

Prof. Dr Halina Abramczyk  
Technical University of Lodz, Faculty of Chemistry  
Institute of Applied Radiation Chemistry  
Poland, 93-590 Lodz, Wroblewskiego 15  
Phone:(+ 48 42) 631-31-88; fax:(+ 48 42) 684 00 43

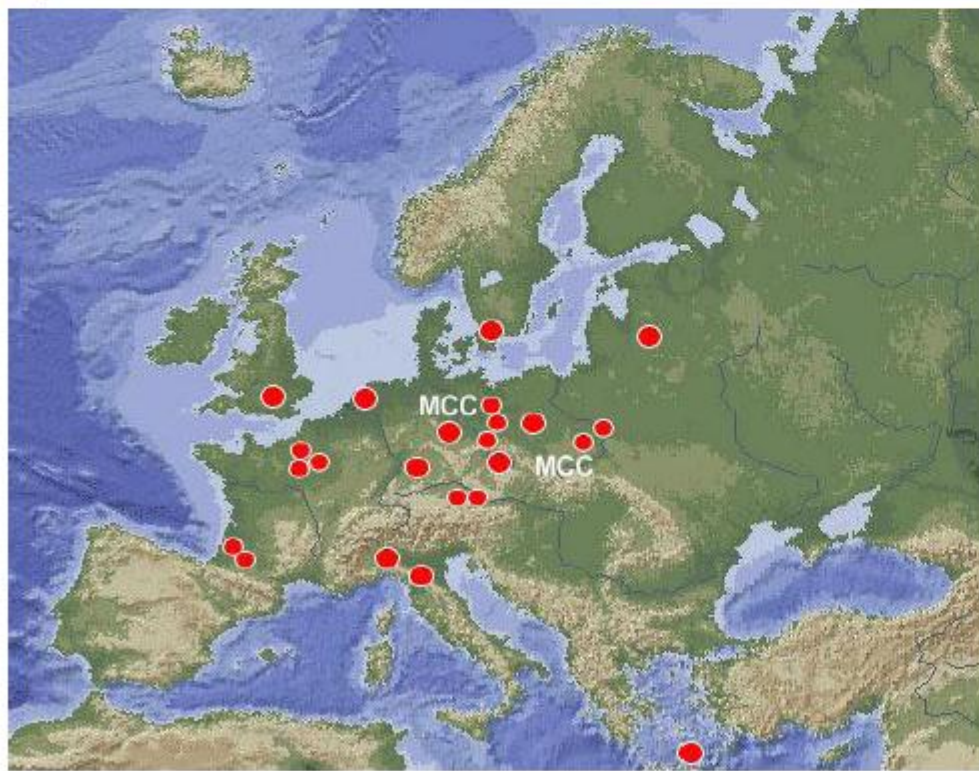
[E-mail:abramczy@mitr.p.lodz.pl](mailto:abramczy@mitr.p.lodz.pl), <http://mitr.p.lodz.pl/evu>, <http://mitr.p.lodz.pl/raman>

# Wykład 1

## Propagacja fal elektromagnetycznych w różnych ośrodkach optycznych



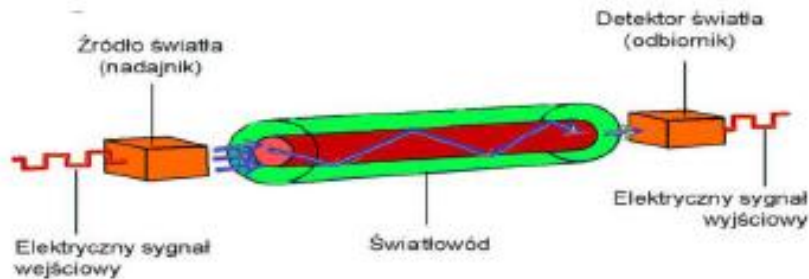




<http://mitr.p.lodz.pl/evu>



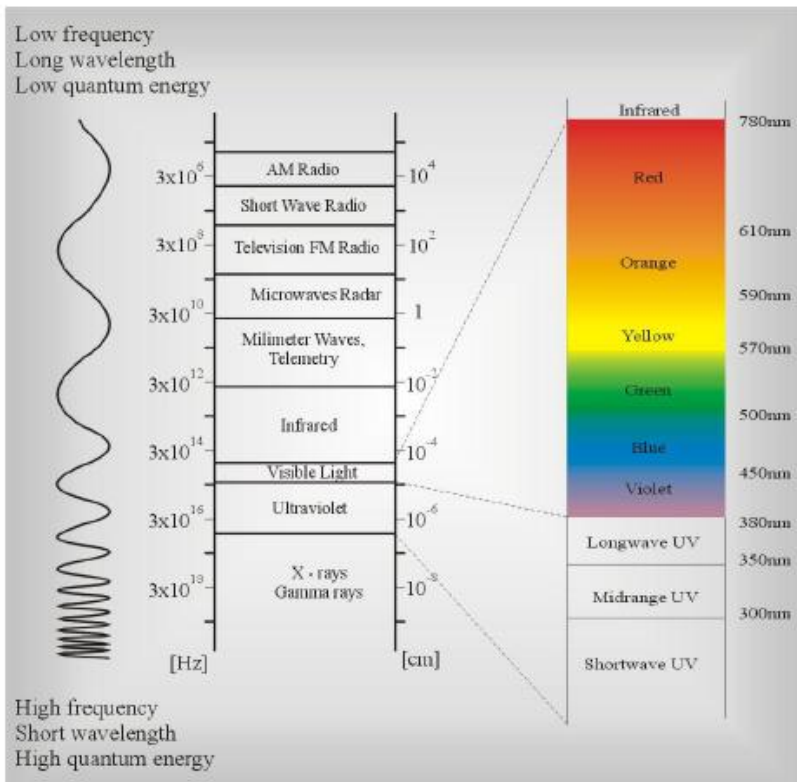
# Podstawy komunikacji światłowodowej



- Sieci WDM, DWDM, UWDM
- Lasery, modulatory, reflektometry
- Wzmacniacze optyczne
- Multiplexery i demultiplexery
- Przełączniki i telekomutatory



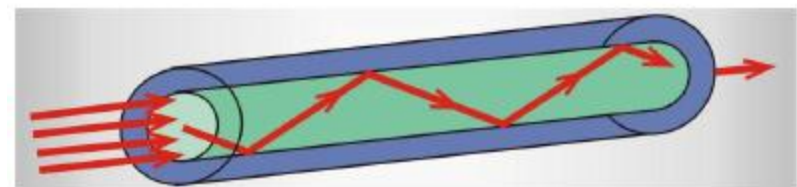
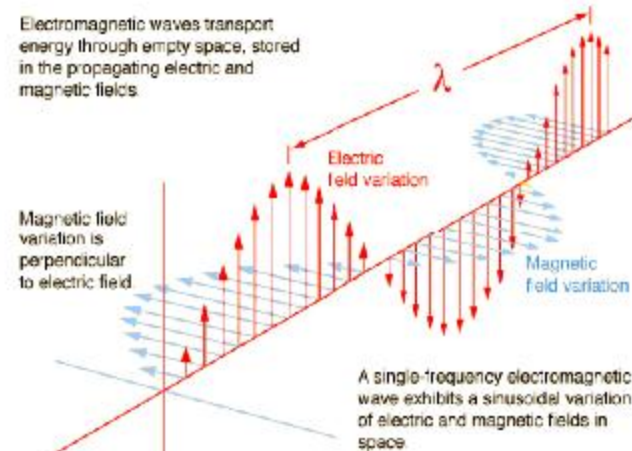
Propagację fali w różnych ośrodkach (np. próżni czy dielektrykach takich jak światłowody) opisują równania Maxwella. Równanie fali wynikające z równań Maxwella opisuje propagację fali elektromagnetycznej w różnych ośrodkach.



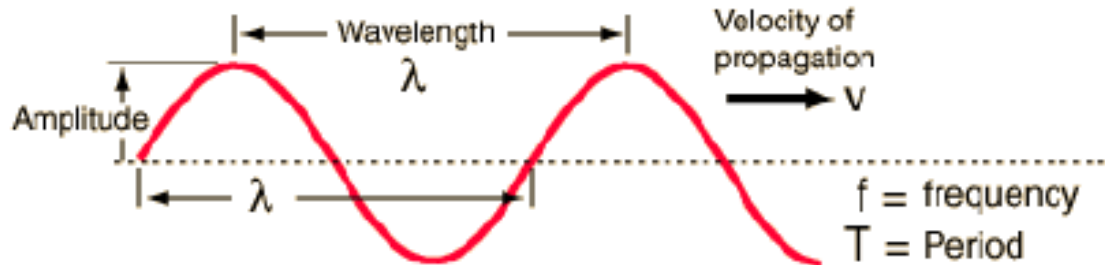
$$c = v\lambda$$

Also commonly written  $v = f\lambda$   
*velocity = frequency x wavelength*

Speed of light  $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$



# Propagacja fal sinusoidalnych



Klasyczne równanie ruchu : **Droga = Prędkość x Czas** opisuje propagację fal sinusoidalnych. Dla fal równanie to przybiera postać :

$$\lambda \text{ (droga)} = v \text{ (prędkość fali)} \times T \text{ (okres fali)}$$

Podstawiając  $f=1/T$  otrzymujemy

$$v = f \lambda$$

Powyższa zależność opisuje rozchodzenie się fal dźwiękowych, elektromagnetycznych, mechanicznych

# Równania Maxwella

<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/Hbase/electric/maxeq.html>

Równania Maxwella w zwięzły sposób opisują pola elektryczne i magnetyczne oraz zależności między tymi polami. Dokładna analiza matematyczna jest skomplikowana, dlatego skupimy się na przedstawieniu ogólnej postaci tych równań oraz wnioskach z nich płynących.

