

Główne działy spektroskopii laserowej

- absorpcyjna i fluorescencyjna spektroskopia laserowa o zdolności rozdzielczej wyznaczonej przez dopplerowską szerokość linii,
 - metody absorpcyjne dużej czułości,
 - rezonans magnetyczny spektroskopia starkowska,
 - spektroskopia wielofotonowa,
- subdopplerowska spektroskopia laserowa dużej zdolności rozdzielczej,
 - spektroskopia w skolimowanych wiązkach molekularnych,
 - spektroskopia nasyceniowa,
 - spektroskopia polaryzacyjna,
 - bezdopplerowska spektroskopia wielofotonowa,
 - spektroskopia przecinania poziomów z użyciem laserów,
- laserowa spektroskopia ramanowska,
- spektroskopia laserowa z rozdzielczością czasową,
 - wytwarzanie krótkich impulsów laserowych,
 - pomiary czasów życia z wykorzystaniem laserów,
 - dudnienia kwantowe,
 - echa fotonowe,
- metody o skrajnie dużej zdolności rozdzielczej,
 - odrzut fotonowy
 - optyczne chłodzenie i magazynowanie atomów,
 - rozdzielczość mniejsza od naturalnej szerokości linii.

SPEKTROSKOPIA LASEROWA Z ROZDZIELCZOŚCIĄ CZASOWĄ

Polega na wykorzystaniu bardzo krótkich i silnych impulsów laserowych (o czasie trwania rzędu kilku ns, ps lub fs) do badań szybkich procesów niestacjonarnych (np. procesów relaksacji cząsteczkowej w gazach i cieczach wywołanych przejściami spontanicznymi lub zderzeniowymi).

1 nanosekunda ($1 \text{ ns} = 1 \times 10^{-9} \text{ s}$)

Jedna miliardowa część sekundy. Jest to krótki czas, w ciągu którego światło przebywa odległość ok. 30 cm.

1 pikosekunda ($1 \text{ ps} = 1 \times 10^{-12} \text{ s}$)

Jedna trylionowa część sekundy. W czasie jednej ps światło przebiega dystans ok. 0,3 mm. "Zamrożone" ruchy cząsteczek można uzyskać jedynie za pomocą laserów wytwarzających pikosekundowe impulsy światła.

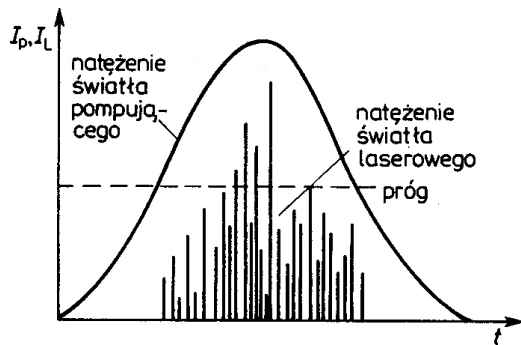
1 femtosekunda ($1 \text{ fs} = 1 \times 10^{-15} \text{ s}$)

Jedna kwadrylionowa część sekundy. W czasie 1 fs światło przebiega odległość ok. 0,3 μm , czyli w przybliżeniu 1000 odległości między atomami w kryształach krzemu. Femtosekundowe impulsy światła są najkrótszymi zdarzeniami, które są w pełni wytwarzane, kontrolowane i mierzone przez człowieka.

Do wytwarzania krótkich impulsów światła można stosować urządzenia migawkowe przysłaniające i odsłaniające wiązkę. Najszybsze modulatory elektrooptyczne i elektroniczne urządzenia do ich sterowania pozwalają budować migawki o czasie otwarcia nie krótszym od kilkudziesięciu pikosekund. Taka metoda jest mało efektywna, gdyż większość światła jest przez migawkę odrzucana.

