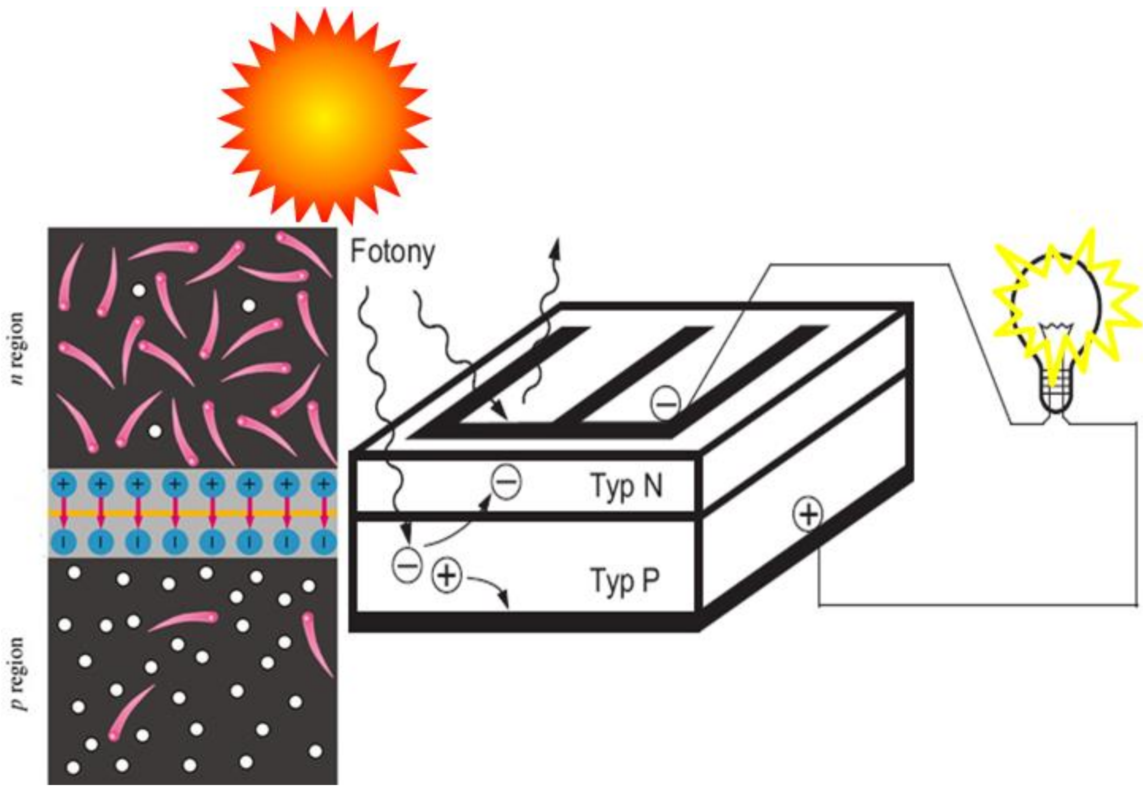
Wykład 10

Ogniwo słoneczne

Efekt fotowoltaiczny

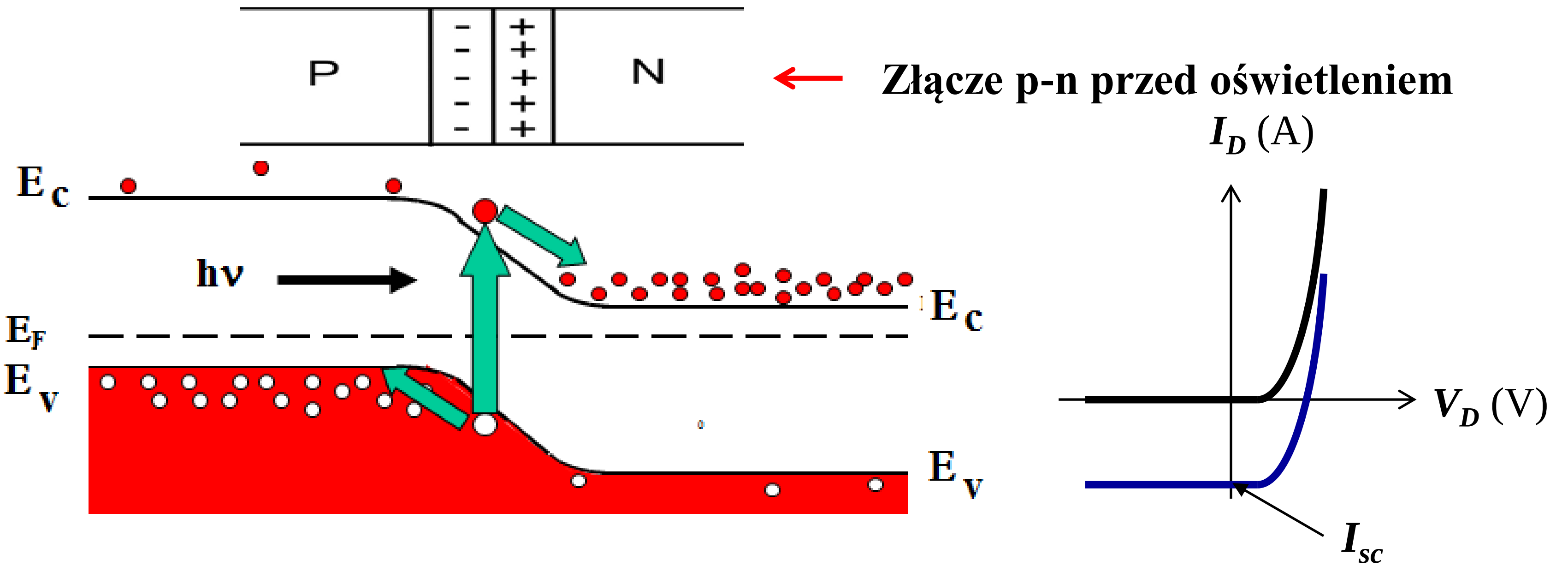
$$h\nu \geq E_g$$

Światło jest absorbowane, tworzą się pary elektron-dziura, które są separowane przez pole w złączu i transportowane przez złącze – gdy złącze jest zwarte - płynie prąd zwarcia, I_{sc}.



Efekt fotowoltaiczny

- Złącze jest zwarte



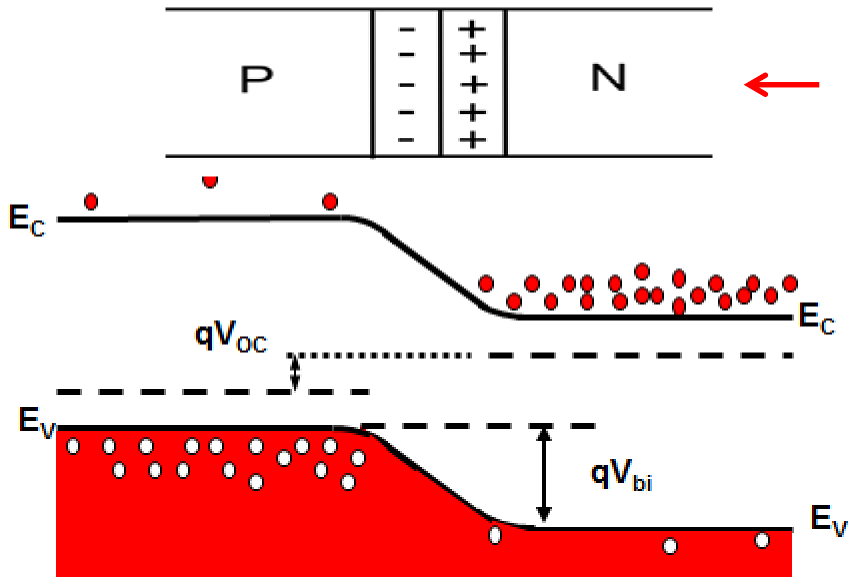
Bariera potencjału na złączu nie zmienia się. Gęstości prądów wstrzykiwania są takie same jak w złączu nieoświetlonym. Prądy te równoważą prądy generacji termicznej ale pozostają niezrównoważone prądy fotogeneracji. Stanowią je: strumień elektronów z obszaru p do n i dziur z n do p.

$$I_{sc} = qN_{ph}\left(E_g\right) = qP/h\,\nu \sim P$$

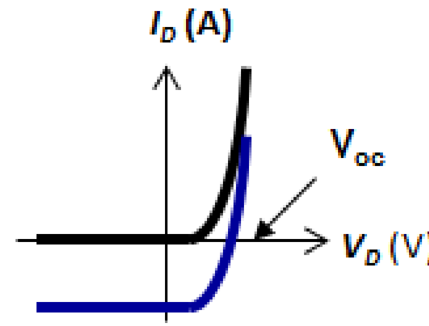
Prąd zwarcia jest proporcjonalny do strumienia padającego promieniowania.

Efekt fotowoltaiczny

- Złącze jest rozwarte



Złącze p-n przed oświetleniem



- Wygenerowane światłem elektrony płyną do obszaru n a dziury do obszaru p. W wyniku tego obszar typu n ładuje się ujemnie a typu p – dodatnio. Taka polaryzacja obszarów złącza jest równoważna polaryzacji w kierunku przewodzenia. Wartość tego napięcia polaryzacji nazywa się fotonapięciem rozwarcia V_{oc}.

