Q- spínání

Q-spínání (modulace jakosti dutiny, Q-switching, Q-spoiling) je režim laseru, ve kterém se díky rychlému převedení energie uskladněné v aktivním prostředí do světelného pole v rezonátoru generují optické pulsy, jejichž délka činí desítky až stovky nanosekund pro typické typy pevnolátkových laserů. Princip tohoto režimu je patrný z obr. 1. V laserovém rezonátoru je kromě aktivního prostředí vložen i modulátor ztrát, který dovoluje rychle měnit ztráty mezi dvěma úrovněmi (vysoké a nízké). Užívají se například elektrooptické nebo optoakustické spínače - viz obr. 2.. Nejprve je spínač nastaven tak, že jsou v rezonátoru vysoké ztráty. Puls výbojky (zpravidla dlouhý stovky mikrosekund-milisekundy) čerpá laser, dochází k zvětšování inverze. Pro Q spínání jsou vhodné lasery s aktivním materiálem, jehož horní hladina má dlohou dobu života (jako například neodymové lasery s dobou života stovek mikrosekund). V průběhu čerpacího pulsu se proto akumuluje inverze, dochází k ukládání energie do laserové tyče. Dosažená inverze je přitom menší než hodnota prahové inverze, která odpovídá vysokým ztrátám v rezonátoru, laser proto nezačne laserovat. V určitém okamžiku, se pak přepne úroveň ztrát na malou hodnotu, které odpovídá hodnota prahové inverze N_{th} . Laser se ocitne (vysoko pokud možno) nad prahem, a začne se rozvíjet generace světla, při obězích dochází k vyčerpávání inverze, která se zpravidla nestihne doplňovat čerpáním, intenzita světla narůstá. Pokud je inverze vyčerpána na hodnotu menší než hodnota prahová, světlo přestane být zesilováno a jeho intenzita opět klesá; výsledkem je světelný puls.

Předpokládáme-li, že po dobu rozvoje a generace pulsu pulsu dojde k zanedbatelné změně inverze čerpáním nebo spontáními přechody, můžeme popsat proces generace pulsu kinetickými rovnicemi (čtyřhladinový laser)

$$\frac{dq}{dt} = c\sigma_{21}qN - \frac{q}{t_c}, \tag{1}$$

$$\frac{dN}{dt} = -c\sigma_{21}qN. \tag{2}$$

Považujeme-li $q = q(N(t))$, dostaneme jednu diferenciální rovnici

$$\frac{dq}{dN} = -1 + \frac{N_{th}}{N}, \tag{3}$$

kde N_{th}je jako obvykle prahová hodnota inverze, $N_{th} = \frac{1}{c\sigma_{21}t_c}$. Integrací

$$q(N) = q_i - (N - N_i) + N_{th} \ln\left(\frac{N}{N_i}\right). \tag{4}$$

Figure 1: Princip Q spínání

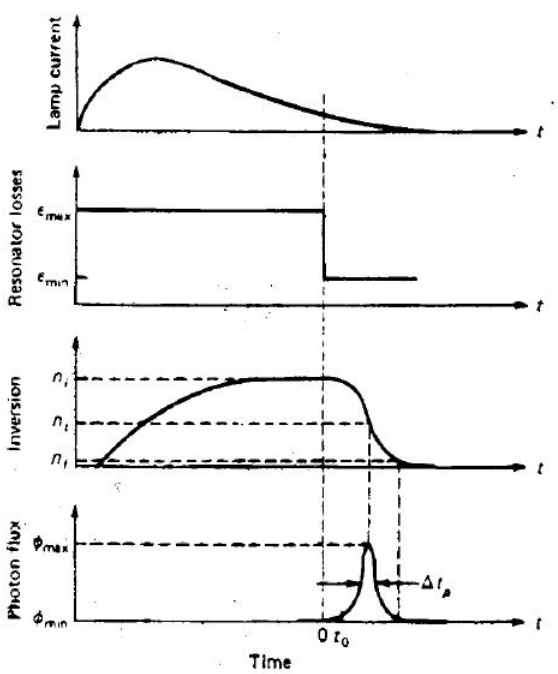
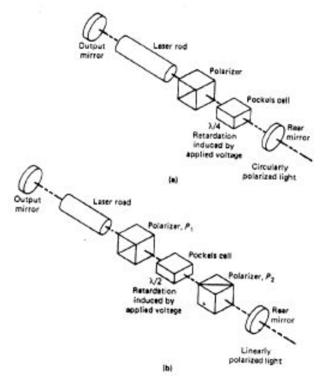
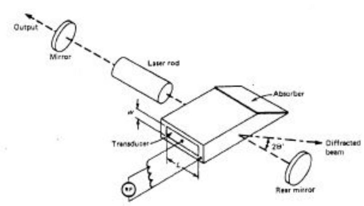


