

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
Katedra fyzikální elektroniky

# Kompaktní diodově čerpaný generátor nanosekundových impulzů v oblasti $1,3\ \mu\text{m}$

Diplomová práce

Autor práce: Bc. Kryštof Kadlec  
Vedoucí práce: Ing. Jan Šulc, Ph.D.  
Konzultant: prof. Ing. Helena Jelínková, DrSc.  
Školní rok: 2021/2022

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

V Praze dne 2. 5. 2022

.....  
Kryštof Kadlec

**Název práce:** Kompaktní diodově čerpaný generátor nanosekundových impulzů

**Autor:** Bc. Kryštof Kadlec

**Specializace:** Laserová fyzika a technika

**Druh práce:** Diplomová práce

**Abstrakt:** Práce je zaměřena na kompaktní diodově čerpané Q-spínané lasery s aktivními ionty neodymu  $\text{Nd}^{3+}$  generující mimo standardní oblast vlnových délek  $1\ \mu\text{m}$  a na jejich možné aplikace. Je uveden popis pevnolátkových aktivních prostředí, a to především krystalů Nd:YAG a Nd:YAP a jsou popsány možnosti čerpání těchto laserů pomocí laserových diod. Pozornost je věnována také Q-spínání a saturovatelnému absorbéru V:YAG. V experimentální části jsou uvedeny měřicí metody a výsledky měření spektroskopických vlastností krystalů Nd:YAG, Nd:YAP, V:YAG. Krystaly tohoto typu byly dále použity k sestavení kompaktních Q-spínaných laserů Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG v konfiguraci podélného diodového čerpání generujících v oblasti vlnových délek  $1,3\ \mu\text{m}$ . Byly naměřeny výstupní parametry těchto laserů a porovnány jednotlivé konstrukční varianty.

**Klíčová slova:** Nd:YAG, Nd:YAP, V:YAG, Q-spínání, diodové čerpání

**Title:** Compact diode-pumped nanosecond pulse generator in the  $1.3\ \mu\text{m}$  spectral range

**Author:** Bc. Kryštof Kadlec

**Specialization:** Laser physics and technique

**Sort of project:** Diploma thesis

**Abstract:** This work focuses on the compact diode-pumped Q-switched lasers with active neodymium ions  $\text{Nd}^{3+}$  generating outside the standard spectral region  $1\ \mu\text{m}$  and their possible applications. The description of solid-state active media, especially Nd:YAG and Nd:YAP crystals, and the possibilities of pumping these lasers using laser diodes are presented here. Attention is also paid to Q-switching and to the V:YAG saturable absorber. The experimental part presents the measurement methods and results of the spectroscopic properties of Nd:YAG, Nd:YAP, V:YAG crystals measurements. Crystals of this type were further used to assemble compact Q-switched lasers Nd:YAG/V:YAG and Nd:YAP/V:YAG in a longitudinal diode pumping configuration generating in the spectral region of  $1.3\ \mu\text{m}$ . The output parameters of these lasers were measured and the individual design variants were compared.

**Key words:** Nd:YAG, Nd:YAP, V:YAG, Q-switching, diode-pumping

## Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat svému vedoucímu práce Ing. Janu Šulcovi, Ph.D. a své konzultantce prof. Ing. Heleně Jelínkové, DrSc. za možnost vypracování Diplomové práce na velmi zajímavé téma a za jejich podporu při práci v laboratoři. Poděkování patří také Dr. Karlu Nejezchlebovi a firmě Crytur za poskytnutí všech vzorků a laserových krystalů pro experimentální část práce. Dále bych rád poděkoval rodině a všem svým blízkým za podporu během vypracovávání této práce.

Kryštof



# Obsah

Úvod	8
<b>I Rešeršní část</b>	<b>9</b>
<b>1 Kompaktní diodově čerpané Q-spínané lasery</b>	<b>10</b>
1.1 Princip laseru	10
1.2 Pevnolátkové lasery	12
1.2.1 Vytvoření inverze populace	13
1.2.2 Matrice a aktivátory	14
1.2.3 Čerpání a chlazení	16
1.3 Aktivní prostředí s ionty $\text{Nd}^{3+}$	17
1.3.1 Krystal Nd:YAG	18
1.3.2 Krystal Nd:YAP	19
1.4 Diodové čerpání	21
1.5 Režim Q-spínání	23
1.5.1 Saturovatelné absorbéry	24
1.5.2 Saturovatelný absorbér V:YAG	26
1.6 Kompaktnost laserového systému	28
1.7 Záření ve spektrální oblasti $1,3 \mu\text{m}$	30
1.7.1 Aplikace záření z oblasti $1,3 \mu\text{m}$	31
1.7.2 Kompaktní zdroje záření z oblasti $1,3 \mu\text{m}$	32
<b>II Experimentální část - materiály a metody</b>	<b>34</b>
<b>2 Spektroskopické vlastnosti krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG</b>	<b>35</b>
2.1 Zkoumané vzorky	35
2.2 Absorpční spektrum - spektrometr Shimadzu	36
2.3 Absorpční spektrum - spektrometr Nicolet	38
2.4 Emisní spektrum krystalů Nd:YAG a Nd:YAP	38
2.5 Doba života na horní laserové hladině krystalů Nd:YAG a Nd:YAP	39

---

<b>3</b>	<b>Kompaktní laser Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG</b>	<b>40</b>
3.1	Použité krystaly . . . . .	40
3.2	Čerpací systém . . . . .	42
3.3	Konstrukce kompaktního laseru . . . . .	44
3.4	Charakterizace výstupního záření . . . . .	45
3.4.1	Vliv rotace krystalu V:YAG . . . . .	48
3.4.2	Střední a špičkový výkon, energie, délka impulzu . . . . .	49
3.4.3	Vlnová délka a příčný profil svazku . . . . .	49
<b>III</b>	<b>Experimentální část - výsledky měření</b>	<b>51</b>
<b>4</b>	<b>Spektroskopické vlastnosti krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG</b>	<b>52</b>
4.1	Absorpční spektrum . . . . .	52
4.2	Emisní spektrum . . . . .	56
4.3	Doba života na horní laserové hladině . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Kompaktní laser Nd:YAG/V:YAG</b>	<b>60</b>
5.1	Vliv rotace krystalu V:YAG . . . . .	60
5.2	Střední a špičkový výkon, energie, délka impulzu . . . . .	62
5.3	Vlnová délka . . . . .	64
5.4	Příčný profil svazku . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Kompaktní laser Nd:YAP/V:YAG</b>	<b>65</b>
6.1	Vliv rotace krystalu V:YAG . . . . .	65
6.2	Střední a špičkový výkon, energie, délka impulzu . . . . .	67
6.3	Vlnová délka a příčný profil svazku . . . . .	69
<b>7</b>	<b>Shrnutí experimentálních výsledků</b>	<b>70</b>
	<b>Závěr</b>	<b>73</b>
	<b>Literatura</b>	<b>75</b>

# Úvod

Lasery s aktivním prostředím Nd:YAG patří dodnes mezi nejpoužívanější a nejrozšířenější pevnolátkové lasery. Stejně jako i jiné lasery s ionty neodymu  $\text{Nd}^{3+}$ , například Nd:YAP, generuje Nd:YAG nejčastěji záření ve spektrální oblasti okolo  $1\ \mu\text{m}$ . Obě zmíněná laserová prostředí rovněž umožňují generaci záření v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Toto záření může nacházet uplatnění v medicíně nebo v systémech měření vzdálenosti, a to především kvůli relativně vysoké absorpci ve vodě, a tedy i například v oční tkáni. Použití laserových diod k čerpání pevnolátkových laserů může být vhodné k sestavení kompaktního a robustního laserového systému. Extrémním příkladem miniaturních laserů jsou diodově čerpané mikročipové lasery s planparalelními zrcadly rezonátoru napařenými přímo na čelech aktivního krystalu. Stabilní a prověřený zdroj krátkých impulzů na vlnové délce  $1,3\ \mu\text{m}$  představuje Q-spínaný mikročipový laser na bázi kompozitního krystalu Nd:YAG/V:YAG. Jeho použití však může být limitováno malou flexibilitou co se týče volby parametrů Q-spínače a aktivního prostředí. Ve snaze předejít tomuto problému pojednává tato práce o kompaktních diodově čerpaných laserech s ionty  $\text{Nd}^{3+}$  konstruovaných na bázi geometrie laserů mikročipových.

Práce je rozdělena na tři části. V úvodu rešeršní části jsou shrnuty základní principy laserové generace. Následuje kapitola zaměřená na pevnolátkové lasery a jejich obecné charakteristiky. Dále jsou podrobněji popsány aktivní krystaly Nd:YAG a Nd:YAP, jakožto zástupci aktivních prostředí s ionty  $\text{Nd}^{3+}$ . Podrobněji je zde rozebrán proces čerpání pomocí laserových diod. Zvláštní kapitola je věnována také Q-spínání pomocí saturovatelných absorbérů. Následuje popis pasivního Q-spínání s využitím saturovatelného absorbéru V:YAG, který je vhodný pro záření v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Rešeršní část je zakončena výčtem možných aplikací a kompaktních zdrojů laserového záření v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Experimentální část je uvedena popisem měřicích metod a použitých přístrojů, následují výsledky měření a jejich diskuze. Součástí výsledků je i spektroskopická charakterizace aktivních krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a saturovatelného absorbéru V:YAG, které byly použity k sestavení kompaktního laseru. Proběhlo měření jejich absorpčních spekter, pro aktivní krystaly byla rovněž měřena emisní spektra a doba života na horní laserové hladině. Následně byly sestaveny kompaktní Q-spínané lasery Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG v konfiguraci podélného diodového čerpání generující v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Pro různé konstrukční varianty, které byly následně porovnány, byly naměřeny výstupní parametry generovaného záření jako energie, špičkový výkon, délka impulzu, vlnová délka, profil svazku a polarizace. Práce je zakončena shrnutím experimentálních výsledků, závěrem a souborem použité literatury.

Část I  
Rešeršní část

# 1 Kompaktní diodově čerpané Q-spínané lasery

## 1.1 Princip laseru

Pojem laser, akronym z anglického *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, označuje přístroj, který generuje záření prostřednictvím procesu stimulované emise. Každý takový laserový systém obsahuje aktivní prostředí, čerpací systém a optický rezonátor. Hlavní vlastnosti laserového záření jsou monochromaticnost, směrovost a koherence, díky kterým mohou lasery nacházet uplatnění v mnoha moderních aplikacích.

Pro přiblížení základního principu generace laserového záření uvažujme aktivní prostředí tvořené stejnými kvantovými soustavami, které se mohou vyskytovat pouze ve dvou diskrétních energetických stavech s energiemi  $E_1 < E_2$ . Dochází-li k interakci elektromagnetického záření s úhlovou frekvencí rovnou Bohrovské frekvenci

$$\omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (1.1)$$

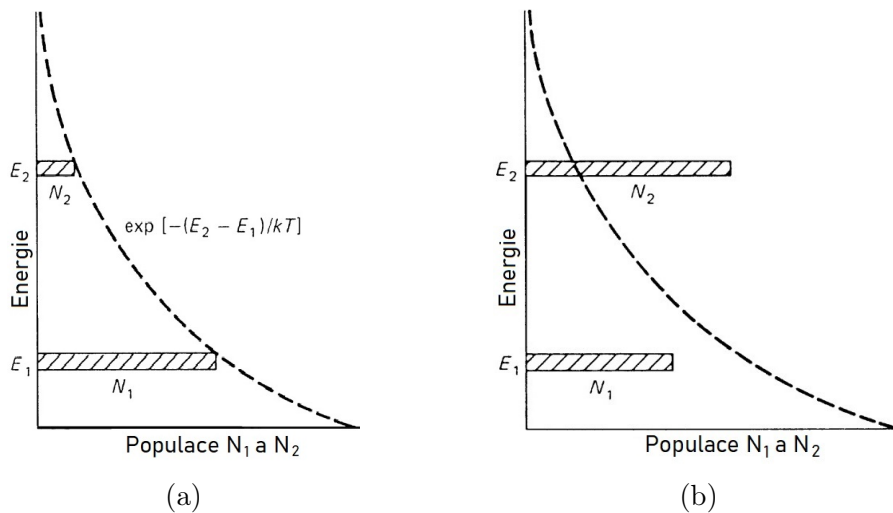
s aktivním prostředím, může za určitých okolností dojít k absorpci, resp. spontánní nebo stimulované emisi tohoto záření a k přechodu kvantových soustav  $E_1 \rightarrow E_2$ , resp.  $E_2 \rightarrow E_1$  [1, str. 2]. Pravděpodobnosti těchto jevů popisují Einsteinovy koeficienty absorpce  $B_{12}$ , spontánní emise  $A_{21}$  a stimulované emise  $B_{21}$ . Spontánní emise hraje v případě laserů roli šumu, jelikož emitované záření má náhodný směr a fázi a nepřispívá k požadovanému směrovému záření. Důležitou charakteristikou je doba života na hladině s energií  $E_2$ , která je rovna převrácené hodnotě koeficientu spontánní emise. Záření vzniklé stimulovanou emisí má stejný směr, polarizaci, fázi i frekvenci jako záření, které tento jev vyvolalo.

