

Wstęp do Optyki i Fizyki Materii Skondensowanej

Część I: Optyka, wykład 7

wykład: Piotr Fita
pokazy: Andrzej Wysmołek
ćwiczenia: Anna Grochola, Barbara Piętka

Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

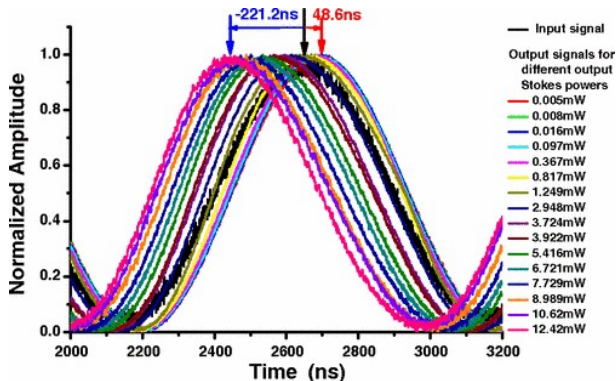
2013/14

Plan

- 1 Rozpraszanie
- 2 Wzmacniacze optyczne
- 3 Rezonatory optyczne
- 4 Laser

Ujemna prędkość grupowa

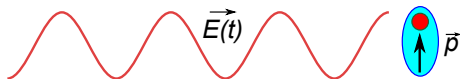
We report superluminal propagation in optical fibers using Brillouin lasing oscillation in a ring cavity. **Negative group velocity propagation** through a 10 m single mode fiber has been experimentally demonstrated. An **advancement of 221.2 ns** was observed before the input signal, which was achieved with a very high slope efficiency 211.3 ns/dB. This indicates that this way is suitable for long-distance low-loss superluminal propagation via optical fibers. Correspondingly, the **group velocity is $-0.151 c$** and the group index -6.636 – the highest group velocity ever reported for optical fibers.



Rozpraszanie Rayleigha

Promieniowanie wzbudzonego dipola

- Cząstki rozpraszające są dużo mniejsze od długości fali
- W cząstkach indukowany jest elektryczny moment dipolowy \vec{p}



$$\vec{p} = a\vec{E} = a\vec{E}_0 \sin \omega t = \vec{p}_0 \sin \omega t$$

- Oscylujący dipol promieniuje fale E-M. Wektor Poyntinga:

$$S = \frac{1}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \left(\frac{d^2 p}{dt^2} \right)^2 \frac{\sin^2 \theta}{r^2}$$

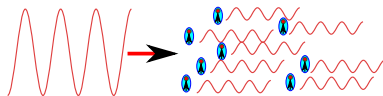
- Po wstawieniu p i uśrednieniu:

$$\langle S \rangle = \frac{p_0^2 \omega^4}{32\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{\sin^2 \theta}{r^2}$$

Rozpraszanie Rayleigha

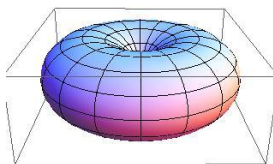
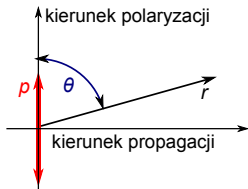
Rozpraszanie w ośrodku

- Promieniowanie wielu dipoli jest niespójne – dodajemy natężenia



- Natężenie światła rozproszonego zależy od kąta θ pomiędzy **kierunkiem polaryzacji światła a kierunkiem obserwacji**:

$$I \sim \omega^4 \frac{\sin^2 \theta}{r^2}$$

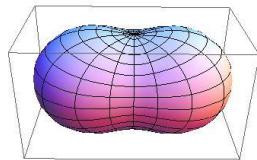
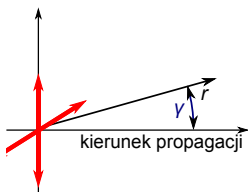


Rozpraszanie Rayleigha

Światło niepolaryzowane

- Światło niepolaryzowane rozkładamy na dwie składowe o prostopadłej polaryzacji - np. poziomą i pionową
- Dodajemy rozkłady kątowe promieniowania dla każdej z dwóch polaryzacji
- Wynik zależy od kąta γ **pomiędzy kierunkiem propagacji a kierunkiem obserwacji:**

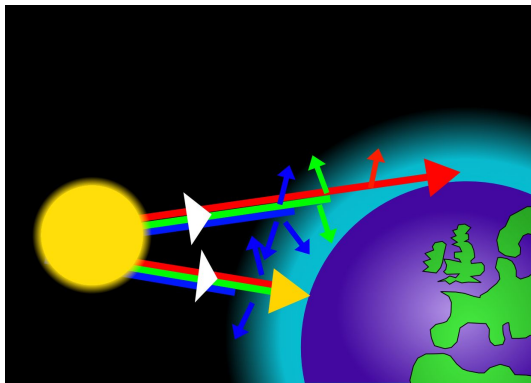
$$I \sim \omega^4 \frac{1 + \cos^2 \gamma}{r^2}$$



