

Wykład V

Odbicie i transmisja

Widmo
Słońca

Absorpcja
światła

Kreacja
par
elektron
- dziura

Dryft/dyfuzja
nośników

Separacja
nośników

Zbieranie
nośników

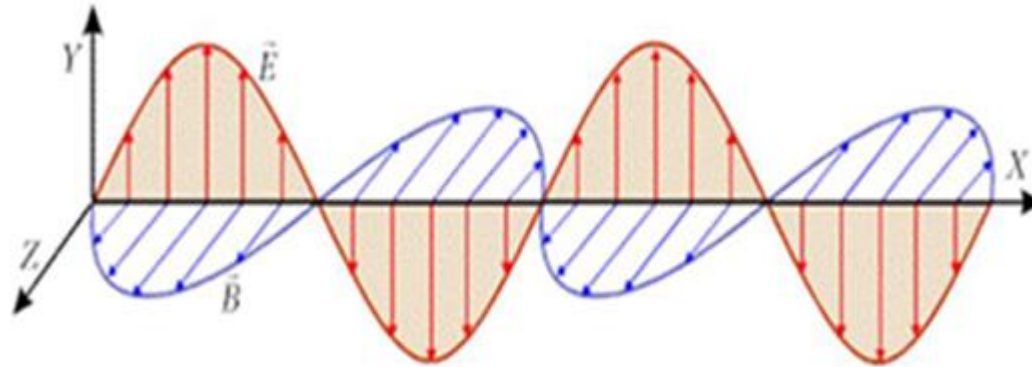
ang. Light Management Methods

Wydajność konwersji energii słonecznej:

$$\eta = \frac{E_{wy}}{E_{we}}$$

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

Prędkość fazowa fali em.



W próżni

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = c$$

W ośrodku

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{n}$$

Oddziaływanie światła z materią

Właściwości optyczne ośrodka absorbującego światło opisuje zespolona funkcja dielektryczna

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$$

Ponieważ $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}} \quad \longrightarrow \quad \tilde{n} = n + i\kappa$

Po przekształceniu otrzymujemy:

$$n^2 - \kappa^2 = \epsilon_1$$

$$2n\kappa = \epsilon_2$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} (\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2})^{1/2}$$

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}} (-\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2})^{1/2}$$

Małe κ



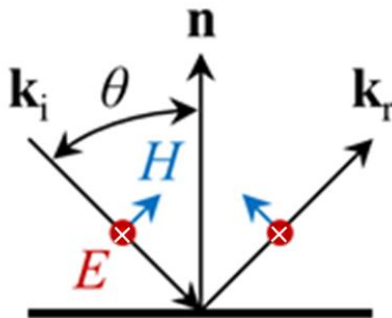
$$n = \sqrt{\epsilon_1}$$

$$\kappa = \frac{\epsilon_2}{2n}$$

Fala em na granicy 2 ośrodków

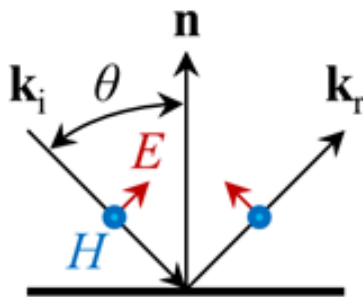
Wektor Poyntinga:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$



Fala poprzeczna elektryczna (TE)

\vec{E} prostopadłe do płaszczyzny padania - polaryzacja prostopadła

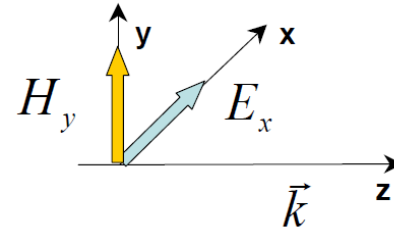


Fala poprzeczna magnetyczna (TM)

\vec{E} równoległe do płaszczyzny padania - polaryzacja równoległa

Warunki ciągłości na granicy 2 ośrodków

Niech fala em. spolaryzowana liniowo rozchodzi się wzdłuż osi z:

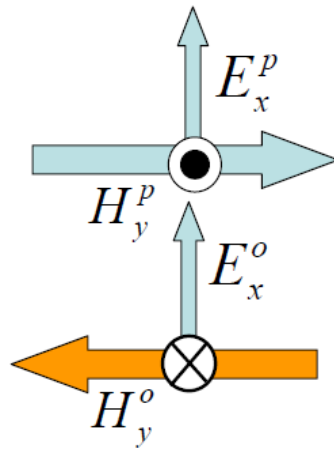


i pada prostopadle na granicę 2 ośrodków.

próżnia $n=1$

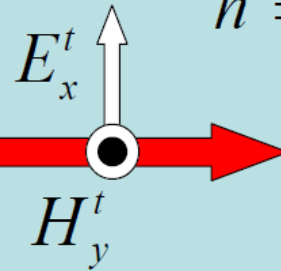
fala padająca

fala odbita



medium optyczne scharakteryzowane przez

$$\tilde{n} = n + i\kappa$$



fala propagująca się w ośrodku

Wtedy

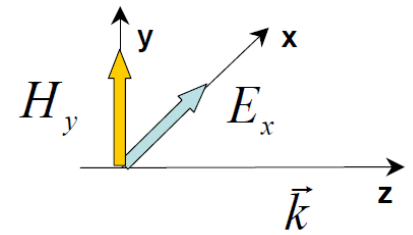
$$\begin{cases} E_x^t = E_x^p + E_x^o \\ H_y^t = H_y^p - H_y^o \end{cases}$$

oraz

$$\begin{cases} E_{x0}^t = E_{x0}^p + E_{x0}^o \\ H_{y0}^t = H_{y0}^p - H_{y0}^o \end{cases}$$

(Amplitudy wektorów)

Współczynnik odbicia



$$\frac{E(x,t)}{B(x,t)} = \frac{E_m}{B_m} = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}} = \frac{c}{\tilde{n}} = v \quad \Rightarrow \quad H_{y0} = \frac{kE_{x0}}{\mu_0 \mu_r \omega} = \frac{\tilde{n} E_{x0}}{c \mu_0 \mu_r}$$

$$\begin{cases} E_{x0}^t = E_{x0}^p + E_{x0}^o \\ H_{y0}^t = H_{y0}^p - H_{y0}^o \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} E_{x0}^t = E_{x0}^p + E_{x0}^o \\ \tilde{n} E_{x0}^t = E_{x0}^p - E_{x0}^o \end{cases}$$

$$\frac{E_x^o}{E_x^p} = \frac{1 - \tilde{n}}{1 + \tilde{n}} \quad \Rightarrow \quad R = \left| \frac{E_x^o}{E_x^p} \right|^2 = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2}$$