Pokud jsou kvantové soustavy v termodynamické rovnováze, poměr populací hladin  $N_2$  a  $N_1$  je dán Boltzmannovým rozdělením

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad (1.2)$$

kde  $k$  je Boltzmannova konstanta a  $T$  je termodynamická teplota aktivního prostředí [2, str. 52]. Odtud zřejmě platí, že  $N_2 < N_1$  (viz Obr. 1.1a). Při porušení rovnováhy lze dosáhnout inverze populace hladin, při které pro populace hladin platí nerovnost  $N_2 > N_1$

(viz Obr. 1.1b). Pravděpodobnost, že dojde k emisi záření stimulovanou emisí je potom vyšší než pravděpodobnost, že nastane absorpce tohoto záření. Z tohoto důvodu je požadovanou vlastností aktivního prostředí schopnost přejít do stavu odpovídajícímu inverzi populace energetických hladin. Vyvedení kvantových soustav z termodynamické rovnováhy a následné vytvoření inverze populace je provedeno dodáním energie takzvaným čerpáním/buzením. K nejčastějším způsobům čerpání patří optické, elektrické nebo chemické čerpání, pomocí kterých dochází k excitaci soustav a jejich přechodu na vyšší energetickou hladinu [3, str. 1]. Aby bylo možné dosáhnout inverze populace hladin, musí být rychlost čerpání vyšší než rychlost spontánní emise. Vhodné je použít soustavy s dostatečně dlouhou dobou života na horní hladině.



Obr. 1.1: Znázornění populací kvantových soustav odpovídajících dvěma energetickým hladinám při termodynamické rovnováze (a), mimo termodynamickou rovnováhu (b). Přerušovaná čára vyznačuje obsazení hladin odpovídající termodynamické rovnováze. Převzato z [4, str. 26], upraveno.

Je-li dosažena inverze populace, může toto prostředí hrát roli zesilovače šumového záření spontánní emise vlivem emise stimulované [5]. K zesílení záření slouží aktivní prostředí spolu s optickým rezonátorem sestávajícím alespoň ze dvou zrcadel, mezi které je aktivní prostředí vloženo. Jedno ze zrcadel má obvykle co největší odrazivost pro generované záření, druhé (výstupní) zrcadlo je pro toto záření částečně propustné. Toto uspořádání umožňuje nárůst intenzity záření při každém průchodu aktivním prostředím. Ke generaci laserového záření dochází v případě, je-li zesílení po jednom průchodu rezonátorem vyšší než ztráty v rezonátoru. Tuto prahovou podmínku lze vyjádřit ve tvaru

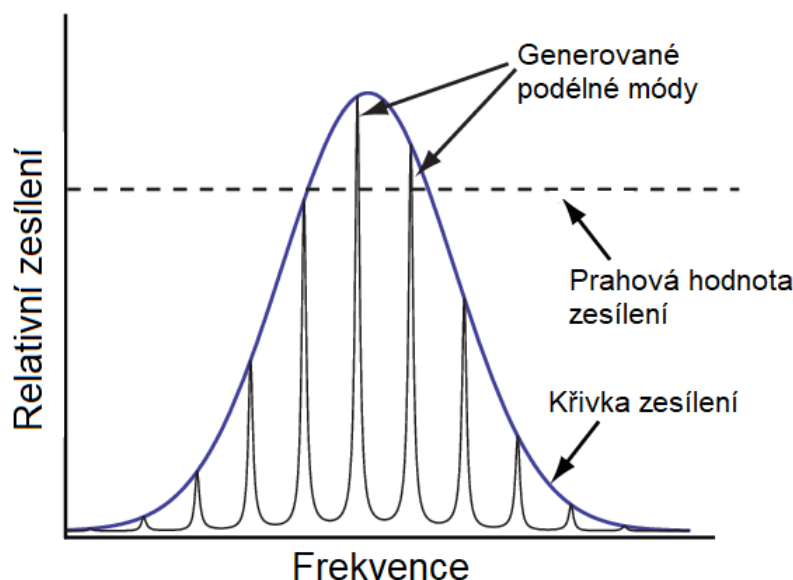
$$R_1 R_2 e^{2l(g-\alpha)} = 1, \quad (1.3)$$

kde  $R_1$  a  $R_2$  jsou odrazivosti zrcadel rezonátoru,  $l$  je délka aktivního prostředí,  $g$  a  $\alpha$  jsou součiniteli zesílení a ztrát. Uspořádání rezonátoru definuje také spektrální vlastnosti a rozložení pole generovaného záření. V aktivním prostředí je nejvíce zesílena složka pole s Bohrovou úhlovou frekvencí, volbou vhodných reflexních vrstev na zrcadlech

rezonátoru však lze vytvořit ztráty pro námi zvolené rozsahy frekvencí. V rezonátoru jsou navíc reprodukovány podélné módy s takovými frekvencemi, které splňují fázovou rezonanční podmínku. Pro vzdálenost frekvencí těchto módů platí

$$\Delta f = \frac{c}{2L}, \quad (1.4)$$

kde  $L$  je vzdálenost zrcadel (délka rezonátoru) a  $c$  je rychlost světla v prostředí mezi zrcadly. Výstupem laseru je potom záření, jehož pole se skládá z módů s rezonančními frekvencemi rezonátoru, pro které je splněna prahová podmínka (1.3), jak je znázorněno na Obr. 1.2. Šířka spektrální čáry laserového záření může být až o deset řádů užší než šířka čáry záření vzniklého stimulovanou emisí při přechodu  $E_2 \rightarrow E_1$  [1, str. 9].



Obr. 1.2: Znázornění generovaných podélných módů splňujících prahovou podmínku. Převzato z [6], upraveno.

## 1.2 Pevnolátkové lasery

Aktivní prostředí laseru může obecně tvořit pevná, plynná, kapalná látka nebo polovodič, případně plazma [2, str. 105]. Historicky prvním laserem byl pevnolátkový rubínový laser, který v roce 1960 spustil vlnu zkoumání mnoha materiálů pevného skupenství s využitím materiálů jako aktivní prostředí pro lasery. Mezi přednosti pevnolátkových laserů patří stabilita aktivního prostředí a vysoká hustota opticky aktivních částic, což umožňuje konstruovat kompaktní a robustní laserové systémy s relativně malými nároky na údržbu. Aktivní prostředí a rezonátor tvoří tzv. laserovou hlavici, která je spolu s čerpací a chladič jednotkou hlavní částí pevnolátkového laseru.

### 1.2.1 Vytvoření inverze populace

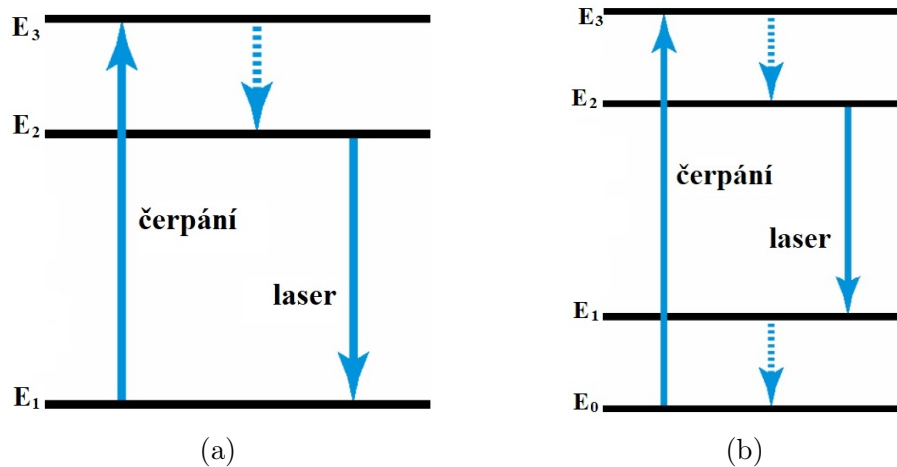
Typicky jsou pevnolátkové lasery čerpány opticky. Aby však bylo možné optickým čerpáním dosáhnout inverze populace hladin, musí být aktivní prostředí tvořeno kvantovými soustavami s alespoň třemi energetickými hladinami  $E_3 > E_2 > E_1$ .<sup>1</sup> Vznikají-li v aktivním prostředí přechody vyvolané absorpcí čerpacího záření a následnou stimulovanou emisí za účasti tří hladin, jde o tzv. tříhladinový systém. Schématické znázornění tříhladinového systému je na Obr. 1.3a. Příkladem tohoto systému je rubín. Optickým čerpáním je nejprve docíleno přechodu  $E_1 \rightarrow E_3$ . Poté dochází k nezářivému přechodu na horní laserovou hladinu  $E_2$  a následnému laserovému přechodu  $E_2 \rightarrow E_1$  doprovázenému emisí záření o frekvenci  $\omega_{21}$ . K účinnému dosažení inverze populace mezi hladinami  $E_2$  a  $E_1$  by měl být přechod  $E_3 \rightarrow E_2$  velmi rychlý oproti době života  $\tau_{21}$  na hladině  $E_2$ , díky čemuž lze zanedbat populaci  $N_3$ , která požadované inverzi nepřispívá. Doba života na horní laserové hladině  $E_2$  je delší v porovnání s dobami života ostatních zúčastněných hladin.

Nevýhodou tříhladinového systému je fakt, že dolní laserovou hladinu tvoří základní hladina, která je výrazně populována, a k dosažení inverze je proto potřeba vyšších čerpacích výkonů. Tomuto nežádoucímu jevu lze předejít použitím čtyřhladinového systému, kde čerpáním dochází k excitaci elektronů z hladiny  $E_0$  na hladinu  $E_3$ , a k jejich následnému přechodu na horní laserovou hladinu  $E_2$ , jak je znázorněno na Obr. 1.3b [3, str. 3]. Dolní laserovou hladinu tvoří hladina  $E_1$  ( $E_2 > E_1 > E_0$ ). Následný přechod z dolní hladiny na základní laserovou hladinou je nejčastěji opět nezářivý. Použitím čtyřhladinového systému je možné dosáhnout prahové inverze při nižším čerpacím výkonu v porovnání s tříhladinovým systémem, jelikož je obsazení  $N_1 \sim 0$ . Aby byla na začátku čerpání populace  $N_1$  zanedbatelná, měla by být ideálně energie  $E_1$  mnohem vyšší než  $E_0$ . Z Boltzmannova rozdělení je zřejmé, že populaci  $N_1$  navíc negativně ovlivňuje také rostoucí teplota systému. Příkladem čtyřhladinového systému je iont  $\text{Nd}^{3+}$  s laserovým přechodem  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4F_{11/2}$ , který je zodpovědný za emisi záření okolo  $1,1 \mu\text{m}$ .

V případě, že je dolní laserová hladina blízko základní hladině, nazývá se systém kvazitříhladinový. Jedná se především o systém, ve kterém je dolní laserová hladina podhladinou základní hladiny. V takovémto případě je součin  $kT$  srovnatelný s rozdílem energií  $E_1 - E_0$  a dle Boltzmannova rozdělení jsou srovnatelné také populace těchto hladin. Jde tedy o systém se čtyřmi hladinami, který má blíže tříhladinovému systému. Jev rozštěpení dolní laserové hladiny nastává především působením elektrického nebo magnetického pole a populace vzniklých podhladin je ovlivňována tepelnými vlivy [3, str. 52]. Práh laserů využívajících takovato aktivní média je vyšší než u čtyřhladinových a nižší než u tříhladinových aktivních prostředí [3, str. 52]. Jejich výhodou je nízký kvantový defekt, tj. rozdíl mezi středními frekvencemi čerpacího a generovaného záření [3, str. 52]. Typickým příkladem je iont  $\text{Yb}^{3+}$  a jeho laserový přechod  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  s emisí kolem  $1 \mu\text{m}$ .

<sup>1</sup>Důvod je takový, že pokud by po vyvedení opticky čerpaného dvouhladinového aktivního prostředí z termodynamické rovnováhy nastal případ, že  $N_1 = N_2$ , byla by pravděpodobnost stimulované emise nanejvýš rovna pravděpodobnosti absorpce, nikdy by však nebyla vyšší [5]. Absorpce čerpacího záření by tak převládala pouze tehdy, pokud by populace  $N_1$  byla vyšší než populace  $N_2$  [3, str. 3].





Obr. 1.3: Schéma přechodů v tříhladinovém (a), čtyřhladinovém (b) systému. Převzato z [3, str. 3], upraveno.

## 1.2.2 Matrice a aktivátory

Aktivní prostředí pevnolátkových laserů tvoří dielektrická amorfní nebo krystalická hostitelská látka, obvykle tvaru válce nebo kvádrů, nazývána matrice, která obsahuje určitý podíl aktivních iontů (aktivátorů) ve formě bodových poruch a příměsí [1, str. 375]. Zatímco matrice udává především základní technické a fyzikální vlastnosti aktivního prostředí, aktivátory se přímo účastní stimulované emise. Matrice by měla být schopna odolávat náročným provozním podmínkám laseru, a je tak od ní požadován vysoký práh optického poškození, chemická stabilita a vysoká odolnost proti mechanickému namáhání [3, str. 49]. Vzhledem k tvorbě tepla během laserového procesu je vhodné, aby měla matrice vysokou tepelnou vodivost a odolnost vůči tepelnému namáhání. Také musí být transparentní pro čerpací i generované záření. Důležitou roli hrají mechanické vlastnosti, které by měly umožňovat snadnou výrobu a opracovatelnost. Zmíněným požadavkům vyhovují některé krystalické látky, skla nebo keramika:

- **Krystalické látky:** Uspořádanost struktury krystalických látek vede k dobré tepelné vodivosti, tvrdosti, užším spektrálním čarům nebo delší době života na horní laserové hladině [2, str. 109]. Naopak nevýhodou může být křehkost a horší schopnost akceptovat vyšší koncentrace dopantů. Výrobu velkých objemů komplikuje vysoká teplota tání krystalických látek. Podle složení lze krystaly rozdělit do několika skupin. K významným maticím pevnolátkových laserů patří především následující:
  - Safír ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ): má z pevnolátkových matic nejlepší termomechanické vlastnosti, nejvyšší bod tání a je vhodný pro aktivátory z oblasti přechodných prvků [4, str. 42]. Safír spolu s aktivními ionty  $\text{Cr}^{3+}$  tvoří rubínové aktivní prostředí.
  - Granáty: jsou vhodné pro aktivní ionty z oblasti vzácných zemin [5]. Nejvýznamnější je tvrdý, izotropní krystal yttrito-hlinitý granát (YAG).

