

Pevnolátkový Nd:YAG laser v režimu volné generace a v režimu Q-spínání, zesilování laserového záření a generace druhé harmonické

Úvod

Pevnolátkový Nd:YAG laser je tvořen čerpací dutinou, ve které jsou umístěny laserový krystal a výbojka zajišťující optické buzení, a optickým rezonátorem, tvořeným 100 % zadním zrcadlem a částečně propustným výstupním zrcadlem. Laserový krystal Nd:YAG představuje aktivní prostředí, ve kterém dochází ke stimulované emisi a následnému zesílení záření během každého průchodu. Základní úloha optického rezonátoru spočívá ve vytváření podmínky pro mnohonásobný průchod stimulovaného záření skrz aktivní objem krystalu. Tím vzniká kladná zpětná vazba, při které je zesilováno záření s vlnovou délkou rezonanční k délce rezonátoru. Z tohoto důvodu probíhá generace a zesílení laserového záření v úzkých spektrálních čarách (tzv. podélných módech). Optický rezonátor, kromě základní funkce pro vznik a udržování generace, určuje dále základní vlastnosti výstupního záření: monochromaticnost, koherenci, směrovost, prostorovou strukturu, výstupní výkon.

Laserový oscilátor

Základní metoda nastavování laserových rezonátorů a aktivních elementů je metoda optického spřažení svazků. Jde o metodu, kdy se všechny odrazy He–Ne, či polovodičového laseru ve viditelné části spektra nastavují do jednoho bodu společně se zdrojovým svazkem.

Základním režimem provozu laseru je režim tzv. volné generace. S výjimkou optického buzení během generace a v důsledku stimulované emise v tomto režimu nedochází v laseru k žádnému dynamickému působení. Základní vlastnost režimu volné generace spočívá v jeho nestacionárnosti – při hladkém tvaru světelného impulsu buzení je časový průběh stimulovaného záření (resp. jeho obálka) složen z mnoha jednotlivých relaxačních impulsů (tzv. *spikes*).

Pro příčnou prostorovou strukturu svazku pevnolátkových laserů je charakteristické, že v jednotlivých impulsích obálky jsou obsaženy jednotlivé příčné módy. Po každém laserovém impulsu se mění jejich řád a jejich prostorová lokalizace. Důsledkem je pak velká nepravidelnost příčného průřezu svazku výstupního záření a nízký stupeň prostorové a časové koherence. Obecně lze vysvětlit takovou strukturu obálky v režimu volné generace modulací jakosti rezonátoru v důsledku změny jeho parametrů během generace. Tyto změny jsou vyvolány např. vibracemi prvků rezonátoru, změnou indexu lomu a rozměrů aktivního elementu v důsledku jeho nerovnoměrného zahřívání během výbojkového buzení.

Laser v režimu volné generace začíná generovat v okamžiku, kdy energie optického buzení E_b dosáhne takové úrovně, při které je splněna prahová podmínka pro generaci, tj. zesílení záření při jednom oběhu rezonátorem se vyrovná ztrátám v rezonátoru. Zesílení uvnitř aktivního materiálu je charakterizováno součinitelem zesílení g_0

$$g_0 = \sigma \Delta N, \quad (1)$$

kde σ je účinný průřez laserového přechodu a ΔN hustota inverze populace hladin.

S rostoucí energií buzení je v důsledku stimulované emise vyčerpávána inverze populace hladin, což způsobí pokles součinitele zesílení v době generace jednotlivých relaxačních impulsů, a naopak nárůst zesílení v době mezi jednotlivými relaxačními impulsy. S rostoucí úrovní energie buzení E_b se zvyšuje počet jednotlivých impulsů a klesá vzdálenost mezi nimi, celková délka impulsu generace (τ_{FR}) a výstupní energie (E_{out}) narůstají. Pro popis laseru v režimu volné generace mají největší význam energetické charakteristiky – výstupní energie a časový průběh výstupního výkonu.

Q-spínání

V režimu volné generace zůstávají ztráty v rezonátoru po dobu buzení prakticky stejné, generace v tomto režimu začíná obvykle na nízké úrovni inverze populace a je časově nepravidelná. Délka výstupního impulsu je velká (řádově μs , ms) a špičkový výkon nízký.