Symbole matematyczne występujące w równaniach Maxwella :

- E - nateżenia pola elektrycznego,  $\rho$  – gęstość ładunku elektrycznego
- I – natężenie prądu elektrycznego, B – indukcja pola magnetycznego
  - $\epsilon_0$  – przenikalność elektryczna próżni, j – gęstość prądu
  - D – przemieszczenie elektryczne,  $D = \epsilon_0 E + P$
  - $\mu_0$  – przenikalność magnetyczna próżni
- c- prędkość światła, H – nateżenie pola magnetycznego
  - M – magnetyzacja, P = polaryzacja



# Równania Maxwella

I. Prawo Gaussa – dla pola elektrycznego  $\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 4\pi k\rho$

II. Prawo Gaussa dla pola magnetycznego  $\nabla \cdot B = 0$

II. Prawo indukcji Faradaya  $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$

III. Prawo Ampère'a  $\nabla \times B = \frac{4\pi k}{c^2} J + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}$   
 $= \frac{J}{\epsilon_0 c^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = \text{Coulomb's constant} \quad c^2 = \frac{1}{\mu_0\epsilon_0}$$

# Dywergencja

- ▶ Stosuje się dla współrzędnych kartezjańskich
- ▶ Niech  $x, y, z$  będą współrzędnymi kartezjańskimi w trójwymiarowej przestrzeni euklidesowej, zaś  $i, j, k$  bazą wektorów jednostkowych odpowiadających tym współrzędnym
- ▶ Dywergencję w całkowicie różniczkowalnym polu wektorowym definiuje się jako funkcja skalarna:

$$\operatorname{div} \mathbf{F} = \nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z}.$$

$$\mathbf{F} = U \mathbf{i} + V \mathbf{j} + W \mathbf{k}$$

Gdzie

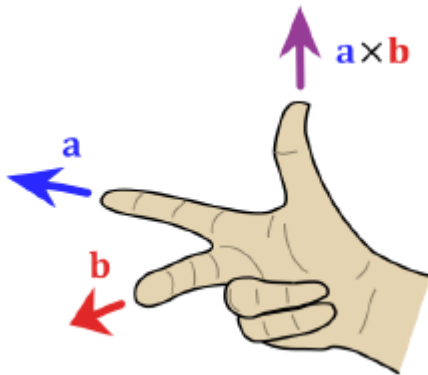
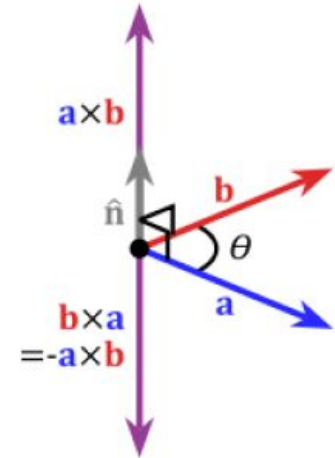
- ▶ Przekształcenia ortogonalne nie zmieniają wyniku dywergencji
- ▶ Powszechnie przyjęta notacja dla dywergencji to  $\nabla \cdot \mathbf{F}$ , gdzie kropka oznacza operację przypominającą mnożenie skalarów:
- ▶ NIE JEST TO GRADIENT!!!

$$\nabla f(x, y, z) = \left( \frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right) \quad \frac{\partial f}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial f}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial f}{\partial z} \hat{\mathbf{k}}$$

$$\nabla_x E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

Mnożenie dwóch wektorów jest operacją binarną, której wynikiem jest wektor prostopadły do obu wektorów, które przez siebie mnożymy.

Operacja ta nie jest przemienne ani łączna w przeciwieństwie do iloczynu skalarnego wektorów.



Iloczyn wektorowy definiuje równanie:

$$\mathbf{a} \times \mathbf{b} = ab \sin \theta \hat{n}$$

$\theta$  jest kątem pomiędzy wektorami  $a$  i  $b$ ,  $a$  i  $b$  są długościami wektorów,  $n$  to wektor jednostkowy prostopadły do płaszczyzny w której leżą wektory  $a$  i  $b$ , jego kierunek wyznacza reguła prawej dłoni zilustrowana na rysunku obok.

# Notacja macierzowa

- Iloczyn wektorowy można również zdefiniować za pomocą wyznacznika macierzy

$$\mathbf{a} \times \mathbf{b} = \det \begin{bmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \end{bmatrix}.$$

- Wyznacznik macierzy można obliczyć korzystając z reguły Sarrusa

$$\begin{array}{cccccc} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} & \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ a_1 & a_2 & a_3 & a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 & b_1 & b_2 & b_3 \end{array}$$

- Z pierwszych trzech elementów w pierwszym rzędzie narysuj trzy linie diagonalne skierowane w dół i w prawo, np. pierwsza z diagonalnych powinna przechodzić przez elementy macierzy:  $\mathbf{i}$ ,  $a_2$ ,  $b_3$ . Z trzech ostatnich wyrazów narysuj diagonalne skierowane w dół i w lewo, pierwsza z nich powinna przecinać elementy  $\mathbf{k}$ ,  $a_2$  i  $b_1$ . Następnie pomnóż przez siebie elementy tych sześciu diagonalnych, od sumy pierwszych trzech iloczynów odejmij trzy ostatnie. Iloczyn skalarny jest zdefiniowany jako:

$$\mathbf{i}a_2b_3 + \mathbf{j}a_3b_1 + \mathbf{k}a_1b_2 - \mathbf{i}a_3b_2 - \mathbf{j}a_1b_3 - \mathbf{k}a_2b_1.$$



# Prawo Gaussa dla pola elektrycznego

- Strumień elektryczny przechodzący przez dowolną przestrzeń zamkniętą jest proporcjonalny do ładunku znajdującego się wewnątrz tej powierzchni
- Całkowa postać prawa Gaussa dla pola elektrycznego pozwala obliczać pola elektryczne wokół naładowanych obiektów
- Prawo Gaussa dla ładunku punktowego jest tożsame z prawem Coulomba
- Całka powierzchniowa z pola elektrycznego pozwala obliczyć wielkość ładunku ograniczonego tą powierzchnią, dywergencja pozwala obliczyć gęstość ładunku

Postać różniczkowa:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 4\pi k \rho$$

Postać całkowa:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q}{\epsilon_0} = 4\pi k q$$

# Prawo Gaussa dla pola magnetycznego

Strumień magnetyczny ograniczony dowolną powierzchnią zamkniętą jest równy zero. Twierdzenie to jest także prawdziwe dla źródeł pola magnetycznego. Dla dipola magnetycznego liczba linii sił pola skierowanych do bieguna południowego równa jest liczbie linii sił pola wychodzących z bieguna północnego. Strumień pola magnetycznego dla dipoli zawsze jest równy zero. Jeśli istniałoby źródło o tylko jednym biegunie pola magnetycznego, wartość strumienia byłaby niezerowa.

Dywergencja pola magnetycznego jest proporcjonalna do gęstości źródła punktowego, zatem prawo Gaussa dla pola magnetycznego stwierdza, że nie istnieją źródła pola magnetycznego o tylko jednym biegunie.

Postać różniczkowa:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

Postać całkowa :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$$

# Prawo Ampère'a

Prawo Ampère'a wiąże indukcję magnetyczną wokół przewodnika z prądem z natężeniem pola elektrycznego przepływającego w tym przewodniku. Liniowa całka z pola magnetycznego wokół zamkniętego przewodnika jest proporcjonalna do wartości prądu płynącego w tym przewodniku.

Postać różniczkowa:

$$\nabla \times B = \frac{4\pi k}{c^2} J + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}$$
$$\nabla \times B = \frac{J}{\epsilon_0 c^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}$$

Postać całkowa :

$$\oint B \cdot ds = \mu_0 i + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int E \cdot dA$$

# Prawo indukcji Faradaya

W zamkniętym obwodzie znajdującym się w zmiennym polu magnetycznym, pojawia się siła elektromotoryczna indukcji równa prędkości zmian strumienia indukcji pola magnetycznego przechodzącego przez powierzchnię rozpiętą na tym obwodzie. Prawo to można wyrazić wzorem :

forma całkowa :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

forma różniczkowa :

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$



# Równania Maxwella

I. Prawo Gaussa dla pola elektrycznego  $\nabla \cdot D = \rho$

$$\text{Postać ogólna : } D = \varepsilon_0 E + P$$

$$\text{W próżni : } D = \varepsilon_0 E$$

II. Prawo Gaussa dla pola magnetycznego

$$\text{Izotropowy dielektryk : } \nabla \cdot B = 0$$

III. Prawo Indukcji Faradaya  $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$

$$\nabla \times B = \frac{4\pi k}{c^2} J + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}$$

IV. Prawo Ampèra

$$\nabla \times B = \frac{J}{\varepsilon_0 c^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$\text{Postać ogólna : } B = \mu_0(H + M)$$

$$\text{W próżni : } B = \mu_0 H$$

$$\text{Izotropowy ośrodek magnetyczny : } B = \mu H$$

# Równanie fali elektromagnetycznej

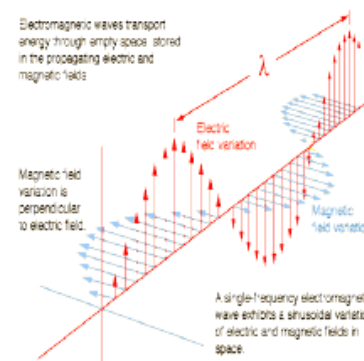
Równanie dla składowej elektrycznej w kierunku osi x:

W próżni :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

W dielektryku:

$$\left( \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \mathbf{E} = 0,$$



Analogiczne równania opisują równanie rozchodzenie się fali magnetycznej, w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny w której leży wektor pola natężenia pola elektrycznego

Rozwiązanie dla fali płaskiej dla pola elektrycznego ma postać :

$$E = E_m \sin(kx - \omega t)$$

Dla pola magnetycznego :

$$B = B_m \sin(kx - \omega t)$$

W kartezjańskim układzie współrzędnych laplasjan ma następującą postać:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

# Równanie Helmholtza (stosujemy kiedy możemy pominąć urojoną składową pola elektrycznego)

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\operatorname{Re}(k)x - \omega t)] \exp[-\operatorname{Im}(k)x]$$

Równanie fali przybiera formę równania Helmholtza :

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c} = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

$k_0$  jest długością wektora falowego,  $\mu_0 \epsilon_0$  oznaczają odpowiednio przenikalność magnetyczną i elektryczną próżni

$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$  jest transformatą pola elektrycznego :

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) dt$$

# Prędkość fazowa fali

W rzeczywistym ośrodku dielektrycznym fala elektromagnetyczna propaguje z prędkością fazową mniejszą od prędkości światła)

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}, n = \sqrt{\epsilon}$$

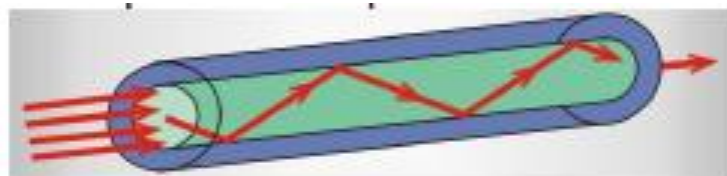


Stała dielektryczna ma złożoną postać:

$$\varepsilon(\omega) = (n(\omega) + i\alpha c / 2\omega)^2$$

$n(\omega)$  – współczynnik załamania  
ośrodka  
 $\alpha(\omega)$  – straty (absorpcja)

W niektórych dielektrykach, np. światłowodach możemy pominąć urojoną składową stałej dielektrycznej, ponieważ w zakresie spektralnym istotnym dla technik światłowodowych straty są niewielkie



Niektóre dielektryki cechują się złożoną budową. Wówczas wyrażenie opisujące Rozchodzenie się fali elektrycznej w ośrodku przyjmuje bardziej skomplikowaną postać:

$$E = E_0 \exp[i(\operatorname{Re}(k) x - \omega t)] \exp[-\operatorname{Im}(k) x].$$

Prowadzi to do osłabienia lub wzmocnienia fali propagującej w ośrodku

Prędkość fazowa jest determinowana przez rzeczywistą postać współczynnika załamania światła :

$$v = \frac{c}{\operatorname{Re}(n)}.$$

# DYSPERSJA

Rozważmy falę elektromagnetyczną propagującą w przezroczystym, izotropowym i nieprzewodzącym ośrodku. Indukcję elektryczną opisuje równanie:

$$D = \epsilon_0 E + P, \quad P \text{ jest polaryzacją}$$

Elektrony mają dużo mniejszą masę od jonów (lub jąder atomowych), dlatego, w pierwszym przybliżeniu, indukcja elektryczna zdeterminowana jest odpowiedzią elektronową na przyłożone pole elektryczne.

