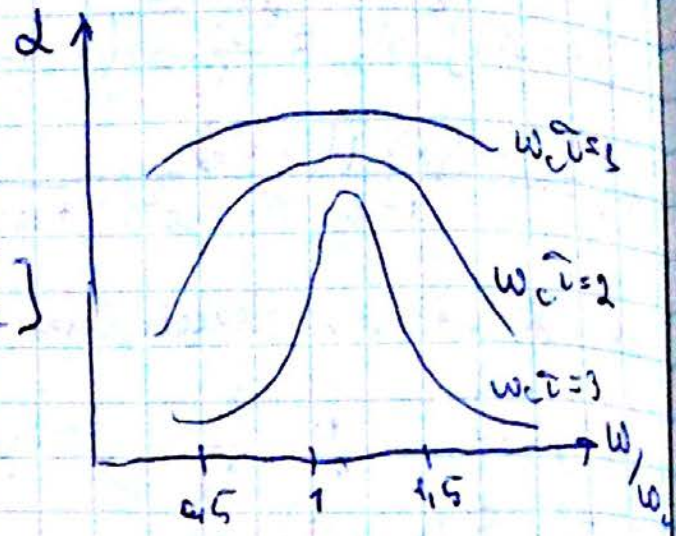
б) $\omega \gg \omega_c$ $\alpha \neq f(B)$

2) $\omega_c\tau \ll 1$ - електрон не встигне пройти повне коло і зіткнеться з іншим і розрівняється. (Переходить з l-ї орбіти на іншу)

Generated by CamScanner from intsig.com

а) $\omega \ll \omega_c$ $\quad \alpha \sim \sigma_0(1+\omega_c^2\tau^2)$ В магнітному полі при НЧ ($\omega \ll \omega_c$) опір зразків зростає (магніторедиставний ефект)

$$\beta \sim \frac{1}{\sigma} \to \frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim \omega_c\tau \sim \left(\frac{\mu B}{c}\right)^2$$



1) $\omega = \omega_c$

Треба $\omega_c\tau > 1$

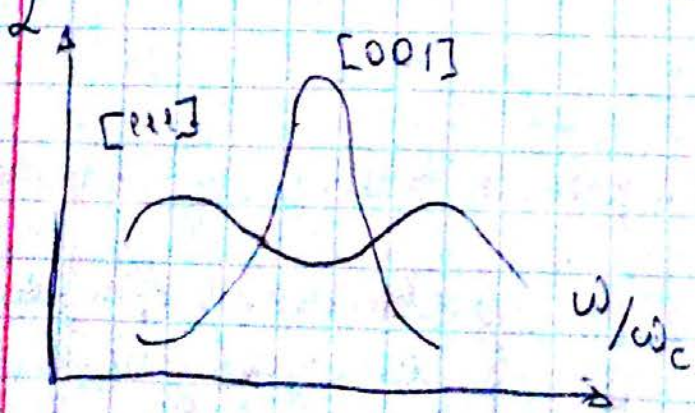
$$\frac{eB}{m_e c}\cdot\frac{\mu m_e}{e} > 1 \Rightarrow \frac{1}{c}\mu B > 1 \left[\frac{см^2}{В\cdot с}\right]$$

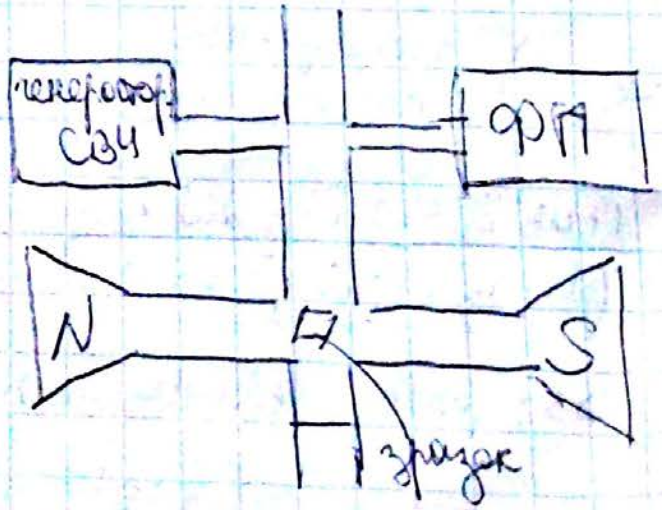
$B\mu > 10^8$ м/с, $B \sim 10^3 \div 10^4$ Гс

Для н/п $\mu \sim 10^4 \div 10^5$

Установка для Силірювання

Бе $T = 4{,}2$ K, $\omega \approx 9$ ГГц





Generated by CamScanner from intsig.com

§ 2. Рівні Ландау

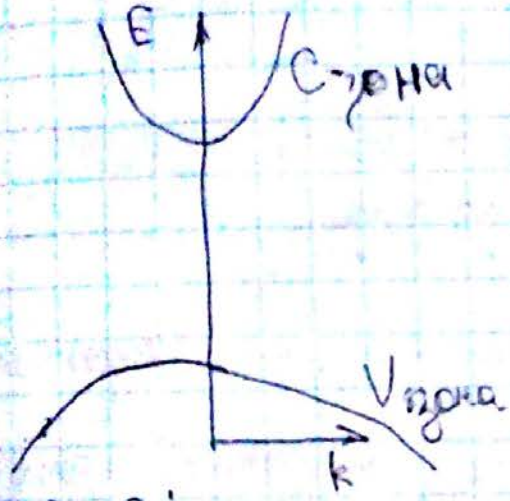
$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{m^2 v^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$$

Si: $m_1 = m_2 = m_+$

$m_3 = m_e$

$$E = \frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{k_x^2}{m_1} + \frac{k_y^2}{m_2} + \frac{k_z^2}{m_3}\right]$$

Без магнітного поля:



Постулати Бора

1. стаціонарні орбіти
2. $\Delta E = \hbar\omega = E_1 - E_2$
3. $m_e v r = \hbar l$, $l = 1, 2, \ldots$ головне квантове число

$v = \omega r$

$m_e \omega r^2 = l\hbar$

Оскільки магнітне поле, то $\omega = \omega_c$

$m_e \omega_c r^2 = \hbar l$ → радіус орбіти, по якій буде обертатися електрон: $r = \sqrt{\frac{\hbar l}{m_e \omega_c}}$. В магнітному полі за рахунок Сили Лоренца електрон набирає енергію: $E = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{m_e v \cdot r}{2r} \cdot v$ ($= l\hbar$) ⇒

$$\boxed{E_l = \frac{l\hbar v}{2r} = \frac{1}{2} l \hbar \omega_c}$$ – енергія в магнітному полі квантується

$E_1 = \frac{1}{2}\omega_c \hbar$

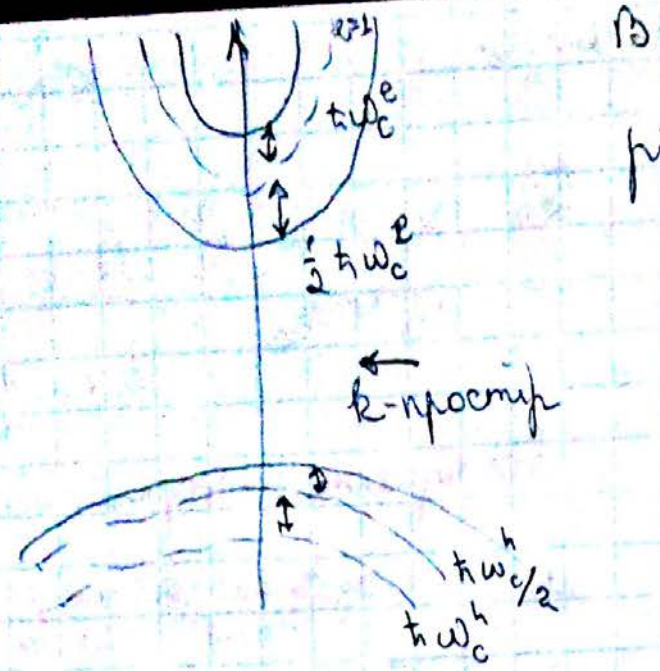
З квантової механіки: $E_n = \hbar\omega_c (n + 1/2)$

Повна енергія електрона в зоні:

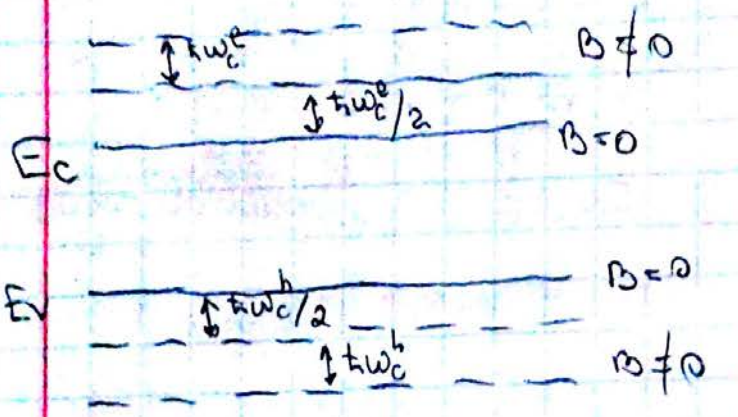
$$E = \hbar\omega_c (n + 1/2) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$$

Generated by CamScanner from intsig.com

В магнітному полі енергетичні рівні зсуваються.



геометричний простір



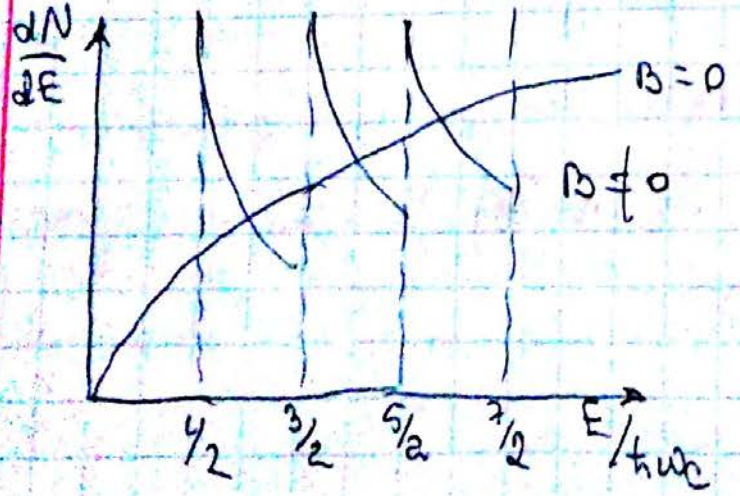
В магнітному полі ефективна ширина забороненої зони збільшується.

$$\Delta E_g = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}\right)\frac{e\hbar B}{c}$$

$$\Delta E_g = \frac{1}{2}\hbar\omega_c^e + \frac{1}{2}\hbar\omega_c^h = \frac{1}{2}\hbar\left(\frac{eB}{cm_e} + \frac{eB}{cm_h}\right)$$

Зона зростає $\Leftrightarrow$ коефіцієнт поглинання буде зростати.

В магнітному полі зміщується цей густини станів.

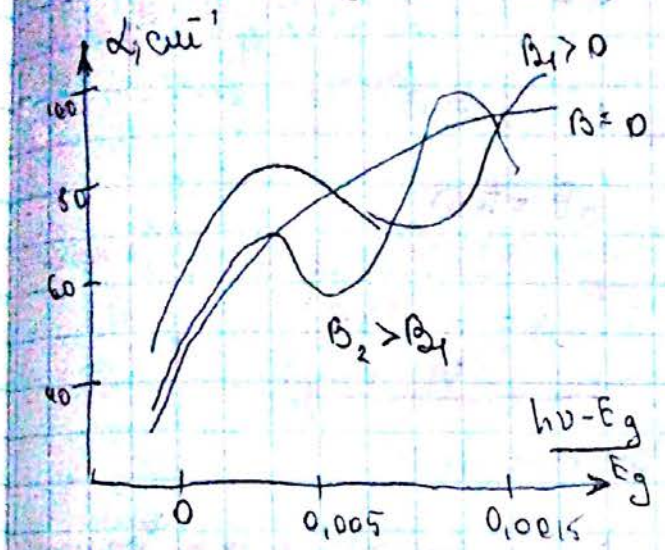


Магніто-абсорбційний ефект пов'язаний з розщепленням рівнів в магнітному полі.

Generated by CamScanner from intsig.com

Переходи будуть тільки де $\Delta n = 0$, як для квантової ями

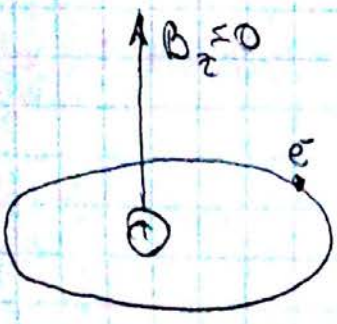
$$h\nu = E_g + \Delta E = E_g + \frac{1}{2}\cdot\frac{e\hbar B}{c}\left(\frac{1}{m_e}+\frac{1}{m_h}\right) = E_g + \frac{1}{2}\hbar\left(\omega_c^e + \omega_c^h\right) = \hbar\omega$$



магнітно - осциляційний ефект

В магнітному полі починають відбуватись осциляції коефіцієнта поглинання.

§ 3: Ефект Зеємана



$B_z = 0$: $F_{кул} = e^2/r^2$ $\quad F_{відц} = \frac{mv^2}{r} = m\omega^2 r$

$$\frac{e^2}{r^2} = m\omega^2 r$$

Прикладаємо поле $B_z \neq 0$:

додається $F_л = \left|\frac{e}{c}[\bar{v}\times\bar{B}]\right| = e/c\, v B_z$

$$\underbrace{\frac{e^2}{r^2}}_{m\omega_0^2 r} + \frac{e}{c}\omega r B = m\omega^2 r \Rightarrow \omega^2 - \frac{eB}{cm}\omega - \omega_0^2 = 0$$

/ m - маса електрона

$$\omega = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_c^2 + 4\omega_0^2}{4}} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\left(\omega_c/2\right)^2 + \omega_0^2}$$

$\Omega = \omega_c/2$ - частота Лармора

$\Omega = \frac{eB}{2mc} = \frac{\omega_c}{2}$, якщо $\omega_0 >> \omega_c/2 \Rightarrow$ $\boxed{\begin{array}{l}\omega = \omega_0 + \Omega \\ \omega = -\omega_0 + \Omega\end{array}}$ Від'ємна частота - рух в протилежному напрямку

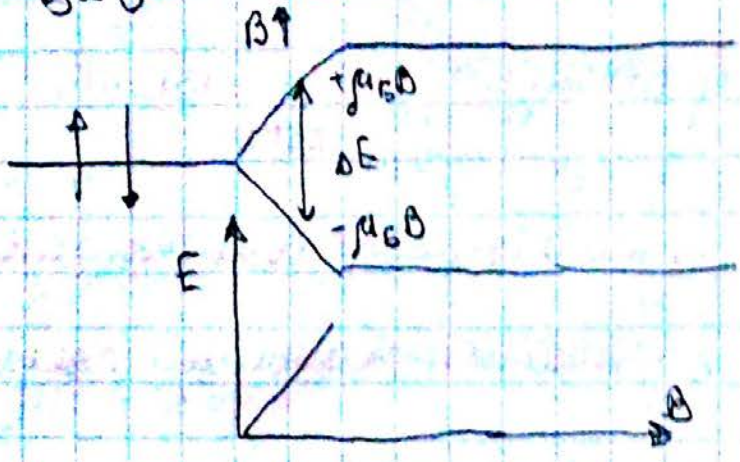
$$\Delta\nu = \pm\frac{\omega_c}{2\cdot 2\pi}$$

Generated by CamScanner from intsig.com

$N = 2j + 1$; $j = \frac{1}{2}; \frac{3}{2}$; $N_{min} = 2$

$B > 0$

$B = 0$



$\Delta E = \left(\frac{eh}{mc}\right) B$ - розщеплення рівнів

$\Delta E = 2\mu_6 B$

$\Delta E = \hbar\omega$

$$\omega = g\frac{2\mu_6 B}{\hbar}$$

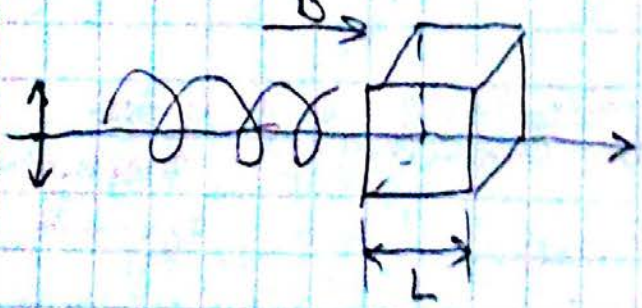
g - визначає тип домішки (g-фактор)

ЕПР (електронопарамагнітний резонанс) - ефект Зеємана для парамагнітних домішок.

Електричне детектування ЕПР

Оптичне детектування ЕПР

§ 4. Ефект Фарадея



$\Omega = \pm \frac{eB}{cm_e}$ / аналог Зеємана

$n = f(\omega)$

$\Theta = C_V H \ell$ - повертання площини поляризації

↓ постійна Верде

$\Theta = \frac{e^3 N \lambda^2 H}{2\pi c^2 n m^{*2}} \sim \lambda^2$

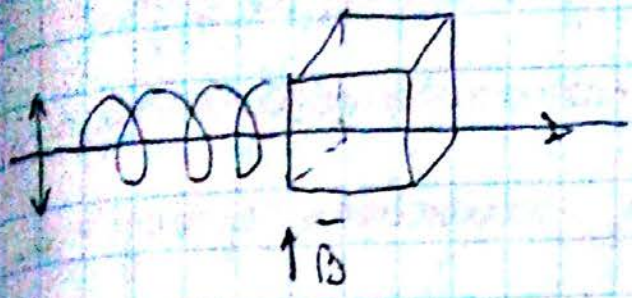
N - поверхневе заповнення

n - концентрація носіїв заряду

Не потрібні низькі t^0

Generated by CamScanner from intsig.com

§5. Ефект Фарадея / ефект Керра



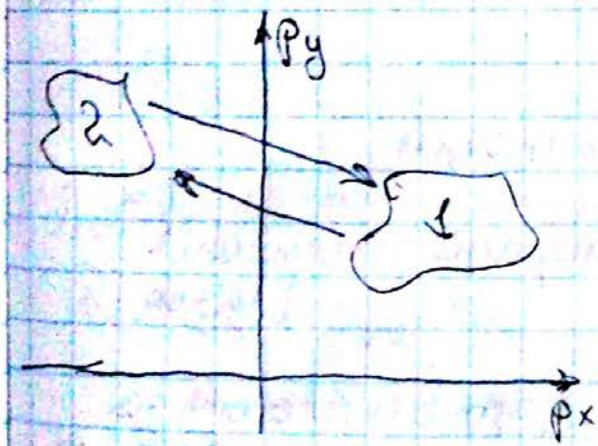
$$\Delta n = \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d (n_+ - n_-)$$

$$\Delta\varphi = \frac{e^4 N \lambda^3 l}{4\pi^2 c^5 n m^{*2}} H^2 \sim H^2$$ - невзаємність пов'язана з поворотом площини поляризації на $\Delta\varphi$

Глава 5 Рекомбінація нерівноважених носіїв заряду

Найбільш нерівноважені носії заряду - це тепло відрізняється від металів.

§1. Рівноважні та нерівноважені носії заряду

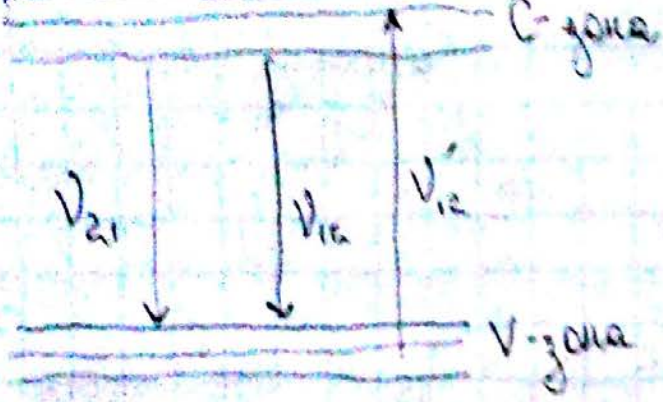


1 - сукупність станів, які можуть мати певну теплову енергію, якою можуть обмінюватися.

Рівноважні процеси - це ті процеси, коли кількість переходів $1 \to 2$ = кількості переходів $2 \to 1$. Це принцип детальної рівноваги. ($\nu_{12} = \nu_{21}$)

Власна концентрація електронів: n_0, p_0 (на ці параметри впливає тільки $t°$).

Generated by CamScanner from intsig.com



Для широких зон при малих t^0 переходів ν_{12}, ν_{21} не буде

ν'_{12} - генерація додаткових носіїв

ν_{12}, ν_{21} - кількість переходів за одиницю часу в одиничному об'ємі.

Тоді порушується принцип детальної рівноваги

Рівноважні носії - виникають за допомогою термічних процесів.

Нерівноважні - викликані іншими нетермічними процесами

$n_0 p_0 = n_i^2 e^{-E_g/kT}$

§2. Час життя неосновних носіїв заряду

Завжди буде зворотний процес - рекомбінація

$\frac{d(\delta n)}{dt} = g_n - R_n$ $\quad g_{n,p}$ - темп генерації електронів і дірок

$\frac{d(\delta p)}{dt} = g_p - R_p$ - кількість носіїв, що виникають за одиницю часу в одиничному об'ємі γ_n

Рекомбінація - через дефект чи напряму, тобто з вільними дірками, або які можуть знаходитися на певних станах.

$R_n = r_n - g_{nT}$ - темп захоплення носія із відповідної зони

g_{nT} - теплова генерація

$R_p = r_p - g_{pT}$, g_{pT} - тепловий вихід дірок

$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \underbrace{\frac{n}{\tau_n}}_{r_n} - \underbrace{\frac{n_0}{\tau_n}}_{g_{nT}}$

n - повна концентрація

n_0 - рівноважна концентрація

τ_n - середній час життя нерівноважних носіїв

$R_p = \underbrace{\frac{p}{\tau_p}}_{r_p} - \underbrace{\frac{p_0}{\tau_p}}_{g_{pT}}$ $\quad \tau \sim \frac{1}{2}$

$$\begin{cases} \frac{d(\delta n)}{dt} = g_n - \frac{\delta n}{\tau_n} \\ \frac{d(\delta p)}{dt} = g_p - \frac{\delta p}{\tau_p} \end{cases} \qquad \delta n = g_n \tau_n - C_1 \exp(-t/\tau_n)$$

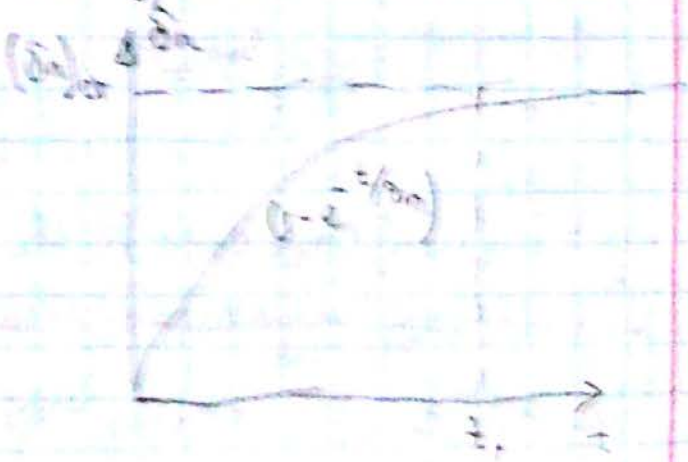
1) Включили освітлення на час $t \to \infty$ - виходимо на стаціонарний рівень (процеси G-R урівноважені)

$(\delta n)_{ст} = g_n \tau_n$

2) $t = 0$, $g_n = 0$ потім g_n починає зростати

$\delta n_{=0} = (\delta n)_{ст} - C_1$

$\delta n = (\delta n)_{ст} (1 - e^{-t/\tau_n})$



3) В деякий момент часу $t = t_1$ виключили освітлення

$\delta n = \delta n_1$ - при даній концентрації виключаємо освітлення

$\delta n_1 = -C_1 \exp(-t_1/\tau)$ коли дійшло до стаціонарного

$\delta n = (\delta n_1) \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_n}\right)$ зникнуться $(\delta n) = (\delta n)_{ст} \cdot e^{-t/\tau_n}$

Експоненційний закон виконується тільки тоді, коли $\tau_n \neq f(I)$.

(I - інтенсивність освітлення).

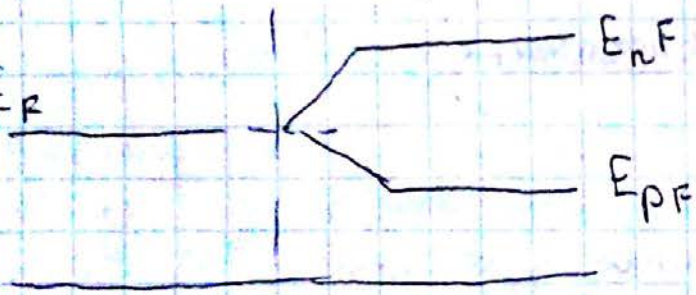
$\tau_n = f(n)$, $\tau_n = f(t)$ — тоді вводять миттєвий час

§3. Квазірівні Фермі

$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right)$ $\quad f_n = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$

$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right)$

$I=0$ | $I>0$



При освітленні статистика Фермі вже не працює. В напівпровідниках умовах окремо розглядаються розподіли для електронів і дірок.

$n = n_0 + \delta n = N_c e^{\frac{E_{nF} - E_c}{kT}}$ $\quad p = p_0 + \delta n = N_v e^{\frac{E_v - E_{pF}}{kT}}$

$np = (n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p) = N_c N_v \exp\left(\frac{E_v - E_c}{kT}\right) e^{\frac{E_{nF} - E_{pF}}{kT}}$

$E_v - E_c = -E_g$, $\exp(-E_g/kT)$; $N_c N_v \exp\left(\frac{E_v - E_c}{kT}\right) = n_i^2$

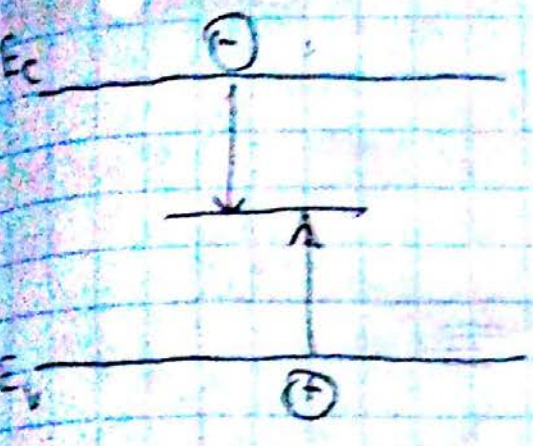
$$np = n_i^2 e^{\frac{E_{nF} - E_{pF}}{kT}} = n_0 p_0 \exp\left(\frac{E_{nF} - E_{pF}}{kT}\right)$$

Квазірівні Фермі вводяться, коли час життя створених неравноважних носіїв набагато більше часу релаксації.

Generated by CamScanner from intsig.com

§ 4 Механізми рекомбінації

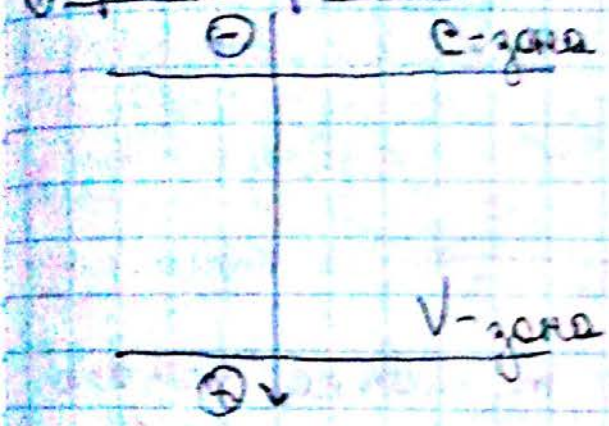
② Рекомбінація через домішки.



Може бути з випромінюванням й без випромінювання.