V režimu generace s modulací činitele jakosti rezonátoru Q, v tzv. režimu Q-spínání, je možné docílit generace velmi krátkých impulsů (řádově jednotky až stovky nanosekund) s vysokým špičkovým výkonem výstupního záření. V průběhu buzení aktivního prostředí jsou úmyslně nastaveny dostatečně vysoké ztráty v rezonátoru tak, aby podmínky pro generaci laserového záření nenastaly až do okamžiku, kdy inverze populace hladin v důsledku dostatečného buzení dosáhne maximálních hodnot. V tom okamžiku jsou ztráty rychle sníženy a nastává generace laserového záření s vysokým součinitelem zesílení. Inverze populace hladin je velice rychle vyčerpána, přičemž vzniká časově velice

krátký, a tedy velmi výkonný, výstupní impuls záření.

V technice Q-spínání se nejčastěji používají tři typy uzávěrek, zajišťující výše popsanou modulaci jakosti rezonátoru Q:

- Opticko-mechanická uzávěrka (aktivní): např. rotující zrcadlo rezonátoru, které snižuje ztráty v rezonátoru v okamžiku, kdy prochází polohou kolmou k optické ose;
- Elektro-optická uzávěrka (aktivní): využívá možnosti řídit přiloženým napětím polarizaci (lineární nebo kruhovou) nebo její směr v konkrétním krystalu umístěném uvnitř rezonátoru;
- Pasivní modulace jakosti rezonátoru: využívá nelineární transmisi některých krystalů nebo barviv absorbujících v oblasti vlnové délky laserového přechodu. Na začátku budícího impulsu je barvivo prakticky nepropustné, protože počet center absorbujících stimulované záření je velký. Při zvyšování úrovně buzení vzrůstá počet center přecházejících na vyšší hladiny, a to až do okamžiku, kdy počet center schopných ještě absorbovat záření rychle klesá, barvivo se stává transparentním a jakost rezonátoru Q tak rychle narůstá.

Laserový zesilovač

Jednoprůchodový laserový zesilovač, jak už název napovídá, slouží ke zvýšení intenzity vygenerovaného laserového záření. Aktivní prostředí je opět tvořené krystalem Nd:YAG a buzené optickým zářením výbojky s tím rozdílem, že nemá vlastní optický rezonátor, tj. kladnou zpětnou vazbu. Během jediného průchodu laserového impulsu zesiluje procházející záření podél své délky L v optické ose z. Změnu intenzity záření I(z) podél optické osy z lze jednoduše popsat rovnicí:

$$\frac{dI(z)}{dz} = (g - \beta)I, \quad (2)$$

kde g a β jsou součinitelé zesílení a ztrát aktivního prostředí. Za předpokladu homogenního buzení aktivního prostředí a slabého vstupního signálu I_0 můžeme řešení této rovnice pro intenzitu výstupního záření I_{out} zapsat ve tvaru:

$$I_{out} = I_0 e^{(g_0 - \beta)L}, \quad (3)$$

kde L je délka aktivního prostředí, I_0 intenzita na vstupu zesilovače a g_0 součinitel zesílení pro slabý signál. Zesílení zesilovače G je definováno jako poměr výstupní intenzity I_{out} (resp. energie E_{out}) ke vstupní intenzitě I_0 (resp. energii E_0):

$$G = \frac{I_{out}}{I_0} = \frac{E_{out}}{E_0}. \quad (4)$$

Při zvyšování intenzity zesilovaného záření dochází k poklesu inverze populace hladin uvnitř zesilujícího materiálu a k poklesu součinitele zesílení g a s tím spojeným poklesem zesílení G. Tento jev se nazývá *saturace zesílení*. Součinitel zesílení tak musíme uvažovat jako funkci závislou na intenzitě záření $g = g(I)$:

$$g(I) = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad (5)$$

kde g_0 je součinitel zesílení slabého signálu a I_s je saturační intenzita aktivního prostředí.

