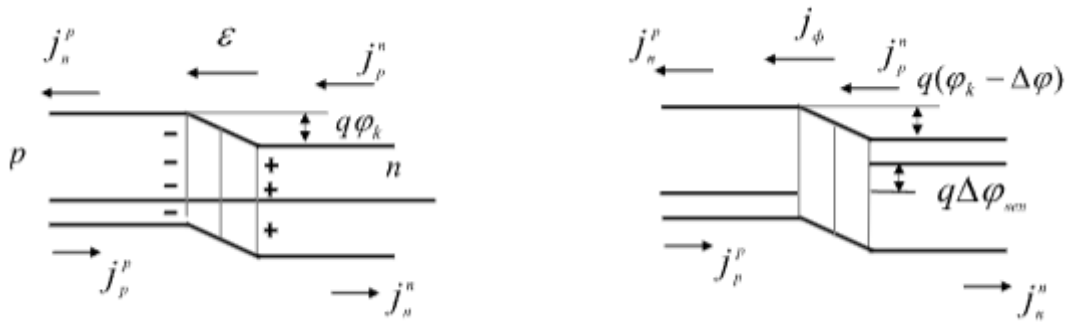
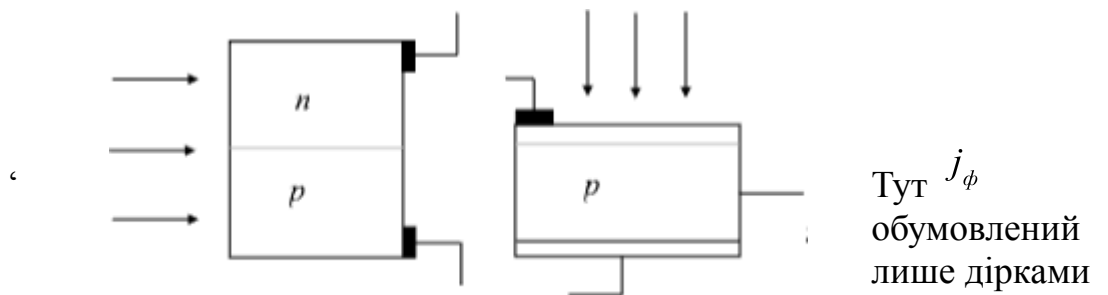


Вентильна фото-е.р.с. (фотовольтаїчний ефект в р-п переході)



Відомо, що в термодинамічній рівновазі на р-п переході існує контактна різниця потенціалів φ_k , яка створює дрейфовий струм неосновних носіїв заряду. Якщо напівпровідник поблизу переходу освітлюється світлом з $h\nu > \Delta E_g$, то надлишкові нерівноважні носії заряду, що потрапляють у область переходу, будуть розділятися електричним полем $\mathcal{E}_k$, так що надлишкові дірки з п-області будуть переноситися в р-область, а надлишкові електрони з р-області — у п-область.



Внаслідок цього виникає додатковий струм — фотострум j_ϕ — спрямований у тому ж напрямі, що й струм неосновних носіїв заряду. Оскільки надлишкові дірки, що перейшли в р-область, та надлишкові електрони, що перейшли в п-область, зменшують відповідно негативний об'ємний заряд у р-області та позитивний об'ємний заряд у п-області, відбувається зниження потенційного бар'єра на переході на величину $q\varphi_\phi$, внаслідок цього струм основних носіїв заряду через р-п-перехід збільшується, так що

$$j_n^{(n)} = j_{ns} e^{\frac{q\varphi_\phi}{kT}}$$

$$j_p^{(p)} = j_{ps} e^{\frac{q\varphi_\phi}{kT}}$$

Тож, якщо до освітлення струм через перехід дорівнював нулю, то при освітленні загальна алгебраїчна сума струмів через перехід

$$j = j_{\phi} + j_n^{(p)} + j_p^{(n)} - j_n^{(n)} - j_p^{(p)} = j_{\phi} - j_{ns} \left(e^{\frac{q\varphi_{\phi}}{kT}} - 1 \right) - j_{ps} \left(e^{\frac{q\varphi_{\phi}}{kT}} - 1 \right) = j_{\phi} - j_s \left(e^{\frac{q\varphi_{\phi}}{kT}} - 1 \right)$$

де $j_s = j_{ns} + j_{ps}$. Звідки

$$j_{\phi} = j + j_s \left(e^{\frac{q\varphi_{\phi}}{kT}} - 1 \right) \quad (1)$$

(При $\varphi_{\phi} = 0$ $j = j_{\phi}$)

Таким чином різниця потенціалів на $p-n$ - переході внаслідок опромінення

$$\varphi_{\phi} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{j_{\phi} - j}{j_s} \right) \quad (2)$$

– рівняння фотодіода для будь-якого режиму.