- Obniżenie bariery potencjału w złączu p-n powoduje, że rośnie prąd wstrzykiwania. W stanie równowagi, ten prąd wstrzykiwania jest równoważony prądami fotogeneracji.

$$I_{sc} - I_d = 0$$

Efekt fotowoltaiczny

Prąd ciemny płynący przez złącze p-n spolaryzowane napięciem $V_{oc,}$ wyraża się równaniem:

$$I_d = I_0[exp(\frac{qV_{oc}}{kT}) - 1)]$$

Ten prąd równoważy w rozwartym oświetlonym złączu p-n maksymalny prąd fotogeneracji, czyli I_{sc}:

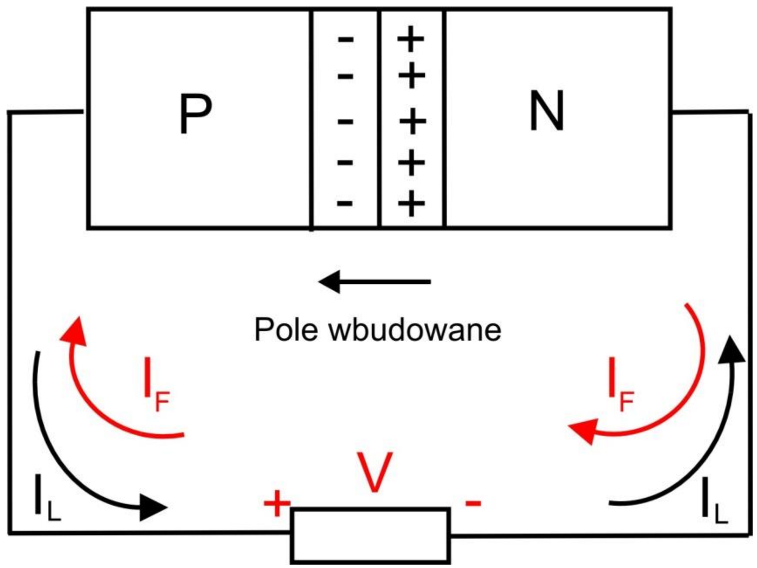
$$I_{sc} = I_d = I_0[exp(\frac{qV_{oc}}{kT}) - 1)]$$

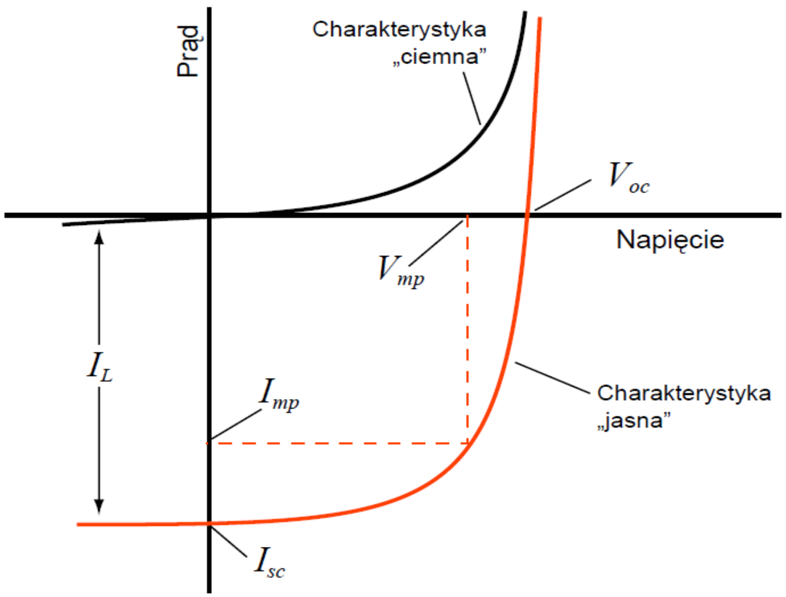
Po przekształceniu:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q}\ln(\frac{I_{sc}}{I_o}+1) \approx \frac{kT}{q}\ln\frac{I_{sc}}{I_o}$$

Ponieważ I_{sc} ~ P, to $V_{oc} \sim ln\, P$

Charakterystyka I-V





- **Światło generuje parę elektron-dziura.**
- **Pole elektryczne porusza nośniki: elektrony w stronę n a dziury w stronę p**

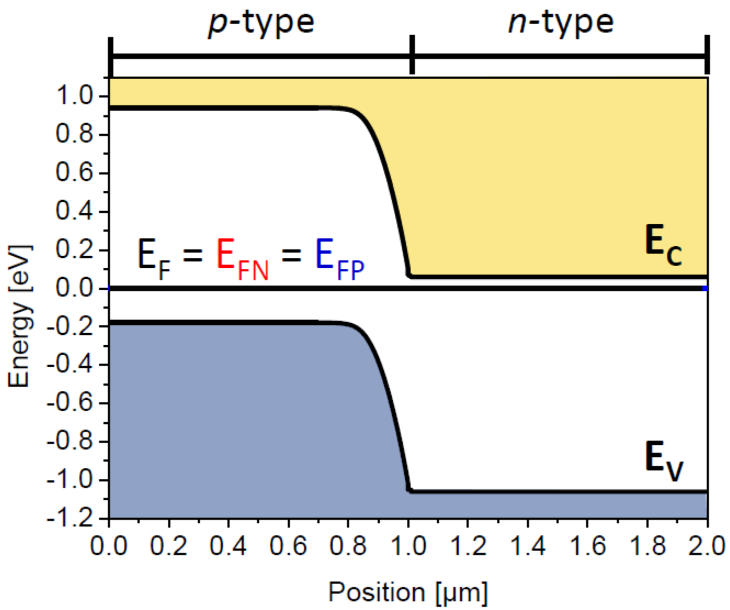
Zatem przez opornik płynie prąd wsteczny I_L

- **Ten prąd powoduje pojawienie sią spadku napięcia V na oporze R_L .**
- **Napięcie V polaryzuje złącze w kierunku przewodzenia: pojawia się więc prąd I_F**

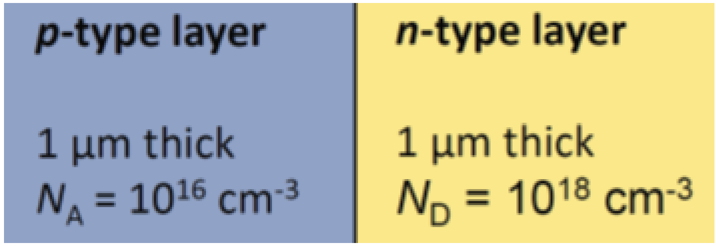
Całkowity prąd:

$$I = I_L - I_F$$

Złącze nieoświetlone



Si

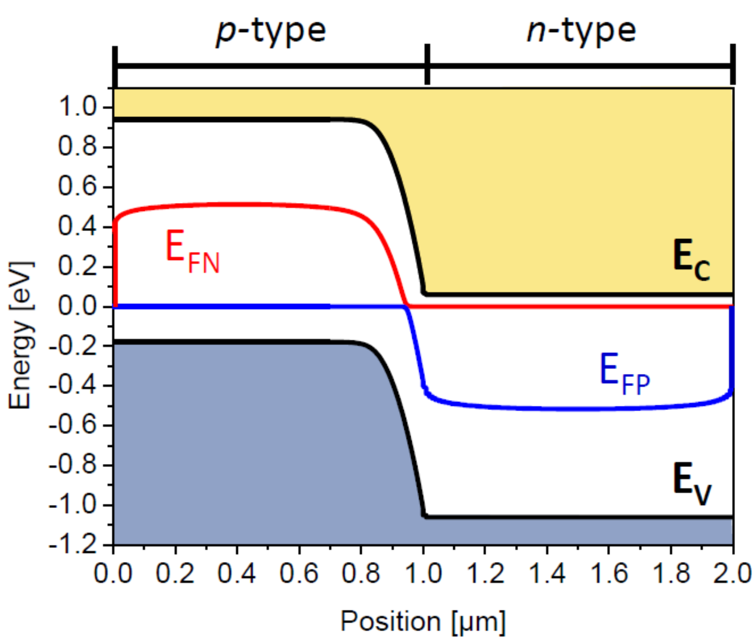


https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

Złącze oświetlone zwarte

Nadmiarowe elektrony po stronie n i dziury po stronie p wykreowane oświetleniem powodują pojawienia się kwazi-poziomów Fermiego E_{Fn} i E_{Fp}. Wewnątrz złącza płynie prąd wywołany gradientem kwazi-poziomów Fermiego (wykład VIII):

$$J = J_n + J_p = \mu_n n \frac{dE_{Fn}}{dx} + \mu_p p \frac{dE_{Fp}}{dx}$$



V=0 (zwarte)

