

Фотопровідність.

При поглинанні світла напівпровідником, як відомо, може відбуватися генерація вільних нерівноважних носіїв заряду. Це явище називають **внутрішнім фотоелементом**. Надлишкова нерівноважна концентрація вільних носіїв заряду створює надлишкову, додаткову до рівноважної (темнової) провідність, яка називається **фотопровідністю**, а саме явище зміни електричного опору напівпровідника під дією випромінювання (світла) називається фоторезистивним ефектом.

Оскільки при внутрішньому фотоелементі первинним актом є поглинання фотона у твердому тілі, то й процес утворення Δn під дією випромінювання буде відбуватися по-різному залежно від особливостей процесу поглинання.

Якщо оптичне збудження електронів здійснюється із валентної зони в зону провідності (власне поглинання), то має місце **власна фотопровідність**, обумовлена надлишковими Δn й Δp (тому що при власному поглинанні $\Delta n = \Delta p$). Для напівпровідників із прямими долинами при вертикальних переходах енергія збудженого фотона повинна бути не менше ширини забороненої зони.

$$h\nu \geq \Delta E_g \text{ - довгохвильова границя фотоелементу}$$

У принципі смуга поглинання (і спектральна залежність фотопровідності) можуть мати й короткохвильову границю, однак у багатьох випадках зона провідності перекривається з вищерозташованими дозволеними зонами, утворюючи суцільну зону.

При наявності в забороненій зоні локальних рівнів, оптичне поглинання може викликати переходи між рівнями домішки й дозволеними зонами. У цьому випадку спостерігається домішкове поглинання (особливо при низьких T) (**домішкова фотопровідність**).

При екситонному поглинанні (екситон – зв'язана пара електрон-дірка, є електрично нейтральним утворенням), спочатку не вільні носії заряду утворюються. Однак звичайно екситон має значно більшу ймовірність дисоціації (з утворенням Δn й Δp), ніж рекомбінації. Тобто утворення екситонів в остаточному підсумку також може привести до утворення вільних носіїв заряду й відповідно $\Delta \sigma_{\phi}$.

Поглинання світла вільними носіями заряду й фононами безпосередньо не призводять до утворення Δn й Δp . Однак тут збільшення Δn й Δp може відбуватися в результаті вторинних ефектів, пов'язаних, наприклад, зі збільшенням кінетичної енергії носіїв заряду (ударна іонізація) або зі збільшенням концентрації фононів, які потім віддають свою енергію на генерацію носіїв заряду.

Перейдемо до кількісного розгляду фотопровідності. Повна провідність напівпровідника при наявності фотопровідності буде:

$$\begin{aligned}\sigma &= q[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p] = \\ &= \sigma_T + \sigma_{\phi} = \sigma_0 + \sigma_{\phi}\end{aligned}$$

(вважаємо, що енергетичний розподіл Δn й Δp , а також й їхньої рухливості, не відрізняються від рівноважних).

$$\sigma_{\phi} = \sigma - \sigma_0 = q(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p) \quad (1)$$

Ясно, що σ_{ϕ} залежить від Δn й Δp . У свою чергу Δn й Δp залежать від інтенсивності поглиненого світла й довжини хвилі. Концентрацію надлишкових носіїв заряду, створених за одиницю часу (тобто швидкість генерації G) можна виразити як

$$(\Delta n)_1 = G = \frac{\beta \alpha I}{h\nu} = \beta \alpha N \quad (2),$$

де $h\nu$ - енергія фотонів, α - коефіцієнт поглинання [м^{-1}]; I - інтенсивність світла [$\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$]; (αI - кількість світлової енергії, поглиненої в одиницю часу в одиниці об'єму), β - так званий квантовий вихід або коефіцієнт фотоіонізації, дорівнює числу пар надлишкових носіїв заряду (у випадку біполярної генерації – для власного поглинання) або числу носіїв заряду одного типу (при домішковому поглинанні), утворених одним поглиненим фотоном.

N - число фотонів, що падають на одиницю поверхні в одиницю часу. Відповідно за час t число надлишкових носіїв заряду буде

$$\Delta n = \beta \alpha N t$$

Відразу після увімкнення освітлення σ_{ϕ} не досягає $\sigma_{\phi \text{max}}$, тому що при збільшенні Δn й Δp росте швидкість рекомбінації. Оскільки G залишається незмінною при незмінному N , то через якийсь час R стане **рівною** G й установитися стаціонарний стан з $\Delta n_{\text{ст}}$ й $\Delta p_{\text{ст}}$.

