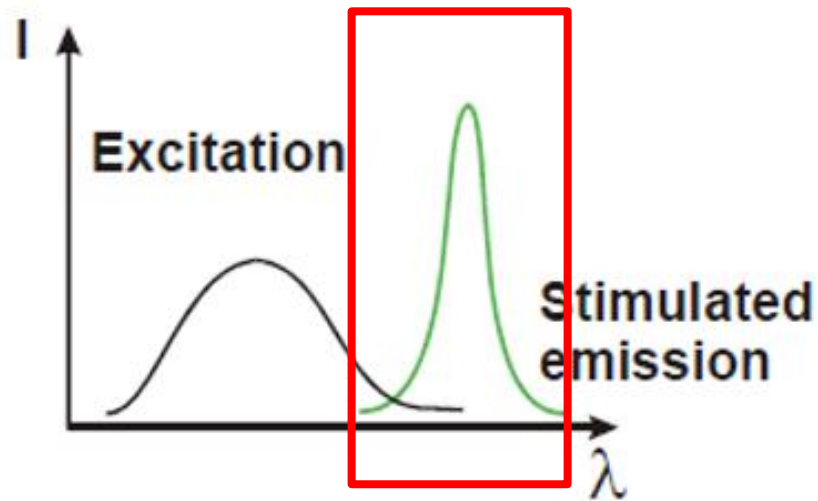


Lasery przestrajalne na ciele stałym (lasery wibronowe)

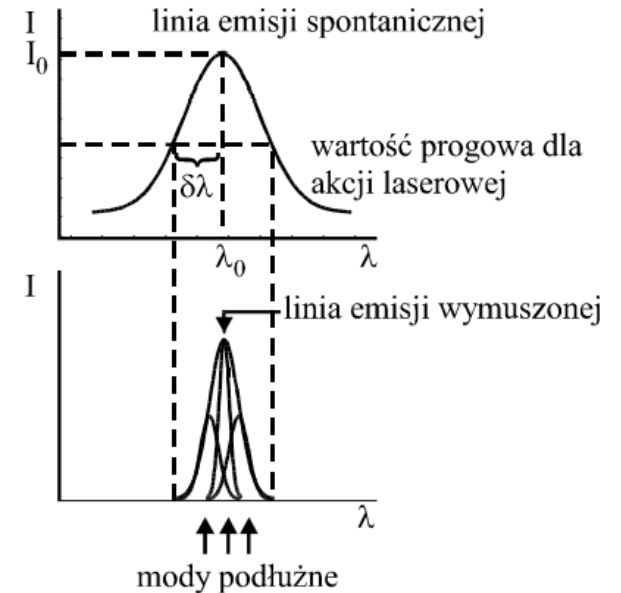
DR HAB. INŻ. BEATA BROŻEK-PŁUSKA, PROFESOR UCZELNI

MODY PODŁUŻNE, MODY POPRZECZNE, SYNCHRONIZACJA MODÓW



$$N = \frac{4L\delta\lambda}{\lambda_0^2}$$

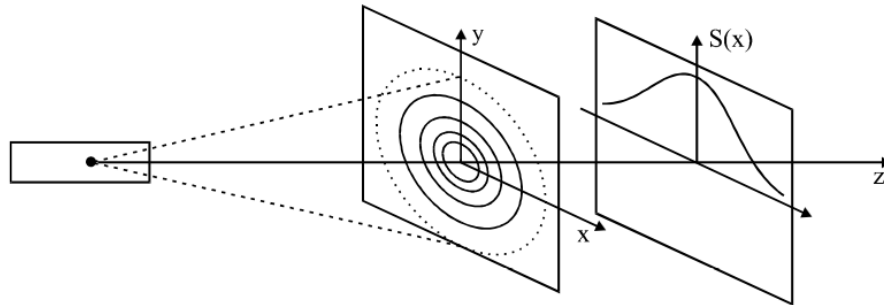
- szerokości linii emisji spontanicznej $\delta\lambda$
- długości rezonatora L
- zakresu widmowego



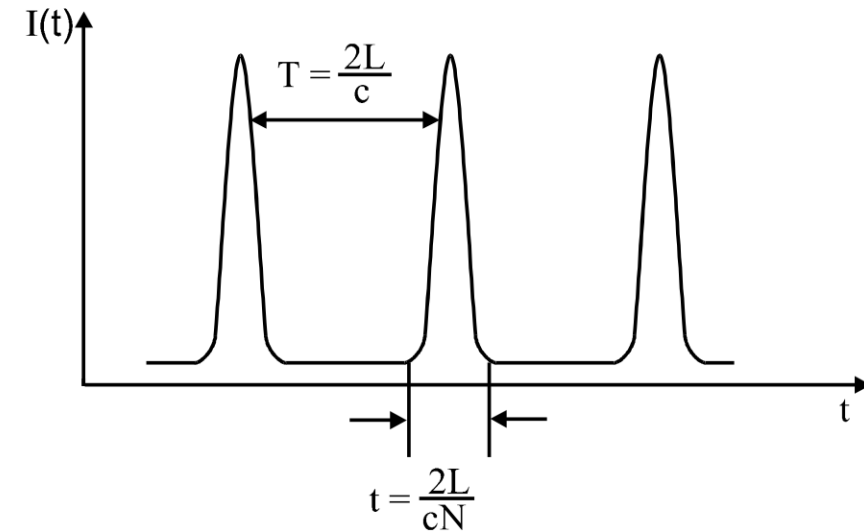
$$\Delta_{\text{las}} = \frac{2\pi h \nu_0 \Delta \nu_{\text{rez}}}{P} \left(\frac{N_2}{N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}} \right)$$

- Moc lasera pompującego P
- Stopnia inwersji obsadzeni
- Dobroci rezonatora Q

MODY PODŁUŻNE, MODY POPRZECZNE, SYNCHRONIZACJA MODÓW



Rozkład natężenia w kierunku poprzecznym



Liczba modów N zależy od szerokości linii emisji spontanicznej (fluorescencji) $\delta\lambda$

$$N = \frac{4L\delta\lambda}{\lambda_0^2}$$

właściwości widmowe ośrodka czynnego decydują o czasie trwania impulsu.

