

SELECTAREA MODURILOR SI OPERAREA LASERULUI

- teoria prezentata aici este valabila pentru orice tip de laser
- am vazut ca rolul cavitatii rezonante laser este de a selecta anumite frecvente (cele pentru care se formeaza unde stationare) si de a asigura o diferenta de faza bine determinata intre fotonii emisi (= coerenta)
- sa analizam, in particular, selectia modurilor. Castigul net necesar oscilatiei laser la o frecventa ν este egal cu pierderile totale $\gamma(\nu)$

$$g_p(\nu) = \gamma(\nu) = \gamma_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

unde $g(\nu) \approx f(\nu)$

- frecventele separate de cavitatarea laser sunt

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

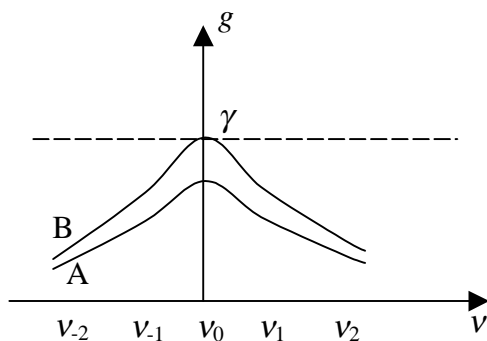
- daca tin cont de dispersie,

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \left(1 + \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)^{-1}$$

unde n este indicele de refractie al semiconductorului

- ne intereseaza ce se intampla cu $g(\nu)$ in interiorul unui oscilator laser cand $g(\nu) > g_p(\nu)$ pentru laseri cu linie spectrala omogena si neomogena

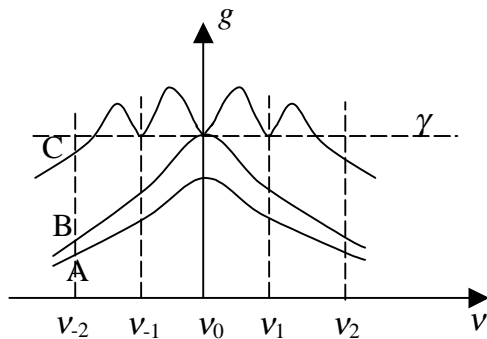
LASERI OMOGENI



- presupun pentru simplitate ca pierderile totale γ nu depind (sau depind slab) de frecventa. γ este reprezentat prin linia punctata in figura de mai sus. In acest caz, la o singura traversare castigul net $g(\nu)$ este figurat pe curba A, pentru o rata de pompaj (densitate de curent) mai mica decat j_p (mai mica decat pierderile totale). Cand $j = j_p$, la frecventa centrala ν_0 , $g(\nu_0)$ devine egal cu pierderile totale (curba B) si incep sa apara emisii laser la ν_0 . O crestere in continuare a pompajului nu duce la cresterea coeficientului de castig pentru ca asta ar insemna ca

$g(\nu_0) > g_p(\nu_0)$, dar $g_p(\nu_0)$ este fix in conditii de functionare stationara. Deoarece $f(\nu_0)$ descrie raspunsul fiecarui atom, curba de castig $g(\nu)$ deasupra pragului este identica cu cea de la prag, astfel incat castigul la celelalte frecvente diferite de ν_0 (ν_1, ν_2 , etc.) ramane sub valoarea de prag si un laser omogen ideal poate oscila doar la o singura frecventa

LASERI NEOMOGENI



- in acest caz atomii individuali sunt considerati diferiti si actioneaza independent. Sub prag curba este similara cu cea din cazul omogen (A), cu o alta forma a $f(\nu)$. La prag (B), $g(\nu_0)$ ramane fixat la valoarea $g_p(\nu_0)$. Deoarece $f(\nu)$ indica distributia frecventelor de tranzitie ale atomilor individuali, nu exista nici un motiv pentru care castigul la alte frecvente sa nu creasca cu cresterea pompajului. Acest castig este datorat atomilor independenti de cei care contribuie la castigul de la ν_0 . Deci, o crestere a pompajului duce la oscilatii la frecvente suplimentare (vezi C). Deoarece castigul la aceste frecvente este si el determinat de valoarea pierderilor, curba de castig prezinta asa-numitele "hole burning" (aparitii de gauri in curba $g(\nu)$)

FUNCTIONAREA IN REGIM DE MODE-LOCKING A LASERILOR

- frecventele de oscilatie la care poate oscila un laser neomogen sunt separate la $\nu_{m+1} - \nu_m = c / 2L = \Delta\nu$. Campul total rezultat datorita oscilatiei laser la mai multe frecvente este

$$E(t) = \sum_n E_n \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)t + i\phi_n]$$

unde $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = \pi c / L$ si ϕ_n este faza modului n .