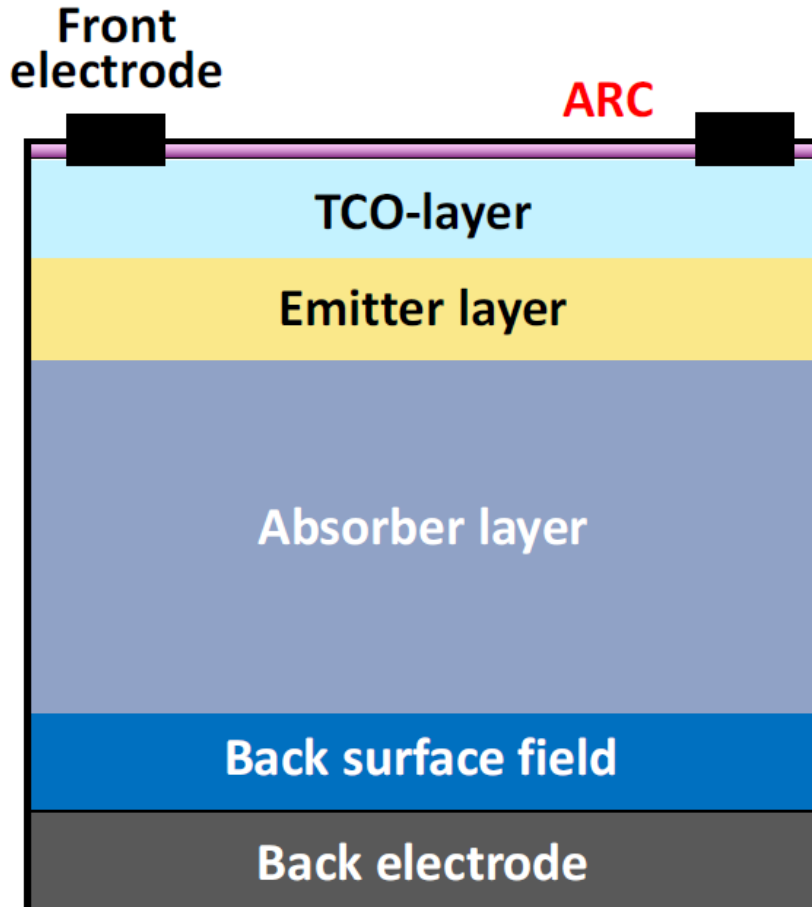
Dla κ małego (słaba absorpcja)

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

Dla ośrodków o różnych wsp. załamania

$$R = \left| \frac{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1}{\tilde{n}_2 + \tilde{n}_1} \right|^2$$

Budowa ogniwa



Absorber – generacja par elektron-dziura

Emiter – selekcja nośników mniejszościowych (dla absorbera typu p – emiter typu n – przepuszcza tylko elektrony do elektrody przedniej)

TCO – przewodzący i transparentny tlenek – umożliwia transport nośników między elektrodami

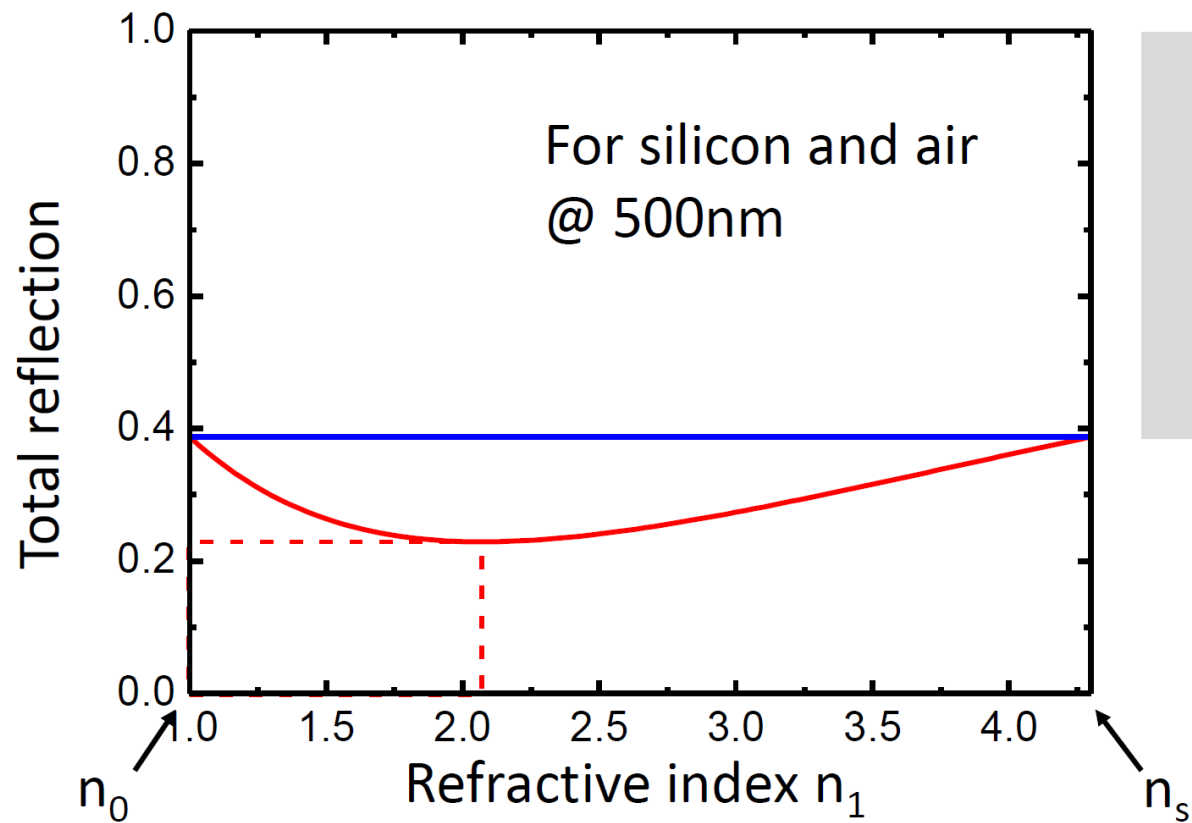
Back Surface field – selekcja nośników większościowych (dla absorbera typu p – przepuszcza tylko dziury do elektrody tylnej).

Elektrody – łączą ogniwo z zewnętrznym obwodem elektrycznym.