- Perovskity: jedním ze zástupců je anizotropní krystal yttrito-hlinitý perovskit ( $\text{YAlO}_3$ ), nazývaný také YAP nebo YALO, který má podobné složení i vlastnosti jako YAG [2, str. 109].
- Fluoridy: mají velmi dobré termo-optické vlastnosti, jsou však křehčí a měkčí. Příkladem je yttrito-lithný fluorid ( $\text{YLiF}_4$ ) [1, str. 376].
- **Sklo:** Nejčastěji se sklo používá s aktivátory vzácných zemin (především neodym, erbium a ytterbium) [1, str. 376]. Výhodou skleněných matric je dobře zvládnutá výroba velkých objemů, opracovatelnost, dobrá optická kvalita a homogenita [1, str. 376]. V porovnání s krystaly má však sklo obecně horší tepelnou vodivost. Emisní čáry jsou oproti krystalům výrazně širší, jelikož aktivní ionty nejsou obklopeny specifickým krystalickým polem.
- **Keramika:** Dobré optické vlastnosti a tepelnou vodivost srovnatelnou s krystaly má také keramické aktivní prostředí, které může být vhodné v případě, kdy není možné vytvořit krystalické aktivní prostředí s požadovanými vlastnostmi [4, str. 45]. Především jde o požadavek na větší objem krystalu, jehož výroba může být technologicky obtížná. Dříve vykazovala keramická aktivní prostředí vysoké ztráty při rozptylu. Díky pokroku ve výrobních procesech, který dnes umožňuje vytvořit vysoce transparentní keramiku, mohou mít keramické lasery srovnatelný práh a účinnost s lasery s krystalickým aktivním prostředím [4, str. 45]. Výhodou je možnost vyšší dopace aktivátorů oproti krystalům, což je vhodné pro kompaktní maloobjemové systémy [2, str. 110]. Nevýhodou je poměrně malé spektrum nabízených keramických laserových materiálů.

Aktivátory definují spektroskopické vlastnosti aktivního prostředí. Dochází v nich k přechodům mezi energetickými hladinami a ke stimulované emisi. Rychlost tohoto procesu je dána spektrálně závislým emisním účinným průřezem, který je navíc ovlivněn maticí a teplotou [3, str. 4]. Od aktivátorů jsou obvykle požadovány silné absorpční pásy, vysoký kvantový výtěžek luminiscence a rychlé vyprazdňování dolní laserové hladiny [5]. Těmto požadavkům vyhovuje skupina přechodných prvků (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni), vzácných zemin neboli lanthanoidů (Nd, Er, Yb, Pr, ...) a aktinoidů (U) [5]. U přechodných prvků dochází k opticky aktivním přechodům uvnitř orbitální slupky 3d. Tato slupka je v přímém kontaktu s okolím aktivního prvku a vlastnosti těchto aktivátorů jsou silně ovlivněny interakcí s maticí hostitelského materiálu [4, str. 50]. Z tohoto důvodu se aktivní prostředí s aktivátory přechodných prvků vyznačují širšími emisními (i absorpčními) čarami a širší křivkou zisku, a jsou tak vhodné pro přeladitelné lasery nebo pro generaci krátkých impulzů. Charakteristická je také silná teplotní závislost spektroskopických parametrů [5]. Důležitými zástupci tohoto typu aktivního prostředí jsou rubín ( $\text{Cr} : \text{Al}_2\text{O}_3$ ), Ti:safír ( $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ ) nebo alexandrit ( $\text{Cr} : \text{BeAl}_2\text{O}_4$ ).

Opticky aktivní přechody iontů vzácných zemin nastávají uvnitř slupky 4f, která je od matrice odstíněna vnějšími obaly 5s a 5p [4, str. 47]. Tímto je vliv matrice na kvantové přechody aktivátorů značně omezen a aktivní prostředí má spektroskopické vlastnosti blízké volným iontům. Díky tomu lze od lanthanoidových aktivních prostředí očekávat dlouhou dobu života, úzké spektrální čáry a nízké prahové hodnoty. Na

tvorbě vazby mezi aktivním iontem a maticí se podílejí dva elektrony ze slupky 6s a jeden elektron ze slupky 4f [1, str. 376]. Zbylé elektrony ze slupky 4f potom tvoří různá uspořádání, čímž vzniká velké množství energetických hladin. Vlivem Starkova jevu je každá hladina rozštěpena na podhladiny nacházející se v těsné blízkosti [4, str. 48]. Pro lanthanoidy je charakteristické velké množství ostrých zářivých přechodů reprezentujících téměř každou spektrální oblast ve viditelné a blízké infračervené části spektra [4, str. 46]. Aktivní prostředí s aktinoidy má podobné vlastnosti jako v případě lanthanoidů. Aktivní slupka 5f je v tomto případě stíněna orbitály 6s a 6p. Většina aktinoidů je však radioaktivních a k laserové akci byl úspěšně využit pouze uran (např. s maticí fluoridu vápenatého) [4, str. 50].

Do dnes bylo se známými aktivními ionty k laserové akci použito přibližně 620 pevnolátkových aktivních prostředí, které pokrývají spektrální oblast  $0,172 - 7,24 \mu\text{m}$  [5]. Nejširší oblast generace  $0,48 - 7,24 \mu\text{m}$  lze dosáhnout s použitím iontů praseodymu [5].

### 1.2.3 Čerpání a chlazení

Jak již bylo zmíněno, pro dosažení inverze populace v aktivním prostředí pevnolátkových laserů se téměř výhradně používá optické čerpání. Od záření čerpacího zdroje je požadováno, aby se emisní spektrum překrývalo s absorpčními čarami použitého aktivního prostředí. Zmíněný požadavek lze splnit například s použitím výbojek charakteristických širokospektrálním vyzařováním. V pevnolátkovém laseru je čerpací výbojka s aktivním prostředím vložena do tzv. budící dutiny, která umožňuje na základě její vysoké odrazivosti využít maximum energie k čerpání [2, str. 116]. Výhodou výbojek je vysoká konverzní účinnost elektrické energie do energie záření a nízká cena. Úzké absorpční čáry aktivního prostředí (zvláště při využití některých lanthanoidů, např. Yb) jsou však protipólem polychromatickosti výbojkového záření a účinnost takto čerpaného laseru je proto pouze 1 – 2 % [7]. Velká část záření emitovaného výbojkou přechází na energii fononů a laserový systém pouze ohřívá, a je proto nutné zajistit účinné chlazení. Použití výbojek k čerpání vyžaduje napájení poměrně vysokým napětím, což může být v některých ohledech konstrukce laserů problematické.

Před výbojkovým čerpáním se dnes často upřednostňuje čerpání pomocí laserových diod, jejichž záření je pro čerpání vhodné díky velmi úzkému emisnímu spektru ( $\Delta\lambda \approx 1 - 20 \text{ nm}$ ). Pokud lze pro čerpání použít laserovou diodu, jejíž emisní spektrum leží z velké části v požadovaném absorpčním pásu aktivního prostředí, může být značně zvýšena účinnost laseru. Rovněž může dojít k výraznému omezení vzniku tepla. Také rozměry laserových diod jsou mnohem menší než v případě výbojek a směrovost jejich záření, díky které není nutné použití budící dutiny, umožňuje optimalizovat konstrukci čerpacího systému. Delší životnost, kompaktnější konstrukce a nižší provozní napětí laserových diod oproti výbojkám navíc zvyšuje robustnost a kompaktnost laserového systému. [4, str. 341]. Čerpání může probíhat v kontinuálním i pulzním režimu, ve druhém případě může opakovací frekvence dosáhnout až jednotek kHz [4, str. 341]. Na druhou stranu, energie v pulzním režimu je výrazně nižší v porovnání s výbojkami. Nevýhodou je také vysoká cena laserových diod generujících záření mimo jejich standardní spektrální oblast [7]. Podrobnějšímu popisu čerpání pomocí laserových diod je věnována kapitola 1.2.3.

Teplota aktivního prostředí, která roste s přítomností nezářivých přechodů, ovlivňuje populaci vyšších hladin přítomných kvantových soustav, výstupní výkon a spektrum generovaného záření [4, str. 423]. Nerovnoměrné šíření tepla způsobuje gradient teploty v aktivním prostředí, což vede k nehomogenitě indexu lomu, tepelně indukovanému mechanickému namáhání, vyboulení čel prostředí, změně stability rezonátoru nebo indukovanému dvojlomu a následně depolarizaci generovaného záření [3, str. 57]. Důsledkem může být zhoršení kvality svazku, které je vyvoláno aberacemi indukované termické čočky [3, str. 58]. Z tohoto důvodu je od matrice požadována vysoká tepelná vodivost, která omezí nerovnoměrnost šíření tepla.

Pro výbojkově čerpané lasery probíhá chlazení obvykle pomocí kapaliny umístěné spolu s aktivním prostředím do chladič trubice [2, str. 118]. Pro tyto účely se často používá destilovaná voda, která má vysokou tepelnou vodivost a kapacitu, nízkou viskozitu a je chemicky stabilní při působení UV záření produkovaného výbojkami [4, str. 483]. Výjimkou však mohou být systémy, které vyžadují široký rozsah provozní teploty. Chlazení vodou lze využít také pro diodově čerpané lasery, především při kontinuálním nebo vysokovýkonném čerpání. Co se týče pulzního diodového čerpání laserových systémů menších rozměrů, je obvykle dostačující chlazení pasivní, například vložením aktivního prostředí do měděného držáku, který je v přímém kontaktu s aktivním prostředím a udržován na stále teplotě [4, str. 485]. Ke zlepšení prostupu tepla je možné mezi chladič a aktivní prostředí vložit tenkou indiovou fólií [4, str. 486]. Na podobném principu lze použít také kompozitní materiál (obvykle nedopovaný materiál matrice) umístěný alespoň na jednom čelu aktivního prostředí [8]. V nejjednodušším případě je dostačující chlazení okolním vzduchem, jehož proud může být případně řízen ventilátorem navrženým pro chlazení elektrických zařízení [4, str. 486].

### 1.3 Aktivní prostředí s ionty $\text{Nd}^{3+}$

Neodym (Nd) je považován za jeden z nejvýznamnějších prvků vzácných zemin používaných v pevnolátkových aktivních prostředích. Ionty tohoto prvku vykazují dlouhou dobu života fluorescence v blízké infračervené oblasti  $0,9 - 1,5 \mu\text{m}$  a úzké emisní čáry v krystalech s uspořádanou strukturou [4, str. 40]. Dolní laserová hladina je pro určité vlnové délky emise relativně daleko od hladiny základní, což umožňuje kontinuální laserovou generaci při pokojové teplotě [4, str. 40]. Poprvé byl neodym použit v roce 1961 v historicky třetím laseru s matricí  $\text{CaWO}_4$  [4, str. 40]. Nejvhodnější matricí se později ukázal být YAG. Také byla prokázána velmi dobrá funkčnost s některými perovskity (YAP) nebo fluoridy ( $\text{YLiF}_4$ ) [1, str. 380]. Dalším zástupcem neodymových aktivních prostředí je například v laserové fúzi používané velkoobjemové prostředí Nd:sklo. Naopak pro kompaktní systémy a mikročipové lasery je kvůli velkému emisnímu průřezu vhodný krystal Nd:YVO<sub>4</sub> [4, str. 54]. Dodnes byla ověřena laserová generace pomocí iontů neodymu s více než 240 matricemi s uspořádanou i neuspořádanou strukturou [5].

### 1.3.1 Krystal Nd:YAG

Jedno z nejvýznamnějších aktivních prostředí pro pevnolátkové lasery, známé pod pojmenováním Nd:YAG, tvoří matrice yttrito-hlinitého granátu ( $Y_3Al_5O_{12}$  nebo zkráceně YAG) spolu s aktivními trojmocnými ionty neodymu Nd<sup>3+</sup>, které nahrazují trojmocné ytterbiové ionty. Čistý YAG je bezbarvý, izotropní kubický krystal, který je opticky neutrální v rozsahu ultrafialového až vzdáleného infračerveného záření, a spektroskopické vlastnosti tak závisí na vlastnostech dopantů [9]. Jedná se o matici, která je díky vysoké tvrdosti a dobrým tepelným vlastnostem dominantní mezi pevnolátkovými laserovými materiály. Struktura tohoto krystalu je stabilní od nízkých teplot až do bodu tání [4, str. 54]. Je vhodný také pro jiné aktivní ionty jako například Er, Ho, Tm, nebo Yb [4, str. 42].

Čtyřhladinové aktivní prostředí Nd:YAG umožňující emisi na vlnových délkách kolem 1,1  $\mu\text{m}$ , 1,3  $\mu\text{m}$  a 1,4  $\mu\text{m}$ , je charakteristické úzkými fluorescenčními čarami, vysokým ziskem, nízkým prahem a relativně dlouhou dobou života na horní laserové hladině [4, str. 54]. Tyto vlastnosti umožňují jeho široké uplatnění v lékařství, průmyslu, vojenství nebo ve výzkumu. Typicky se dopování neodymem pohybuje okolo 1 – 1,5 at. %, jelikož poloměr neodymových iontů je asi o 3 % vyšší než v případě yttria a vyšší koncentrace by mohly vést k nežádoucímu pnutí v krystalu a zkrácení doby života na horní hladině nebo rozšíření spektrálních čar [4, str. 55]. Významné vlastnosti aktivního prostředí Nd:YAG jsou uvedeny v Tab. 1.1.