Jeśli elektron przemieści się o  $s$  w stosunku do swojej pozycji początkowej:

$$P = -Nes$$

Założmy, że elektrony są związane quasi-elastycznie, co oznacza, że po wyłączenia pola elektrycznego powracają one do pozycji spoczynkowej. Wówczas:

$$m\ddot{s} + f s = -eE,$$

$m$  jest masą elektronu,  $-fs$  siłą,  $g$  oznacza cząstkową pochodną po czasie. Powyższe równanie może być zapisane jako:

$$\ddot{s} + g\omega_0 \dot{s} + \omega_0^2 s = -\frac{e}{m} E,$$

$$\omega_0^2 = \frac{f}{m}$$

Założmy, że elektrony oscylują z częstotliwością fali elektromagnetycznej

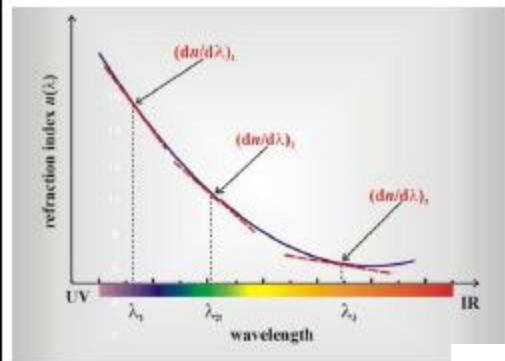
$$\omega_0^2 = \frac{f}{m}$$

Musimy uwzględnić, że elektron wzbudzony do oscylacji w wyniku oddziaływania z polem elektrycznym nie będzie oscylował nieskończenie długo. W tym celu dodajemy tzw. Współczynnik tłumienia (damping term):

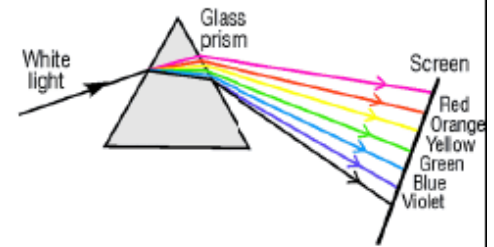
$$g \omega_0 \dot{s}$$

$$s = -\frac{(e/m) E}{\omega_0^2 - \omega^2 - i g \omega \omega_0}$$

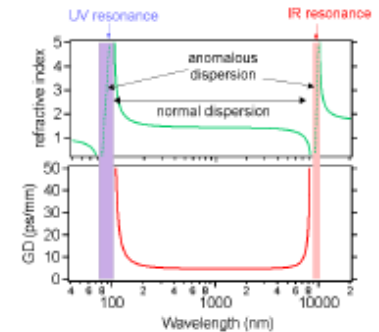
$$P = \frac{(N e^2 / m) E}{\omega_0^2 - \omega^2 - i g \omega \omega_0}$$



$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 + P$$



$$\epsilon(\omega) \equiv n^2(\omega) = 1 + \frac{(N e^2 / \epsilon_0 m)}{\omega_0^2 - \omega^2 - i g \omega \omega_0}$$



Z powyższego wzoru wynika, że współczynnik załamania jest niezależny od częstości  $\omega_0$  zwykle znajduje się w ultrafiolecie, więc  $g \ll 1$

Wówczas mianownik:

$$\omega_0^2 - \omega^2 - i g \omega \omega_0 \approx \omega_0^2 - \omega^2$$

przyjmuje wartość dodatnią w całym zakresie światła widzialnego oraz większą dla fal dłuższych niż fal krótszych. Z tego powodu światło czerwone załamuje się mniej niż niebieskie – mamy do czynienia z tzw. dyspersją normalną

Założmy układ zawierający  $N$  cząsteczek w jednostce objętości oraz  $Z$  elektronów przypadających na cząsteczkę w którym zamiast jednej częstości oscylacji dla wszystkich elektronów jest  $f_i$  elektronów na każdą cząsteczkę, które oscylują z częstością  $\omega_i$  i damping constant  $g_i$ .

Wówczas łatwo wykazać, że

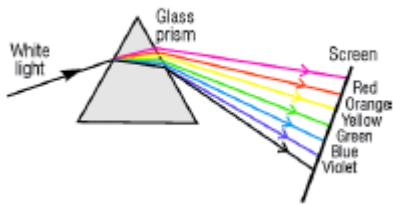
$$n^2(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2 - i g_i \omega \omega_i},$$

Siła oscylatora spełnia regułę sumy:

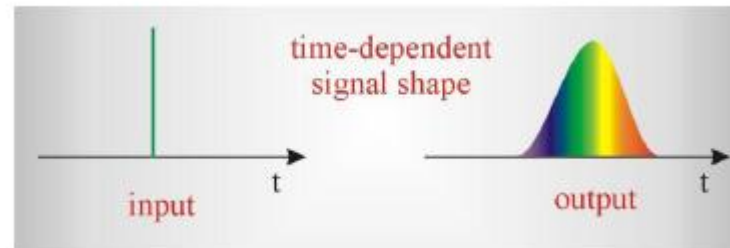
$$\sum_i f_i = Z.$$



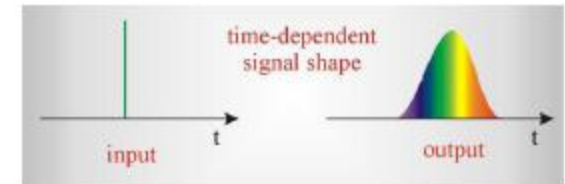
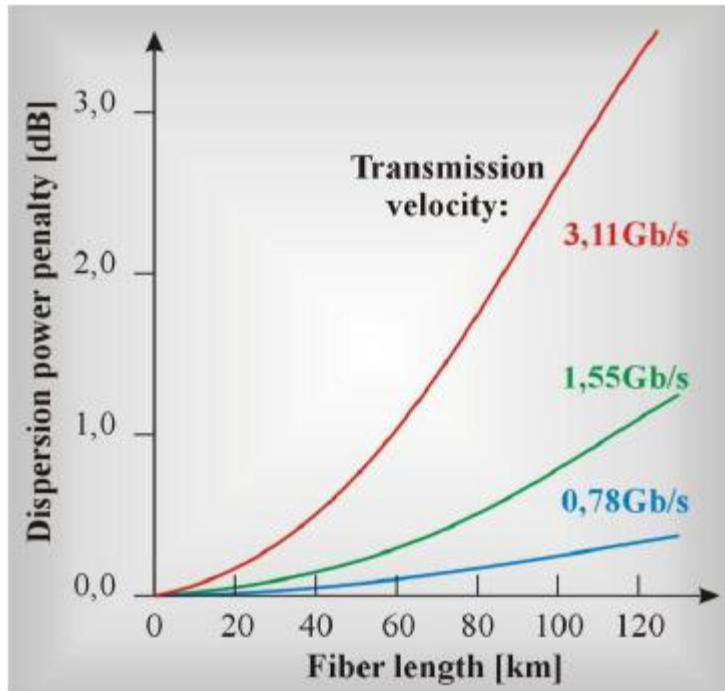
# Dyspersja



Do tej pory zakładaliśmy, że współczynnik załamania  $n$  jest taki sam dla wszystkich długości fal. W dielektrykach współczynnik załamania światła często zależy od częstości. W dielektryku fale o różnych częstościach propagują z różnymi prędkościami fazowymi. Zjawisko to nosi nazwę dyspersji. Niektóre częstości mogą dodatkowo być osłabiane (absorbowane). Zjawiska te powodują, że opis zachowania paczki falowej propagującej w dielektryku staje się dość skomplikowany. Rozchodzenie się paczki fal w próżni jest zagadnieniem znacznie prostszym, wszystkie fale propagują z tą samą prędkością fazową. Zagadnienie dyspersji światła w dielektrykach jest istotne np. podczas analizy fal elektromagnetycznych wysyłanych przez obiekty kosmiczne. Fale te, zanim dotrą do detektora przechodzą przez wiele ośrodków dyspersyjnych. Istotne jest, aby rozumieć, które informacje pochodzą bezpośrednio ze źródła, a które są wynikiem oddziaływań z ośrodkami dyspersyjnymi. Jako pierwsi zagadnieniami propagacji fal w ośrodkach dyspersyjnych zajmowali się Arnold Sommerfeld oraz Leon Brillouin w początkach XIX w.

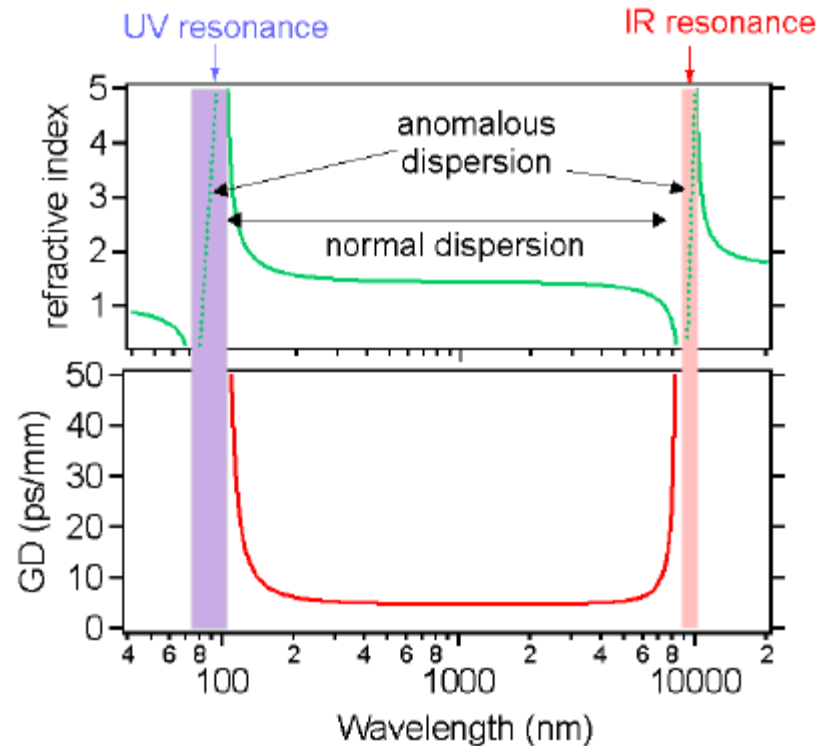


# Dyspersja światła c.d

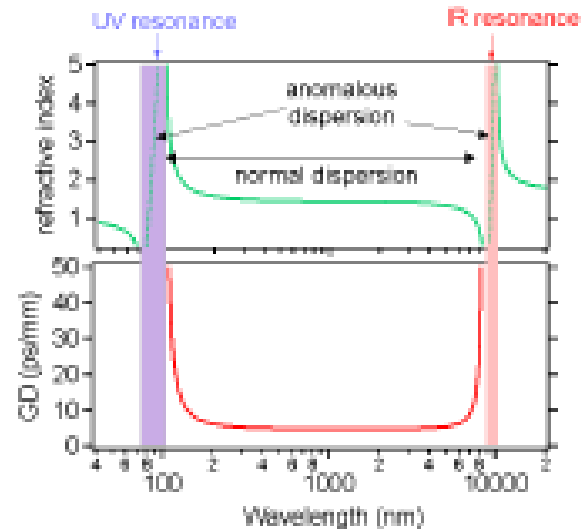


Oslabienie spowodowane dyspersją o prędkości transmisji a) 0,75 Gb/s b) 1,33 Gb/s c) 3,11 Gb/s dla światłowodu charakteryzującego dyspersją chromatyczną 17ps/ns/km propagującego falę świetlną z lasera jednomodowego DFB o szerokości spektralnej 0,1 nm