ARC – warstwa antyrefleksyjna

Odbicie w ogniwach

Odbicie w ogniwach

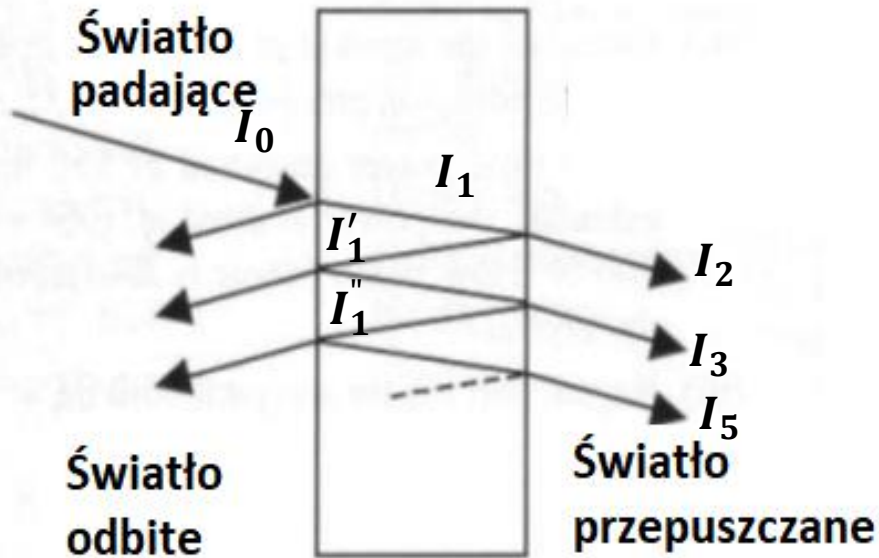


$$n_1 = \sqrt{n_0 n_s}$$

$$n_1 = \sqrt{1 \cdot 4.3} = 2.1$$

Odbicia wielokrotne – światło niespójne

Założenie: $R_1 = R_2 = R$



$$I_1 = I_0(1 - R)$$

$$I_2 = I_1(1 - R)e^{-\alpha d} = I_0(1 - R)^2 e^{-\alpha d}$$

$$I_1' = I_1 R e^{-\alpha d} = I_0 R (1 - R) e^{-\alpha d}$$

$$I_1'' = I_1' R e^{-\alpha d} = I_0 R^2 (1 - R) e^{-2\alpha d}$$

$$I_3 = I_1'' (1 - R) e^{-\alpha d} = I_0 R^2 (1 - R)^2 e^{-3\alpha d}$$

$$I_5 = I_0 R^4 (1 - R)^2 e^{-5\alpha d}$$

Suma nieskończonego szeregu geometrycznego:

$$T = \frac{I_T}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}}$$

α duże

$$T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d}$$

α małe

$$T = \frac{(1 - R)^2}{1 - R^2} = \frac{1 - R}{1 + R}$$

$$R = \frac{1 - T}{1 + T}$$

Odbicia wielokrotne – światło spójne

Jeśli długość koherencji $d_k > d$ \longrightarrow

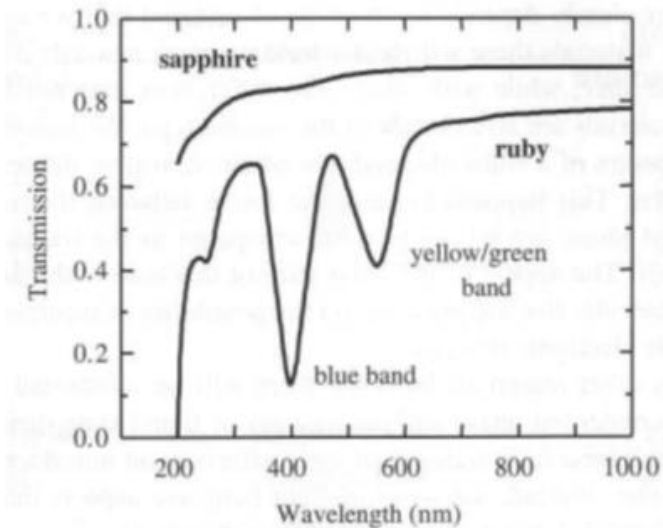
$$T = \frac{I_T}{I_0} = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha d}}{1 - 2R e^{-\alpha d} \cos \Phi + R^2 e^{-2\alpha d}}$$

gdzie Φ jest przesunięciem fazowym po zamknięciu jednego cyklu przejścia przez próbkę.

Jeśli $\alpha d \gg 1$ \longrightarrow $T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d}$

Transmitancja szkieł

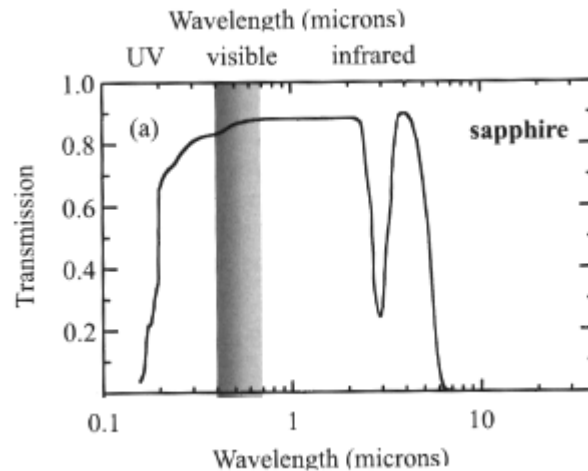
Crystal	Common name	Transparency range (μm)	Birefringent	n
Al_2O_3	sapphire	0.2 – 6	yes	1.771 (o), 1.763 (e)
BaF_2		0.2 – 12		1.476
Diamond		0.25 – > 80		2.424
KBr		0.3 – 30		1.564
KCl		0.21 – 25		1.493
KI		0.3 – 40		1.673
MgF_2		0.12 – 8	yes	1.379 (o), 1.390 (e)
NaCl	salt	0.21 – 20		1.55
NaF		0.19 – 15		1.326
SiO_2	quartz	0.2 – 3	yes	1.546 (o), 1.555 (e)
TiO_2	rutile	0.45 – 5	yes	2.652 (o), 2.958 (e)



Transmitancja szafiru (Al_2O_3 , 3mm) i rubinu (Al_2O_3 z 0.05%Cr, 6mm)



Transmitancja izolatorów i półprzewodników



Al_2O_3

Wsp. załamania:

1.771 (o), 1.763 (e)

M.Fox, Optical Properties of Solids

- W zakresie, w którym absorpcja jest znikoma, można założyć, że $\tilde{n} = n = 1.77$. Wówczas współczynnik odbicia:

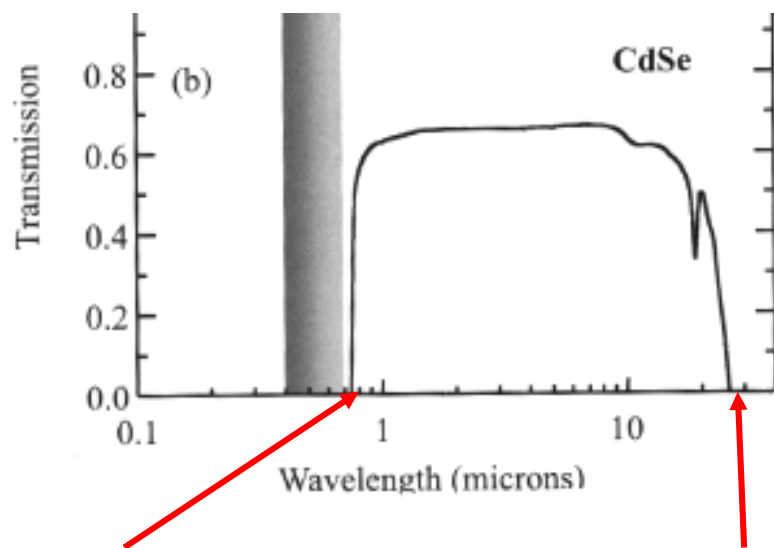
$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = 0.077$$