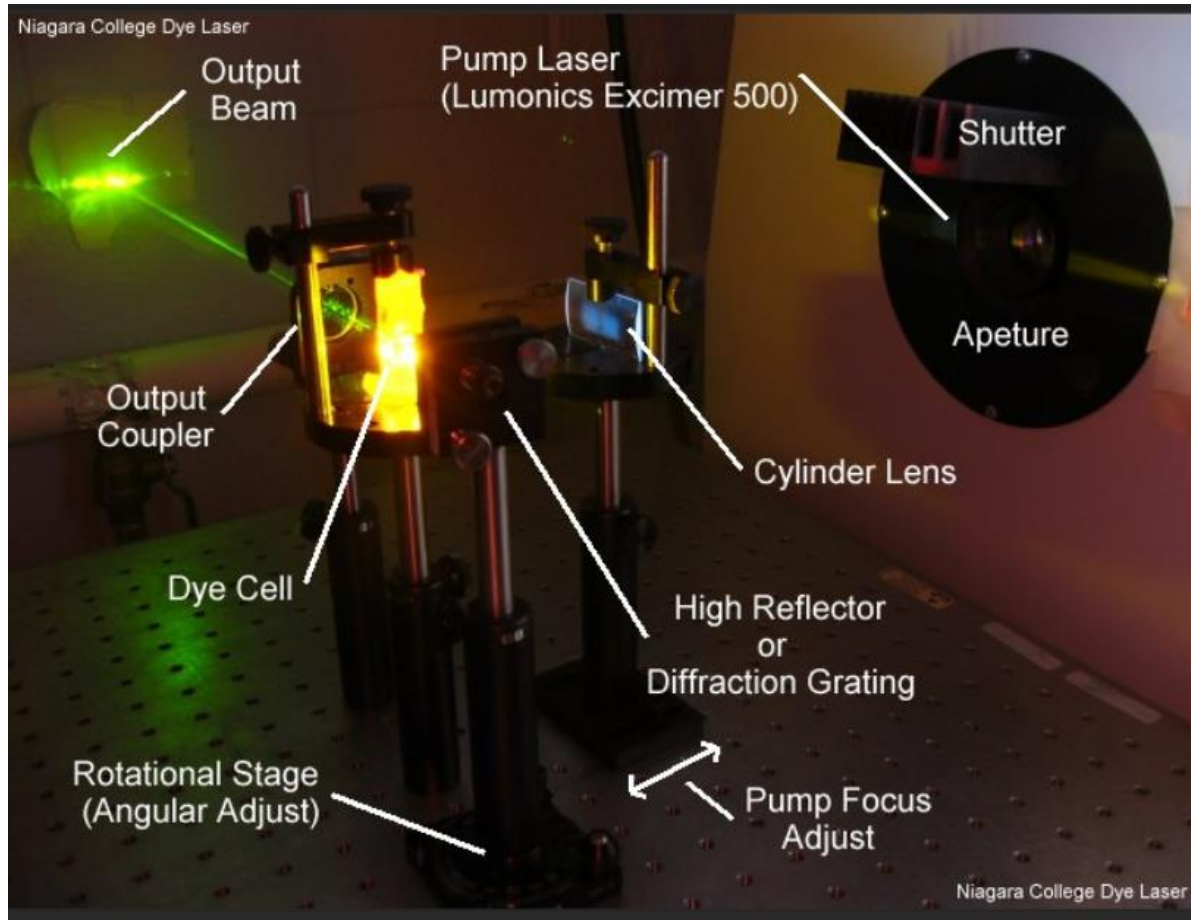
lasery barwnikowe
lasery gazowe

impulsy pikosekundowe 10^{-12} s
impulsy nanosekundowe 10^{-9} s

lasery na ciele stałym
lasery wibronowe

impulsy femtosekundowe 10^{-15} s

SYNCHRONIZACJA MODÓW

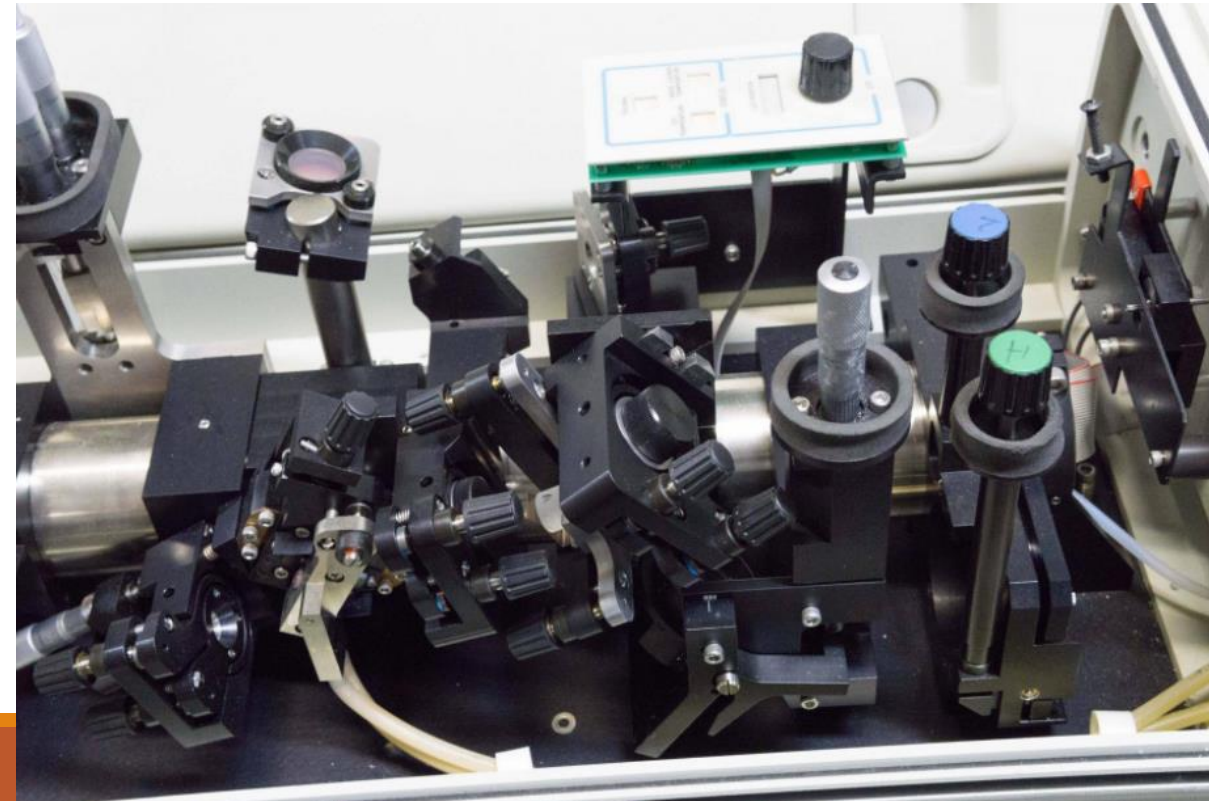


lasery barwnikowe impulsy pikosekundowe 10^{-12} s

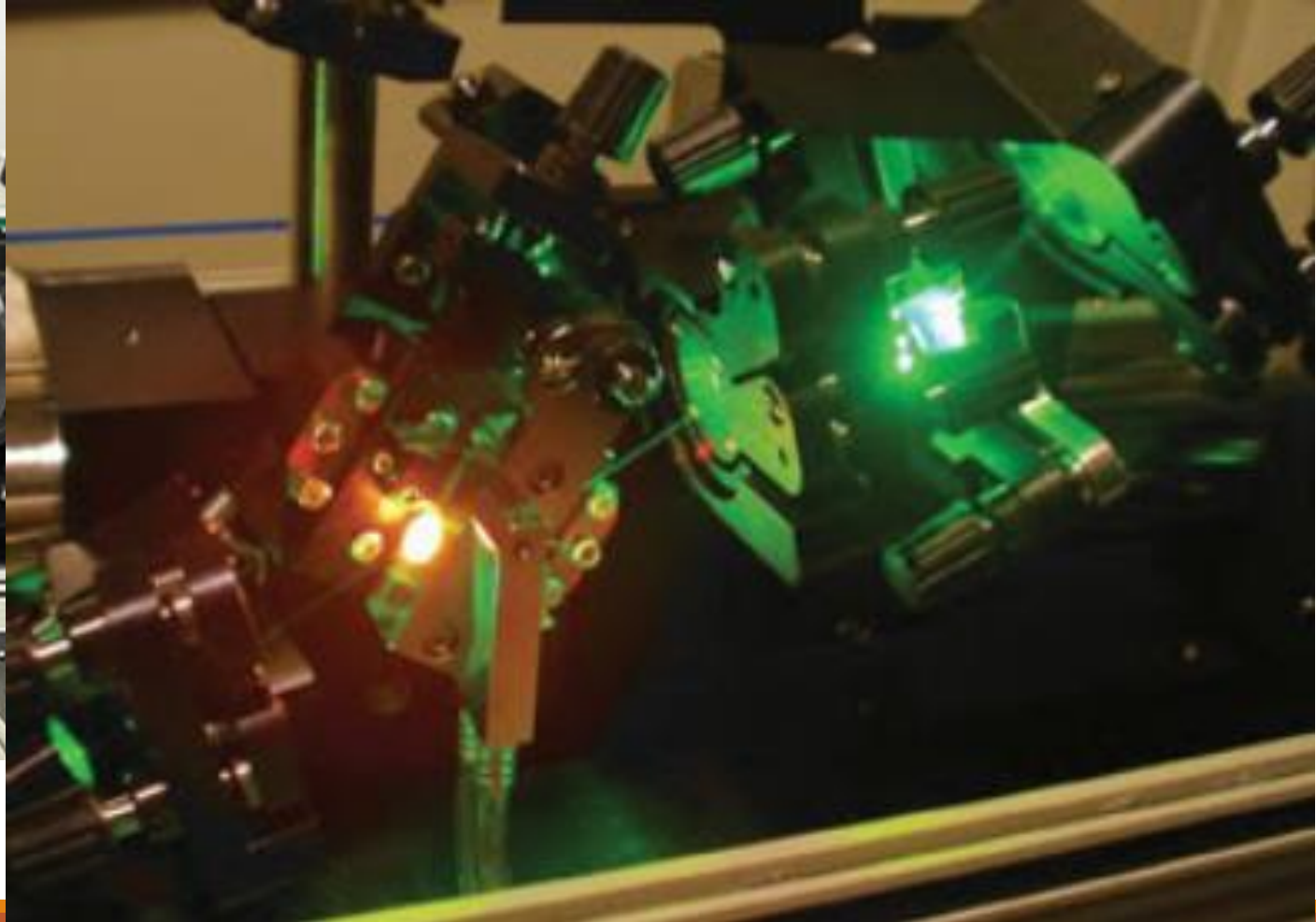
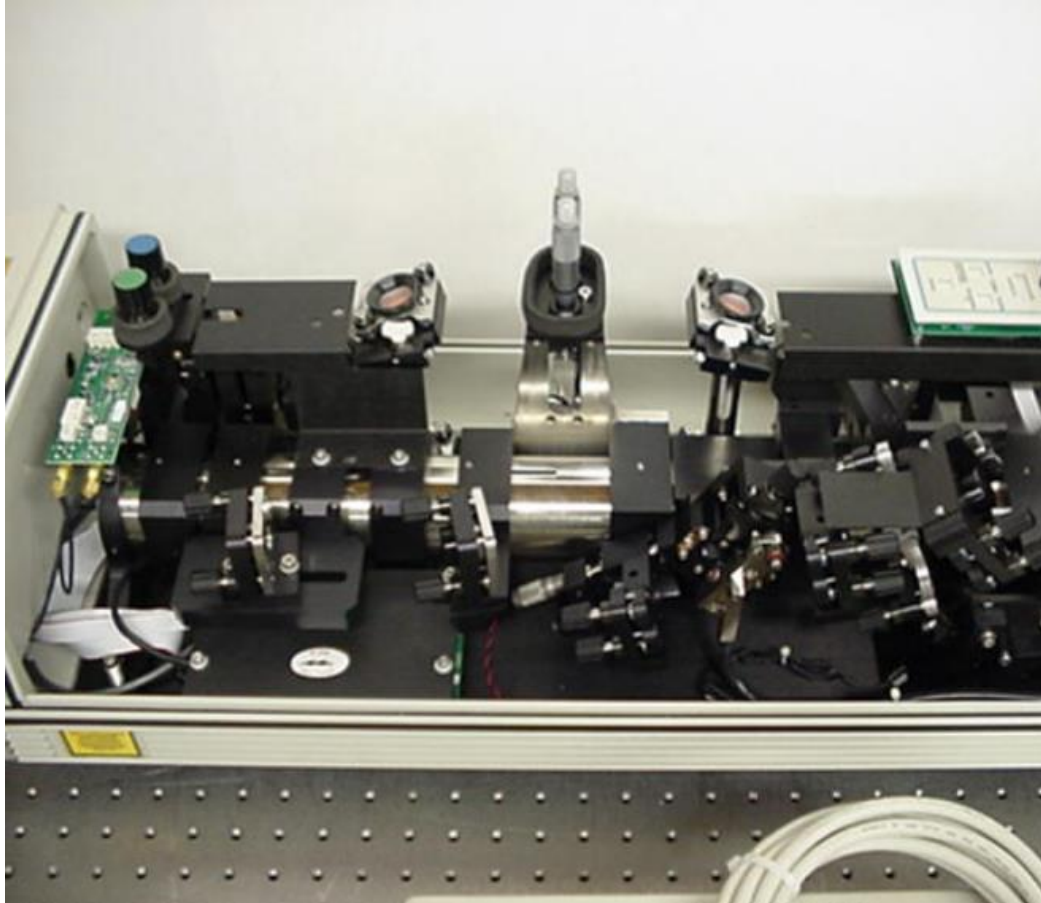
lasery gazowe impulsy nanosekundowe 10^{-9} s

lasery na ciele stałym

lasery wibronowe impulsy femtosekundowe 10^{-15} s



SYNCHRONIZACJA MODÓW



SYNCHRONIZACJA MODÓW

$$t_{\text{imp}} = t_2 - t_1 = \frac{\lambda_0^2}{2c\delta\lambda}$$

Relacja powyżej jest konsekwencją zależności między domeną czasową i domeną częstości opisanej za pomocą transformaty Fouriera. Szczególnym przypadkiem zależności między domeną czasową i domeną częstości jest zasada nieoznaczoności Heisenberga

$$\Delta t \Delta E \geq h / 2\pi$$

gdzie Δt określa nieoznaczoność czasu, która może być interpretowana jako czas trwania impulsu

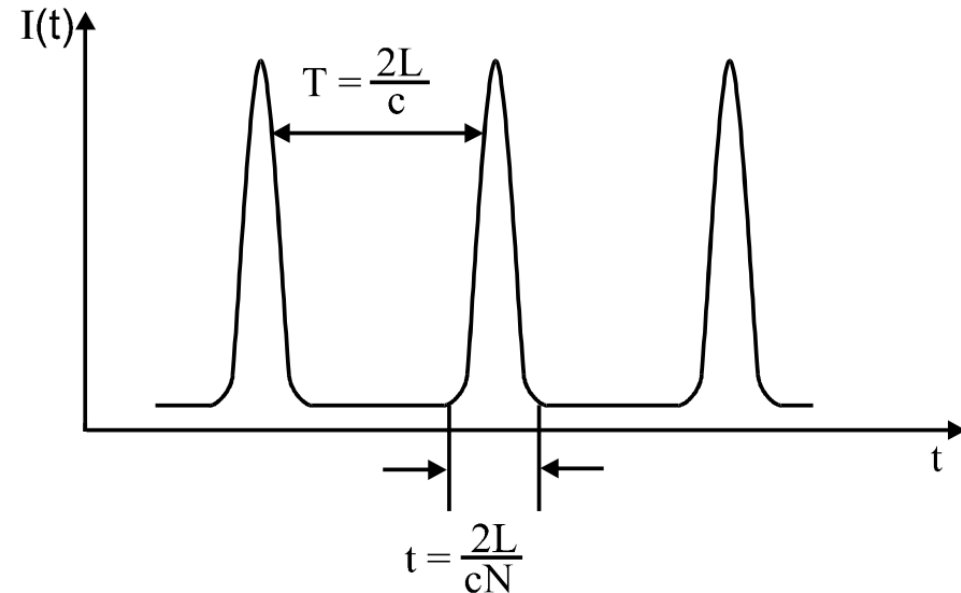
SYNCHRONIZACJA MODÓW

Istnieje wiele różnych sposobów synchronizacji, ale zasada każdego z nich sprowadza się do periodycznej modulacji parametrów rezonatora (amplitudy lub częstotliwości) z częstotliwością równą różnicy częstotliwości sąsiednich modów podłużnych $\Delta\omega_q$.