Чим ближче рівень до середини зони тим більша ймовірність без випромінювання

① Пряма рекомбінація

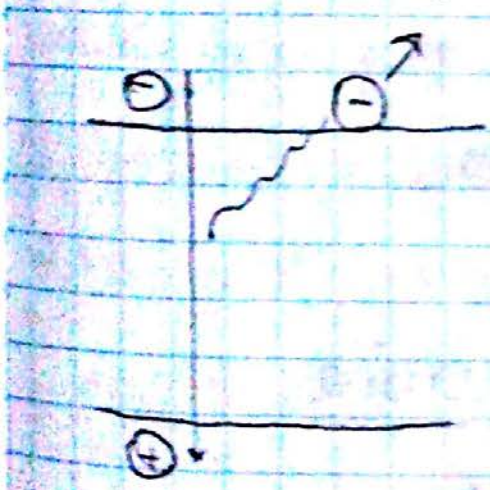


При рекомбінації виділяється енергія

а) з випромінюванням

б) без випромінювання

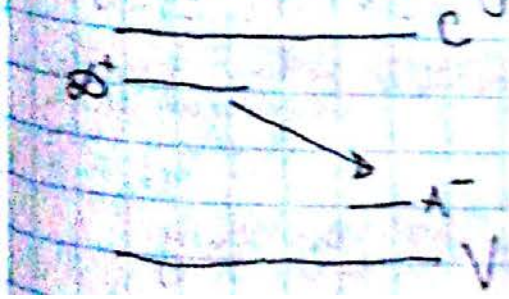
③ Оже (ударна) рекомбінація - без випромінювання.



Енергія передається 3й частинці, яка може зустріти іншу і т.д. →

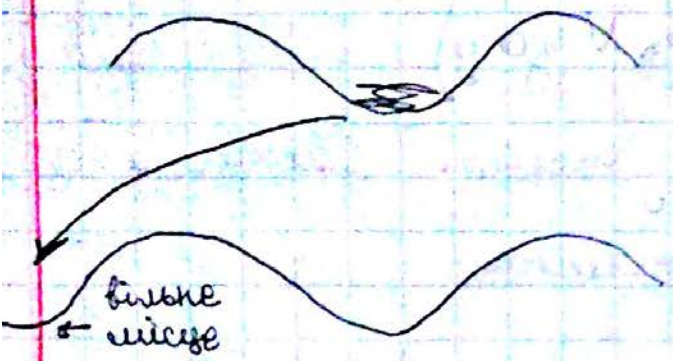
Ударна рекомбінація

④ Рекомбінація донорно-акцепторної пари (ДАП)

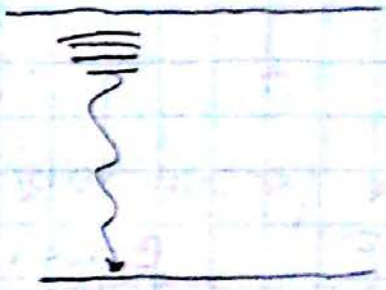


Generated by CamScanner from intsig.com

⑤ Ударна рекомбінація



⑥ Ексітонна рекомбінація.



$$\begin{cases} E(k') = E(k) + \Delta E & ЗЗЕ \\ \hbar k' = \hbar k + \Delta p & ЗЗУ \end{cases}$$

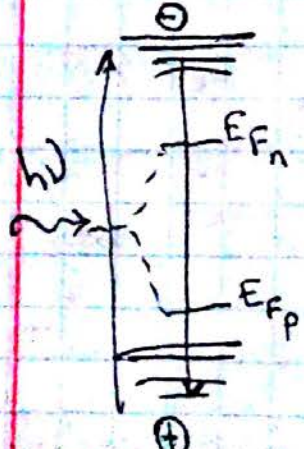
якщо $\Delta E = E_g$ чи $\Delta E = E_D$, $\Delta E = E_{ex}$ t, то можна сказати через який канал відбувається рекомбінація

$\Delta k = 0$ - пряма рекомбінація

$\Delta k = \Delta k_e$ - молекула Оже-рекомбінація

$\Delta k = \Delta k_{phon}$

§5 Міжзонна рекомбінація



Треба записати кількість станів:

$$\underbrace{N_c(E')\, f_n(E')\, dE'}_{\text{кількість станів в зоні}} \cdot \underbrace{N_v(E) f_p(E) dE}_{\text{кількість дірок в зоні}} \times \underbrace{W(E'E)}_{\text{ймовірність переходу}} = \underbrace{dr}_{\text{швидкість рекомбінації}}$$

Згадаємо чому дорівнює функція розподілу

$$f_n(E') = \exp\left(\frac{E_{nF} - E'}{kT}\right); \quad f_p(E) = \exp\left(\frac{E - E_{pF}}{kT}\right)$$

Generated by CamScanner from intsig.com

$$np = n_0 p_0 \exp\frac{E_{nF}-E_{pF}}{kT} \qquad // \; n_0 p_0 = N_c N_v e^{-E_g/kT}$$

Нас цікавить добуток $f_n(E')$ і $f_p(E)$:

$$f_n(E')f_p(E) = \exp\frac{E_{nF}-E'}{kT}\exp\frac{E-E_{pF}}{kT} = \exp\frac{E_{nF}-E_{pF}}{kT}\exp\frac{E-E'}{kT} = [\text{з } n\cdot p = \ldots] =$$

$$= \frac{np}{n_0 p_0} e^{\frac{E-E'}{kT}} = \frac{np}{N_c N_v}\exp\left(\frac{-E_v+E_c}{kT}\right)\exp\left(\frac{E-E'}{kT}\right)$$

$E_g = E_c - E_v = -(E_v - E_c)$ і підставимо $n_0 p_0$.

Підставляємо в формулу для dr:

$$\boxed{dr = W(E',E)\cdot\frac{np}{N_v N_c} e^{\frac{E-E_v}{kT}} e^{\frac{E_c-E'}{kT}} dE\,dE'\,N_c(E')N_v(E)} \Rightarrow$$

$\boxed{r = B\cdot n\cdot p}$, де $B = \int_{-\infty}^{E_v}\int_{E_c}^{\infty}\frac{1}{N_v N_c}W(E,E')N_c(E')N_v(E)\,dE\,dE'$ – коефіцієнт біломекулярної рекомбінації

Не може бути рекомбінації якщо буде лише 1 тип носіїв.

Повний темп рекомбінації $R = r - g_{nT} = B\cdot n\cdot p - g_{nT}$

У рівноважних умовах $R=0$, $n=n_0$, $p=p_0$ $\Leftrightarrow$ $g_{nT} = n_0 p_0$, тоді

$R = B(np - n_0 p_0) = B(\underset{см^{-3}}{np} - \underset{см^{-3}}{n_i^2})$ – темп рекомбінації для міжзонних переходів

$R\left[\frac{см^{-3}}{с}\right]$

2 основні висновки для міжзонної рекомбінації:

1) сильне збудження: $n \gg n_0$; $p \gg p_0$ (легко реалізувати якщо взяти власний н/п або легований при сильному освітленні)

$R \approx Bnp - \cancel{B n_0 p_0} \approx$

нехтуємо, оскільки дуже мале

$\approx B(n_0+\delta n)(p_0+\delta p) \approx$ // $n = n_0+\delta n$, $p = p_0+\delta n$

Generated by CamScanner from intsig.com

В умовах сильного збудження зона-зона $\delta n = \delta p$

(≈) $B(\delta n)^2 = B(\delta p)^2$ – квадратична рекомбінація

г) слабке збудження $p_0 >> \delta p$, $n_0 >> \delta n$

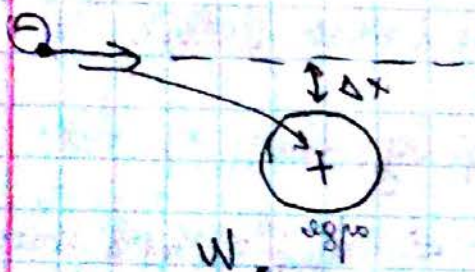
$R = B[(n_0+\delta n)(p_0+\delta p) - n_0 p_0] = [\text{розкриваємо дужки}] = B[n_0+p_0+\delta n]\delta n$,

бо $\delta n \approx \delta p$, тобто

$R \approx B(n_0+p_0)\delta n$ – лінійна рекомбінація

§6 Переріз захоплення

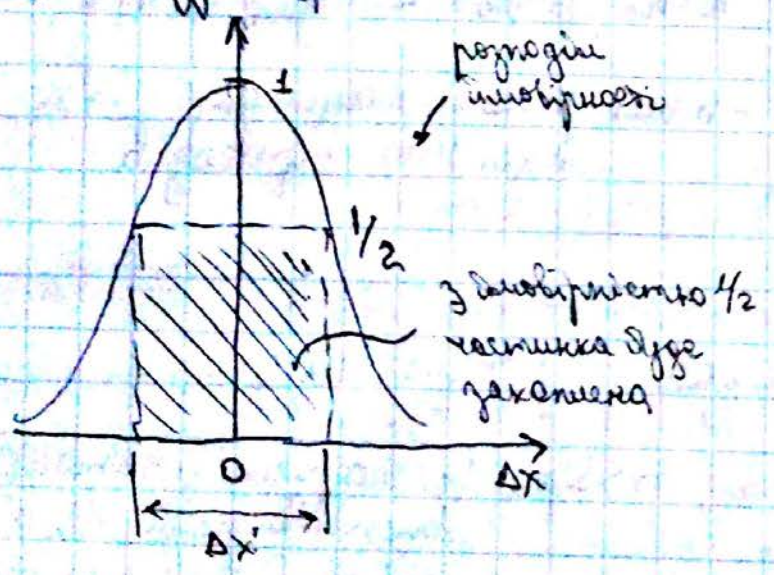
Уявімо, що є позитивнозаряджена частинка, на яку летить негативнозаряджена. Коли вона може впасти на позитивнозаряджену?



Є 2 варіанти: – проскочити (якщо б велика)

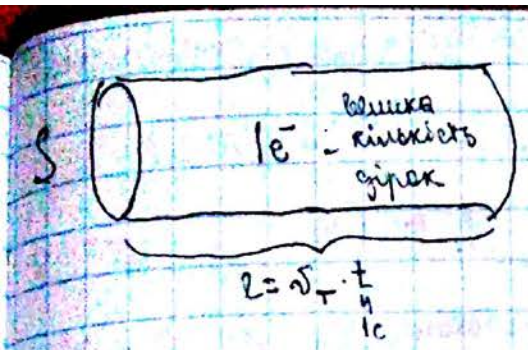
– захопитись

Теплова швидкість e: $v_e = 10^7$ см/сек



Візьмемо (умовно) трубку з перерізом S:

Generated by CamScanner from intsig.com



$r = S v_T p n$ - кількість актів рекомбінації

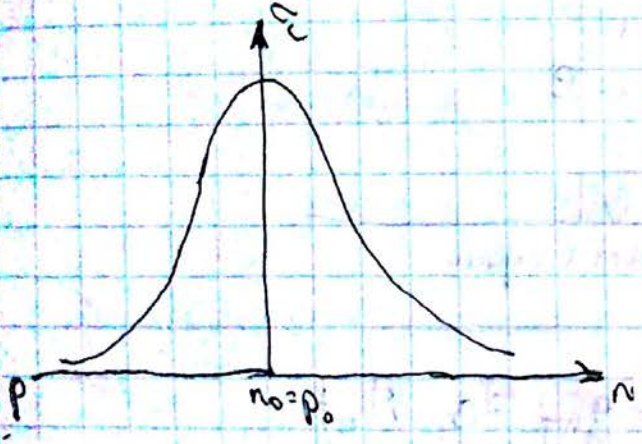
$r = B n p$ $\Rightarrow$ $\left[\frac{см^3}{сек}\right]$ $\boxed{B = S v_T}$ $\left[\frac{см}{сек}\right]$

$S \to [см^2]$

оскільки користуються перерізом, а не часом життя, пояснимо це:

$R = B(n_0 + p_0 + \delta n)\,\delta n$

$\delta = \frac{\delta n}{R} = \frac{1}{B}\frac{1}{n_0 + p_0 + \delta n}$ - час життя залежить від кількості носіїв і умов освітлення



$\tau_{max} = \frac{1}{2Bn_0} = \frac{1}{2Bp_0}$

$\tau = f(\delta n, n_0, p_0)$ - тому не можна характеризувати R/n часом життя, а треба використовувати переріз захоплення

умови освітлення

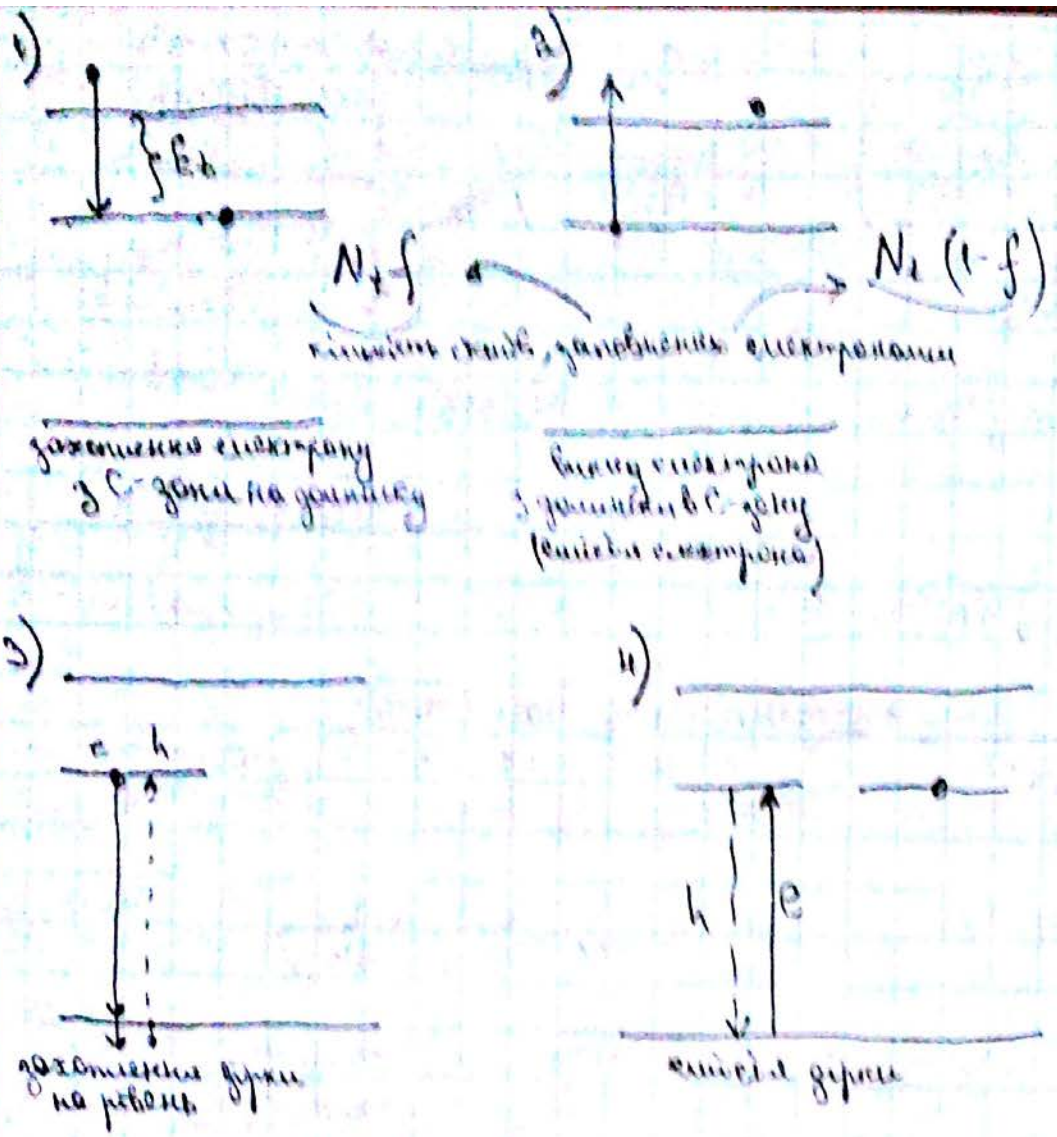
§7. Рекомбінація через дефекти та домішки

Якщо беремо Ge n-типу, $\tau \sim 10^{-3}$ с; при концентрації $\sim 10^{15}$ см$^{-3}$, то $\tau \sim 10^{-8}$ с.

Згадаємо про коефіцієнт дифузії $L_d = \sqrt{D\tau}$

При наявності домішки можливі 4 варіанти:

Generated by CamScanner from intsig.com



1) $\tau_n = \underbrace{B_n N_t (1-f)}_{\text{кількість станів}} n$

2) $g_{nT} = \underbrace{\beta_n}_{\text{ймовірність термічного викиду}} N_t f$

В умовах рівноваги $f = \underbrace{f_0}_{\text{фактична функція Фермі}}$, $n = n_0$, m_0

Бонч-Бруєвич V гл., §9 формула 24

$R = \tau - g_{nT} = 0 = B_n N_t (1-f_0) n_0 = \beta_n N_t f_0$ ⇒

Бонч-Бруєвич вводить поняття: $f_0 = \frac{1}{1+e^{\frac{E_t - E_F}{kT}}} = \frac{n_0}{n_0 + n_1}$, де

$n_1 = N_c e^{\frac{-E_c - E_t}{kT}}$ – статистичний фактор С-зони відносно рівня.

⇒ $\beta_n = \frac{1-f_0}{f_0} n_0 B_n = \frac{1/f_0 - 1}{1} n_0 B_n = \left(\frac{n_0 + n_1}{n_0} - 1\right) n_0 B_n = n_1 B_n$

Generated by CamScanner from intsig.com

Коефіцієнт зворотного викиду $\beta_n = n_1 B_n$; тоді:

$g_{nT} = \beta_n N_t f(E) = n_1 B_n N_t f$, тоді сумарний темп захоплення:

$R_n = r_n - g_{nT} = B_n N_t (1-f) n - B_n n_1 N_t f = B_n N_t [(1-f)n - n_1 f]$

3) $\alpha_p = B_p N_t f p$

4) $g_{pT} = \beta_p N_t (1-f)$

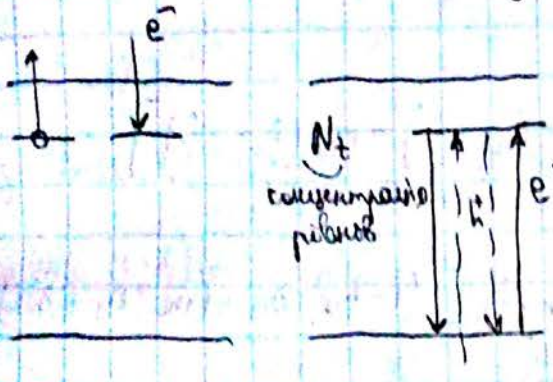
В умовах рівноваги розмірковуємо: вводимо $f_0 = \frac{p_1}{p_0+p_1}$, де

$p_1 = N_v e^{-\frac{E_t - E_v}{kT}} \Rightarrow \beta_p = B_p p_1$. Підставимо:

$R_p = B_p N_t [pf - p_1(1-f)]$

§8. Модель Шоклі-Ріда

для мономолекулярного збудження



Запишемо загальне рівняння

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = g_n - R_n = g_n - B_n N_t [n(1-f) - n_1 f] & (1) \\ \frac{dp}{dt} = g_p - R_p = g_p - B_p N_t [pf - p_1(1-f)] & (2) \end{cases}$$

ці рівняння описують систему (зліва)

Багато невідомих, тому додають ще 2. рівняння:

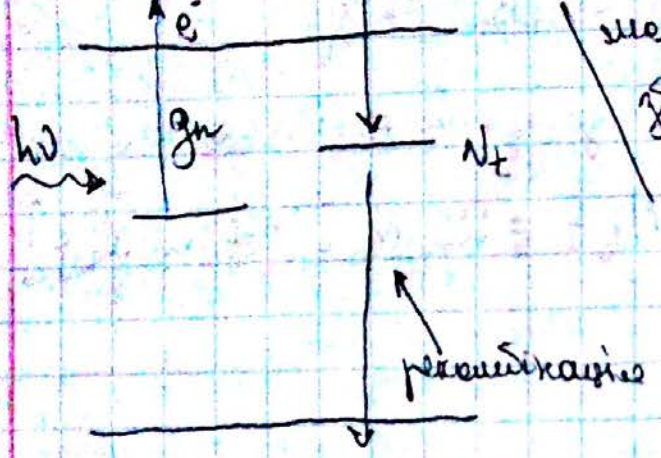
$N_t \frac{df}{dt} = R_n - R_p + (g_p - g_n)$ (3)

(швидкість заповнення додаткового рівня)

$p - p_0 = n - n_0$ - сумарний заряд повинен зберігатись сталим (якби не було дод рівня)

$p - p_0 = n - n_0 + N_t (f - f_0)$ - у нашому випадку (4)

Generated by CamScanner from intsig.com



монополярне збудження (генерація електрона за рахунок кванту енергії, а рекомбінація включає і дірки)

якщо залишається лише 1 тип носіїв:

$n = n_0 + \delta n$; $f = f_0 + \delta f$; $\cancel{p}$

В умовах термодинамічної рівноваги з (1): (нема освітлення)

$\frac{dn}{dt} = 0$; $g_n = 0$

$B_n N_t [n_0(1-f_0) - n_1 f_0] \Rightarrow n_0(1-f_0) = n_1 f_0$

Коли нема рівноваги:

$$\frac{d(n_0+\delta n)}{dt} = g_n - B_n N_t [(n_0+\delta n)(1-f_0-\delta f) - n_1(f_0+\delta f)]$$

скоротиться

Оскільки $\frac{dn_0}{dt} = 0$, то: $\frac{d(\delta n)}{dt} = g_n - B_n N_t [(1-f_0)\delta n - (n_0+n_1+\delta n)\delta f]$

З (4), при врахуванні $p, p_0 = 0$, маємо:

$0 = \cancel{n_0} + \delta n - \cancel{n_0} + N_t(\cancel{f_0} + \delta f - \cancel{f_0}) \Rightarrow \delta f = -\frac{\delta n}{N_t}$, підставляємо

$$\frac{d(\delta n)}{dt} = g_n - B_n [\underbrace{(1-f_0) N_t}_{N_t^0} \delta n - (n_0+n_1+\delta n)\delta n]$$

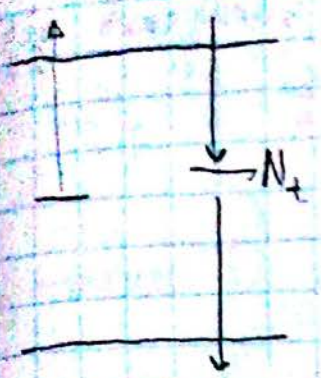
(за освітлення) N_t^0 – рівноважна концентрація пасток

$$\frac{d(\delta n)}{dt} = g_n - \underbrace{B_n [N_t^0 + n_0 + n_1 + \delta n]}_{R_n} \delta n \Rightarrow \boxed{\delta n = g_n \tau_n - C_0 e^{-t/\tau_n}}$$

рекомбінація

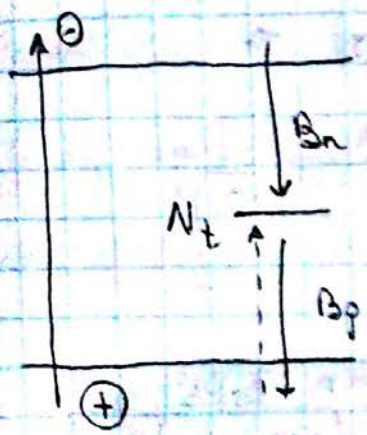
Generated by CamScanner from intsig.com

$\tau_n = \frac{\delta n}{R_n}$, тоді $\tau_n = \frac{1}{B_n[N_t^0 + n_0 + n_1 + \delta n]}$



хоч генеруються тільки електрони, час їхнього життя залежить від рекомбінації

§9. Модель Шоклі-Ріда при біполярній генерації



а) випадок сильного збудження $\delta n \gg n_0$, $\delta p \gg p_0$, $\delta n \approx \delta p$

$$R_n = \tau_n - g_{nT} = B_n N_t [1-f] n - B_n N_t f n_1$$

$$R_p = \tau_p - g_{pT} = B_p N_t p f - B_p N_t (1-f) p_1 \quad / \; n \gg n_1, \; p \gg p_1$$

нехтуємо

В умовах біполярної генерації $R_n = R_p \Rightarrow$

$$B_n N_t (1-f) n = B_p N_t p f \Leftrightarrow B_n - f B_n = B_p f \Rightarrow f = \frac{B_n}{B_n + B_p}$$

Відповідно, $1 - f = \frac{B_p}{B_n + B_p}$ / $B_{n,p}$ - коефіцієнт захоплення на дод. рівень

$B_n \gg B_p$ - заповнення

$B_p \gg B_n$ - опустошення

$$R_n = B_n N_t \frac{B_p}{B_n + B_p} n = N_t n \frac{B_n B_p}{B_n + B_p}$$

τ_∞ - час життя вільних носіїв в умовах сильного збудження

$$\tau_\infty = \frac{n}{R} = \frac{B_n + B_p}{N_t B_n B_p} = \underbrace{\frac{1}{B_n N_t}}_{\tau_{n0}} + \underbrace{\frac{p}{B_p N_t}}_{\tau_{p0}} = \tau_{n0} + \tau_{p0}$$

Generated by CamScanner from intsig.com

При освітленні зразка з біполярною генерацією, час життя визначається сумою відповідних часів життя електронів і дірок

б) випадок довільного збудження

$\delta n \approx \delta p$

$R_n = r_n - g_{nT} = B_n N_t [1-f] n - B_n N_t f n_1 \quad (1)$

$R_p = r_p - g_{pT} = B_p N_t p f - B_p N_t (1-f) p_1 \quad (2)$

В умовах біполярної генерації $R_n = R_p$

$B_n n - B_n f n - B_n f n_1 = B_p p f - B_p p_1 + B_p f p_1 \Rightarrow$

$f = \dfrac{B_n n + B_p p_1}{B_n(n+n_1) + B_p(p+p_1)}$; $1-f = \dfrac{B_n n_1 + B_p p}{B_n(n+n_1) + B_p(p+p_1)}$

Підставимо у (1) рівняння:

$R_n = B_n N_t n \dfrac{B_n n_1 + B_p p}{B_n(n+n_1) + B_p(p+p_1)} - B_n N_t n_1 \dfrac{B_n n + B_p p_1}{B_n(n+n_1) + B_p(p+p_1)} =$

$= \dfrac{B_n N_t [B_n n_1 n + B_p n p - B_n n n_1 - B_p n_1 p_1]}{B_n(n+n_1) + B_p(p+p_1)} = \dfrac{B_n B_p N_t [np - n_1 p_1]}{B_n(n+n_1) + B_p(p+p_1)}$

Поділимо чисельник/знаменник на $B_n B_p N_t$, тоді:

$R_n = \dfrac{np - n_1 p_1}{1/B_p N_t (n+n_1) + 1/B_n N_t (p+p_1)}$

$E_t \approx E_F$, $n_1 \to n_0$, $p_1 \to p_0$, тоді

$R_n = R_p = \dfrac{np - n_0 p_0}{\tau_{p0}(n+n_1) + \tau_{n0}(p+p_1)} = \dfrac{(n_0+\delta n)(p_0+\delta p) - n_0 p_0}{\tau_{p0}(n_0+\delta n+n_1) + \tau_{n0}(p_0+\delta p+p_1)}$

Оскільки $\tau \approx \dfrac{\delta n}{R}$, а $\delta n \approx \delta p$, то:

Generated by CamScanner from intsig.com

$$R_n = R_p \simeq \frac{n_0 + p_0 + \delta n}{\tilde{c}_{p0}(n_0 + \delta n + n_1) + \tilde{c}_{n0}(p_0 + \delta p + p_1)}$$

$$\tilde{c} = \tilde{c}_n = \tilde{c}_p = \frac{\delta n}{e_n} = \frac{\delta p}{e_p} = \boxed{\frac{\tilde{c}_{p0}(n_0 + \delta n + n_1) + \tilde{c}_{n0}(p_0 + \delta p + p_1)}{n_0 + p_0 + \delta n} \simeq \tilde{c}}$$ – формула Шоклі-Ріда для довільного збудження

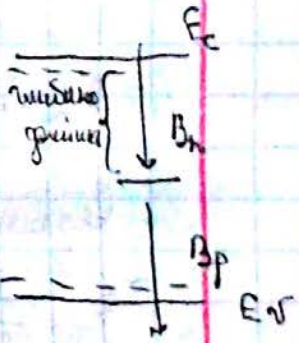
Розглянемо δn - мале збудження, то:

$$\boxed{\tilde{c} = \frac{\tilde{c}_{p0}(n_0 + n_1) + \tilde{c}_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0}}$$ – спрощена формула Шоклі-Ріда

§10. Вплив глибини домішок

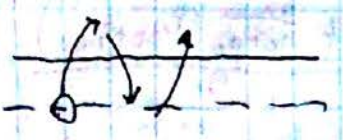
Глибина домішок визначається n_1 та p_1. Знайдемо їх:

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right); \qquad p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right)$$



якщо глибина зменшується $E_c - E_t \downarrow \Rightarrow n_1 \uparrow \Rightarrow \tilde{c} \uparrow$

$E_t - E_v \downarrow$

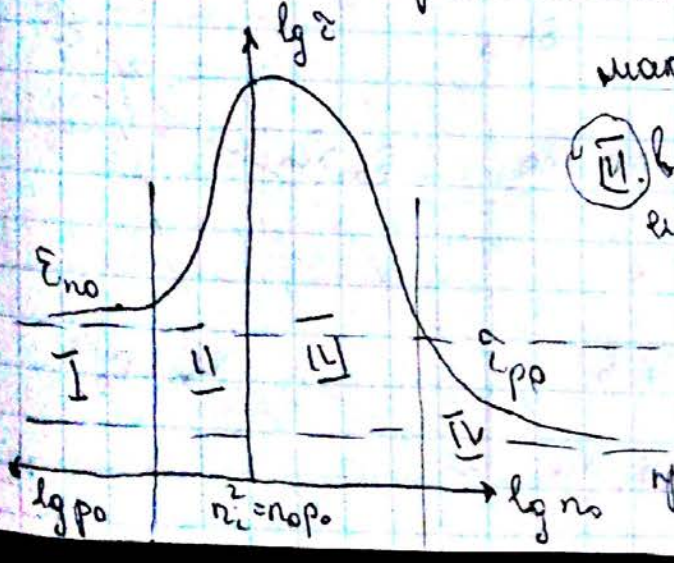


якщо треба створити рівень центрів 10^{16},

то ми берем концентрацію донорів $N_D = 10^{16}$

глибокий рівень - рівень на якому електрон проводить мало часу. Такі рівні контролюють темнову провідність

§11. Вплив рівня центрів



максимальний час життя у власному н/п

(III) Вузькі власні н/п, тривалі глибокі електронні домішки.

