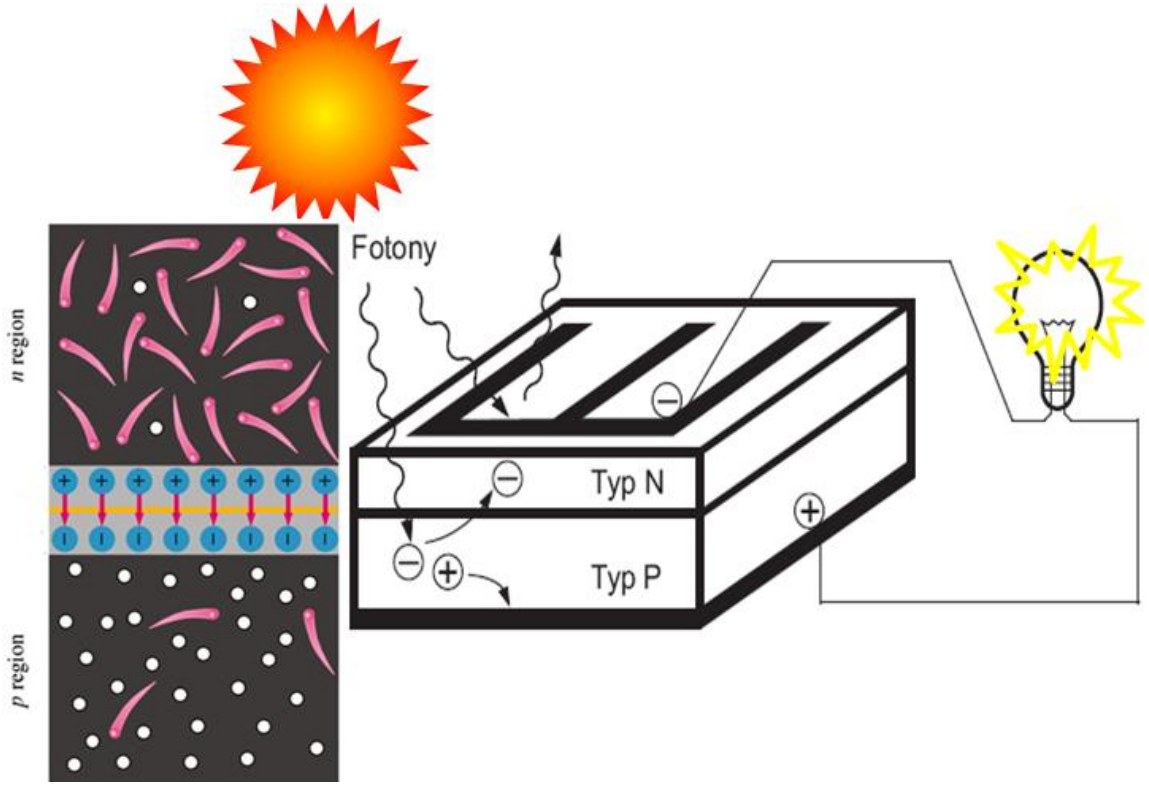
Wykład 9

Ogniwo słoneczne

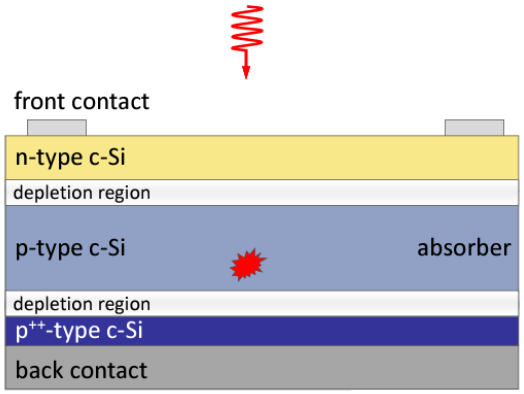
Efekt fotowoltaiczny

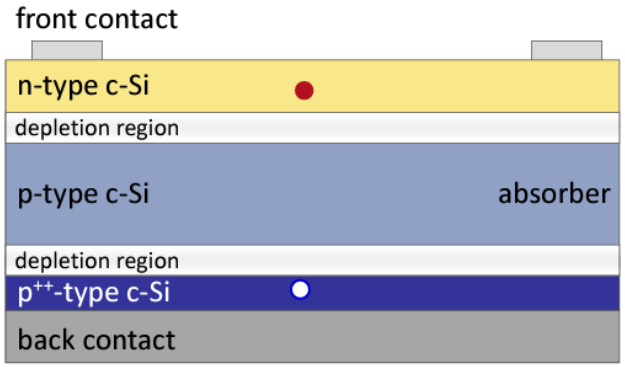
$$h\nu \geq E_g$$

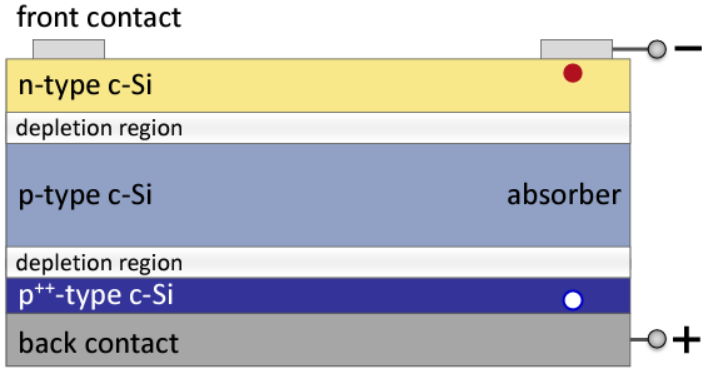
Światło jest absorbowane, tworzą się pary elektron-dziura, które są separowane przez pole w złączu i transportowane przez złącze – gdy złącze jest zwarte - płynie prąd zwarcia, I_{sc}.

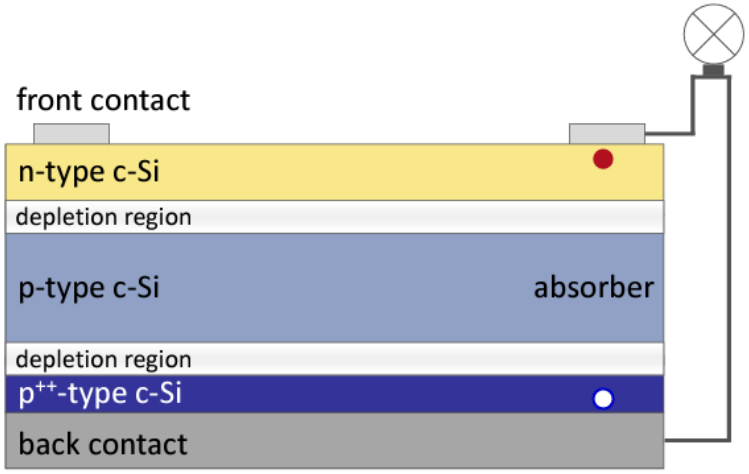


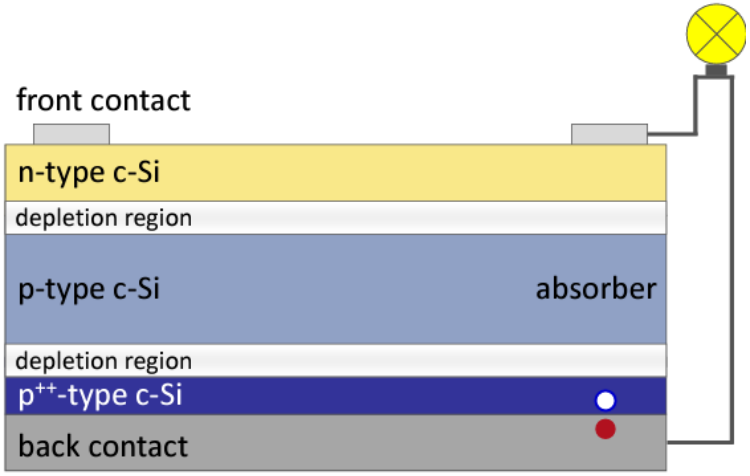
Solar cell operating principles: c-Si solar cell











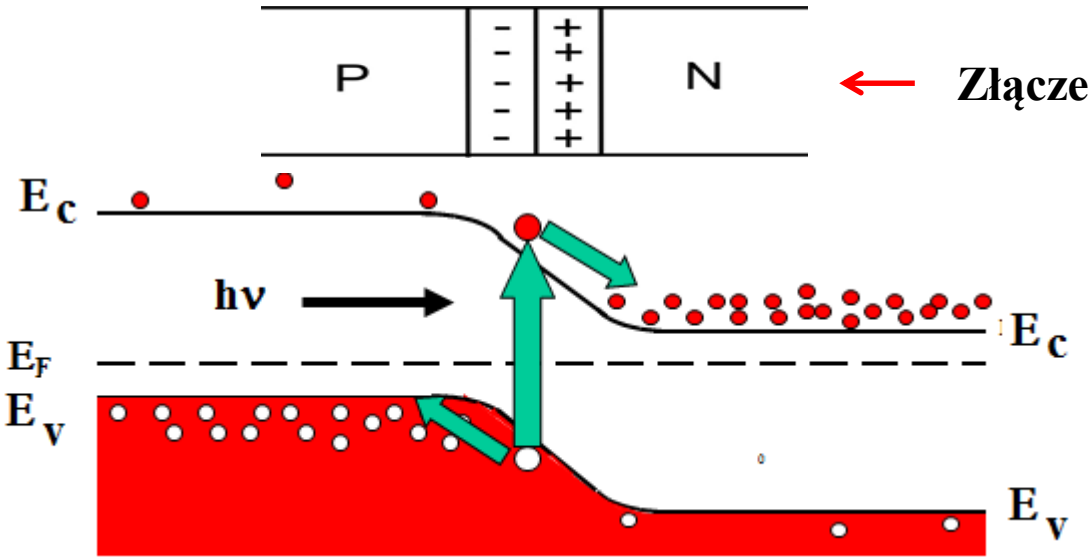
https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

Konwersja energii w ogniwie

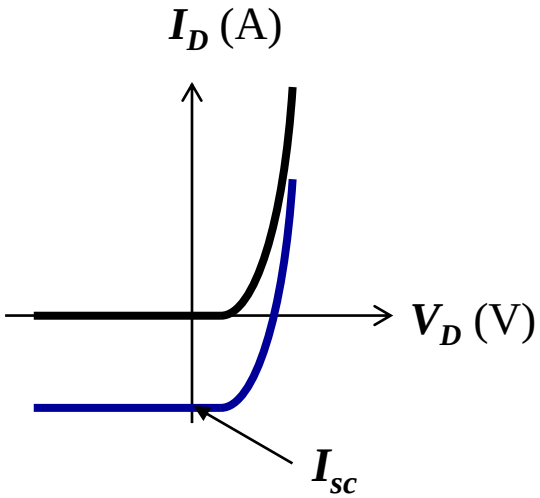
Komentarz do ostatniego rys.
Elektrony poprzez obwód zewnętrzny poruszają się do tylnego kontaktu, gdzie jest potencjał dodatni. Na rezystancji obciążenia tracą część energii wykonując użyteczną pracę. Docierają do tylnego kontaktu, który ma potencjał dodatni i tam rekombinują z dziurą.