Współczynnik transmisji (transmitancja):

$$T = \frac{1-R}{1+R} = 0.86 \quad \text{Transmisja: } T(\%) = 86\%$$

- Minimum ok. $3\mu\text{m}$ oraz spadek transmisji $> 6\mu\text{m}$ - absorpcja na drganiach sieci.
- Dla $\lambda < 0.2\mu\text{m}$ - spadek związany z krawędzią absorpcji

Transmitancja półprzewodników



Crystal	Transparency range (μm)	λ_g (μm)	n
Ge	1.8–23	1.8	4.00
Si	1.2–15	1.1	3.42
GaAs	1.0–20	0.87	3.16
CdTe	0.9–14	0.83	2.67
CdSe	0.75–24	0.71	2.50
ZnSe	0.45–20	0.44	2.41
ZnS	0.4–14	0.33	2.20

Absorpcja pasmo-pasmo Absorpcja na fononach

Przykład

(M.Fox „Optical Properties of Solids”)

1. Obliczyć transmitancję i gęstość optyczną warstwy Si o grubości $10\mu m$, dla długości fali $\lambda = 632.9nm$ (laser He-Ne). Współczynnik absorpcji dla tej długości fali $\alpha = 3.8 \cdot 10^3 cm^{-1}$ a współczynnik odbicia $R = 0.35$.

Rozwiązanie

Obliczymy iloczyn $\alpha \cdot d = 3.8$. Iloczyn jest duży, możemy zaniedbać wielokrotne odbicia.

$$T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d} = (1 - 0.35)^2 e^{-3.8} = 0.0095$$

$$O. D. = -\log(0.0095) = 2.025$$

Jeśli zaniedbamy współczynnik odbicia:

$$O. D. = 0.434 \cdot 3.8 = 1.65$$

Metale

Właściwości:

- połyskliwa, gładka powierzchnia
- ciągliwość i kowalność
- dobre przewodnictwo elektryczne
- dobre przewodnictwo cieplne

Właściwości te wynikają z faktu, że w metalach koncentracja nośników swobodnych jest bardzo duża. Nośniki te pochodzą z powłok walencyjnych atomów metalu. Elektrony nie są związane z konkretnym jonem dodatnim i mogą się swobodnie poruszać.

Elektrony swobodne nie doświadczają siły przeciwdziałającej wychyleniu w polu elektrycznym.

Jony i swobodne elektrony w metalu oraz w silnie domieszkowanych półprzewodnikach możemy traktować jak plazmę.

Odbicie metaliczne

Traktujemy ruch elektronu w ośrodku pod wpływem pola elektrycznego fali elektromagnetycznej, jak ruch w ośrodku z tłumieniem:

$$m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} + m_0 \gamma \frac{dx}{dt} = -eE(t) \quad *$$

gdzie $\tau = \frac{1}{\gamma}$ - czas rozpraszania, związany z tłumieniem i założymy, że pole elektryczne oscyluje z częstością ω :

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$$

Postulujemy rozwiązanie postaci:

$$x(t) = x_0 e^{-i\omega t}$$

Po podstawieniu do * otrzymujemy:

$$x(t) = \frac{eE(t)}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)}$$

Odbicie metaliczne

Polaryzacja gazu elektronowego o koncentracji elektronów N :

$$P(t) = -Nex(t) = -\frac{Ne^2 E(t)}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)} \quad x(t) = \frac{eE(t)}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)}$$

Indukcja elektryczna:

$$D(t) = \varepsilon_0 E(t) + P = \varepsilon_0 E(t) - \frac{Ne^2}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)} E(t) \quad \text{oraz} \quad D = \varepsilon_r \varepsilon_0 E$$

gdzie ε_r - przenikalność elektryczna względna. Porównując obydwie wzory otrzymujemy:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_0} \frac{1}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}$$

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}$$

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_0} \right)^{1/2}$$

➡ Częstość plazmowa

Słabe tłumienie $\gamma \cong 0$

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \quad \longrightarrow \quad \varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

Wtedy dla $\omega < \omega_p$ $\tilde{n} = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{-1 \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega^2}} = i \sqrt{\frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega^2}} = i \sqrt{C(\omega)}$

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 = \left| \frac{i\sqrt{C(\omega)} - 1}{i\sqrt{C(\omega)} + 1} \right|^2 = \frac{C(\omega) + 1}{C(\omega) + 1} = 1 \quad \longrightarrow \quad \text{Odbicie metaliczne}$$

Natomiast dla $\omega > \omega_p$ $\tilde{n} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$

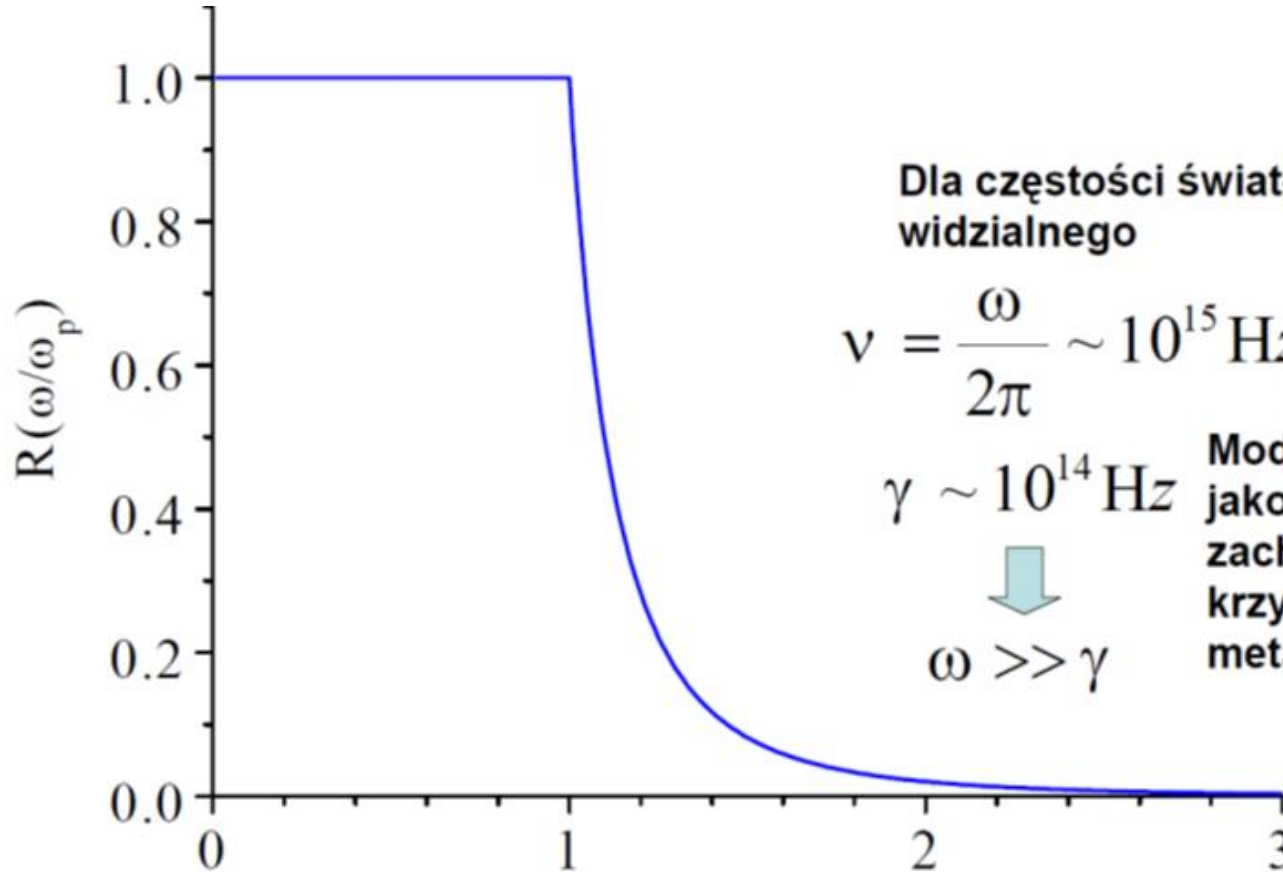
$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 = \left| \frac{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} - 1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} + 1} \right|^2 \quad \longrightarrow \quad \text{Odbicie częściowe}$$