Generace druhé harmonické

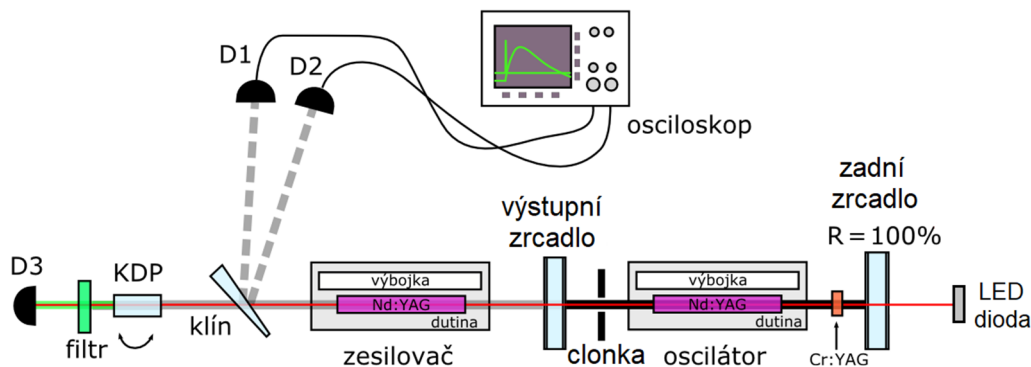
Při průchodu záření nelineárním prostředím lze kromě lineární odezvy navíc registrovat vznik složky polarizace prostředí na jiné frekvenci, než má dopadající záření. Tato nelinearita prostředí může vést k výměně energie mezi elektromagnetickými poli různých frekvencí. Jeden z nejdůležitějších jevů s tímto spojený, je generace druhé harmonické frekvence; proces, při kterém se část energie elektromagnetické vlny s kruhovou frekvencí ω se na výstupu z nelineárního prostředí přemění v energii elektromagnetické vlny s frekvencí 2ω . Podrobný teoretický rozbor (viz literatura, např. Fiala, *Nelineární optika*) stanoví, že předpokladem pro efektivní generaci druhé harmonické frekvence je splnění podmínky tzv. *fázového synchronismu* neboli platnost podmínky pro složky vlnového vektoru:

$$k_{2\omega} - k_{\omega} - k_{\omega} = 0. \quad (6)$$

Jeden ze způsobů splnění této podmínky je využití anizotropních krystalů, u nichž se projevuje dvojlom. Šíří-li se vlna s frekvencí ω pod vhodným úhlem vůči optické ose (Θ_{synch}) a s polarizací odpovídající tzv. řádnému paprsku, vzniká vlna s frekvencí 2ω ve stejném směru a s polarizací odpovídající tzv. mimořádnému paprsku. Výstupní výkon záření druhé harmonické frekvence je závislý na splnění podmínky fázového synchronismu, tj. závisí na úhlu natočení krystalu vůči základnímu směru. Pro krystal KDP je $\Theta_{synch} = 50,4^\circ$. Poměr energie záření druhé harmonické frekvence 2ω k energii dopadajícího záření o základní frekvenci ω definuje účinnost generace druhé harmonické.

Cíle:

1. Nastavit a optimalizovat Nd:YAG laser v režimu volné generace. Najít optimální výstupní zrcadlo pro maximální výstupní energii. Provést měření a porovnání energetických, časových a prostorových charakteristik generovaného záření.
2. Určit zesílení G optického jednorůchodového zesilovače.
3. Nastavit Nd:YAG laser v režimu Q-spínání. Porovnat „multimodový“ a „jednomodový“ režim generace. Změřit a porovnat energetické a časové charakteristiky generovaného záření.
4. Nastavit KDP krystal pro dosažení generace druhé harmonické frekvence v režimu Q-spínání naměřit závislost energie druhé harmonické na úhlu synchronismu, případně účinnost konverze záření do této frekvence.



Obrázek 1 Zjednodušené schéma experimentální sestavy.

Postup měření:

A) Charakteristika laseru v multimodovém režimu volné generace

1. Nastavte střed krystalu oscilátoru do trasovacího svazku červené LED diody.
2. Nastavte laserový rezonátor metodou spřažení svazků.
3. Umístěte optický klín za výstupní zrcadlo rezonátoru a nastavte odrazy záření LED diody na detektory D1, D2.
4. Podle instrukce zapněte laser a nastavte ho na generaci maximální výstupní energie pomocí jemného ladění zrcadel rezonátoru. Profil svazku, zaznamenávaný např. na luminiscenční destičku, nastavit tak, aby byl maximálně blízký kruhovému průřezu.
5. Přečtěte napětí na zdroji oscilátoru U_b (převodní tabulka nastaveného napětí na reálné je uvedena v příloze B na konci návodu) a vypočítejte energii uloženou v kondenzátoru ($C = 100 \mu\text{F}$) reprezentující energii buzení E_b .
6. Určete prahovou energii buzení E_{th} a proměřte energetickou charakteristiku laserového systému. Určete maximální výstupní energii E_{max} pro režim volné generace.
7. Vyměňte výstupní zrcadlo – opět optimalizujte rezonátor a opakujte bod 6. Určete optimální reflektivitu výstupního zrcadla z výběru k dispozici: (a) M338, $R = 86\% @ 1064 \text{ nm}$; (b) M327, $R = 48\% @ 1064 \text{ nm}$; (c) křemenné sklo, $R = 7\% @ 1064 \text{ nm}$ (transmisní spektra zrcadel jsou uvedena v příloze A).
8. V dalším měření pokračujte s optimálním výstupním zrcadlem.
9. Pozorujte a zaznamenejte na osciloskopu časový průběh generovaného záření a změřte dobu generace τ_{FR} (celková doba obálky pozorovaného impulsu). K záznamu můžete použít USB disk, případně obrazovku vyfotografovat.
 - a) při prahové energii buzení (resp. těsně nad ní);
 - b) v polovině E_b ;
 - c) pro maximální E_b .
10. Na černý fotocitlivý papír zaznamenejte stopy svazku pro minimálně tři různé energie buzení. Určete jejich plochu S .

Pozn.: i) Reflektivita optického klínu (jedno rozhraní sklo-vzduch) je přibližně $R \approx 4\%$.
ii) Transmittance matnice pyroelektrické energetické sondy D2 je přibližně $T \approx 62\%$.
iii) Citlivost pyroelektrické sondy D2 je $S = 15,8 \text{ V/J}$.

B) Zesilování impulsů

1. Umístěte optický klín s detektorem D2 do nové polohy za výstup laserového zesilovače.
2. Pro různé úrovně buzení oscilátoru E_b (změnou napětí U_b na zdroji oscilátoru) změřte energii na výstupu zesilovače E_{out} pro jeho konstantní buzení a vypočítejte jeho zesílení $G = E_{out}/E_{in}$. Využijte takové hodnoty E_b , pro které máte energii na vstupu E_{in} naměřenou z předchozího měření.

C) Q-spínaný režim

1. Vložte do rezonátoru krystal Cr:YAG sloužící k pasivnímu Q-spínání tak, aby jeho střed byl v optické ose a přibližně kolmo k trasovacímu svazku červené LED diody (použít posuvy stojanu s držákem krystalu).
2. Vraťte optický klín zpět do původní polohy za výstupní zrcadlo laserového oscilátoru a do odpovídajících míst umístěte i oba detektory D1 a D2.
3. Nastavte laser v režimu generace jednoho Q-spínaného impulsu v „multimodovém“ režimu (příčné mody). Pozorujte na osciloskopu a zaznamenejte (uložit na USB disk / vyfotit) časový průběh Q-spínaného impulsu v tomto režimu.
4. Určete průměrnou délku, energii, výkon (a jejich odchylky) jednoho Q-spínaného impulsu. Použijte minimálně 10 měření. Pozn.: v režimu generace Q-spínaných impulsů je délka impulsu τ_Q definována jako šířka časového průběhu intenzity impulsu na polovině maxima – FWHM z angl. *Full Width at Half Maximum*.
5. Vložte do rezonátoru clonku vhodné velikosti a omezte tak generaci více příčných módů.
6. Podobně jako ve 4. bodě na osciloskopu pozorujte a zaznamenejte časový vývoj Q-spínaného impulsu v „jednomodovém“, jednopulsním režimu. Určete průměrnou délku, energii, výkon (s příslušnými odchylkami) Q-spínaného impulsu. Opět proveďte alespoň 10 měření.