Efekt fotowoltaiczny

- **Złącze jest zwarte**



← **Złącze p-n przed oświetleniem**



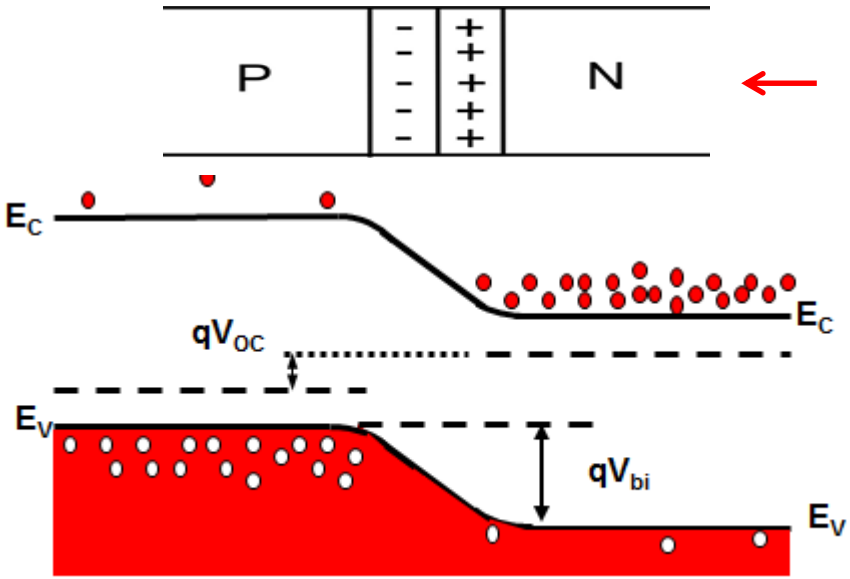
Bariera potencjału na złączu nie zmienia się. Gęstości prądów wstrzykiwania są takie same jak w złączu nieoświetlonym. Prądy te równoważą prądy generacji termicznej ale pozostają niezrównoważone prądy fotogeneracji. Stanowią je: strumień elektronów z obszaru p do n i dziur z n do p.

$$I_{sc} = q\psi_{ph}(E_g) = qP/h\,\nu \sim P$$

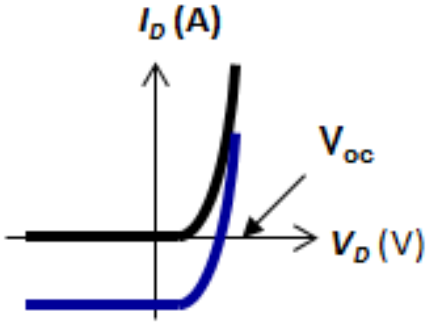
Prąd zwarcia jest proporcjonalny do strumienia padającego promieniowania.

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:

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

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

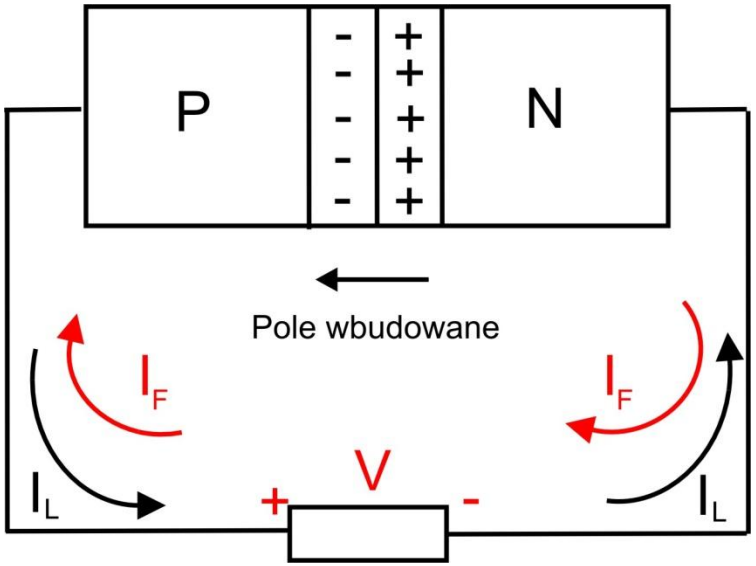
$$\boldsymbol{I_{sc} = I_d = I_0[exp(\frac{qV_{oc}}{kT}) - 1)]}$$

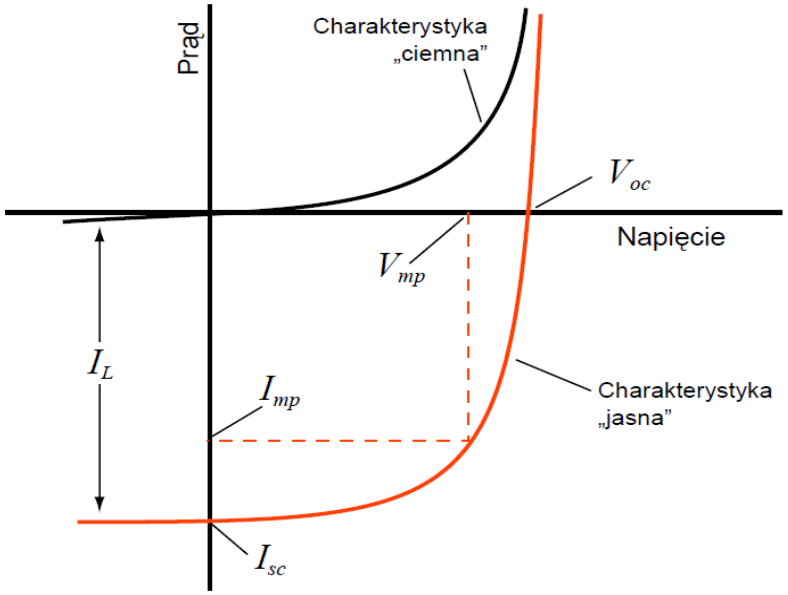
Po przekształceniu:

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

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

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

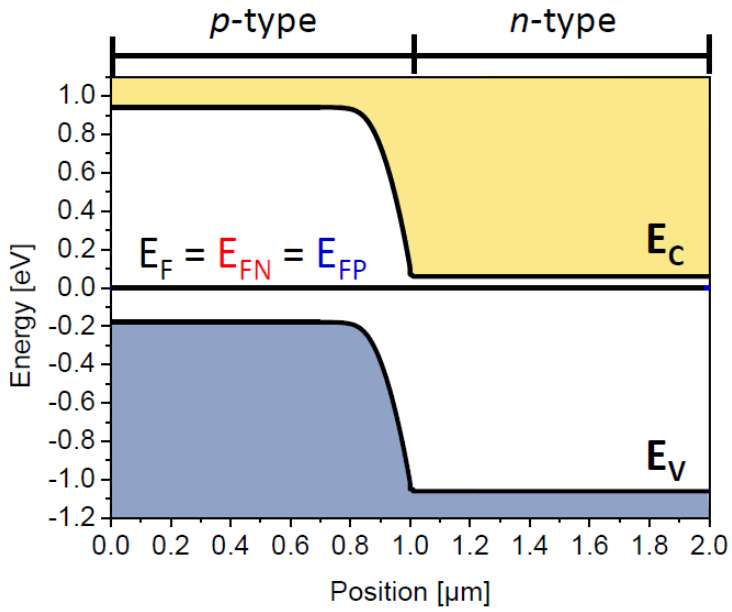
- **Ten prąd powoduje pojawienie sią spadku napięcia V na oporze R_L .**
- **Napięcie V polaryzuje złącze w kierunku przewodzenia: pojawia się więc prąd I_F**

Całkowity prąd: $$I = I_L - I_F$$

Parametry standardowych ogniw Si

	$N_A = 10^{16}$ cm^{-3}		$N_D = 10^{18}$ cm^{-3}
Standard c-Si solar cells	**$p = 10^{16}$ cm^{-3}**	**>**	$p \approx 10^{2}$ cm^{-3}
	$n \approx 10^{4}$ cm^{-3}	**<**	**$n = 10^{18}$ cm^{-3}**

Złącze nieoświetlone



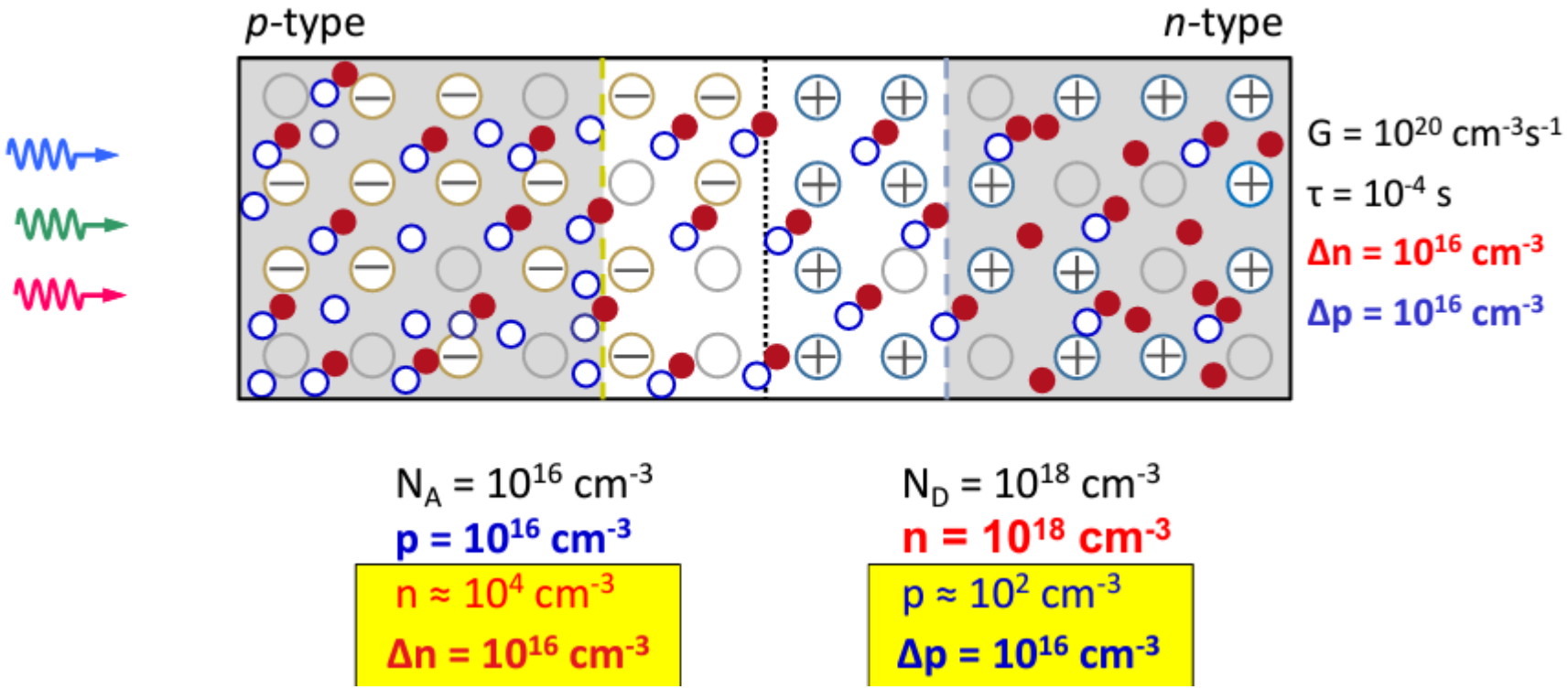
Si

p-type layer	*n*-type layer
1 µm thick $N_A = 10^{16}$ cm^{-3}	1 µm thick $N_D = 10^{18}$ cm^{-3}