Wytwarzanie krótkich impulsów laserowych w laserach z czynnymi ośrodkami pompowanymi impulsowo

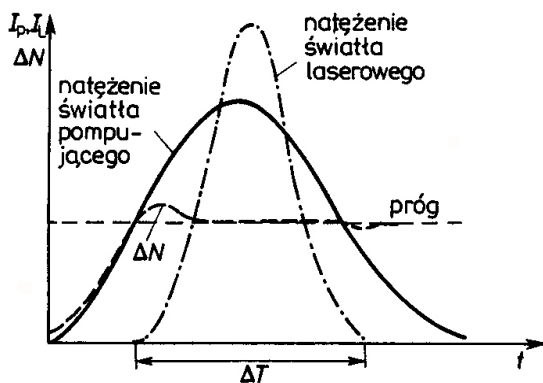
a) ośrodki czynne o długim czasie relaksacji



„Las igieł” (o typowej szerokości kilku μs) w świetle lasera dla ośrodków czynnych o długim czasie relaksacji, np. w przypadku lasera rubinowego pompowanego lampą błyskową.

Czas życia rubinu w stanie wzbudzonym ~ 3 ms. Czas trwania impulsu laserowego od kilkuset mikrosekund do kilkunastu milisekund.

b) ośrodki czynne o krótkim czasie relaksacji



Zależność od czasu impulsu pompującego I_p , inwersji obsadzeń ΔN oraz natężenia światła laserowego I_L dla ośrodków czynnych o krótkim czasie relaksacji.

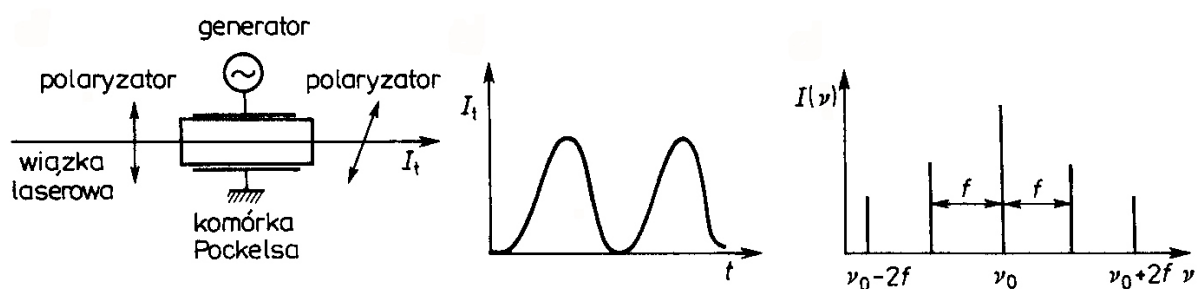
Lasery barwnikowe są laserami o krótkim czasie relaksacji (rzędu ns). Pompowane krótkimi impulsami lasera N_2 wysyłają impulsy o czasie trwania kilka nanosekund, mocy szczytowej 1-100 kW i repetycji do 1 kHz. W laserach tych możliwe jest przestrajanie długości fali z zakresu $0,36\text{-}1,2\ \mu\text{m}$.

Otrzymywanie krótkich impulsów w laserach z synchronizacją modów

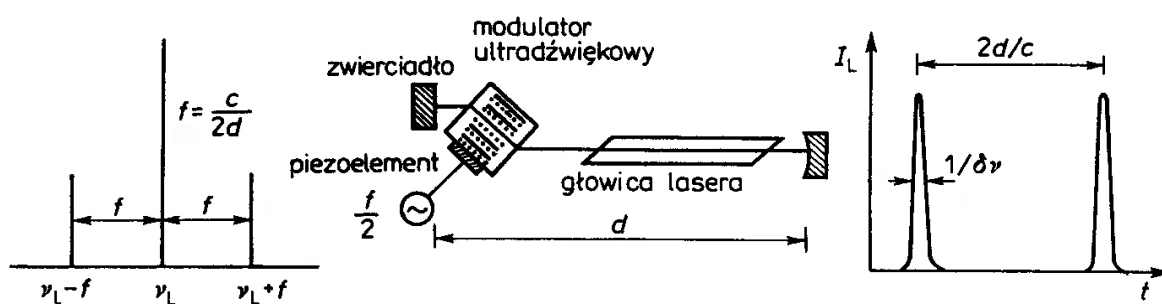
Synchronizacja modów jest podstawową metodą otrzymywania impulsów krótszych od jednej nanosekundy.