Energetické hladiny Nd<sup>3+</sup> lze popsat pomocí spinového kvantového čísla  $S$ , orbitálního kvantového čísla  $L$  a kvantového čísla momentu hybnosti  $J$ , jejichž kombinace tvoří označení jednotlivé hladiny  $^{2S+1}L_J$ . Každá hladina je rozštěpena na  $J + 1/2$  dvakrát degenerovaných podhladin, v rámci kterých dochází k jednotlivým přechodům. Horní hladinu všech laserových přechodů tvoří hladina  $^4F_{3/2}$ , jak je znázorněno na Obr. 1.4a. Z horní hladiny dochází k přechodu na podhladinu základní hladiny  $^4I_{9/2}$  doprovázenému emisí záření s vlnovou délkou okolo 946 nm (kvazitříhladinový systém), na podhladinu hladiny  $^4I_{11/2}$  a následně generaci záření v oblasti 1  $\mu\text{m}$  nebo na podhladinu hladiny  $^4I_{13/2}$  a generaci na 1,3  $\mu\text{m}$ , případně 1,44  $\mu\text{m}$ . Nezářivé přechody z příslušné dolní hladiny na hladinu základní trvají řádově ve stovkách pikosekund, díky čemuž dochází k rychlému ustanovení termodynamické rovnováhy mezi těmito hladinami [1, str. 381]. Nejvyššího zisku je v případě krystalu Nd:YAG dosaženo na vlnové délce 1064 nm a při generaci jiné vlnové délky je tento přechod konkurenční [4, str. 60]. Potlačit jej lze například vhodnou volbou zrcadel rezonátoru, účinnost a stabilitu je navíc možné zvýšit vložením etalonu do rezonátoru [4, str. 61].

Efektivního čerpání Nd:YAG laseru může být dosaženo pomocí laserových diod. Významnou čerpací hladinou je hladina  $^4F_{5/2}$ , na kterou se z důvodu vysoké absorpce Nd:YAG materiálu v oblasti vlnových délek okolo  $\sim 800 - 820$  nm nejčastěji čerpá AlGaAs diodou, případně Ti:safírovým laserem [10]. Výhodné je i čerpání přímo na horní laserovou hladinu  $^4F_{3/2}$  ( $\sim 870 - 900$  nm), což může zvýšit kvantový výtěžek a redukovat vznik tepla až o 30 % oproti čerpání na hladinu  $^4F_{5/2}$  [1, 11]. Další vhodnou čerpací hladinou je hladina  $^4F_{7/2}$  ( $\sim 730 - 760$  nm), kterou lze rovněž excitovat pomocí laserových diod.

### 1.3.2 Krystal Nd:YAP

Jednou z dalších matic vhodných pro aktivní ionty neodymu, která má velmi podobné vlastnosti (tvrdost, tepelnou vodivost, bod tání) jako YAG, je yttrito-hlinitý perovskit (YAlO<sub>3</sub>), značen YALO neb YAP. Její podobnost s maticí YAG vyplývá ze složení těchto sloučenin. Obě jsou totiž tvořeny stejným fyzikálně-chemickým systémem Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, liší se pouze zastoupením těchto dvou složek [7]. U krystalu YAG je poměr Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 3:5, krystal YAP odpovídá poměru zastoupení 1:1 [4, str. 42]. YAP je oproti kubickému YAGu orthorombický, negativní dvouosý krystal [7]. Jeho uspořádání je těsnější, což způsobuje vyšší hustotu a index lomu [7]. Kromě neodymu lze jako aktivátory pro YAP použít například ionty Er, Ho, Tm, nebo Yb.

Anizotropie YAPu se rovněž odráží ve spektrálních vlastnostech aktivního prostředí Nd:YAP. Generované záření je lineárně polarizované a také lze díky anizotropii optimalizovat zisk, práh generace nebo schopnost kumulovat energii [7]. Je možné získat vysoký zisk s nízkým prahem nebo pro Q-spínání vhodný poněkud nižší zisk k dostatečné kumulaci energie. Přírozená anizotropie může navíc kompenzovat nežádoucí tepelně indukovaný dvojlom způsobující depolarizaci [12]. Tento fakt patří mezi jednu z důležitých výhod Nd:YAPu oproti Nd:YAGu. Dalšími z nich jsou také rychlejší a levnější pěstování krystalu a možnost vyšší dopace [4, str. 43]. Nevýhodou je naopak kratší doba života na horní hladině způsobená těsnějším uspořádáním a silnější interakcí sousedních aktivních iontů [7]. Vybrané fyzikální vlastnosti aktivního krystalu Nd:YAP jsou uvedeny v Tab. 1.1.

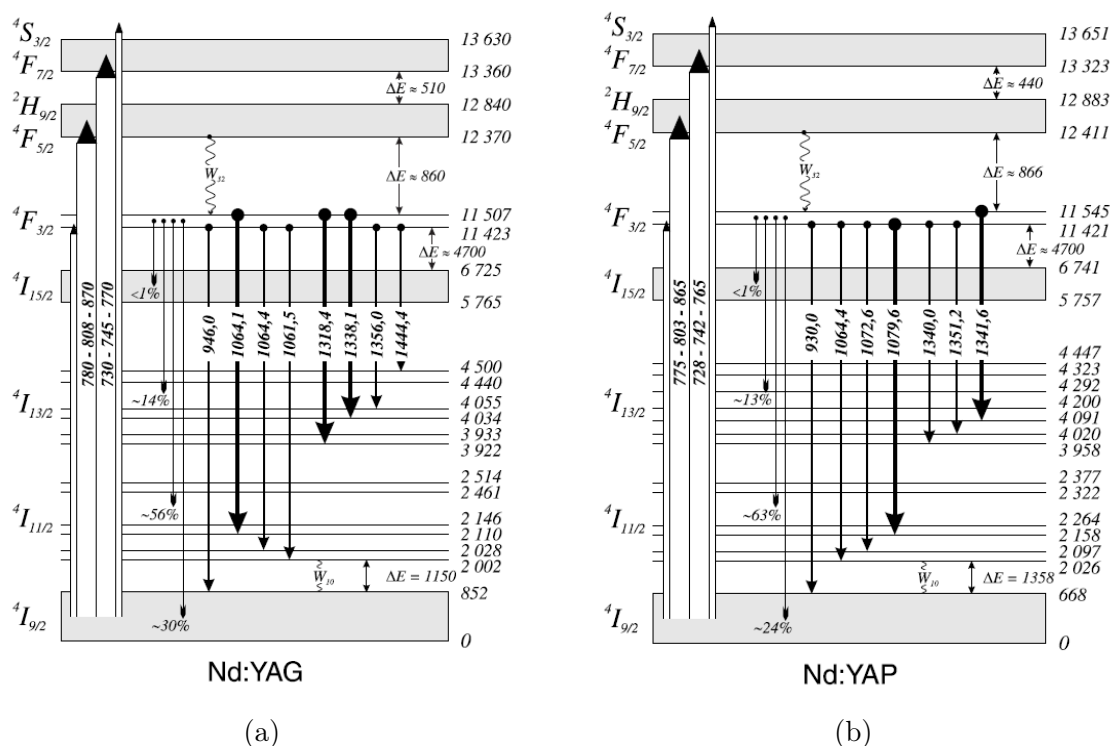
Schéma energetických hladin Nd:YAPu účastnících se přechodů pro laserovou generaci je na Obr. 1.4b. Lze si všimnout, že zúčastněné hladiny jsou stejné jako v případě Nd:YAGu, mírně se liší pouze vlnové délky generovaného záření. Důležité je zmínit, že emisní účinné průřezy jsou kvůli anizotropii závislé na polarizaci interagujícího záření. Pro záření polarizované podél krystalografického směru *c* základní krystalické mřížky je zisk maximální v oblasti 1,064 μm, je však oproti Nd:YAGu pouze poloviční [4, str. 42]. V případě polarizace ve směru *b* je zisk nejvyšší na vlnové délce 1,075 μm a je srovnatelný se ziskem Nd:YAGu na 1,064 μm [4, str. 42]. Nd:YAP má obecně velký emisní průřez také na vlnové délce 1341 nm, díky čemuž je toto aktivní prostředí dnes jedno z nejvyužívanějších ke generaci vysokovýkonného laserového záření v oblasti 1,3 μm [13]. Některé z experimentů s výbojovým čerpáním také ukázaly, že v této oblasti je Nd:YAP dokonce účinnější než Nd:YAG i přes nižší dobu života na horní hladině [14].

Stejně jako Nd:YAG je také Nd:YAP vhodný pro diodové čerpání. Pro čerpací záření polarizované podél krystalografického směru *a* je významná absorpce v oblasti 807 – 809 nm [14]. Pro polarizaci ve směru *b* je vhodné použít čerpací vlnovou délku 813 nm, pro směr *c* lze využít záření s vlnovou délkou 803 nm [14]. Všechny zmíněné vlnové délky čerpacího záření umožňují přechod na čerpací hladinu <sup>4</sup>F<sub>5/2</sub>.



	Nd:YAG	Nd:YAP
chemický vzorec [-]	Nd <sup>3+</sup> : Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	Nd <sup>3+</sup> : YAlO <sub>3</sub>
hustota [g/cm <sup>3</sup> ]	4,56	5,35
teplota tání [°C]	1970	1870
fluorescenční doba života [μs]	260 (1 at. % Nd/Y)	156 (1 at. % Nd/Y)
index lomu [-]	1,816	1,929 (směr <i>a</i> ) 1,943 (směr <i>b</i> ) 1,952 (směr <i>c</i> )
tepelná vodivost [Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	13	11

Tab. 1.1: Vybrané fyzikální vlastnosti aktivních krystalů Nd:YAG a Nd:YAP [7].


 Obr. 1.4: Schéma významných energetických hladin a přechodů v krystalu Nd:YAG (a), Nd:YAP (b) při teplotě  $T = 300$  K. Vlnová délka přechodů je udána v nanometrech, energie hladin v  $\text{cm}^{-1}$ . Procentuální hodnoty odpovídají pravděpodobnosti relaxace na danou hladinu. Převzato z [7].

## 1.4 Diodové čerpání

Polovodičové lasery umožňují na základě stimulované emise generovat monochromatické a směrové záření při rekombinaci páru elektron-díra na polovodičovém PN přechodu. Na rozdíl od pevnolátkových laserů v nich dochází k laserovému přechodu mezi valenčním a vodivostním pásem a kromě optického čerpání je lze čerpat také elektrickým proudem [5]. Ve druhém případě se polovodičové lasery nazývají laserovými diodami a inverze populace je v nich dosaženo průchodem dostatečně velkého elektrického proudu v propustném směru. Rezonátor je tvořen koncovými fazetami (odštěpenými hranami) polovodičového prostředí, lze však také použít zrcadla vně polovodičového materiálu jako v klasickém případě laserů [5]. Od 80. let, kdy se začaly rozvíjet epitaxní metody jako MBE a MOVPE, přišel rozvoj nových a levných polovodičových struktur, které mohly být díky vynalezení dvojité heterostruktury používány k laserové akci v kontinuálním režimu, při pokojové teplotě s vyšší účinností a nižším prahem [4, str. 340].

Dosažení různých hodnot čerpacího výkonu může být realizováno několika způsoby uspořádání laserových diod. Nejjednodušším z nich je použití jedné samostatné laserové diody vyzařující kolmo k laserovému přechodu eliptický paprsek, který poskytuje výkon až v jednotkách wattů [15]. Dále je možné z několika nezávislých laserových diod nanesených na jeden společný polovodičový substrát sestavit monolitické pole laserových diod s délkou laserového rezonátoru typicky 1 mm a šířkou 10 mm [15]. Výstupní výkon tohoto uspořádání laserových diod, které se obvykle používá pro optické čerpání, se pohybuje v řádech desítek až stovek wattů [15]. Skládáním těchto 1D polí je možné nakonec získat 2D strukturu emitorů o vysokém výstupním výkonu využívanou především pro kvazi-kontinuální provoz [1].

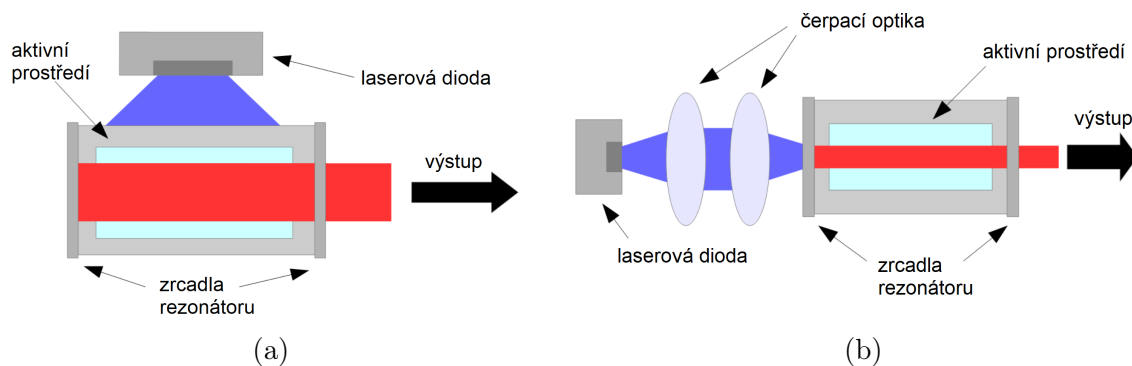
Jednou z výhod čerpání laserovými diodami je monochromaticnost. Při správné volbě laserové diody lze docílit překryvu celého spektra čerpacího záření s absorpčním pásem aktivního prostředí, a dosáhnout tak vysoké účinnosti laserové generace bez nadbytečného vzniku tepla. Příkladem může být právě Nd:YAG, jehož 2 nm široká absorpční čára na vlnové délce 808 nm se téměř shoduje se spektrální šířkou záření určité laserové diody. Jedna z prvních takových laserových diod byla AlGaAs dioda, která je vhodná právě pro čerpání neodymových laserů [16].