При розімкненому колі $j = 0$ та φ_{ϕ} виникає вентильна фото-е.р.с.

$$\varphi_{\phi \text{ вент}} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{j_{\phi}}{j_s} \right) \quad (3)$$

– напруженність на розімкненому колі фотодіода.

$\varphi_{\text{фвент}}$ - визначається T та j_{ϕ} , що залежить від інтенсивності світла. Величину струму короткого замикання можна оцінити як (для $L_{n,p} \gg l_{p-n}$)

$$j_{\phi} = q(L_n + L_p)GS,$$

де G - швидкість генерації, S - площа переходу.

Величина j_ϕ визначається числом надлишкових носіїв заряду, створених світлом і що досягли р–n-переходу. Якщо позначити через γ частку пар носіїв заряду, які не рекомбінували і досягли р–n-переходу, то у випадку повного поглинання світла

$$j_\phi = q \gamma \beta N_0$$

$$\varphi_{\text{вент}} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{q \beta \gamma N_0}{j_s} \right)$$

$$\varphi_{\text{вент max}} = \varphi_k$$

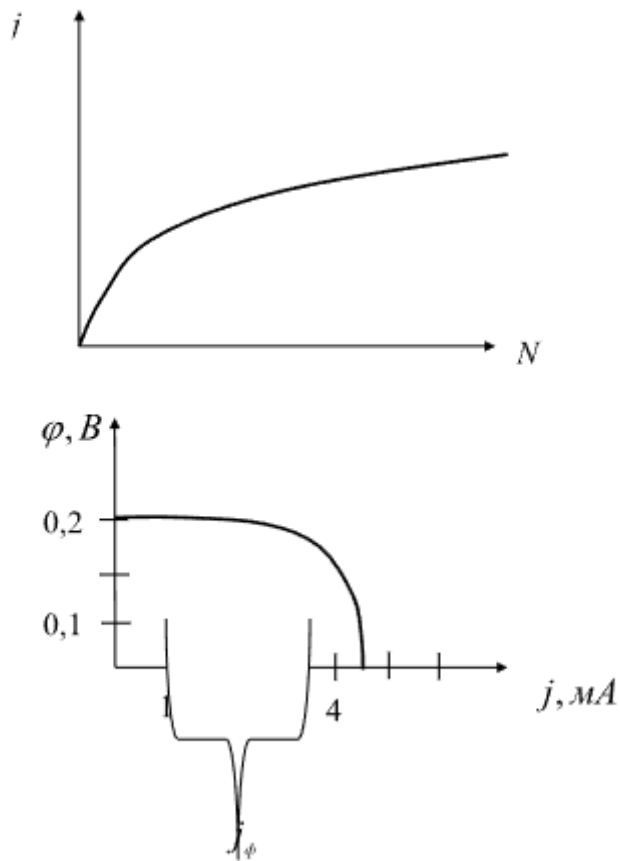
$$\varphi_{k \text{ max}} = q \Delta E_g$$

Якщо $\frac{j_\phi}{j_s} \gg 1$ (більший рівень збудження)

$$\varphi_{\text{вент}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{q \beta \gamma N_0}{j_s}$$

При малому рівні збудження $\frac{j_\phi}{j_s} \ll 1$, розклавши $\ln$ в ряд отримаємо

$$\varphi_{\text{вент}} = kT \frac{\beta \gamma N_0}{j_s}, \quad \text{тобто} \quad \varphi_{\text{вент}} \sim N_0 \quad (4)$$



Вентильна фотоелектрорушійна сила є джерелом напруги в «сонячних батареях». За наявності мікрогетеропереходів і бар'єрних шарів типу напівпровідник–квазіметал або інших бар'єрів у об'ємі неоднорідного напівпровідника сумарна вентильна фотоелектрорушійна сила може виявитися досить значною. Цей ефект спостерігається також на бар'єрі Шотткі. Крім того, така «об'ємна фотоелектрорушійна сила» спостерігається в будь-якому неоднорідному за розподілом $n_0(p_0)$, де існує внутрішнє електричне поле.