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

Ogniwo Si

Koncentracja nośników $\Delta n = \Delta p = G \cdot \tau$

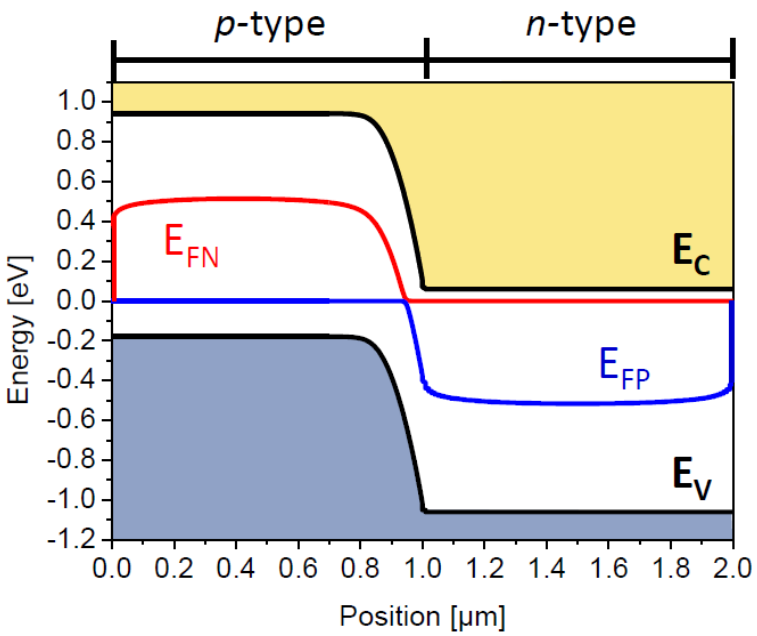


https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

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)

$$\Delta n = \Delta p = G \cdot \tau$$

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

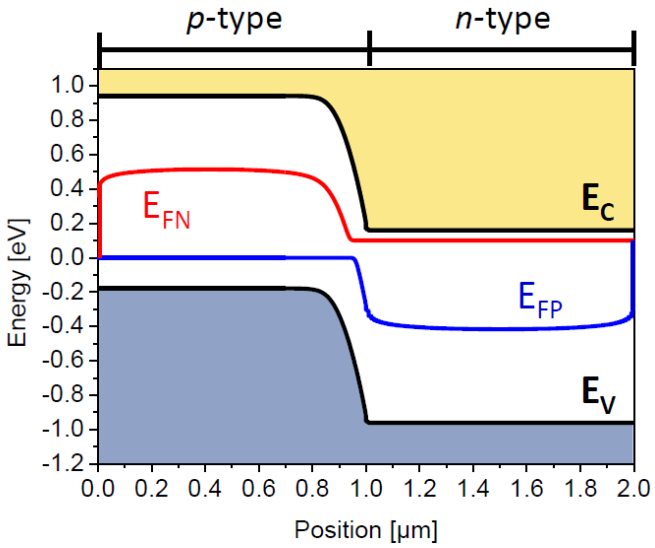
$\tau = 10^{-4}\ s$

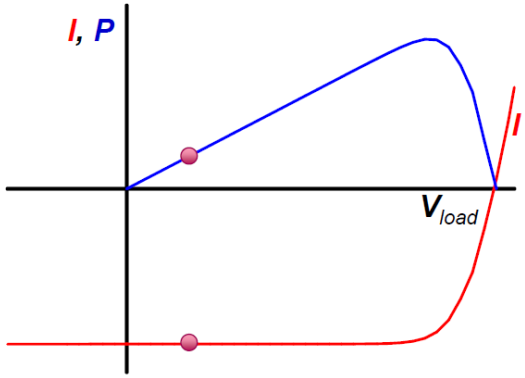
$\Delta n = 10^{16}\ cm^{-3}$

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

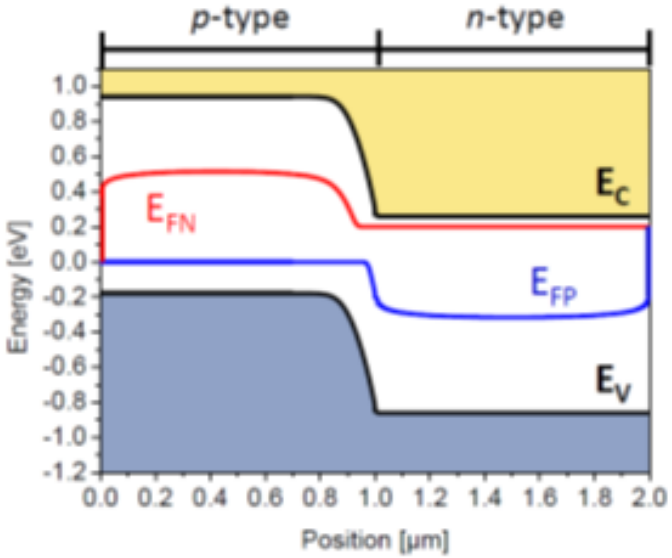
https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

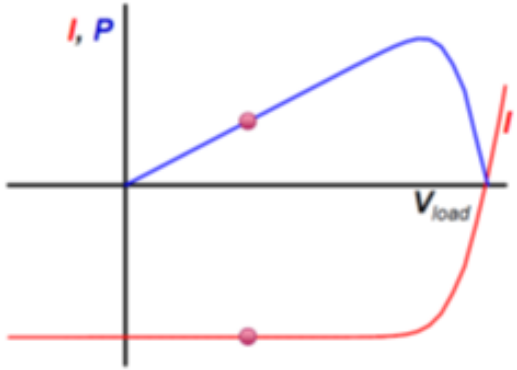
Złącze oświetlone z obciążeniem





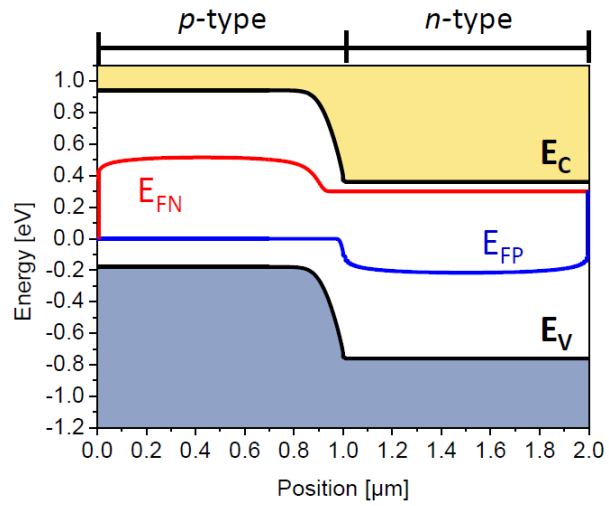
spolaryzowane w kierunku przewodzenia

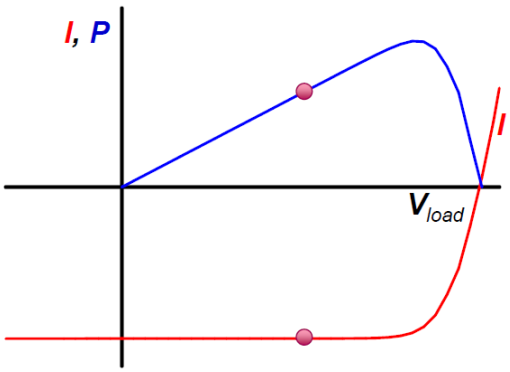


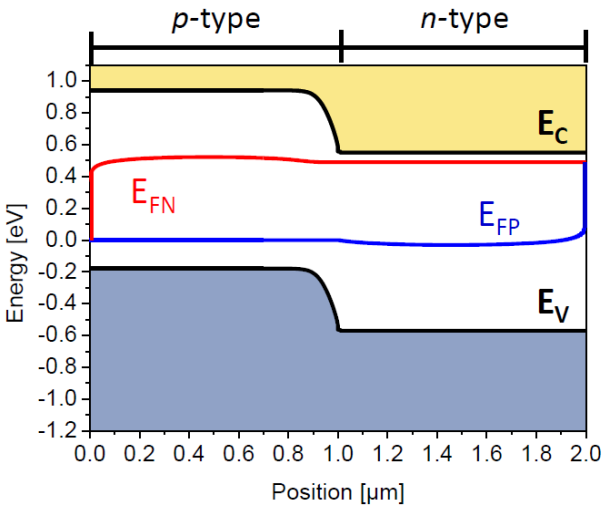


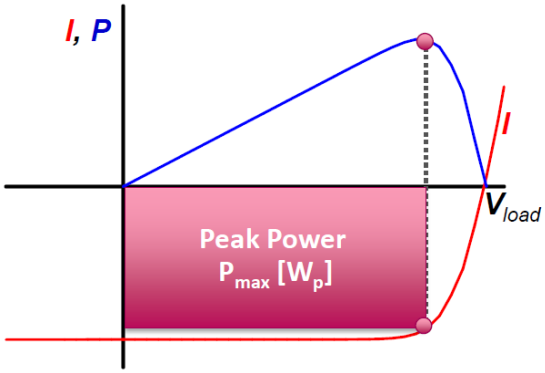
https://ocw.tudelft.nl/courses/solar-energy-engineering-photovoltaic-energy-conversion/?view=lectures

Złącze oświetlone z obciążeniem





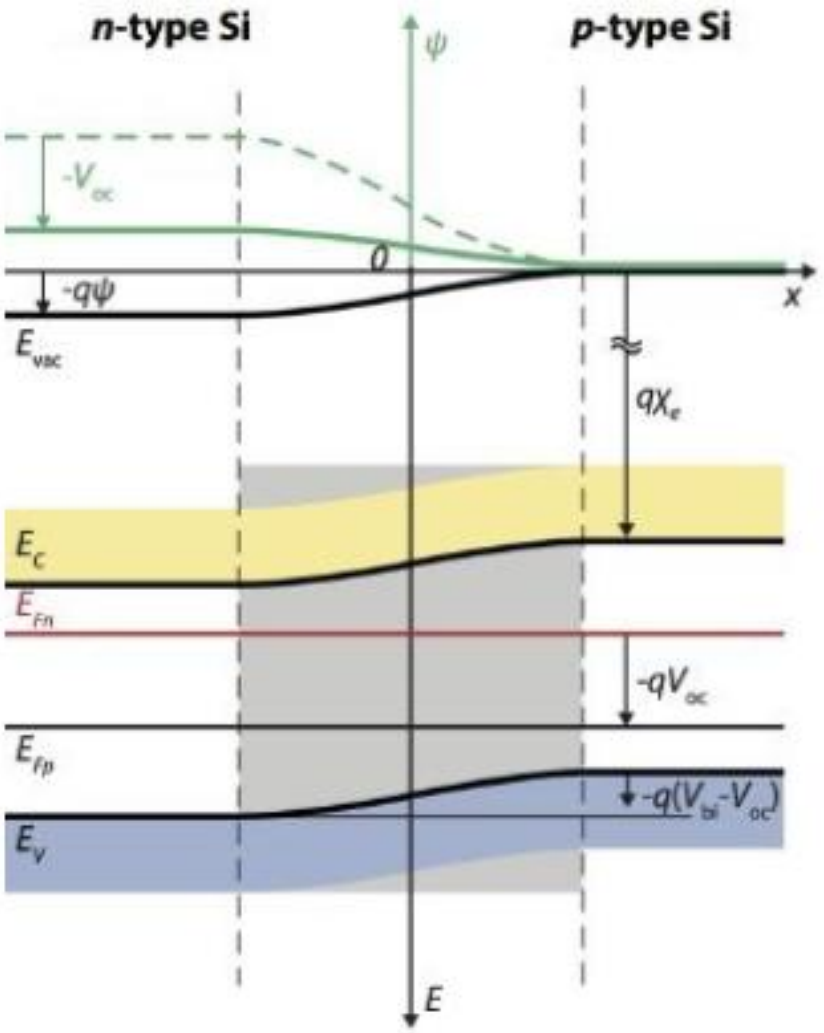




Fotoprąd maleje w miarę jak gradient kwazi-poziomów Fermiego maleje.