$G = 10^{20}\ cm^{-3}s^{-1}$

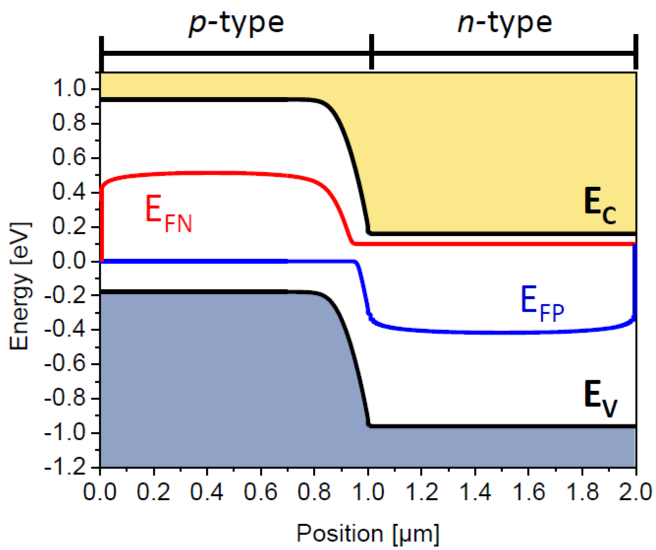
$\tau = 10^{-4}\ s$

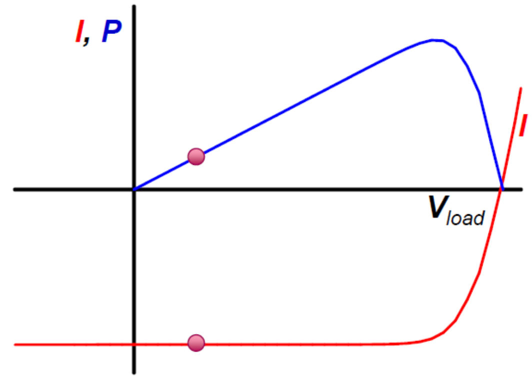
$\Delta n = 10^{16}\ cm^{-3}$

$\Delta p = 10^{16}\ cm^{-3}$

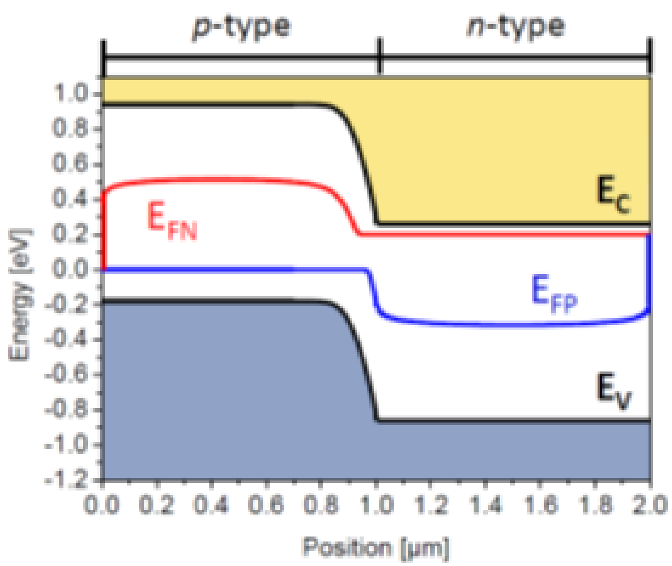
https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

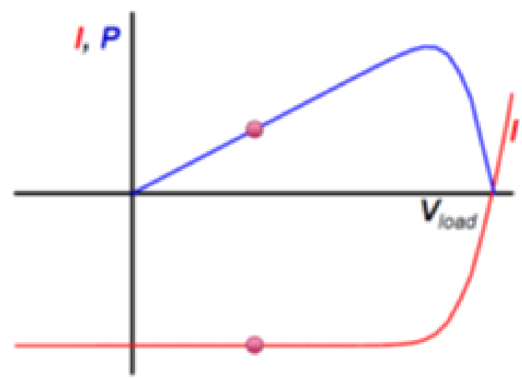
Złącze oświetlone z obciążeniem





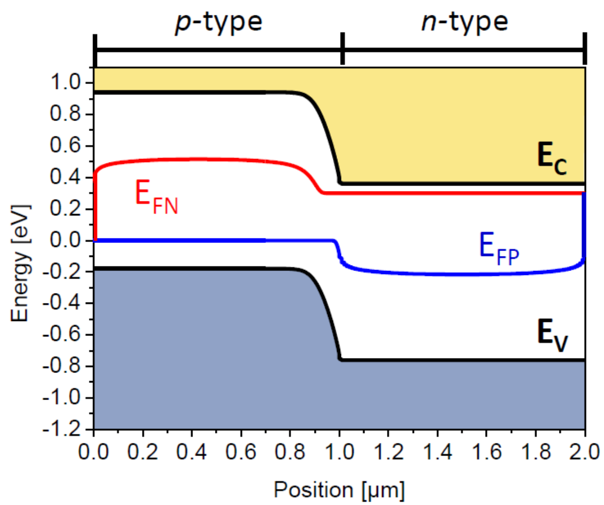
spolaryzowane w kierunku przewodzenia

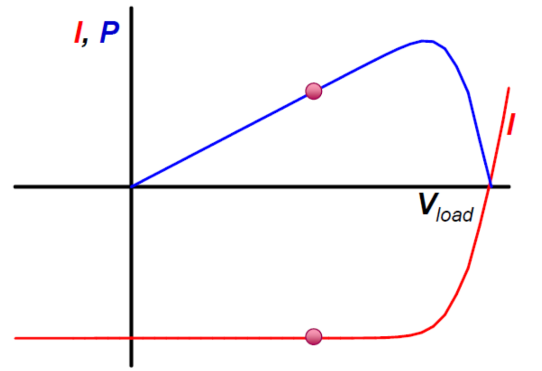


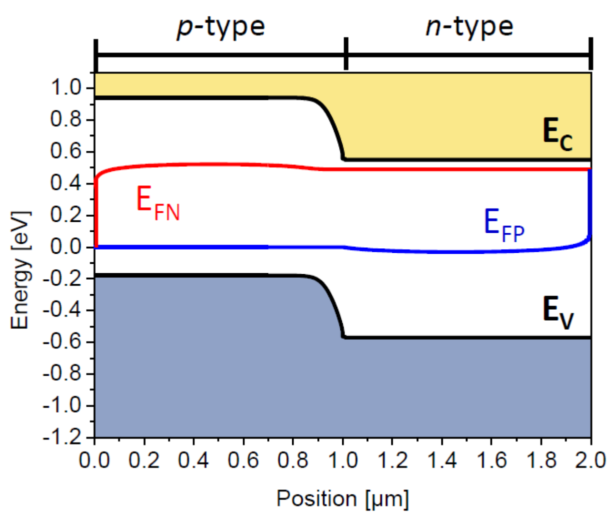


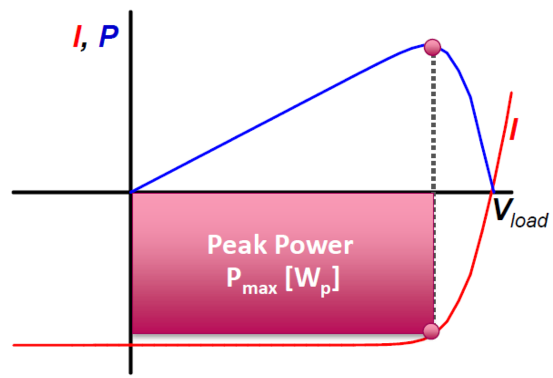
https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

Złącze oświetlone z obciążeniem





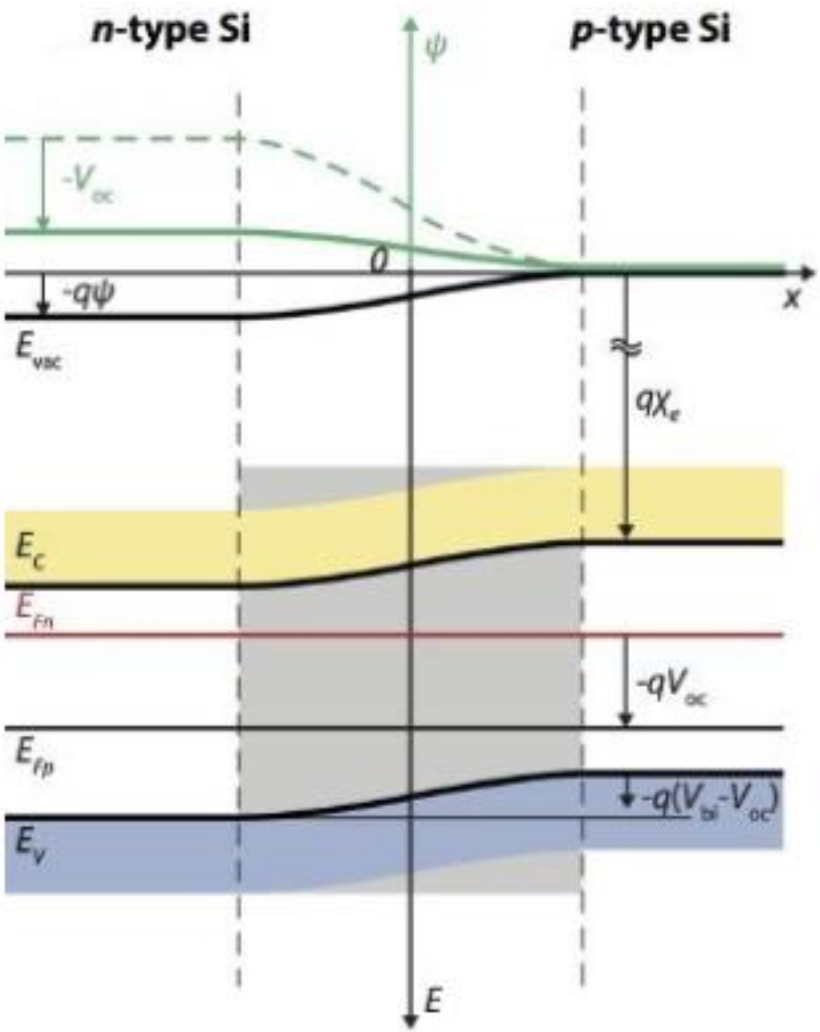




Fotoprąd maleje w miarę
jak gradient poziomów Fermiego maleje.