$\Delta n_{\text{ст}}$ ($\Delta p_{\text{ст}}$) можна визначити з *рівняння неперервності* для стаціонарного випадку в припущенні однорідної генерації (і лінійної рекомбінації):

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - R = \beta \alpha N - \frac{\Delta n_{\text{ст}}}{\tau_n} = 0$$

$$\frac{\Delta n_{\text{ст}}}{\tau_n} = \beta \alpha N$$

$$\Delta n_{\text{ст}} = \beta \alpha N \tau_n$$

$$\Delta p_{\text{ст}} = \beta \alpha N \tau_p$$

(3)

Стационарна фотопровідність:

$$\sigma_{фст} = q\beta\alpha N(\tau_n\mu_n + \tau_p\mu_p) \quad (4)$$

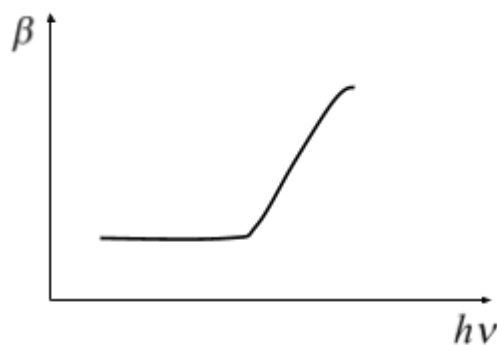
Якщо один з доданків в (4) значно більше **іншого**, (через різницю в μ або τ), то $\sigma_{фст} = q\beta\alpha N\tau\mu$ й називається монополярною. Характеристикою речовини (з погляду фотоефекта) є світлочутливість S_ϕ , яка визначається як відношення σ_ϕ до інтенсивності світла I . Для стаціонарного випадку:

$$\begin{aligned} S_\phi &= \frac{\sigma_\phi}{I} = q\beta\alpha \frac{N}{I}(\tau_n\mu_n + \tau_p\mu_p) = \\ &= q\alpha \frac{\beta}{h\nu}(\tau_n\mu_n + \tau_p\mu_p) \quad (5) \\ &\left[\frac{\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}}{\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}} = \frac{\text{м}}{\text{Ом} \cdot \text{Вт}} \right] \end{aligned}$$

Фотострум j_ϕ або фотовідповідь (фотовідгук) дорівнює

$$\begin{aligned} j_\phi &= \sigma_\phi \mathcal{E} \\ j_{фст} &= \sigma_{фст} \mathcal{E} \quad (6) \end{aligned}$$

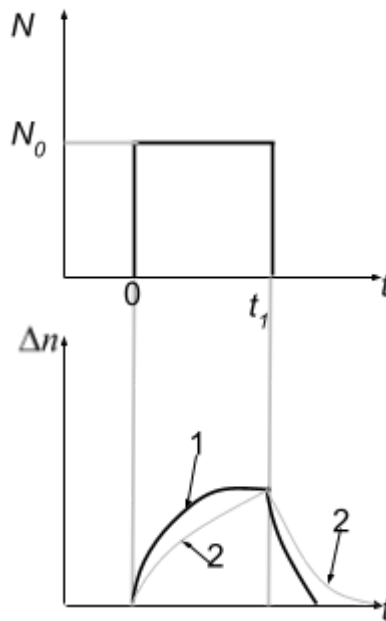
Величина β зазвичай ≤ 1 , однак при великій енергії квантів $h\nu$, β може бути > 1 . Так для *Si* й *Ge* залежність $\beta = f(h\nu)$ має приблизно такий вигляд:



Зростання β після $h\nu \geq 3\epsilon_B$ пояснюється тим, що при поглинанні високоенергетичних фотонів утворюються «гарячі» носії заряду, кінетична енергія яких $\gg \Delta E_g$. Ці носії можуть створити вторинні електронно-діркові пари шляхом ударної іонізації й $\beta > 1$.

Релаксація фотопровідності.

Релаксація фотопровідності характеризує перехідні процеси при увімкненні й вимиканні постійного освітлення. Розглянемо фотовідгук на прямокутний імпульс світла.