- solutia $E(t)$ este periodica cu perioada $T = 2\pi / \Delta\omega$, care este timpul de tranzit in rezonator daca ϕ_n sunt fixe.

$$\begin{aligned} E(t+T) &= \sum_n E_n \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)(t + 2\pi / \Delta\omega) + i\phi_n] \\ &= \sum_n E_n \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)t + i\phi_n] \exp[i2\pi(\omega_0 / \Delta\omega + n)] = E(t) \end{aligned}$$

deoarece $\omega_0 / \Delta\omega$ este intreg ($\omega_0 = m\pi c / L$)

- se poate intampla ca fazele ϕ_n sa varieze arbitrar in timp. Atunci intensitatea radiatiei laser fluctueaza arbitrar - nu am decat coerenta pe perioade scurte. Pentru a asigura coerenta trebuie ca

- 1) laserul sa oscileze pe o singura frecventa, astfel incat interferentele intre moduri se elimina, sau
- 2) sa fortez ϕ_n sa-si pastreze valoarea relativa, adica sa am mode-locking

- pot forta laserul sa opereze pe o singura frecventa, chiar daca este neomogen, punand o apertura de diametru mic in calea fasciculului laser. Aceasta este echivalenta cu o oglinda de iesire de diametru mic, care favorizeaza selectarea unui numar mic de moduri, sau chiar a unui singur mod (am vazut la ghiduri ca forma modurilor optice, in particular latimea lor, depinde de numarul modului. Pentru ca aceasta latime creste cu cresterea numarului modului, o oglinda de dimensiuni mici favorizeaza modurile de latime mica, deci cele cu numar mic). Dezavantajul este ca si puterea emisa scade, daca pun apertura

- daca se realizeaza mode-locking, astfel incat toti $\phi_n = 0$ si $E_n = 1$, am N moduri de oscilatie cu aceeasi amplitudine. Atunci,

$$E(t) = \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \exp[i(\omega_0 + n\Delta\omega)t] = \exp(i\omega_0 t) \frac{\sin(N\Delta\omega t / 2)}{\sin(\Delta\omega t / 2)}$$

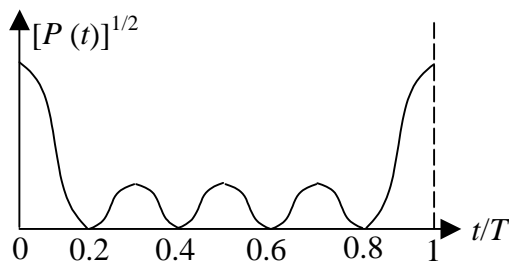
si puterea la iesire este

$$P(t) \approx |E(t)|^2 \approx \frac{\sin^2(N\Delta\omega t / 2)}{\sin^2(\Delta\omega t / 2)}$$

- deci:

- puterea se emite sub forma de trenuri de pulsuri cu perioada $T = 2\pi / \Delta\omega$
- puterea la varf $P(nT)$ cu n intreg, este de N ori mai mare ca puterea medie
- largimea maximelor puterii, definita ca timpul dintre maxim si primul zero este $T / N = T_0$. Estimand numarul de moduri ca $N \cong \delta\omega / \Delta\omega$, unde $\delta\omega$ este semilargimea liniei spectrale, obtin $T_0 = 2\pi / N\Delta\omega = 2\pi / \delta\omega$. T_0 este invers proportional cu semilargimea liniei de forma spectrala $f(\nu)$

Exemplu: $N = 5$



METODE DE MODE-LOCKING

1) modularea castigului laser la o frecventa $\omega = \pi c / L$ egala cu frecventa dintre modurile rezonatorului, de exemplu, cu un chopper. Daca chopperul este OFF (pierderi mari) laserul nu oscileaza pentru ca nu se poate obtine inversia de populatie, cu exceptia cazului in care modurile au faze fixe (puterea este in acest caz mai mare decat puterea unui singur mod) si se asigura iesirea pulsului cand chopperul este ON. Trebuie ca intervalul intre doi ON sa fie un multiplu al timpului de parcurgere al pulsului in cavitate

2) modulare spontana daca cavitatea contine un absorbant saturabil (absorbant a carui opacitate descreste cu intensitatea optica). Aceasta metoda se foloseste in general la laserii cu corp solid de putere mare (pulsati) sau in laser cu coloranti (continui). Un astfel de absorbant absoarbe mai putina putere de la un tren de pulsuri mode-locked decat de la o oscilatie cu faze arbitrare, si forteaza laserul sa oscileze in mode-locking.