Metody synchronizacji modów dzielimy na metody synchronizacji

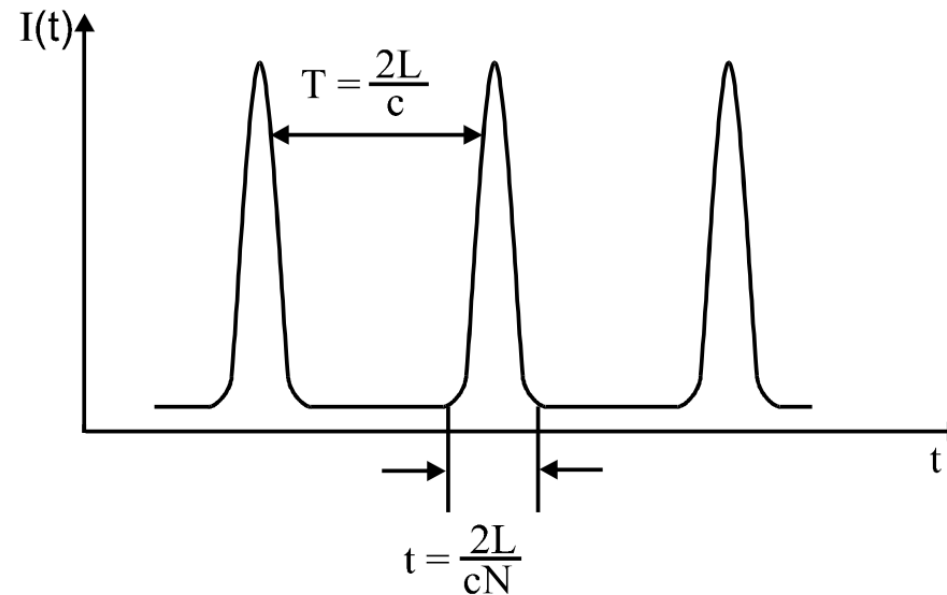
- aktywnej (wymuszonej z zewnątrz)
- i
- synchronizacji pasywnej.

Szczególnym przypadkiem synchronizacji pasywnej jest autosynchronizacja zachodząca samorzutnie w ośrodku czynnym z wykorzystaniem zjawiska samoogniskowania.



SYNCHRONIZACJA MODÓW

- **modulując długość rezonatora L** poprzez wprowadzenie w drganie jednego ze zwierciadeł z częstotliwością międzymodową $\Delta\omega_q$ (modulacja częstotliwości-synchronizacja aktywna),
- **stosując przetwornik optoakustyczny**, który wytwarzając falę akustyczną, moduluje natężenie światła przechodzącego przez rezonator z częstotliwością $\Delta\omega_q$ (modulacja amplitudy);
- **modulując współczynnik wzmocnienia ośrodka aktywnego** (modulacja amplitudy) metodą nasycających się absorbentów (wybielających się filtrów).

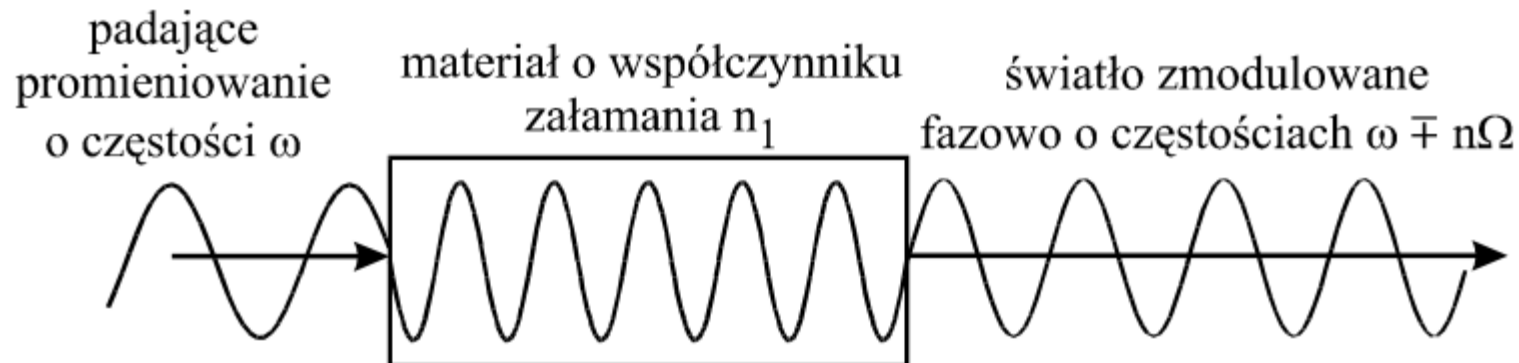
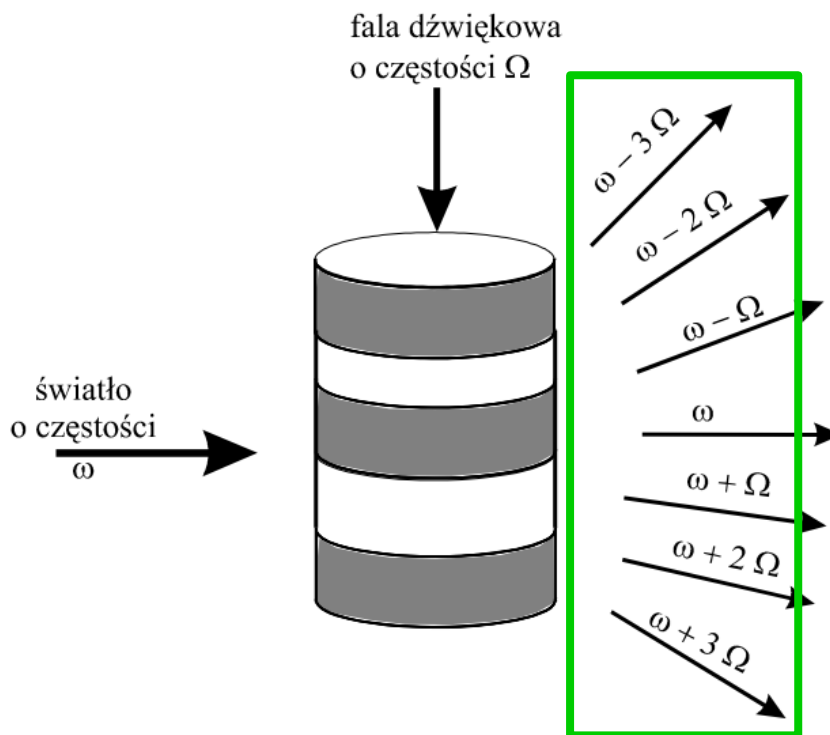


SYNCHRONIZACJA MODÓW

$$l \ll \frac{\Lambda}{2\pi\lambda}$$

$$l \gg \frac{\Lambda}{2\pi\lambda}$$

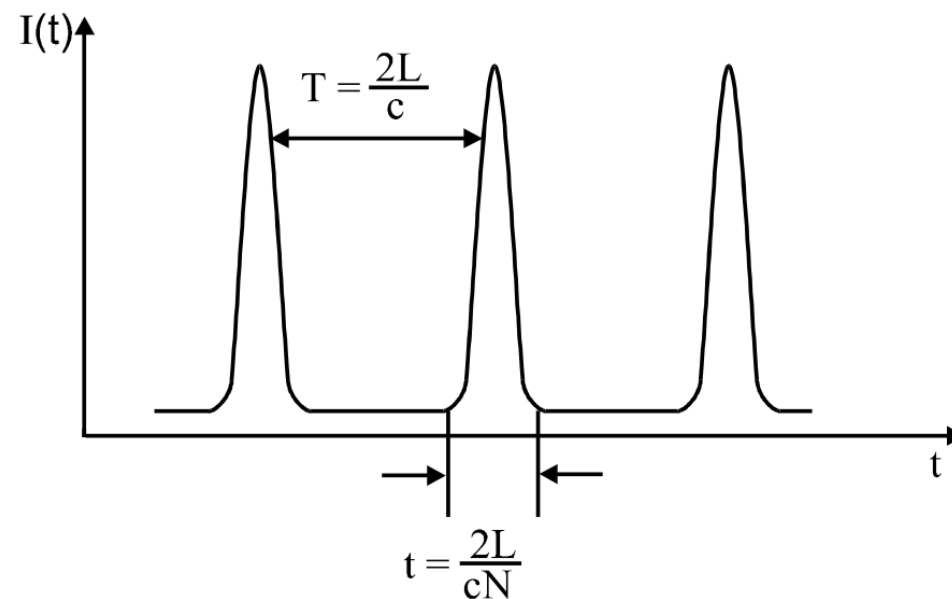
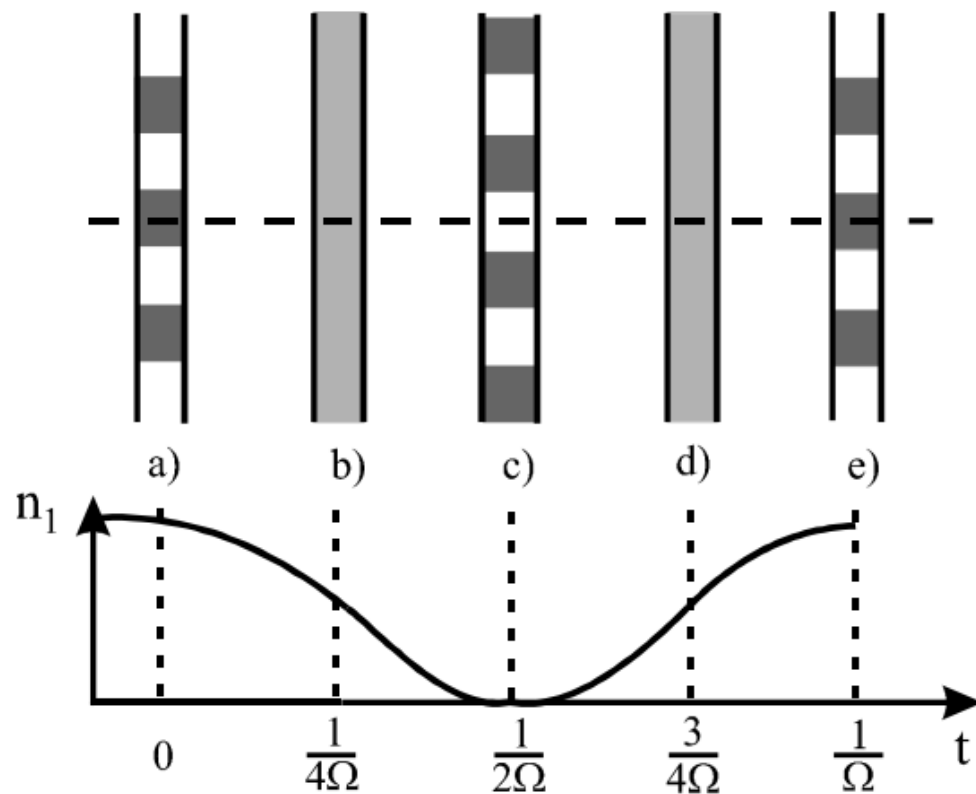
efekt Debye'a i Searsa



Modulacja światła za pomocą periodycznych zmian współczynnika załamania światła n_1 .