# Dyspersja normalna, anomalna i absorpcja rezonansowa



$$\varepsilon(\omega) = (n(\omega) + i\alpha c / 2\omega)^2$$

$\text{Im}(n)$  $\text{Re}(n)$ 

Dyspersja normalna związana jest ze wzrostem  $\text{Re}(n)$  wraz ze wzrostem  $\omega$ . Sytuacja odwrotna prowadzi do dyspersji anomalnej. Z rysunku wynika, że dyspersja normalna zachodzi wszędzie oprócz najbliższego sąsiedztwa częstości rezonansowej  $\omega_i$ . Urojona składowa współczynnika załamania światła jest istotna tylko w tych obszarach widma w których zachodzi dyspersja anomalna. Dodatnia wartość urojonej składowej współczynnika załamania światła oznacza, że fala jest absorbowana podczas przechodzenia przez ośrodek, te fragmenty i widma gdzie istotna jest składowa urojona  $\text{Im}(n)$  nazywane są obszarami absorpcji rezonansowej. Dyspersja anomalna i absorpcja rezonansowa mają miejsce w bliskości rezonansu gdy  $|\omega - \omega_i| \leq O(G_i)$ . Ze względu na fakt, że stałe tłumienia (damping constants)  $g_i$  przyjmują bardzo małe wartości w stosunku do jedności, obszary w których zachodzi absorpcja rezonansowa znajdują się blisko różnych częstości rezonansowych.

Analizując relacje dyspersyjne bierzemy pod uwagę tylko rezonanse elektronowe. Oczywiście występują też inne rezonanse związane z przemieszczaniem się jonów lub jąder atomowych. Wkłady te są mniejsze od wkładów elektronowych  $m/M$  razy gdzie  $m$  jest masą jonu. Niemniej wkłady pochodzące od jonów są ważne, ponieważ zwiększają one dyspersję anomalną oraz absorpcję rezonansową w bliskości częstości rezonansowych. Rezonanse dla jonów, związane z drganiami zginającymi i rozciągającymi zwykle znajdują się w obszarze widma odpowiadającego podczerwieni. Rezonanse związane z rotacjami (te rezonanse wpływają na relacje dyspersyjne tylko wtedy, gdy cząsteczka jest polarna) związane są z obszarem mikrofalowym widma. Zatem, w wodzie i powietrzu zachodzi absorpcja rezonansowa związana zarówno z częścią widma w ultrafiolecie jak i w podczerwieni. Absorpcja rezonansowa zachodzi w wyniku rezonansów elektronowych, w podczerwieni w wyniku rezonansów jonów. Obszar widzialny jest wąskim oknem leżącym pomiędzy tymi dwoma obszarami i w tym obszarze zachodzi relatywnie słabe osłabianie promieniowania elektromagnetycznego.

# Transport energii

Szybkość transportu energii na jednostkę powierzchni opisuje wektor:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$$

zwany wektorem Pointinga. Długość tego wektora wynosi :

$$S = \frac{1}{\mu_0} EB$$

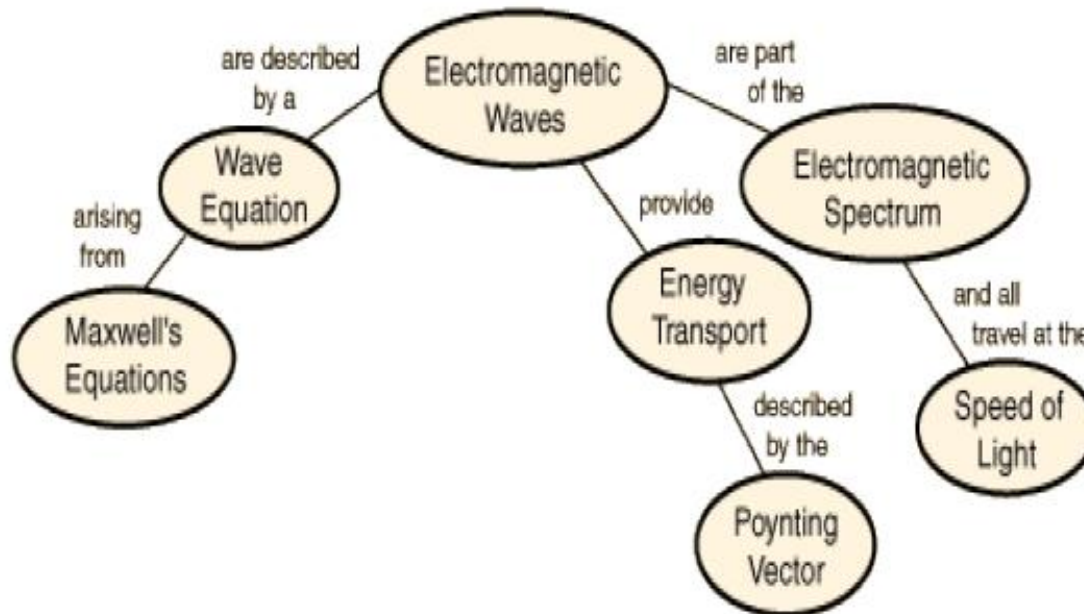
Wektor  $S$  jest prostopadły do wektorów pola elektrycznego i magnetycznego i zgodny z kierunkiem propagacji fali.

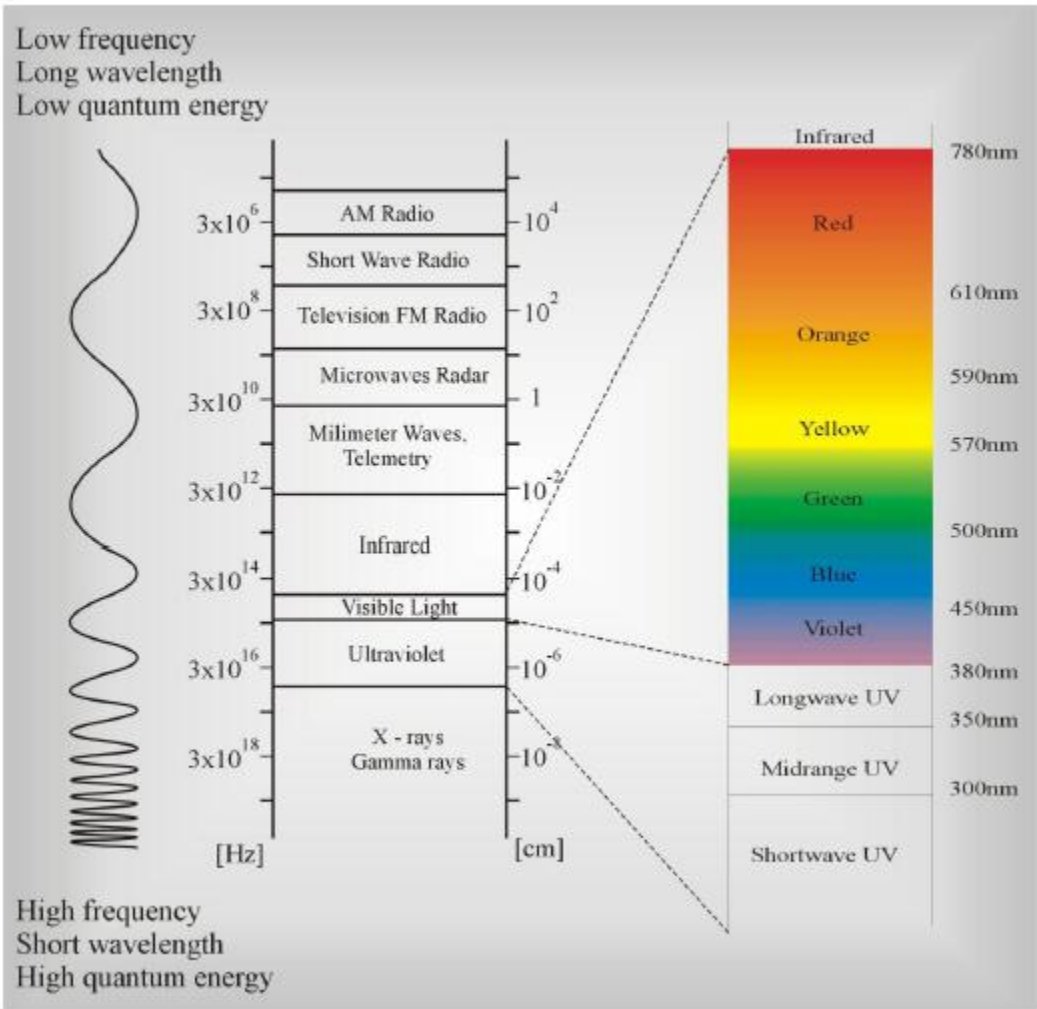
Warunek rozwiązania fali dla fali płaskiej to  $B_m = E_m + C$ , średnia intensywność dla fali płaskiej może być zapisana jako:

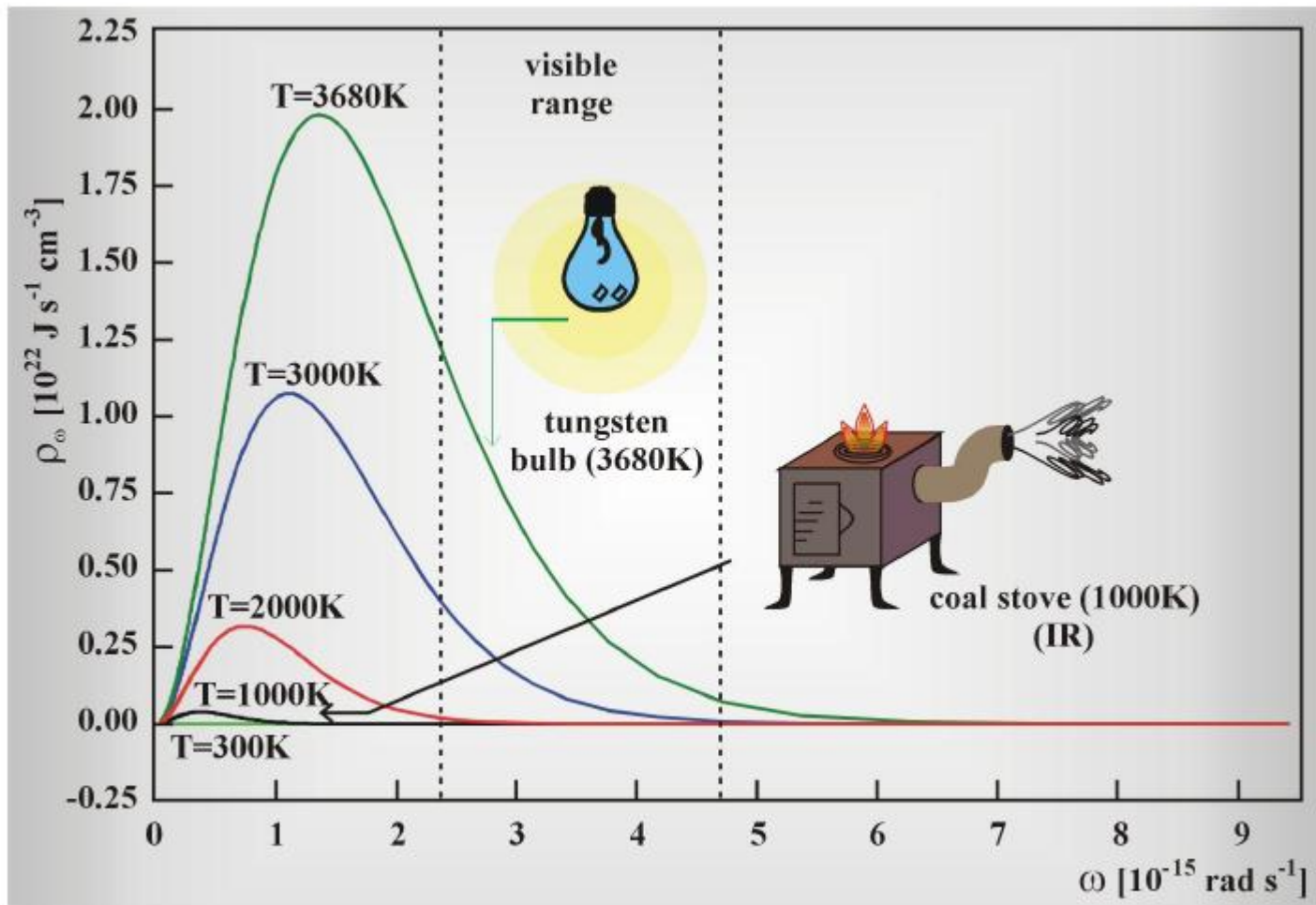
$$S = \frac{1}{c\mu_0} E_m^2 \overline{\sin^2(kx - \omega t)} = \frac{1}{c\mu_0} \frac{E_m^2}{2}$$