- mode-locking se utilizeaza si ca procedura de scurtare a pulsurilor (vezi figura de mai sus). Se obtin astfel pulsuri de pana la 30 fs

FUNCTIONAREA IN REGIM DE Q-SWITCH A LASERILOR

- radiatia laser se obtine cand am cavitate rezonanta. O cavitate rezonanta este caracterizata printr-un factor de calitate Q definit ca

$$Q = \frac{\omega \varepsilon}{P} = \frac{\omega \varepsilon}{-d\varepsilon/dt}$$

unde ε este energia stocata in cavitate si $P = -d\varepsilon/dt$ este puterea disipata datorata pierderilor in cavitate. Aceste pierderi apar datorita reflexiilor imperfecte la oglinzi (necesare de altfel daca vreau sa scot putere din cavitate), absorptiei si imprastierii (pe imperfectiuni si neomogenitati) in mediul laser sau sunt pierderi de difractie datorate dimensiunilor finite ale oglinzilor

- daca $\gamma = \gamma_i + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2)$ este coeficientul total de pierderi la o traversare, pierderea pe unitate de timp este $c\gamma/n$

(γ este definit ca

$$\frac{dI}{dx} = -\mathcal{A}I, \text{ cu } I \text{ intensitatea radiatiei luminoase.}$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{dI}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{c}{n} \frac{dI}{dx} = -\frac{c\gamma}{n} I)$$

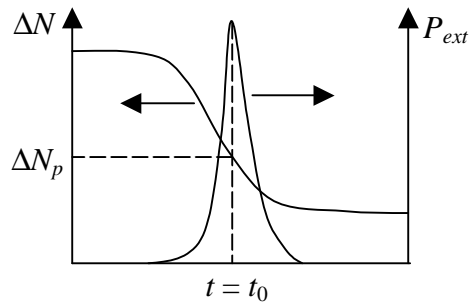
$$\text{Avem deci } \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{c\gamma}{n} \varepsilon \text{ si}$$

$$Q = \frac{\omega n}{c\gamma}$$

- daca Q este scazut in timpul pompajului astfel incat castigul poate ajunge la o valoare mare fara a avea loc oscilatia laser (scaderea lui Q creste pragul peste valoarea obtinuta la pompaj), restabilindu-se apoi valoarea lui Q (castigul este in acest moment mult mai mare ca la prag) se obtine o oscilatie rapida cu o descrestere a tranzitiilor stimulate de pe nivelul superior pe cel inferior (puterea este atat de mare incat contributia tranzitiile neradiative creste - laserii cu semiconductor se incalzesc). Astfel majoritatea energiei stocate de atomii de pe nivelul superior este transferata in fotoni. Se formeaza astfel un puls care se deplaseaza in cavitate, $(1-R)$ din el scapand la fiecare reflexie. Dependenta de timp a puterii luminoase emise in exterior P_{ext} , si a inversiei de populatie ΔN este reprezentata in figura de mai jos. $\Delta N = N_2 - N_1$ pentru tranzitii intre nivele discrete si

$$\Delta N = \int g_v(E - h\nu) g_c(E) f_c(E) [1 - f_v(E - h\nu)] dE - \int g_v(E - h\nu) g_c(E) [1 - f_c(E)] f_v(E - h\nu) dE$$

pentru tranzitii intre banda de conductie si banda de valenta. ΔN_p este inversia de populatie de prag



METODE DE Q SWITCH

- rotatia uneia dintre oglinzi
- folosirea unui cristal electro-optic pentru controlul (electric, cu tensiunea aplicata) pierderilor
- folosirea unui absorbant saturabil - prezinta pierderi mari initial (cand intensitatea radiatiei optice este mica). Dezavantaj: nu este foarte abrupt