https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

Złącze rozwarte



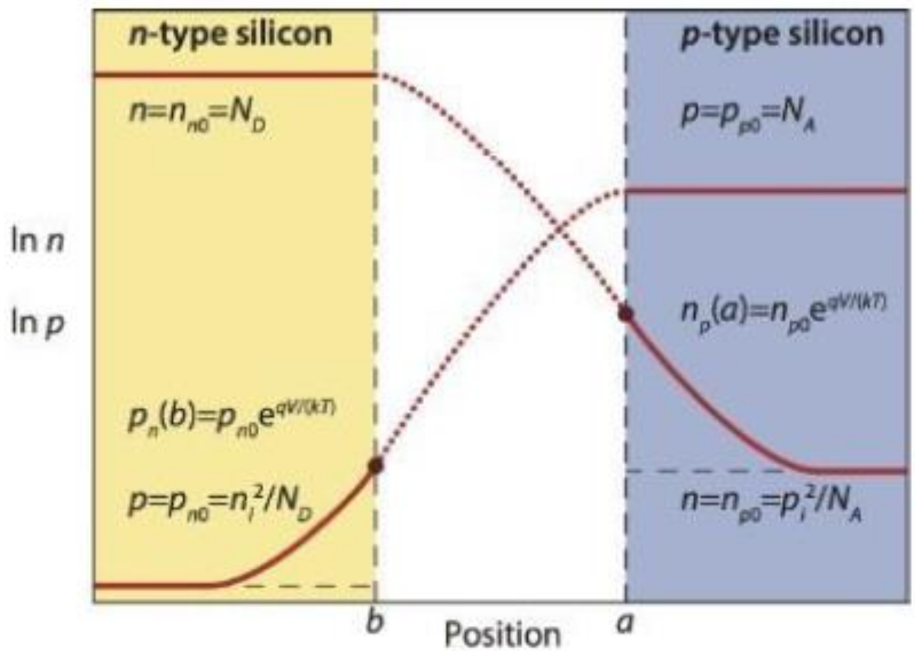
$$J = J_n + J_p = \mu_n n \frac{\mathrm{d}E_{Fn}}{\mathrm{d}x} + \mu_p p \frac{\mathrm{d}E_{Fp}}{\mathrm{d}x} = 0.$$

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}E_{Fn}}{\mathrm{d}x} \equiv \frac{\mathrm{d}E_{Fp}}{\mathrm{d}x} \equiv 0,}$$

Jeśli oświetlone złącze jest rozwarte, nie ma gradientów kwazi-poziomów Fermiego

A.H.Smets et al. „Solar Energy, the physics and engineering of photovoltaic conversion, technologies and systems" ed. EIT Cambridge England (2016)

Równanie ciągłości dla nieoświetlonego złącza p-n



Z równania ciągłości w stanie stacjonarnym, przy założeniu, że do złącza przykładamy napięcie i płynie tylko prąd dyfuzyjny: elektronów wstrzykniętych do obszaru p i dziur do obszaru n (wykład VIII).

$$\frac{1}{q}\frac{dJ_n}{dx} - R_n = 0 \qquad\qquad -\frac{1}{q}\frac{dJ_p}{dx} - R_p = 0$$

$$D_n\frac{d^2\delta n}{dx^2} = \frac{\delta n}{\tau_n} \Rightarrow \delta n(x) = \Delta n e^{-x/L_n} \qquad D_p\frac{d^2\delta p}{dx^2} = \frac{\delta p}{\tau_p} \Rightarrow \delta p(x) = \Delta p e^{-x/L_p}$$

A.H.Smets et al. „Solar Energy, the physics and engineering of photovoltaic conversion, technologies and systems" ed. EIT Cambridge England (2016)

Fotoprąd w złączu p-n

Po oświetleniu złącza (g - szybkość generacji optycznej):

$$\frac{1}{q}\frac{dJ_n}{dx} - R_n + g_L = 0$$

$$-\frac{1}{q}\frac{dJ_p}{dx} - R_p + g_L = 0$$

$$D_n\frac{d^2\delta n}{dx^2} = \frac{\delta n}{\tau_n} - g_L$$

$$\frac{d^2\delta n}{dx^2} = \frac{\delta n}{D_n\tau_n} - \frac{g_L}{D_n}$$

I analogicznie dla dziur:

$$\frac{d^2\delta p}{dx^2} = \frac{\delta p}{D_p\tau_p} - \frac{g_L}{D_p}$$

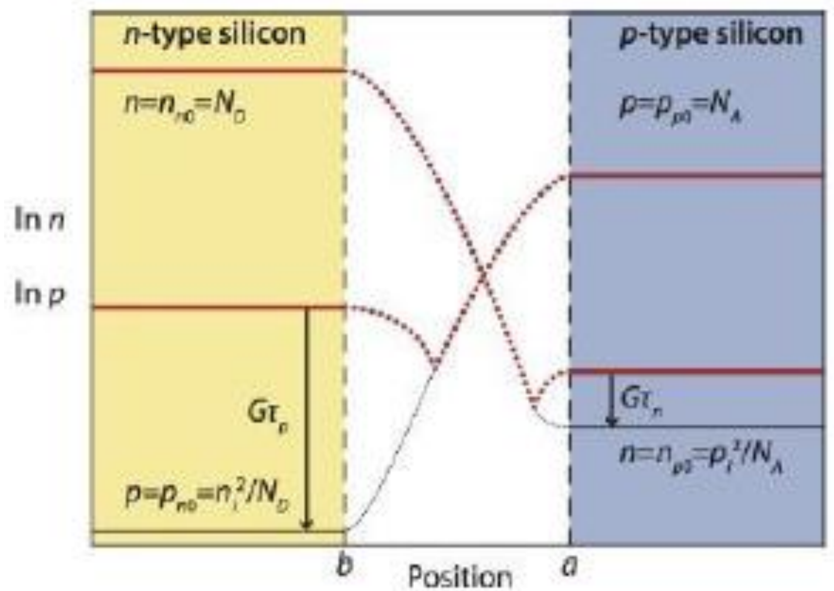
Zakładając, że $\frac{g_L}{D_n} = C$ **oraz** $\frac{g_L}{D_p} = C'$ **, otrzymujemy rozwiązanie:**

$$\delta_{\ n}(x) = g_L\tau_n + Cexp\left(\frac{x}{L_n}\right) + Aexp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$$

$$\delta_{\ p}(x') = g_L\tau_p + C'exp\left(\frac{x'}{L_p}\right) + A'exp\left(-\frac{x'}{L_p}\right)$$

Stałe C, A i C’, A’ wyznacza się z warunków brzegowych

Fotoprąd w złączu p-n



1. Dla $x'=0, p_n(b)=p_{n0}\exp(\frac{qV}{kT})$

2. Dla $x'\to\infty, p_n$ jest skończone, więc C'=0

1. Dla $x=0, n_p(a)=n_{p0}\exp(\frac{qV}{kT})$

2. Dla $x\to\infty, n_p$ jest skończone, więc C=0

$$\delta_n(0)=n_p\,(a)-n_{p0}=g_L\tau_n+A \quad \Longrightarrow$$

$$A=n_p\,(a)-n_{p0}-g_L\tau_n=n_{p0}(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1)-g_L\tau_n$$

A.H.Smets et al. „Solar Energy, the physics and engineering of photovoltaic conversion, technologies and systems" ed. EIT Cambridge England (2016)

Fotoprąd w złączu p-n

$$n_p(x) = n_{p0} + g_L\tau_n + \left[n_{p0}(\exp\frac{qV}{kT} - 1) - g_L\tau_n\right]\exp(-\frac{x}{L_n})$$

$$p_n(x') = p_{n0} + g_L\tau_p + \left[p_{n0}(\exp\frac{qV}{kT} - 1) - g_L\tau_p\right]\exp(-\frac{x'}{L_p})$$

Podstawiamy te równania do wzorów $j_n(x) = qD_n\frac{dn}{dx}$ **oraz** $j_p(x) = -qD_p\frac{dp}{dx}$

$$j_n(x) = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}(\exp\frac{qV}{kT} - 1)\exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) - qg_L L_n \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$$

$$j_p(x) = \frac{qD_p p_{n0}}{L_n}(\exp\frac{qV}{kT} - 1)\exp\left(-\frac{x'}{L_p}\right) - qg_L L_p \exp\left(-\frac{x'}{L_p}\right)$$

Wkład do fotoprądu pochodzący z obszaru zubożonego:

$$j_n(x=0) = q\int_{-W}^{0} -g_L dx = -qg_L W \quad \text{lub} \quad j_p(x'=0) = q\int_{-W}^{0} -g_L dx' = -qg_L W$$

Fotoprąd w złączu p-n

- **Wkład do fotoprądu pochodzący z obszaru zubożonego:**

$$j_n(x=0) = q\int_{-W}^{0} -g_L dx = -qg_L W \quad \text{lub} \quad j_p(x'=0) = q\int_{-W}^{0} -g_L dx' = -qg_L W$$

- **Całkowity fotoprąd:**

$$j(V) = j_n(x=0) + j_p(x'=0) = \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p}\right)\left(\exp\frac{qV}{kT} - 1\right) - qg_L(L_n + L_p + W)$$

$$\boxed{j(V) = j_0\left(\exp\frac{qV}{kT} - 1\right) - j_F \qquad j_F = qg_L(L_n + L_p + W)}$$

Założenia, które przyjęto wyprowadzając to równanie:

-przybliżenie obszaru zubożonego

-przybliżenie Boltzmanna

-niski poziom wzbudzenia

-zasada superpozycji

-nieskończona grubość obszarów domieszkowanych

-jednorodna szybkość generacji

Fotoprąd

Aby policzyć fotoprąd generowany strumieniem fotonów $\Phi_{ph,\lambda}$ gdy szybkość generacji nie jest jednorodna korzystamy z relacji między szybkością generacji nośników $g_L(x)$ i profilem absorpcji $A(x)$:

$$g_L(x) = \eta_g A(x) \quad [\frac{1}{m^3 s}],$$

η_g **wydajność kwantowa generacji nośników.**

$$\Phi_{ph,\lambda} = \frac{I_{\lambda,}}{hc/\lambda}$$

Strumień fotonów na głębokości x zgodnie z prawem Lamberta, gdzie R(λ) – widmowy współczynnik odbicia:

$$\Phi_{ph,\lambda}(\mathrm{x}) = \Phi_{ph,\lambda}(0)exp(-\alpha(\lambda)x) = \Phi_{ph,\lambda}(1 - \mathrm{R}(\lambda))exp(-\alpha(\lambda)x)$$