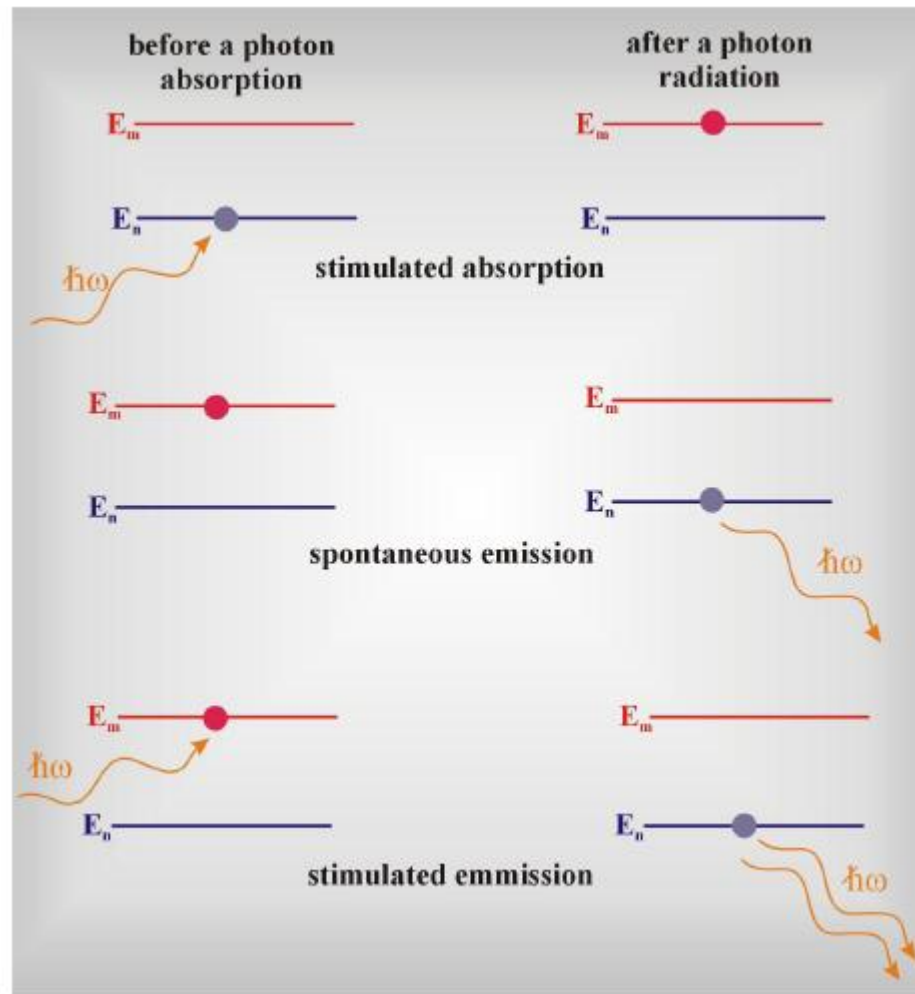


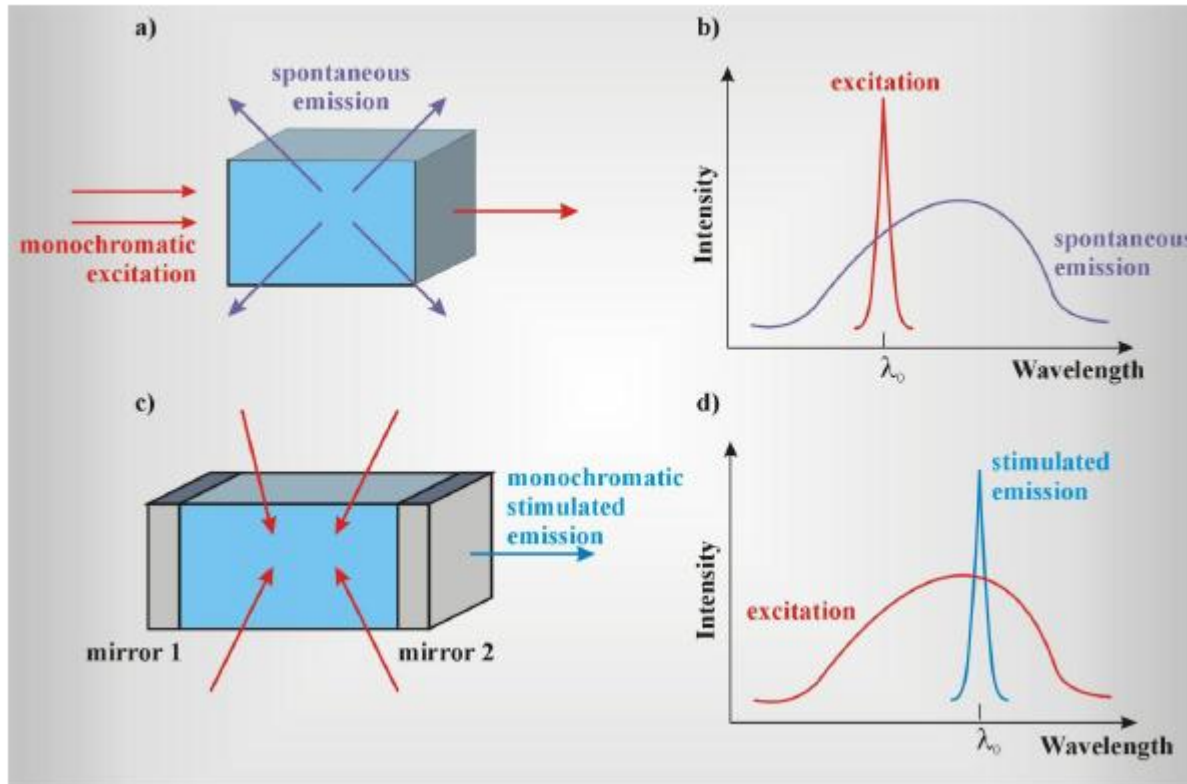
# CONCLUSIONS-1

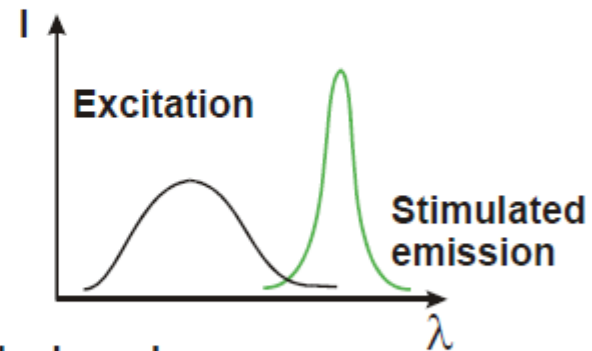
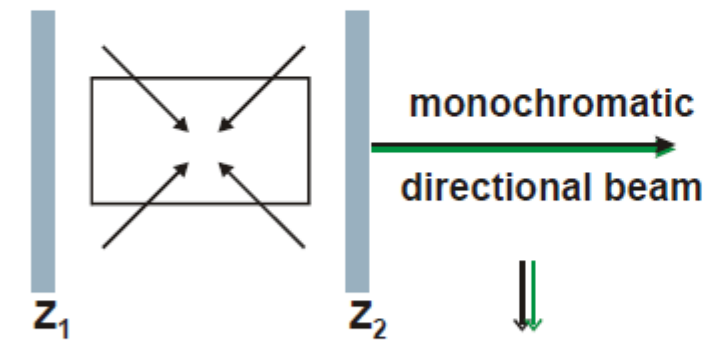
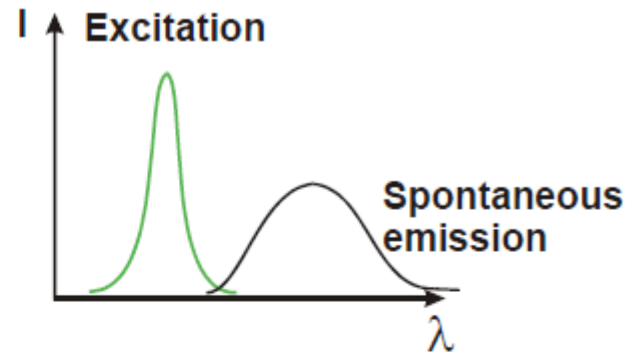
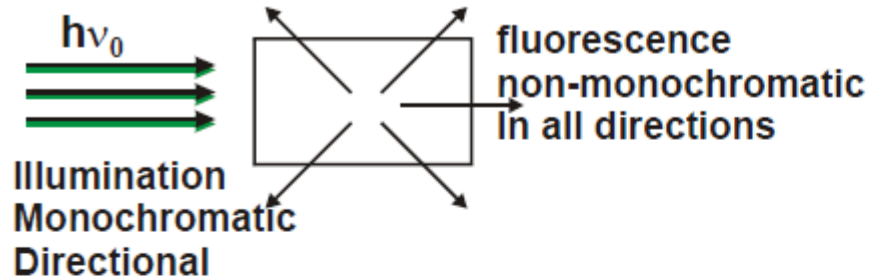