Figure 2: Q spínání pomocí elektrooptických nebo akustooptických modulátorů

Q- SWITCHES

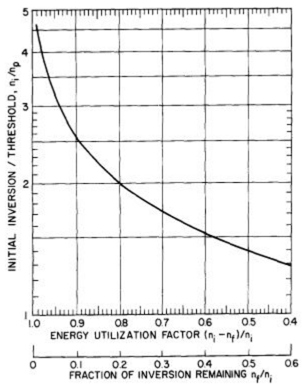


Electrooptic Q-switch operated at (a) quarter-wave and (b) half-wave retardation voltage.



Acoustooptic Q-switch

Figure 3: Graf k určení zbytkové inverze



Index i označuje počáteční hodnoty v okamžiku snížení ztrát. Položíme $q_i = 0$. Počáteční hodnotu inverze považujeme za známou, protože ji můžeme v konkrétním případě určit experimentálně: Pro dlouhou hodnotu doby života horní laserové hladiny je inverze v určitém čase t úměrná časovému integrálu čerpání v mezích od minus nekonečna do času t. Pokud se změří profil čerpacího pulsu výbojky a zaznamená se čas, kdy začne laser laserovat v případě, kdy jsou stále ztráty nízké (bez Q spínání), je poměr N_i/N_{th}roven poměru integrálů křivky čerpání do času, kdy se v režimu Q-spínání překlápí ztráty, k integrálu do času dosažení prahu. Maximum generovaného pulsu odpovídá situaci, kdy je $\dot{q} = 0$,tedy (z (1)) příslušná inverze odpovídá její prahové hodnotě. Proto

$$q_p(N_{th}) = q_i - (N_{th} - N_i) + N_{th} \ln\left(\frac{N_{th}}{N_i}\right). \tag{5}$$

Po odeznění pulsu zůstane inverze na hodnotě N_f, pole $q_f = 0$. Tedy

$$q_f(N_f) = 0 = -(N_f - N_i) + N_{th} \ln\left(\frac{N_f}{N_i}\right). \tag{6}$$

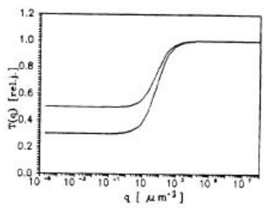
Odtud máme rovnici

$$\frac{N_f}{N_i} = \exp\left[\frac{N_i}{N_{th}}\left(\frac{N_f}{Ni} - 1\right)\right], \tag{7}$$

kterou je možné řešit numericky. Tradiční bylo donedávna použití grafu z původní práce [W. G. Wagner and B. A. Lengyel, Evolution of the Giant Pulse in a Laser, Journal of Applied Physics 34, 2040 (1963)], který je uveden na obr. 3.

Pokud je režim Q spínání zajištěn externě řízenými spínači, mluví se o *aktivním Q spínání*. Často se užívá *pasivního Q spínání*, kterého lze dosáhnout tak, že se do rezonátoru vloží *saturabilní absorbér*. To je látka, jejíž propustnost se zmenšuje s rostoucí intenzitou procházejícího světla, viz. obr. 4. Režim činnosti

Saturabilní absorbér



Závislost propustnosti absorbéru na hustotě fotonů v rezonátoru.