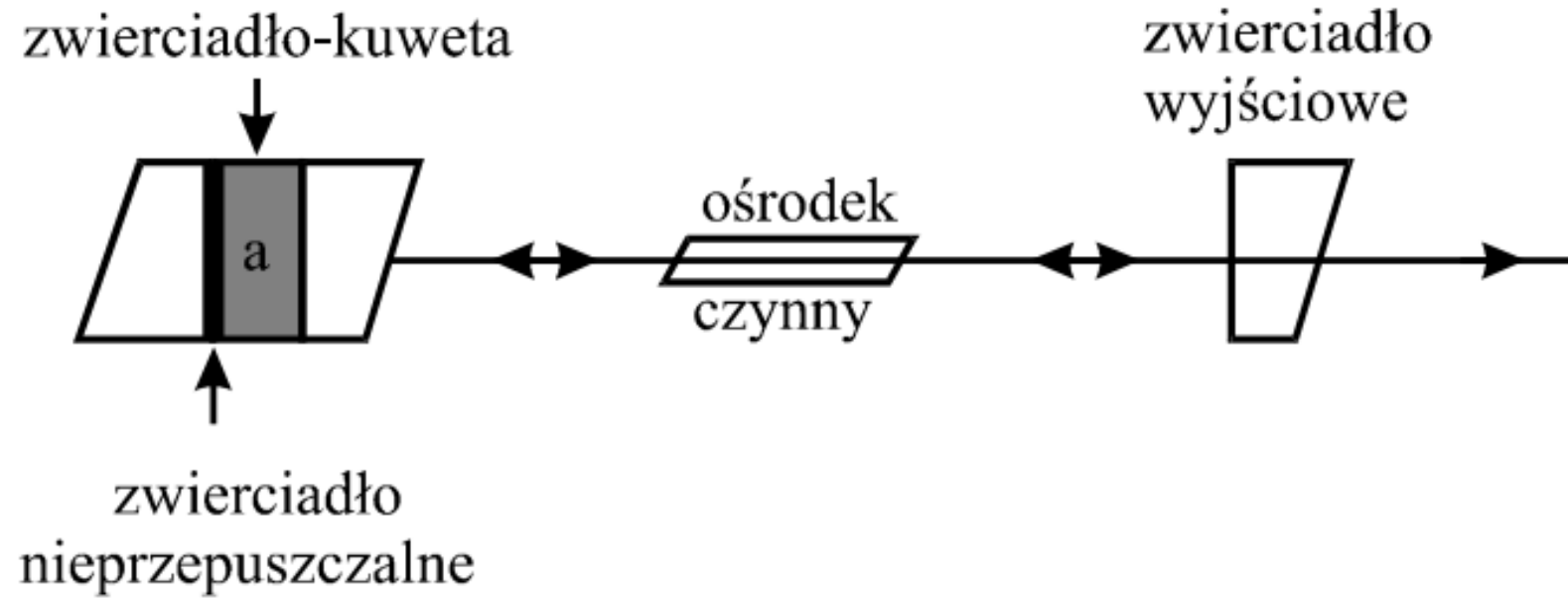
Im dłuższa droga l światła w materiale, tym większe amplitudy bocznych pasm o częstotliwości $\omega \pm n\Omega$

SYNCHRONIZACJA MODÓW



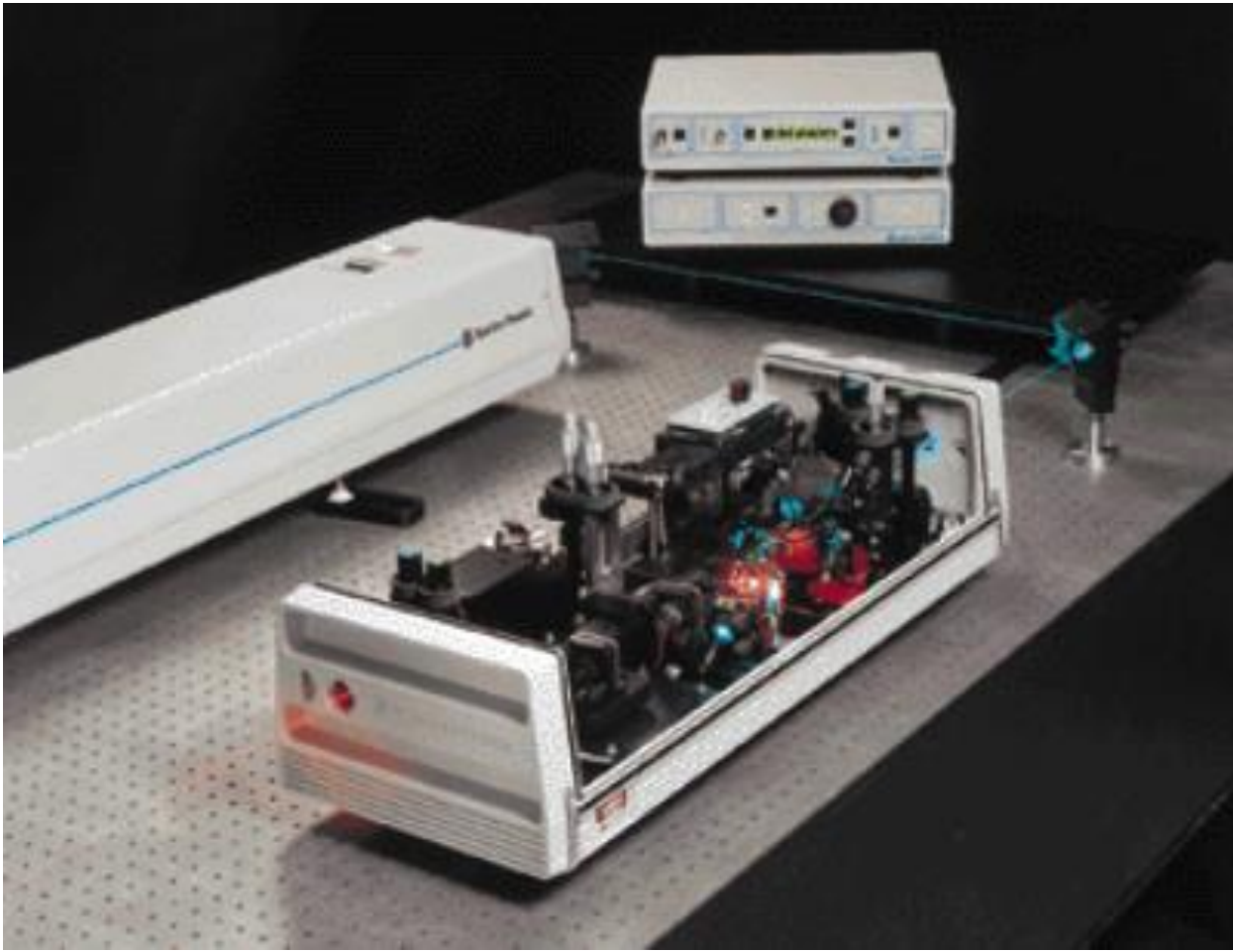
Ilustracja periodycznych zmian współczynnika załamania przez zmiany gęstości ośrodka wywołanych falą dźwiękową.

SYNCHRONIZACJA MODÓW



Synchronizacja pasywna osiągnięta metodą nasycających się absorbentów.