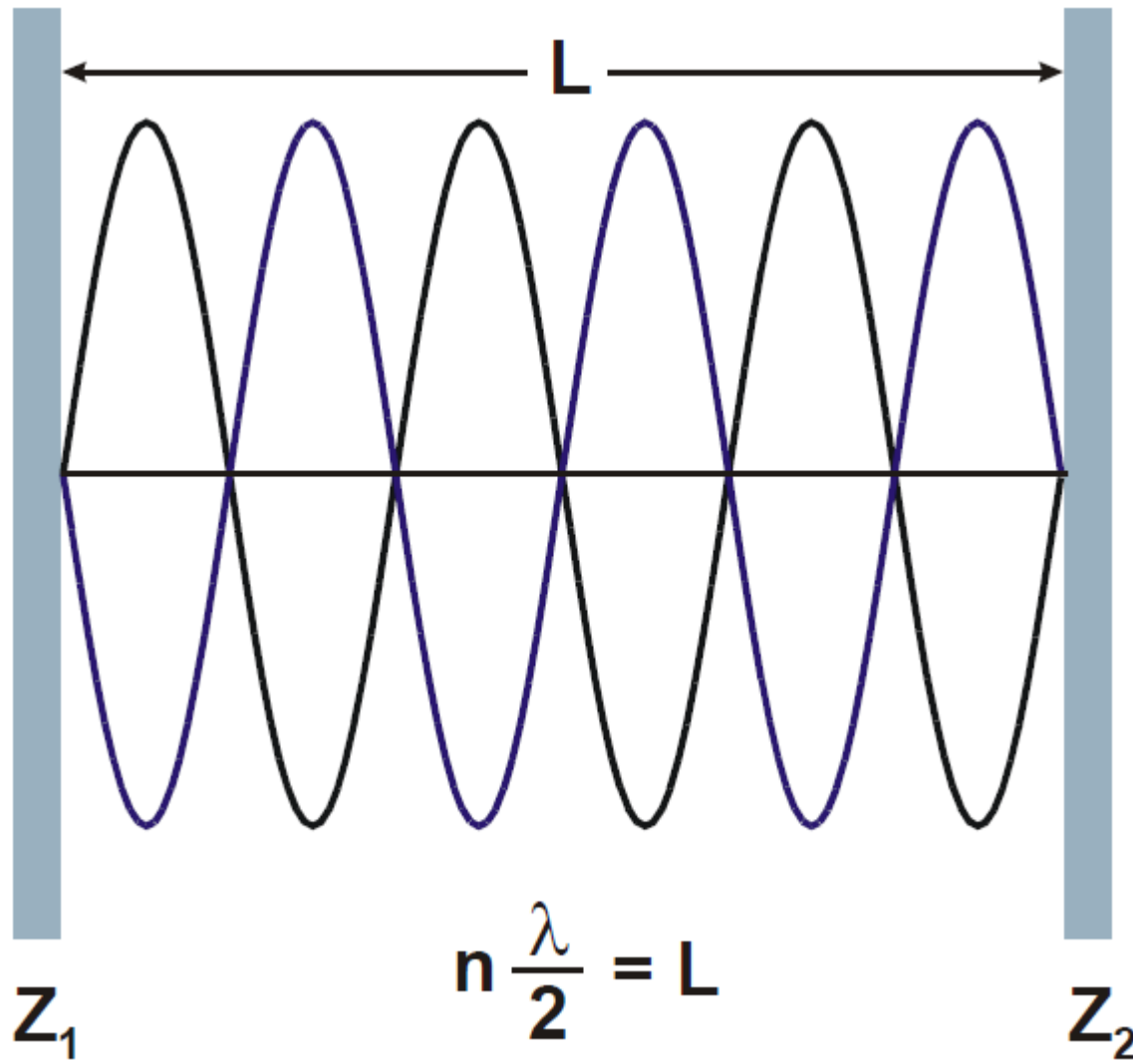


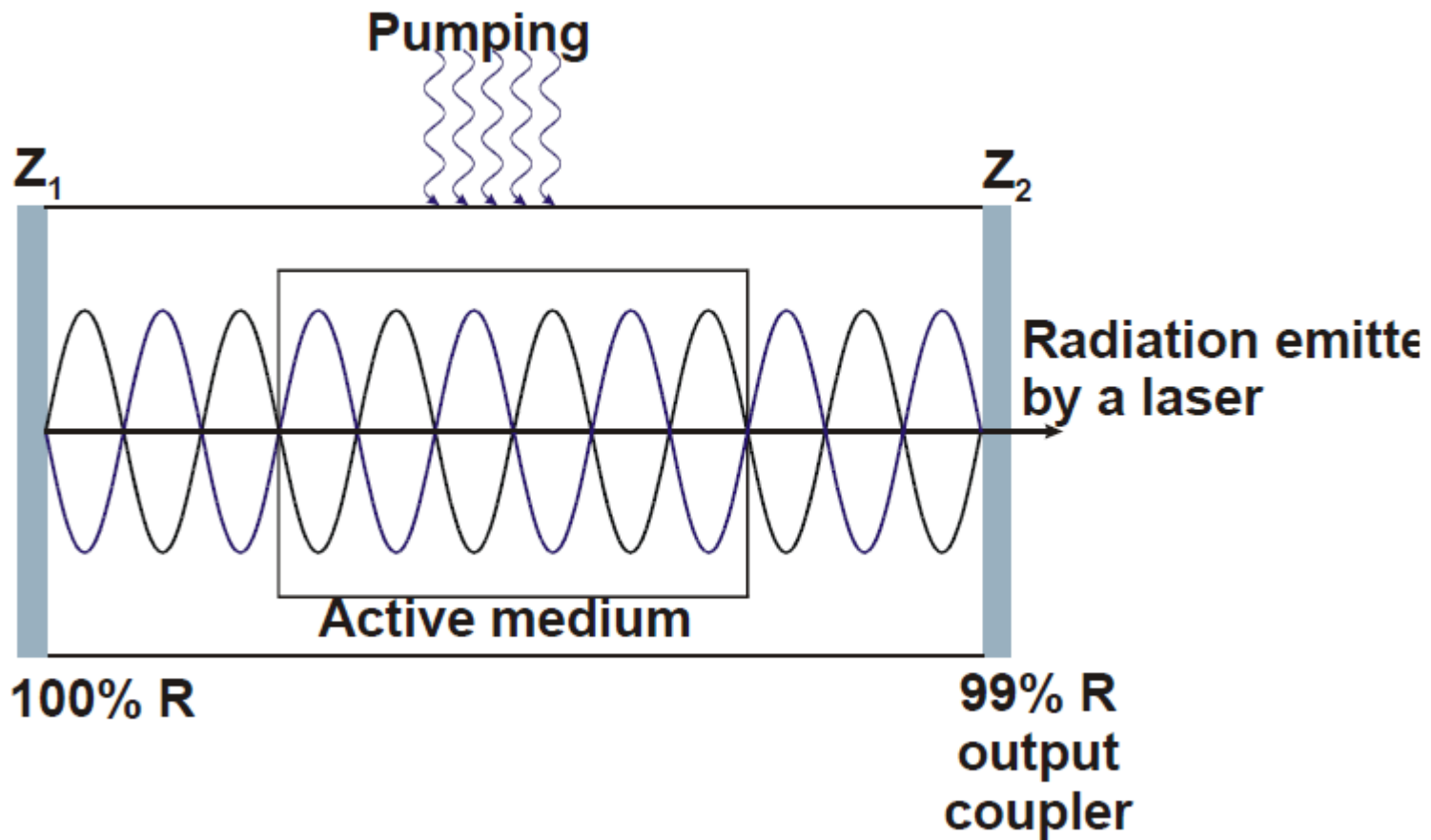




- Characteristics of the laser beam:
- ▶ monochromatic
  - ▶ directional
  - ▶ polarized
  - ▶ coherent







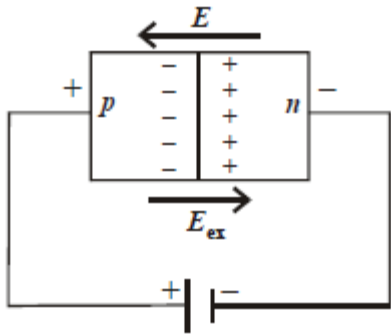
Regenerative feedback – wzmacnienie uzyskuje się przez wielokrotne przejście wiązki światła przez kryształ we wnęce rezonansowej

$$G^{2n} = \frac{I_0^{2n}}{I_0} = (R_1 \times R_2)^n \exp \left[ -2n \left( \overset{<0}{\beta} + \overset{>0}{\alpha_s} \right) l \right]$$

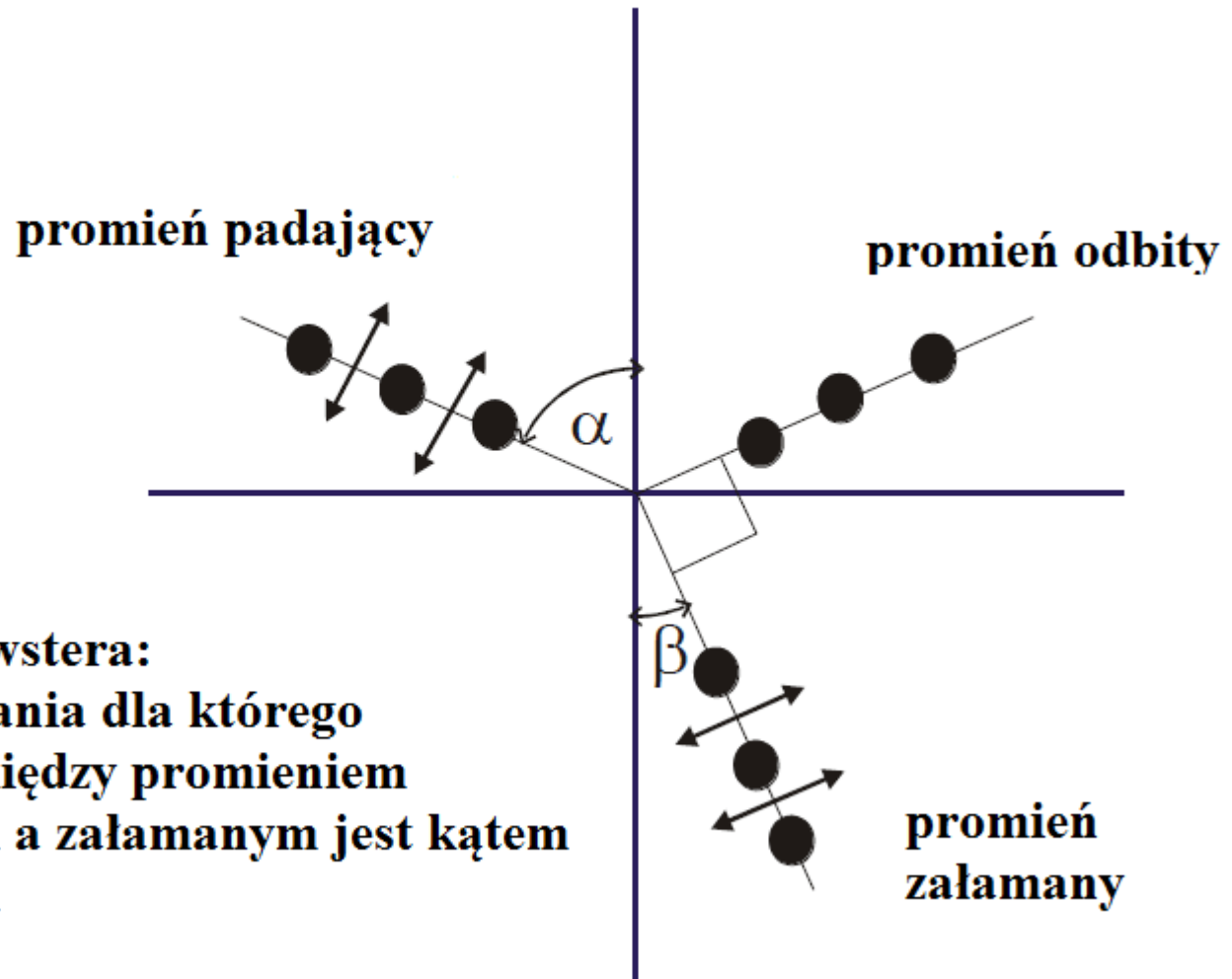
Gdy intensywność osiąga stałą wartość mówimy o cw (continuous wavelength). Ma to miejsce w sytuacji, gdy wzmacnienie jest równe stratom po dwukrotnym przejściu przez rezonator. Wartość  $\beta$  dla której  $G_{2n} = 1$  jest zwana progiem wzmacnienia.