$n_0 > p_0$, $n_0 > p_1$, $n_0 < n_1$ $\Rightarrow$

$\tilde{c} < \tilde{c}_{p0}\left(1 + \frac{n_1}{n_0}\right)$

при глибоких час життя більше ніж в падає.

Generated by CamScanner from intsig.com

IV) $n_0 >> p_0$, $n_0 >> p_1$, $n_1 < n_0$ $\Rightarrow$ $\tau = \tau_{p0}$ - const -

при високих рівнях легування ми не можемо впливати на час життя τ.

II) $p_0 > n_0$, $p_0 > n_1$, $p_1 > p_0$

$$\tau = \tau_{n0}\left(1 + \frac{p_1}{p_0}\right)$$

I) $p_0 >> n_0$, $p_0 >> n_1$, $p_0 > p_1$ $\Rightarrow$ $\tau_{n0} = \tau$

§12. Аналіз формули Шоклі-Ріда.

Вплив освітлення

$$\tau = \tau_n = \tau_p = \tau_{p0}(n_0 + n_1 + \delta n) + \tau_{n0}(p_0 + p_1 + \delta n) \cdot \frac{1}{n_0 + p_0 + \delta n} \quad / \text{ ділимо на } n_0 + p_0$$

як відомо, $\tau_\infty = \tau_{n0} + \tau_{p0}$; $\tau_{n0} = \frac{1}{B_n N_t}$; $\tau_{p0} = \frac{1}{B_p N_t}$.

$$\tau_0 = \tau_{p0}\frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0}\frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} + \tau_{p0}\frac{\delta n}{n_0 + p_0} + \tau_{n0}\frac{\delta n}{n_0 + p_0}$$

$$\tau = \frac{\tau_{p0}\frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0}\frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} + \tau_{p0}\frac{\delta n}{n_0 + p_0} + \tau_{n0}\frac{\delta n}{n_0 + p_0}}{1 + \frac{\delta n}{n_0 + p_0}} = \frac{\tau_0 + \frac{\delta n}{n_0 + p_0}\overbrace{(\tau_{p0} + \tau_{n0})}^{\tau_\infty}}{1 + \frac{\delta n}{n_0 + p_0}} =$$

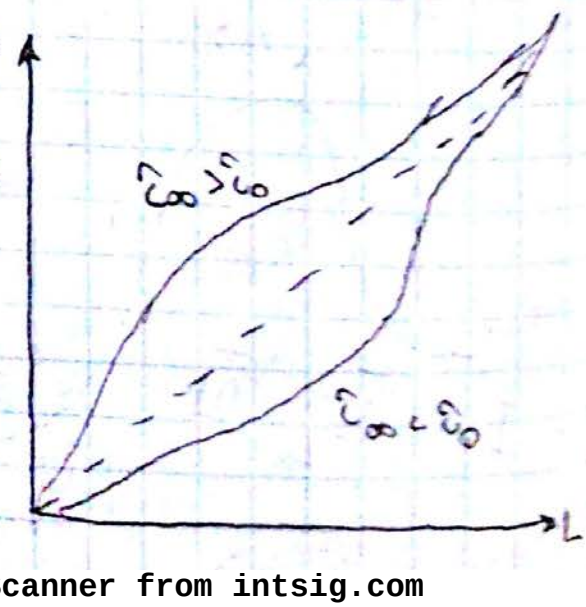
$$= \tau_0 \frac{1 + \frac{\tau_\infty}{\tau_0} \cdot \frac{\delta n}{n_0 + p_0}}{1 + \frac{\delta n}{n_0 + p_0}} = \tau$$

$R = \frac{\delta n}{\tau_n}$; $\frac{d(\delta n)}{dt} = g_n - R_n = \alpha L - \frac{\delta n}{\tau}$, де L - інтенсивність освітлення

$\delta n = \alpha L \tau$

ЛАХ - люкс-амперна характеристика

τ_0 - не залежить від освітлення

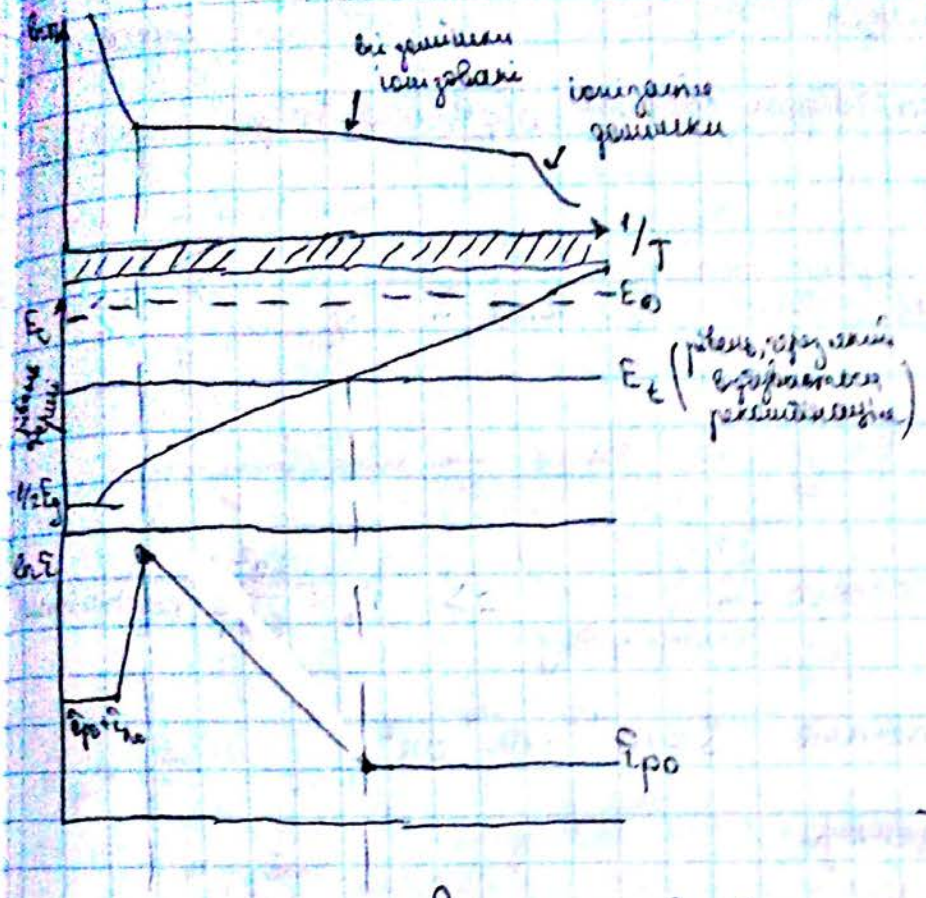


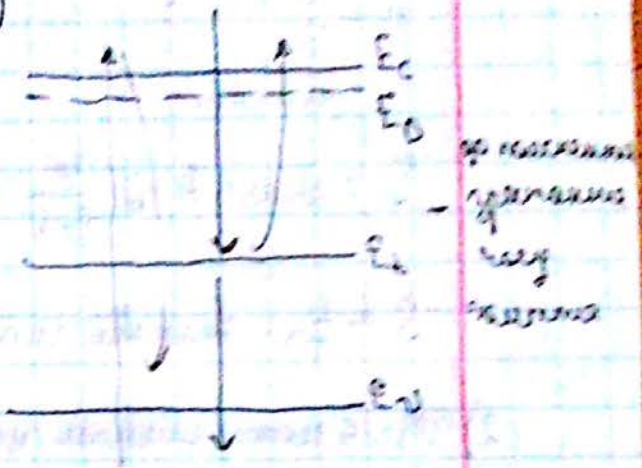
Регулювання часу життя неосновних рівнів

1. рівень легування
2. рівень освітлення
3. глибина залягання
4. вплив температури

Generated by CamScanner from intsig.com

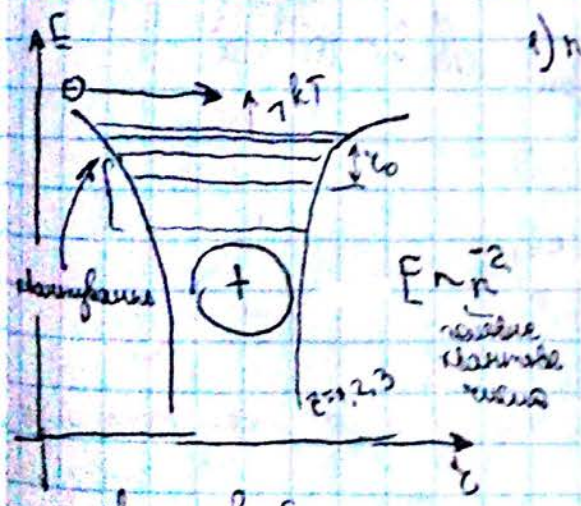
§13. Вплив температури





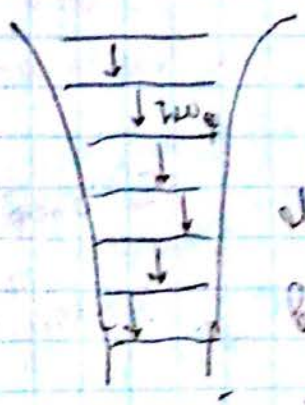
§14. Типи рівнів захоплення. Каскадна модель Лекса

Вважається, що E лекась частинка і потенціальна яма.



квантовий поділ

1) притягуючий



класичний поділ

якщо $E_{елек} \sim kT$ і він попадає в кулоновське поле, то $kT = \frac{Ze^2}{\varepsilon r}$

Лекс запропонував, що електрон віддає енергію порціями через фонони.

Умови захоплення електрона:

1. кулонівська взаємодія

2. можливість віддачі енергії каскада порціями $\hbar\omega_p$

3. $l_{випром} > r_0$

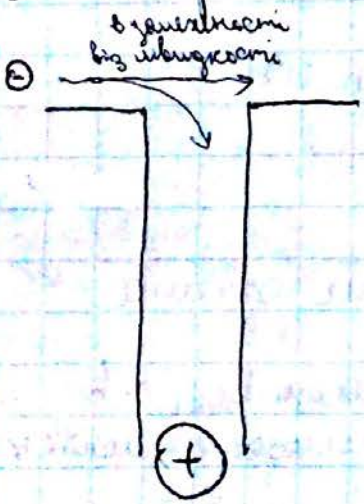
Запишемо переріз захоплення: $S = const\ \pi r^2 \eta$

$$\eta = \frac{t^{\text{прольоту}}}{\tau_{\text{релаксації}}}$$

$$S = const\ \pi r_0^2 \cdot \frac{r_0}{v_T \tau} = const\ \frac{r_0^3}{l_{\text{вільного пробігу}}} \Rightarrow r_0 = \frac{Ze^2}{\varepsilon kT}, \text{ підставимо}$$

$S \sim \frac{1}{T^3}$. Типові значення $S = 10^{-12} \div 10^{-14}$ см^2.

2) Ще є нейтральний центр:

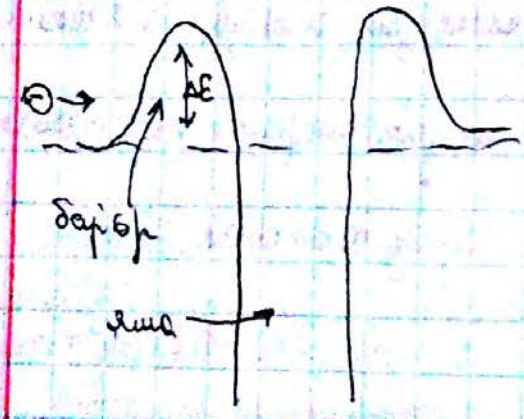


для даного центру $S = S_{атома}\ \eta$ (ймовірність)

$$\eta = \frac{t_{прольота}}{t_{випромінювання}}$$

$$S = S_{деф} \cdot \frac{r}{v_T\ t_{випром}} \quad // \ S \sim 10^{-15}\ см^2$$

3) відштовхуюча



$$S = S_{деф}\ e^{-\Delta E/kT}$$

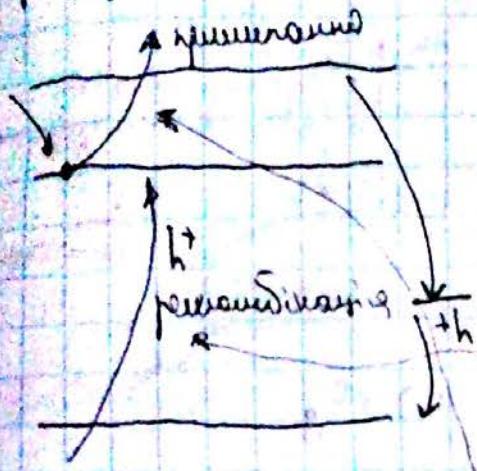
$$S \sim 10^{-20}\ см^2$$

Generated by CamScanner from intsig.com

1) центри прилипання

2) центри рекомбінації

критерій чи є ома/дефект корисним:



$$K = \frac{\text{рекомбінація}}{\text{зворотний викид}}$$

$K > 1$ – центр рекомбінації

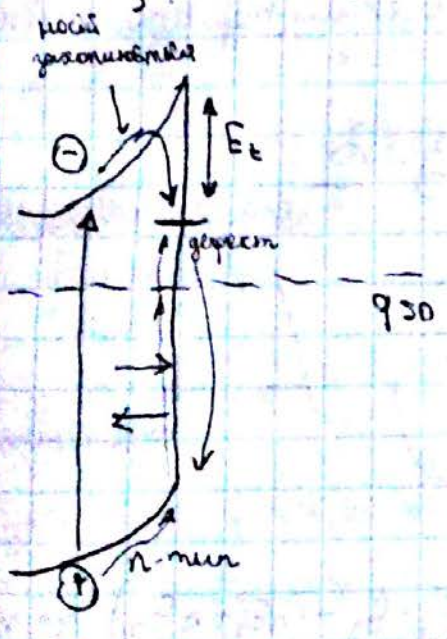
$K < 1$ – центр прилипання

$$K_n = \frac{B_p \overset{\text{захоплення дірок}}{p}}{B_n N_c e^{-\Delta E_t/kT}} \text{ – для електронів}$$

тепловий викид

$$K_p = \frac{B_n n}{B_p N_v e^{-E_g - E_t/kT}} \text{ – для дірок}$$

§15. Поверхнева рекомбінація



$\frac{1}{4} v_0 p_0$ – кількість дірок

v_0 – теплова швидкість; p_0 – рівноважна концентрація

$\frac{1}{4} r v_0 p_0$

Сумарна кількість дірок: $\frac{1}{4} v_0 p_0 = \frac{1}{4} r v_0 p_0 + q_{so}$ (r – коефіцієнт відбиття)

$$q_{so} = \frac{1}{4}(1-r) v_0 p_0$$

При освітленні $p_0 \to p$. Тоді $\Delta q_s = q_s - q_{so} = \frac{1}{4}(1-r) v_0 p - \frac{1}{4}(1-r) v_0 p_0 =$

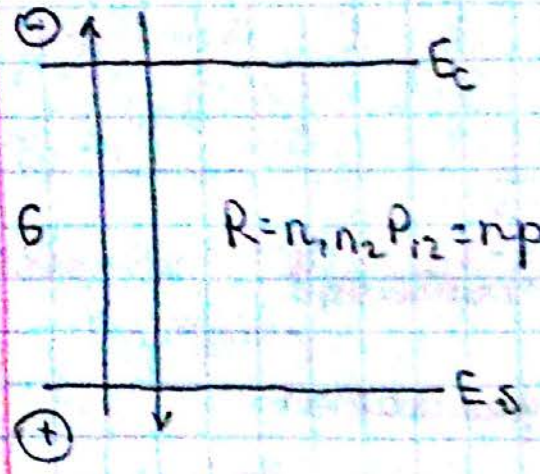
$= \frac{1}{4}(1-r) v_0 \Delta p = S \Delta p$

Означення поверхневої рекомбінації: $\boxed{\Delta q_s = S \Delta p}$ (Δp) // $S = \frac{1}{4}(1-r) v_0$ – коефіцієнт пропорційності

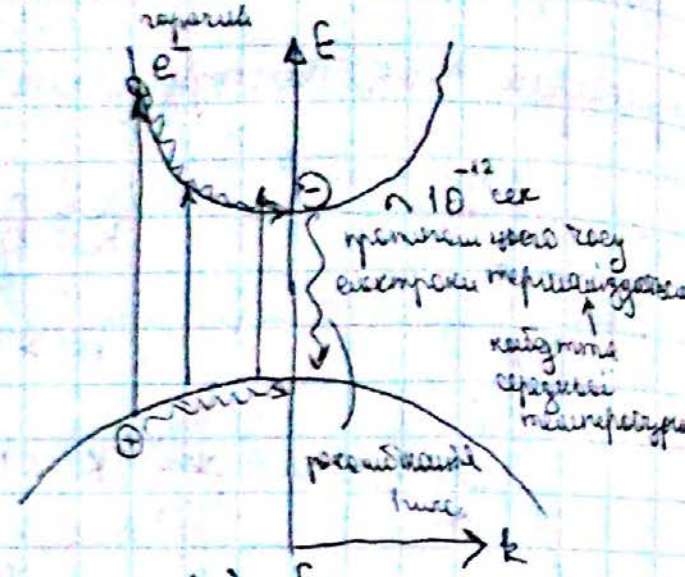
Generated by CamScanner from intsig.com

Глава 6. Випромінювальні переходи

§1. Вступ



$$R = n_1 n_2 P_{12} = n p P_{12}$$



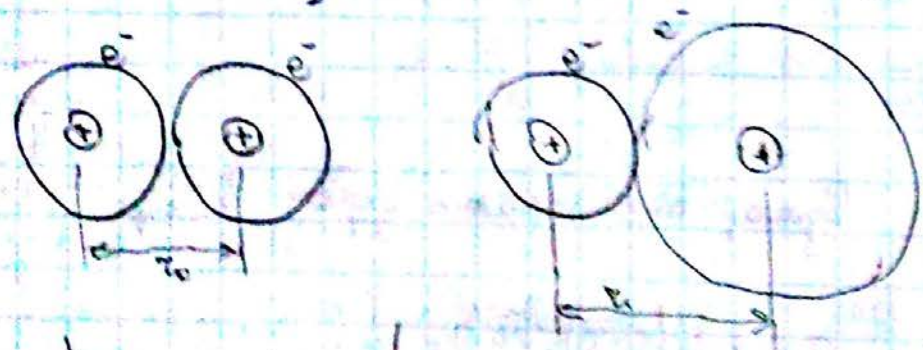
$h\nu > E_g$

Флюоресценція – час випромінювання ≈ час збуджуючого сингалу

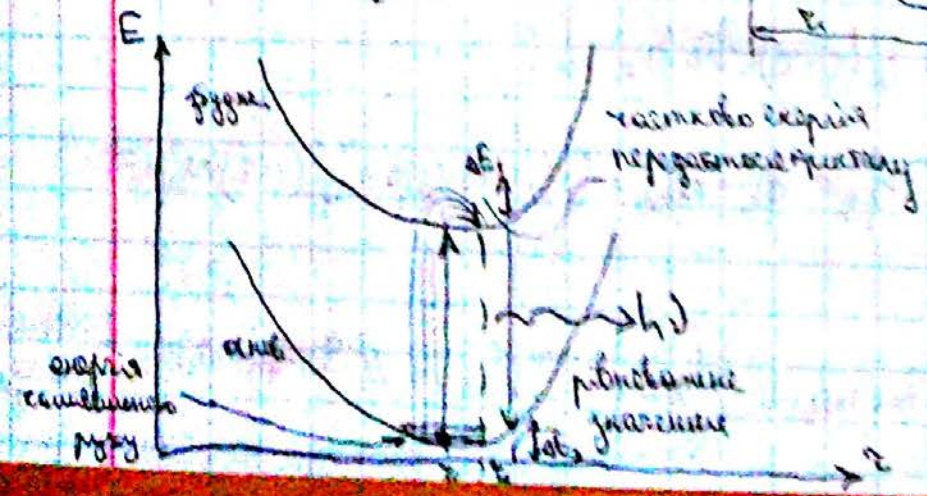
Фосфоросценція – явище світіння фосфору

Фотолюмінісценція, електролюмінісценція, катодолюмінісценція, тріболюмінісценція (тертя), хемолюмінісценція, термолюмінісценція.

§2. Стоксівський зсув



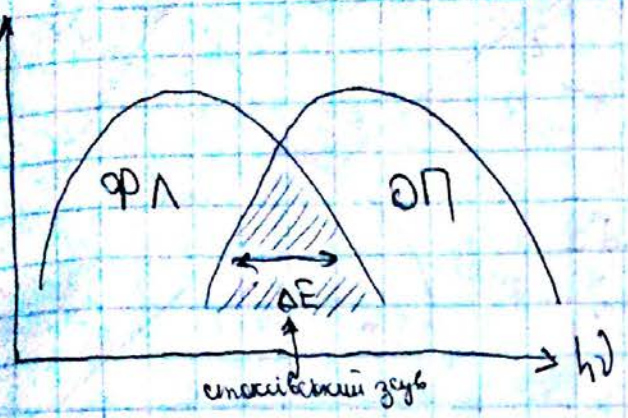
двохатомні молекули до і після освітлення



$h\nu = E_1 - E_2 - (\Delta E_1 + \Delta E_2)$ – це означає, що спектр поглинання і люмінісценції будуть зсунуті.

Generated by CamScanner from intsig.com

Спектр поглинання люмінісценції та ОП.



ФЛ - фотолюмінісценція

ОП - оптичне поглинання

ФЛ зсутутий відносно ОП в сторону довгохвильової області.

§ 3. Ван-Руєбрек - Шокле

У рівноважних станах $\underbrace{R(\nu)}_{\text{темп рекомбінації}}\,d\nu = \underbrace{P(\nu)}_{\text{вірогідність поглинання}}\,\underbrace{\rho(\nu)}_{\text{спектр поглинання; функція Планка}}\,d\nu$

освітлюємо зразок; вважаємо, що маємо випромінювання абсолютно чорного тіла

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 n^3\, d\nu}{c^3\left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)-1\right]}$$

$P(\nu) = \frac{1}{\tau(\nu)}$, де $\tau(\nu)$ - час життя фотона всередині кристалу

$$\tau = \frac{1/\alpha(\nu)}{v} = \frac{1/\alpha(\nu)}{c/n} = \frac{n}{c\alpha(\nu)} \Rightarrow P(\nu) = \frac{\alpha(\nu)c}{n}$$

Запишемо вираз для α: $\alpha(\nu) = \frac{4\pi\nu k(\nu)}{c}$

$\alpha(\nu)$ - коефіцієнт поглинання

$k(\nu)$ - коефіцієнт екстинції

$$R(\nu)d\nu = \frac{4\pi\nu k(\nu)}{c}\cdot\frac{c}{n}\cdot\frac{8\pi\nu^2 n^3}{c^3}\cdot\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}\,d\nu$$

Позначимо $\frac{h\nu}{kT} = u$, оскільки воно не залежить від речовини → а залежить від освітлення

$\nu = \frac{kT}{h}u$; $d\nu = \frac{kT}{h}du$. Тоді:

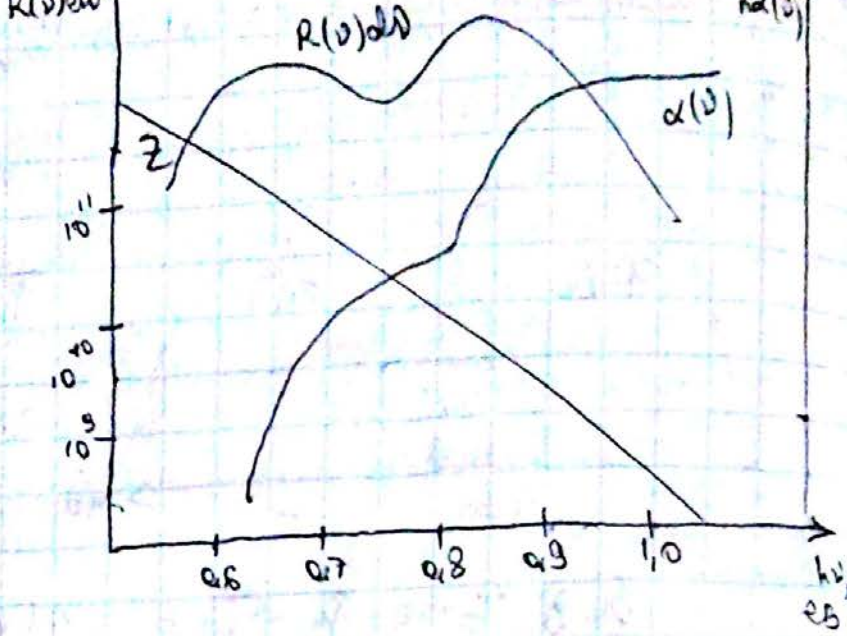
$$\alpha(\nu) = \frac{4\pi}{c}\cdot\frac{h\nu}{kT}\cdot\frac{kT}{h}k(\nu) = \frac{4\pi}{c}\cdot u\cdot\frac{kT}{h}k(\nu) \Rightarrow k(\nu) = \frac{\alpha(\nu)ch}{4\pi u\cdot kT}$$

$$R(\nu)d\nu = \frac{4\pi\overbrace{\nu\,\alpha(\nu)ch}^{\text{замінюємо } u}}{4\pi u kT}\cdot\frac{8\pi\nu^2 n^3}{c^3}\cdot\frac{1}{e^u-1}\,du =$$

Generated by CamScanner from intsig.com

$= \underbrace{\frac{8\pi (kT)^3}{h^3 c^2}}_{\text{сент}} \cdot \underbrace{\frac{u^2}{e^u - 1}}_{\text{заселеність від довжини хвилі}} \underbrace{n^2 \alpha(\nu)}_{\text{характеризує речовину}} d\nu$

Наприклад, Ge при 300 K:



§4. Час життя та вірогідність випромінювальної рекомбінації

1) $R_c = \underbrace{\frac{n_p}{n_i^2}}_{\text{рекомбінація з випромінюванням}} \underbrace{R}_{\text{загальна рекомбінація}}$ / $R \sim \frac{\delta n}{\tau}$, н.р. – нерівноважні носії

максимальна рекомбінація при $np = n_0 p_0$, і $R_c = R$

$$R_c = R + \delta R = \frac{(n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p)}{n_0 p_0} R = \frac{n_0 p_0 + n_0 \delta p + p_0 \delta n + \underbrace{\delta n \delta p}_{\text{мала величина, нехтуємо}}}{n_0 p_0} R =$$

$$= \left(1 + \frac{\delta n}{p_0} + \frac{\delta n}{n_0}\right) R = R + \delta R \quad // \text{вважаємо що } \delta n \approx \delta p \text{ при слабких перехідах і } \delta n, \delta p \ll n_0, p_0$$

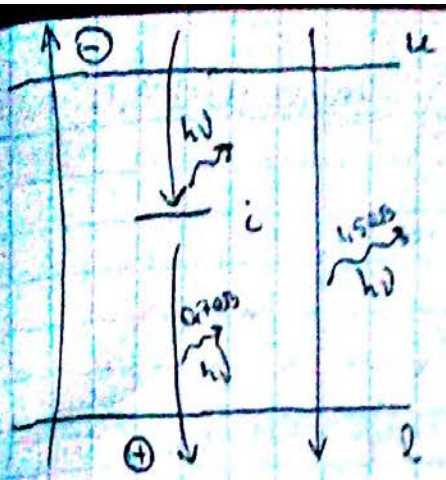
$$\delta R = \frac{\delta n (n_0 + p_0)}{n_0 p_0} \Rightarrow \tau = \frac{\delta n}{R} = \frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0} \cdot \frac{1}{R}$$

при $n_0 = p_0$, $\tau = \frac{n_i}{2R}$; приблизно $\tau = 0{,}1 \div 10$ мкс

§5. Квантовий вихід

Кількість рекомбінацій максимум з випромінюванням і кількість рекомбінацій без випромінювання. Вводять середній час життя нерівноважних носіїв:

Generated by CamScanner from intsig.com



$\frac{1}{\tau_{eф}} = \frac{1}{\tau_б} + \frac{1}{\tau_{зв}}$, тобто $\rho \sim \frac{1}{\tau}$ швидкість

$R_б \sim \rho_{бм} \sim \frac{1}{\tau_б}$; $\rho_{вузьк} \sim \frac{1}{\tau_{зв}} \sim R_{зв}$

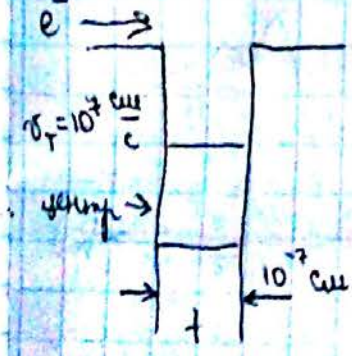
$\tau_{eф} = \frac{\tau_б \cdot \tau_{зв}}{\tau_б + \tau_{зв}}$; $\rho_{заг} \sim \frac{1}{\tau_{eф}}$

$\eta = \frac{\rho_{вимір}}{\rho_{загальна}} = \frac{\rho_{вимір}}{\rho_{заг}} = \frac{1/\tau_б}{1/\tau_{eф}} = \frac{\tau_{eф}}{\tau_б} = \frac{\tau_{зв}}{\tau_б + \tau_{зв}}$ - квантовий вихід

Квантовий вихід: відношення імовірності переходів з випромінюванням до генерування.