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

Złącze rozwarte



$$J = J_n + J_p = \mu_n n \frac{dE_{Fn}}{dx} + \mu_p p \frac{dE_{Fp}}{dx} = 0.$$

$$\frac{dE_{Fn}}{dx} \equiv \frac{dE_{Fp}}{dx} \equiv 0,$$

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

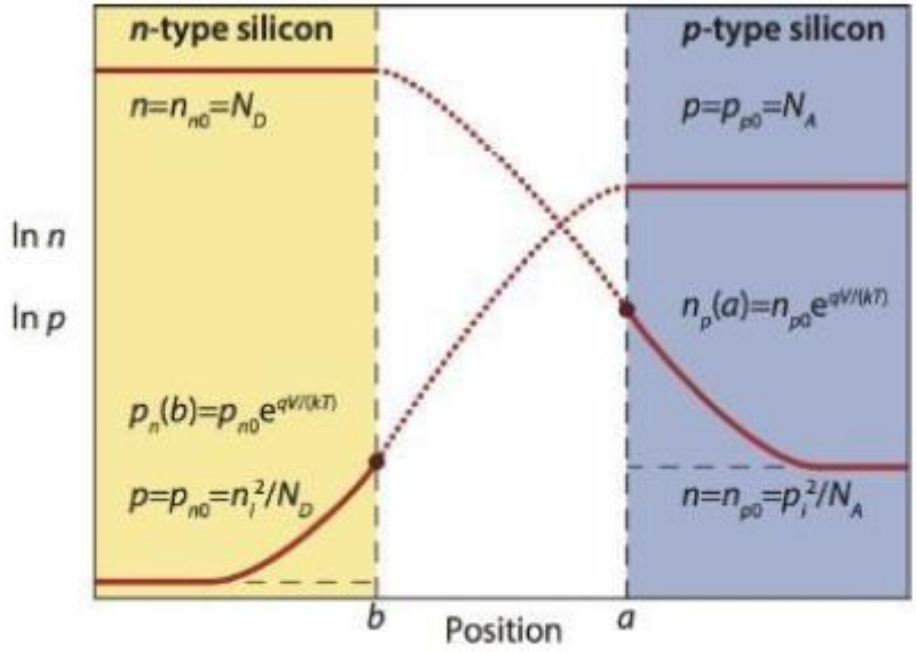
A.H.Smets et al. „Solar Energy, the physics and engineering of photovoltaic conversion, technologies and systems” ed. EIT Cambridge England (2016)

Charakterystyka I-V

1. **Równanie Shockley'a – charakterystyka „ciemna"**
2. **Charakterystyka I-V po oświetleniu złącza p-n**

Wyprowadzenie 1 i 2 z równania ciągłości.

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).

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

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

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

Równanie ciągłości dla oświetlonego złącza p-n

Po oświetleniu złącza (g - szybkość generacji optycznej):

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

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

I analogicznie dla dziur:

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

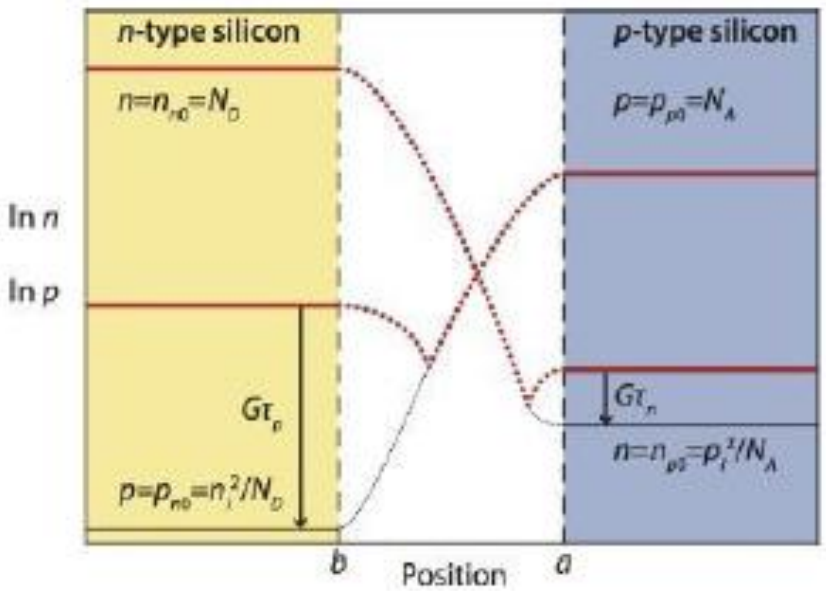
Zakładając, że $\frac{g_L}{D_n} = C$ **oraz** $\frac{g_L}{D_p} = C'$ **, otrzymujemy rozwiązanie:**

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

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

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

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

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

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:

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

Fotoprąd w złączu p-n

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

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

- **Całkowity fotoprąd:**

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

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

Założenia, które przyjęto wyprowadzając to równanie:
-przybliżenie obszaru zubożonego
-przybliżenie Boltzmanna
-niski poziom wzbudzenia
-zasada superpozycji
-nieskończona grubość obszarów domieszkowanych
-<u>jednorodna szybkość generacji</u>

Fotoprąd w złączu p-n

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

Założenia, które przyjęto wyprowadzając to równanie:
-przybliżenie obszaru zubożonego
-przybliżenie Boltzmanna
-niski poziom wzbudzenia
-zasada superpozycji
-nieskończona grubość obszarów domieszkowanych
-<u>jednorodna szybkość generacji</u>

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 $R(\lambda)$ – widmowy współczynnik odbicia:

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

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 $G_L(x)$:

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

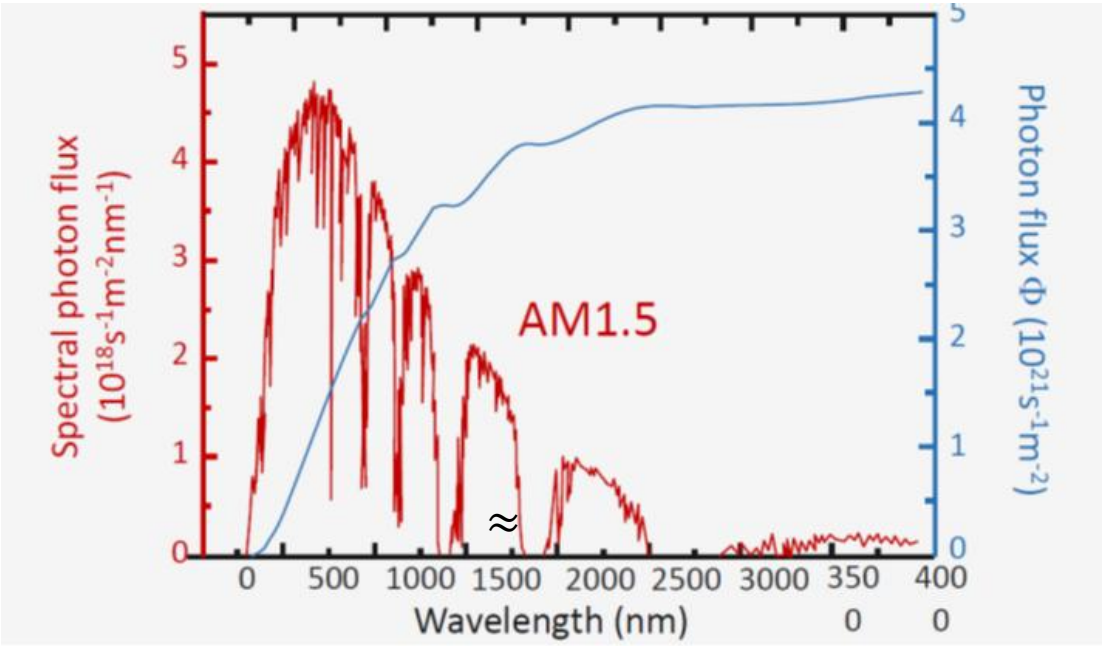
Porównując z :

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

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

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

Przykład

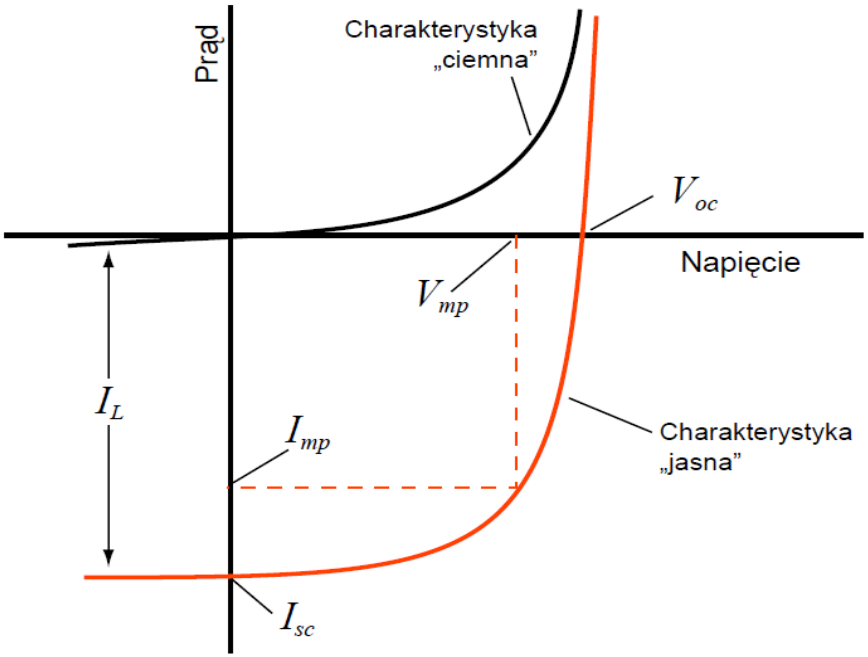


Fotoprąd dla ogniwa oświetlanego w warunkach AM1.5 o przerwie wzbronionej 0,6eV, w którym $\eta_g = 1$ i światło nie ulega odbiciu ($R = 0$):

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

$$= 64 mA/cm^2$$

Sprawność ogniwa



Współczynnik wypełnienia

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

W przypadku idealnej diody

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

gdzie $\boldsymbol{v_{OC} = V_{OC} \frac{q}{kT}}$

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

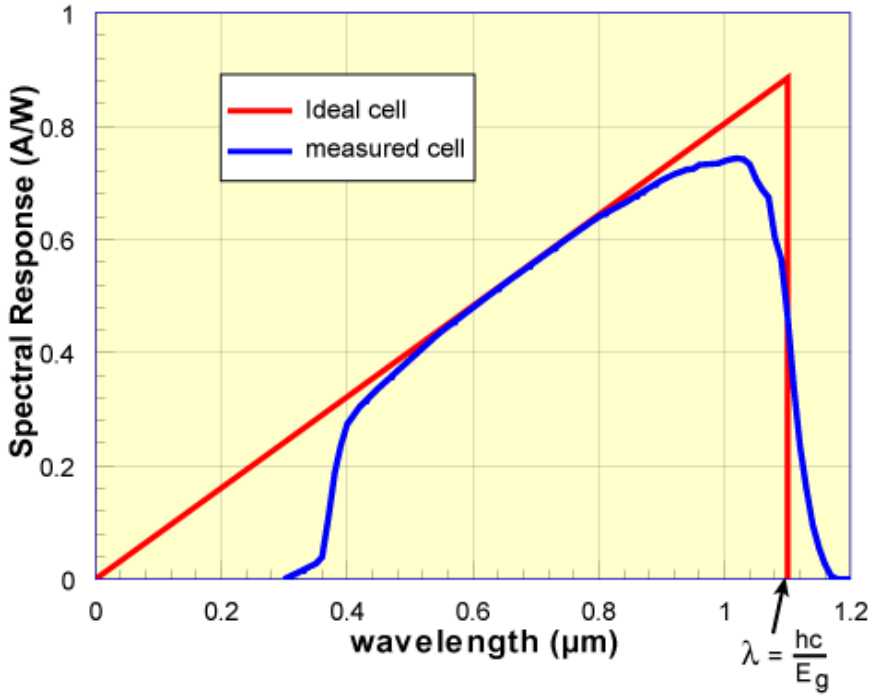
Sprawność

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

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

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

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

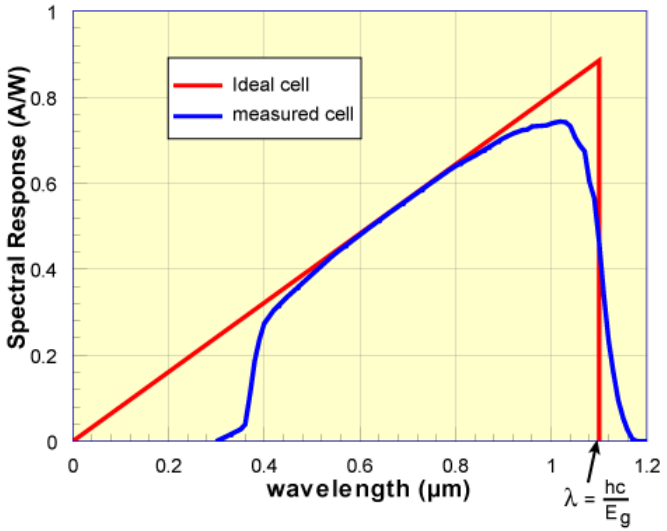
Wydajność kwantowa

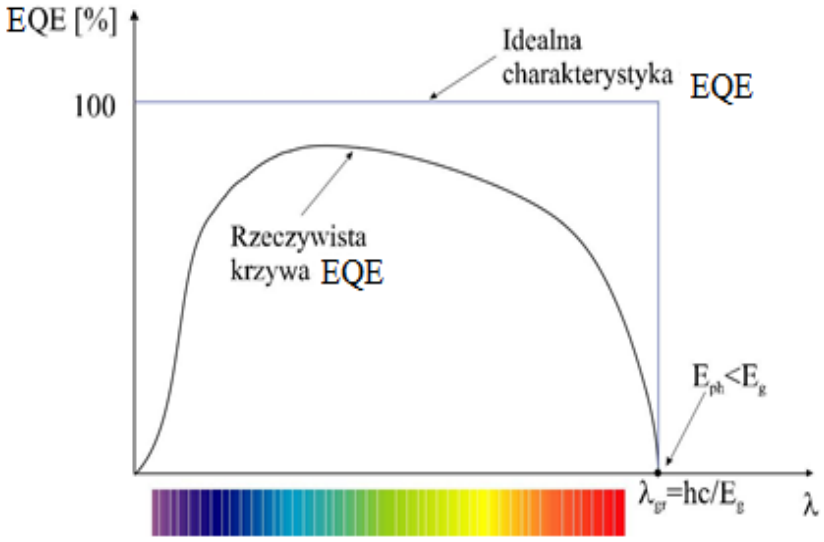
Zewnętrzna wydajność kwantowa:
stosunek liczby elektronów do liczby fotonów