Czynna synchronizacja modów

Polega na umieszczeniu w rezonatorze lasera modulatora światła (np. komórki Pockelsa) i dostrojeniu częstości modulacji do odległości międzymodowej, $f = \Delta\nu = c/2d$.



Modulacja natężenia przy użyciu komórki Pockelsa



Aktywne sprzężenie modów metodą modulacji natężenia światła we wnętrzu laserowej wskutek dyfrakcji na stojącej fali ultradźwiękowej.

Pasma boczne są sprzężone fazowo, a więc mody oscylującego lasera są również sprzężone. W konsekwencji laser emituje ciąg impulsów oddalonych od siebie o $T = 1/\Delta\nu = 1/f$.

Synchronizacja modów - opis teoretyczny w przypadku modulacji amplitudy

Założmy, że transmisja T modulatora zmienia się sinusoidalnie

$$T = \frac{1 + \delta \cos \Omega t}{2} \quad \Omega = 2\pi f, \quad \delta - \text{głębokość modulacji.}$$

Częstość modulacji f równa się częstości międzymodowej $\Delta\nu$. Amplituda m -tego modu

$$A_m(t) = T A_0 \cos \omega_m t = \frac{A_0}{2} (1 + \delta \cos \Omega t) \cos \omega_m t$$

$$A_m(t) = \frac{A_0}{2} \cos \omega_m t + \frac{A_0 \delta}{4} [\cos(\omega_m + \Omega)t + \cos(\omega_m - \Omega)t]$$

Fazy pasm bocznych określone są przez fazę częstości podstawowej i fazę modulacji. Wszystkie trzy fale są zgodne w fazie w chwilach

$$t_n = \frac{2\pi}{\Omega} n, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

Modulacja fal bocznych powoduje powstanie nowych pasm bocznych dla $\omega_2 = \omega_0 \pm 2\Omega$ itd. Wypadkowa fala jest superpozycją wszystkich sprzężonych fazowo modów zawartych w zakresie częstości $\delta\nu$

$$A(t) = \sum_{m=-p}^{+p} A_m \cos(\omega_0 + m\Omega)t, \quad 2p + 1 = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu}$$

Przy założeniu $A_{-p} = A_{-p+1} = \dots A_p = A_0$ całkowite natężenie światła laserowego przybiera postać

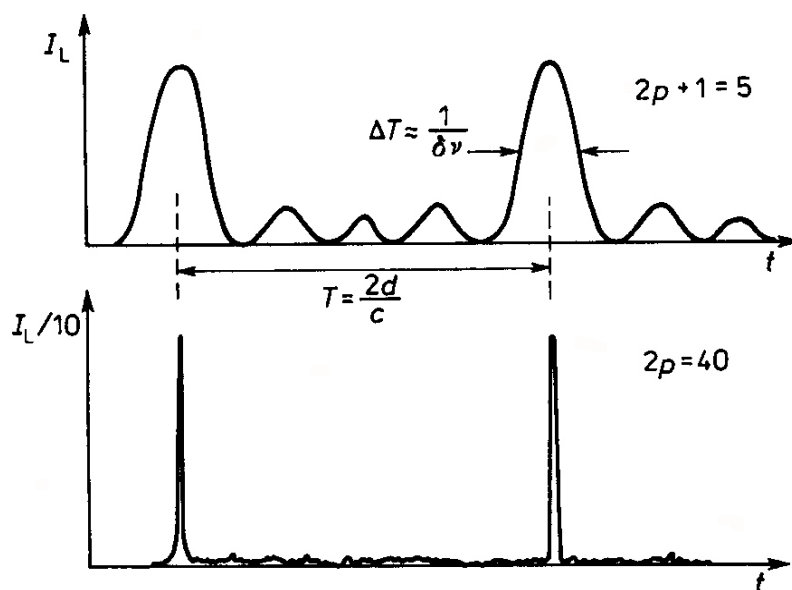
$$I(t) \sim A_0^2 \frac{\sin^2[(2p + 1)(\Omega/2)t]}{\sin^2[(\Omega/2)t]} \cos^2 \omega_0 t$$