Jeśli założymy, że spadek strumienia fotonów (tzn. absorpcja fotonów) powoduje kreację par elektron-dziura, generacja w cienkiej warstwie materiału będzie równa zmianie strumienia fotonów w tej warstwie. Zatem różniczkując powyższe równanie po x otrzymamy szybkość generacji w dowolnym punkcie materiału. Zatem spektralna szybkość generacji nośników pod wpływem oświetlenia fotonami o długości fali λ, czyli liczba par elektron-dziura kreowanych na głębokości x na sekundę, na jednostkę objętości i jednostkową długość fali:

$$g_{L,\lambda}(x) = \frac{\eta_g d\Phi_{ph,\lambda}(x)}{dx} = \eta_g \Phi_{ph,\lambda} \alpha(\lambda)\,(1 - R(\lambda))exp(-\alpha(\lambda)x) \qquad [\frac{1}{m^4 s}]$$

Fotoprąd

Szybkość generacji optycznej nośników $G_L(x)$:

$$g_L(x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} g_{L,\lambda}(x)\, d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_g \Phi_{ph,\lambda} \alpha(\lambda)(1 - R(\lambda)) exp(-\alpha(\lambda)x) \mathrm{d}\lambda \qquad [\frac{1}{m^3 s}]$$

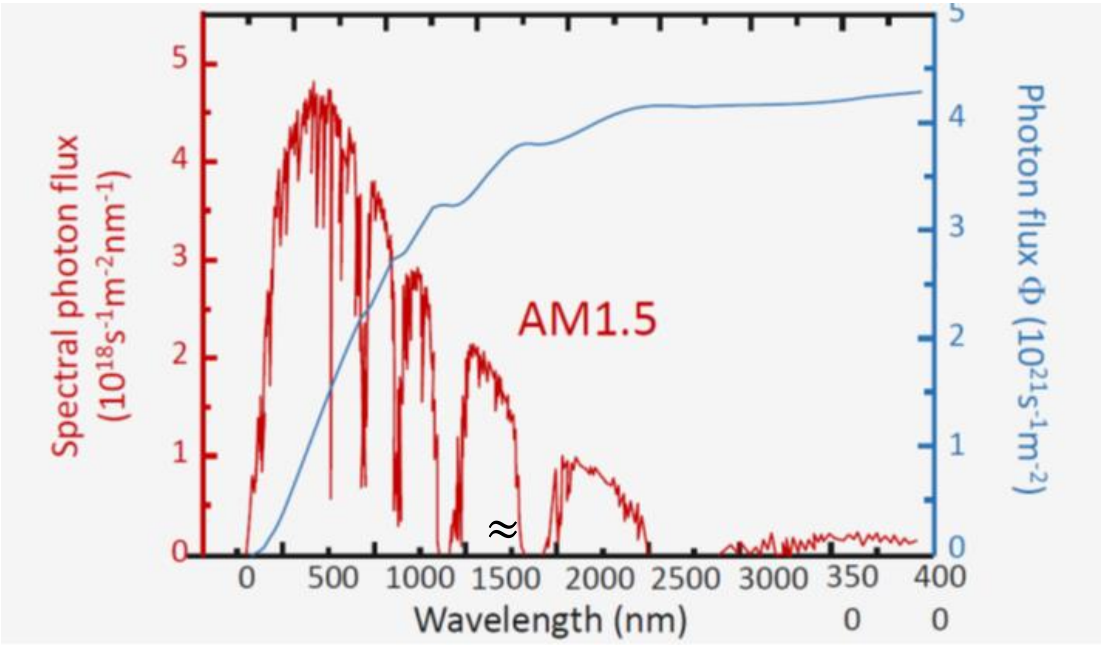
Porównując z :

$g_L(x) = \eta_g A(x) \quad [\frac{1}{m^3 s}]$, **Otrzymujemy;**

$$\boxed{A(x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{ph,\lambda} \alpha(\lambda)(1 - R(\lambda)) exp(-\alpha(\lambda)x)\, d\lambda}$$

$$\boxed{J_f = q\eta_g \int_0^W A(x) \mathrm{dx} \qquad [\frac{A}{m^2}]}$$

Przykład



Fotoprąd dla ogniwa oświetlanego w warunkach AM1.5 o przerwie wzbronionej 0,6eV, w którym $\eta_g = 1$ i światło nie ulega odbiciu ($R = 0$):

$$J_f = q\eta_g \int_0^{2200nm} \Phi_{ph,\lambda} \big(1 - \overbrace{e^{-\alpha(\lambda)x}}^{\approx 0}\big) d\lambda = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4 \cdot 10^{21} = 640 \frac{A}{m^2} =$$

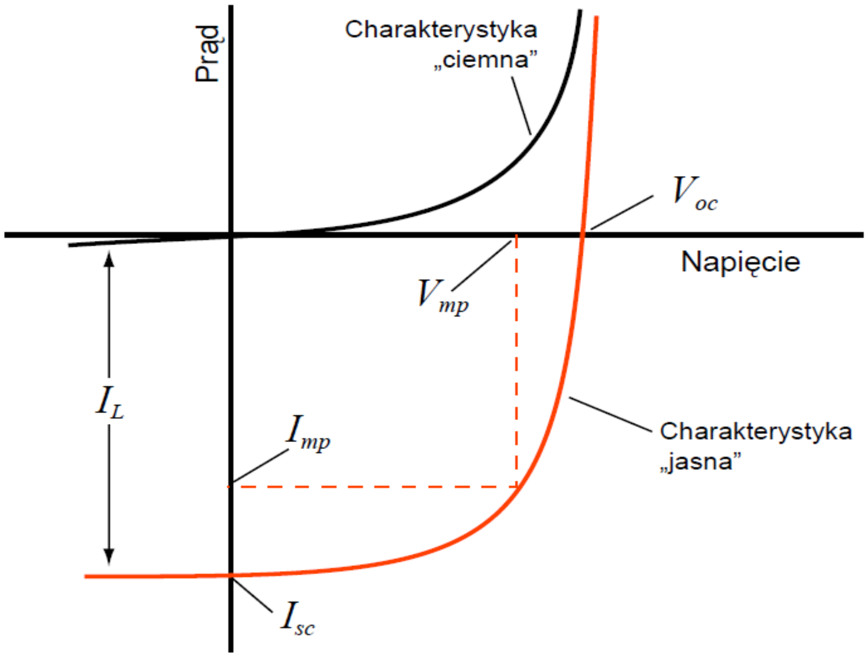
$$= 64mA/cm^2$$

Zadanie 2

Obliczyć gęstość fotoprądu generowanego w próbce c-Si o grubości $z = 300\mu m$, która jest oświetlana światłem o natężeniu $1000\mathrm{W}/m^2$ i długości fali równej $500nm$. Stałe optyczne dla c-Si przy tej długości fali są następujące: współczynnik załamania $n = 4,293$, współczynnik ekstynkcji $\kappa = 0,045$ i współczynnik absorpcji $\alpha = 1,11 \cdot 10^4 cm^{-1}$. Założyć, że każdy foton generuje jedną parę elektron-dziura.

Odp. 248.31A/m^2

Sprawność ogniwa



Współczynnik wypełnienia

$$\mathbf{FF} = \frac{\mathbf{j_{mp} \cdot V_{mp}}}{\mathbf{j_{sc} \cdot V_{OC}}}$$

W przypadku idealnej diody

$$FF = \frac{v_{OC} - \ln(v_{OC} + 0.72)}{v_{OC} + 1} \quad *$$

gdzie $\quad v_{OC} = V_{OC}\dfrac{q}{kT}$

(równanie * jest słuszne, gdy $v_{OC} > 10$)

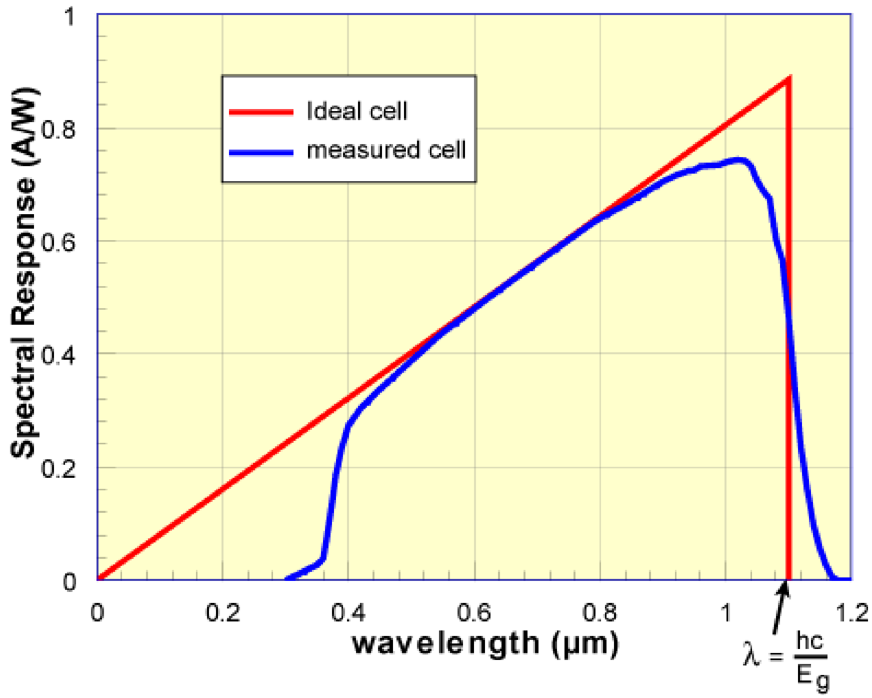
Sprawność

$$\boxed{\eta = \frac{P_{max}}{I} = \frac{\mathbf{j_{mp} \cdot V_{mp}}}{I} = \frac{FF \cdot \mathbf{j_{sc} \cdot V_{OC}}}{I}}$$