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

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

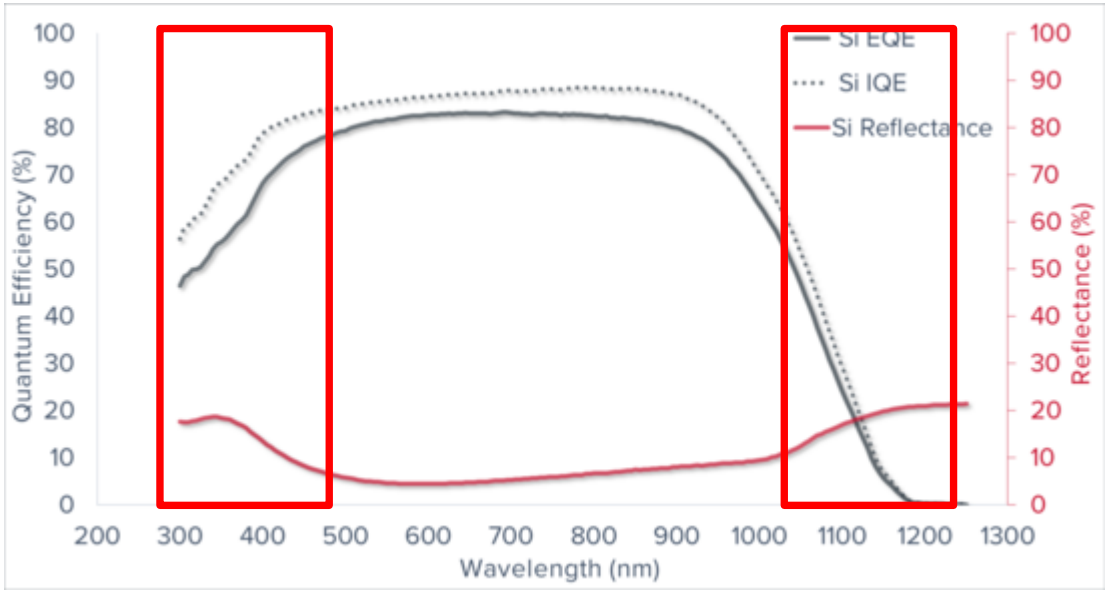
$$EQE(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{q\Psi_{ph,\lambda}\Delta\lambda} = \frac{S_R(\lambda) hc}{q\lambda} \qquad [\%]$$





Straty EQE

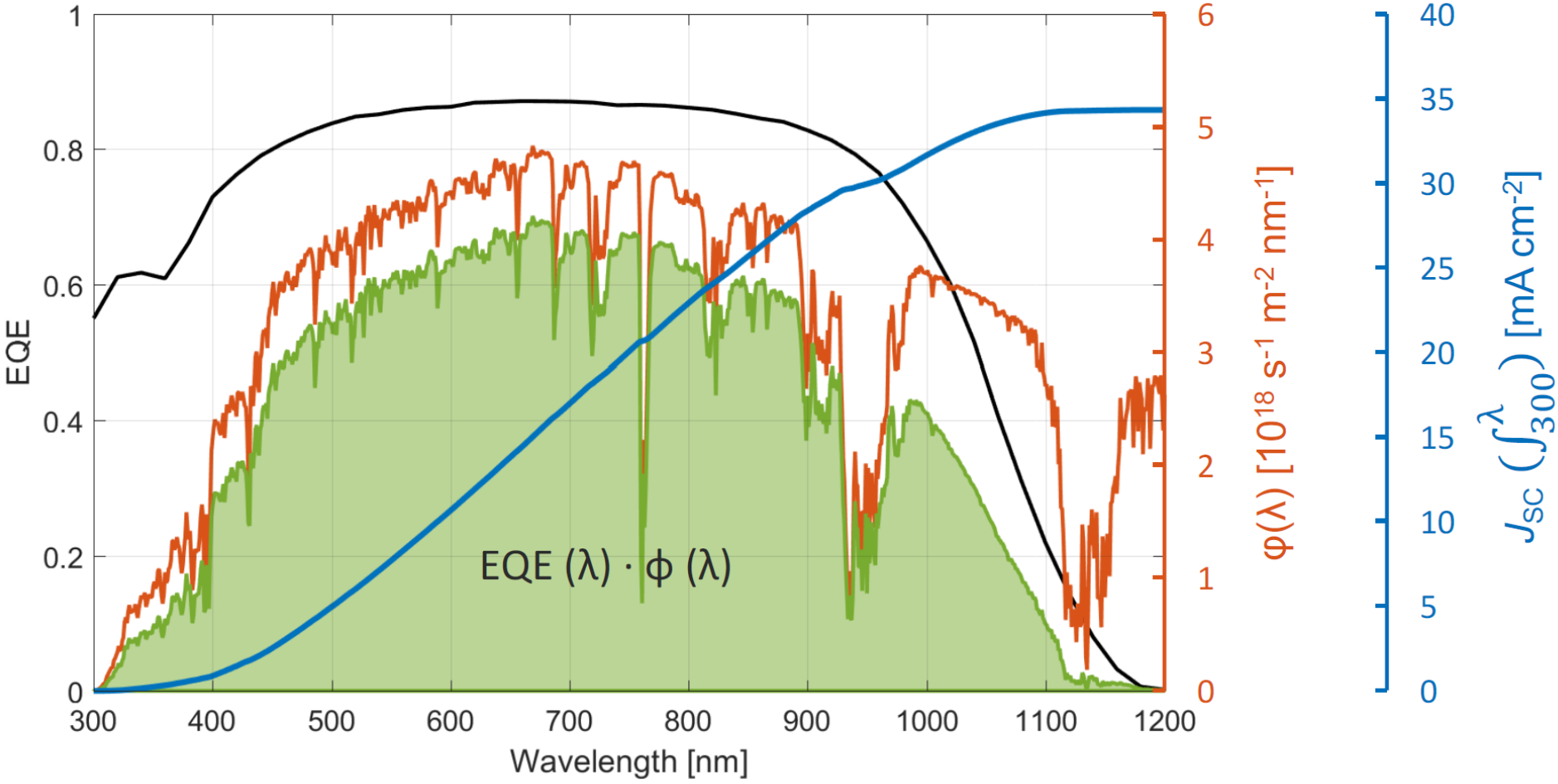
Fale krótkie – fotony są absorbowane zanim dotrą do warstwy absorbera.
Fale długie – głębokość penetracji jest większa od grubości absorbera. Fotony opuszczają absorber zanim zostaną zaabsorbowane.



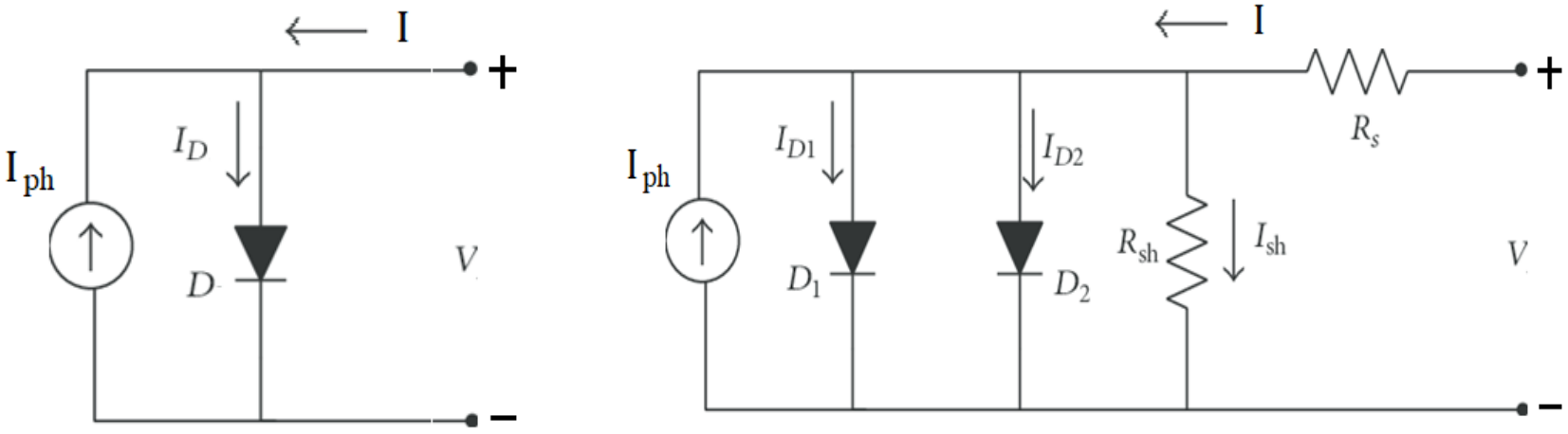
$$IQE = \frac{EQE}{1 - R}$$

Jak wyznaczyć prąd zwarcia z EQE ?

$$J_{SC} = -q\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} EQE(\lambda)\varphi_{ph}^{AM1.5}(\lambda)d\lambda$$