Rozpraszanie w atmosferze

Kolor nieba

Rozpraszanie Rayleigha na fluktuacjach gęstości w atmosferze jest odpowiedzialne za niebieski kolor nieba i czerwony kolor zachodzącego słońca (wydajność rozpraszania rośnie jak ω^4)



[www.daveansell.co.uk]

Rozpraszanie w atmosferze

Polaryzacja nieba

Światło nieba jest częściowo spolaryzowane, można je więc osłabić za pomocą polaryzatora

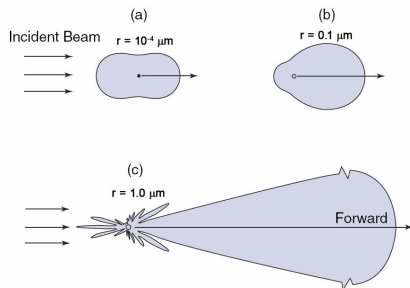


[forums.steves-digicams.com]

Rozpraszanie Mie

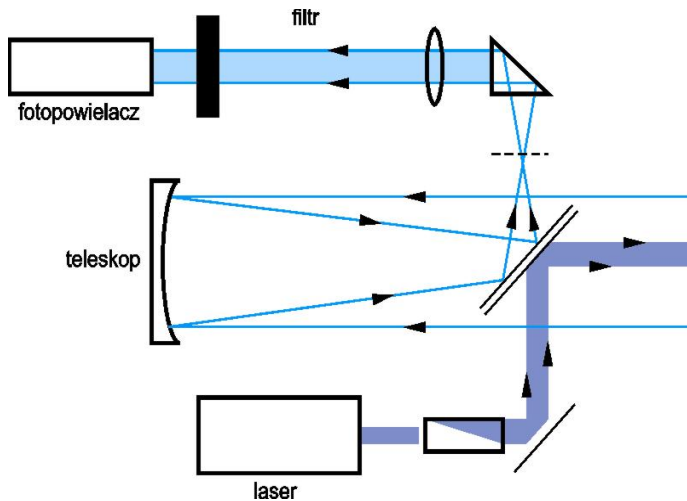
Duże cząstki

- Dla cząstek porównywalnych z długością fali lub większych trzeba spójnie zsumować wkłady do światła rozproszonego pochodzące od całej objętości (powierzchni) cząstek
- Rozpraszanie Mie słabo zależy od długości fali (chmury są białe!)
- Im większe cząstki tym silniej światło jest rozpraszane do przodu