Další předností je směrovost záření laserové diody, díky které je možné různými konfiguracemi a optimalizacemi optických prvků poskytnout laserové záření s patřičnou výstupní charakteristikou pro konkrétní využití. V nejjednodušším případě může být aktivní prostředí čerpáno zářením vycházejícím přímo z diody. Parametr, který definuje účinnost a výstupní výkon generovaného záření, je prostorový překryv čerpacího a generovaného svazku, a proto je vhodné, aby byl čerpací svazek tvarován pomocí optických prvků jako například čočky (achromatické, asférické, válcové, ...), které mají vysokou numerickou aperturu a minimální aberace [1, 4]. Nevýhodou jsou však ztráty energie a možné zhoršení kvality čerpacího svazku vlivem aberací na těchto prvcích. Fokusací čerpacího záření do aktivního prostředí lze snáze dosáhnout prahu generace a vyšší účinnosti. Pokud je však čerpací svazek větší než příčný mód rezonátoru, značná část inverze populace v aktivním prostředí se spotřebuje na emisi spontánní, čímž dochází ke snížení účinnosti laserového systému [4, str. 410].



Nevýhodou laserových diod může být relativně vysoká divergence kvůli malému emitoru záření [5] a k dosažení dobré účinnosti čerpání je potřeba svazek z laserové diody vhodně transformovat a navázat do aktivního prostředí. Obecně se používají dvě konfigurace čerpání, příčné a podélné. U příčného čerpání směřuje čerpací záření kolmo k ose rezonátoru, a je proto možné čerpat zářením s vyšší divergencí (viz Obr. 1.5a). Pro rovnoměrné čerpání se může okolo aktivního prostředí symetricky umístit více laserových diod. Často se využívá také konfigurace, kdy jsou laserové diody umístěny pouze na jedné straně aktivního prostředí, přičemž přilehlá hrana aktivního prostředí může být potažena antireflexní vrstvou a odlehlá strana naopak vrstvou reflexní ke zpětnému odrazu čerpacího záření do aktivního média [4, str. 140]. Kvůli možným fresnelovským odrazům je pro příčné čerpání nejvhodnější umístit laserové diody co nejbližší aktivnímu prostředí bez nutnosti použití dalších optických prvků [4, str. 140].

V případě podélného čerpání prochází čerpací záření aktivním prostředím rovnoběžně s osou rezonátoru, díky čemuž je snazší dosáhnout lepšího překryvu čerpacího a generovaného svazku (viz Obr. 1.5b). Aby byla využita většina čerpacího záření, volí se pro tuto konfiguraci aktivní prostředí s dlouhým podélným rozměrem, zároveň je však nutné, aby měl čerpací svazek malou divergenci [5]. Pro případy čerpání pomocí laserových diod, kdy je kvalita čerpacího svazku relativně nízká ( $M^2 > 100$ ), existuje optimální poměr mezi krčkem čerpacího svazku a krčkem generovaného svazku, který roste se zvětšujícím se parametrem kvality svazku  $M^2$ . Tento poměr roste také s rostoucím čerpacím výkonem, a závisí tedy rovněž na vznikajícím teple. Pro aktivní prostředí s vysokou absorpcí je navíc vhodné, aby byl krček čerpacího svazku co nejbližší vstupnímu čelu aktivního prostředí. Obecně je práh generace v případě podélného čerpání nižší v porovnání s čerpáním příčným [1, str. 232]. Na druhou stranu, nevýhodou konfigurace podélného čerpání oproti čerpání příčnému může být vyšší teplotní gradient vytvořený v aktivním prostředí během čerpání.



Obr. 1.5: Schémata dvou konfigurací čerpání pomocí laserové diody; (a) příčné, (b) podélné.

## 1.5 Režim Q-spínání

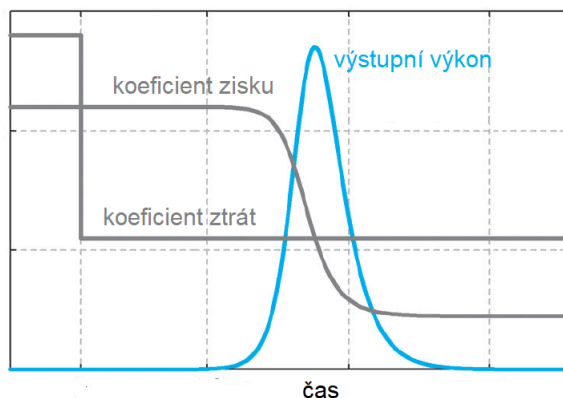
Laserový režim Q-spínání funguje na principu umělého zvýšení ztrát rezonátoru.<sup>2</sup> Pomocí tohoto režimu lze generovat krátké impulzy, v řádech nanosekund až pikosekund, s vysokou energií, což může být významné pro řadu laserových aplikací. Do systému jsou zavedeny ztráty, díky kterým je přerušena kladná zpětná vazba rezonátoru a extrakce energie záření stimulovanou emisí. Přitom dochází ke zvětšení inverze populace nad prahovou hodnotu, které by bylo dosaženo ve volně běžícím režimu [4, str. 488]. Ztráty jsou následně sníženy, čímž dojde k převládnutí zisku nad ztrátami a exponenciálnímu nárůstu intenzity generovaného záření a saturaci zisku. Vzhledem k přebytku kumulované inverze dochází k vyprazdňování horní hladiny a generaci záření velmi rychle (přibližně stovky oběhů rezonátorem), což se projeví vyzářením vysokoenergetického krátkého impulzu [17, str. 14]. Délka impulzu je tím kratší, čím vyšší je inverze populace těsně před snížením ztrát, přičemž v limitním případě, kdy se inverze blíží nekonečnu, odpovídá délka impulzu době života fotonu v rezonátoru:

$$\tau_r = -\frac{1}{\ln(R_1 R_2)} \frac{2L}{c}, \quad (1.5)$$

kde  $R_1$  a  $R_2$  jsou odrazivosti zrcadel rezonátoru, a  $L$  je délka rezonátoru [5]. Maximálního výstupního výkonu je dosaženo tehdy, když ztráty vlivem saturace opět vyrovnají zisk. Následně zisk opět klesá a ustaluje se na nové hodnotě pod úrovní ztrát (při vyšším  $Q$ ) [5]. Časový průběh koeficientu zisku, koeficientu ztrát a výstupního výkonu během jednoho cyklu Q-spínání je znázorněn na Obr. 1.6. Po ustálení dochází k opětovnému zvýšení ztrát, nárůstu inverze populace vlivem čerpání a dalšímu Q-spínání. Pokud je změna ztrát spínáním příliš pomalá, mohou se projevit nežádoucí jevy, například ve formě nestabilit generace (vypadávání impulzů, generace více impulzů atd.). Je-li v tomto případě doba náběhu inverze populace delší než doba sepnutí, ztráty ve chvíli maximální hustoty generovaných fotonů nebudou minimální a dojde k vyzáření jednoho delšího impulzu s relativně malou energií [4, str. 493]. V opačném případě dochází během sepnutí k vyzáření více impulzů [4, str. 493].

Generovaný impulz může extrahovat velkou část energie uložené v aktivním prostředí, proto je pro Q-spínání vhodné použít aktivního prostředí s vysokou schopností kumulovat energii. Tento požadavek splňují aktivní média s dlouhou dobou života na horní laserové hladině, řádově mikrosekundy až milisekundy. Z tohoto důvodu jsou pro Q-spínání vhodné pevnolátkové lasery, především s lanthanoidovými aktivními ionty (Er:sklo, Nd:YAG, Yb:YAG, ...) [3, str. 103]. Dlouhá doba života také umožňuje efektivně využít čerpací zdroje s nízkou opakovací frekvencí nebo s dlouhými impulzy, což je vhodné především pro laserové diody s nízkým čerpacím výkonem [17, str. 10]. Ke shromažďování energie v aktivním prostředí může napomáhat také vyšší dopace aktivních iontů [4, str. 60]. Na druhou stranu, příliš vysoký zisk, který je dán emisním průřezem, může omezit uloženou energii vlivem parazitním spontánní emise a pro zamezení tohoto předčasného vyzářování by musely být zvětšeny zavedené ztráty [17, str. 10].

<sup>2</sup>Název Q-spínání je spjat s činitelem jakosti  $Q$ , který je definován jako poměr energie uložené v rezonátoru a úbytku energie za dobu  $T/2\pi$ , kde  $T$  je perioda generovaného záření [5]. Zvýšení ztrát v rezonátoru tedy odpovídá snížení činitele jakosti  $Q$ .



Obr. 1.6: Časový průběh koeficientu zisku, koeficientu ztrát a výstupního výkonu během jednoho cyklu Q-spínání. Převzato z [17, str. 14], upraveno.

Na základě toho, jestli je pro řízení ztrát v rezonátoru nutno dodávat vnější energii, se Q-spínání dělí na aktivní a pasivní. V případě aktivních Q-spínačů se energie spotřebovává na vznik mechanické, elektrooptické, akustooptické nebo jiné akce modulující ztráty. Poměrně nenáročným způsobem je využití mechanické energie. Spínat tak lze například rotací zrcadla rezonátoru okolo osy kolmé k podélné ose rezonátoru. Tato metoda je nezávislá na polarizaci záření a lze ji použít pro libovolnou vlnovou délku [1, str. 323]. Rychlost otáčení, a tedy rychlost sepnutí je však omezená. Elektrooptické modulátory, využívající obvykle Pockelsův jev, obsahují nelineární krystal, ve kterém je přiložením dostatečného stejnosměrného napětí indukován dvojlom realizující spínání ztrát [1, str. 322]. Pomocí polarizačních filtrů uvnitř rezonátoru lze odfiltrovat část energie generovaného záření, jehož polarizace závisí právě na přiloženém napětí. Akustooptické modulátory oproti tomu využívají prostředí, ve kterém vyvolá procházející ultrazvuková vlna modulaci indexu lomu, což má za následek vznik difrakční struktury vychylující paprsek z osy rezonátoru [1, str. 324]. Elektrooptické modulátory musí být řízeny vysokým napětím, akustooptické modulátory vyžadují vysoké frekvence a poměrně velké výkony. To má značnou nevýhodu při budování kompaktních laserových systémů. K pasivnímu Q-spínání se využívají saturevatelné absorbéry, kterým je věnována následující kapitola 1.5.2.

### 1.5.1 Saturevatelné absorbéry

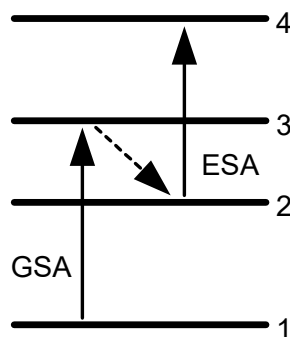
Saturevatelné absorbéry jsou pasivní Q-spínače, jejichž přednostmi jsou malý rozměr, robustnost, jednoduchost a nízké náklady v porovnání s aktivními Q-spínači, které vyžadují externí řízení [4, str. 523]. Spínání ztrát v rezonátoru je řízeno na základě nelineární absorpce závislé na intenzitě procházejícího záření. V prvním přiblížení si lze saturevatelný absorbér představit jako dvouhladinové médium, ve kterém dochází absorpcí záření k přechodu kvantových soustav na vyšší energetickou hladinu.

Počáteční transmitance absorbéru  $T_0$  a odrazivost výstupního zrcadla definuje ztráty a v momentě, kdy zisk prostřednictvím dostatečného čerpání tyto ztráty překoná, dojde k exponenciálnímu růstu intenzity záření uvnitř rezonátoru [18, str. 1026].

Dynamika procesu následně závisí na saturačních vlastnostech aktivního prostředí a absorbérů. S rostoucí intenzitou záření se dolní hladina absorbérů vyprazdňuje, čímž se hodnota jeho absorpce prudce snižuje a saturuje se až na nulovou hodnotu. Jelikož je v tomto okamžiku zisk mnohem vyšší než ztráty snížené vlivem saturace absorbérů, intenzita uvnitř rezonátoru začne narůstat mnohem rychleji než v předchozím případě exponenciálního růstu [18, str. 1027]. Následně dochází ke generaci Q-spínaného impulzu a saturaci zisku.

Pro správné fungování saturevatelného absorbérů pro Q-spínání je nutné, aby k saturaci ztrát absorbérů došlo dříve než k saturaci zisku aktivního prostředí. Tato podmínka se někdy nazývá druhou prahovou podmínkou a matematicky ji lze interpretovat jako  $\sigma_{AP}/\sigma_{SA} < 1$ , kde  $\sigma_{AP}$ , resp.  $\sigma_{SA}$  je absorpční průřez aktivního prostředí, resp. saturevatelného absorbérů [18, str. 1027]. Pokud by nastal případ, kdy se zisk aktivního prostředí saturuje dříve než ztráty absorbérů, dojde k laserové generaci ve volném režimu s odpovídajícími ztrátami definovanými počáteční transmitancí  $T_0$ . Zásadními parametry saturevatelného absorbérů jsou nízká saturační intenzita a dostatečně dlouhá doba života na horní hladině absorbérů. Zisk i ztráty se pro různé příčné módy mohou lišit, a lze takto poměrně snadno dosáhnout jednomódové generace [1, str. 327].