$\eta = \frac{1}{1 + \tau_б/\tau_{зв}}$ - квантовий вихід випромінювання

при $\eta \uparrow$ при $\tau_б \downarrow$



$\tau_{пролету} = \frac{\ell}{v_т} = \frac{10^{-7}}{10^7} = 10^{-14}$ сек

Імовірність того, що електрон буде захоплено пасткою.

$\frac{\tau_{пролету}}{\tau_{перех}} = \frac{10^{-14}}{10^{-8}} = 10^{-6}$, тобто електрону треба 1000000 разів пролетіти над пасткою, щоб він 100% захопився

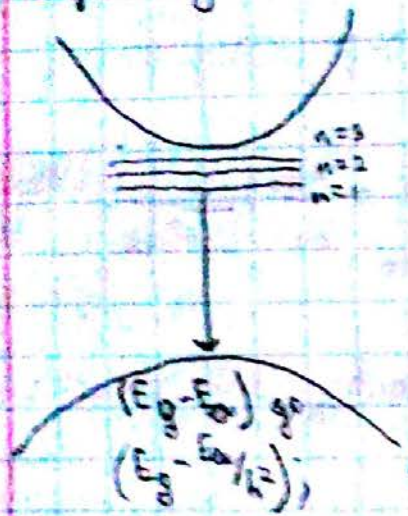
Переріз захвату $S \sim 10^{-15}$ см^2.

Generated by CamScanner from intsig.com

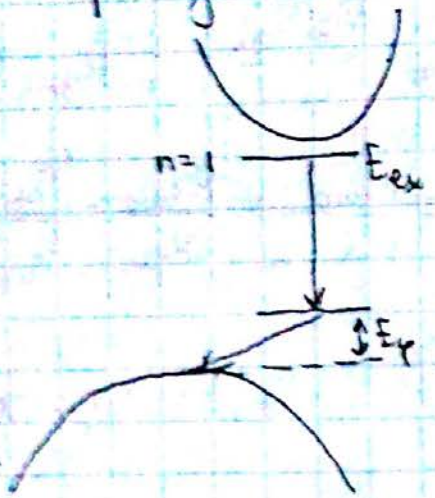
§6 Фундаментальні переходи з випромінюванням

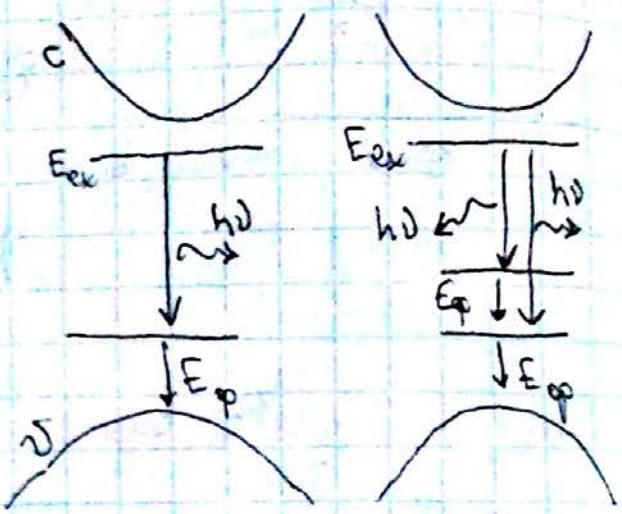
§6.1 Екситонні переходи

прямозонний

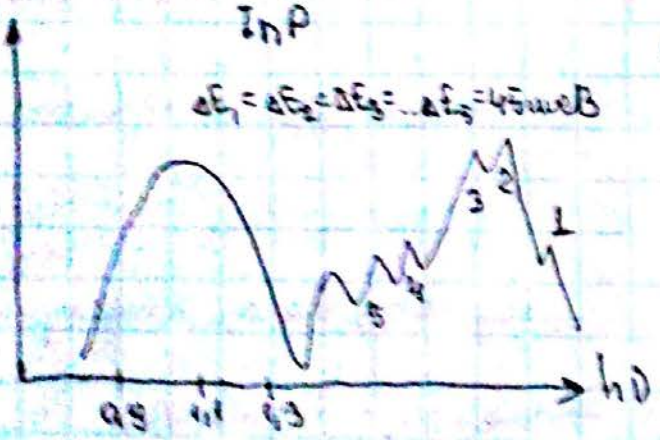


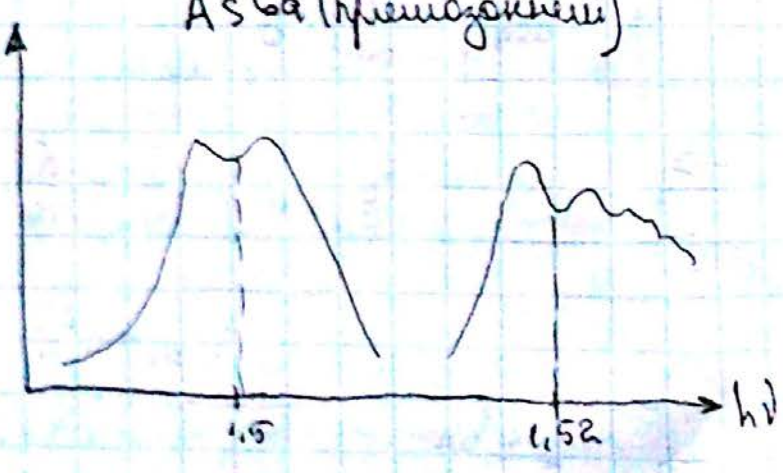
непрямозонний



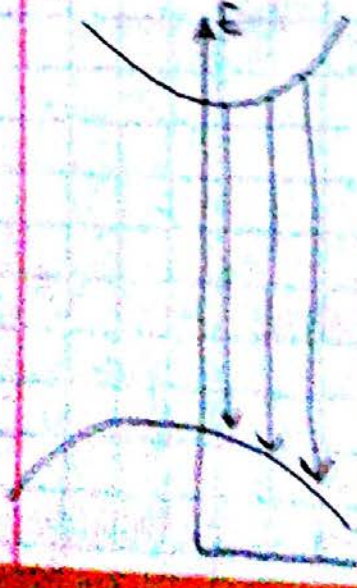


Екситонна люмінесценція:



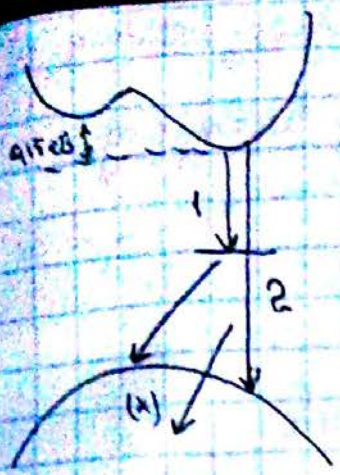


§6.2 Фотолюмінесценція (ФЛ) с-v зони



$L \sim B_1 (h\nu - E_g)^{1/2}$; $B_1 \sim A$ – при освітленні прямозонного н/п

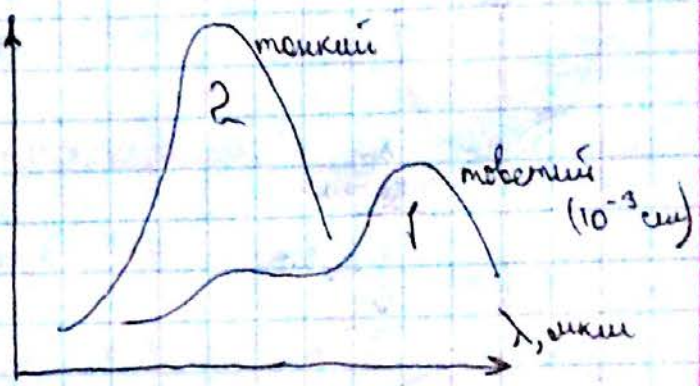
Generated by CamScanner from intsig.com



непрямозонний п/п, $L \sim B_2 (h\nu - E_g \pm E_\varphi)^2$

(*) при зменшенні температури ця ймовірність зменшується, бо потрібне поглинання на фононах;

перехід 1 залежить від рівня легування.

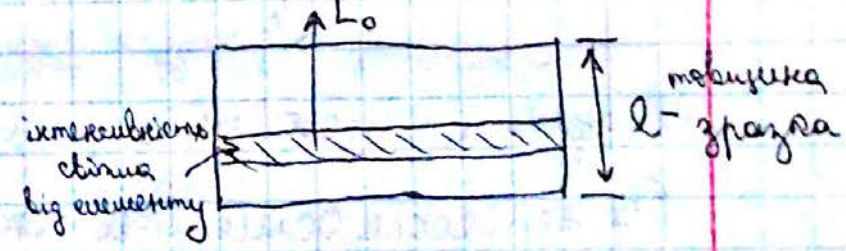


$L_0(h\nu)$ - деяке початкове значення

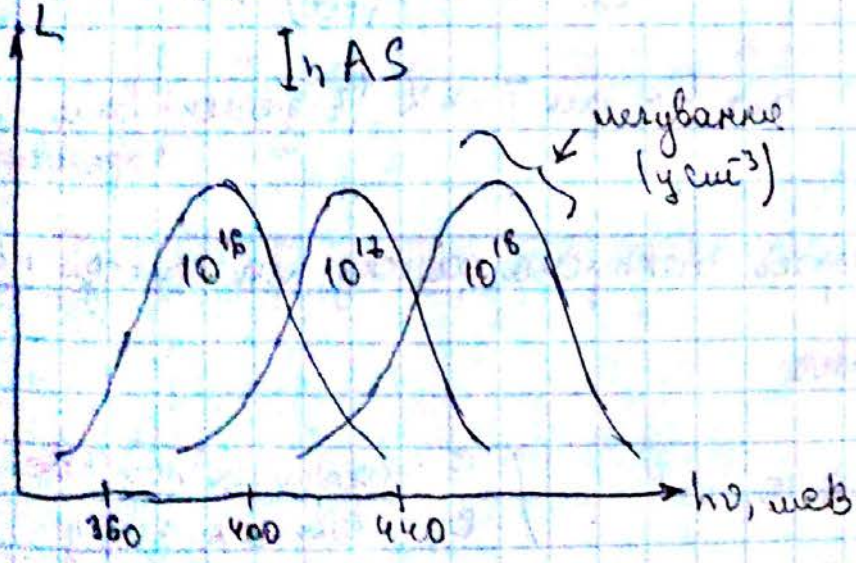
$$L(h\nu) = (1-R) L_0(h\nu) e^{-\alpha(h\nu) d}$$

$$L(h\nu) = (1-R) \cdot \frac{L_0(h\nu)}{\ell} \int_0^{\ell} e^{-\alpha x} dx =$$

$$= (1-R) \frac{L_0(h\nu)}{\ell} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha \ell}}{\alpha}$$, тобто при $\ell \to 0$ $L \uparrow$

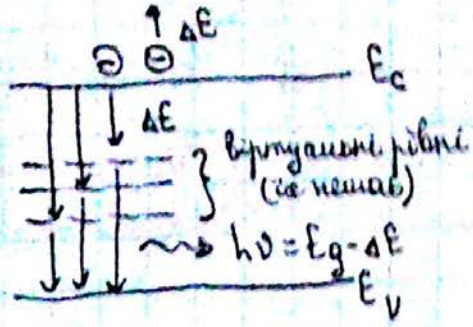


Ефект Гаррісона-Мосса



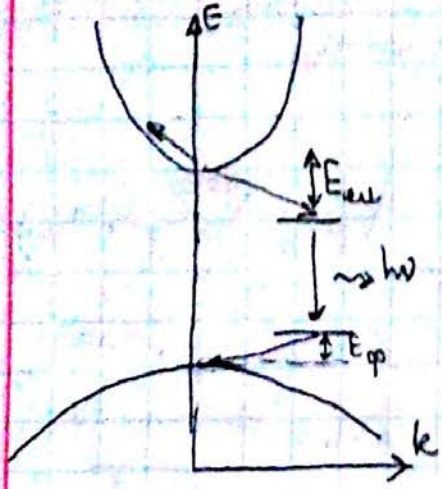
Generated by CamScanner from intsig.com

§6.3. Випромінювання C зона - V зона при взаємодії з носієм

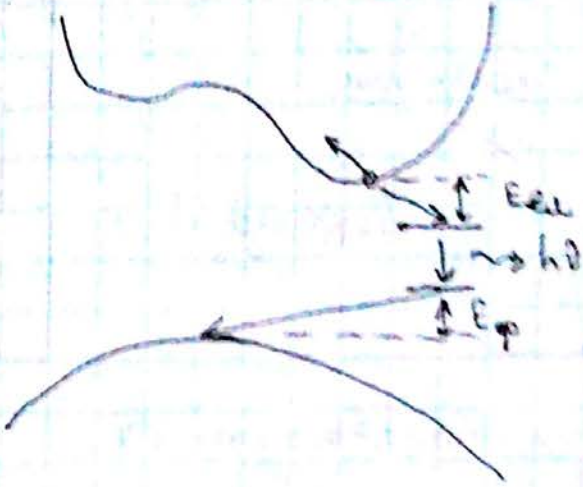


ΔE надається іншому електрону.

прямозонний



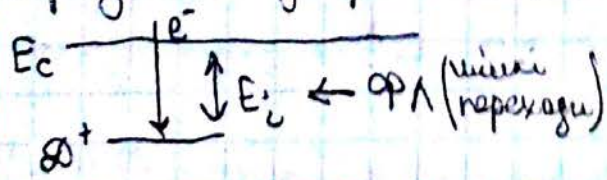
непрямозонний



Ці ефекти призводять до розмазаності спектра

§7. Переходи домішка-зона або зона-домішка

Заряджений донор і акцептор



Переріз для такого процесу:

$$S^{випр} \sim e^{1/2}\left(\frac{m_0}{m^*}\right)^2 \frac{E_i}{T} \sim 4\cdot 10^{-19}\ см^2 -$$

для Ge при T = 4K (ε - діелектрична проникність)

Можлива передача енергії електрона фонону при переході на донор або випромінювання:

$$S^{фонон} \sim \frac{256\pi E_1^2 \hbar^5 C_s^3}{\rho q_b^6 E_i^5 kT} \sim 6\cdot 10^{-15}\ см^2$$

/ E_1 - деформаційний потенціал
C_s - швидкість звуку

Generated by CamScanner from intsig.com

Нейтральні донори і акцептори.

$D \to V_{зона}$

$$\frac{1}{\tau_{p0}} \sim |P_{vc}|^2 N_D \sim 0{,}8 \cdot 10^{-8} N_D$$

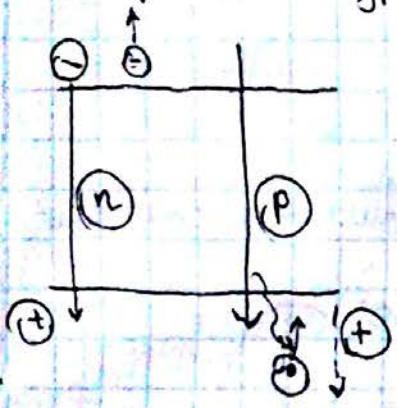
C-зона $\to A$

$$\frac{1}{\tau_{n0}} \sim |P_{vc}|^2 N_A \sim 0{,}4 \cdot 10^{-9} N_A$$

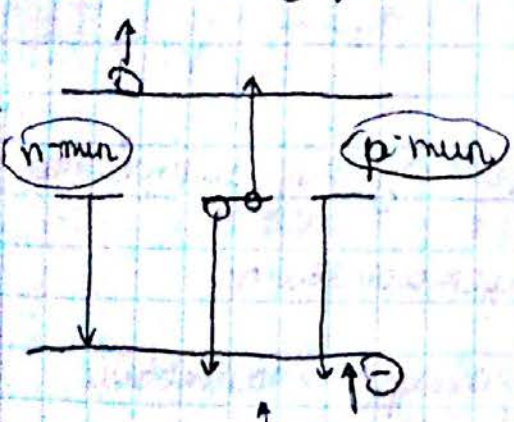
$N_D \sim 10^{18}\ см^{-3}$; τ вимірюється у наносекундах, $\tau_{міжзон}$ ~ долі нсек.

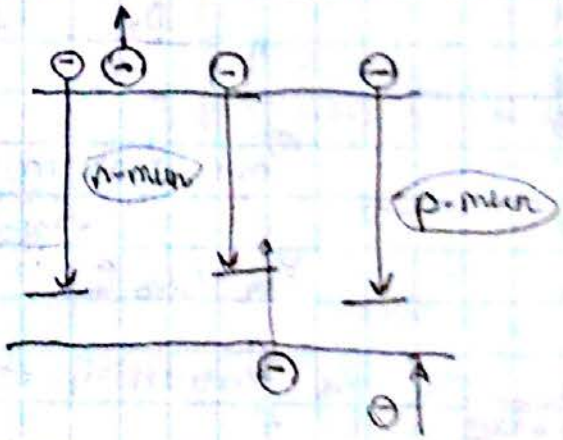
§ 9. Оже-рекомбінація (ударна)

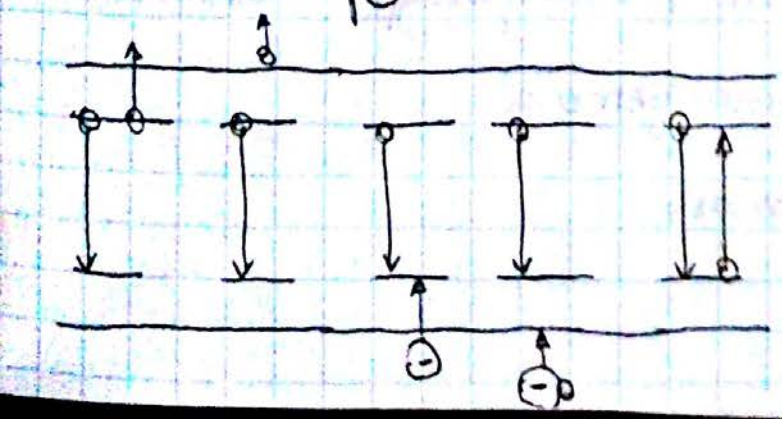
Цей процес конкурує з переходами зона-зона.



енергія переходу віддається 3-й частинці (електрону або дірці).







Generated by CamScanner from intsig.com

Що треба щоб оже-процес був?

$R_n = \gamma_n n^2 p$ або $R_p = \gamma_n n p^2$

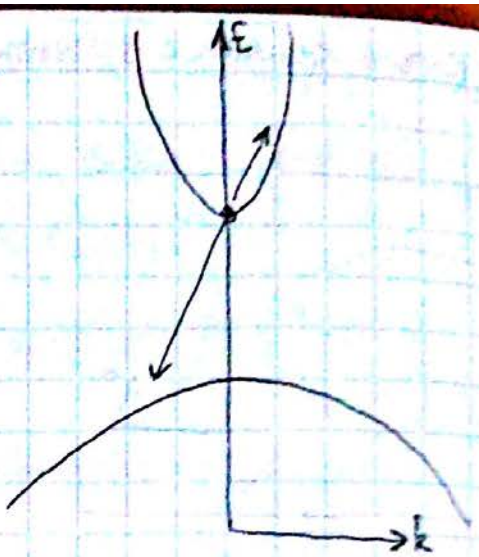
$\Sigma_A \sim \left(\frac{E}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{1+2M}{1+M} \cdot \frac{E_g}{kT}\right)$

$M = \frac{m_n^*}{m_p^*}$ відношення мас

$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$; $p = \hbar k = \sqrt{2m^* E}$, де

$E \sim E_g$

$R_{оже} \sim e^{-\frac{E_{min}}{kT}}$; $E^{min} \sim E_g$

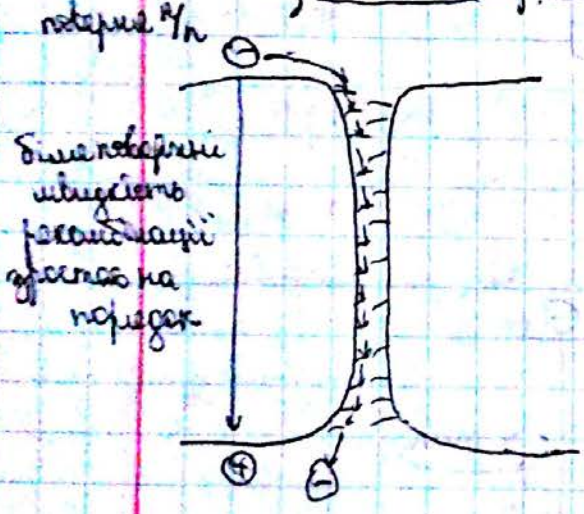


зменшення E_g ⇒ більша ймовірність оже-процесу

для n-типу τ_n $\frac{1}{\tau} = An_p + Bn^2$

p-типу τ_n $\frac{1}{\tau} = An_p + Bp^2$

§10. Поверхнева рекомбінація



Поверхня може розглядатись як потенціальна яма. Зазначимо:

$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_{nr}}$

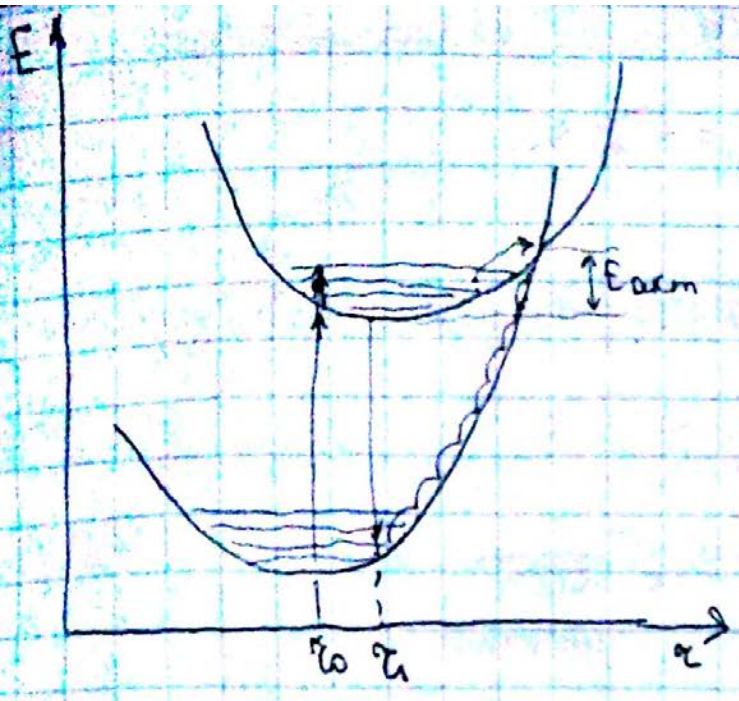
Розглядаємо процеси без випромінювання

$P_{nr} = P_{nr0} e^{-\frac{E_{act}}{kT}}$, підставимо:

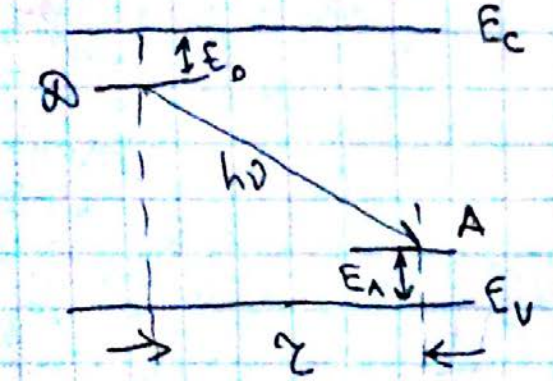
$\eta = \frac{1}{1 + \frac{P_{nr0}}{P_r} e^{-\frac{E_{act}}{kT}}}$ – при збільшенні температури квантовий вихід зменшується.

Поверхнева рекомбінація завжди.