$\omega \rightarrow \infty, R \rightarrow 0$
 $\omega = \omega_p, R = 1$

Współczynnik odbicia dla metali i półprzewodników silnie domieszkowanych

$$\omega \rightarrow \infty, R \rightarrow 0$$

$$\omega = \omega_p, R = 1$$



Dla częstości światła z obszaru widzialnego

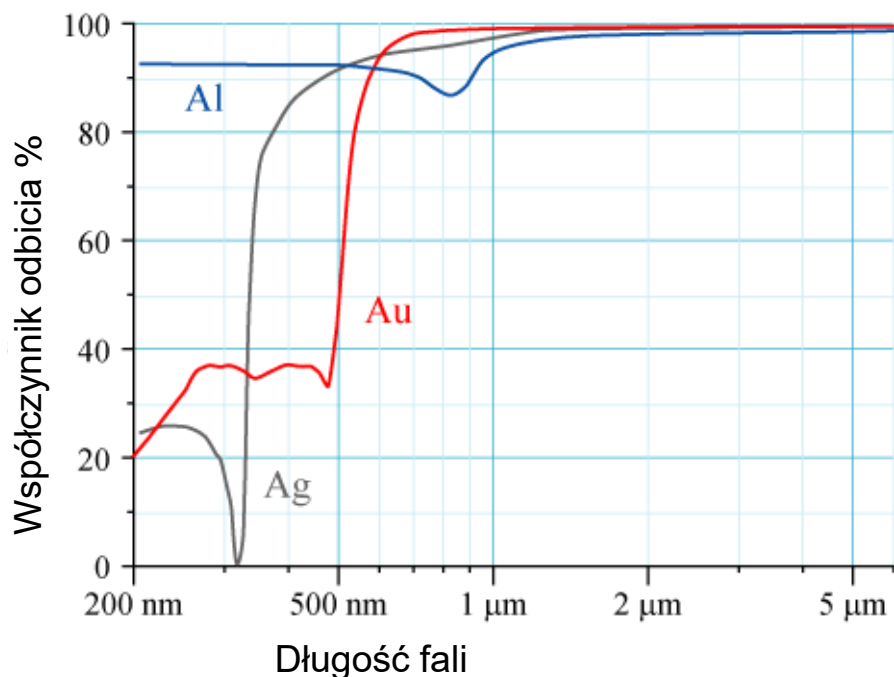
$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} \sim 10^{15} \text{ Hz}$$

$$\gamma \sim 10^{14} \text{ Hz}$$

↓
 $\omega \gg \gamma$

Model Drudego jakościowo opisuje zachowanie krzywej odbicia metali.

Współczynnik odbicia dla metali



Metal	Valency	N (10^{28} m^{-3})	$\omega_p/2\pi$ (10^{15} Hz)	λ_p (nm)
Li (77 K)	1	4.70	1.95	154
Na (5 K)	1	2.65	1.46	205
K (5 K)	1	1.40	1.06	282
Rb (5 K)	1	1.15	0.96	312
Cs (5 K)	1	0.91	0.86	350
Cu	1	8.47	2.61	115
Ag	1	5.86	2.17	138
Au	1	5.90	2.18	138
Be	2	24.7	4.46	67
Mg	2	8.61	2.63	114
Ca	2	4.61	1.93	156
Al	3	18.1	3.82	79

W tabeli podano częstości plazmowe obliczone ze wzoru

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0} \right)^{1/2}$$

Minimum odbicia dla złota ok. 500nm jest związane z absorpcją wewnątrz pasmową, która odpowiada za żółte zabarwienie złota. Dotyczy to również minimum ok. 800nm dla Al i minimum ok. 320nm dla Ag

Model Drudego - absorpcja i przewodność

Pokażemy, że $\epsilon_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}$ gdzie σ przewodność właściwa ośrodka.

Oscylujący wektor elektryczny fali elektromagnetycznej: $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$

powoduje, że elektrony w ośrodku poruszają się z prędkością, która też oscyluje.

$$* \quad m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} + m_0 \gamma \frac{dx}{dt} = -eE(t) \quad \gamma = \frac{1}{\tau}$$

gdzie $\tau = \frac{1}{\gamma}$ - czas rozpraszania, odpowiedzialny za tłumienie.