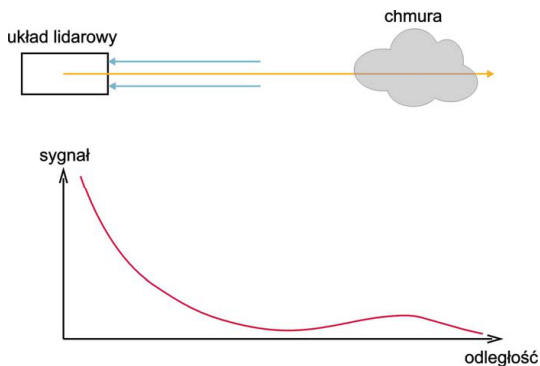


Lidar

Light Detection And Ranging



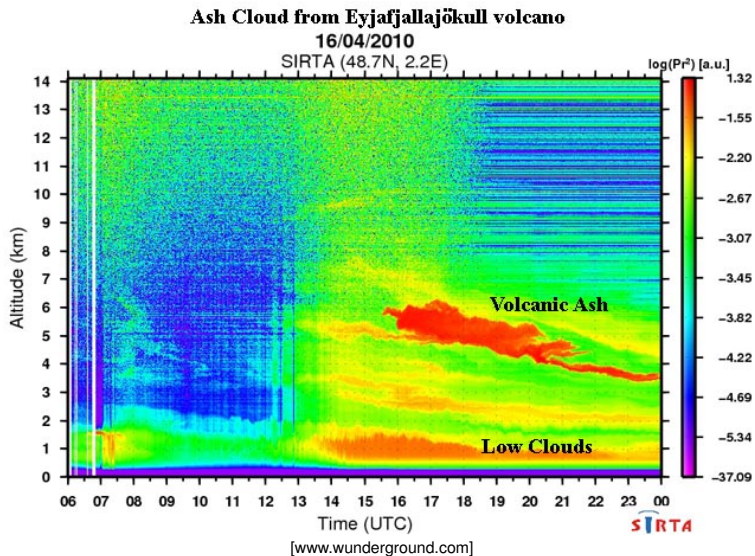
Lidar



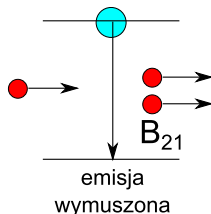
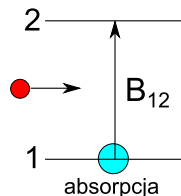
$$L(z) = \frac{A}{z^2} \beta(z) \exp \left(-2 \int_0^z \alpha(x) dx \right)$$

- β - współczynnik rozpraszania do tyłu
- α - współczynnik absorpcji

Lidar



Wzmocnienie światła



Szybkość absorpcji:

$$\frac{dN_{12}}{dt} = B_{12}\rho(\nu)N_1$$

Szybkość emisji wymuszonej:

$$\frac{dN_{21}}{dt} = B_{21}\rho(\nu)N_2$$

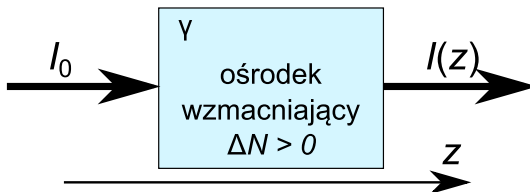
$$(B_{12} = B_{21})$$

- Jeśli $N_2 > N_1$ to emisja wymuszona przeważa nad absorpcją – obserwujemy wzmocnienie światła
- W wyprowadzeniu prawa Lamberta-Beera $N_2 = 0$; dla $N_2 > 0$:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = B_{12} \frac{h\nu}{c} (N_2 - N_1) = \sigma(\nu)\Delta N = \gamma(\nu)$$

- $\Delta N = N_2 - N_1$ – inwersja obsadzeń
- $\gamma(\nu) = \sigma(\nu)\Delta N$ – współczynnik wzmocnienia

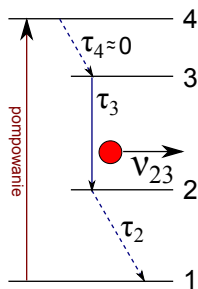
Wzmocnienie światła



$$I_\nu(z) = I_0 e^{\gamma(\nu)z}$$

Inwersja obsadzeń

- Inwersji obsadzeń nie można uzyskać w ośrodku dwupoziomowym (*ćwiczenia*)
- Wymagany ośrodek o większej liczbie poziomów, np. 3-poziomowy, 4-poziomowy



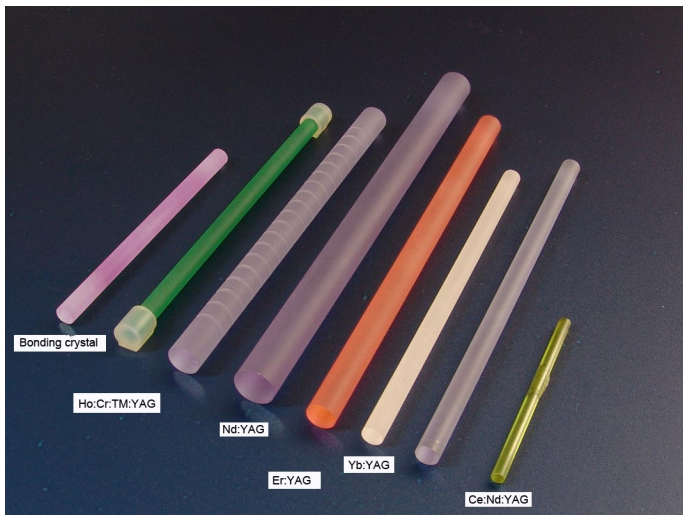
- Jeśli $\tau_3 > \tau_2$, to poziom 2 jest szybciej opróżniany od poziomu 3 i $N_3 > N_2$
- Na przejściu $3 \rightarrow 2$ można uzyskać wzmocnienie

Ośrodki wzmacniające i pompowanie

- Pompowanie wyładowaniem elektrycznym
 - Gazy atomowe lub molekularne:
He-Ne, Ar⁺, laser N₂, CO₂, ekscymery (Xe-Cl itp.)
- Pompowanie optyczne (lampą lub innym laserem)
 - Ciecze (roztwory barwników)
 - Kryształy
(szafir Ti:Al₂O₃, rubin Cr³⁺:Al₂O₃, granat ytrowo-glinowy Nd³⁺:YAG)
 - Szkła, ceramiki
 - włókna optyczne domieszkowane jonami
- Pompowanie przepływem prądu elektrycznego
 - Struktury półprzewodnikowe