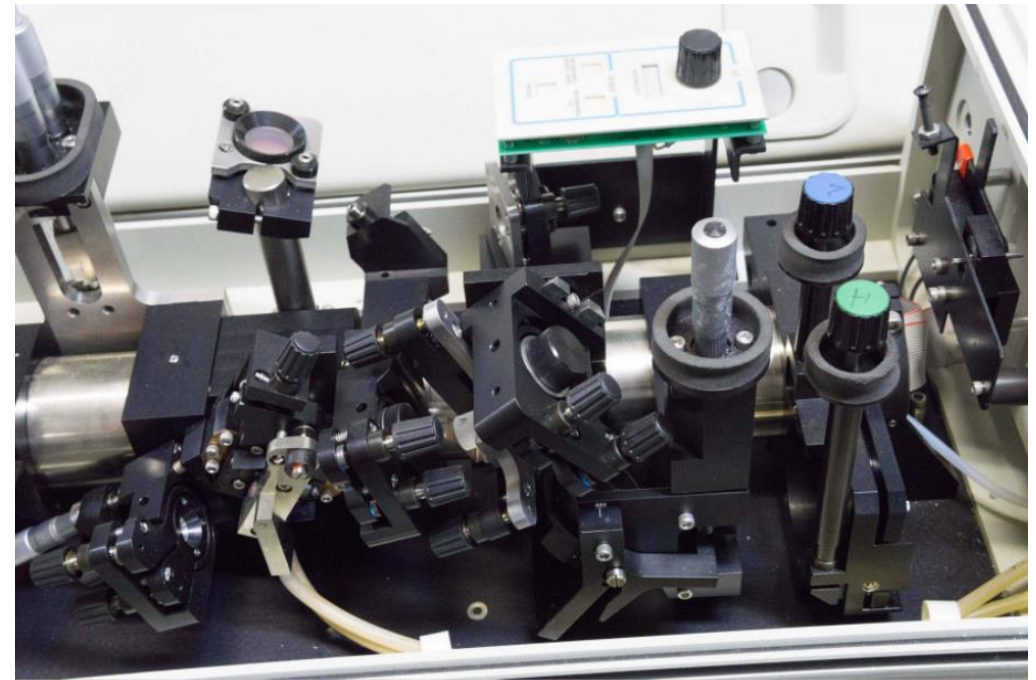
LASERY WIBRONOWE



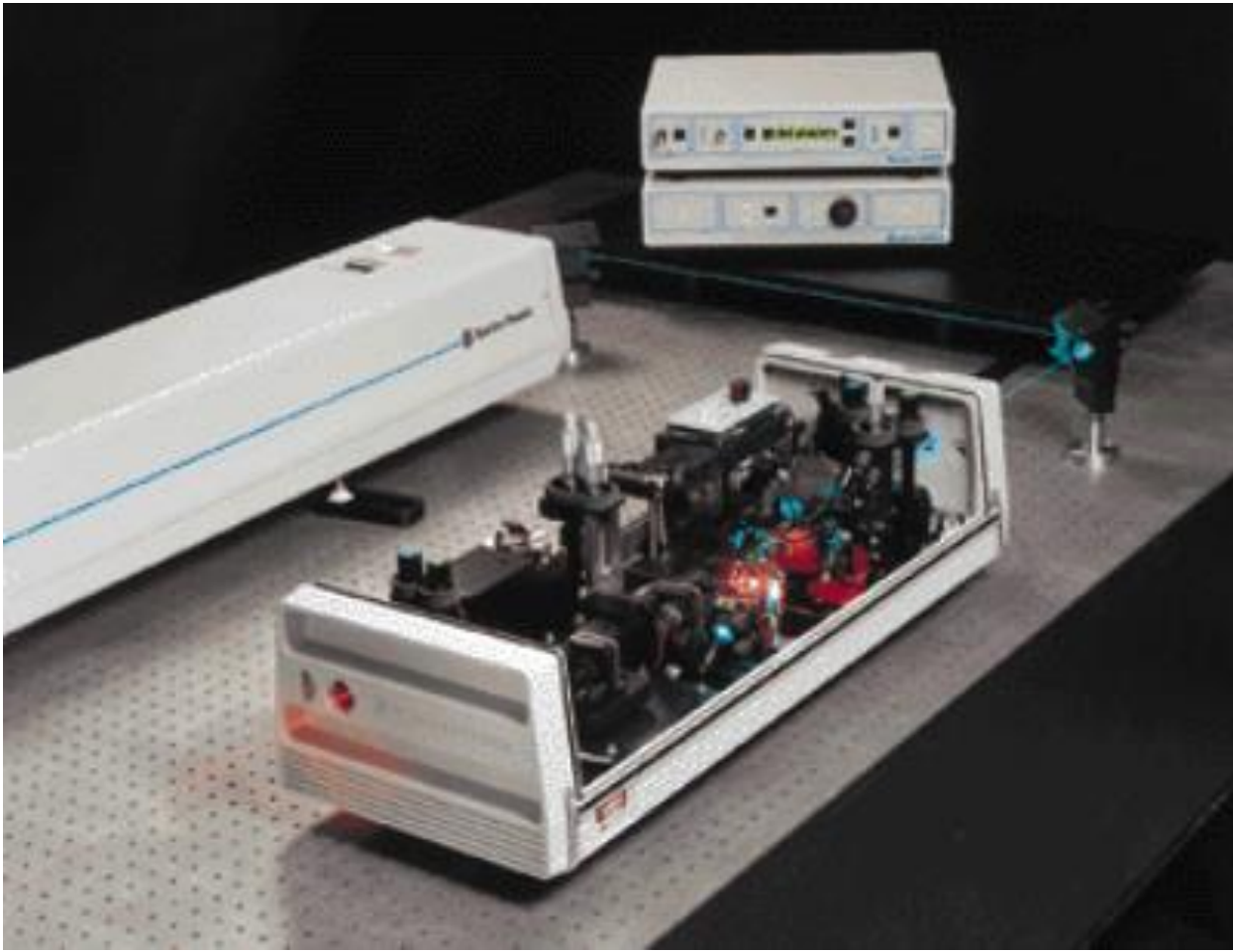
lasery na ciele stałym

lasery wibronowe

impulsy femtosekundowe 10^{-15} s



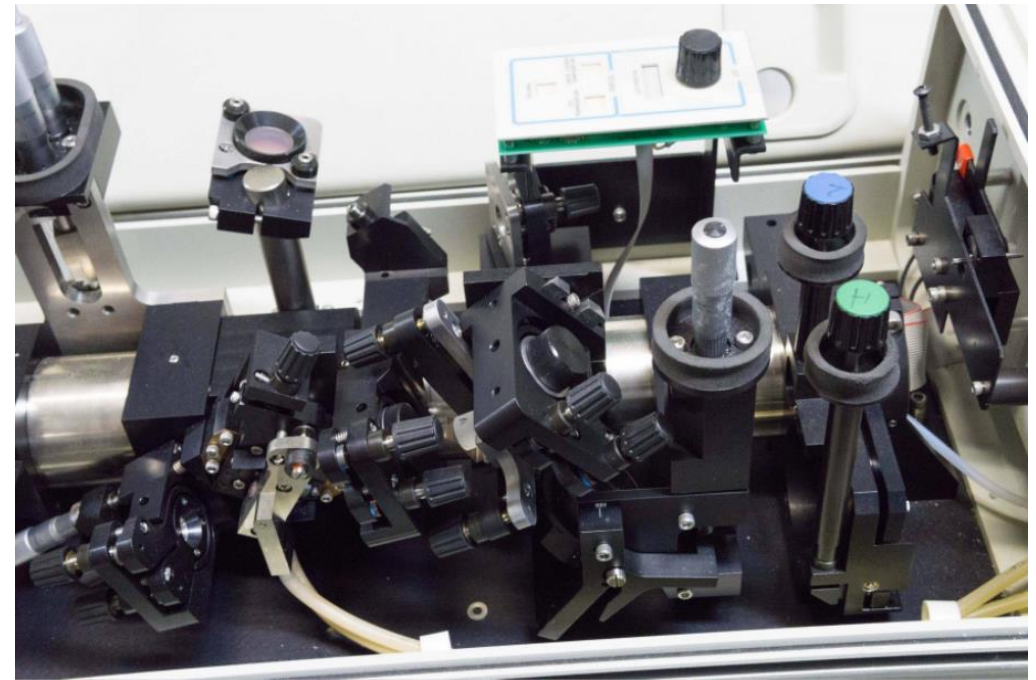
LASERY WIBRONOWE



lasery na ciele stałym

lasery wibronowe

impulsy femtosekundowe 10^{-15} s



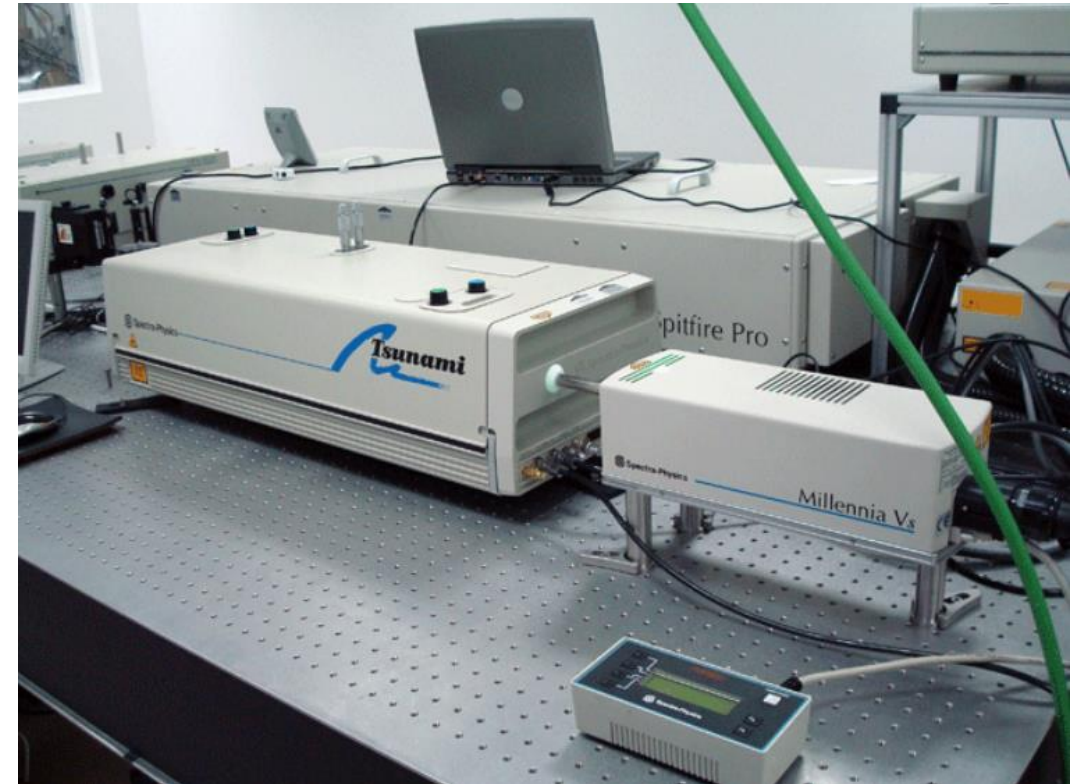
LASERY WIBRONOWE



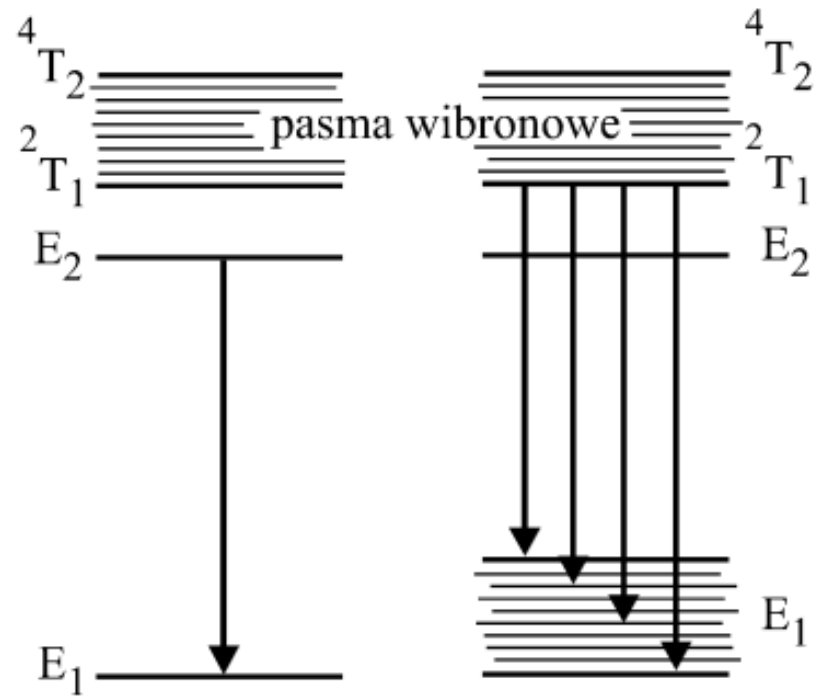
lasery na ciele stałym

lasery wibronowe

impulsy femtosekundowe 10^{-15} s



LASERY WIBRONOWE



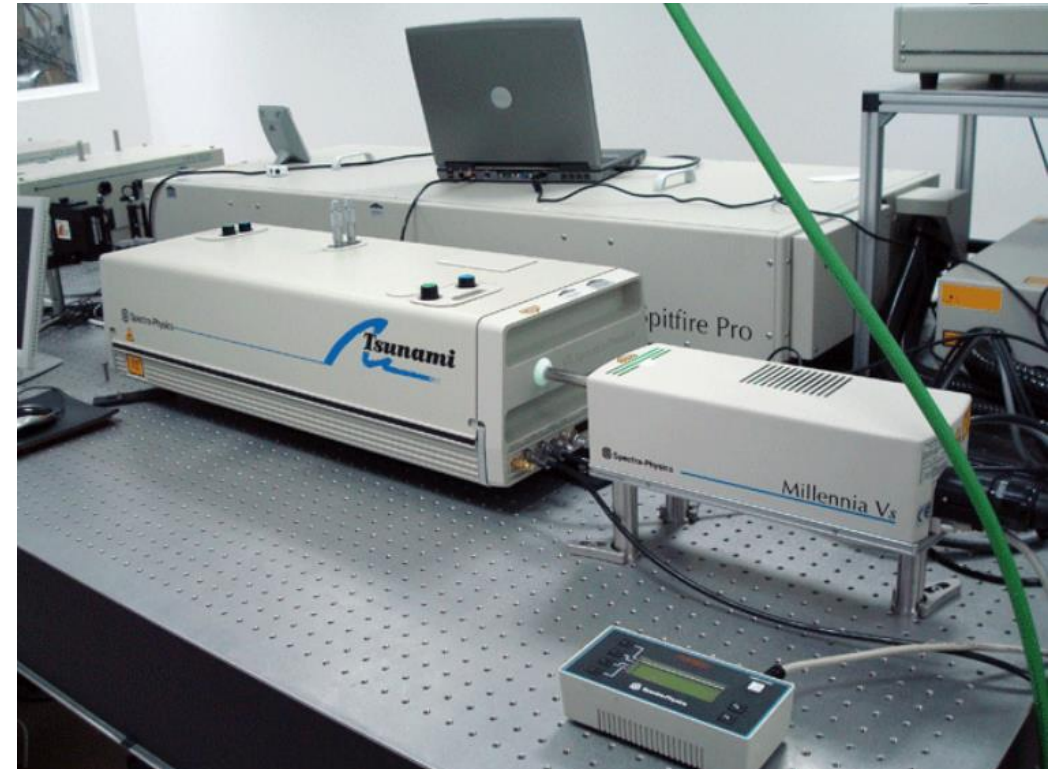
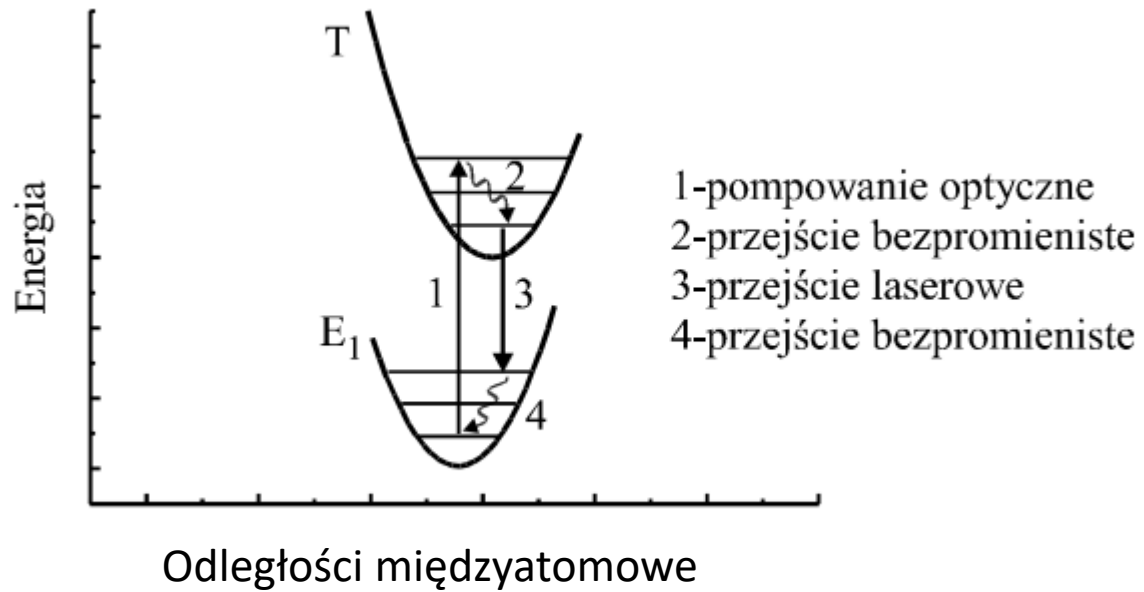
a) lasery nieprzestrjalne