Równanie * można zapisać: $\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\vec{p}}{\tau} - e\vec{E}(t)$ gdzie $\vec{p} = m\vec{v}$

Rozwiązanie tego równania: $\vec{v}(t) = \frac{-e\tau}{m_0} \frac{1}{(1 - i\omega\tau)} \vec{E}(t)$

Absorpcja i przewodność

Gęstość prądu: $\vec{j}(t) = -Ne\vec{v} = \sigma\vec{E}$

$$\vec{v}(t) = \frac{-e\tau}{m_0} \frac{1}{(1-i\omega\tau)} E(t)$$

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0} \right)^{1/2}$$

gdzie $\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1-i\omega\tau}$

i $\sigma_0 = \frac{Ne^2\tau}{m_0} = \epsilon_0 \omega_p^2 \tau$

Przewodność stałoprądowa

Po podstawieniu $\sigma(\omega)$ do wzoru $\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0} \frac{1}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}$

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\sigma_0}{\tau\epsilon_0} \frac{1}{\omega(\omega + i\gamma)} = 1 - \frac{i\sigma_0}{\epsilon_0\tau\omega(i\omega - \gamma)} = 1 + i \frac{\sigma_0}{\epsilon_0\omega(1 - i\omega\tau)}$$

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + i \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0\omega} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$$



$$\epsilon_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega}$$

Absorpcja i przewodność

Po podstawieniu wzoru $\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}$ $\tilde{\epsilon}_r = \epsilon_1 + i\epsilon_2$

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad \sigma_0 = \epsilon_0 \omega_p^2 \tau$$

gdzie ω_p jest częstością plazmową $\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0} \right)^{1/2}$ $(\kappa = \frac{\epsilon_2}{2n})$

Jeśli $\omega\tau \ll 1 \Rightarrow \epsilon_2 \gg \epsilon_1 \Rightarrow n \approx \kappa = \sqrt{\epsilon_2 / 2}$

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c} = \sqrt{\frac{2\omega_p^2 \tau \omega}{c^2}} = \sqrt{2\sigma_0 \omega \mu_0}$$

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$$

Współczynnik absorpcji jest proporcjonalny do pierwiastka z przewodności stałoprądowej!

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} (\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2})^{1/2}$$

Efekt naskórkowy

Z równania $\alpha = \sqrt{2\sigma_0\omega\mu_0}$ wynika, że fala o częstości ω wnika do metalu na głębokość

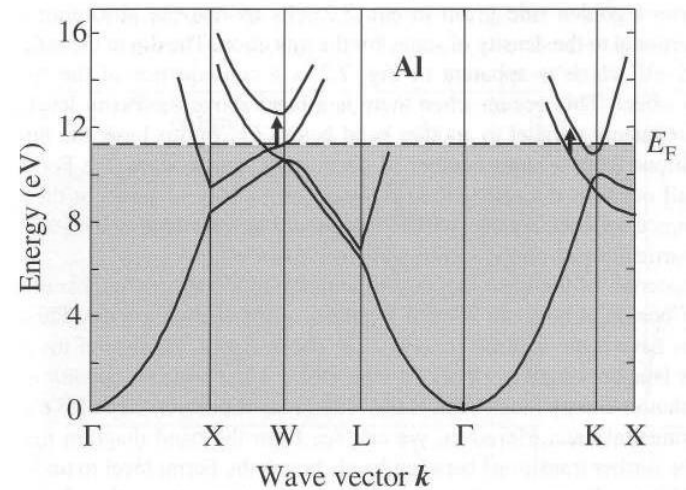
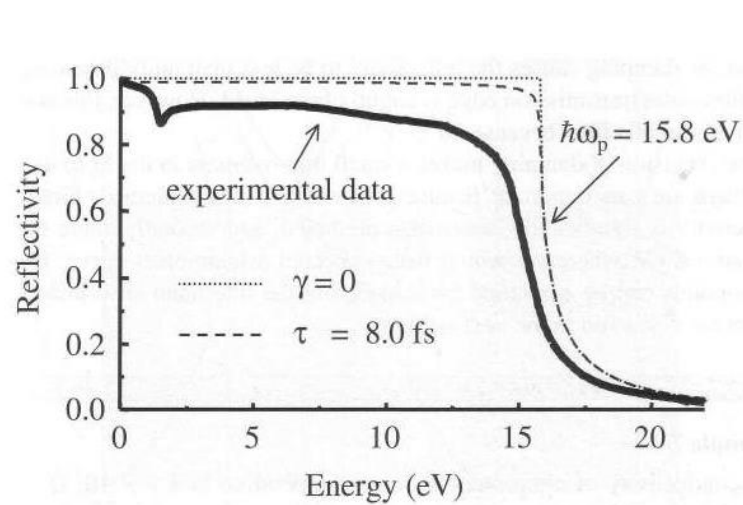
$$\delta = \frac{2}{\alpha} = \left(\frac{2}{\sigma_0\omega\mu_0} \right)^{1/2} *$$

(jeśli pole elektryczne zanika jak $e^{-z/\delta}$, to natężenie światła – jak $e^{-2z/\delta}$).

Przewodność miedzi $\sigma_0 = 6.5 \cdot 10^7 \Omega^{-1}m^{-1}$. Jak wynika ze wzoru * przy częstości 50Hz głębokość wnikania $\delta = 8.8mm$. Przy częstości 100MHz tylko $6.2\mu m$.

Pole zanikające wykładniczo w głąb przewodnika nazywa się falą ewanescentną.

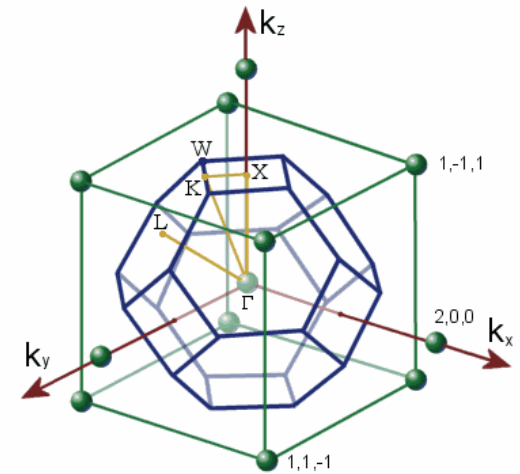
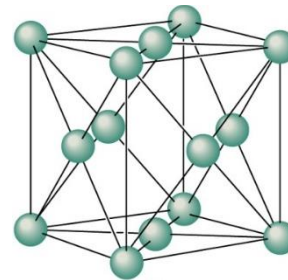
Absorpcja wewnątrz pasmowa w Al