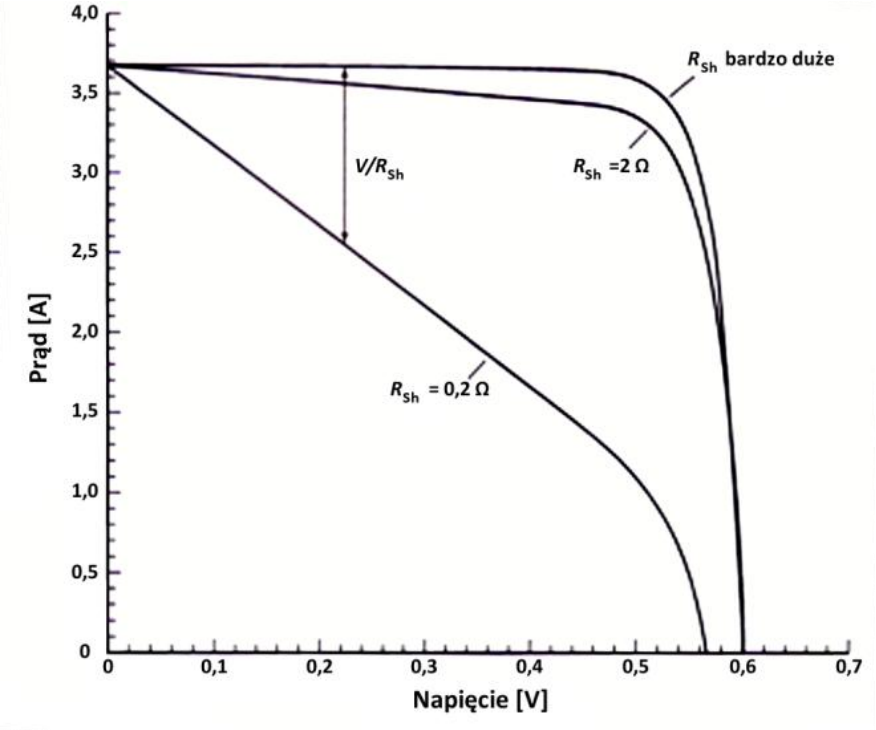


Rzeczywista charakterystyka I – V



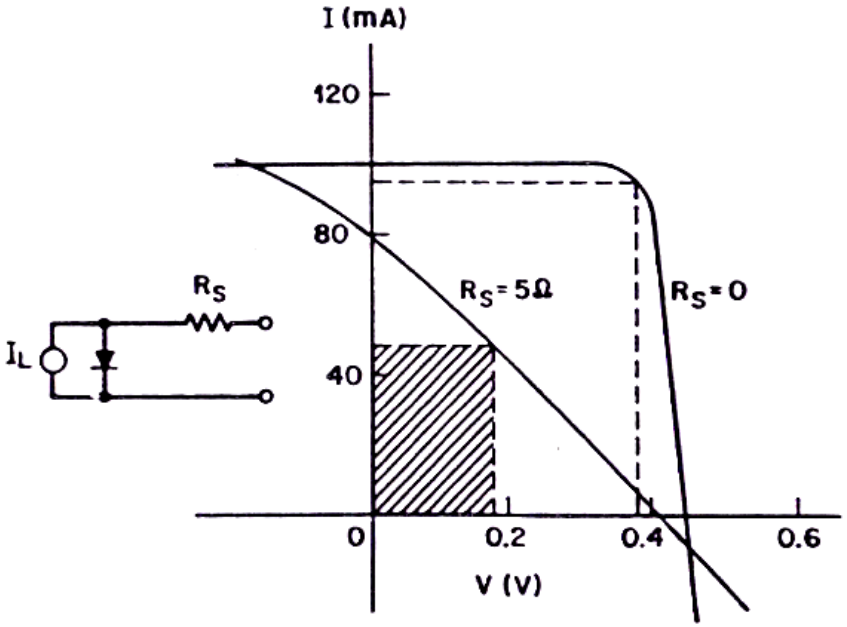
$$J = J_{01}\left[e^{\frac{q(V-AJR_S)}{kT}} - 1\right] + J_{02}\left[e^{\frac{q(V-AJR_S)}{2kT}} - 1\right] + \frac{V-AJR_s}{R_{sh}} - J_{ph}$$

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:** $V_{oc} = \frac{kT}{q} ln(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1)$

Dla złącza p+-n

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

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

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

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

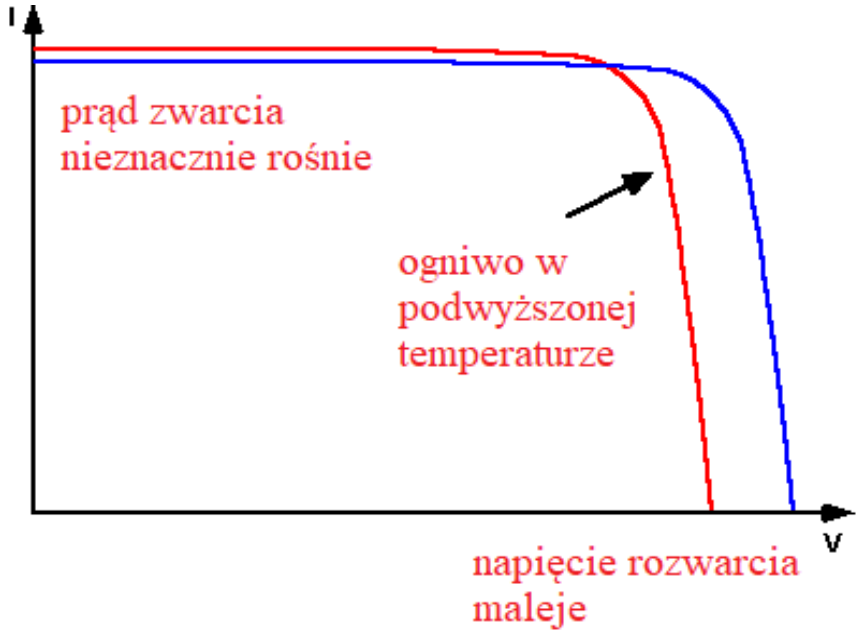
dla Si $\frac{dV_{oc}}{dT} = -2,2 \frac{mV}{℃}$

- **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℃ wynosi:

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

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**

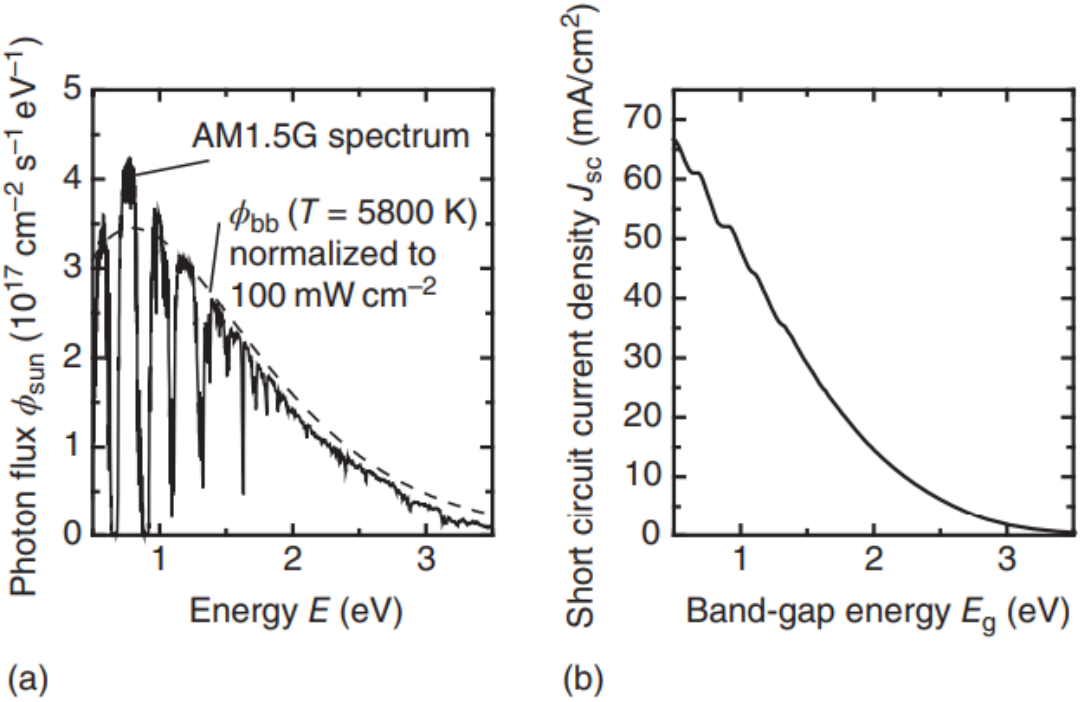
$$\frac{1}{P_M}\frac{dP_M}{dT} \approx -\frac{0,004 \div 0,005}{℃}$$

Granica Shockley'a-Queissera:

Granica S-Q pozwala na decyzję co do wyboru najlepszego materiału półprzewodnikowego na ogniwo słoneczne.

Założenia:
Rozważamy złącze p-n, półprzewodnik z prostą przerwą wzbronioną.
Padające promieniowanie słoneczne $1000W/m^2$, AM 1.5
Słońce i ogniwo są traktowane jak CDC o temperaturach 6000K i 300K
Absorpcja jest funkcją skokową (rośnie skokowo od 0 do1 dla fotonów o energii większej od Eg)
Nośniki mają nieskończenie dużą ruchliwość (wszystkie docierają do odpowiednich elektrod)
Straty: jedynie rekombinacja promienista.

Granica Shockley'a-Queissera:



E_g determinuje J_{sc}. Im większa E_g tym mniejszy prąd ponieważ w spektrum światła słonecznego jest mniej fotonów o większej E_g.

Prąd zwarcia:

$$J_{sc,SQ} = q\int_0^\infty A(E)\phi_{inc}(E)\mathrm{d}E = q\int_{E_g}^\infty \phi_{inc}(E)\mathrm{d}E,$$

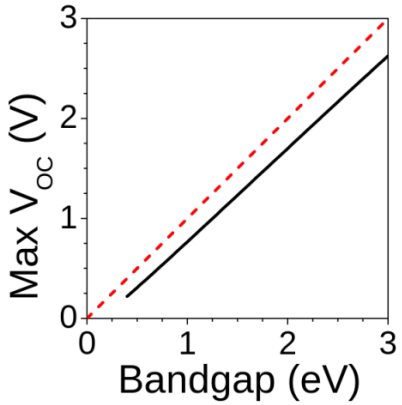
(zakładamy, że $A(E) = 1$ dla $E \geq E_g$ i 0 dla $E < E_g$).

Granica Shockley'a-Queissera:

Tu $J_{0,SQ}$ jest prądem nasycenia w granicy S-Q, tj. najmniejszy możliwy prąd nasycenia w półprzewodniku o określonej przerwie E_g.
Dla jednostronnego złącza $p - n^+$,

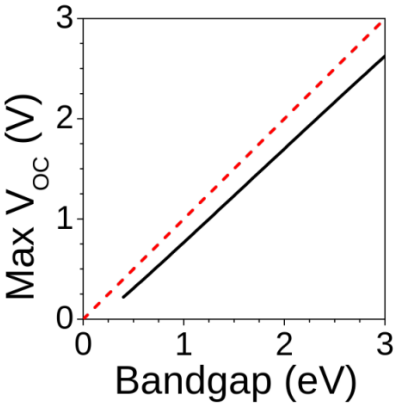
$$V_{oc} = \frac{kT}{q} ln(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1) \qquad J_{0,SQ} \sim n_i^2 \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}; \qquad ln e^{\frac{E_g}{kT}} = \frac{E_g}{kT}$$

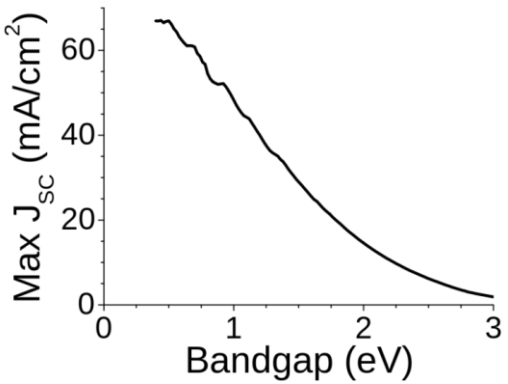
$$V_{oc} \sim E_g$$

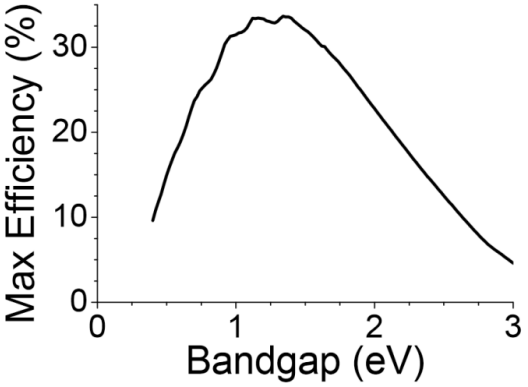


Więc V_{oc} zmienia się liniowo ze wzrostem E_g, ale maleje ze wzrostem T.