$\sigma = 7.2\ 10^{-16}\ \mathrm{cm}^2$, $\tau = 7$ ps, $c_a = 2.3\ 10^{10}\ \mathrm{cms}^{-1}$

$$\boxed{T(q) = 1 - \frac{1-T_0}{\sigma c_a \tau q + 1}}$$

Figure 4: Saturabilní absorbér

laseru můžeme i v tomto případě popsat kinetickými rovnicemi. Saturabilní absorbér lze obvykle modelovat trojhladinovým schématem, kdy absorpce světla vede k přechodu ze základní hladiny N_0^ana hladinu N_1^aodkud dochází k rychlé relaxaci ($N_1^a \doteq 0$) na nižší hladinu N_2^a s dobou života τ_a. Platí $N_{tot}^a = N_0^a + N_2^a$. Kinetická rovnice pro populace absorbéru bude

$$\dot{N}_0^a = -c\sigma^a q N_0^a + \frac{N_2^a}{\tau_a}. \tag{8}$$

Za okamžik $t = 0$ budeme považovat, kdy začne saturace absorpce, inverze je rovna $N(0)$. Opět budeme používat zjednodušenou rovnici pro inverzi (2). Integrací od 0 do t

$$N(t) = N(0) \exp \left[-c\sigma_{21} \int_0^t q(t) dt. \right] \tag{9}$$

Pokud je relaxační doba absorbéru podstatně kratší než délka generovaných pulsů, můžeme použít stacionární řešení rovnice (8) (okamžitá saturace absorbéru)

$$N_0^a(t) = \frac{N_{tot}^a}{1 + c\sigma^a q \tau_a q}. \tag{10}$$

Rovnici pro pole doplníme o člen popisující interakci se saturabilním absorbérem

$$\frac{dq}{dt} = c\sigma_{21} q N - \frac{q}{t_c} - c\sigma^a q N_0^a. \tag{11}$$

Na počátku, kdy se neprojevují saturace, je

$$\frac{dq}{dt} = c\sigma_{21} q N(0) - \frac{q}{t_c} - c\sigma^a q N^a_{tot} = \gamma q. \tag{12}$$

V první aproximaci je tedy světlo exponenciálně zesilováno s konstantním faktorem γ,

$$q(t) = q_i \exp(\gamma t). \tag{13}$$

Dosazením do (9) ($\int_0^t q_i \exp[\gamma t]\, dt = \frac{q_i}{\gamma}(\exp[\gamma t] - 1) \approx \frac{q_i}{\gamma} \exp[\gamma t] = \frac{q(t)}{\gamma}$)

$$N(t) = N(0) \exp\left[-c\sigma_{21} \frac{q(t)}{\gamma}\right]. \tag{14}$$

V další aproximaci je podle (11)

$$\frac{1}{q}\frac{dq}{dt} = c\sigma_{21} N(0) \exp\left[-\frac{c\sigma_{21}}{\gamma} q(t)\right] - c\sigma^a \frac{N^a_{tot}}{1 + c\sigma^a \tau_a q(t)} - \frac{1}{t_c}. \tag{15}$$

Použitím

$$\exp[x] \approx 1 + x, \ \frac{1}{1+x} \approx 1 - x \tag{16}$$

máme

$$\frac{1}{q}\frac{dq}{dt} = \gamma + \left\{ c^2 \sigma^{a2} N^a_{tot} \tau_a - \frac{c^2 \sigma^2_{21} N(0)}{\gamma} \right\} q(t) + \textit{další aproximace}. \tag{17}$$

Zesílení pole tedy v první aproximaci naroste pro $\{\} > 0$. Podmínka $\{\} =$ 0definuje *2. práh laseru* (práh nasazeni nestabilit). Pasivní Q spínání je ilustrováno na obr. 5. a obr. 6.