## Metody pompowania:

1. Optyczne – pompowanie za pomocą lasera (lasery barwnikowe)
2. Optyczne – pompowane za pomocą lampy (lasery na ciele stałym)
3. Wyładowanie elektryczne (lasery gazowe)
4. Zewnętrzne napięcie przyłożone do złącza p–n (lasery diodowe)

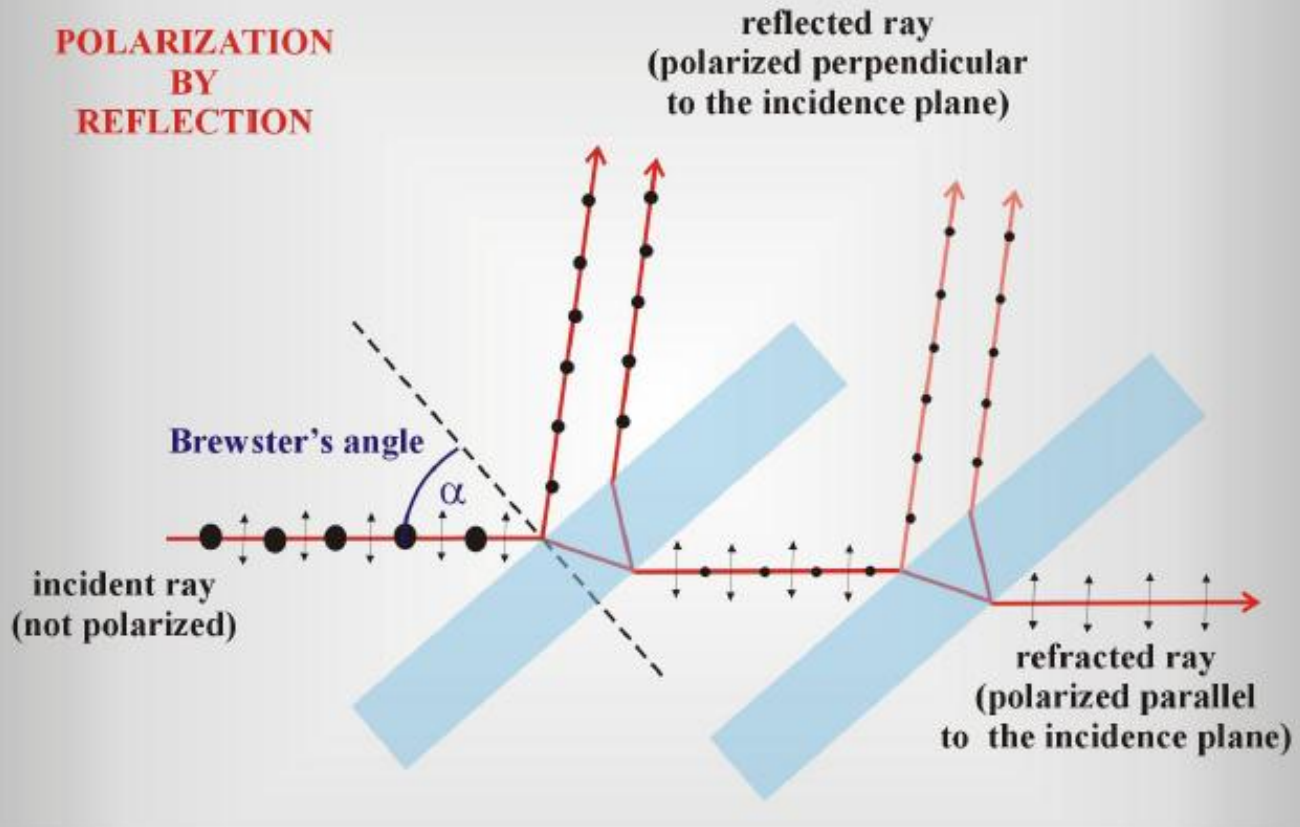


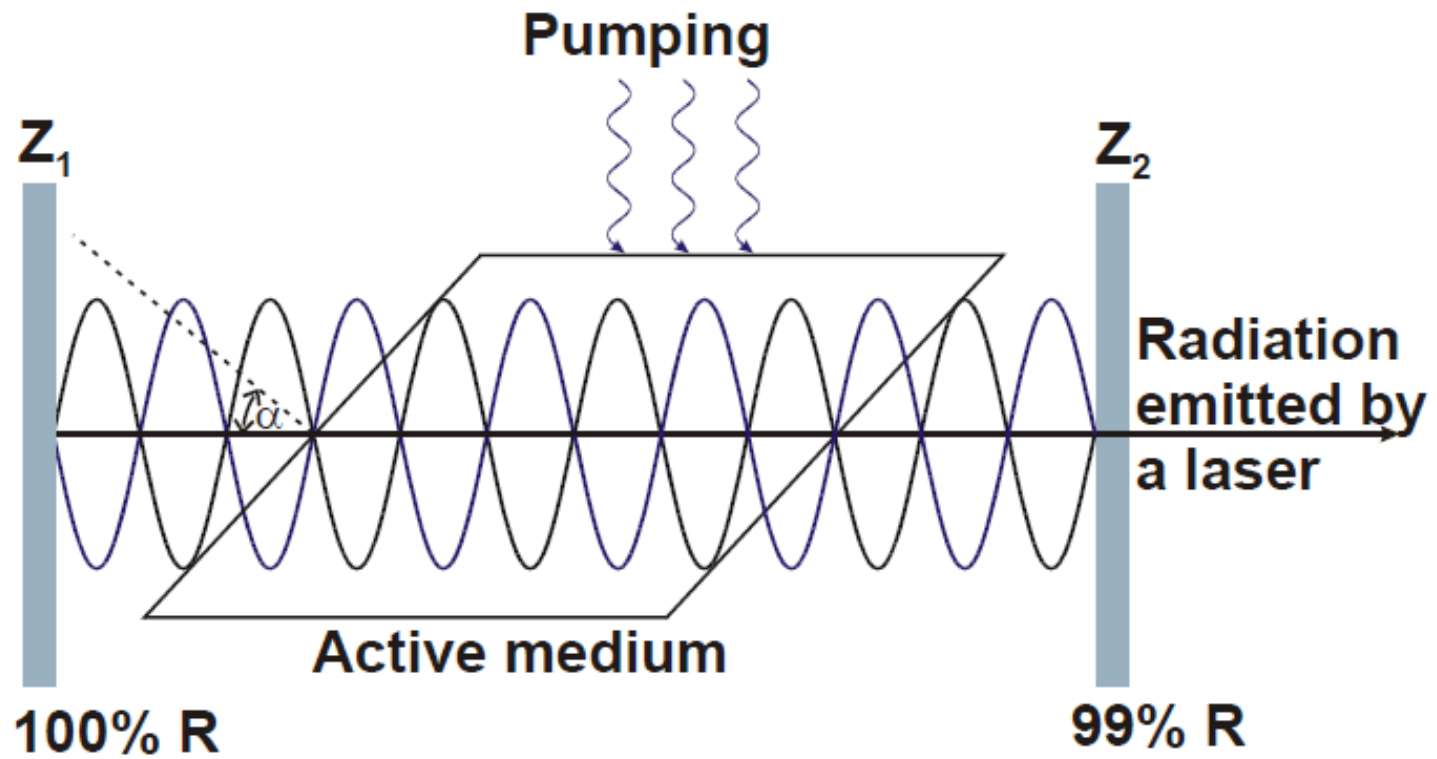
Jeśli biegun ujemny zewnętrznego źródła prądu przyłożymy do obszaru n złącza n–p, a biegun dodatni do obszaru p tego złącza to złącze jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia. Oznacza to, że nośniki ładunku elektrony i dziury elektronowe przemieszczają się w kierunku złącza po przyłożeniu zewnętrznego pola elektrycznego  $E_{ex}$ . Zewnętrzne pole  $E_{ex}$  jest przyłożone w kierunku przeciwnym do pola wewnętrznego  $E$ . Złącze spolaryzowane w kierunku przewodzenia wykorzystywane jest w laserach półprzewodnikowych. Jeśli ujemny biegun zewnętrznego źródła prądu przyłożymy do obszaru p złącza n–p, a biegun dodatni do obszaru n to złącze jest spolaryzowane w kierunku zaporowym.



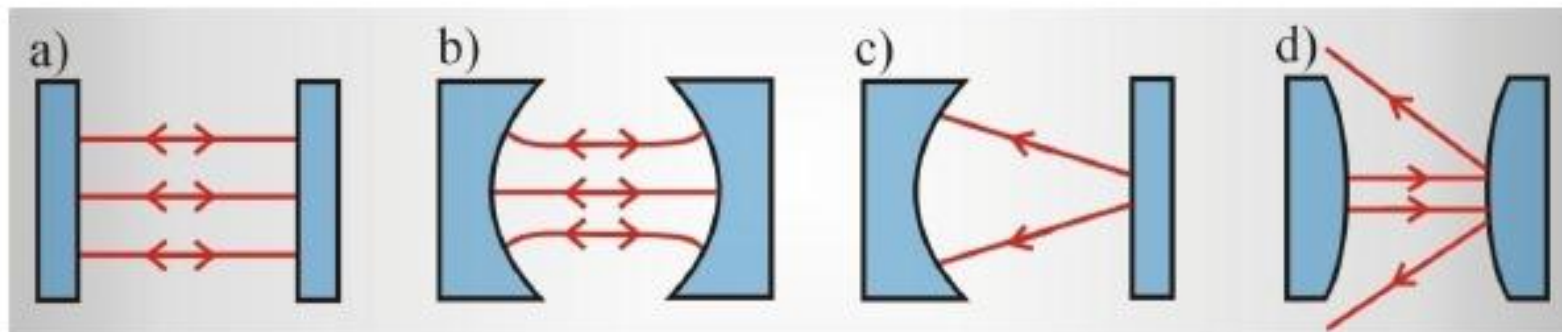
**kąt Brewstera:**  
kąt padania dla którego  
kąt pomiędzy promieniem  
odbitym a załamanym jest kątem  
prostym