b) lasery przestrjalne



LASERY WIBRONOWE, lasery na ciele stały - przestrajalne

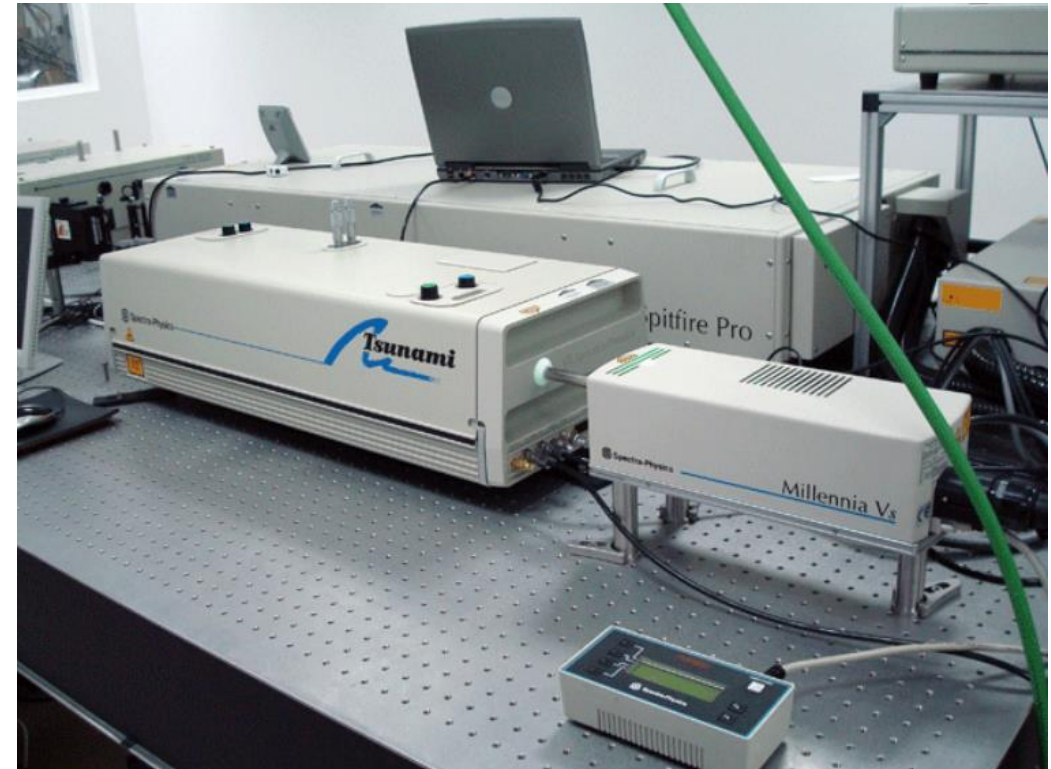
Wszystkie lasery przestrajalne na ciele stałym są czteropoziomowe



LASERY WIBRONOWE, lasery na ciele stały - przestrajalne

Pompowanie optyczne laserów przestrajalnych na ciele stałym odbywa się za pomocą:

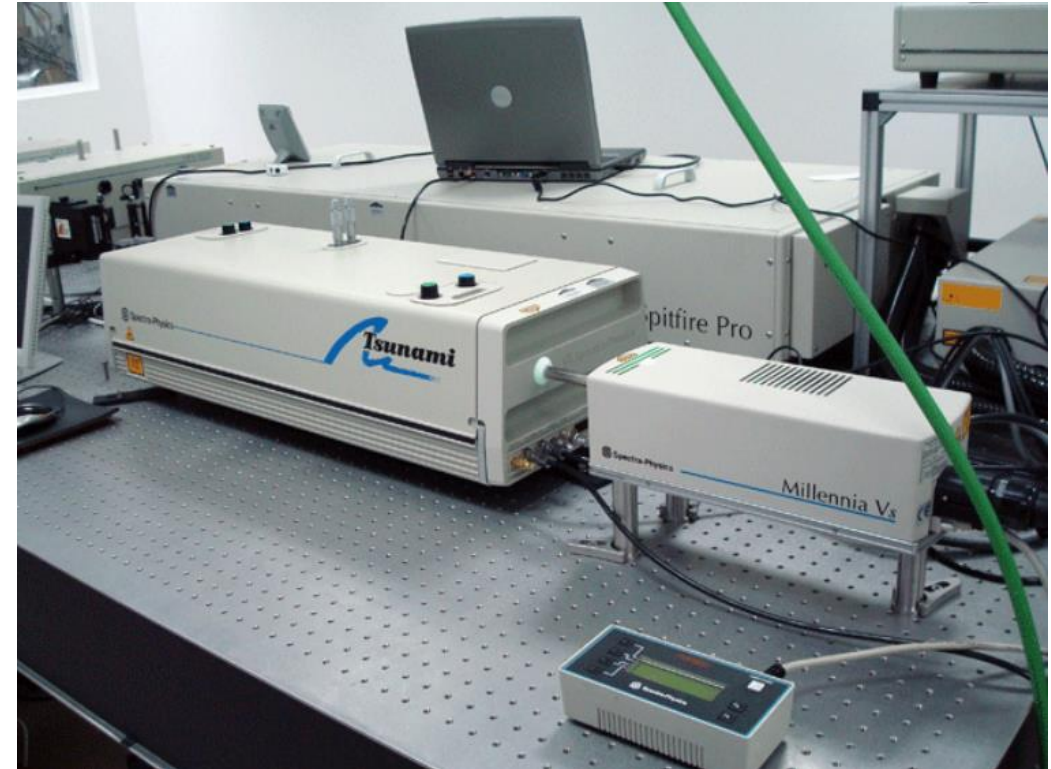
- a) laserów impulsowych ze zmianą dobroci Q
- b) laserów o pracy ciągłej (ang. cw - continuous wave)
- c) impulsowych lamp błyskowych.



LASERY WIBRONOWE, lasery na ciele stały - przestrajalne

Pompowanie optyczne laserów przestrajalnych na ciele stałym odbywa się za pomocą:

- a) laserów impulsowych ze zmianą dobroci Q
- b) laserów o pracy ciągłej (ang. cw - continuous wave)
- c) impulsowych lamp błyskowych.



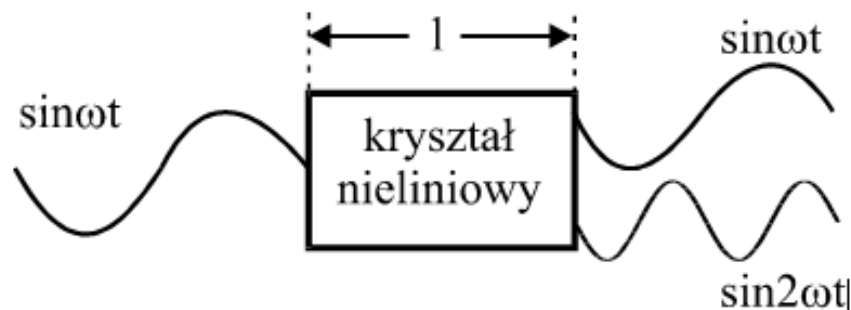
OPTYKA NIELINIOWA

Zjawiska optyki nieliniowej pozwoliły znacznie rozszerzyć zakres widmowy stosowania laserów.

Nieliniowe oddziaływania zachodzące w kryształach pozwalają generować **drugą i trzecią harmoniczną, jak również wyższe harmoniczne.**

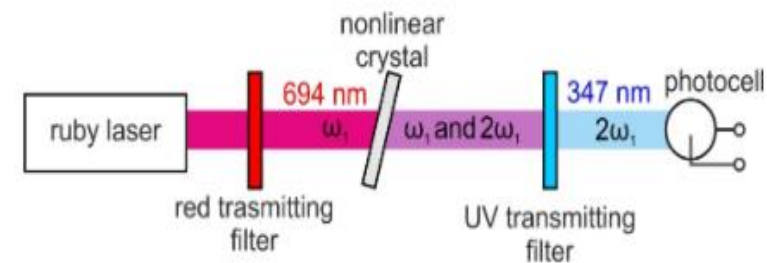
Oznacza to, na przykład, że gdy na kryształ pada promieniowanie o częstotliwości kołowej ω i spełnione są pewne, dyskutowane warunki, wówczas wychodzi z kryształu promieniowanie o częstotliwości ω i 2ω .

Składowa o częstotliwości 2ω nosi nazwę drugiej harmonicznej



Generacja drugiej harmonicznej w kryształach nieliniowych

1961



The scheme of the second-harmonic generation experiment of Franken and coworkers (after [3]).

OPTYKA NIELINIOWA

Słabe pola elektryczne E promieniowania wywołują indukcję elektryczną D ,

$$D = E + 4\pi P,$$

która zależy od polaryzacji ośrodka P . Dla małych natężeń światła polaryzacja zależy liniowo od natężenia pola elektrycznego E :

$$P = \chi^{(1)} E,$$

gdzie $\chi^{(1)}$ nosi nazwę podatności elektrycznej.