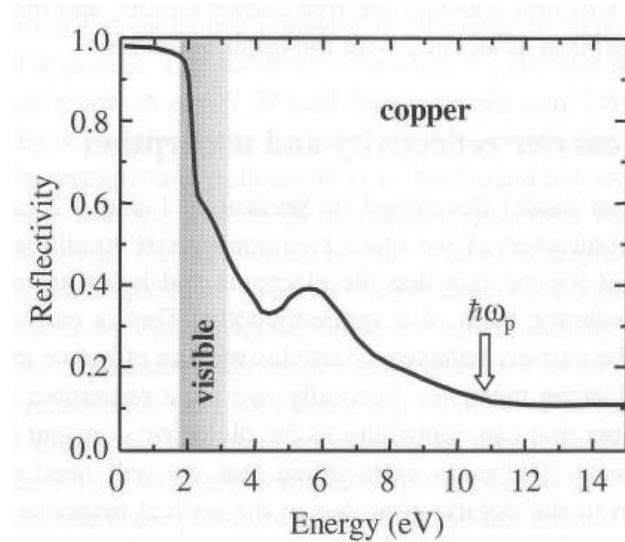
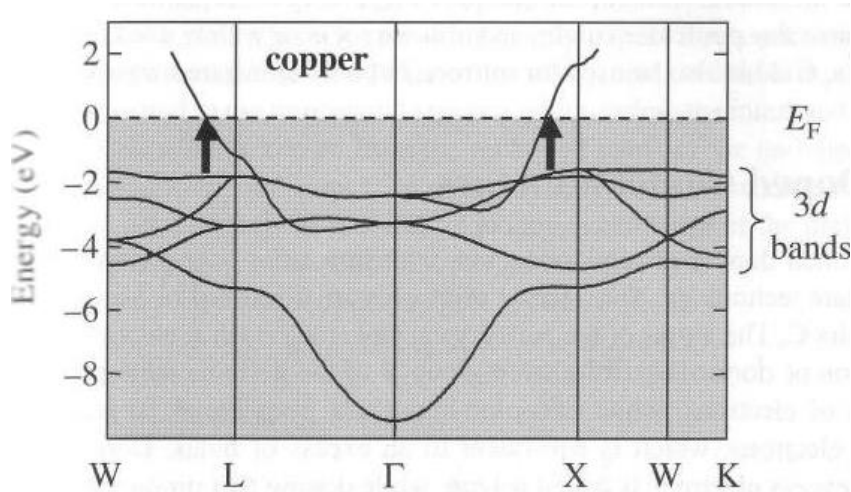
M.Fox, Optical Properties of Solids

Dolek ok. 1.5eV jest związany z absorpcją wewnątrz pasma przewodnictwa w punktach W i K I strefy Brillouina.

Absorpcja jest wynikiem równoległych pasm w tych punktach.



Absorpcja wewnątrz pasmowa w Cu



M.Fox, Optical Properties of Solids

Energia odpowiadająca częstości plazmowej jest równa ok. 11eV. Wg modelu Drudego, dla fotonów o energii mniejszej od tej energii, współczynnik odbicia powinien być bliski 100%. Tymczasem w wyniku przejść wewnątrz pasma przewodnictwa przy energii 2.2 eV ($\lambda = 560nm$) następuje spadek współczynnika odbicia. Z tą absorpcją związane jest czerwone zabarwienie miedzi.

W złocie absorpcja wewnątrz pasmowa występuje przy nieco wyższej energii, co odpowiada za żółte zabarwienie złota.

Odbicie w półprzewodnikach domieszkowanych

Model elektronów swobodnych, przy założeniu, że:

- $m_0 \rightarrow m^*$ (dla typu n i p odpowiednio masy efektywne elektronów lub dziur)
- $\varepsilon_1 = 1 \rightarrow \varepsilon_{opt}$

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_0} \frac{1}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}$$

$$D = \varepsilon_r \varepsilon_0 E = \varepsilon_{opt} \varepsilon_0 E - \frac{Ne^2 E}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega)}$$

P- związane z polaryzacją związanych elektronów w półprz. przed domieszkowaniem.

Odbicie związane ze swobodnymi nośnikami dotyczy zakresu spektralnego w którym półprzewodnik jest przezroczysty, stąd $\kappa=0$, $\varepsilon_2 = 0$ i $\varepsilon_1 = \varepsilon_{opt} = n^2$.

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{opt} - \frac{Ne^2}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega)\varepsilon_0} = \varepsilon_{opt} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \right)$$

gdzie

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_{opt}\varepsilon_0 m^*}$$

Częstość plazmowa metali i półprzewodników

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_{opt}\epsilon_0 m^*}}$$

Aluminium

$$\begin{aligned}\epsilon_{opt} &= 1 \\ m_0 &= 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg} \\ n &= 18.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}\end{aligned}$$



$$h\omega_p \sim 15.8 \text{ eV}$$

Ultrafiolet!

GaAs

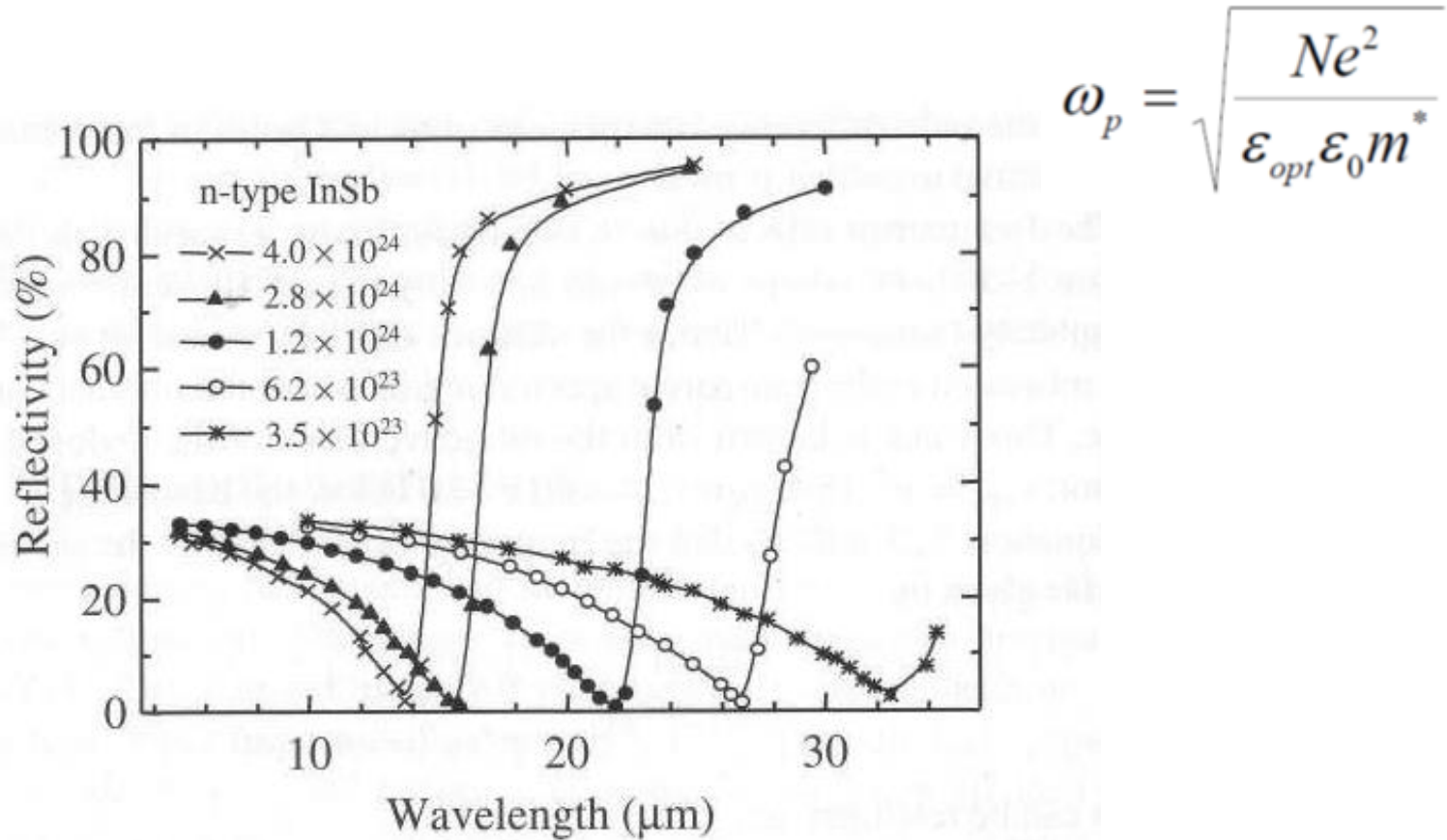
$$\begin{aligned}\epsilon_{opt} &= \epsilon_{\infty} = 10.88 \\ m^* &= 0.067 m_0 \\ n &= 10^{18} \text{ cm}^{-3}\end{aligned}$$