Generated by CamScanner from intsig.com

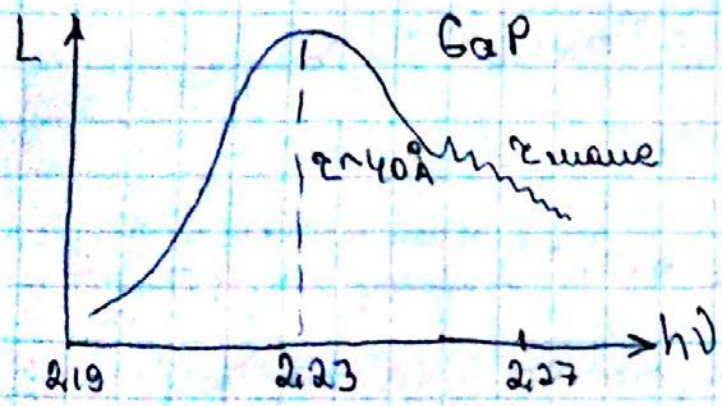


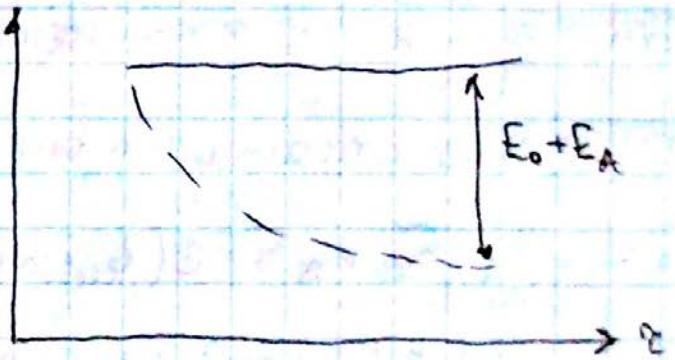
§8. ФЛ на донорно-акцепторних парах (ДАП)



$$h\nu = E_g - E_A - E_0 + \frac{e^2}{\varepsilon r}$$

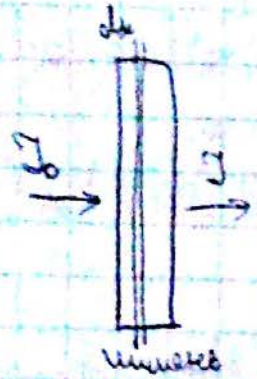
/r - відстань між парами





Generated by CamScanner from intsig.com

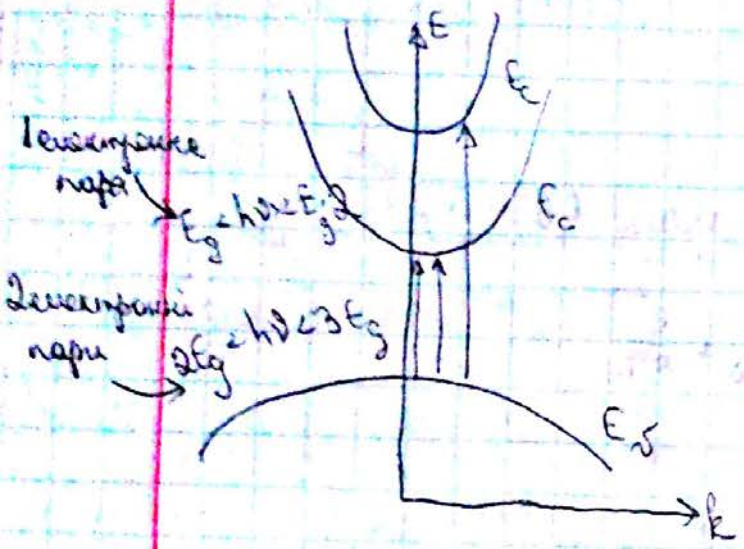
Глава 7. Фотопровідність



$dI = \alpha I_0 dx \Rightarrow \frac{dI}{dx} = \alpha I_0 \beta$.

коеф. поглинання

насправді треба враховувати, що: треба додати квантовий вихід β



$\beta = 1$, $\beta = 2$, $\beta = 3$ — можливі значення β.

§ 1. Феноменологічний опис ФП.

Якщо зразок не освітлюється $\sigma_0 = e\mu_n n_0 + e\mu_p p_0$

якщо освітлювати, що виникає фотопровідність:

$\sigma_0 = \frac{1}{R}$; $\sigma_0 + \Delta\sigma = e(\mu_n + \Delta\mu_n)(n_0 + \Delta n) = [$ взяли тільки електронну ФП $] =$

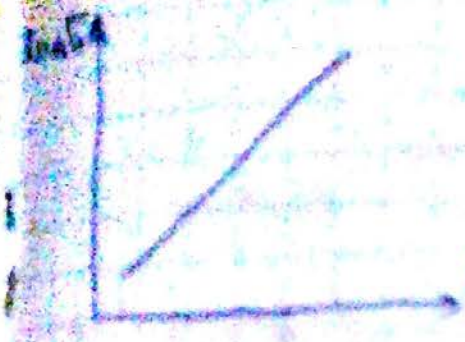
$= \underbrace{e\mu_n n_0}_{\sigma_0} + e\underbrace{(n_0 + \Delta n)}_{n}\Delta\mu_n + e\mu_n \Delta n$, тобто у загальному випадку:

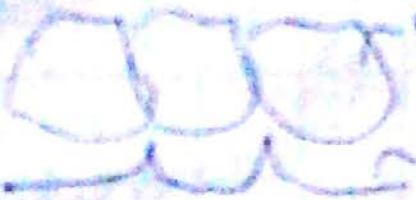
$\boxed{\Delta\sigma = en\Delta\mu_n + e\mu_n\Delta n}$ доданок, зумовлений освітленням

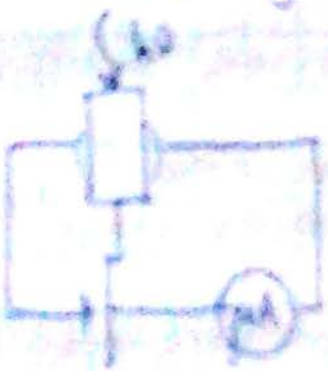
$\Delta n = \underset{\beta\alpha I}{G}\tau$ - нерівноважна концентрація вільних носіїв

$\Delta n = \beta\alpha I\tau$

Generated by CamScanner from intsig.com





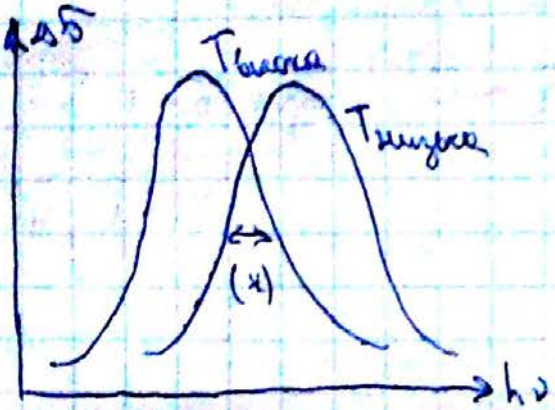


Generated by CamScanner from intsig.com

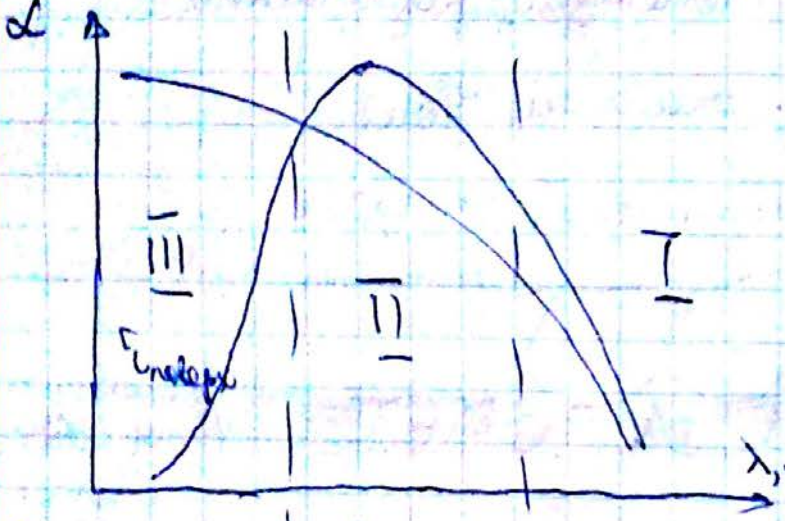
§ 2. Параметри ФП

1. Спектральний відгук.
2. Швидкодія.
3. Фотокутливість.

1.



(*) пов'язане з тим, що $E_g \downarrow$ $T \uparrow$



Для типового н/п (неважливо прямозонний / непрямозонний)

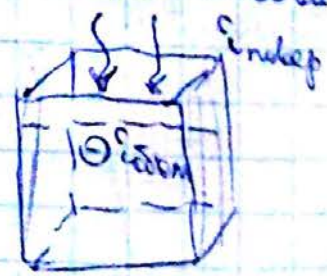
I область $h\nu \gtrsim E_g$

$\alpha \uparrow$ $h\nu \uparrow$

враховуючи, що $\Delta\sigma = e\mu\beta\alpha J\tau$

III область - область поверхневої рекомбінації: $\tau_{пов} \ll \tau_{об'єм}$

II область - перехідна область.



$d \sim \frac{1}{\alpha}$, d - ефективна глибина проникнення

β, α - характеристики взаємодії світла + н/п.

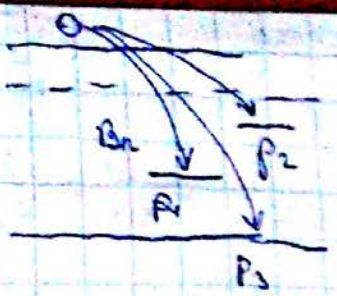
μ, τ - характеристика матеріалу.

$\frac{\Delta\sigma}{\sigma \cdot e} = \mu\tau$ // чим більше $\mu\tau$, тим більш фотокутливий

$\sigma = \beta\alpha J$

Generated by CamScanner from intsig.com

якщо згадати, то $\tau \sim \frac{1}{\underbrace{B_n}_{\text{перерід захоплення}} p} = \frac{1}{S_n v_T p}$



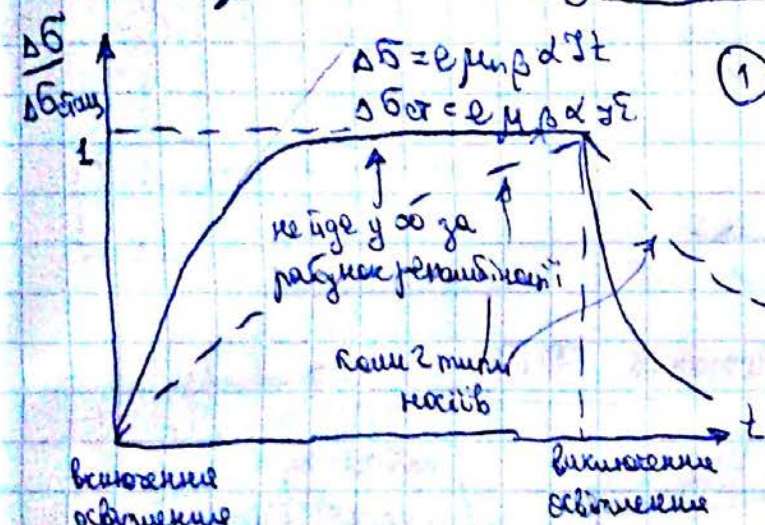
$\tau_{nk} = \frac{1}{S_{nk} v_T p_k}$ – для k-го рівня.

$\frac{1}{\tau_{nk}}$ – ймовірність ; $\frac{1}{\tau} = \sum_k \frac{1}{\tau_k}$

$S_{nk} v_T p_k = \frac{1}{\tau_{nk}} \quad | \cdot \Delta n \quad \Rightarrow \Delta n S_{nk} v_T p_k = \frac{\Delta n}{\tau_{nk}}$

темп рекомбінації

§3. Релаксація ФП



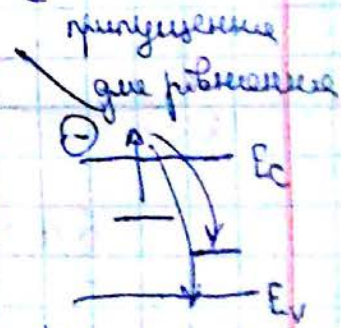
наростання (графік)

① $\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta\alpha J - \frac{\Delta n}{\tau}$

1) 1 тип дірок

2) p – велике

3) $p \neq f(J)$



$\Delta n = \beta\alpha J\tau(1 - e^{-t/\tau})$

спад: $\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \Rightarrow \Delta n = \underbrace{\beta\alpha J\tau}_{\Delta n_{стац}} e^{-t/\tau} \quad / \Delta n_{стац} = \beta\alpha J\tau$

② 1) н/п, де $n_0, p_0 << \Delta n, \Delta p$

2) $\Delta n \simeq \Delta p$, тоді рекомбінація $R \sim B\Delta n\Delta p = B(\Delta n)^2$

$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta\alpha J - B(\Delta n)^2 \Rightarrow$

наростання: $\Delta n = \sqrt{\frac{\beta J\alpha}{B}}\, th\left(t\sqrt{\beta J\alpha B}\right)$

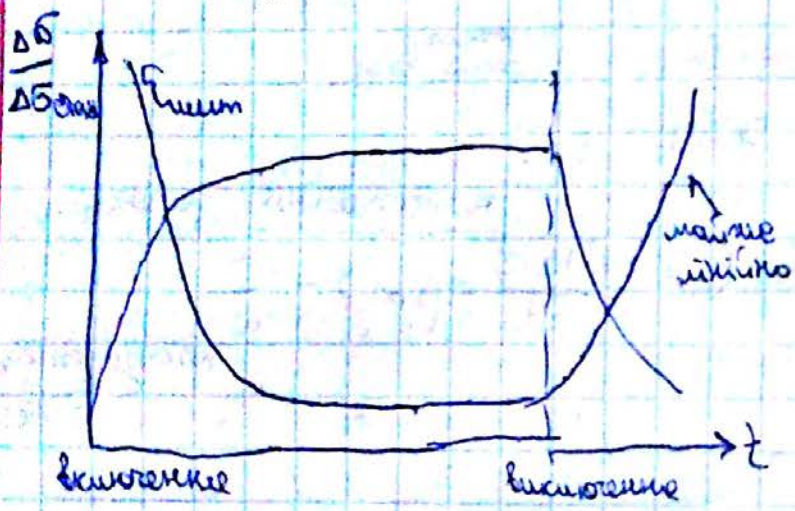
Generated by CamScanner from intsig.com

спад $\Delta n = \sqrt{\frac{\beta J \alpha}{B}} \cdot \frac{1}{t\sqrt{\beta B J \alpha}+1}$

$\tau_{лит} = \frac{1}{B\Delta p} = \frac{1}{B\Delta n}$, — середній час життя носіїв

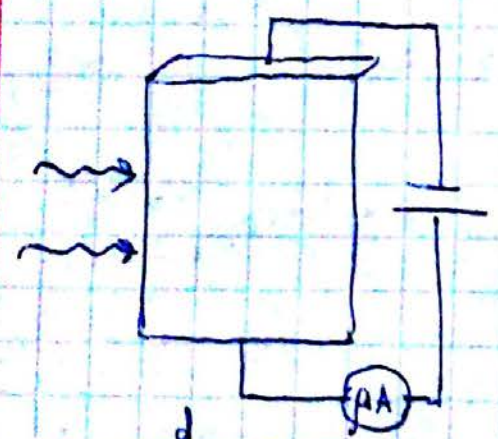
$= \frac{1}{B}\sqrt{\frac{B}{\beta J \alpha}}\, cth\left(t\sqrt{\beta B J \alpha}\right)$ / для наростання

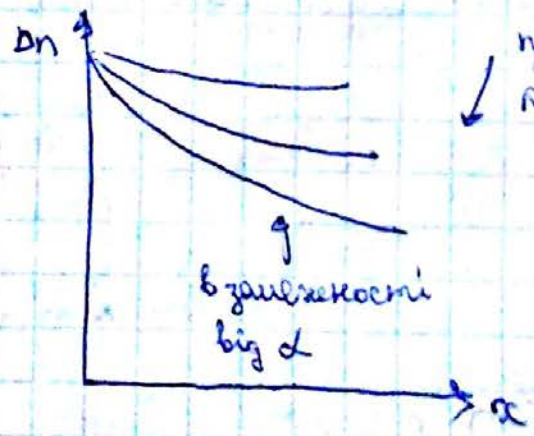
$\tau_{лит} = \sqrt{\frac{1}{B\beta J\alpha}}\left[t\sqrt{\beta B J \alpha}+1\right]$ / для спаду

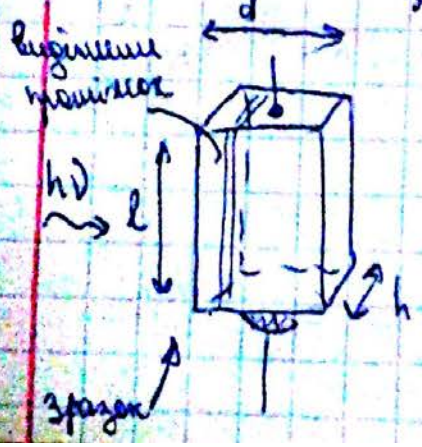


час відповіді системи залежить від освітлення.

§4. Методи дослідження ФП







$\Delta n_{стац} = \Delta n\, e^{-\alpha x} = \beta \alpha J \tau e^{-\alpha x}$

тому нам треба товстий зразок щоб $\Delta\sigma \neq f(d)$

$\Delta\sigma = \frac{h}{l} e\mu B\alpha J\tau \int_0^d e^{-\alpha x}\,dx = \frac{h}{l} e\mu\beta\alpha J\tau\left(1-e^{-\alpha d}\right)$

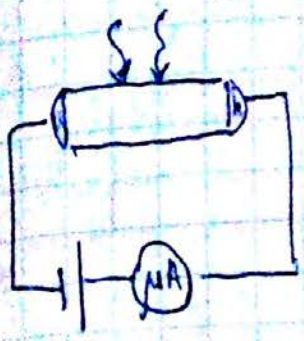
нехтуємо, бо $d\uparrow$

Generated by CamScanner from intsig.com

Схема вимірів.

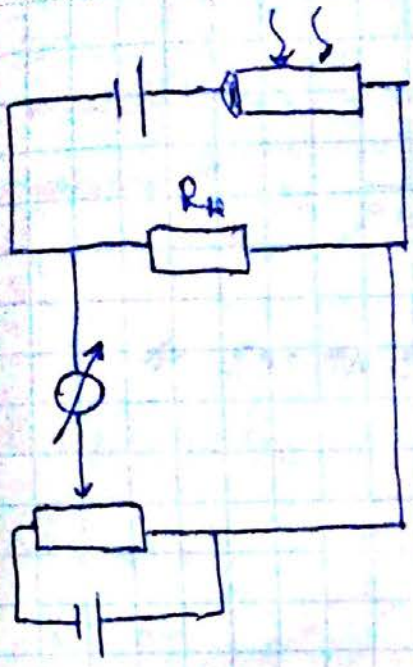
I схема — проста схема

$б = б_0 + \Delta б$

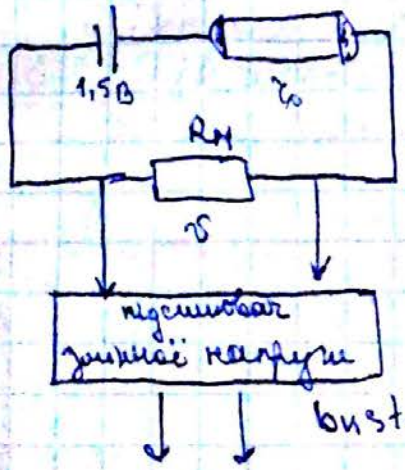


II схема (компенсаційна)

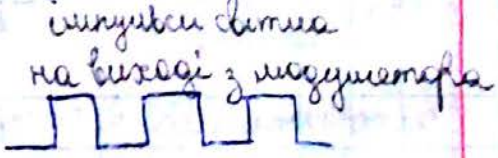
недолік: неможливо автоматизувати

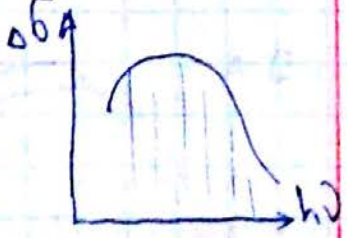


III схема (модуляційна)



→ сигнал





припустимо $\Delta б \sim б$ – необхідна умова. Коли не буде виконуватись?

1) постійного поля

2) постійного струму

3) максимальної чутливості

Generated by CamScanner from intsig.com

Розглядаємо режим постійного поля

$$v = (i_0 - i_T) R_н$$

$$i_0 = \frac{V}{R + r_0 - \Delta r} \quad ; \quad i_T = \frac{V}{R + r_0}$$

V - напруга, що прикладається до зразка

при освітленні виникають додаткові носії.

Підставляємо i_0 і i_T в v, маємо

$$v = \frac{V(R + r_0 - R - r_0 + \Delta r)}{(R + r_0 - \Delta r)(R + r_0)} R \quad ; \quad \Delta r = \frac{(R + r_0)^2 v}{VR + (R + r_0) v}$$

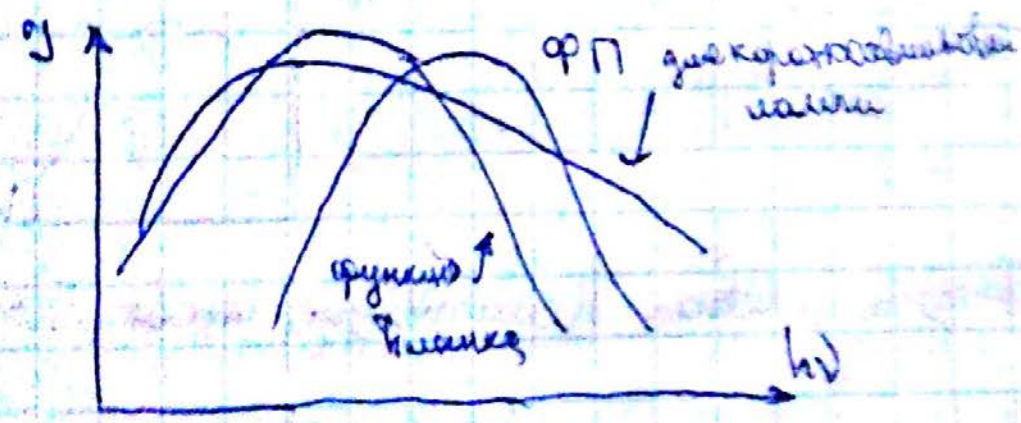
$$\Delta\sigma = \underbrace{\frac{1}{r_0 - \Delta r}}_{\text{повна провідність}} - \underbrace{\frac{1}{r_0}}_{\text{темнова провідність}} = \frac{\Delta r}{(r_0 - \Delta r) r_0} \Rightarrow \Delta\sigma r_0^2 - \Delta\sigma r_0 \Delta r = \Delta r \Rightarrow$$

$$\Delta r = \frac{\Delta\sigma r_0^2}{1 + \Delta\sigma r_0}$$

Прирівнюємо $\Delta r = f(V)$ і $\Delta r = f(r) \Rightarrow$

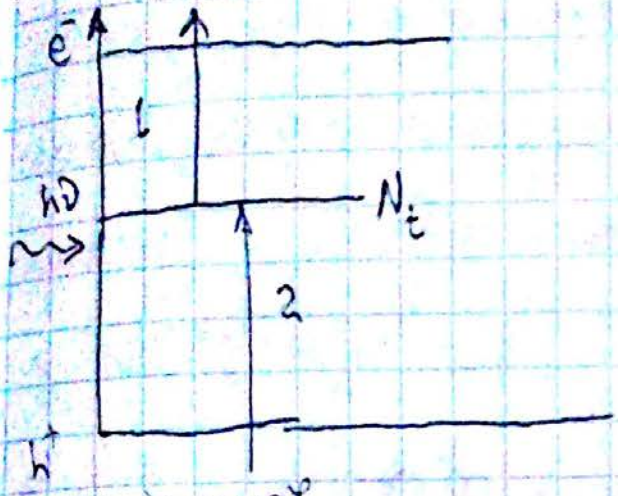
$$\frac{(R + r_0)^2 v}{VR + (R + r_0)^2 v} = \frac{\Delta\sigma \cdot r_0^2}{1 + \Delta\sigma \cdot r_0} \Rightarrow \Delta\sigma = \frac{v (R + r_0)^2}{r_0^2 VR - v r_0 R (r_0 + R)}$$

виходить, що $R \ll r_0$ $\quad \Delta\sigma = \frac{v \cdot r_0^2}{r_0^2 VR} = \frac{v}{VR}$



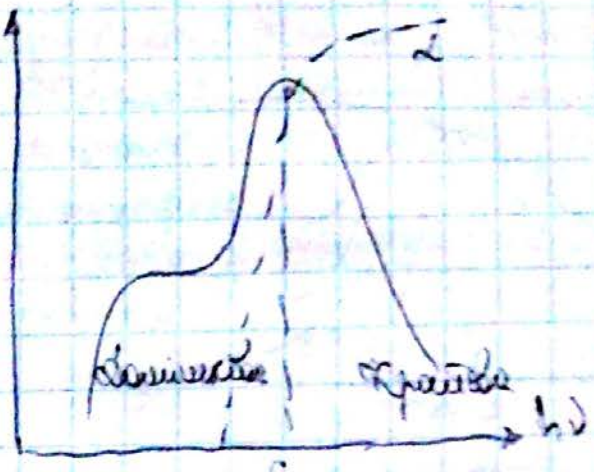
Generated by CamScanner from intsig.com

§ 5. Домішкова ФП



$N_t << N_c, N_v$

$10^{16} \div 10^{20}$



$\Delta б = e \mu \alpha б \eta_\beta$

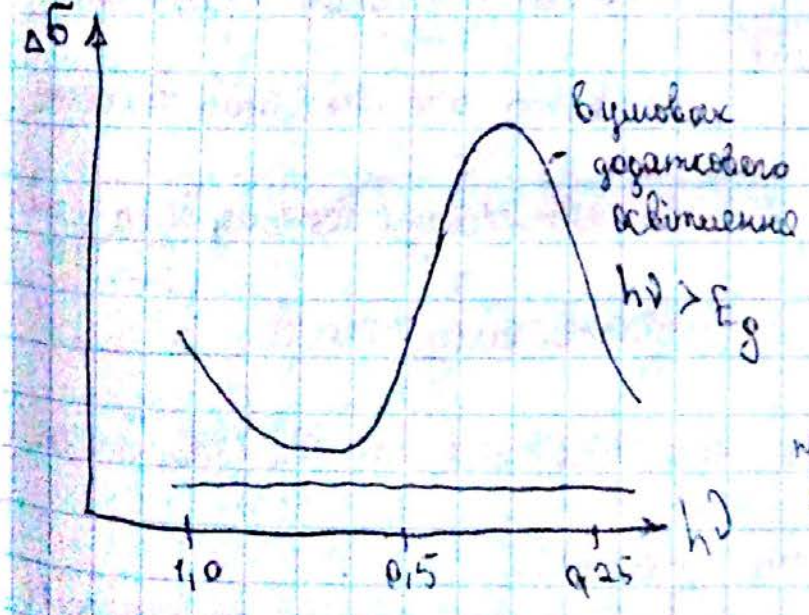
$\Delta б = \Delta б_e + \Delta б_h$ – зона-зона

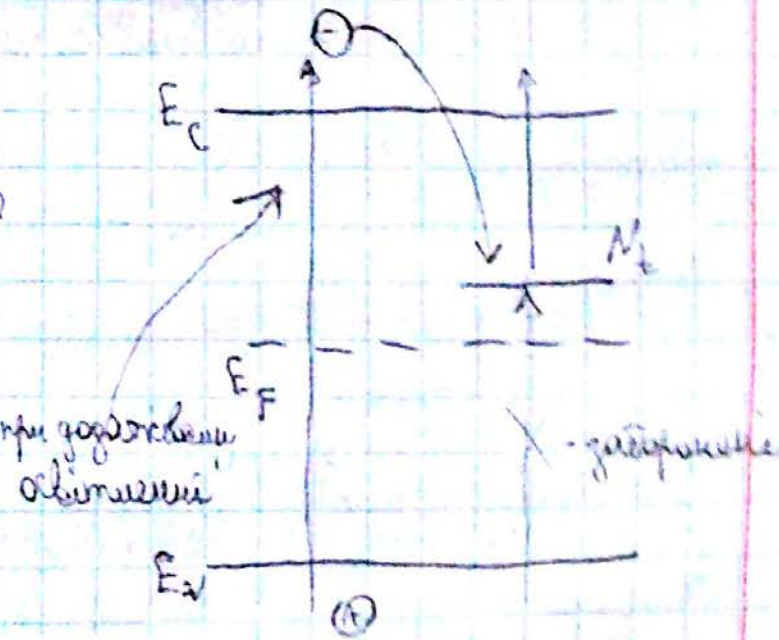
$\left.\begin{array}{l} \Delta б = \Delta б_e \\ \Delta б = \Delta б_h \end{array}\right]$ – зона-домішка

Може бути комбінація.