V realističtějších případech se saturevatelný absorbér chová jako čtyřhladinový systém (viz Obr. 1.7), jehož absorpce je i při saturaci nenulová [4, str. 524]. Ze základní hladiny (1) dochází absorpcí záření k přechodu na metastabilní hladinu (3), ze které nastává rychlý nezářivý přechod na excitovanou hladinu (2). Tento proces je charakterizován absorpčním průřezem v základním stavu  $\sigma_{GSA}$  (Ground State Absorption). Z hladiny (2) však může dále docházet k parazitní excitaci na hladinu (4), čímž je populace na hladině (2) snižována. Tento přechod je charakterizován absorpčním průřezem v excitovaném stavu  $\sigma_{ESA}$  (Excited State Absorption). Zatímco s rostoucím  $\sigma_{GSA}$  klesá počáteční transmitance  $T_0$ , rostoucí  $\sigma_{ESA}$  implikuje pokles transmitance při saturaci absorbérů  $T_s < 100\%$  [4, str. 524]. Médium lze použít jako saturevatelný absorbér pouze v případě, kdy  $\sigma_{ESA}/\sigma_{GSA} < 1$  [4, str. 524].



Obr. 1.7: Ilustrace saturevatelného absorbérů jako čtyřhladinového prostředí.

V závislosti na době zotavení  $\tau_r$ , tj. doba, ze které poklesne hodnota transmitance z  $T_s$  opět na  $T_0$ , vzhledem k době vybudování Q-spínaného impulzu  $\tau$  můžeme rozlišovat dva případy. Pokud platí  $\tau_r > \tau$ , jedná se o tzv. pomalý saturevatelný absorbér, který

je charakteristický pro vysoké výstupní energie a krátké impulzy [19]. V tomto případě jsou ztráty jistou dobu nízké, čímž dochází k tvarování impulzu na náběžné hraně [17, str. 38]. V opačném případě  $\tau_r < \tau$  jde o rychlé absorbéry, vhodné pro dosažení vysoké opakovací frekvence [19]. Ke generaci krátkých impulzů se využívají především při metodě synchronizaci módů [19].

Jako satureovatelné absorbéry se dříve používala satureovatelná barviva ve vhodném rozpouštědle, která však podléhala fotochemické degradaci a bylo možné je využít spíše při nízkých středních výkonech [1, str. 327]. Existují také plynné absorbéry ( $\text{SF}_6$ ) vhodné pro  $\text{CO}_2$  lasery [1, str. 326]. Dnes se často využívají absorbéry v pevné fázi. Jedná se například o krystalické nebo skleněné materiály s ionty přechodných prvků, jako jsou V:YAG nebo Cr:YAG, které jsou obvykle vloženy na výstupním konci aktivním prostředím, jelikož často nejsou propustné pro čerpací záření [17, str. 21].

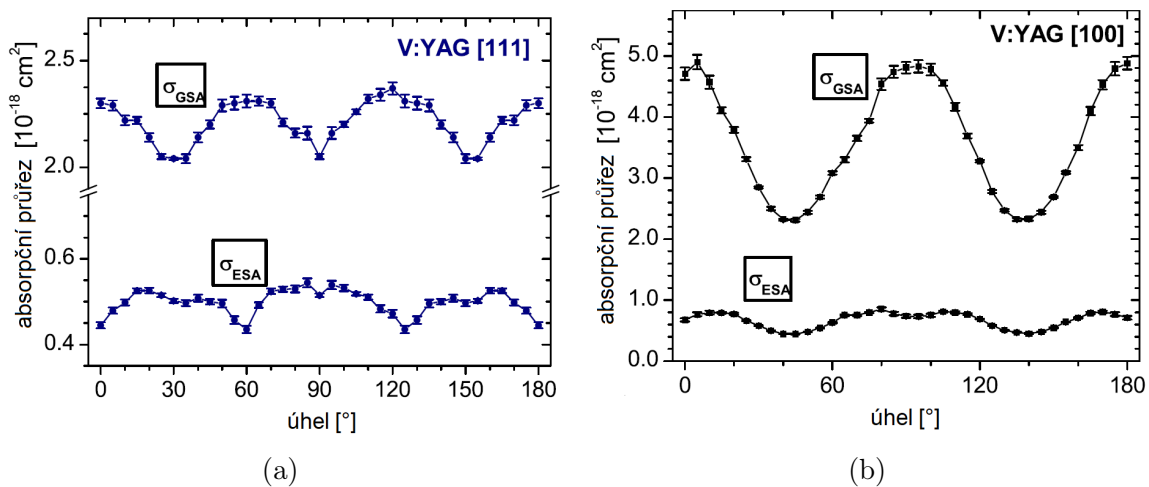
### 1.5.2 Satureovatelný absorbér V:YAG

Krystal V:YAG vykazuje absorpci v širokém spektrálním rozsahu, přibližně 300 – 1400 nm [9, 20]. V mřížce krystalu YAG může mít vanad všechny své valence, tj.  $\text{V}^{5+}$ ,  $\text{V}^{4+}$ ,  $\text{V}^{3+}$  a  $\text{V}^{2+}$ , pro Q-spínání laserových systémů s ionty neodymu je však důležitá satureovatelná absorpce v oblasti vlnových délek přibližně 1 – 1,4  $\mu\text{m}$ , na které se podílejí trojmocné ionty vanadu [20]. Ty se mohou vyskytovat v oktaedrických i v tetraedrických koordinovaných polohách, přičemž právě druhý případ je atraktivní pro režim Q-spínání v blízké infračervené oblasti [21]. Během pěstování krystalu V:YAG (typicky Czochralského metodou) vzniká pouze malá část iontů  $\text{V}^{3+}$ . Jejich koncentraci však lze zvýšit porůstovým termochemickým opracováním [20]. Vlivem žíhání na vzduchu však může dojít k poklesu některých absorpčních maxim, a z tohoto důvodu se žíhání často provádí v ochranné atmosféře vodíku, což tento nežádoucí vliv do značné míry snižuje [21]. Na způsobu pěstování a následném ošetření vzorku závisí také úroveň parazitních nesatureovatelných ztrát [20].

Oproti běžnějšímu satureovatelnému absorbéru Cr:YAG, který je vhodný pro Q-spínání v oblasti 1  $\mu\text{m}$ , má V:YAG kratší dobu zotavení a je spíše řazen mezi rychlé absorbéry [9]. Doba vybudování impulzu při Q-spínání však závisí také na době oběhu fotonu rezonátorem, a pro mikročipové nebo jiné kompaktní systémy se tak V:YAG může chovat spíše jako pomalý. Vybrané fyzikální vlastnosti satureovatelného absorbéru V:YAG pro absorbované záření na vlnové délce 1,06  $\mu\text{m}$  a 1,3  $\mu\text{m}$  jsou uvedeny v Tab. 1.2. Přestože je V:YAG izotropní, vykazuje anizotropní chování absorpce v excitovaném stavu. Jak lze vidět na Obr. 1.8, modulace absorpčních průřezů v excitovaném stavu v závislosti na polarizaci absorbovaného záření se pro různé orientace liší. Modulace rozšířenějšího satureovatelného absorbéru V:YAG s orientací [111] je rychlejší a má menší amplitudu, což může způsobit větší nestabilitu polarizace výstupního záření, a to především s izotropním aktivním prostředím, jako je Nd:YAG. Od V:YAGu s orientací [100] bychom tedy mohli očekávat lepší výsledky, co se stability polarizace týče.

	V:YAG (1,06 $\mu\text{m}$ )	V:YAG (1,3 $\mu\text{m}$ )
abs. průřez v základním stavu [ $\text{cm}^2$ ]	$3 \cdot 10^{-18}$	$7,2 \cdot 10^{-18}$
abs. průřez v excitovaném stavu [ $\text{cm}^2$ ]	$1,4 \cdot 10^{-19}$	$7,4 \cdot 10^{-19}$
saturační intenzita [ $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ]	10 – 30	10 – 30
doba zotavení [ns]	5 – 22	5 – 22

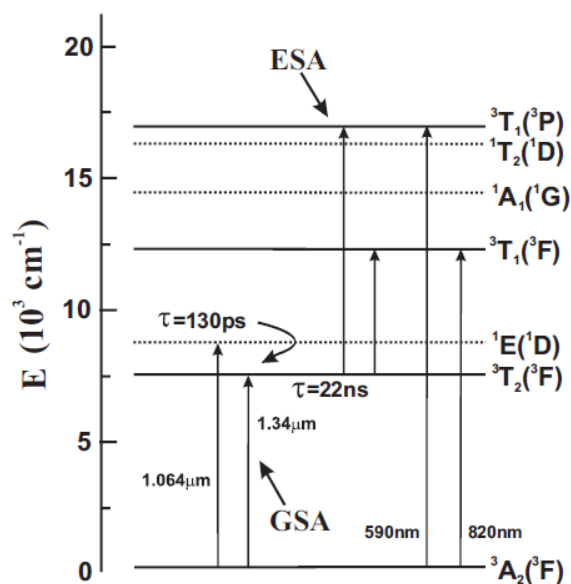
Tab. 1.2: Vybrané fyzikální vlastnosti saturevatelného absorberu V:YAG pro nepolarizované absorbované záření na vlnové délce 1,06  $\mu\text{m}$  a 1,3  $\mu\text{m}$  [9, 22].



Obr. 1.8: Závislost absorpčního průřezu v základním ( $\sigma_{GSA}$ ) a excitovaném ( $\sigma_{ESA}$ ) stavu krystalu V:YAG na úhlu polarizace absorbovaného záření pro podélný řez krystalu ve směru [111] (a), ve směru [100] (b) [23].

Schéma energetických hladin a odpovídajících přechodů v krystalu V:YAG je znázorněno na Obr. 1.9. Toto médium má pět hlavních absorpčních maxim. První z nich, na vlnové délce 424 nm, je zprostředkován oktaedrickými trojmocnými ionty vanadu [21, 24]. Tetraedrické ionty se podílejí na přechodech  ${}^3A_2({}^3F) \rightarrow {}^3T_1({}^3F)$  s maximem na 825 nm,  ${}^3A_2({}^3F) \rightarrow {}^1E({}^1D)$  s maximem přibližně na 1135 – 1150 nm a  ${}^3A_2({}^3F) \rightarrow {}^3T_2({}^3F)$  s maximem v oblasti 1330 – 1350 nm [23, 24]. Absorpční maximum v oblasti okolo 600 nm je zprostředkováno oktaedrickými i tetraedrickými ionty vanadu [24]. Nad 1600 nm již dále k absorpci nedochází [21].

Krystal V:YAG jako saturevatelný absorber lze použít například pro lasery Nd:YAG, Nd:YAP a Nd:YVO<sub>4</sub> (1,06  $\mu\text{m}$ , 1,3  $\mu\text{m}$ , 1,44  $\mu\text{m}$ ) nebo Cr:LiCAF (760 – 800 nm) [21].



Obr. 1.9: Schéma energetických hladin saturovatelného absorpčního V:YAG. Převzato z [9], upraveno.

## 1.6 Kompaktnost laserového systému

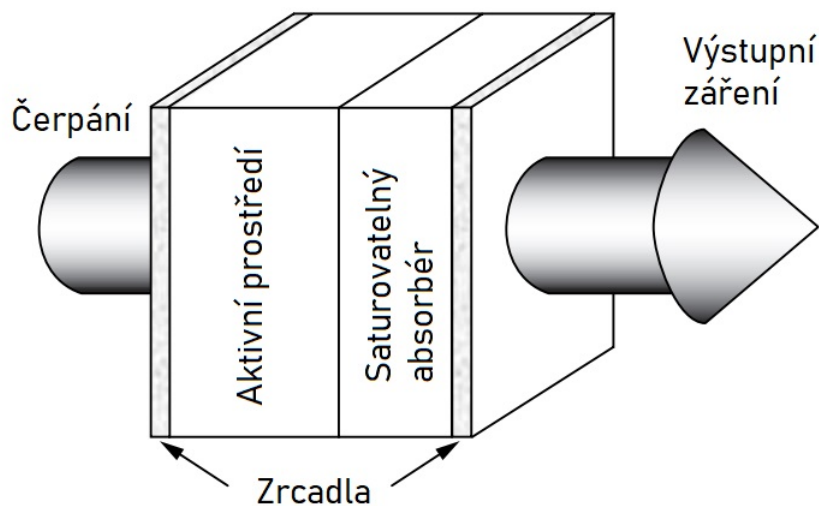
Malé laserové systémy, od kterých je požadována snadná konstrukce a levná výroba, mohou mít širokou škálu uplatnění. Konstrukce kompaktních a robustních laserových systémů je proto důležitým tématem v aplikacích laserů. Jeden z možných konstrukčních návrhů takovýchto laserů vychází z geometrie pevnolátkových mikročipových laserů. Aktivní prostředí mikročipového laseru tvoří krystalická látka s rozměry v jednotkách nebo dokonce ve zlomcích milimetrů [10]. Koncentrace aktivátorů bývá často vyšší oproti běžnému případu kvůli zefektivnění absorpce čerpacího záření na malý objem mikročipového krystalu [10]. Zrcadla rezonátoru jsou planoparalelní a nanesena přímo na čela aktivního prostředí. Ke stabilitě takového rezonátoru napomáhá termická čočka vzniklá v aktivním prostředí během čerpání, které je zprostředkováno pomocí laserové diody, nejčastěji v podélné konfiguraci [10]. Vhodnými zástupci aktivního prostředí pro takovéto lasery jsou například krystaly dopované ionty neodymu jako Nd:YAG, Nd:YAP nebo Nd:YVO<sub>4</sub> [5].