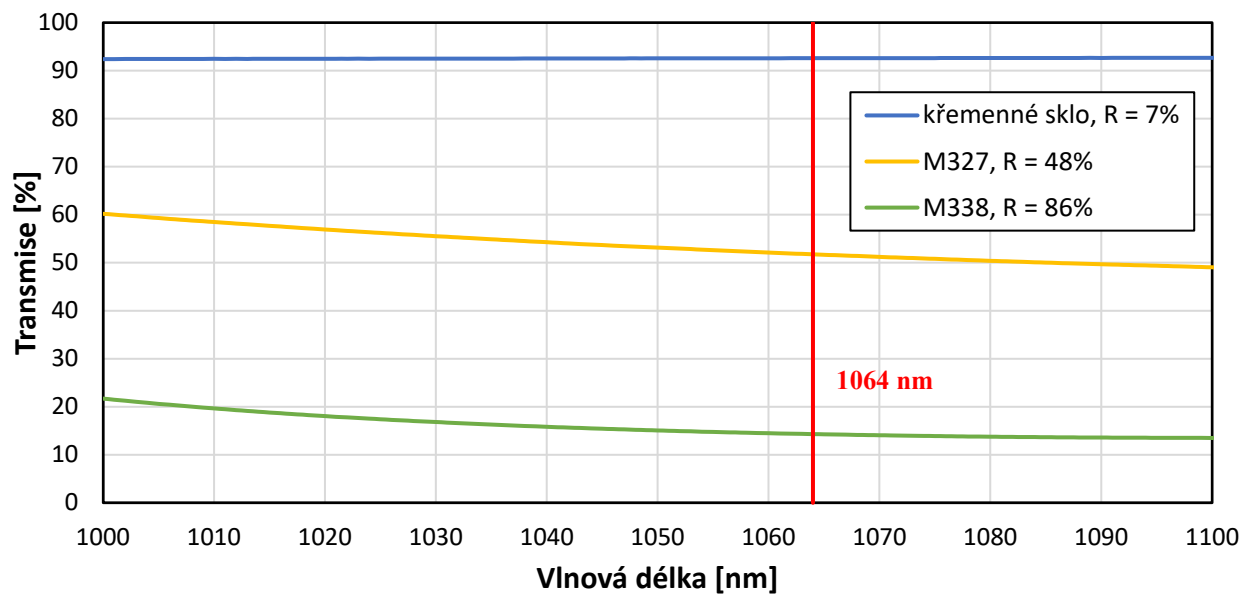
D) Generace druhé harmonické frekvence

1. Pozorujte generaci druhé harmonické frekvence a vyzkoušejte si závislost účinnosti konverze na úhlu natočení (rozladění) KDP krystalu. Odhadněte velikost úhlu náklonu KDP krystalu z optimální pozice potřebného k rozladění generace druhé harmonické frekvence.

Požadované výsledky:

- A) Výsledky měření výstupní energie laseru E_{out} , účinnosti $\eta = E_{out}/E_b$, maximální výstupní energie E_{max} na odrazivosti výstupního zrcadla R_{OC} , plošné hustoty energie $W = E_{out}/S$ a středního výkonu $P_{str} = E_{out}/\tau_{FR}$. V tabulkách a grafech uvést naměřené závislosti: $E_{out}(E_b)$, $E_{max}(R_{OC})$, $\eta(E_b)$, a pro optimální výstupní zrcadlo $\tau_{FR}(E_b)$, $W(E_b)$, $P_{str}(E_b)$ a časový průběh záření v režimu volné generace.
- B) Graf závislosti zesílení impulsu G na budící energii laserového oscilátoru $G(E_b)$ pro optimální výstupní zrcadlo.
- C) Výsledky měření délky, energie, plošné hustoty energie a výkonu Q-spínaného impulsu v „multimodovém“ a „jednomodovém“ režimu a jejich srovnání v tabulce. Záznamy časového vývoje (z osciloskopu) Q-spínaného impulsu v obou režimech.
- D) Vypočítanou velikost úhlu náklonu KDP krystalu nutného k rozladění generace druhé harmonické frekvence.

Příloha A



Obrázek 2 Transmisní spektra (1000–1100 nm) různých výstupních zrcadel používaných v úloze.

Příloha B

Tabulka 1 Převodní tabulka mezi číselným nastavením napětí na zdroji a reálnou hodnotou napětí budícího napětí U_b zdroje laserového oscilátoru. Kapacita kondenzátoru zdroje: $C = 100 \mu\text{F}$.

Dílky nastavené na aripotu zdroje	Budící napětí zdroje U_b [V]
200	369
210	370
220	371
230	373
240	374
250	376
260	378
270	381
280	384
290	387
300	390
310	394
320	398
330	402
340	406
350	411
360	416
370	421
380	427
390	433
400	439
410	445
420	452
430	459
440	466
450	473
460	481
470	489

Dílky nastavené na aripotu zdroje	Budící napětí zdroje U_b [V]
480	498
490	506
500	515
510	524
520	534
530	543
540	553
550	563
560	574
570	585
580	596
590	607
600	619
610	631
620	643
630	655
640	668
650	681
660	694
670	708
680	720
690	735
700	750
710	765
720	780
730	795
740	810
750	825