Synchronizacja modów, cd

$$I(t) \sim A_0^2 \frac{\sin^2[(2p+1)(\Omega/2)t]}{\sin^2[(\Omega/2)t]} \cos^2 \omega_0 t$$

Maksima, gdy $\sin[(\Omega/2)t] = 0 \Rightarrow (\Omega/2)t_n = n\pi \Rightarrow t_n = n2\pi/\Omega = n/f$

Impulsy powstają w odstępach czasu $T = t_{n+1} - t_n = 1/f$



Widmo lasera, w którym ulega sprzężeniu 5 albo 41 modów podłużnych

Synchronizacja modów - szerokość impulsu

Za miarę szerokości impulsu można przyjąć odległość ΔT najbliższego minimum od danego głównego maksimum.

Główne maksimum: $(\Omega/2)t_0 = 0$

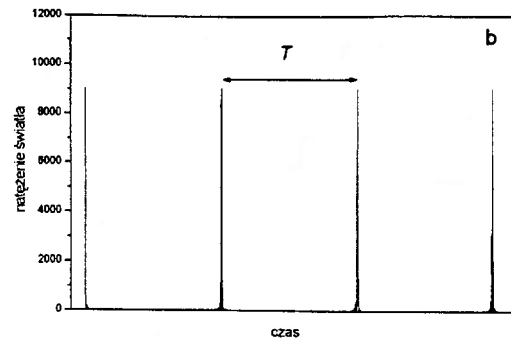
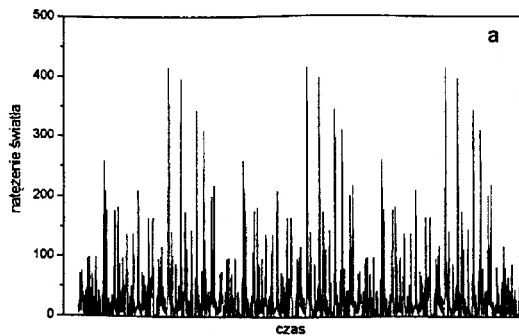
Najbliższe minimum: $(2p+1)(\Omega/2)(t_0 + \Delta T) = \pi$

$$(2p+1)(\Omega/2)\Delta T = \pi \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \Delta T = \frac{1}{(2p+1)} \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{1}{(2p+1)\Delta\nu} = \frac{1}{\delta\nu}$$

Synchronizacja modów, cd

Jeśli fazy poszczególnych modów są przypadkowe, natężenie światła jest wynikiem przypadkowego zdudnienia $2p + 1$ równoodległych częstości ω_m .



Wpływ synchronizacji modów na czasową zależność natężenia światła emitowanego przez laser. Przedstawione są wyniki symulacji numerycznych dla lasera działającego na 100 modach o jednakowych amplitudach. Jeśli fazy modów są wybrane losowo (a), natężenie światła ma charakter szumu, natomiast w sytuacji, gdy wszystkie fazy są równe zero (b), laser emituje ciąg impulsów. T jest czasem obiegu światła w rezonatorze. W obu przypadkach moc średnia lasera jest taka sama, jednakże moc szczytowa w przypadku (b) jest znacznie większa niż w przypadku (a).

Zalety synchronizacji modów

- wszechstronność. Przetworniki akusto- i elektrooptyczne mogą działać w szerokim zakresie widmowym

Wady synchronizacji modów

- ograniczenia na minimalny czas trwania impulsu. Najkrótsze możliwe impulsy są rzędu pikosekund.
- duża wrażliwość na dostrojenie częstości modulacji Ω do długości lasera.
- duże koszty układów stabilizujących długość wnęki rezonansowej.
- duże koszty układów elektronicznych sterujących przetwornikami.