I – natężenie promieniowania padającego na ogniwo ($AM1.5, 1000W/m^2$)

Czułość widmowa

$$S_R(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_\lambda \Delta\lambda} \quad [\frac{A}{W}]$$



$$S_R(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_\lambda \Delta\lambda} = \frac{I_{ph}(\lambda)}{\Psi_{ph,\lambda} hc \Delta\lambda} \cdot \lambda \quad [\frac{A}{W}]$$

gdzie $\Psi_{ph,\lambda} = \frac{P_\lambda}{\frac{hc}{\lambda}}$ $[s^{-1}m^{-1}]$

to liczba fotonów o energii hc/λ emitowanych przez źródło o mocy P_λ [W/m] w jednostce czasu (ang. *spectral photon flow*)

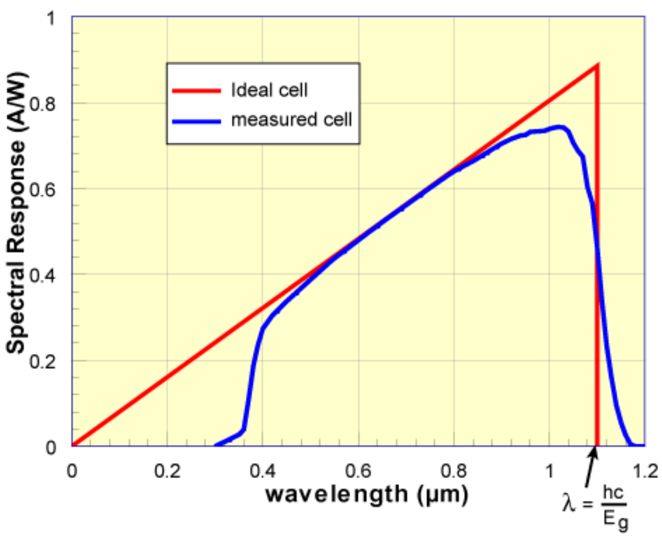
Wydajność kwantowa

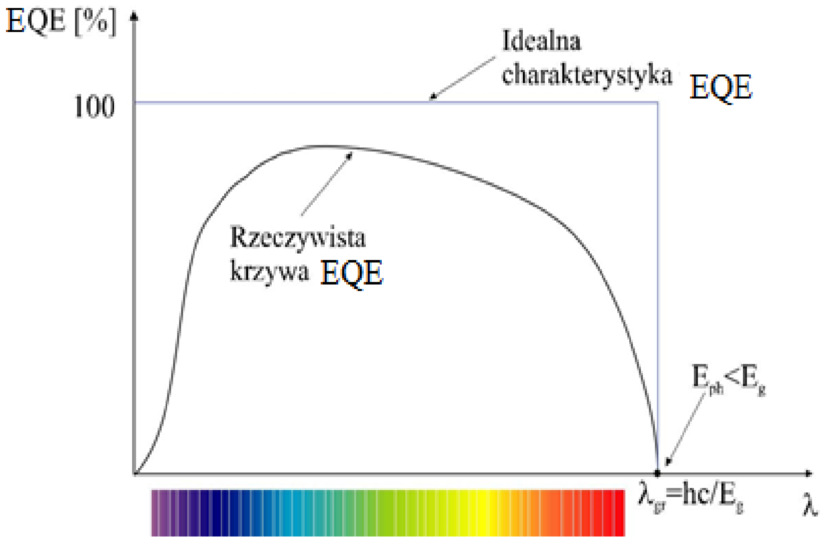
Zewnętrzna wydajność kwantowa:
stosunek liczby elektronów do liczby fotonów

$$S_R(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{\Psi_{ph,\lambda} hc \Delta\lambda} \cdot \lambda$$

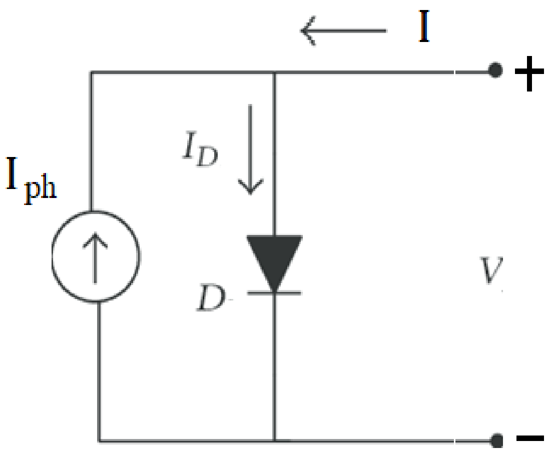
$$I_{ph}(\lambda) = EQE(\lambda) q \Psi_{ph,\lambda} \Delta\lambda$$

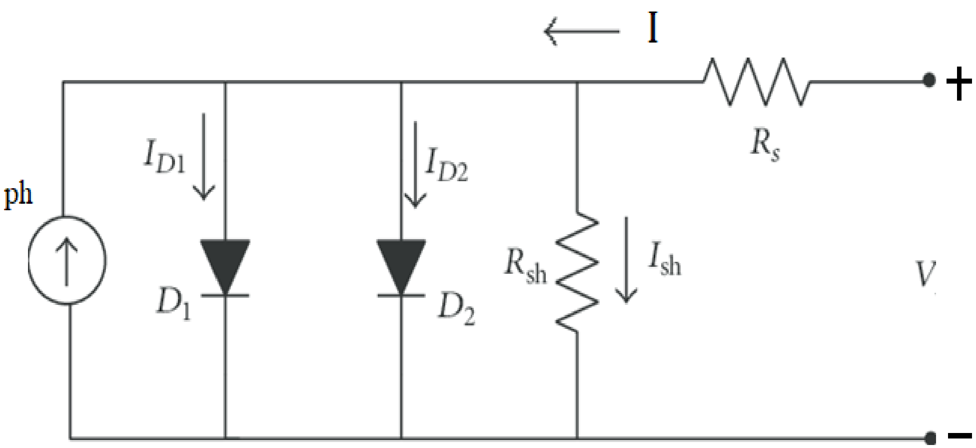
$$EQE(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{q \Psi_{ph,\lambda} \Delta\lambda} = \frac{S_R(\lambda) hc}{q\lambda} \qquad [\%]$$





Rzeczywista charakterystyka I – V

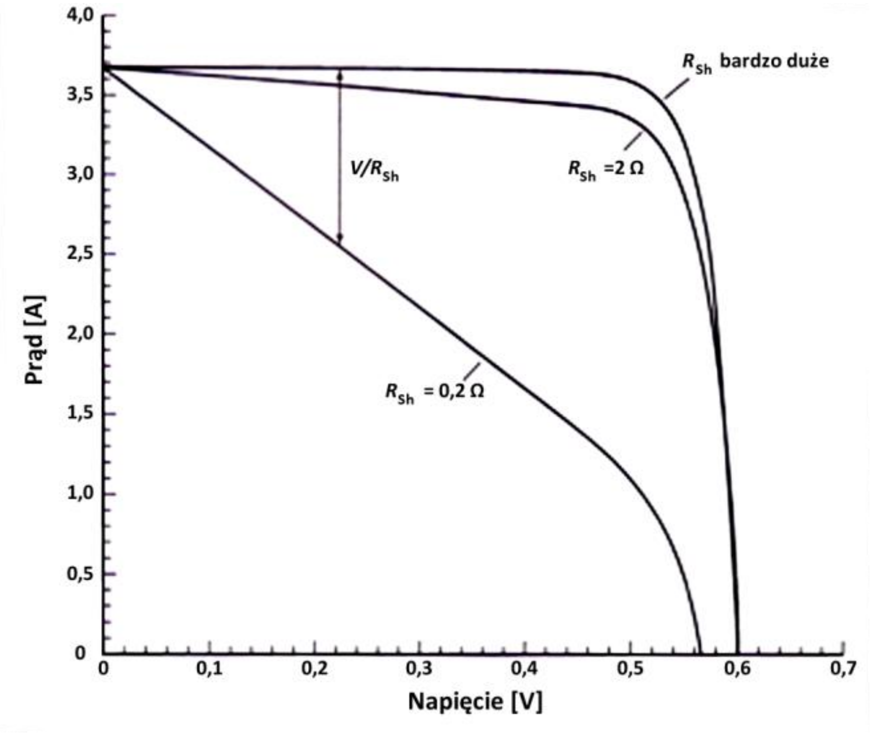




$$\boldsymbol{J = J_{01}\left[e^{\frac{q(V-AJR_S)}{kT}} - 1\right] + J_{02}\left[e^{\frac{q(V-AJR_S)}{2kT}} - 1\right] + \frac{V-AJR_s}{R_{sh}} - J_{ph}}$$