Ośrodki wzmacniające

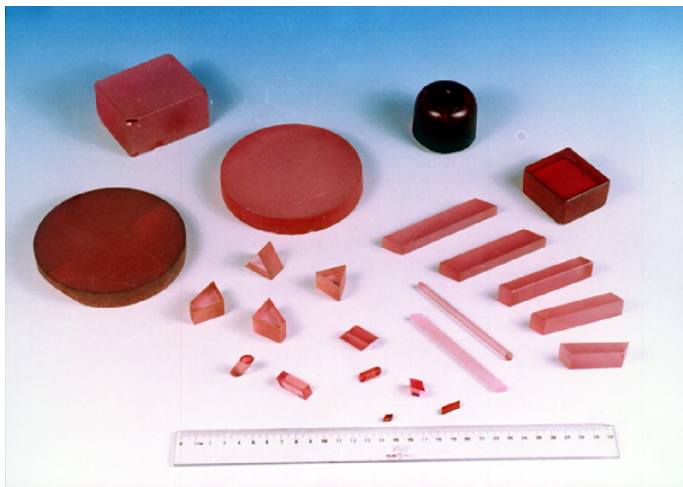
Kryształy YAG domieszkowane różnymi pierwiastkami



[i01.i.aliimg.com]

Ośrodki wzmacniające

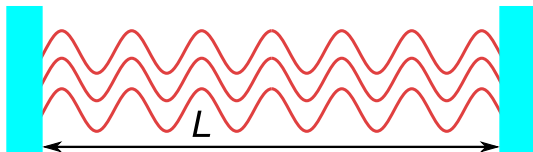
Kryształy szafiru



[cn.lambdaoptics.com/]

Rezonatory optyczne

Rezonator optyczny - układ zwierciadeł umożliwiający powstanie fali stojącej

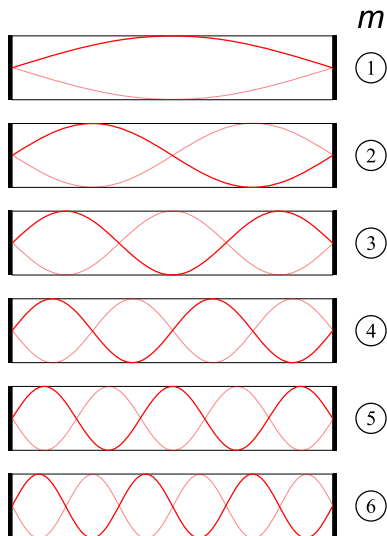


Warunek powstania fali stojącej w rezonatorze płaskim:

$$L = m \frac{\lambda_m}{2}$$

m – liczba naturalna określająca *mod podłużny*

Mody podłużne rezonatora płaskiego



[wikipedia.org]

- Tylko fale o długości $\lambda_m = \frac{2L}{m}$ są podtrzymywane w rezonatorze

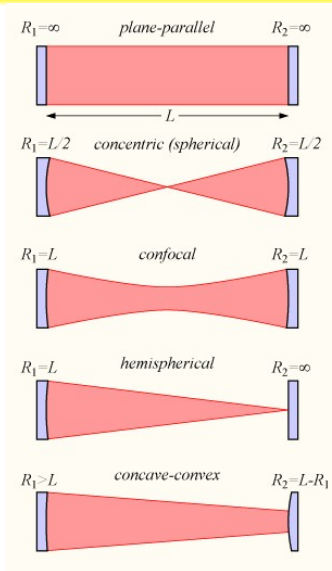
- Częstości modów:

$$\nu_m = \frac{c}{\lambda_m} = m \frac{c}{2L}$$

- Odległość modów:

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L}$$

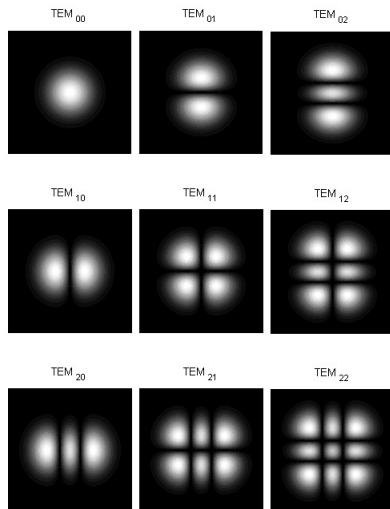
Rezonatory z lustrami sferycznymi



Ze względu na trudności w wyjustowaniu rezonatora płaskiego o większych wymiarach, częściej używa się konstrukcji z lustrami sferycznymi