Bierna synchronizacja modów za pomocą nieliniowego absorbera

Polega na wywoływaniu nasycenia w komórce z absorberem wstawionej do rezonatora lasera. Współczynnik absorpcji w takiej komórce maleje wraz z natężeniem promieniowania

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} \stackrel{I \ll I_s}{\approx} \alpha_0 \left(1 - \frac{I}{I_s} \right), \quad I_s - \text{natężenie nasycenia.}$$

Założmy, że wzbudzone są dwa mody laserowe. Całkowite pole elektryczne w rezonatorze

$$E(z, t) = E_1 \sin(k_1 z) \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + E_2 \sin(k_2 z) \sin(\omega_2 t + \varphi_2)$$

Stąd natężenie światła w rezonatorze jest równe

$$\begin{aligned} I(z, t) &= c \varepsilon_0 E(z, t)^2 = \\ &= c \varepsilon_0 \left\{ E_1^2 \sin^2(k_1 z) \sin^2(\omega_1 t + \varphi_1) + E_2^2 \sin^2(k_2 z) \sin^2(\omega_2 t + \varphi_2) \right. \\ &\quad + E_1 E_2 \sin(k_1 z) \sin(k_2 z) \\ &\quad \left. \times [\cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2] - \cos[(\omega_1 + \omega_2)t + \varphi_1 + \varphi_2]] \right\} \end{aligned}$$

Absorber odczuwa działanie średniego natężenia światła

$$\begin{aligned} \bar{I}(z, t) &= \frac{c \varepsilon_0}{2} \left\{ E_1^2 \sin^2(k_1 z) + E_2^2 \sin^2(k_2 z) \right. \\ &\quad \left. + 2 E_1 E_2 \sin(k_1 z) \sin(k_2 z) \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1 - \varphi_2] \right\} \end{aligned}$$

Uśredniony po czasie współczynnik absorpcji α oscyluje z częstością różnicową $\omega_1 - \omega_2$ równą różnicy częstości kolejnych modów. Amplitudy wzbudzonych modów są modulowane z częstością różnicową, co spełnia warunek synchronizacji modów. Metoda ta najlepiej nadaje się do laserów o dużych mocach szczytowych, jak laser neodymowy lub rubinowy.

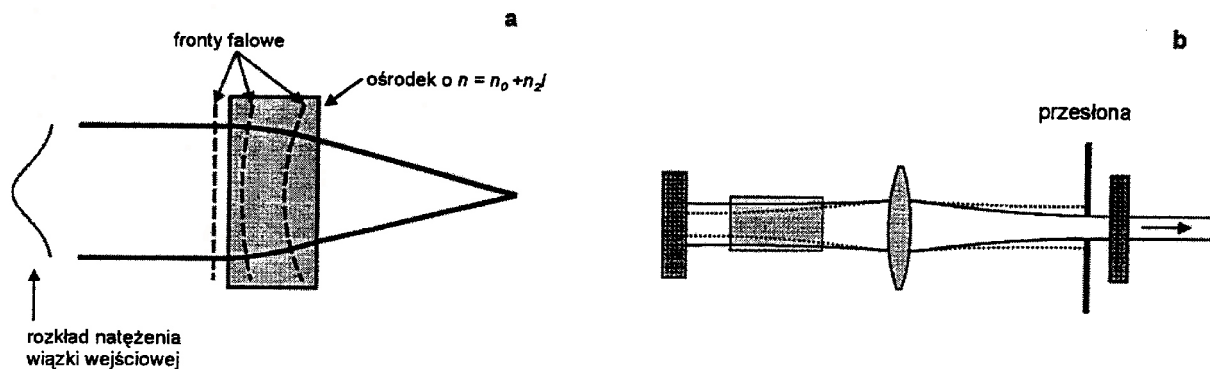
Bierna synchronizacja modów, cd

Wada synchronizacji modów za pomocą nieliniowego absorbera

- trudność znalezienia dobrych nasycalnych absorberów dla długości fal różnych laserów. Zakres stosowania tej metody jest efektywnie ograniczony do obszaru widmowego, w którym działają nasycalne barwniki organiczne.