Wzór powyższy wynika z faktu, że polaryzacja ośrodka P jest sumą polaryzacji

orientacyjnej P^{orient} ($P^{\text{orient}} = N \frac{\mu^2}{3kT} E$) i polaryzacji indukowanej P^{ind}

$$(P^{\text{ind}} = N\alpha E).$$

OPTYKA NIELINIOWA

Gdy natężenie pola elektrycznego E wzrasta, polaryzacja ośrodka przestaje zależeć liniowo od E i wyraża się wzorem

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots$$

Ponieważ podatność elektryczna nie jest w ogólności wielkością skalarną lecz tensorem, bardziej poprawny jest zapis

$$P_i = \chi_{ij}^{(1)}E_j + \chi_{ijk}^{(2)}E_jE_k + \chi_{ijkl}^{(3)}E_jE_kE_l + \dots$$

Dla powtarzających się indeksów występujących przy χ i natężeniu pola E należy wykonać sumowanie po składowych natężenia pola. Jeżeli na ośrodek działa kilka słabych pól elektrycznych (np. kilka wiązek laserowych), to w liniowym przybliżeniu polaryzacja elektryczna jest sumą polaryzacji od poszczególnych pól:

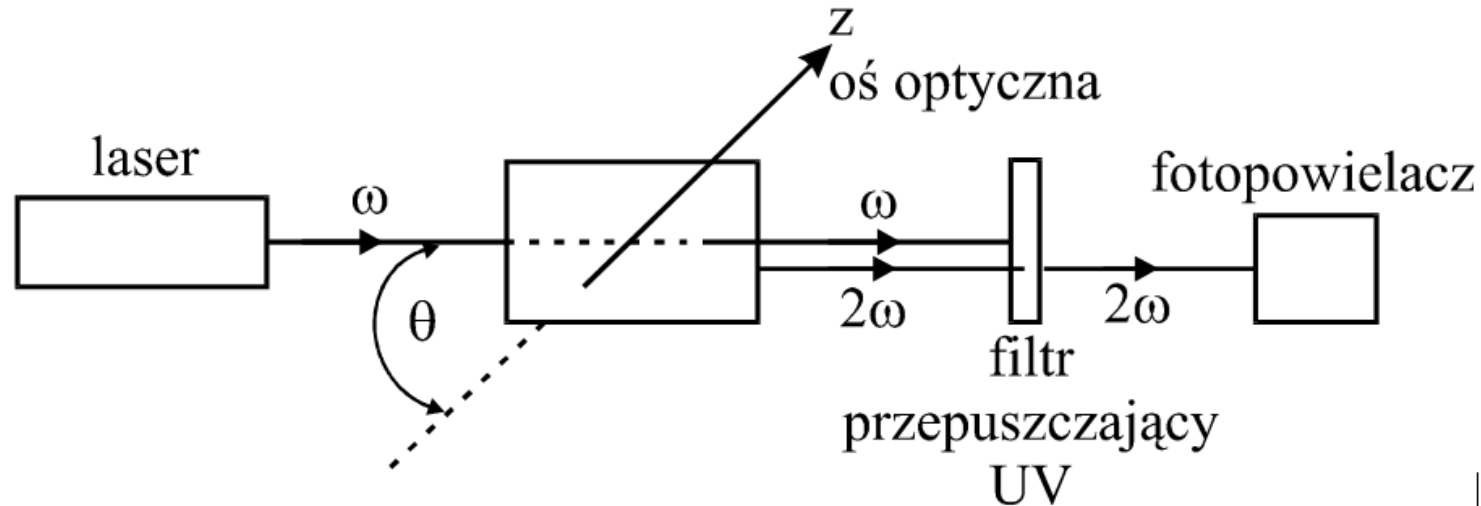
$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_2(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_3(\mathbf{r}, t) + \dots$$

Oznacza to, że słabe pola elektryczne spełniają zasadę superpozycji, według której fale elektromagnetyczne rozchodzą się w ośrodku niezależnie, bez wzajemnego oddziaływania. Wszystkie zjawiska optyczne podlegające tej zasadzie nazywamy *liniowymi zjawiskami optycznymi* wchodzącymi w zakres badań optyki liniowej. Jeżeli pola elektryczne są silne, nie można zakładać, że działają one na układ niezależnie. Pola elektryczne nie spełniają już zasady superpozycji, gdyż oddziałują na siebie. Wszystkie zjawiska optyczne, w których zasada superpozycji pól elektrycznych nie jest spełniona, nazywamy *nienliniowymi zjawiskami optycznymi*.

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Światło lasera rubinowego o długości fali 694,3 nm skierujemy na kryształ nieliniowy. Zmieniając kąt między kierunkiem wiązki laserowej i kierunkiem osi optycznej, przy pewnym kącie zauważymy, że wiązka światła laserowego, która wyszła z kryształu, ma dwie składowe: 694,3 nm oraz $694,3 \text{ nm}/2 = 347,15 \text{ nm}$. Tak więc obok składowej fundamentalnej, która nie zmienia swej częstości po przejściu przez kryształ, pojawia się dodatkowa składowa, zwana drugą harmoniczną o częstości 2 razy większej od częstości podstawowej. **Proces generacji drugiej harmonicznej nazywany jest również procesem SHG (od angielskiego skrótu *Second Harmonic Generation*).**



Schemat układu generującego drugą harmoniczną

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Fenomenologiczne wytłumaczenie tego zjawiska jest następujące. Niech wiązka laserowa będzie monochromatyczną falą płaską o częstości ω_1 i wektorze falowym $\mathbf{k}_1$

$$\begin{aligned} E(\mathbf{r}, t) &= E(\omega_1, \mathbf{k}_1) e^{i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t)} + E^*(\omega_1, \mathbf{k}_1) e^{-i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t)} \\ &= 2E(\omega_1, \mathbf{k}_1) \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t) = E_0 \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t). \end{aligned}$$

Pole elektryczne E indukuje w kryształach nieliniowych polaryzację drugiego rzędu o składowych

$$\begin{aligned} P_i^{(2)}(\mathbf{r}, t) &= \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\mathbf{r}, t) E_k(\mathbf{r}, t) \\ &= \chi_{ijk}^{(2)} E_0^2 \cos^2(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t) \end{aligned}$$

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Korzystając z zależności trygonometrycznej $\cos^2 x = \frac{1 + \cos 2x}{2}$, wyrażenie można przekształcić do postaci

$$P_i^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \chi_{ijk}^{(2)}(0) \frac{E_0^2}{2} + \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega_1, 2\mathbf{k}_1) E_0^2 \cos 2(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega_1 t).$$

Tak więc polaryzacja wywołana oddziaływaniem dwóch fal o częstości ω_1 każda składa się z dwóch członów: polaryzacji stałej, niezależnej od czasu, i polaryzacji zmieniającej się z częstością $2\omega_1$. Polaryzacja stała $\frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(0) E_0^2$ (zwana efektem DC) jest wykorzystywana do pomiaru mocy wiązki lasera. Polaryzacja o częstości $2\omega_1$ powstająca jest w różnych punktach próbki, dając mikroskopowe przyczynki pochodzące od pojedynczych cząsteczek znajdujących się w różnych miejscach kryształu $\mathbf{r}$. Te mikroskopowe przyczynki mogą w sumie wytworzyć falę makroskopową o odpowiednio dużym natężeniu tylko wtedy, gdy prędkości fazowe padających fal wymuszających (o częstości ω_1) i fal polaryzacji ($2\omega_1$) są zsynchronizowane. W przeciwnym razie zachodzi interferencja destruktywna, która bardzo osłabia wydajność procesu generowania drugiej harmonicznej.

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Prędkość fazowa v_f jest prędkością rozchodzenia się fal płaskich w ośrodku o współczynniku załamania $n(\omega)$:

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n(\omega)}$$

Dopasowanie fazowe (ang. *phase matching*)

$$\mathbf{k}_2(2\omega_1) = \mathbf{k}_1(\omega_1) + \mathbf{k}_1(\omega_1),$$

$$\mathbf{k}_3(\omega_3) = \mathbf{k}_1(\omega_1) + \mathbf{k}_2(\omega_2)$$

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_3(\omega_3) - \mathbf{k}_1(\omega_1) - \mathbf{k}_2(\omega_2) = 0$$

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Warunek ten należy rozumieć jako zasadę zachowania pędu dla układu 3 fotonów uczestniczących w procesie mieszania częstości, wektor falowy $\mathbf{k}$ bowiem związany jest z pędem fotonu $\mathbf{p}$ następująco: $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$.

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_3(\omega_3) - \mathbf{k}_1(\omega_1) - \mathbf{k}_2(\omega_2) = 0$$

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Inaczej

$$n(2\omega_1) = n(\omega_1)$$

Oznacza to, że druga harmoniczna może być wygenerowana z dużą wydajnością tylko wtedy, gdy współczynnik załamania dla częstości $2\omega_1$ jest równy współczynnikowi załamania dla częstości ω_1 . Jest to w większości przypadków niemożliwe, bo spełnienie warunku powyżej oznaczałoby, że **ośrodek nie wykazuje własności dyspersyjnych**.

Kryształy dwójłomne

$$n_e(2\omega_1) = n_o(\omega_1)$$

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Natężenie SHG

$$I(2\omega) = \chi^{(2)} l^2 \left(\frac{\sin(\Delta k l / 2)}{\Delta k l / 2} \right)^2 I_0^2(\omega)$$

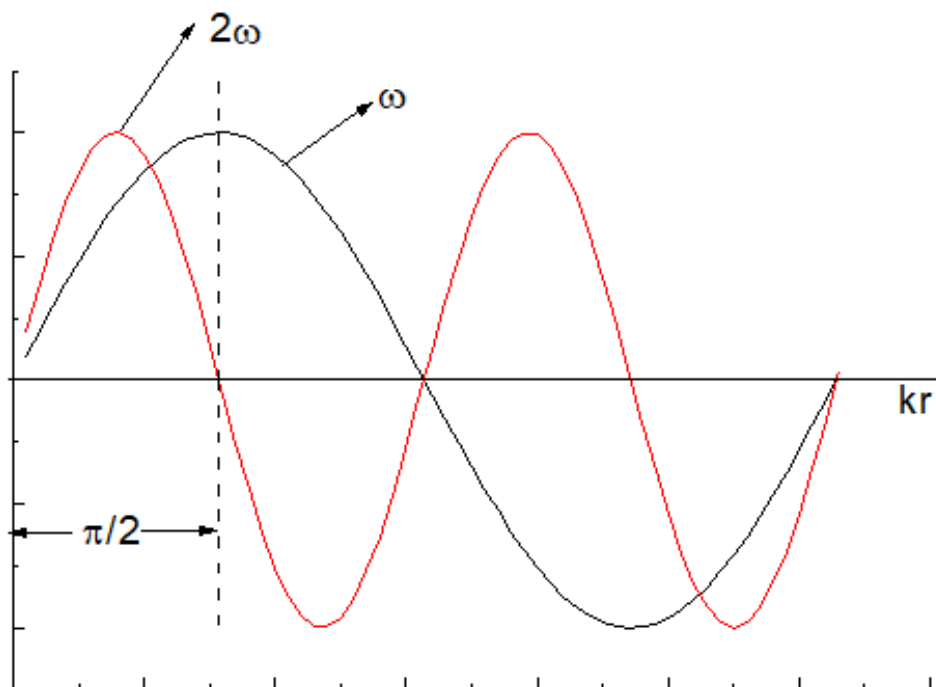
Natężenie to można zwiększyć przez:

- 1) stosowanie impulsów laserowych o dużym natężeniu I_0 dla wiązki padającej na materiał nieliniowy, w którym wytwarzana jest druga harmoniczna; wartości I_0 są jednak ograniczone przez próg uszkodzenia kryształu,
- 2) używanie materiałów silnie nieliniowych, wykazujących duże wartości podatności elektrycznej drugiego rzędu $\chi^{(2)}$,
- 3) spełnienie warunku dopasowania fazowego $\Delta \mathbf{k} = 0$,
- 4) zwiększanie grubości materiału nieliniowego l .