Granica Shockley'a-Queissera:





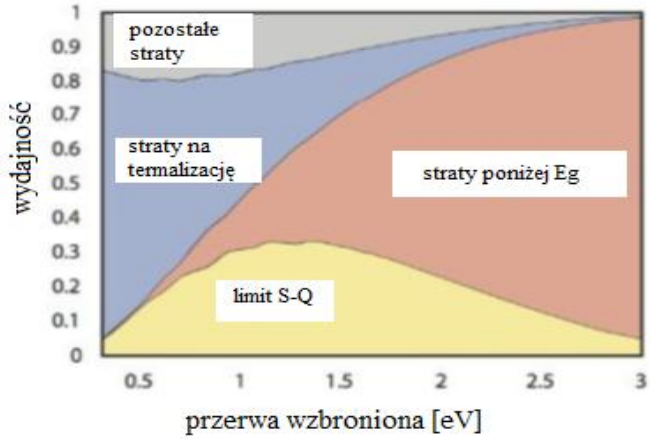


E_g determinuje V_{oc}
Im większa przerwa tym większe napięcie, ponieważ prąd rekombinacji jest mniejszy

E_g determinuje J_{sc}.
Im większa E_g tym mniejszy prąd (w spektrum światła słonecznego jest mniej fotonów o większej E_g).

$$\eta = \frac{J_{\mathrm{ph}} V_{\mathrm{oc}} FF}{P_{\mathrm{in}}}.$$

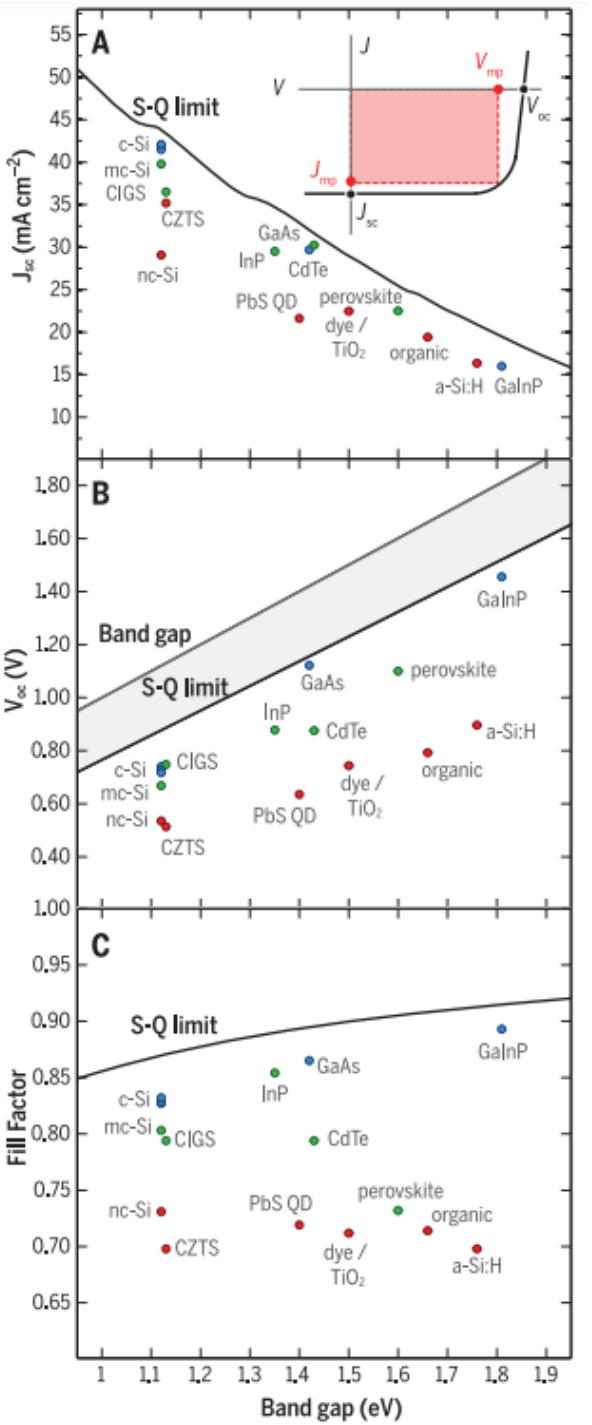
$$V_{oc} = \frac{kT}{q} ln(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1)$$

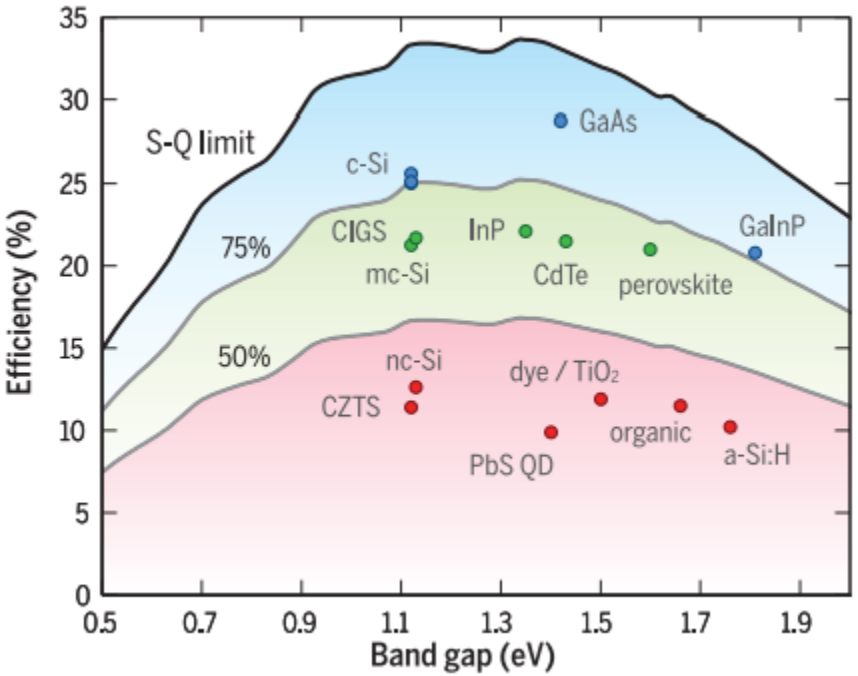


Obliczenia dla półprzewodnika z prostą przerwą wzbronioną, przy oświetleniu AM1,5

S-Q limit i realne ogniwa

A. Polman et al., Science 352, aad4424 (2016).





$$\eta = \frac{J_{\mathrm{ph}} V_{\mathrm{oc}} FF}{P_{\mathrm{in}}}.$$

Wydajność konwersji energii słonecznej

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

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

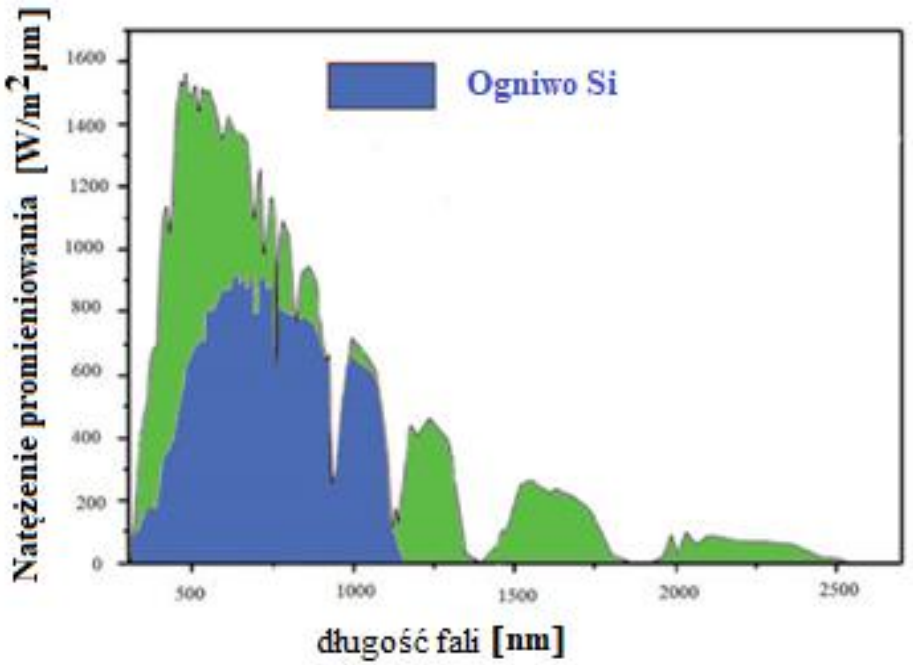
$$\eta_{całkowite} = \eta_{absorpcja} \times \eta_{kreacja} \times \eta_{dryft/dyf} \times \eta_{separ} \times \eta_{zbierania}$$

- $\eta_{absorpcja}$ **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.**

Straty związane z niedopasowaniem spektralnym

- **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**

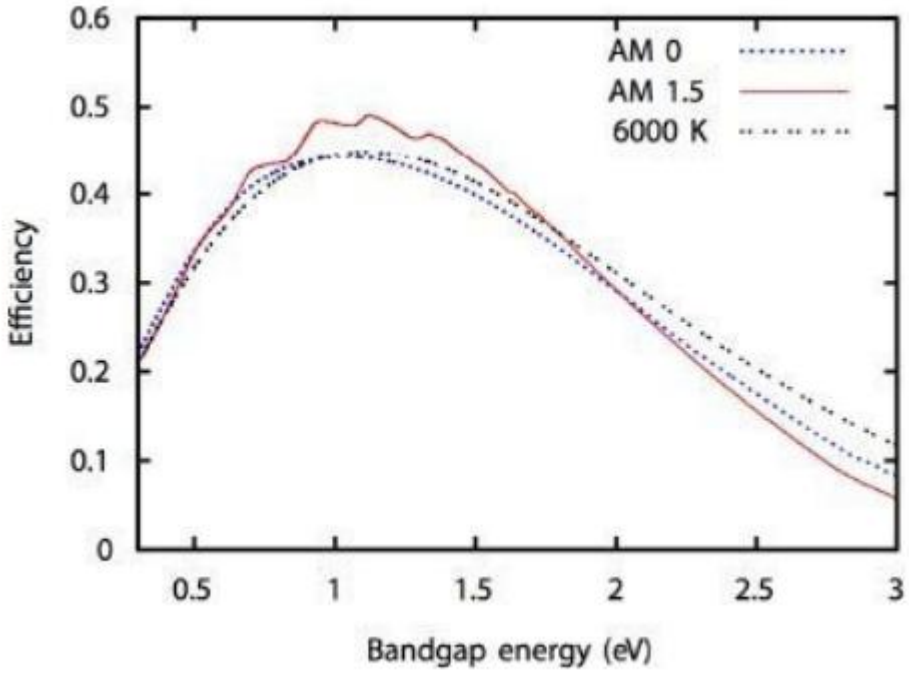
- **Część promieniowania zostanie stracona ze względu na efekt termalizacji. Polega on na tym, że fotony o energii $E_f > E_g$ kreują wzbudzone pary elektron – dziura. Dopiero gdy te nośniki stermalizują, tzn. znajdą się odpowiednio na dnie pasma przewodnictwa (elektrony) lub u wierzchołka pasma walencyjnego (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.**