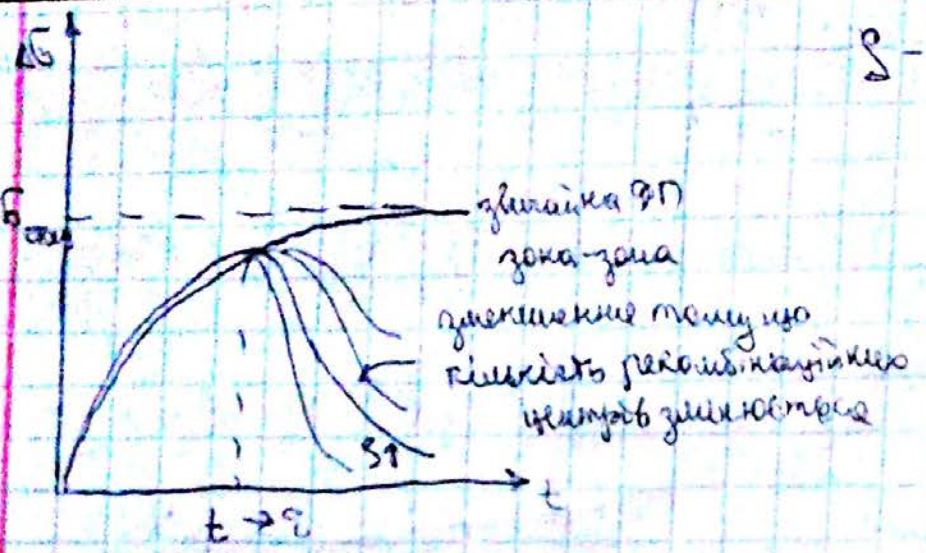
$\Delta б = e \mu_e \alpha \Sigma_e \eta_\beta + e \mu_h \alpha^c_h \eta_\beta$

Індукована домішкова ФП: відомий кристал CdSe



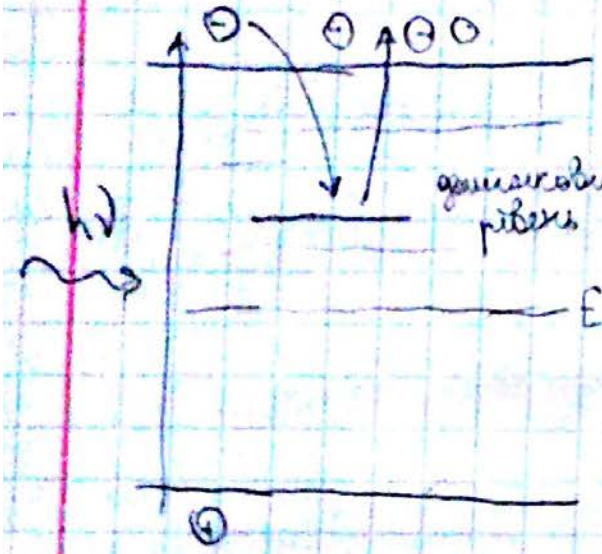


Generated by CamScanner from intsig.com



S – швидкість поверхневої рекомбінації.

§6 Термостимульована ФП

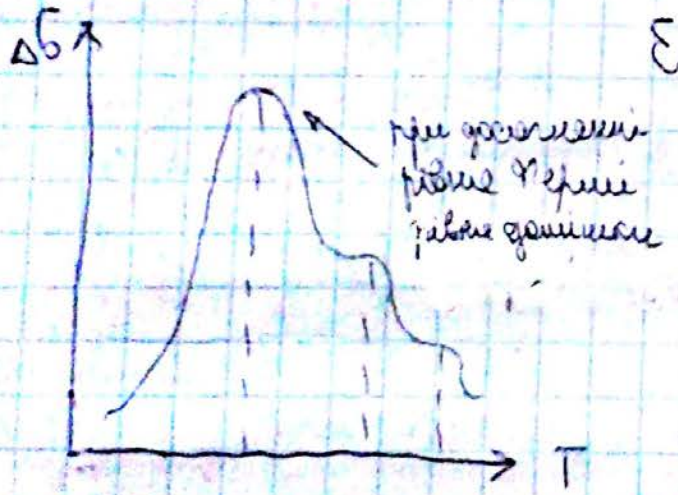


$\Delta\sigma = e\mu\Delta n$

При високих T рівень Фермі наближається до середини забороненої зони

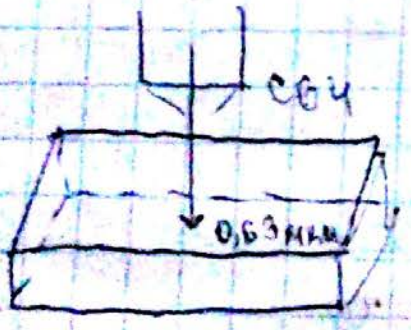
$n = N_c e^{-E_F/kT}$

$E_t = E_F = kT_M \ln \frac{N_c}{n_{max}}$



Емпірична формула: $E_t \sim \underset{\text{стала}}{A}\, kT$

Нагрівати зразок треба або миттєво або так, щоб в кожен момент часу система була у рівноважному стані.



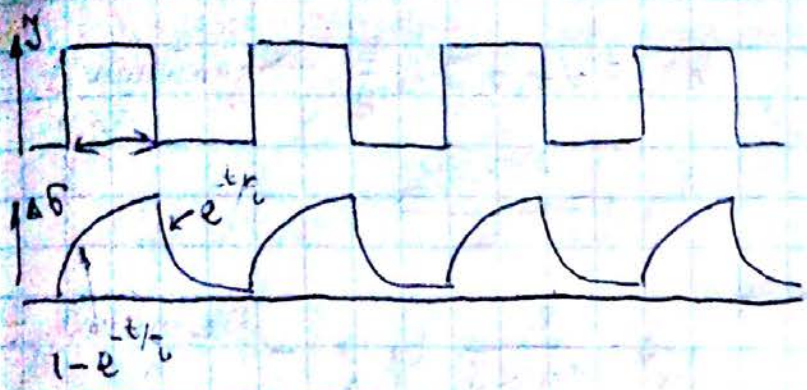
СВЧ добре поглинається на носіях. Їм опромінюють зразок.

Semilab (компанія)

Generated by CamScanner from intsig.com

§7. Частотна залежність ФП

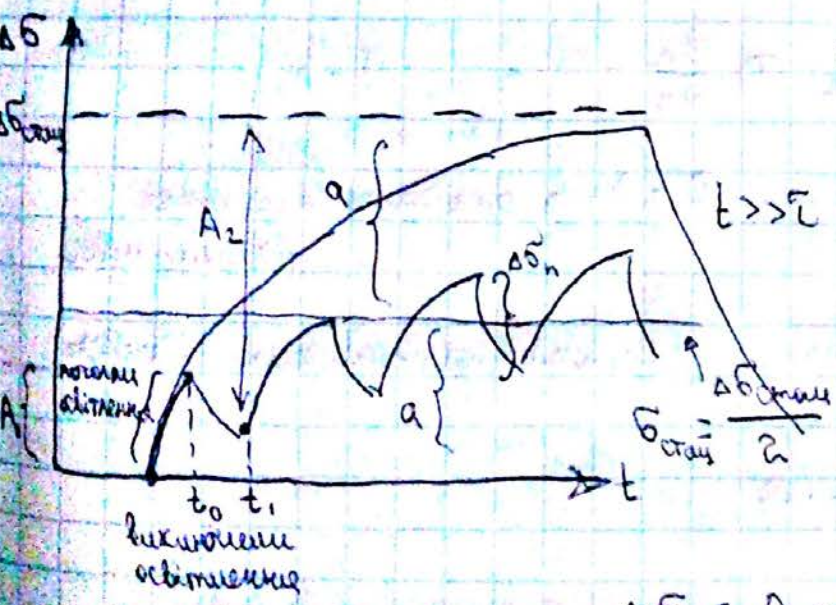
$\Delta\sigma = e\mu\tau J\rho N$. Ми можемо досліджувати будь-яку з величин у правій частині формули. Особливо використовується для визначення τ і ρ. При вимірюванні завжди присутні шуми. Один з їх „1/f-шум".



J - інтенсивність освітлення

Ми працюємо з випадком, коли $t >> \tau$. Хоча насправді, ми не знаємо, яке співвідношення між величинами t і τ. Покажемо, що незалежно від цього, отримана вимірена залежність буде правильною.

Час імпульсу - довільний



позначимо $\Delta\sigma_{стац} = A_0$

$\Delta\sigma = A_0\left(1-e^{-t/\tau}\right)$ - початок освітлення

$\Delta\sigma = A_1 e^{-t/\tau}$ - виключили освітлення

$\Delta\sigma = A_2\left(1-e^{-t/\tau}\right)$ - знову включили

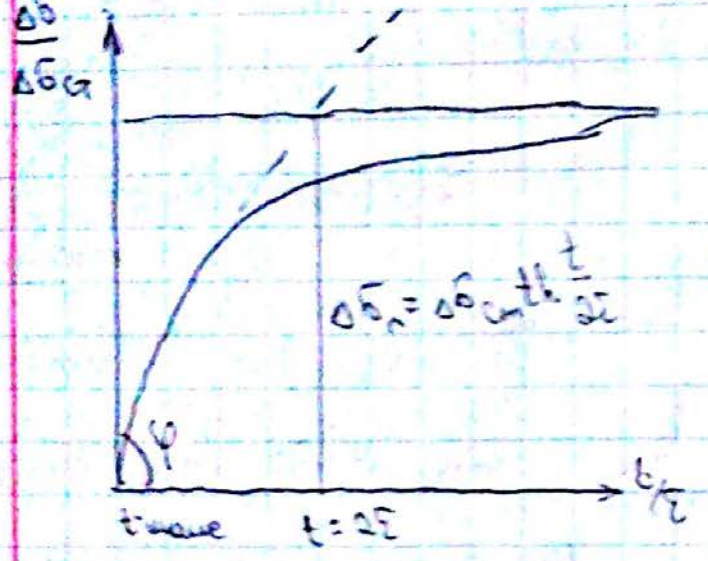
$\Delta\sigma_n = A_0 - 2a$

Можемо записати, що $a = (A_0 - a)e^{-t/\tau} \Leftrightarrow a = A_0 e^{-t/\tau} - a e^{-t/\tau} \Rightarrow$

Generated by CamScanner from intsig.com

$\alpha = A_0 \frac{e^{-t/\tau}}{1+e^{-t/\tau}}$, підставимо в $\Delta\sigma_n$ ⇔

$$\Delta\sigma_n = A_0 - 2A_0 \frac{e^{-t/\tau}}{1+e^{-t/\tau}} = \frac{1+e^{-t/\tau} - 2e^{-t/\tau}}{1+e^{-t/\tau}} A_0 = A_0 \frac{e^{t/2\tau} - e^{-t/2\tau}}{e^{t/2\tau} + e^{-t/2\tau}} = A_0 \, th\frac{t}{2\tau}$$



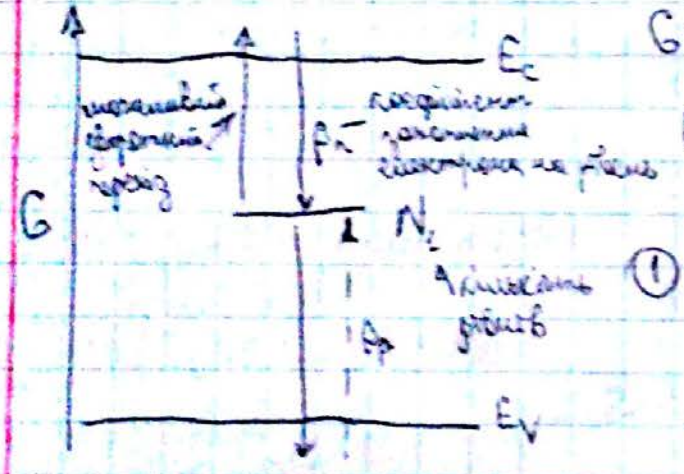
$\Delta\sigma_n = A_0 \frac{t}{2\tau}$ (скористались th) $= \alpha\beta e J \mu \frac{t}{2\tau} =$

$\Delta\sigma_n = \alpha\beta e J \mu \frac{t}{2}$ → знайшли β

$tg\varphi = \frac{\Delta\sigma_n / \sigma_\infty}{t}$

$\beta = \frac{2}{e\mu\alpha J} tg\varphi$ – при малому t

§8 Одноцентрова модель



$G = \alpha J \beta$ – генерація

Опишемо цими концентрації носіїв:

① $\frac{dn}{dt} = G - n\beta_n (N_1 - n_1)$

$R = \delta np$ – для бімолекулярної рекомбінації

n_1 – кількість захоплених електронів (заповнених рівнів)

② $\frac{dp}{dt} = G - \beta_p p n_1$ – для дірок

③ $\frac{dn_1}{dt} = n\beta_n (N_1 - n_1) - \beta_p p n_1$ – для електронів на домішковому рівні

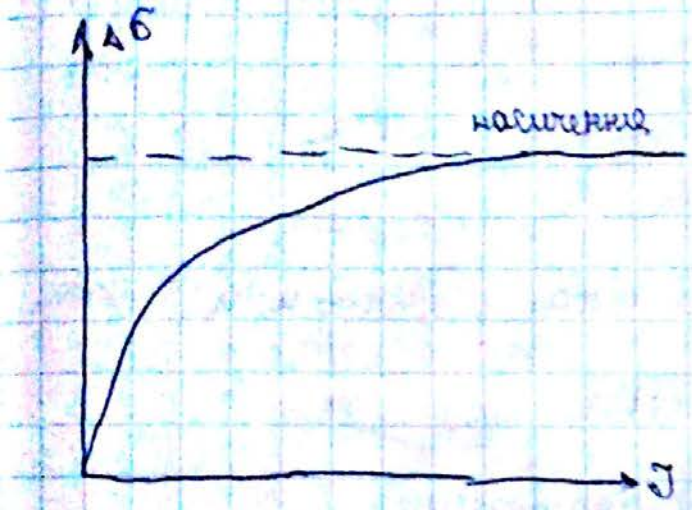
④ $n = p + (N_1 - n_1)$

Generated by CamScanner from intsig.com

$$\begin{cases} G = n\beta_n(N_1 - n_1) \\ G = \beta_p p n_1 \\ n = p + (N_1 - n_1) \end{cases}$$

а) n-мале, $n \approx N_1 - n_1 \Rightarrow G = n^2\beta_n \Rightarrow n = \sqrt{G\beta_n^{-1}}$ – маємо ефект, що називається насичення люкс-амперної характеристики

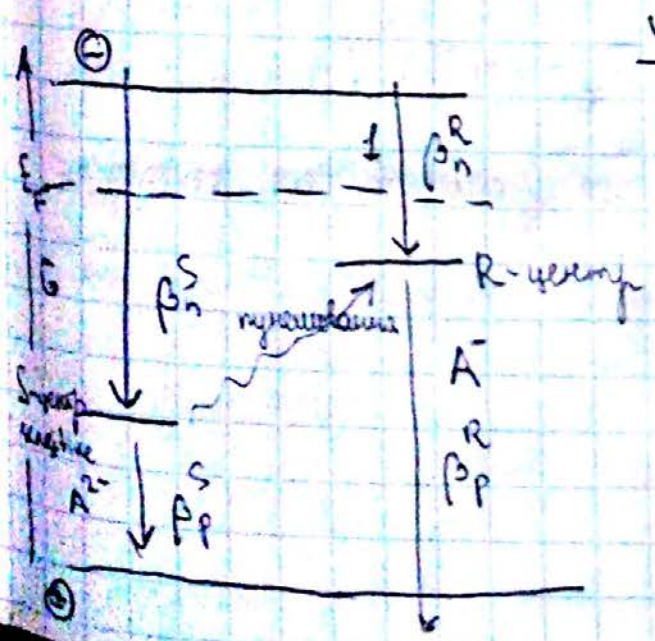
ЛАХ – люкс-амперна характеристика



б) n-велике, $\beta_n << \beta_p$, тоді $N_1 - n_1 \approx N_1$

$G = n\beta_n N_1$

§ 9. Ефекти для 2-х центрових рекомбінацій



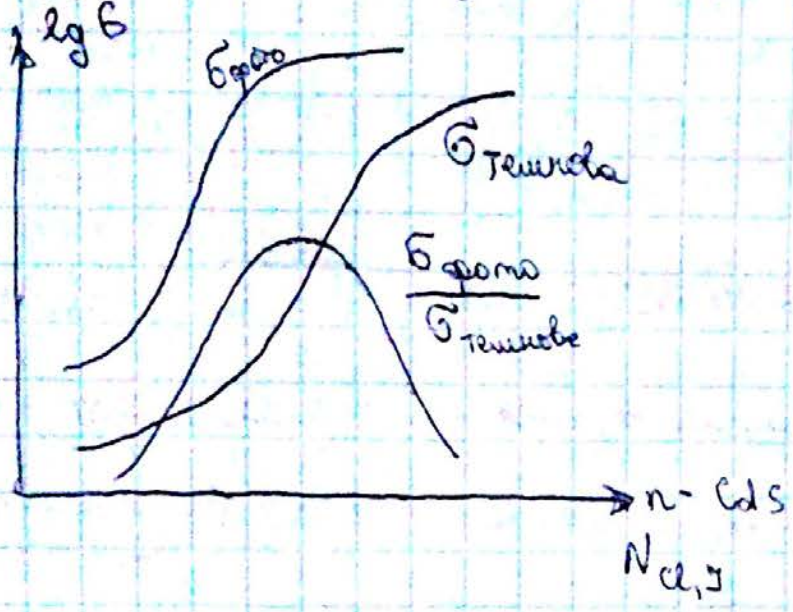
Вважаємо, що працюємо в умовах генерації носіїв.

Нехай $\beta_p^S \approx \beta_p^R$, а $\beta_n^S << \beta_n^R$

Коефіцієнт захоплення до R центру більший ніж в S (з закону Кулона)

Generated by CamScanner from intsig.com

1) очуствление (сенсилізація) - підвищення чутливості



Cl → замість S
донор

$\Delta\sigma = \sigma_ф = e\mu\tau J\beta\alpha$

Чому зростає τ? Бо коли

$[Cl]\uparrow \Leftrightarrow N_{Cl}\uparrow$, то
концентрація Cl зростає

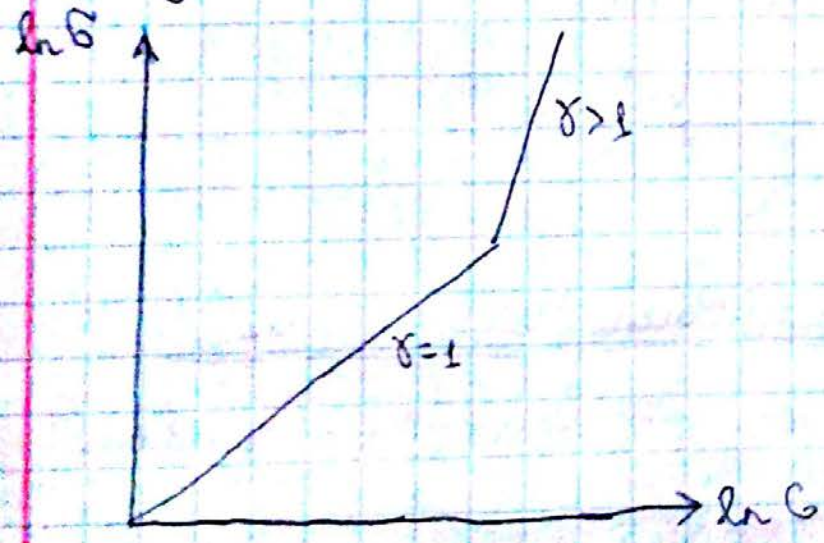
виникають - донори Cl замість S

- A^{2-}, Cl замість Cd

Є ймовірність тунелювання електрона з S центра на R-центр.

Ми легуємо, а τ↑ неосновних носіїв.

2) надлінійна ФП - при наявності легування.



Маємо, що $\sigma \sim G^{\gamma}$

Типовий випадок γ=1, а у нас γ>1 Чому?

$\sigma_ф = e\mu J\tau\alpha\beta$

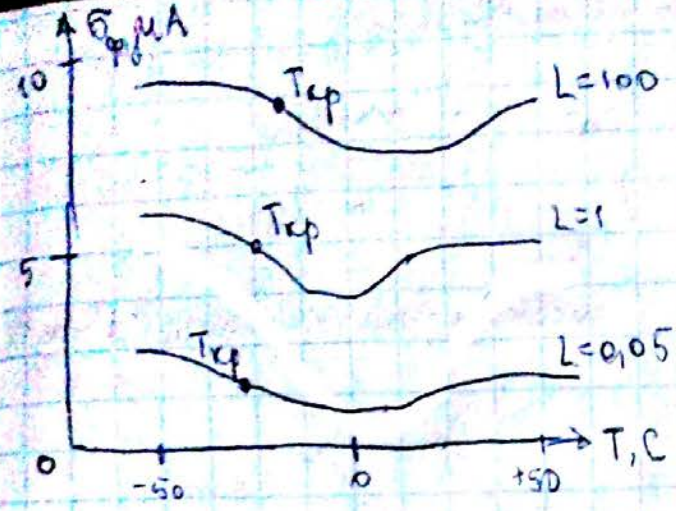
Бо зростає час життя.

3) термічне гасіння

$T_{кр}$ буде коли σ↓

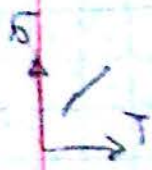
Generated by CamScanner from intsig.com

$T_{кр} \uparrow \quad L \downarrow$

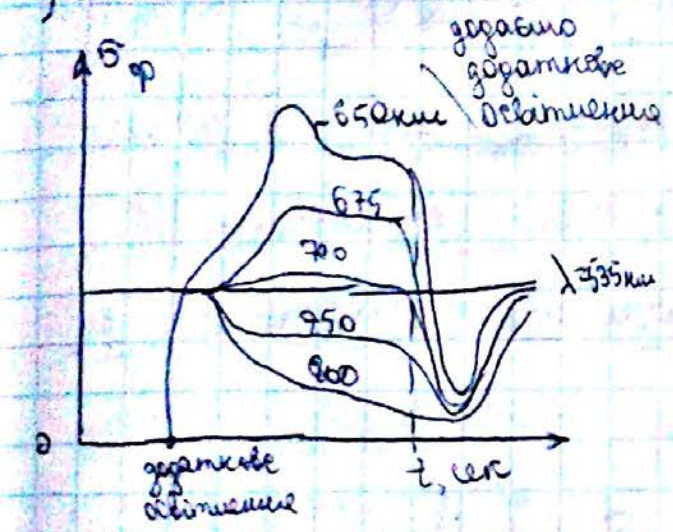


Стандартно $\sigma \uparrow$ при $\uparrow T$,

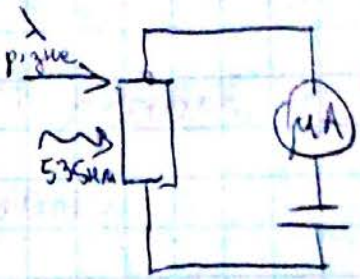
а для $\sigma_ф$ навпаки



4) оптичне гасіння

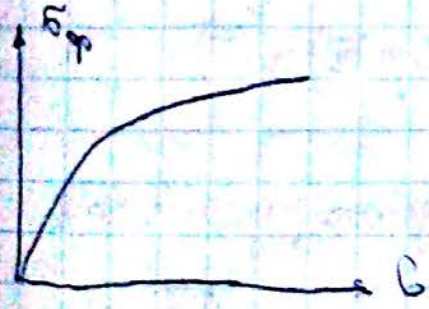


Маємо певний зразок, освітлюємо



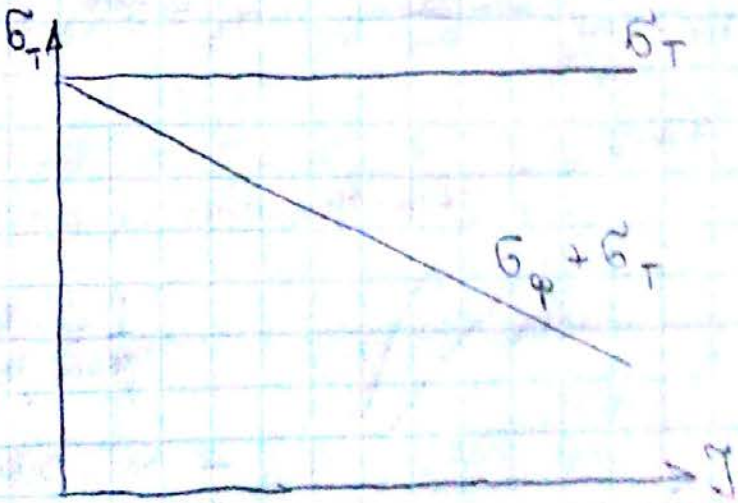
5) насичення ФП.

// Багато разів раніше розглядали.



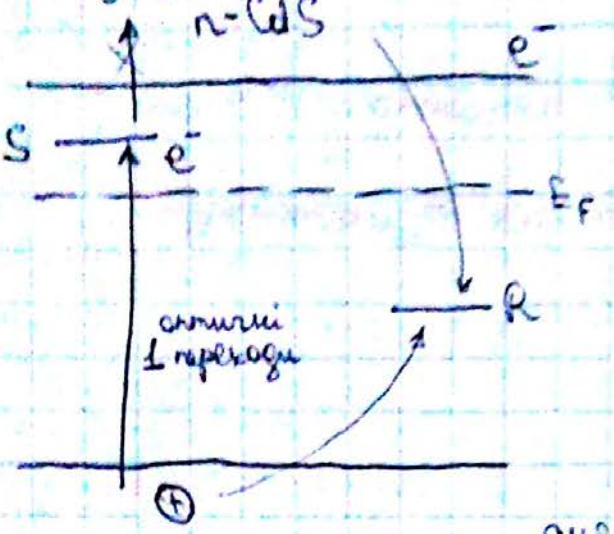
6) від'ємна негативна ФП:

Ми освітлюємо зразок і його опір зростає.



Generated by CamScanner from intsig.com

Чому загальна σ буде меншою чим σ_T?