Mody poprzeczne rezonatora

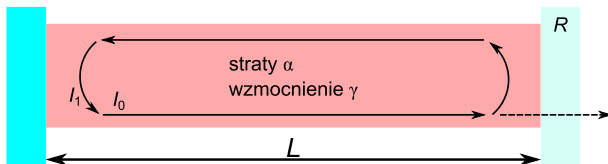
- Różne poprzeczne rozkłady pola spełniają warunek powstawania fali stojącej.
- Odległość ($\Delta\nu$) modów poprzecznych jest dużo mniejsza niż podłużnych ($\frac{c}{2L}$)
- Zazwyczaj chcemy, żeby laser pracował w modzie podstawowym – TEM₀₀



[photonicswiki.org]

Warunek akcji laserowej

Laser = ośrodek wzmacniający w rezonatorze optycznym



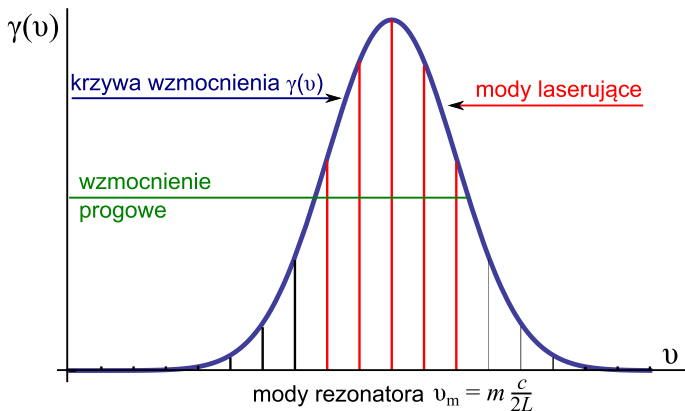
- Zmiana natężenia światła po jednym obiegu rezonatora:

$$I_1 = I_0 R e^{2\gamma L} e^{-2\alpha L}$$

- Akcja laserowa zachodzi, jeśli $I_1 \geq I_0$
- Warunek progowy: $R \geq e^{-2(\gamma-\alpha)L}$
- Współczynnik odbicia lustra wyjściowego R musi być dostatecznie duży

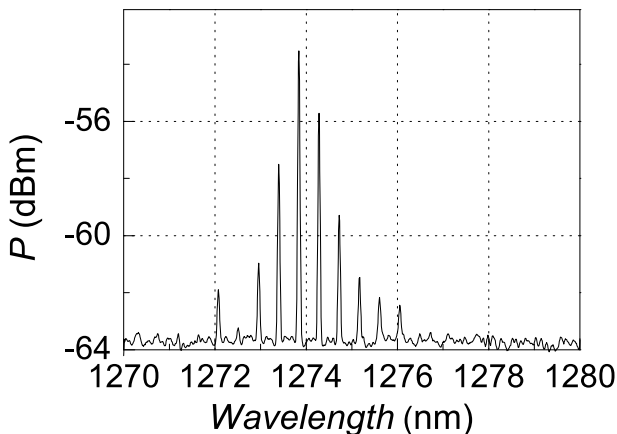
Widmo emisji laserowej

- Przy ustalonym R wzmacnienie $\gamma(\nu) \geq \alpha + \frac{\ln R}{2L} = \gamma_{prog}$



- Wzbudzają się te mody, dla których $\gamma(\nu) \geq \gamma_{prog}$

Widmo lasera wielomodowego



Widmo wielomodowej diody laserowej

[cdn.intechopen.com]

Lasery jedno- i wielomodowe

Lasery wielomodowe:

- źle określona długość fali
- dudnienia między modami - fluktuacje mocy wyjściowej
- ograniczona spójność światła

Lasery jednomodowe:

- widmo może być bardzo wąskie (< 1 kHz)
- stabilne natężenie wiązki wyjściowej
- wysoka spójność

Pracę jednomodową trzeba wymusić konstrukcją lasera (np. wąskie filtry spektralne wewnątrz rezonatora, odpowiednia długość rezonatora)

Nasylenie wzmacnienia

- Obecność światła w ośrodku wzmacniającym prowadzi do zmniejszenia inwersji obsadzeń w wyniku przejść wymuszonych
- Wzmocnienie ośrodka maleje w miarę wzrostu natężenia światła w rezonatorze

$$\gamma(I) = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{I}{I_s}}$$

- W laserze ustala się takie natężenie światła, przy którym wzmocnienie dokładnie równoważy straty