**POLARIZATION  
BY  
REFLECTION**





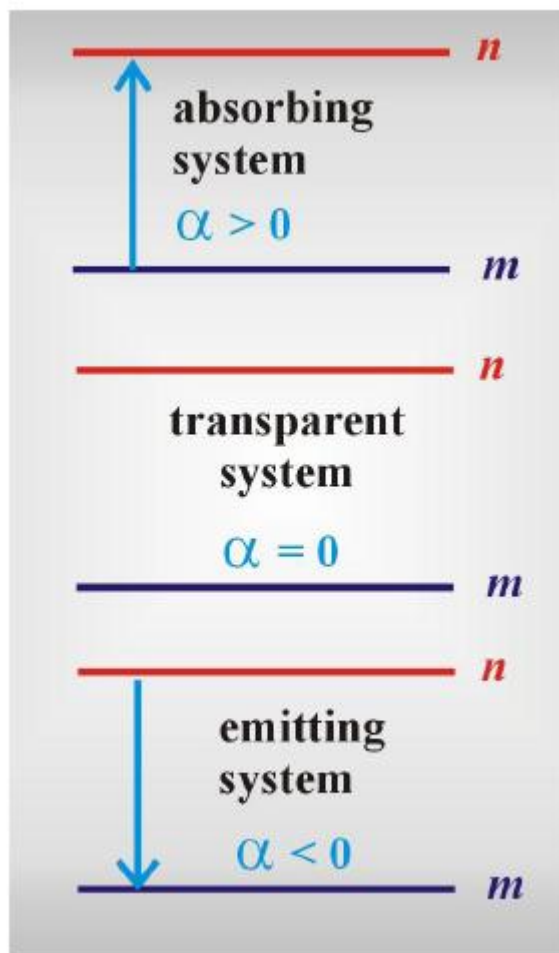




Typy rezonatorów:

- a) Równoległy
- b) Konfokalny
- c) Półsferyczny
- d) niestabilny

# Wpływ współczynnika absorpcji na intensywność promieniowania w zakresie optyki nieliniowej

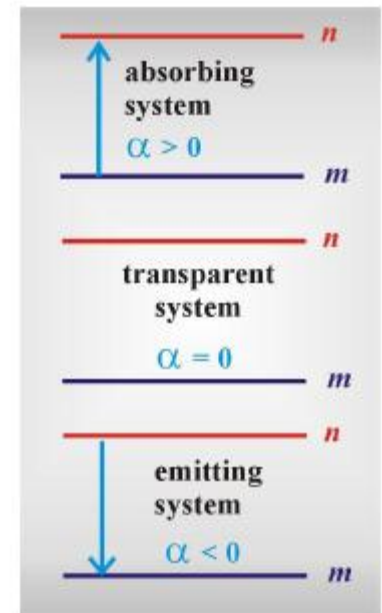


$$I < I_0 \quad I = I_0 \exp(-\alpha l) \quad \alpha > 0$$

$$I = I_0 \quad \alpha = 0$$

$$I > I_0 \quad I = I_0 \exp(-\beta l) \quad \beta < 0$$

$\beta$  – współczynnik wzmocnienia małych sygnałów



Równanie wzmocnienia małego sygnału. Intensywnością emisji wymuszonej rządzi równanie:

$$\frac{dI}{dz} = \sigma_{21}(\nu) \cdot \Delta N_{21} \cdot I(z)$$

tak długo dopóki intensywność  $I(z)$  ma wartość na tyle małą, że nie ma wpływu na wielkość inwersji obsadzeń.

Grupując pierwsze dwa czynniki równanie można uprościć :

$$\frac{dI}{dz} = \gamma_0(\nu) \cdot I(z)$$

$$\gamma_0(\nu) = \sigma_{21}(\nu) \cdot \Delta N_{21}$$

Możemy rozwiązać równanie różniczkowe stosując separację zmiennych :

$$\frac{dI}{I(z)} = \gamma_0(\nu) \cdot dz$$

$$\ln \left( \frac{I(z)}{I_{in}} \right) = \gamma_0(\nu) \cdot z$$

$$I(z) = I_{in} e^{\gamma_0(\nu)z}$$

$$I_{in} = I(z = 0)$$

## Równanie Frantza Nodvika

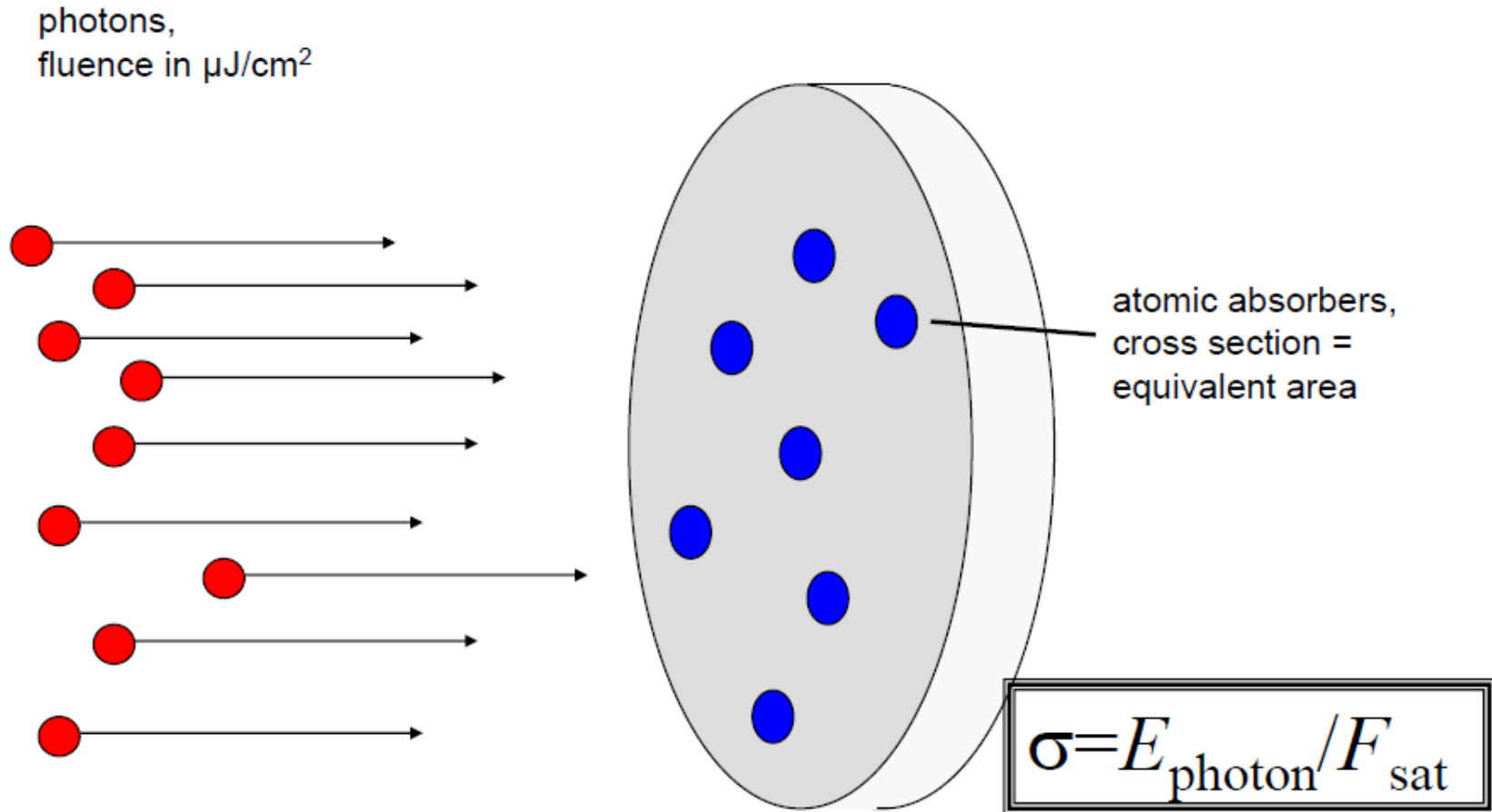
small-signal gain:

$$g_0 = \exp\left(\frac{F_{pump}}{F_{sat}}\right)$$

$$F_{out} = F_{sat} \ln \left[ 1 + \left( \exp \frac{F_{in}}{F_{sat}} - 1 \right) \exp g_0 \right]$$

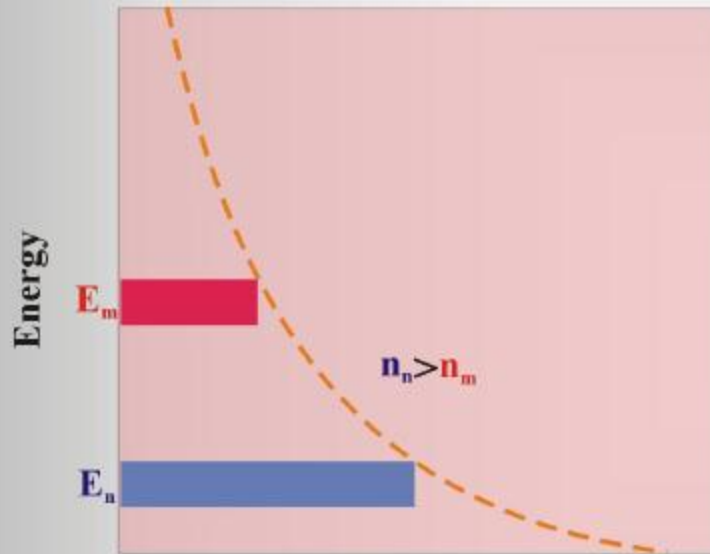
L. M. Frantz and J. S. Nodvik, *J. Appl. Phys.*, 34, pp. 2346-2349, 1963.

# saturation fluence - microscopic picture



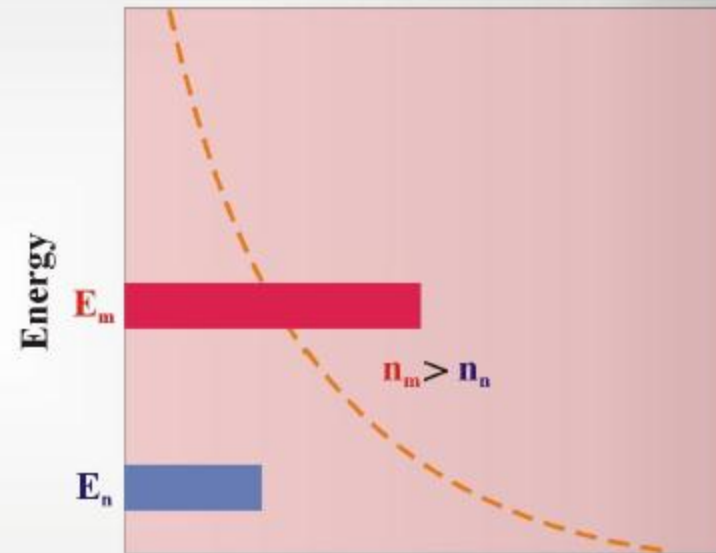
Saturation fluence if on the average, one photon impinges on every atom

a) Boltzmann distribution; thermal equilibrium



Population of levels  $n_n$  and  $n_m$

b) population inversion



Population of levels  $n_n$  and  $n_m$