Kompaktní čerpací systém je možné realizovat pomocí laserové diody a vhodných optických prvků pro přenos záření do aktivního prostředí. Laserové diody pracují při malém napětí a jejich životnost, která dosahuje až desítek tisíc hodin, je mnohem delší než v případě výbojek [3, str. 54]. Vhodné je jejich použití v pulzním režimu s nižší opakovací frekvencí, což snižuje nároky na chladicí systém. Chlazení může být realizováno pomocí plátku materiálu nedopované matrice na jednom nebo obou koncích aktivního prostředí [10]. Při nízkém výkonu čerpání je dostatečné chlazení na základě prostupu tepla mezi aktivním prostředím a jeho úchytem [5]. Čerpací systém pro podélné čerpání může obsahovat optické vlákno a soustavu čoček, které kromě přenosu umožňují také



tvarování čerpacího svazku. Vhodnou kombinací ohniskových vzdáleností čoček a jejich vzájemných poloh lze měnit velikost a polohu čerpacího svazku v aktivním prostředí, což má vliv na práh generace nebo energii generovaného impulsu například v režimu Q-spínání [5]. Průchod čerpacího svazku čočkami je však doprovázen aberacemi, které mohou zhoršit kvalitu čerpacího svazku. V případě diodového čerpání jde především o otvorovou vadu. K zamezení tohoto nežádoucího jevu lze použít asférické čočky, jejichž povrchový profil nemá sférický ani válcový tvar [5]. Asférický povrch je rotačně symetrický a rovnice pro jeho popis má tradičně formu kuželosečky s polynomem sudého řádu [25, str. 61]. Výhodou takových čoček je také fakt, že numerická apertura asférické čočky dané velikosti bývá vyšší než v případě například sférické čočky o stejných rozměrech.

Mnohem atraktivnější jsou mikročipové a kompaktní lasery v režimu Q-spínání, které mohou poskytovat vysokoenergetické impulzy. Protože je rezonátor mikročipového laseru krátký v porovnání s klasickými lasery, lze v režimu Q-spínání generovat impulzy s délkami v řádech nanosekund nebo kratšími [5]. Krátký rezonátor rovněž vede k větší vzdálenosti mezi podélnými módy rezonátoru, a protože jsou obvykle oproti klasickému případu kratší také příčné rozměry, je možné generovat záření s jedním módem v příčném i podélném směru [8]. Z důvodu jednoduchosti konstrukce a robustnosti se ke Q-spínání používá saturevatelný absorbér, který může být v případě mikročipových laserů difúzně spojen s aktivním prostředím, jak je znázorněno na Obr. 1.10. Technologie spojení je však často komplikovaná, nákladná a může vést ke změně parametrů saturevatelného absorbéru jako například počáteční transmitance. U kompaktních pevnolátkových laserů nemusí být nutně absorbér s aktivním prostředím spojen, což navíc umožňuje konstrukční variabilitu a optimalizaci výstupních parametrů laseru. Také existují materiály, které mohou mít zároveň roli aktivního prostředí i saturevatelného absorbéru [10].

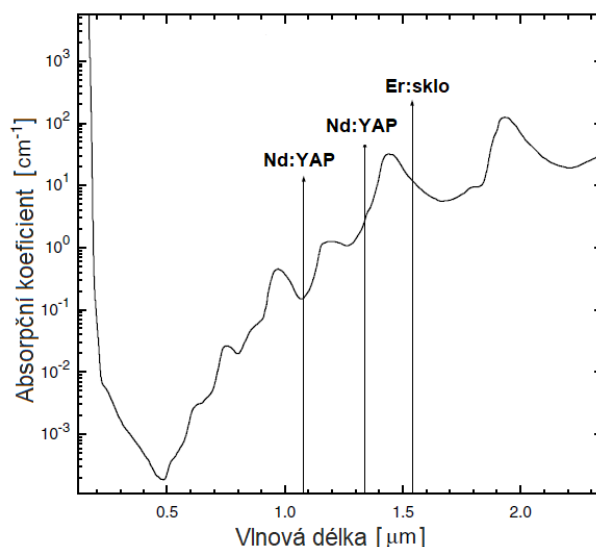


Obr. 1.10: Schéma Q-spínaného mikročipového laseru. Převzato z [10], upraveno.



## 1.7 Záření ve spektrální oblasti 1,3 $\mu\text{m}$

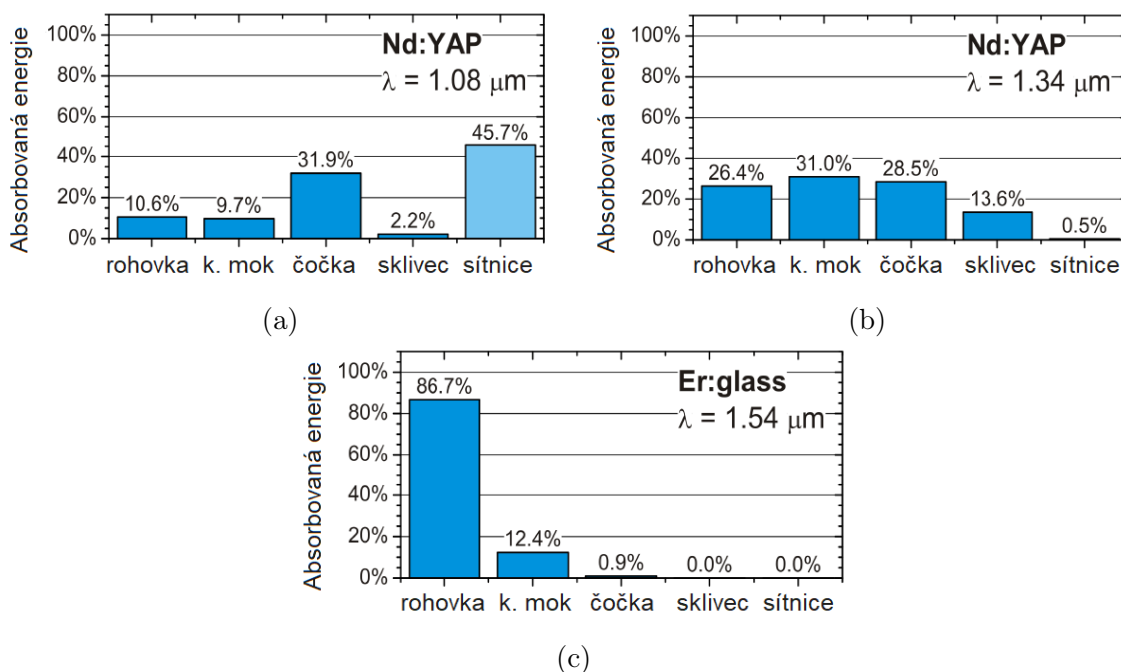
Standardně generují neodymové lasery záření v oblasti okolo 1  $\mu\text{m}$ . Při provozu těchto laserů je důležité dodržovat speciální bezpečnostní opatření, jelikož v některých aplikacích je obtížné zamezit expozici osob tímto laserovým zářením (dálkoměry, lidary, optické komunikace, ...) [15]. Jedno z největších rizik je poškození oční tkáně (především sítnice). Vlnová délka je obvykle jediným parametrem, který lze upravit bez nutnosti snížení výkonu [26]. Za účelem zvýšení bezpečnosti oka se využívají tzv. *eye safe* (oku bezpečné) lasery, což jsou lasery generující záření s vlnovou délkou větší než 1,4  $\mu\text{m}$ , pro které je absorpce ve vodě relativně vysoká, a riziko prostupu záření až na sítnici oka se tímto snižuje [15]. Jako aktivátory v této oblasti se hojně využívají například ionty Ho, Er nebo Tm umožňující generaci v oblasti 1,5 – 2,1  $\mu\text{m}$  [26]. Expoziční limit takového záření je až o sedm řádů vyšší než pro záření v oblasti 1  $\mu\text{m}$ , avšak pro mnoho aplikací se lasery se zmíněnými ionty nevyrovnají právě neodymovým laserům, které jsou vhodné např. pro často potřebné Q-spínání [27]. Jako kompromis mohou být použity neodymové lasery se zářením v oblasti 1,3  $\mu\text{m}$ , tedy mimo oku bezpečnou oblast, přesto však s expozičním limitem stále o tři řády vyšším než standardní neodymové lasery [27]. Na Obr. 1.11 je znázorněna spektrální závislost absorpčního koeficientu vody s vyznačením tří případů laserového záření; Nd:YAP na vlnových délkách 1,08  $\mu\text{m}$ , 1,34  $\mu\text{m}$  a oku bezpečný laser Er:sklo na 1,54  $\mu\text{m}$ .



Obr. 1.11: Absorpční koeficient vody v závislosti na vlnové délce průchozího záření. Převzato z [28], upraveno.

Zatímco přední části oka jako rohovka, komorová voda, čočka nebo sklivec obsahují vysoký podíl molekul vody a jsou transparentní pro viditelné až blízké infračervené záření, sítnice a duhovka obsahující melanin, hemoglobin a xantofyl záření z viditelné oblasti absorbují [28]. Obr. 1.12 ilustruje absorpci energie záření pro tři výše zmíněné vlnové délky v jednotlivých částech oka. Je zřejmé, že v případě oku bezpečných laserů je většina energie pohlcena přední částí a sítnice tak zůstává neporušená. Při vyšších

výkonech však může nastat poranění rohovky vlivem zvýšené tvorby tepla při absorpci záření. Tento případ se týká především vlnových délek v blízkosti maxim absorpce rohovky na  $3 \mu\text{m}$  a  $10 \mu\text{m}$  [15]. V případě oblasti  $1 \mu\text{m}$  jsou přední části oka pro záření průhledné a velká část záření je absorbována právě sítnicí, což nese vysoké riziko nevratného poranění oka. Oproti předchozím dvěma hraničním případům je záření  $1,3 \mu\text{m}$  ve vnitřních částech oka absorbováno relativně rovnoměrně, díky čemuž je zmírněno riziko poranění vlivem tepla. Na sítnici navíc dopadá zhruba pouhých 0,5 % vstupní energie oproti  $\sim 46 \%$ , které dopadá na sítnici v případě záření ze standardní oblasti  $1 \mu\text{m}$ .



Obr. 1.12: Energie záření absorbovaná jednotlivými částmi oka (rohovka, komorový mok, čočka, sklivec, sítnice) pro tři vlnové délky: Nd:YAP  $1,08 \mu\text{m}$  (a), Nd:YAP  $1,34 \mu\text{m}$  (b), Er:sklo  $1,54 \mu\text{m}$  (c). Převzato z [27], upraveno.

### 1.7.1 Aplikace záření z oblasti $1,3 \mu\text{m}$

Záření z oblasti  $1,3 \mu\text{m}$  splňuje určité požadavky na bezpečnost oka, což může být využito v aplikacích, kde je potřeba záření šířit ve volném prostoru. Nabízí se tak jeho využití v systémech měření vzdálenosti pomocí techniky doby šíření. Principem takovýchto systémů je vyslání směrového laserového impulzu, který je následně odražen od překážky zpět. Navracený impulz je přes sběrnou optiku přijímán detektorem, například lavinovou fotodiodou, k vyhodnocení doby šíření [29]. Pro konstrukci těchto systémů hraje důležitou roli také fakt, že záření v oblasti přibližně od  $1,33 \mu\text{m}$  je velmi dobře absorbováno po průchodu silnou vrstvou atmosféry. Díky tomu je parazitní záření putující ze slunce přes atmosféru absorbováno, a tyto laserové měřicí systémy tak mohou být efektivní a vhodné na měření větších vzdáleností dokonce při intenzivním slunečním světle [10]. Pro měření vzdálenosti těmito metodami je nutné, aby byly im-

pulzy použitého záření stabilní a měly dobře definovaný tvar. Vypočtená vzdálenost je navíc přesnější s počtem opakování měření, z čehož vyplývá nárok na vysokou opakovací frekvenci. Krátkých impulzů generovaných s relativně vysokou opakovací frekvencí je možné dosáhnout právě pomocí Q-spínaných pevnolátkových laserů s krátkým rezonátorem. Mechanismus na bázi měření doby šíření může sloužit například v robotice pro identifikaci cíle, k 3D mapování okolí, monitorování atmosféry (rozptyly mraků, aerosolů) a dálkovému průzkumu Země [10, 30]. Kompaktní systémy lze využít jako vojenské nebo vesmírné dálkoměry [4, str. 7].

Díky krátkým impulzům v kompaktních systémech pomocí pasivního Q-spínání lze dosáhnout dostatečně velkých intenzit k vyvolání nelineárních jevů. Takové systémy mohou být vhodné jako laboratorní zdroje čerpání pro optickou parametrickou generaci nebo Ramanův jev [10]. Zajímavější mohou být aplikace zaměřené na identifikaci materiálu. Jednou z těchto metod je spektroskopie laserem buzeného plazmatu (LIBS). Laserový svazek může být fokusován do bodu o průměru v řádech jednoho mikrometru, čímž lze dostat intenzity přesahující  $1 \text{ TW}/\text{cm}^2$ , které jsou dostačující k vybuzení plazmatu v kovech nebo jiných pevných látkách [10]. Dochází tak ke vzniku vysoce excitovaných iontů, díky kterým následně po jejich rekombinaci vzniká záření se spektrem charakteristickým pro danou látku. Rozklad plazmatu probíhá v řádech desítek nanosekund, což umožňuje měřit i nízké koncentrace kovů bez pomocných technik, jako je časové nebo prostorové hradlování, které používají konvenční LIBS systémy [10]. Se zvyšujícím se výkonem laserového záření roste citlivost metody a rozmanitost materiálů, které lze zkoumat [10]. LIBS je možné využívat například k identifikaci kontaminantů těžkých kovů nebo k monitorování odpadních vod [10].

Laserové záření v oblasti  $1,3 \mu\text{m}$  je stále předmětem zájmu také kvůli nově vznikajícím aplikacím v medicíně. Jeho přednostmi mohou být v tomto případě již zmíněné příhodné absorpční vlastnosti ve vodě obsažené ve většině lidských tkání. Záření tak lze využít v oblastech laserové terapie, neurochirurgie nebo také k zástavě krvácení a odstraňování patologických tkání [13]. Stejně jako jiné laserové záření patří mezi možné aplikace také opracování materiálů (mikroobrábění, značení) nebo využití v optických a vláknových komunikacích [4, str. 7].