Зміну Δn знайдемо з рівняння неперервності, при цьому будемо вважати, що поверхнева рекомбінація не істотна, а випромінювання поглинається рівномірно по об'єму зразка:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - R = \alpha\beta N(t) - R$$

$$R = \frac{\Delta n}{\tau_n}$$

У випадку малого рівня збудження τ_n (лінійна рекомбінація) і

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = \alpha\beta N(t)$$

У нашому випадку $N(t) = N_0$ від (0 до t_1) і

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} + \frac{\Delta n}{\tau_n} = \alpha\beta N_0 \quad (7)$$

Розв'язок неоднорідного рівняння типу (7) шукаємо у вигляді

$$\Delta n(t) = e^{-\int p(t)dt} V(t),$$

де $p(t) = \frac{1}{\tau_n}$, а $V(t)$ - невідома функція, яку треба визначити

$$\Delta n(t) = e^{-\int \frac{dt}{\tau_n}} V(t) = e^{-\frac{t}{\tau_n}} V(t) \quad (8)$$

Підставивши (8) в (7) отримаємо

$$-\frac{1}{\tau_n} e^{-\frac{t}{\tau_n}} V(t) + e^{-\frac{t}{\tau_n}} V'(t) + \frac{1}{\tau_n} e^{-\frac{t}{\tau_n}} V(t) = \alpha \beta N_0$$

$$\frac{dV}{dt} = \alpha \beta N_0 e^{\frac{t}{\tau_n}}$$

$$V(t) = \alpha \beta N_0 \tau_n e^{\frac{t}{\tau_n}} + C_1$$

$$\Delta n(t) = \alpha \beta N_0 \tau_n + C_1 e^{-\frac{t}{\tau_n}}$$

Використовуючи для моменту увімкнення початкову умову $\Delta n(0) = 0$ при $t = 0$ отримаємо

$$C_1 = -\alpha \beta N_0 \tau_n$$

$$\Delta n(t) = \alpha \beta N_0 \tau_n (1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}) \quad (9)$$

Формула (9) описує кінетику зростання фотопровідності.

При $t \rightarrow \infty$ стаціонарне значення Δn_{cm} дорівнює:

$$\Delta n_{cm} = \alpha \beta N_0 \tau_n \quad (10)$$

При вимиканні світла в момент $t = t_1$ в (7) $\alpha \beta N_0 = 0$ і

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_n}$$

$$\Delta n(t) = C e^{-\frac{t}{\tau_n}}$$

при $t = t_1$, $\Delta n = \Delta n_{cm}$ і $C = \Delta n_{cm} e^{\frac{t_1}{\tau_n}}$, тоді

$$\Delta n(t) = \Delta n_{cm} e^{\frac{t_1 - t}{\tau}}$$

Якщо прийняти $t_1 = 0$, то

$$\Delta n(t) = \Delta n_{cm} e^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (11)$$

Ця формула описує кінетику спаду фотопровідності.

Оскільки передбачалась біполярна генерація, тобто $\Delta n = \Delta p$, то все вищевказане справедливо й для дірок (Δp_{cm}).

Отже, при малій освітленості (малий рівень збудження), тобто при лінійній рекомбінації релаксація фотопровідності визначається експоненційним законом з постійної часу, що відповідає часу життя нерівноважних носіїв заряду.

При великому рівні збудження, тобто при $\Delta n \gg n_0 + p_0$ маємо $R = \gamma(\Delta n)^2$ (квадратична рекомбінація) рівняння безперервності буде мати вигляд:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \beta \alpha N_0 - \gamma(\Delta n)^2 \quad (12)$$

де γ - коефіцієнт рекомбінації.
Розв'язок цього рівняння:

$$\int \frac{d(\Delta n)}{\beta \alpha N_0 - \gamma(\Delta n)^2} = \int dt$$

$$\left[\int \frac{dx}{a^2 - b^2 x^2} = \frac{1}{2ab} \ln \left| \frac{a + bx}{a - bx} \right| + C \right]$$

$$\frac{1}{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0}} \ln \left| \frac{\sqrt{\beta \alpha N_0} + \sqrt{\gamma \Delta n}}{\sqrt{\beta \alpha N_0} - \sqrt{\gamma \Delta n}} \right| = t + C$$

(При $t = 0$, $\Delta n = 0$ $\ln 1 = 0$ і $C = 0$)

$$\ln \left| \frac{\sqrt{\beta \alpha N_0} + \sqrt{\gamma \Delta n}}{\sqrt{\beta \alpha N_0} - \sqrt{\gamma \Delta n}} \right| = 2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t ;$$

$$\left| \frac{\sqrt{\beta \alpha N_0} + \sqrt{\gamma \Delta n}}{\sqrt{\beta \alpha N_0} - \sqrt{\gamma \Delta n}} \right| = e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t} ;$$

$$\left(\sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} + \Delta n \right) = e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t} \left(\sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} - \Delta n \right)$$

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} \cdot \frac{e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t} - 1}{e^{2\sqrt{\gamma \beta \alpha N_0} t} + 1}$$