для A^-:

$V_{Cd^-} + h^+ \rightarrow V_{Cd}$

$V_{Cd^0} + e^- \rightarrow V_{Cd^-}$

V - вакансія; ми легували CdS by Cl

Відомо, що $\rho_p^- > \rho_n^0$

для A^{2-}:

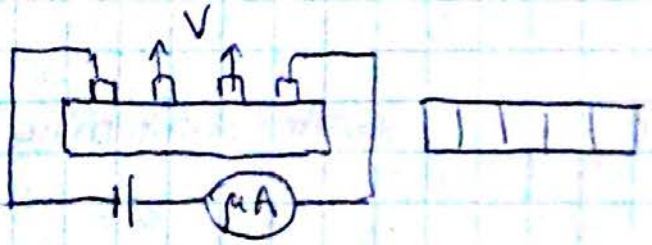
$V_{Cd^{2-}} + h^+ \rightarrow V_{Cd^-}$

$V_{Cd^-} + e^- \rightarrow V_{Cd^{2-}}$

$\rho_p^{2-} >> \rho_n^-$

§ 10. Аналіз ФП - стаціонарні процеси

① Взяти 4-х зондовий метод

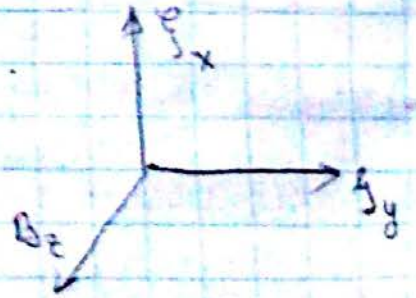


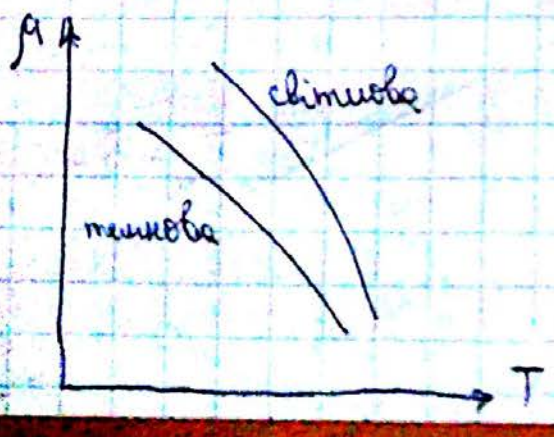
$$\sigma = \frac{I}{V} \cdot \frac{d}{S}$$

$$\sigma(t) = e\mu(T)\,n(T)$$

② Використовуємо ефект Хола - знаходимо рухливість.

$$R_H = \frac{\varepsilon_y}{j_x B_z} = \pm\frac{k}{en}; \quad \mu_H = \sigma R_H = \pm k\mu$$



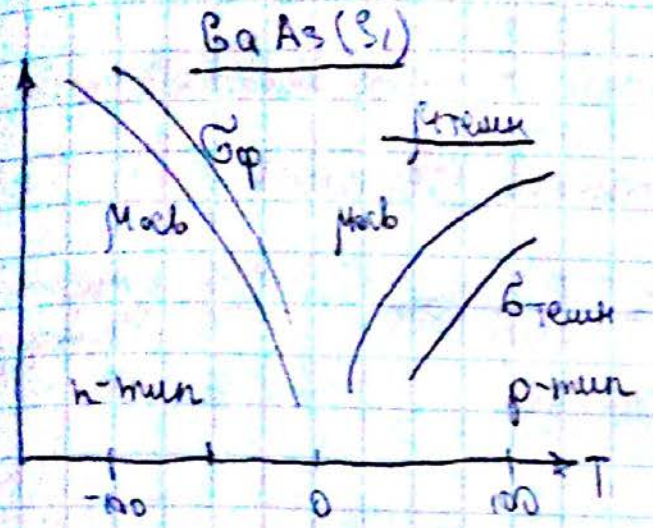


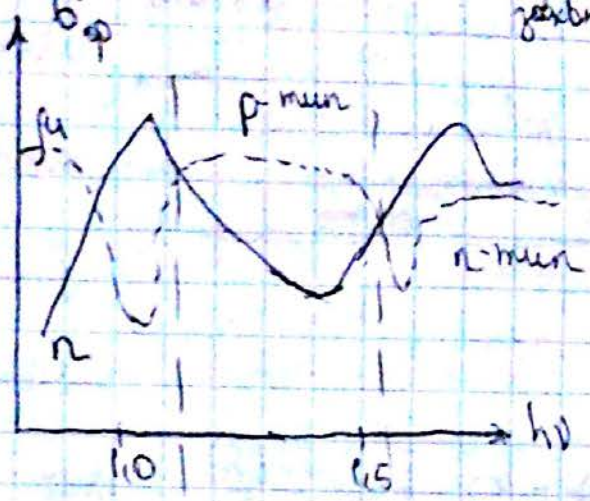
$$\frac{1}{\mu_{тем}} = \frac{1}{\mu_{зон}} + \frac{1}{\mu_{іон}}$$

при освітленні $1/\mu_{іон}$ зникає бюді

$1/\mu_{осв} = 1/\mu_{заг}$. Знаходимо $1/\mu = 1/\mu_{осв} - 1/\mu_T = 1/\mu_{кол} = \frac{m^*}{e} N S v_T$

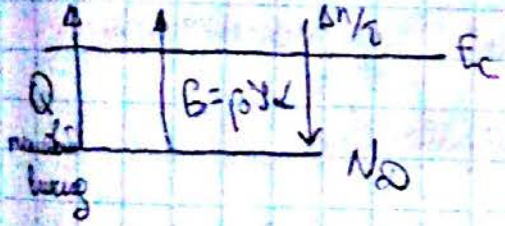
подріз захоплення





Глава 8. Фотоелектричні ефекти при врахуванні дифузії та дрейфу

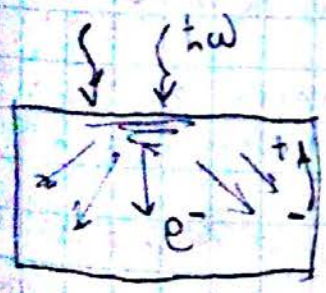
§1. Дифузійно-дрейфові рівняння при врахуванні дифузій та дрейфу



$$j_D = e D_n \, grad(\Delta n) = e D_n \frac{\partial \Delta n}{\Delta x} = e D_n \nabla(\Delta n)$$

у одновимірному випадку

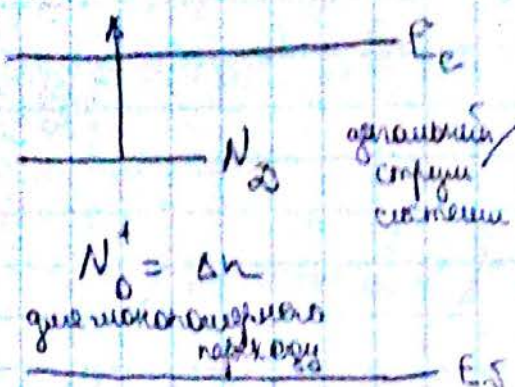
Розглядаємо монополярний перехід



$j E = \sigma E = e\mu(\Delta n) E$ - закон Ома

Через освітлення утворюється градієнт концентрації створює об'ємний заряд, що утворює внутрішнє поле.

Generated by CamScanner from intsig.com



$$j = j_D + j_E = eD_n \frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} + e\mu(\Delta n)E$$

дегальний струм системи

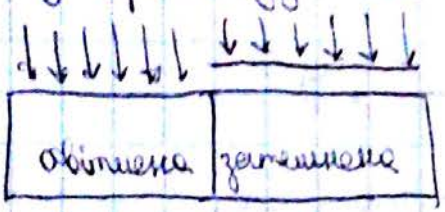
Щоб розв'язати це рівняння, треба мати додаткові рівняння

$$\operatorname{div} E = \underbrace{\left(\frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}\right)}_{\text{в СУ}} \text{ або } = \frac{4\pi\rho}{\varepsilon}$$ – з теореми Гаусса Остроградського

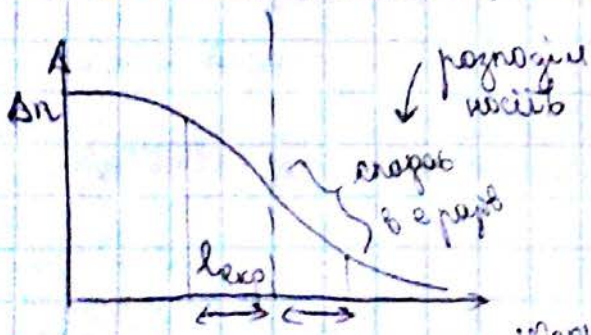
$$\frac{\partial n}{\partial t} = Q + \overbrace{\beta J \alpha}^{G} - \overbrace{\frac{\Delta n}{\tau}}^{\text{рекомбінація}} + \overbrace{\frac{1}{e}\operatorname{div} j}^{\text{характерний струм на контактах}}$$

§2. Розрахунок концентрації нерівноважних зарядів при монополярній генерації

Випадок реалізується в фотоприймачах. Нехай маємо зразок

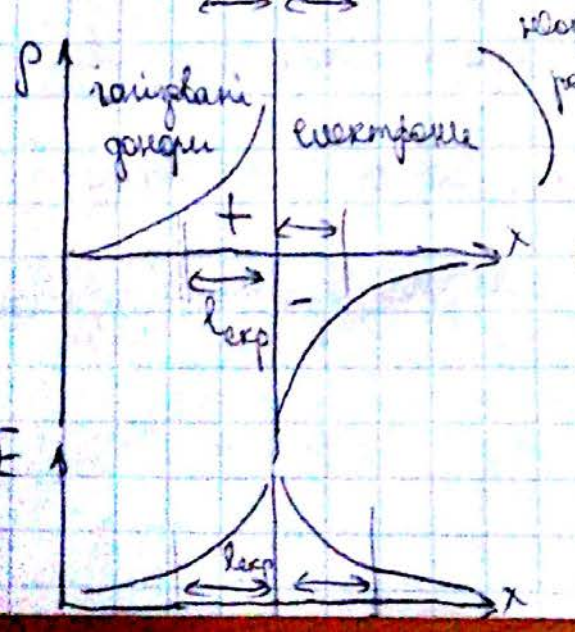


коли виникають донори, то $\Delta n = N_D^+$, буде поглинання з донорних рівнів.



$$j = j_D + j_E = eD_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + e\mu(n)E = 0$$

при $\Delta n \ll n_0$ н/п легований донорами, освітлення несильне, без нелінійних процесів



$$E = -\frac{D_n}{\mu_n n}\cdot\frac{\partial n}{\partial x}$$. Згадуємо співвідношення Ейнштейна, тоді

$$E = -\frac{kT}{e}\cdot\frac{\partial(n_0+\Delta n)}{n_0+\Delta n}$$

Generated by CamScanner from intsig.com

$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}$; $\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}$, тоді $E = -\frac{kT}{e}\cdot\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x}\cdot\frac{1}{n_0}$

одновимірний випадок

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{kT}{e n_0}\cdot\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} = \left[\begin{matrix}\text{комендарій}\\ \text{внизу}\end{matrix}\right] = -\frac{e(\Delta n)}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

Знайдемо ρ: $\rho = e(p-n)$. Оскільки p/n практично n-типу, а ρ виникає за рахунок неосновних носіїв. Тоді $\rho \approx e(\Delta n)$

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \underbrace{\frac{e^2 n_0}{\varepsilon\varepsilon_0 kT}}_{1/l_{екр}^2}\Delta n = 0 \Rightarrow \Delta n = C_1 e^{\alpha_1 x} + C_2 e^{\alpha_2 x}, \text{ де}$$

$\alpha_1 = 1/l_{екр}$; $\alpha_2 = -1/l_{екр}$ // $l_{екр} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 n_0}}$

Якщо підставити крайові умови, то маємо розв'язок: $\Delta n = \Delta n(0)\, e^{-x/l_{екр}}$

$l_{екр}$ - дебаївський радіус екранування.

Візьмемо Si, легований $\sim 10^{16} \div 10^{18}$, то $l_{екр} \approx 10^{-4} \div 10^{-6}$ см

§ 3. Час Максвелла встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги

$l = \sqrt{Di}$ - довжина дифузійного зміщення

$D = \frac{kT}{e}\mu$.

$$l_{екр} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 n_0}} = \sqrt{\underbrace{\frac{kT}{e}}_{D_n}\cdot\frac{\mu_n \varepsilon\varepsilon_0}{\mu_n e n_0}} = \sqrt{\frac{D\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma_0}} = \sqrt{D_n \tau} \quad // \quad \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma_0} = \tau$$

Маємо зразок

$R = \frac{1}{\sigma_0}\frac{d}{S}$; $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d} S$, тоді

$RC = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\sigma_0} = \tau$

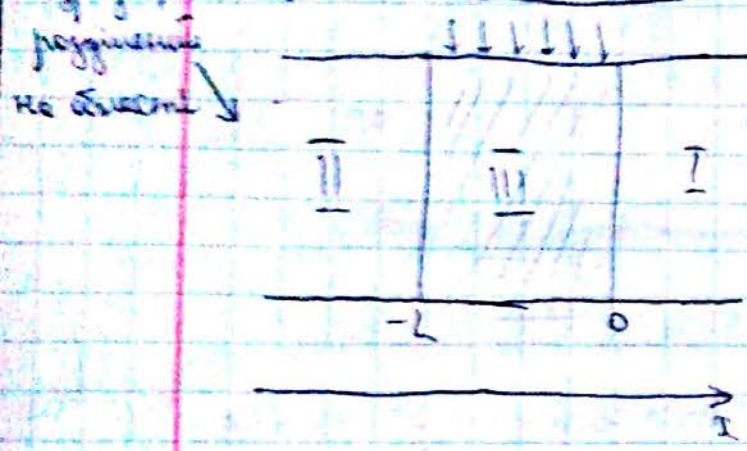
Generated by CamScanner from intsig.com

§ 4. Дифузія та дрейф нерівноважних носіїв (біполярний транзистор)

$\Delta n = \Delta p$

$\tau_n > \tau_p$

Маємо конкуренцію 2 процесів



1) $\Delta n << p_0$

2) $\frac{\partial}{\partial t}(\Delta n) = G - \frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e}\cdot\frac{\partial j}{\partial x} = 0$

3) $j = j_D + j_E = e D_n \frac{\partial}{\partial x}\Delta n + e\mu_n E n$

Вважаємо, що ми вийшли на рівноважну.

$\frac{\partial j}{\partial x} = e D_n \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} + e\mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x}$, підставляємо в 2)

$D_n \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau} = -G \Rightarrow \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} + \frac{\mu_n E \tau}{D_n}\cdot\frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau D_n} = -\frac{G\tau}{\tau D_n}$

$l_D = \sqrt{D_n \tau}$; $l_E = \mu_n E \tau$, перепишемо у нових позначеннях

$\frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} + \frac{l_E}{l_D^2}\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} - \frac{\Delta n}{l_D^2} = -\frac{G\tau}{l_D^2}$

I та II немає освітлення, тому $G = 0$, маємо

I $\Delta n = \text{const}\, e^{x/l_1}$

II $\Delta n = \text{const}\, e^{-x/l_2}$

III маємо освітлення $\Delta n = \tau G \frac{1}{l_1 + l_2}\left[l_1\left(1 - e^{-\frac{L+x}{l_1}}\right) + l_2\left(1 - e^{x/l_2}\right)\right]$

Generated by CamScanner from intsig.com

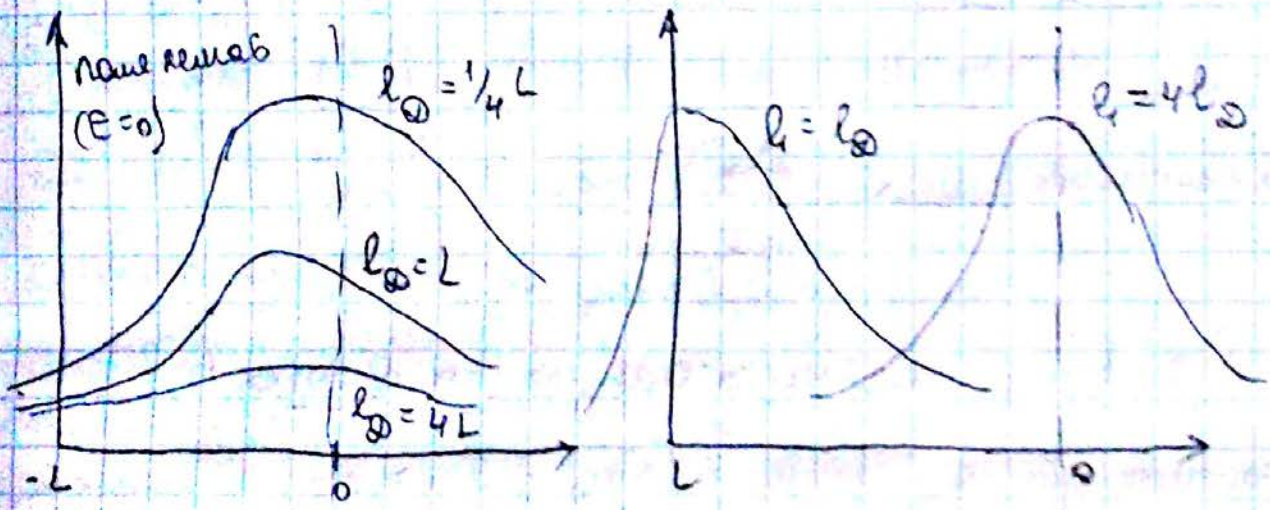
$$l_1 = \frac{2l_D^2}{\sqrt{l_E^2 + 4l_D^2} - l_E}; \quad l_2 = \frac{2l_D^2}{\sqrt{l_E^2 + 4l_D^2} + l_E}$$

при $l_E >> l_D$ маємо

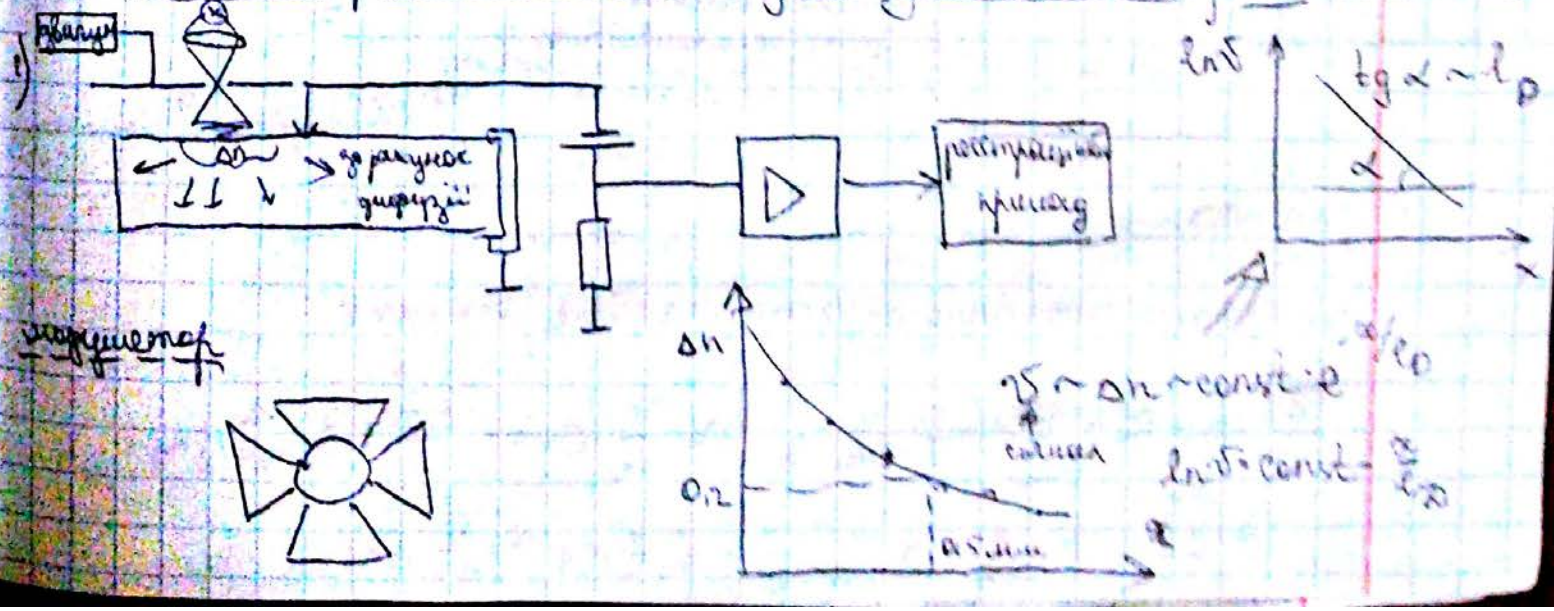
$$l_1 = \frac{2l_D^2}{l_E} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 4\frac{l_D^2}{l_E^2}} - 1}; \quad l_2 = \frac{2l_D^2}{l_E} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 4\frac{l_D}{l_E^2}} + 1}.$$

$$l_1 = \frac{2kT}{e}\mu_n\tau \cdot \frac{1}{\mu_n E \tau} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + 4\frac{2kT}{2e} \cdot \frac{\mu_n^2\tau}{\mu_n^2\tau^2E^2}} - 1} = \frac{2kT}{eE} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4kT}{e}\mu \cdot \frac{1}{\tau\mu^2E^2}} - 1} \approx l_E = \tau\mu E$$

$$l_2 = \frac{2l_D^2}{l_E \cdot 2} = \frac{D\tau}{\mu E \tau} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\mu_n}{\mu_n} \cdot \frac{\tau}{\tau E} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{E}$$



§5. Експериментальне дослідження l_D, μ_n, τ

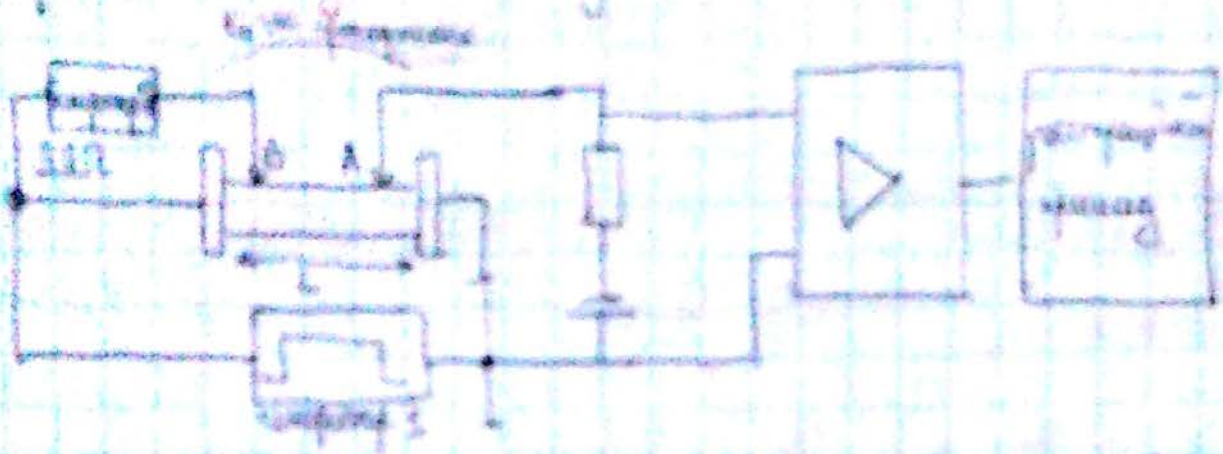


Generated by CamScanner from intsig.com

За [illegible] l_0 ~ [illegible] для електронів $\mu_n \sim 1300$

дірок $\mu_p \sim 350$

2) [illegible] або метод Еллинтейна



Генератор 1 $\mu = \frac{L}{\varepsilon E}$; $\mu = \frac{\sigma}{\varepsilon}$

Генератор 2 $\mu = \frac{L^2}{t_0 V_{ф}}$

На контакт

§ 6 Амбіполярні дифузія та дрейф

Розглянемо зразок. Нехай $\mu_n > \mu_p$; $D_n > D_p$

$\mu = \frac{\sigma}{\varepsilon}$; $\mu_{пол} = \frac{1}{k}\mu$

$\mu_{[illegible]}$; $\mu_{[illegible]}$

1) $\Delta n = \Delta p$.

Запишемо [illegible] рівняння

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta p = G - \frac{\Delta p}{\tau} - \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x} j_p \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t}\Delta n = -\frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x} j_n$$

$$j_p = \sigma_p E - eD_p \frac{\partial}{\partial x}\Delta p \; ; \; j_n = \sigma_n E + eD_n \frac{\partial}{\partial x}\Delta n$$

Generated by CamScanner from intsig.com

$j_p = e\mu_p p E - eD_p \frac{\partial}{\partial x}\Delta p$; $\quad j_n = e\mu_n n E + eD_n \frac{\partial}{\partial x}\Delta n$

Продиференціюємо ці рівняння:

$\frac{\partial j_p}{\partial x} = e\mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - eD_p \frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial x^2}$; $\quad \frac{\partial j_n}{\partial x} = e\mu_n E \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + eD_n \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2}$

Вважаємо, що стаціонарні умови, тобто $\frac{\partial}{\partial t}\Delta p = 0$ і $\frac{\partial}{\partial t}\Delta n = 0$.

Підставляємо $\frac{\partial j_p}{\partial x}$ і $\frac{\partial j_n}{\partial x}$:

$0 = -\frac{\Delta p}{\tau} - \mu_p E \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial x^2}$; $\quad 0 = -\frac{\Delta n}{\tau} + \mu_n \frac{E\,\partial(\Delta n)}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2}$

Множимо рівняння на σ_n і σ_p і потім додаємо

$D_p \sigma_n \frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial x^2} - \mu_p \sigma_n E \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau}\sigma_n = 0$ / скористаємось $\Delta n = \Delta p$

$+$

$D_n \sigma_p \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} + \mu_n \sigma_p E \frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} - \frac{\Delta p\,\sigma_p}{\tau} = 0$

$\frac{D_p\sigma_n + D_n\sigma_p}{\sigma_n+\sigma_p} \cdot \frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial x^2} + \frac{\mu_n\sigma_p - \mu_p\sigma_n}{\sigma_n+\sigma_p} \cdot \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} E - \frac{\Delta p}{\tau} = 0$

Маємо: $D = \frac{D_p\sigma_n + D_n\sigma_p}{\sigma_n+\sigma_p} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\mu_p e\mu_n n_0 + \mu_n e\mu_p p_0}{e\mu_n n_0 + e\mu_p p_0}$

$D = \frac{kT}{e} \cdot \left(\frac{n_0 + p_0}{n_0/\mu_p + p_0/\mu_n}\right)$ — D коефіцієнт амбіполярної дифузії

амбіполярна дифузійна рухливість

$\frac{\mu_n\sigma_p - \mu_p\sigma_n}{\sigma_n+\sigma_p} = \frac{\mu_n e\mu_p p_0 - \mu_p e\mu_n n_0}{e\mu_n n_0 + e\mu_p p_0} = \frac{p_0 - n_0}{n_0/\mu_p + p_0/\mu_n}$ — амбіполярна дрейфова рухливість μ_E

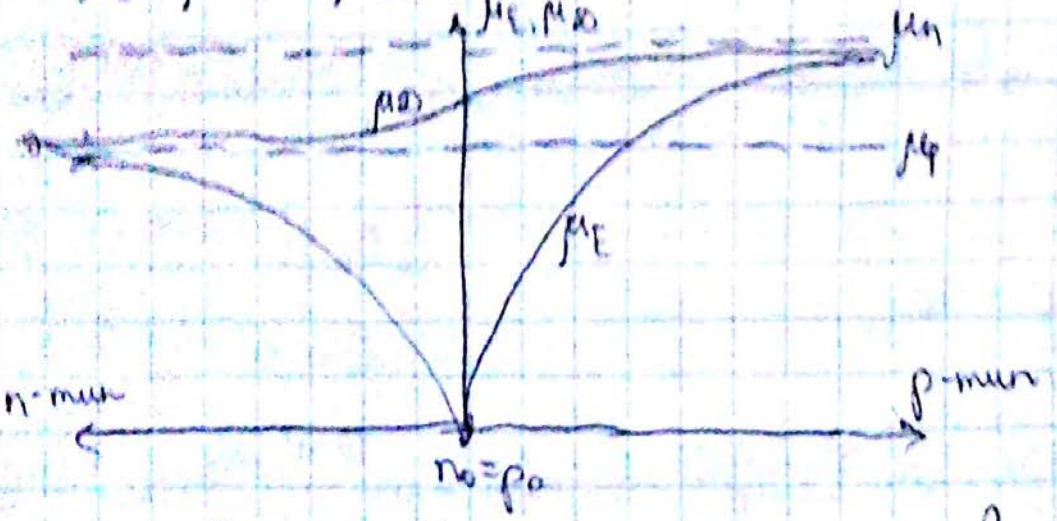
1) Власний н/п, $n_0 = p_0$

$\mu_E = 0$; $\quad \mu_D = 2\frac{\mu_n\mu_p}{\mu_n+\mu_p} \Rightarrow D = 2\frac{kT}{e} \cdot \frac{\mu_n\mu_p}{\mu_n+\mu_p}$

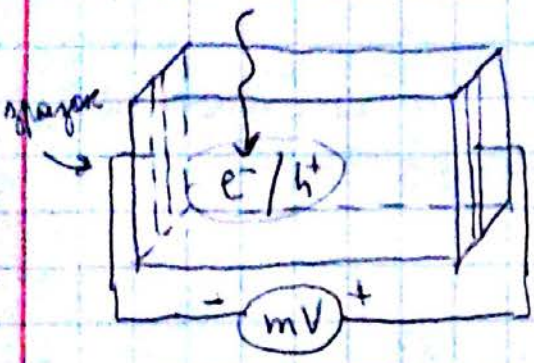
Generated by CamScanner from intsig.com

2) легований $p_0 >> n_0$

$\mu_E = \mu_n$; $\mu_D = \mu_n \Rightarrow D = \frac{kT}{e}\mu$



Глава 9. Механізми формування ЕРС



прикладаємо поле на зразок.

щоб розвести заряди в зразку, є 2 способи

(+) н/п однорідний:

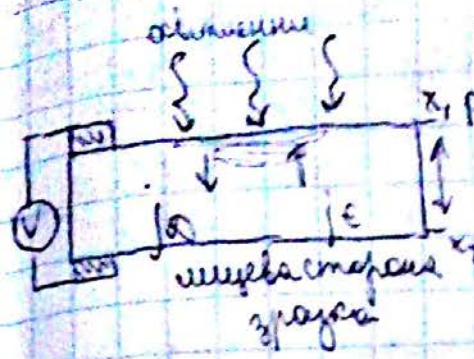
а) $\mu_n \neq \mu_p$ - ЕРС Дембера

б) вносимо додаткове поле - магнітне;

(2.) н/п неоднорідний: гетеро- та гомоструктури, p-n перехід (діод Шоттки, МДН-структура)

(+) спосіб в основному використовується для визначення параметрів н/п - гв.