Pasywna synchronizacja modów przy wykorzystaniu soczewki Kerra

Jest to metoda uznawana obecnie za najlepszy sposób synchronizacji modów. Wykorzystuje zależność współczynnika załamania światła od natężenia światła.



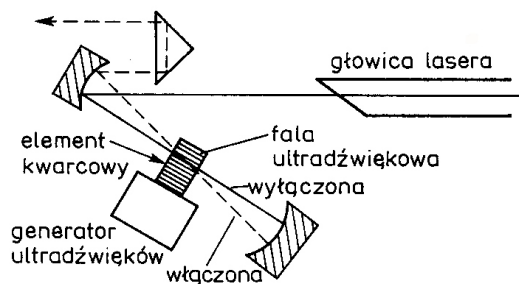
Samoogniskowanie światła w ośrodku o nieliniowym współczynniku załamania (a) i idea metody synchronizacji modów opartej na efekcie soczewki Kerra (b). Na rysunku (b) linią ciągłą oznaczony jest kształt wiązki o dużym natężeniu, a linią przerywaną oznaczony jest kształt wiązki o małym natężeniu.

Zalety tej metody

- można ją stosować w szerokim zakresie widmowym.
- duża szybkość działania (czas relaksacji zjawiska Kerra jest mniejszy od 1 fs.) Można wytwarzać impulsy krótsze niż 10 fs.

Selekcja impulsów

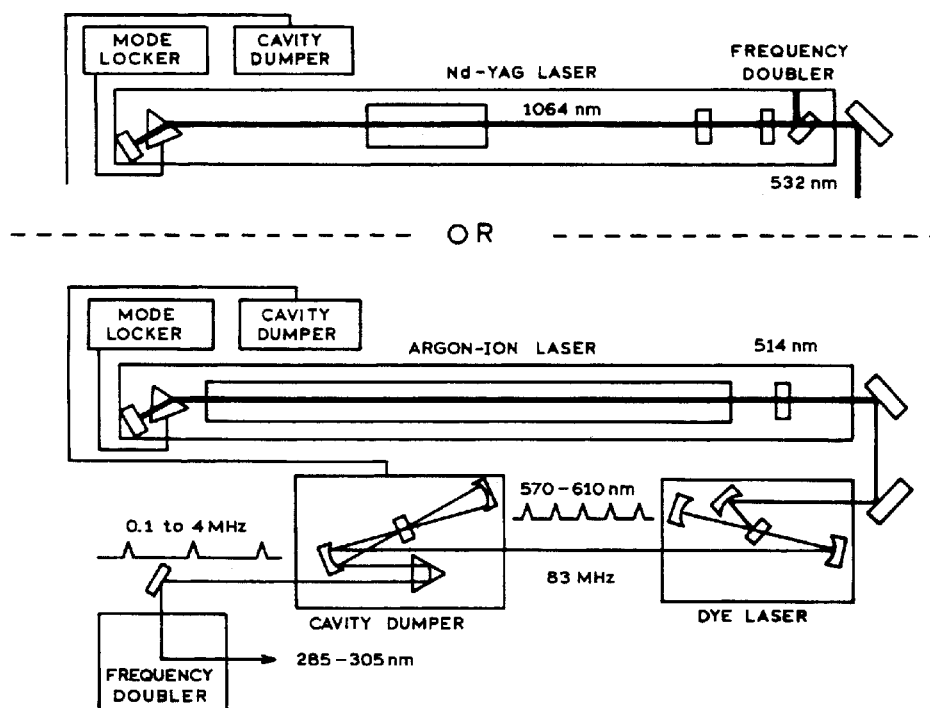
Polega na zastosowaniu selektora impulsów (ang. *cavity dumper*).



Układ selektora impulsów.

Impulsy o czasie trwania 0.6 - 2 ns i repetycji 1 Hz do 4 MHz.

Przykład pikosekundowego źródła światła



Pikosekundowe źródła światła do pomiarów spektroskopowych. Pompowanie lasera barwnikowego odbywa się za pomocą lasera argonowego albo lasera Nd:YAG.