При початкових умовах $\Delta n = 0$ при $t = 0$, $C = 0$ маємо

$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} \tanh t \sqrt{\beta \alpha N_0 \gamma} \quad (13)$$

При $t \rightarrow \infty$ встановлюється стаціонарне значення Δn_{cm} :

$$\Delta n_{cm} = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} = \sqrt{\frac{\beta \alpha I}{\gamma h \nu}} \quad (14)$$

Для процесу спаду (при $N_0 = 0$):

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

$$\frac{1}{\Delta n(t)} = \gamma t + C$$

Якщо вважати, що при $t = t_1 = 0$ (приймаємо за початок відліку момент вимикання

імпульсу світла) $\Delta n = \Delta n_{cm}$, то $C = \frac{1}{\Delta n_{cm}}$ й

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta n_{cm}}{1 + \gamma \Delta n_{cm} t} = \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} \cdot \frac{1}{1 + \gamma \sqrt{\frac{\beta \alpha N_0}{\gamma}} t} \quad (15)$$

Отже, при великому рівні збудження наростання фотопровідності описується гіперболічною тангенсоїдою (13), а спад - гіперболічною залежністю (15).

Якщо використати поняття миттєвого часу життя

$$\tau_{\text{мит}} = - \frac{\Delta n}{\frac{d(\Delta n(t))}{dt}},$$

те рівняння (7) можна використати й до випадку високого рівня **збудження**.

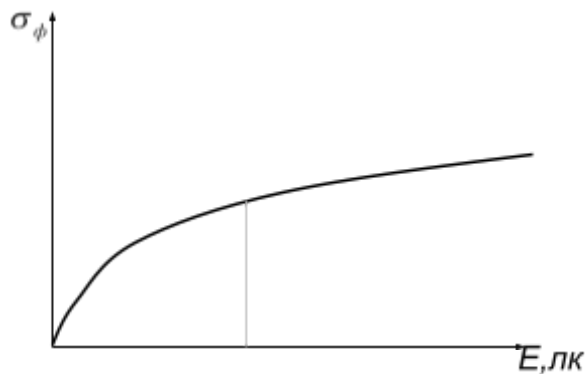
З виразу (10) видно, що при лінійній рекомбінації:

$$\sigma_{\phi_{cm}} \sim \Delta n_{cm} \sim N_0 \sim \frac{I_0}{h\nu},$$

а при квадратичній рекомбінації з (14)

$$\sigma_{\phi_{cm}} \sim \Delta n_{cm} \sim \sqrt{N_0} \sim \sqrt{\frac{I_0}{h\nu}}$$

Отже залежність фотоструму від інтенсивності світла (люкс-амперна характеристика) повинна мати дві ділянки: лінійний при слабкій освітленості й сублінійний при сильній.



Іноді може бути й надлінійний характер, тобто $\sigma_\phi \sim I^b$, де $b > 1$.

Якщо в напівпровіднику є центри прилипання (пастки **захоплення**), то вони можуть вплинути на кінетику фотопровідності. При наростанні σ_ϕ частина вільних електронів буде захоплена пастками, вони стануть нерухомими й не будуть брати участь в. $\Delta\sigma_\phi$ Це **приведе** до **вповільнення** швидкості наростання σ_ϕ . При вимиканні **світла** поступове спустошення заповнених пасток буде затягувати процес спаду (**див.** мал.).

Поверхнева рекомбінація викликає зменшення концентрації нерівноважних носіїв заряду в приповерхньому **шарі**. Якщо для ефективного часу життя запишемо

$$\frac{1}{\tau_{\text{еф}}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s},$$

те з **оглядом** на те, що при $S \ll \frac{2D}{d}$ (D – біполярний коефіцієнт дифузії, d – товщина зразка в **напрямку** світлового променя, S – швидкість поверхневої реакції) можна покласти

$$\tau_s = \frac{d}{2S} \text{ й тоді}$$

$$\frac{\tau_v}{\tau_{\text{еф}}} = 1 + \frac{2s\tau_v}{d} \quad (16)$$

З (16) видно, що якщо $2s\tau_v \ll d$, то $\tau_{\text{еф}} = \tau_v$, тобто для «товстого» зразка реакція поверхні практично не **позначається** на $\tau_{\text{еф}}$.

При $2s\tau_v \gg d$, $\tau_{\text{еф}} \approx \tau_v$, тобто фотопровідність **визначається** поверхневим часом життя σ_ϕ при цьому менше, ніж у першому випадку.