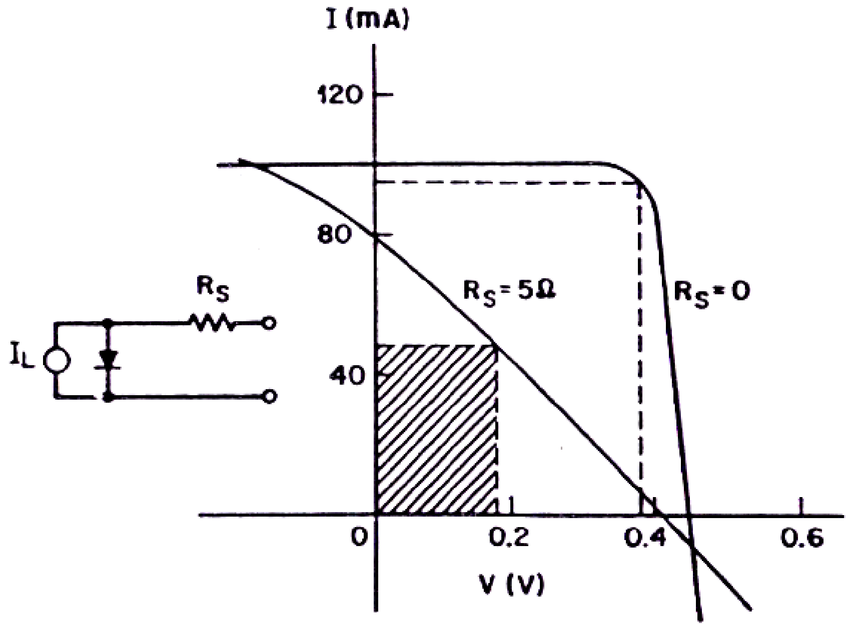
$$V_{oc}(T) = \frac{E_g(0)}{q} - \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{BT^{\varsigma}}{I_{sc}}\right)$$

Oporność upływu



Wpływ oporności upływu R_{sh} na charakterystykę I-V baterii słonecznej

Oporność szeregowa



Rzeczywista charakterystyka I – V baterii słonecznej. R_s – oporność szeregowa.

Wpływ temperatury

- **Na napięcie rozwarcia:** $$V_{oc} = \frac{kT}{q} ln\left(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1\right)$$

Dla złącza p+-n

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

$$J_0 \approx \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} = q\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}}\frac{n_i^2}{N_D} \propto T^{\frac{\gamma}{2}} \cdot T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

$$D_p / \tau_p \sim T^{\gamma}$$

$$V_g = \frac{E_g}{q} \qquad \frac{dV_{oc}}{dT} = \frac{V_{oc} - V_g}{T} - \frac{\gamma + 3}{2} \cdot \frac{k}{q}$$

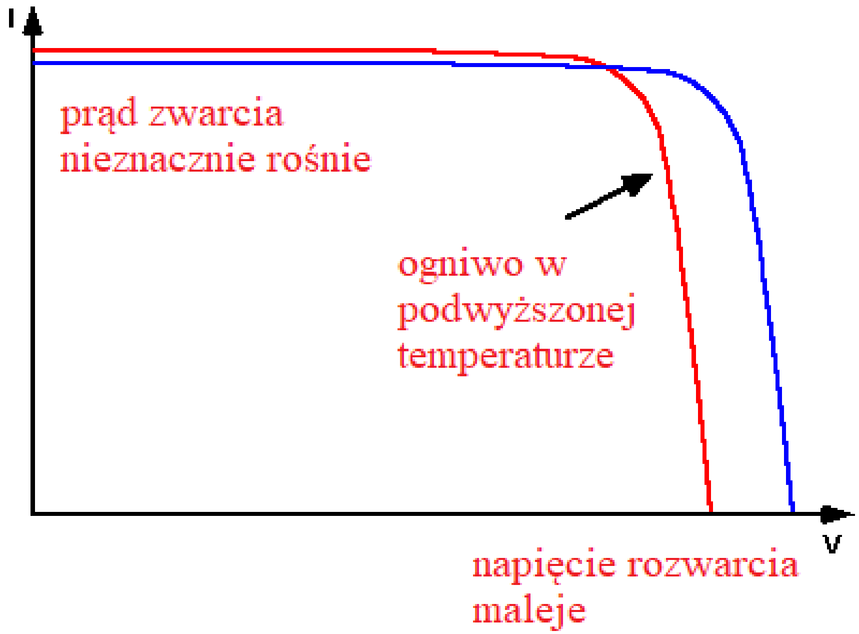
dla Si $\frac{dV_{oc}}{dT} = -2,2\,\frac{mV}{°C}$

- **Na prąd zwarcia:**

Prąd zwarcia rośnie ze wzrostem temperatury, głównie ze względu na zmniejszenie się przerwy wzbronionej półprzewodnika ze wzrostem temperatury. Dla Si względna zmiana prądu zwarcia przypadająca na 1°C wynosi:

$$\frac{1}{I_{sc}}\frac{dI_{sc}}{dT} \approx 0,0006/°C$$

Wpływ temperatury



- **Względna zmiana współczynnika wypełnienia przypadająca na 1℃ dla ogniwa Si**

$$\frac{1}{FF}\frac{dFF}{dT} \approx \left(\frac{1}{V_{oc}}\frac{dV_{oc}}{dT} - \frac{1}{T}\right) \approx -0{,}0015/℃$$

- **Względna zmiana mocy w maksimum, przypadająca na 1℃ dla ogniwa Si**

$$\frac{1}{P_M}\frac{dP_M}{dT} \approx -\frac{0{,}004 \div 0{,}005}{℃}$$

Wydajność konwersji energii słonecznej

Wydajność konwersji energii słonecznej ogniwa słonecznego to stosunek uzyskanej energii elektrycznej do energii światła słonecznego

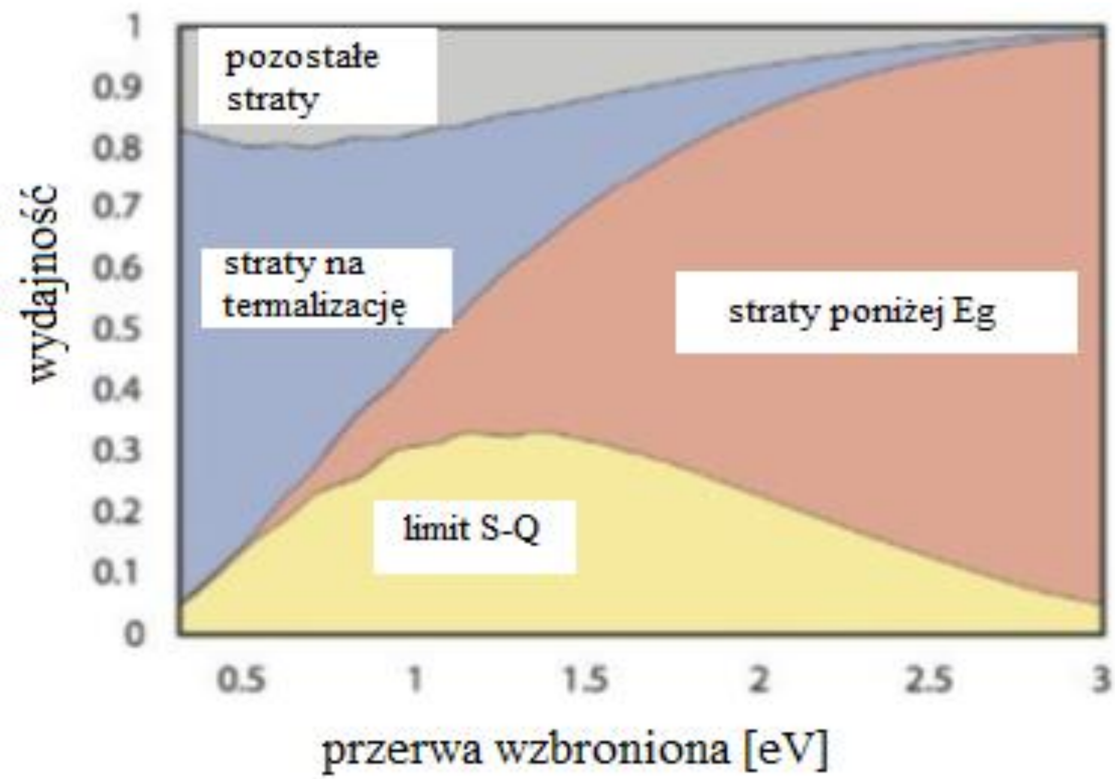
$$\eta = \frac{P_{wy}}{P_{in}}$$

$$\eta_{całkowite} = \eta_{absorpcja} \times \eta_{kreacja} \times \eta_{dryft/dyf} \times \eta_{separ} \times \eta_{zbierania}$$

- $\eta_{absorpcja}$ **określa w jakim stopniu światło padające na ogniwo zostanie zaabsorbowane,**
- $\eta_{kreacja}$ **definiuje procent fotonów, które wygenerują nośniki,**
- $\eta_{dryft/dyf}$ **stanowi o tym, na ile nośniki wygenerowane światłem będą w stanie dotrzeć do obszaru złącza,**
- η_{separ} **– jaka będzie zdolność złącza do rozdzielenia nośników**
- $\eta_{zbierania}$ **– w jakim stopniu nośniki rozseparowane polem elektrycznym złącza dotrą do odpowiednich elektrod zbierających.**

Granica Shockley'a-Queissera:

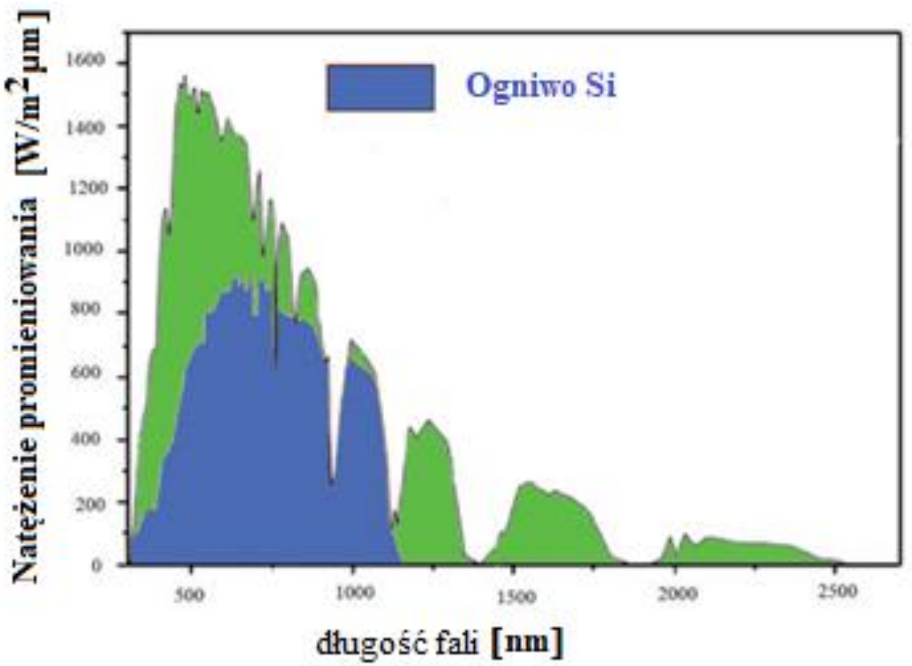
- **Fotony o energii mniejszej niż przerwa wzbroniona nie są wykorzystywane**
- **Ogniwo nie tylko absorbuje ale również emituje fotony (w T=300K)**
- **Fotony o energii większej niż przerwa wzbroniona nie są wykorzystywane efektywnie. Zanim nośniki wezmą udział w transporcie ulegają termalizacji, tzn. oddają nadmiar energii sieci krystalicznej.**



Obliczenia dla półprzewodnika z prostą przerwą wzbronioną, przy oświetleniu AM1,5

Niedopasowanie spektralne

- **Fotony o energii mniejszej niż przerwa wzbroniona nie są wykorzystywane**



$$p_{abs} = \frac{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}$$

gdzie $\Phi_{ph,\lambda} = \frac{\Psi_{ph,\lambda}}{A}$ to widmowy strumień fotonów, zaś widmowe natężenie promieniowania $I_{e,\lambda} = \Phi_{ph,\lambda} \cdot \frac{hc}{\lambda}$

Straty sprawności w ogniwach

- **termalizacja**

- **Część promieniowania zostanie stracona ze względu na efekt termalizacji. Polega on na tym, że fotony o energii $E_f > E_g$ kreują wzbudzone pary elektron – dziura. Dopiero gdy te nośniki stermalizują, tzn. znajdą się odpowiednio na dnie pasma przewodnictwa (elektrony) lub u wierzchołka pasma walencyjnego (dziury) będą mogły zostać rozseparowane i pojawi się fotoprąd (gdy złącze jest zwarte) lub fotonapięcie (gdy złącze jest rozwarte). W procesie termalizacji nośniki oddają nadmiar energii np. na drodze rekombinacji niepromienistej.**

$$p_{użyt} = \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}$$

Straty sprawności w ogniwach

- **Część energii przerwy wzbronionej, która zostanie przetworzona na napięcie rozwarcia jest dana wzorem:**

$$\eta_V = \frac{qV_{oc}}{E_g}$$

- **Należy jeszcze uwzględnić straty związane ze współczynnikiem wypełnienia FF. Dla ogniwa krzemowego:**

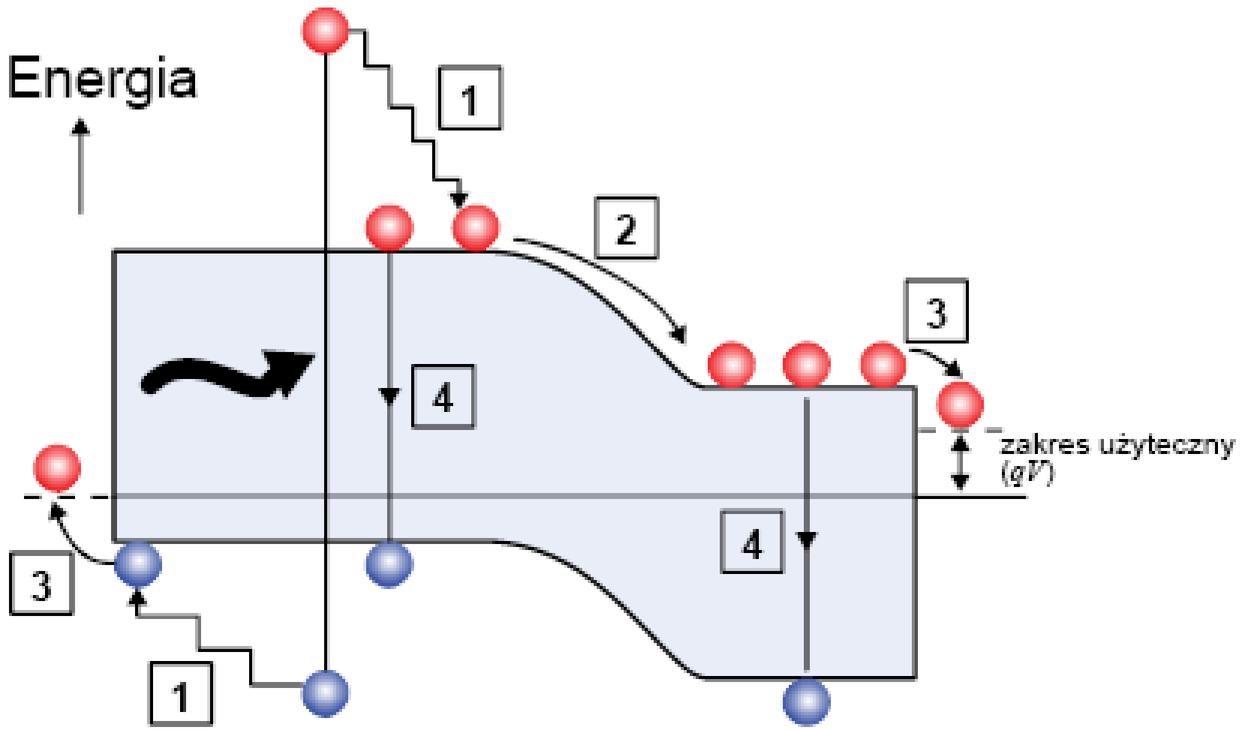
$$FF = \frac{v_{OC} - \ln(v_{OC} + 0.72)}{v_{OC} + 1}$$

$$V_{oc} = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1\right)$$

$$v_{OC} = \frac{V_{oc}}{kT}$$

$$\boxed{\eta = p_{abs} \cdot p_{użyt} \cdot \eta_V \cdot FF}$$

Straty sprawności w ogniwach



1 – termalizacja

2 i 3 - straty na złączu i na kontaktach

4 - straty na rekombinację

Straty - ostatecznie

$$\eta = \frac{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda} \cdot \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda} \cdot (1 - R^*) \cdot IQE^*_{opt} \cdot \eta^*_g \cdot IQE^*_{el} \cdot \frac{A_f}{A_c} \cdot \frac{eV_{oc}}{E_g} \cdot FF$$

- **Pierwszy człon - straty związane z krawędzią absorpcji – fotony o energii mniejszej niż przerwa wzbroniona nie są absorbowane.**
- **Drugi człon – straty związane z termalizacją nośników. Energia fotonów o energii większej od przerwy wzbronionej jest tracona w procesie rekombinacji niepromienistej.**
- **Trzeci – cześć światła padającego na ogniwo nie jest absorbowana ponieważ odbija się.**
- **Czwarty – straty wynikające z ograniczonej absorpcji światła ze względu na niedostateczną grubość ogniwa.**
- **Piąty – wydajność kwantowa generacji nośników**
- **Szósty – nie wszystkie nośniki wygenerowane światłem docierają do odpowiednich elektrod zbierających ponieważ ulegają rekombinacji.**
- **Siódmy – część oświetlanej powierzchni jest zasłonięta przez nieprzezroczyste elektrody zbierające.**
- **Ósmy – napięcie rozwarcia jest zawsze mniejsze od przerwy wzbronionej**
- **Dziewiąty – współczynnik wypełnienia.**

Zadanie

Monokrystaliczne ogniwo krzemowe generuje fotoprąd $j_f = 35mA/cm^2$. Koncentracja akceptorów w warstwie typu p wynosi $10^{17}cm^{-3}$. Koncentracja donorów w emiterze wynosi $10^{19}cm^{-3}$. Długość drogi dyfuzji nośników mniejszościowych, odpowiednio elektronów w warstwie typu p i dziur w warstwie typu n, wynosi odpowiednio $500 \cdot 10^{-6}m$ i $10 \cdot 10^{-6}m$. Koncentracja samoistna w Si w T=300K jest równa $1.5 \cdot 10^{10}cm^{-3}$. Ruchliwość elektronów w warstwie typu p i dziur w warstwie typu n, wynosi odpowiednio $\mu_n = 1000cm^2/Vs$ i $\mu_p = 100cm^2/Vs$. Załóż, że dioda spełnia równanie Shockley'a.
Natężenie oświetlenia 1000W/m^2 . Oblicz:

a) **Potencjał wbudowany**
b) **Napięcie rozwarcia**
c) **Sprawność ogniwa**

Odp.

a) **0.93V**
b) **0.67V**
c) **19.7%**