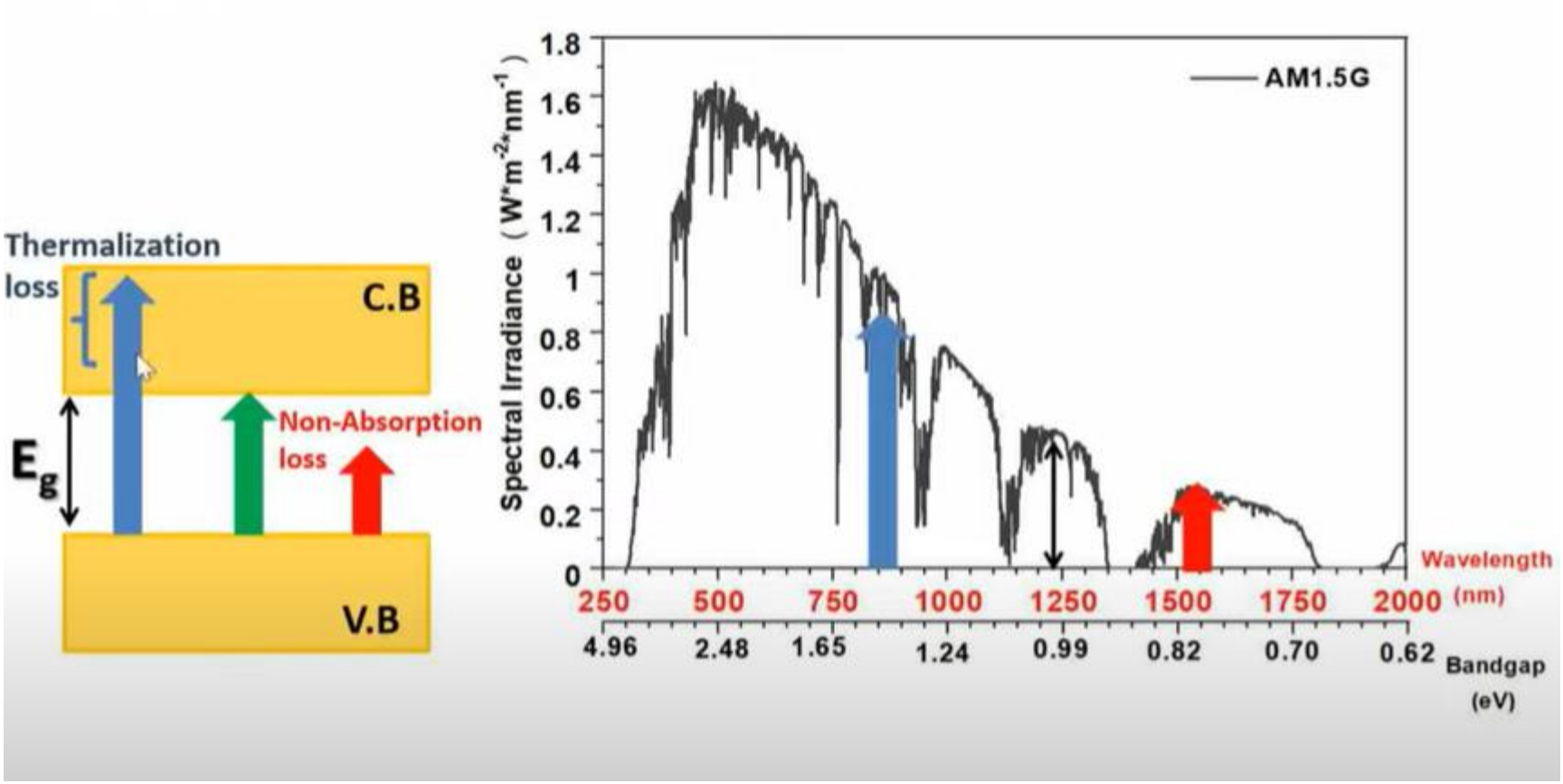
$$p_{użyt} = \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda}\, d\lambda}$$

Współczynnik konwersji

Maksymalny współczynnik konwersji:

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




Thermalization loss
C.B
Non-Absorption loss
E_g
V.B
Spectral Irradiance (W*m-2*nm-1)
AM1.5G
1.8
1.6
1.4
1.2
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
250
500
750
1000
1250
1500
1750
2000
Wavelength (nm)
4.96
2.48
1.65
1.24
0.99
0.82
0.70
0.62
Bandgap (eV)

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:**

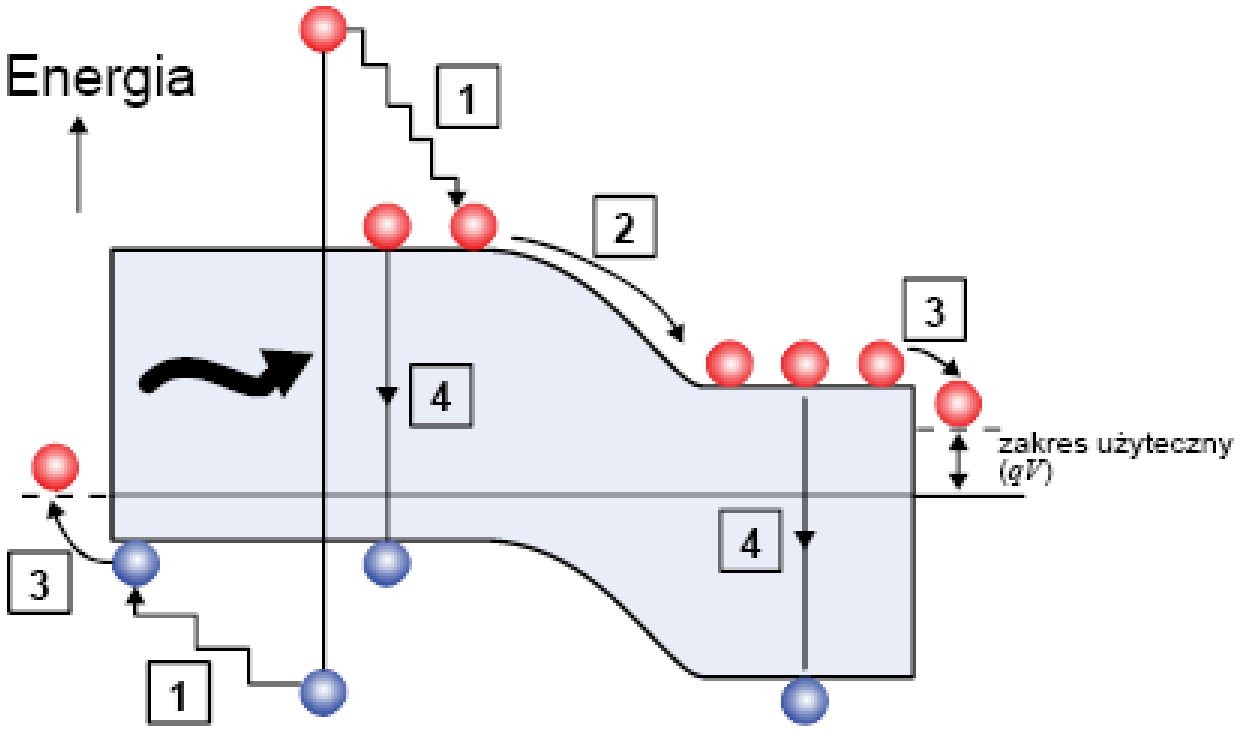
$$FF = \frac{v_{OC} - \ln(v_{OC} + 0.72)}{v_{OC} + 1}$$

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

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

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

Straty sprawności w ogniwach



1 – termalizacja

2 i 3 - straty na złączu i na kontaktach

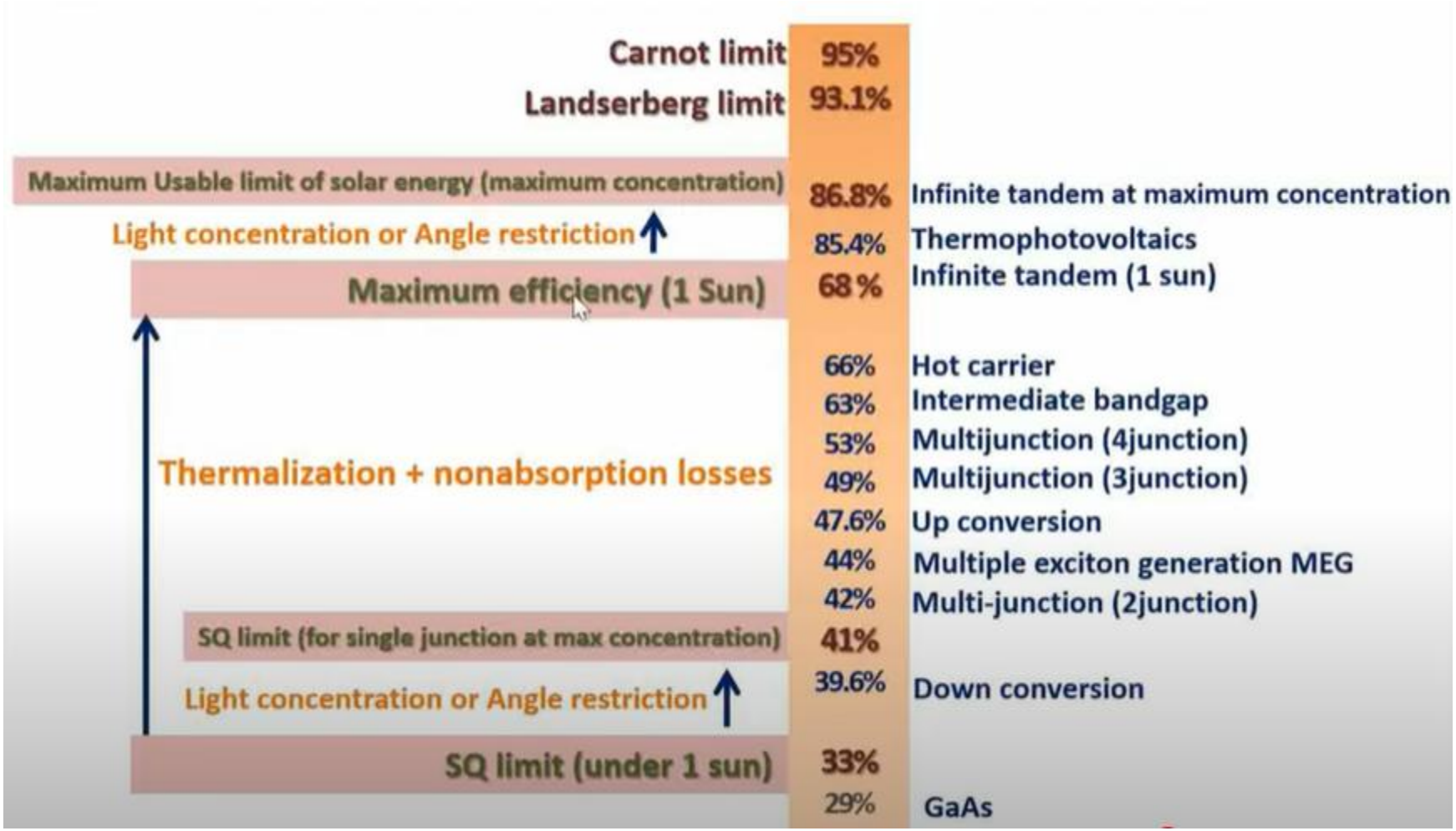
4 - straty na rekombinację

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.**

Jak przekroczyć limit S-Q ?



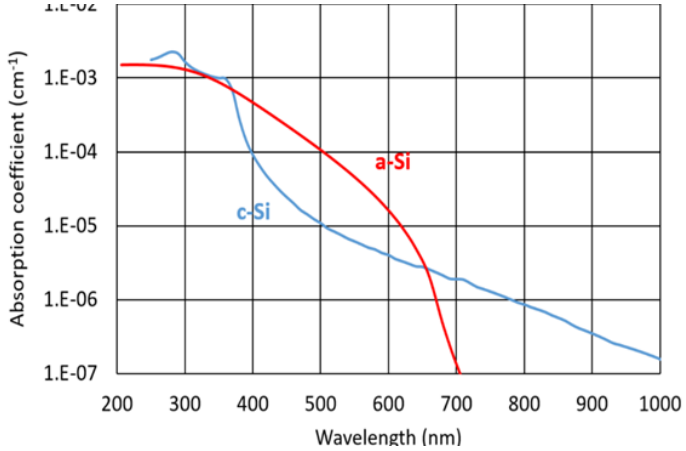
Przykład

1. Czy możemy obserwować światło słoneczne po zachodzie Słońca?

2. Po zachodzie Słońca, działanie ogniwa słonecznego o szerszej przerwie wzbronionej będzie gorsze czy lepsze od działania ogniwa o węższej przerwie wzbronionej ?

- Straty związane z brakiem fotonów o dostatecznie dużej energii dla ogniwa o szerszej przerwie
- Ogniwo o węższej przerwie będzie miało mniejsze straty na termalizację.

3. Rys. przedstawia współczynnik absorpcji dla c-Si i krzemu amorficznego a-Si. Tuż przed zachodem Słońca na półkuli północnej, gdy kąt zenitalny jest równy ok. $80°$, działanie ogniwa amorficznego pogorszy się bardziej niż działanie ogniwa krystalicznego ?



Nie. Przed zachodem Słońca jest więcej światła o większej długości fali gdzie wsp. absorpcji jest większy dla ogniwa amorficznego