$$h\omega_p \sim 50 \text{ meV}$$

Łatwo sterować częstość plazmową wykorzystując domieszkowanie!

Częstość plazmowa w półprzewodnikach



Absorpcja na swobodnych nośnikach w półprzewodnikach

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{opt} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \right) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_{opt} \left(1 - \frac{\omega_p^2\tau^2}{(1 + \omega^2\tau^2)} \right)$$

Stąd

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{opt} \left(1 - \frac{\omega_p^2\tau^2}{(1 + \omega^2\tau^2)} \right) \quad \varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_{opt}\omega_p^2\tau}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)}$$

Dla $\omega > \omega_p$ może dojść do absorpcji na swobodnych nośnikach. Absorpcja na swobodnych nośnikach ma miejsce w podczerwieni. Można założyć, że $\omega\tau \gg 1$ i wtedy $\varepsilon_1 = \varepsilon_{opt}$ oraz $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_1$.

Wówczas $n = \sqrt{\varepsilon_{opt}}$ oraz $\kappa = \frac{\varepsilon_2}{2n}$ a współczynnik absorpcji:

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c} = \frac{\varepsilon_{opt}\omega_p^2}{n\omega^2 c\tau} = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m^* n c \tau} \frac{1}{\omega^2}$$

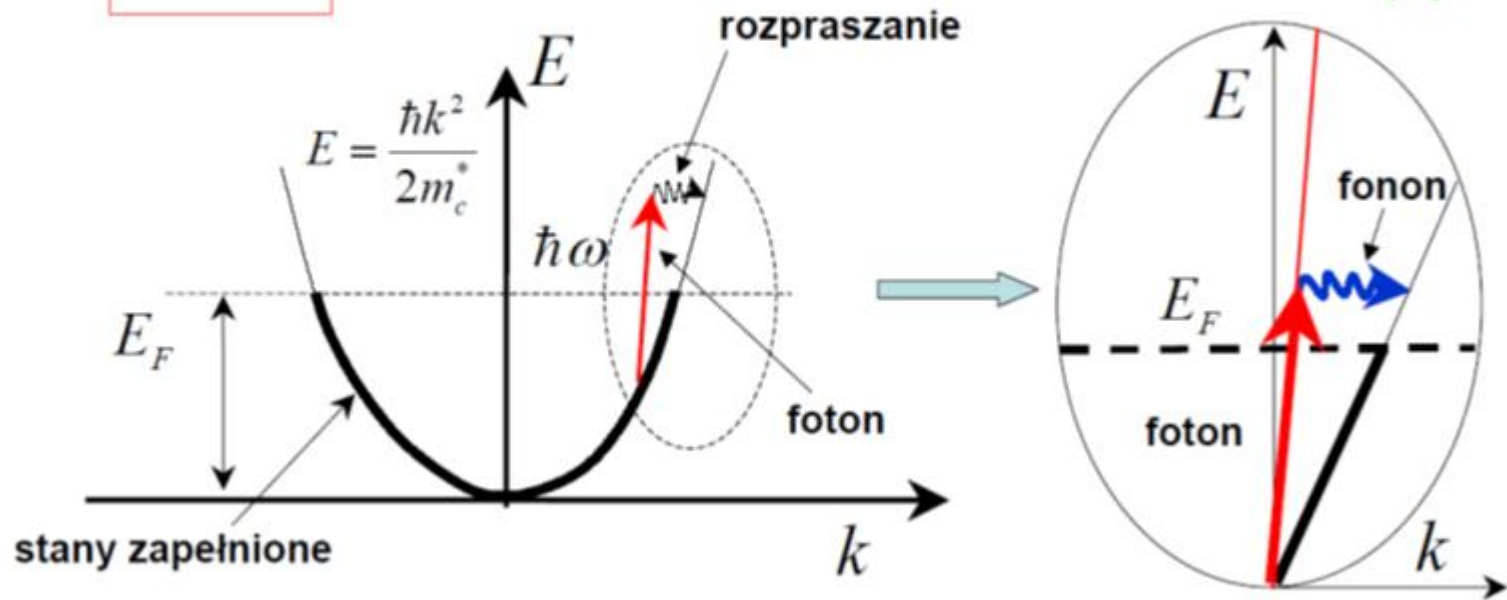
Absorpcja na swobodnych nośnikach

$$\alpha = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^* n c \tau} \frac{1}{\omega^2}$$

Typowo w półprzewodnikach obserwuje się zależność

$$\alpha \propto \omega^{-p}$$

gdzie wykładnik $p = 2-3$



Foton ma bardzo mały pęd, żeby więc spełniona była zasada zachowania pędu konieczny jest proces rozpraszania elektronu na fononach lub domieszkach!

Absorpcja w półprzewodnikach na domieszkach

Wg modelu wodoropodobnego elektron domieszki donorowej jest uwalniany a następnie przyciągany przez dodatni jon donora. Jon donora i elektron tworzą system wodoropodobny dzięki oddziaływaniu Coulomba. Aby obliczyć energie jonizacji domieszki donorowej, w równaniu na dozwolone poziomy energetyczne elektronu w atomie wodoru zastępujemy masę swobodnego elektronu masą efektywną m_e^* i wprowadzamy przenikalność dielektryczną półprzewodnika ϵ_r :

$$E_n^D = -\frac{m_e^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_H}{n^2}$$

gdzie $R_H = 13.6 eV$ jest stałą Rydberga a n – liczbą całkowitą (nr poziomu energetycznego). $n = 1$ odpowiada poziomowi podstawowemu. Przejścia optyczne mogą zachodzić pomiędzy kolejnymi poziomami. Fotony, które odpowiadają za przejścia z poziomu podstawowego do wyższych poziomów są opisane równaniem:

$$h\nu = \frac{m_e^*}{m_0} \frac{R_H}{\epsilon_r^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$