§1. ЕРС Дембера



Освітлення йде постійно. Бо освітлення виникає дифузійний струм ⇒ виникає струм провідності. Оскільки починання власне (генеруються e^- та h^+), то треба писати для обох носіїв.

$$j_n = \sigma E + eD\frac{\partial n}{\partial x} = e\mu_n n E + kT\mu_n\frac{dn}{dx}, \quad \text{де } D = \frac{kT}{e}\mu_n$$

$$j_p = e\mu_p p E - kT\mu_p\frac{dp}{dx}$$

Повний струм $j = j_n + j_p = eE(\mu_n n + \mu_p p) + kT\left(\mu_n\frac{dn}{dx} - \mu_p\frac{dp}{dx}\right) = 0$

Оскільки замкнуте коло, то $j = 0$ (щоб можна було поміряти напругу): $E = \frac{kT}{e}\cdot\frac{-\mu_n\frac{dn}{dx} + \mu_p\frac{dp}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p}$

Для монополярного випадку:

$E = \frac{kT}{e}\cdot\frac{\mu_p\frac{dp}{dx}}{\mu_p p}$. Знайдемо V (проінтегруємо):

$$V = \frac{kT}{e}\int_{x_1}^{x_2}\frac{dp}{dx}\cdot\frac{dx}{p} = \frac{kT}{e}\ln\frac{p_2}{p_1}$$

Якщо $p_2 = p_1$, то $V = 0$

Для біполярного випадку:

$\Delta n = \Delta p$ – однакові концентрації неровноважних носіїв

$n = n_0 + \Delta n$; $p = p_0 + \Delta p$

Перетворимо рівняння для E (домножимо на e):

Generated by CamScanner from intsig.com

$$E = \frac{kT}{e} \cdot \frac{-\mu_n \frac{dn}{dx} + \mu_p \frac{dp}{dx}}{e(\mu_n n + \mu_p p)} \cdot \frac{e}{e} \cdot \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n + \mu_p}$$

// $\mu_p \frac{dp}{dx} - \mu_n \frac{dn}{dx} = (\mu_p - \mu_n) \frac{d\Delta}{dx}$

// $e \cdot \frac{dn}{dx}(\mu_n + \mu_p) = \frac{d\Delta\sigma}{dx}$

$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$

$\Delta\sigma = e(\mu_n + \mu_p)\Delta n$

$$E = \frac{kT}{e} \cdot \frac{(\mu_p - \mu_n)\frac{d\Delta\sigma}{dx}}{(\mu_p + \mu_n)\sigma}$$. Знаходимо напругу:

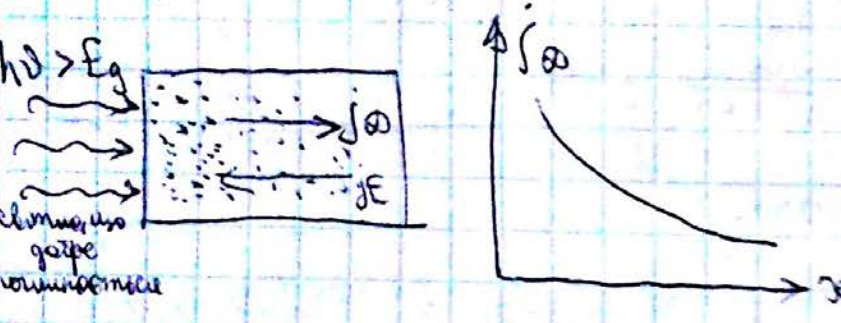
$$V = \int_{x_1}^{x_2} E dx = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$$

// $\frac{kT}{e}\Big|_{к.у.} \approx 40\ mV$

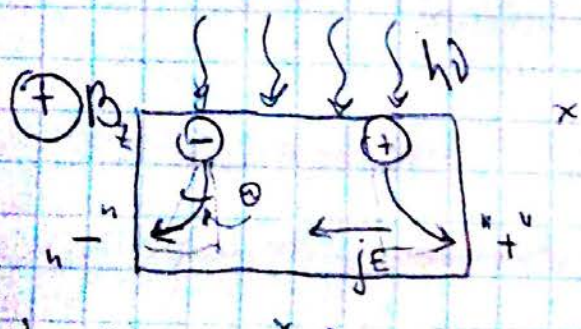
якщо $\mu_n = \mu_p$, то $V = 0$

при к.у. $V \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ В.

§2 Фотоелектромагнітний ефект



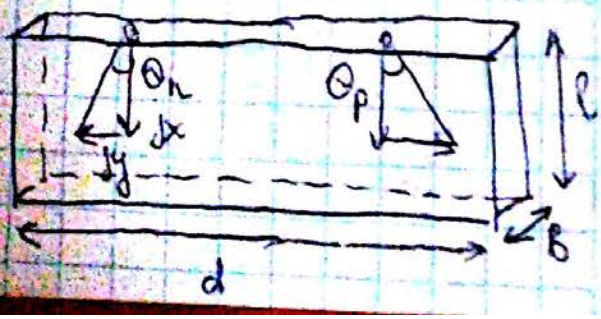
коли j_∞ зменшується з j_E то струму не буде



треба знайти $j_E = f(j_\infty)$

$tg\,\Theta_n = -\mu_n^x B = -\mu_n \varkappa B$, де $\varkappa$ - коефіцієнт розсіяння

$tg\,\Theta_p = \mu_p^x B = \mu_p \varkappa B$



$j_{py} = tg\,\Theta_p \cdot j_{px} = \mu_p \varkappa B j_{px}$

$j_{ny} = tg\,\Theta_n j_{nx} = -\mu_n \varkappa B j_{nx}$

$j_y = j_{py} + j_{ny} = \varkappa B (\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx})$

Generated by CamScanner from intsig.com

Умова вказана, що $j_n = eD_n \frac{dn}{dx}$ і $j_p = eD \frac{dp}{dx}$, і тому рівняння для струмів будуть однакові при $\Delta n = \Delta p$, $D_{n,p} \to D$

$$j = eD \frac{d\Delta p}{dx} = eD \frac{d\Delta p}{dx}$$

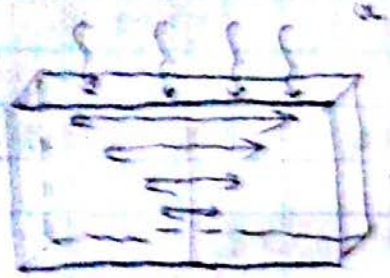
$$j = -xBe\mathcal{D}(\mu_p + \mu_n) \frac{d(\Delta p)}{dx}$$

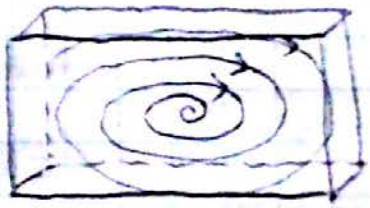
$$I_{Ex} = b \int_0^l j_x dx = -xBe\mathcal{D}(\mu_p + \mu_n) b \int_0^l \frac{d(\Delta p)}{dx} dx \Rightarrow$$

$$\underbrace{\int_0^l \frac{d(\Delta p)}{dx} dx}_{-[\Delta p(0) - \Delta p(l)]}$$

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma = \frac{b \cdot l}{a} r_0 + \frac{b}{a} \int_0^l \Delta\sigma \, dx = \frac{b \cdot l}{a} r_0 + \frac{b}{a} \cdot l (\mu_n + \mu_p) \int_0^l \Delta p \, dx$$

$$V_{ФЕМ} = \frac{I_{Ex}}{\sigma} = \frac{e\mathcal{D} x B b (\mu_n - \mu_p)[\Delta p(0) - \Delta p(l)]}{\frac{bl}{a}\sigma_0 + \frac{b}{a} e(\mu_n + \mu_p) \int_0^l \Delta p \, dx}$$





Усуміструми 0, але вхідний опірний поміж не 0.

Високий рівень збудження:

$\Delta p = \Delta p(0) e^{-x/L}$; $\Delta p(l) = 0$; знехтувати $\frac{bl}{a}\sigma_0$.

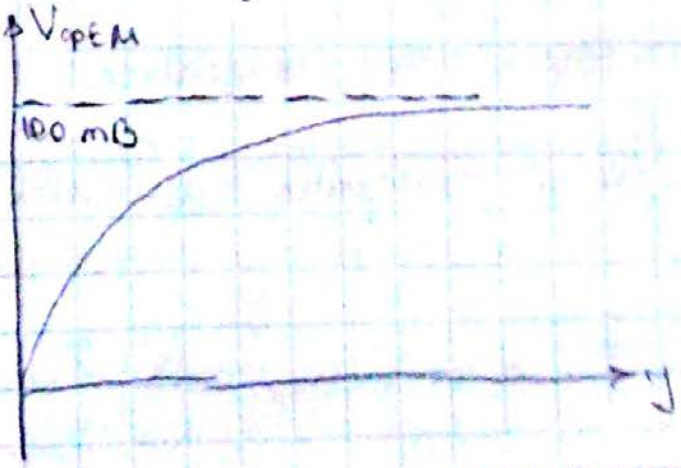
$\int_0^l \Delta p \, dx = \Delta p(0) L$, тоді маємо

$V_{ФЕМ} = \mathcal{D} x B a \frac{1}{L}$, тобто $V_{ФЕМ} = f(B)$ - лінійна залежність

Малий рівень збудження:

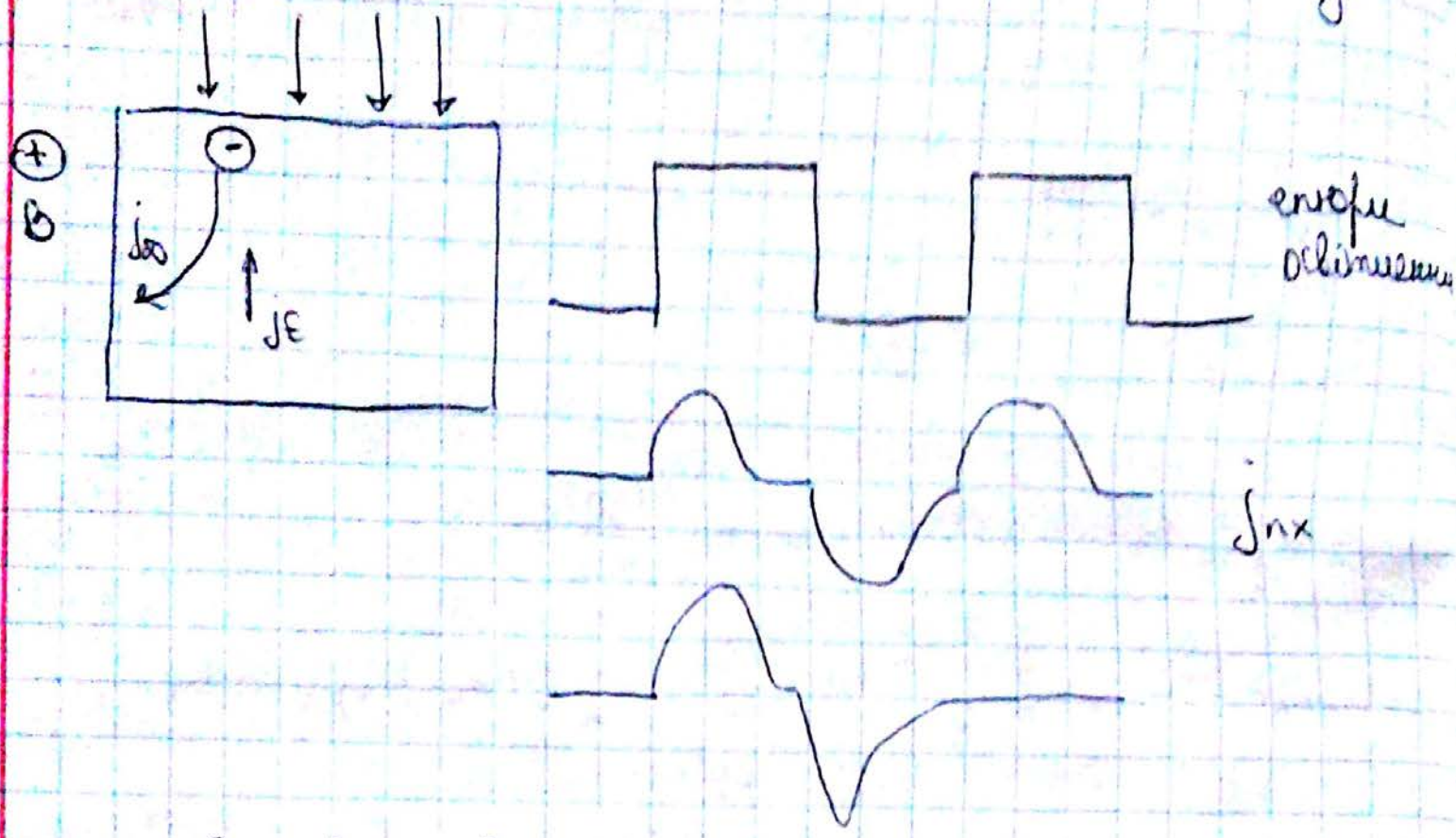
$\Delta p << n_0 + p_0$, тоді

$$V_{ФЕМ} = \frac{e\mathcal{D} x B a (\mu_n + \mu_p) \Delta p \frac{l}{L}}{l \sigma_0}$$

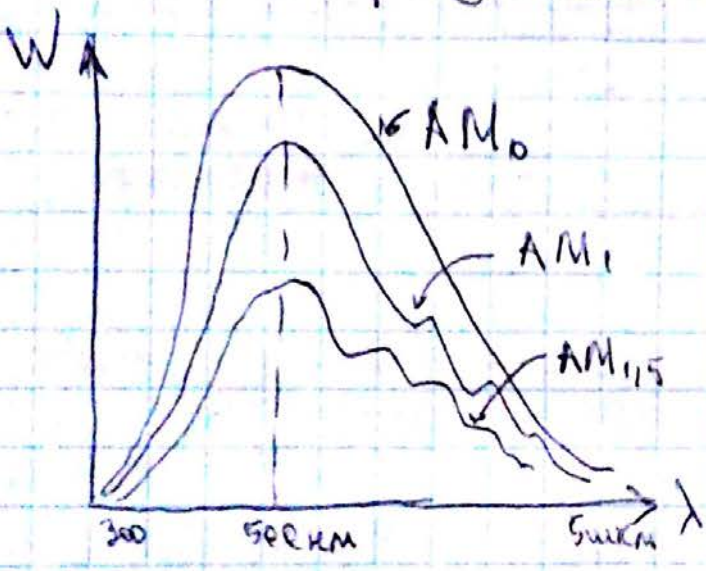


Generated by CamScanner from intsig.com

§3. Механізм генерації ФЕРС-ефекту



§4. Формування фотоЕРС в п/р переході



температура Сонця ≈ 5600°.

AM_0 - атмосферна маса:

1350 Вт/м² при AM

AM_1 - в зеніті, 1000 Вт/м²

$AM_{2,5}$ - 45°, 900 Вт/м²

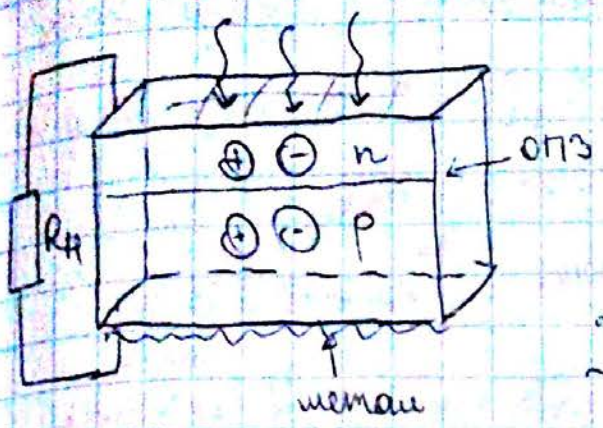
на 1 см² сонячного елемента повинно падати ~100 мВт.

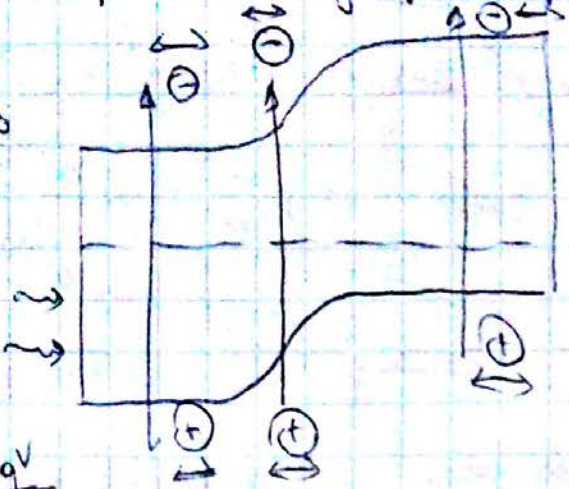
на Україні ~1100 ÷ 1400 $\frac{кВт\ год/рік}{м^2}$ - падає енергія сонячна.

У 1954 році, Bell Corporation, Чапін, Фуллер, Пірсон - запропонували сонячний елемент.

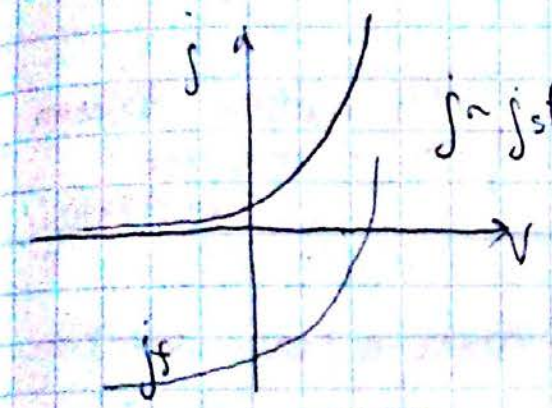
Generated by CamScanner from intsig.com

енергетична діаграма p-n переходу

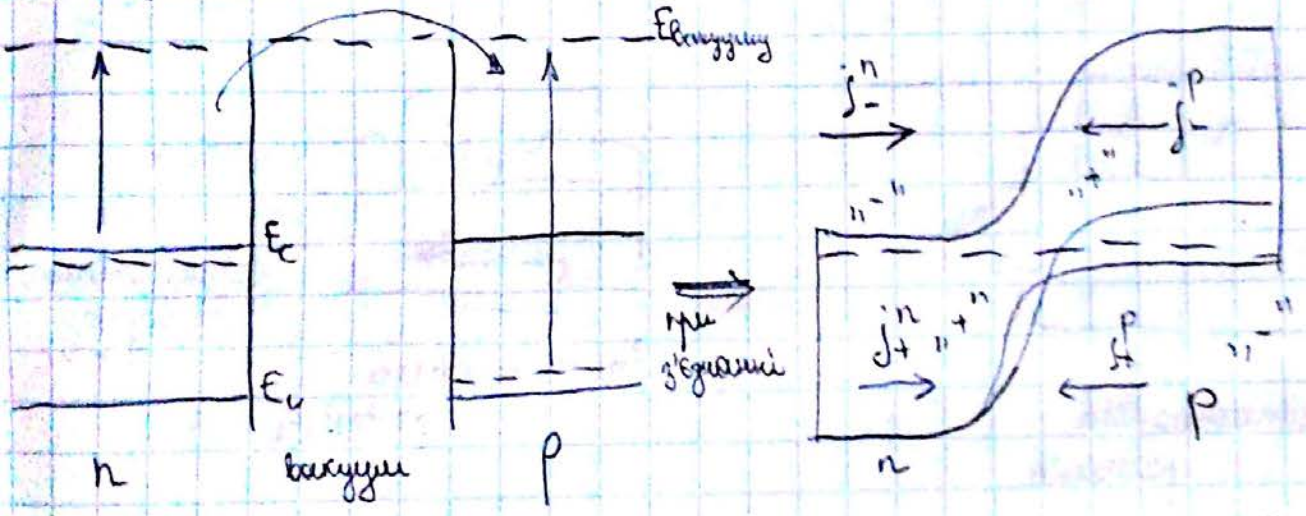




ній можуть рухатись тільки на довжину дифузійного зміщення.



$$j \sim j_s e^{-\frac{qV}{kT_n}}$$



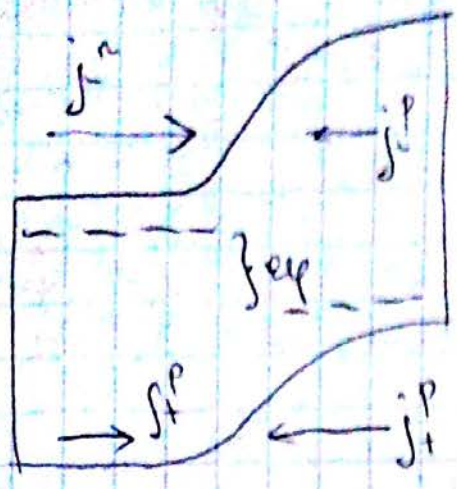
Розпишемо струм. Струми j_-^n та j_-^p будуть однаковими, за рахунок того, що в n-області електронів багато, в p-мало

$j_{ns} = j_-^n = j_-^p$; $j_{ps} = j_+^n = j_+^p$; $-j_-^n + j_+^n + j_-^p - j_+^p = 0$ / темнові умови

Коли ми освітлюємо, то порушуємо термодинамічну рівновагу. Рівень Фермі з часом буде повертатись у положення, яке було до світіння. Висота потенціального бар'єру знаходиться.

Generated by CamScanner from intsig.com

Умови при освітленні.



j_f – додатковий струм

$$j_f - j_-^n + j_+^n + j_-^p - j_+^p = 0$$

$$\begin{cases} j_-^n = j_{ns}\, e^{+e\varphi/kT} \\ j_+^p = j_{ps}\, e^{e\varphi/kT} \end{cases}$$

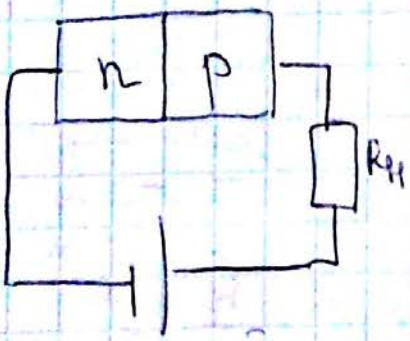
– струми через потенціальний бар'єр

Підставляємо систему в попередні рівняння

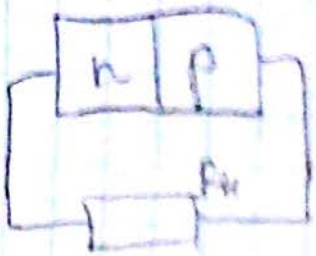
$$j_s = j_{ps} + j_{ns} \Rightarrow \boxed{j_f - j_s\left(e^{e\varphi/kT} - 1\right) = 0}$$

– основне рівняння сонячного елемента

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{j_f}{j_s} + 1\right)$$, де φ – фактично напруга холостого ходу



фотодіодний режим



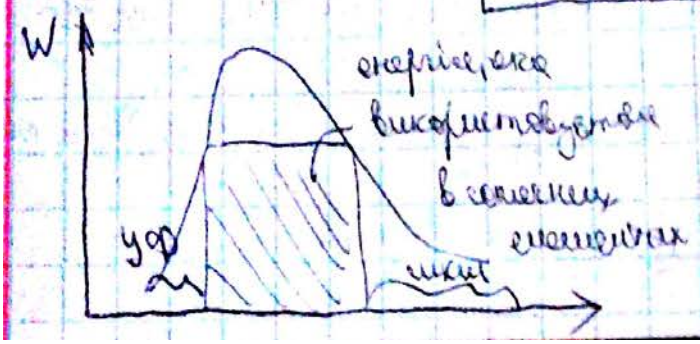
вентильний режим

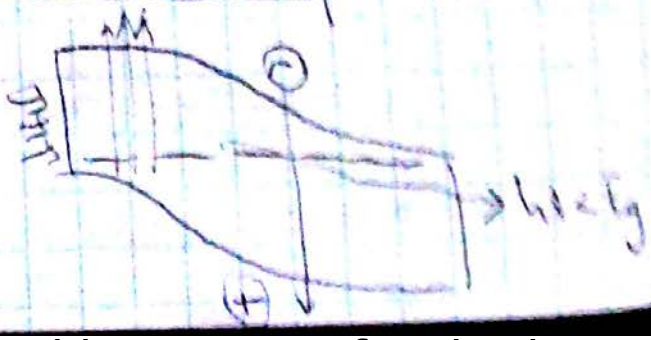
можемо додатково змінювати напругу

Розглянемо вентильний режим

$$\boxed{j_f - j_s\left(e^{e\varphi/kT} - 1\right) = j}$$, тоді $\varphi = \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{j_f - j}{j_s}\right)$

$j = \frac{\varphi - V}{R}$, тоді $\boxed{j_f - j_s\left(e^{e\varphi/kT} - 1\right) = \frac{\varphi - V}{R}}$ фотодіодний

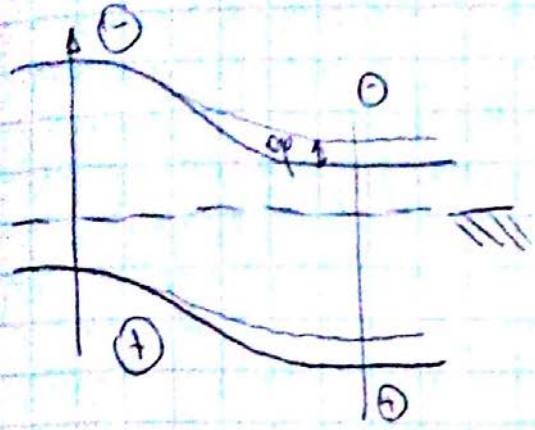




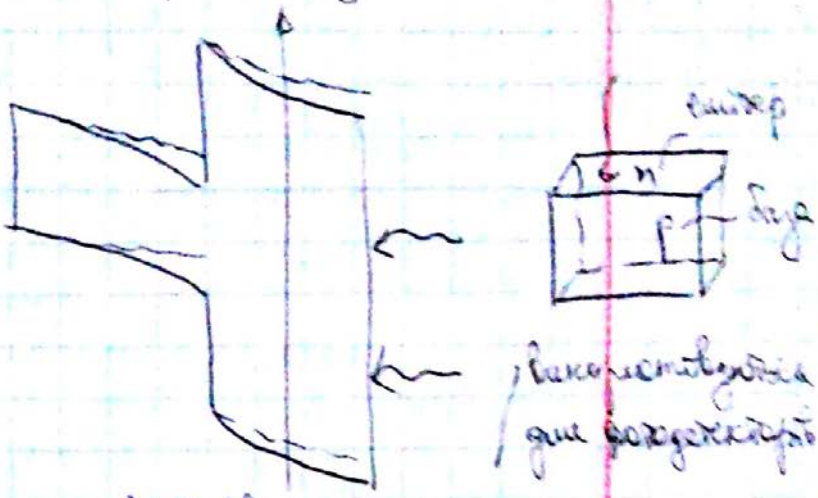
Generated by CamScanner from intsig.com

Типи бар'єрів

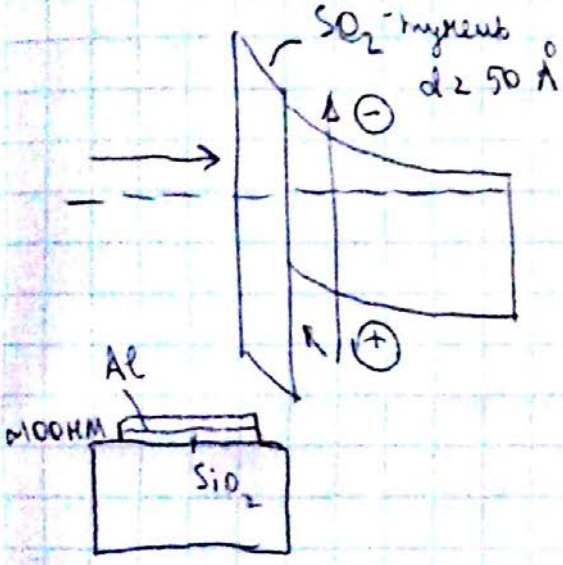
① p-n перехід



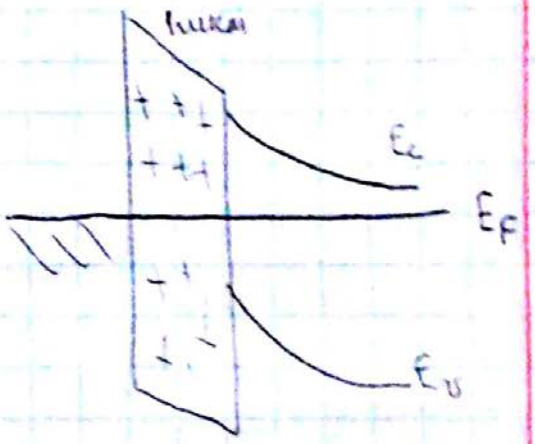
② гетеропереходи



③ ТМНП



④ МДН



С/р

Будова і характеристики фотодіодів

Generated by CamScanner from intsig.com