Tlumení (cavity dumping)

"Tlumení dutiny" je režim činnosti laseru, kdy zrcadla rezonátoru mají vysoké odrazivosti (ideálně $R_1 = R_2 = 1$), laser pracuje s nízkým prahem a vysokou intenzitou světla uvnitř. Světlo je pak vyvedeno z rezonátoru modulátorem. Tento režim je výhodný pro zvýšení výkonu z laseru, jehož parametry nejsou vhodné pro Q-spínání, tj. který má krátkou dobu života horní laserové hladiny (barvivové lasery například). Energie je tak "uskladněna" ve světelném poli. Schéma uspořádání takového laseru je na obr. 6. Laser s tlumením dutiny může zpravidla pracovat s vyšší opakovací frekvencí pulsů než Q-spínaný laser.

Laser se saturabilním absorbérem

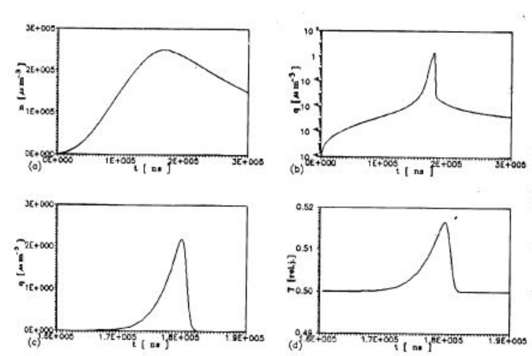
Čerpání: symetrický puls, fwhm = 120 μs, šířka v 1/10 = 200 μs

Laser: Nd: YAG

$l = 6$ cm, $L = 1$ m, $d_{abs} = 0.3$ mm, $\sigma = 5\ 10^{-19}$ cm^2, $N_{tot} = 1.4\ 10^{20}$ cm^{-3}, $\tau = 230$ μs,

$T_R = 6.9$ ns, $R_1 = 1.00$, $R_2 = 0.25$, $t_c = T_R / [(1-R_2) + (1 - T_{abs}{}^2)]$

$P = 2.9\ 10^{21}$ cm^{-3}s^{-1} = P_1



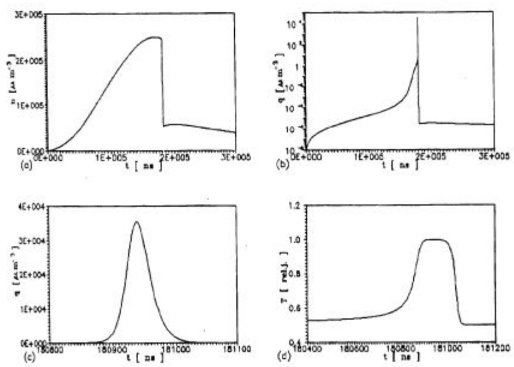
Časový průběh (a) hustoty inverze n, (b),(c) hustoty fotonů q a (d) propustnosti absorbéru T.

Figure 5: Ilustrace dynamiky laseru se saturabilním absorbérem, pod úrovní 2. prahu

Figure 6: Dynamika laseru se saturabilním absorbérem, po překročení 2. prahu

Laser se saturabilním absorbérem

$P = (2.9\ 10^{21}\ cm^{-3}s^{-1}) = P_1 \times (1 + 10^{-7})$



Časový průběh (a) hustoty inverze n, (b),(c) hustoty fotonů q a (d) propustnosti absorbéru T.

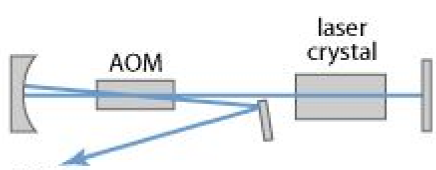


Figure 1: Schematic setup of a cavity-dumped laser. The acousto-optic modulator (AOM) is turned on only briefly when a pulse is extracted. At other times, the light can circulate in the resonator with low losses.

Figure 7: laser s tlumením dutiny