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

$$I(2\omega) = \chi^{(2)} l^2 \left(\frac{\sin(\Delta k l / 2)}{\Delta k l / 2} \right)^2 I_0^2(\omega)$$



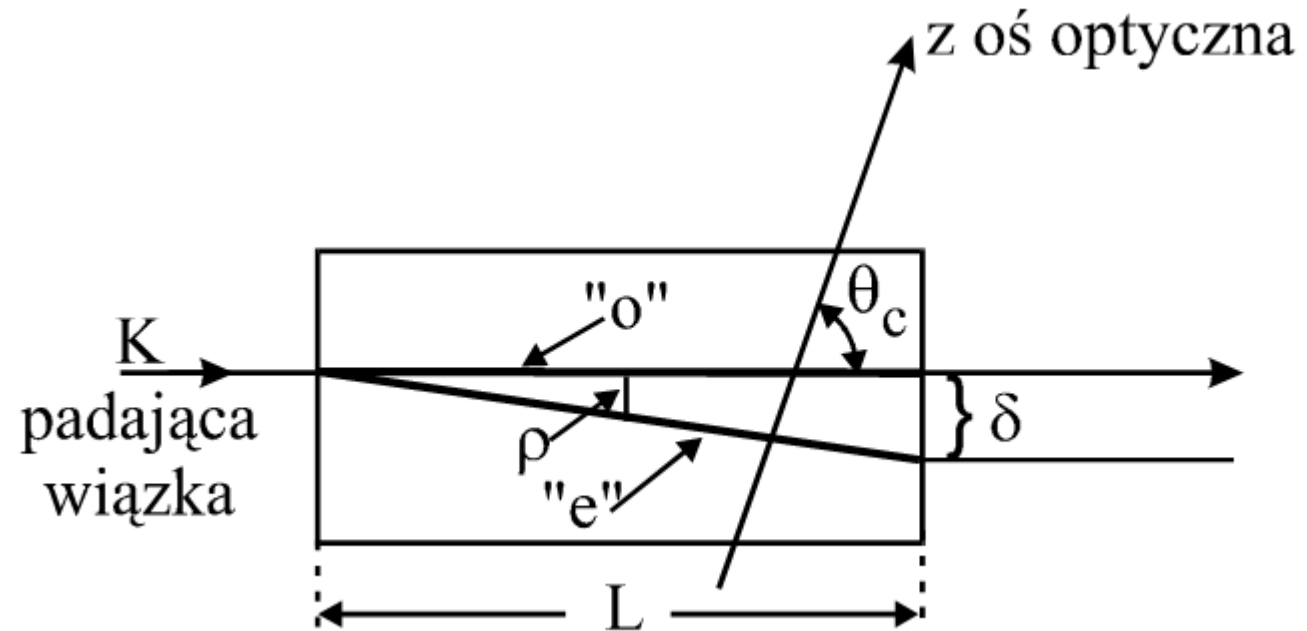
Natężenie drugiej harmonicznej zwiększa się wraz z grubością kryształu l tylko do pewnej krytycznej wartości $l_{\text{spój}}$, zwanej **długością spójności**. Po przebyciu drogi równej długości spójności w kryształ, fale o częstości podstawowej i fala drugiej harmonicznej przestają być zgodne w fazie i rozpoczyna się interferencja destruktywna, która zmniejsza amplitudę drugiej harmonicznej

OPTYKA NIELINIOWA

SHG

Kryształy dwójłomne

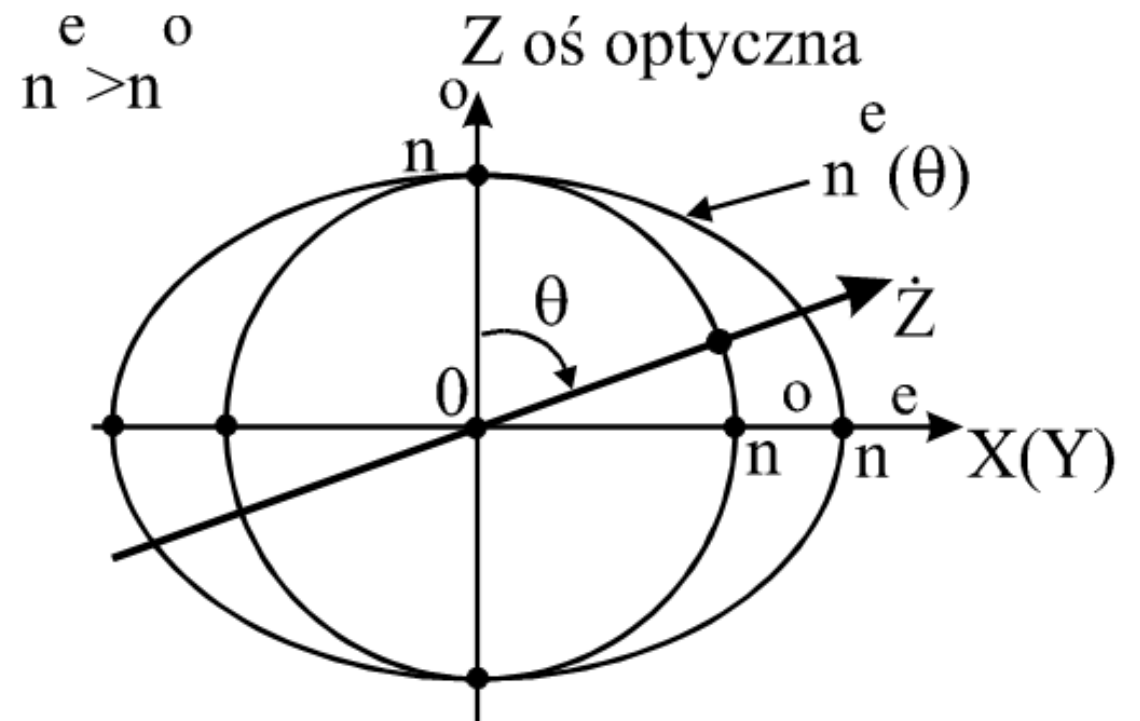
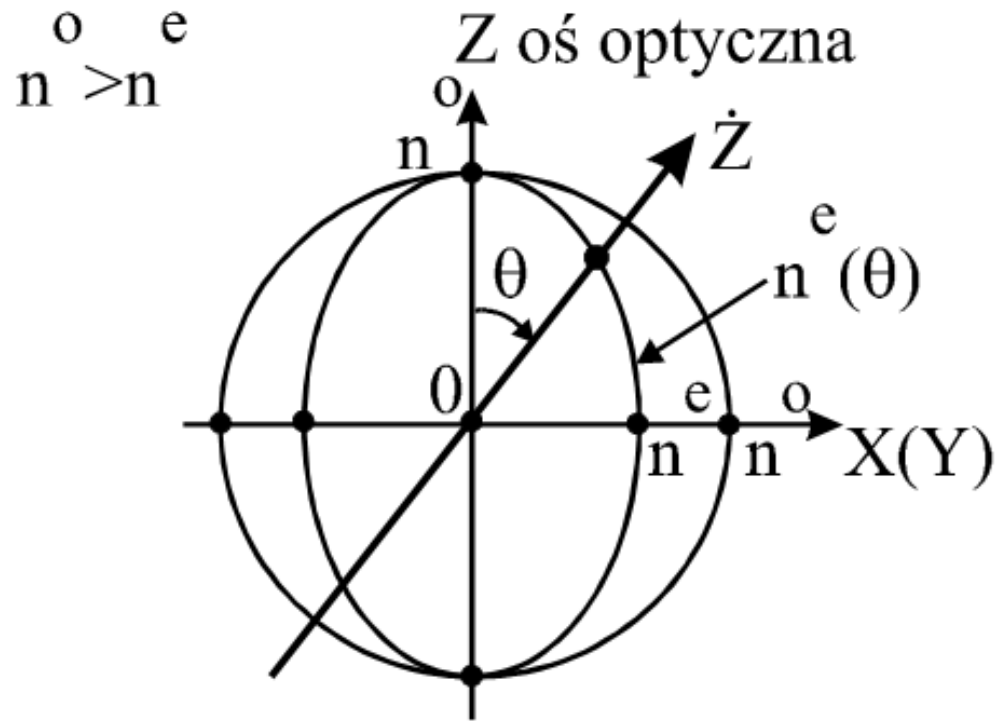
$$n_e(2\omega_1) = n_o(\omega_1)$$



o – promień zwyczajny, e – promień nadzwyczajny, L – długość kryształu

OPTYKA NIELINIOWA

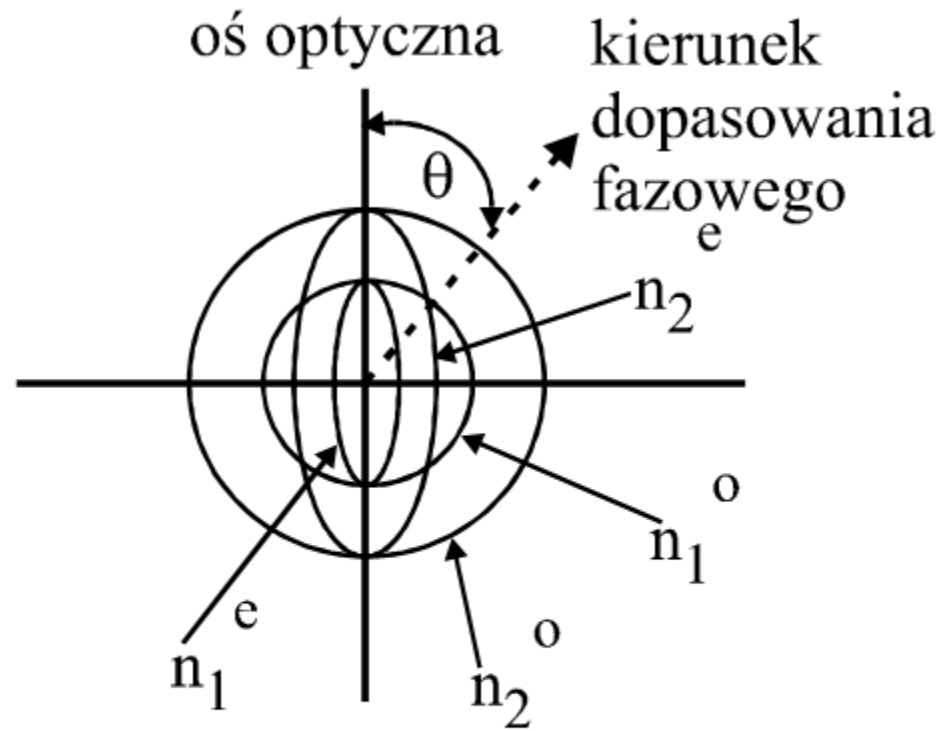
SHG



Przekroje powierzchni współczynnika załamania dla jednoosiowego kryształu dwójłomnego, a) ujemnego, b) dodatniego.

OPTYKA NIELINIOWA

SHG



Kierunek dopasowania fazowego w jednoosiowym ujemnym kryształach dwójłomnym