### 1.7.2 Kompaktní zdroje záření z oblasti $1,3 \mu\text{m}$

Kompaktní laserové zdroje záření generující krátké impulzy mimo spektrální oblast  $1 \mu\text{m}$  nejsou příliš rozšířené a dosavadní řešení spočívalo především v pevnolátkových mikročipových laserech. Často se jedná o lasery na bázi kompozitního krystalu Nd:YAG/V:YAG, se kterými lze dosáhnout krátkých Q-spínaných impulzů v oblasti  $1,3 \mu\text{m}$ . Zdroje [31, 32] uvádí podélně diodově čerpaný mikročipový laser, který byl vytvořen spojením nedopovaného matrice YAG, aktivního prostředí Nd:YAG a saturetelného absorbéru V:YAG v jeden monolitický celek. Čerpací zrcadlo bylo napařeno na jedno čelo nedopované koncovky matrice, zrcadlo výstupní bylo nanášeno na čelo krystalu V:YAG. K čerpání bylo použito záření laserové diody s vlnovou délkou 808 nm a maximálním výstupním výkonem 20 W, které bylo do aktivního prostředí navedeno přes optické vlákno s průměrem jádra  $400 \mu\text{m}$  a dvojicí achromatických čoček. Tento mikročipový laser s podélným rozměrem  $16,7 \text{ mm}$  poskytoval  $6,2 \text{ ns}$  dlouhé impulzy s

energií 130  $\mu\text{J}$  a hustotou špičkového výkonu 0,83  $\text{GW}/\text{cm}^2$ . Vlnová délka generovaného záření byla 1338 nm. Volbou jiných vhodných zrcadel rezonátoru lze při stejném uspořádání mikročipového laseru Nd:YAG/V:YAG generovat také záření na vlnové délce 1444 nm [33].

Flexibilita výstupních parametrů mikročipových laserů je značně omezena robustní monolitickou konstrukcí. Byly proto zkoumány také jiné konstrukční varianty na bázi mikročipových laserů založené na oddělení aktivního prostředí a satureovatelného absorberu (případně i zrcadel rezonátoru) [34, 35]. Jeden z takovýchto laserů je kompaktní laser Nd:YAG/V:YAG generující na vlnové délce 1318 nm [34]. Tento laser byl čerpán obdobným způsobem uvedeným výše, s tím rozdílem, že místo achromatických čoček byly k fokusaci čerpacího záření do aktivního prostředí použity menší asférické čočky se schopností omezit sférické aberace. Tento laser generoval Q-spínané impulzy dlouhé 15,7 ns, s energií 151  $\mu\text{J}$  a špičkovým výkonem 9,6 kW. Návrhy kompaktního laseru dle [34] rovněž napomohly ke konstrukci kompaktních laserů Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG, o kterých pojednává experimentální část této práce.

## Část II

# Experimentální část - materiály a metody

## 2 Spektroskopické vlastnosti krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG

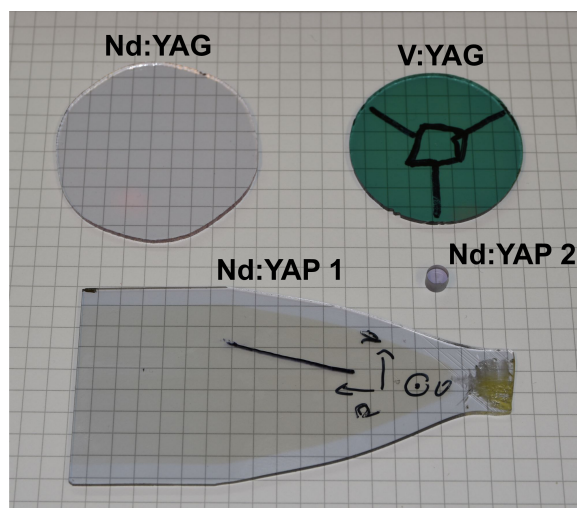
Spektroskopická charakterizace dvou aktivních prostředí Nd:YAG a Nd:YAP zahrnovala měření jejich absorpčních a emisních spekter a doby života na horní laserové hladině. Rovněž bylo cílem naměřit absorpční spektrum vzorku V:YAG, který je využíván jako satureovatelný absorbér v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Měření spektroskopických vlastností jmenovaných krystalů sloužilo k nalezení jejich vhodné čerpací vlnové délky a předpokládané oblasti emise, jelikož dále v experimentální části práce byly krystaly tohoto typu použity k sestavení kompaktních Q-spínaných laserů Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG generujících záření v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Absorpční spektra byla měřena pomocí spektrometru Shimadzu a spektrometru Nicolet. K zaznamenávání emisních spekter sloužily dva mřížkové spektrometry. V této kapitole jsou popsány všechny zkoumané vzorky a měřicí metody.

### 2.1 Zkoumané vzorky

Pro experiment byly použity vzorky krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG, jejichž fotografie je na Obr. 2.1. Vzorky pro tato měření zapůjčila firma Crytur, Turnov. Fyzikální vlastnosti vzorků potřebné pro další zpracování měřených spekter jsou uvedeny v Tab. 2.1. Na povrchu vzorku Nd:YAP 1 byly vyznačeny krystalografické směry  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , které bylo potřeba znát kvůli anizotropním vlastnostem vzorku, jelikož absorpční, resp. emisní spektra se mohou lišit v závislosti na polarizaci absorbovaného, resp. emitovaného záření. Tvar vzorku Nd:YAP 1 neumožňoval zkoumat absorpční spektrum při polarizaci zdrojového záření podél směru  $c$ , jelikož zdrojové záření směřovalo vždy v tomto krystalografickém směru. Z tohoto důvodu byl pro měření absorpce použit další vzorek Nd:YAP 2 válcového tvaru s podélným řezem ve směru  $b$ , se stejnou koncentrací iontů neodymu 0,9 at. % a tloušťkou 4 mm.

	Nd:YAG	Nd:YAP 1	V:YAG
$c_{at}$ [at. %]	1,1 (Nd/Y)	0,9 (Nd/Y)	/
$d$ [mm]	1,91	1,75	1,91
$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	4,56	5,35	4,56
$n$ [-]	3	1	3
$M_r$ [-]	593,62	163,89	593,62

Tab. 2.1: Vybrané fyzikální vlastnosti použitých vzorků Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG; atomární koncentrace příměsi  $c_{at}$ , tloušťka vzorku  $d$ , hustota matrice  $\rho$ , počet atomů Y v molekule krystalu YAG/YAP  $n$ , relativní molekulová hmotnost matrice  $M_r$ .



Obr. 2.1: Fotografie použitých vzorků Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG.

## 2.2 Absorpční spektrum - spektrometr Shimadzu

Absorpční spektra vzorků byla nejprve měřena pomocí spektrometru Shimadzu UV-3600, který zaznamenával transmitanci vzorků v závislosti na vlnové délce procházejícího zdrojového záření. Spektrometr obsahoval dva zdroje záření, tři detektory a dvě mřížky. Do 310 nm byla jako zdroj záření použita deuteriová lampa, pro vyšší vlnové délky potom lampa wolframová. Do vlnové délky 850 nm bylo záření prošlé vzorkem detekováno fotonásobičem, do 1800 nm InGaAs diodou a výše PbS fotoodporem. Vlnová délka, při které proběhla výměna mřížky, byla rovněž 850 nm. Rychlost měření byla nastavena na střední (medium).

- **Nd:YAG:** Přehledové absorpční spektrum v oblasti vlnových délek přibližně 400 – 950 nm bylo nejprve proměřováno s rozlišením 1 nm a vzorkováním 0,2 nm. S jemnějším rozlišením 0,2 nm a vzorkováním 0,05 nm byla následně podrobněji zkoumána užší spektrální oblast vlnových délek okolo 800 nm, která je významná

pro optické čerpání Nd:YAGu. V této užší spektrální oblasti bylo měření opakováno také s rozlišením 2 nm a vzorkováním 0,05 nm. Tímto posledním případem bylo demonstrováno měření absorpčního spektra, které je nejbližší spektrální šířce záření emitovaného pomocí použité čerpací AlGaAs laserové diody (viz kapitola 3.2).

- **Nd:YAP:** Měření bylo totožné jako u krystalu Nd:YAG. Vzhledem k anizotropii v absorpci tohoto materiálu byl navíc použit polarizátor Edmund Optics UBB01A VC2 4500286809 P1933-071-10, který byl umístěn před vzorek do svazku záření. Spektrální závislost transmitance vzorku Nd:YAP 1 byla měřena pro případ, kdy byla propustná osa polarizátoru rovnoběžná nejprve s krystalografickým směrem  $a$ , následně také se směrem  $b$ . Pro obě orientace polarizátoru bylo zaznamenáno přehledové spektrum (400 – 950 nm) i spektrum v oblasti 800 nm významné pro čerpání. Rozlišení a vzorkování byla volena stejně jako při měření s Nd:YAGem. Zprůměrováním přehledových spekter pro polarizaci ve směru  $a$  a  $b$  bylo nalezeno spektrum nepolarizovaného záření procházející vzorkem ve směru  $c$ . Pro vzorek Nd:YAP 2 bylo při stejných parametrech měření nalezeno rovněž absorpční spektrum v oblasti 800 nm pro zdrojové záření polarizované podél směru  $c$ .<sup>3</sup>
- **V:YAG:** Měření proběhlo obdobně jako u krystalu Nd:YAG, pouze však pro spektrální rozsah přibližně 900 – 1600 nm, s nastaveným rozlišením 1 nm a vzorkováním 0,2 nm.

Pro případy užšího zkoumaného spektrálního rozsahu v oblasti okolo 800 nm vzorků Nd:YAG a Nd:YAP byla naměřená transmitance  $T$  přepočítána na absorpční koeficient  $\alpha$ , případně na absorpční účinný průřez  $\sigma$  podle vztahů

$$\alpha = -\frac{\ln\left(\frac{T}{T_F^2}\right)}{d}, \quad (2.1)$$

$$\sigma = \frac{\alpha \cdot M_r \cdot m_u}{n \cdot \rho \cdot c_{at}(\text{Nd})}, \quad (2.2)$$

kde  $d$  je tloušťka vzorku,  $M_r$  je relativní molekulová hmotnost YAGu/YAPu,  $m_u$  je atomová hmotnostní jednotka,  $n$  je počet atomů ytterbia v molekule YAG/YAP,  $\rho$  je hustota YAGu/YAPu a  $c_{at}(\text{Nd})$  je atomární koncentrace neodymu v matrici, viz Tab. 2.1. Kvadrát  $T_F^2$  vyjadřuje fresnelovskou transmitanci vzorku po dvojitým průchodu záření rozhraním vzorek - vzduch. Hodnota  $T_F^2$  byla experimentálně určena jako průměr naměřených hodnot  $T$  mimo absorpční pásy neodymu. Spektrální závislost fresnelovské transmitance ve zkoumané oblasti okolo 800 nm byla považována za zanedbatelnou. Pro vzorek V:YAG byl z důvodu neznámé hodnoty koncentrace iontů vanadu  $V^{3+}$  vypočítán pouze absorpční koeficient.

<sup>3</sup>Vzorek Nd:YAP 2 byl opatřen antireflexní vrstvou pro záření na vlnových délkách 0,8  $\mu\text{m}$  a 1,3  $\mu\text{m}$ , a nebyl proto vhodný i pro měření přehledových spekter.

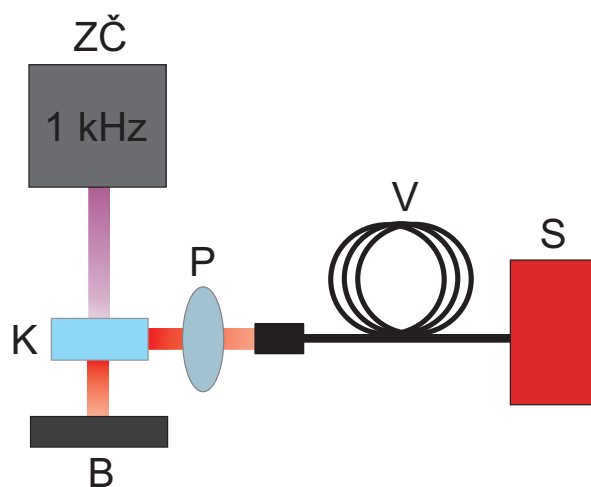


## 2.3 Absorpční spektrum - spektrometr Nicolet

Měření absorpčních spekter pro Nd:YAG a Nd:YAP 1 bylo zopakováno také se spektrometrem Thermo Scientific Nicolet iS5, díky kterému bylo možné prozkoumat spektrální závislost transmitance v oblasti 1500 – 5900 nm s rozlišením  $0,8 \text{ cm}^{-1}$  a vzorkováním  $0,241 \text{ cm}^{-1}$ . Zaznamenávání absorpčních spekter probíhalo v režimu průměrování 32 měření. Pozadí bylo měřeno před každým měřením s daným vzorkem. Obdobně jako se spektrometrem Shimadzu byl pro měření absorpčního spektra vzorku Nd:YAP 1 použit mřížkový polarizátor na ZnSe substrátu (PIKE Technologies 190-717). Také během měření se spektrometrem Nicolet byla pro Nd:YAP 1 nalezena absorpční spektra pouze pro zdrojové záření polarizované ve směru *a* nebo směru *b* a zprůměrováním těchto dvou spekter bylo následně opět vypočítáno spektrum nepolarizovaného záření procházejícího vzorkem ve směru *c*.

## 2.4 Emisní spektrum krystalů Nd:YAG a Nd:YAP

Emisní spektrum vzorků Nd:YAG a Nd:YAP 1 bylo měřeno pomocí dvou mřížkových spektrometrů, StellarNet BLUE-Wave (500 – 1100 nm, Si-detektor) a StellarNet DWARF-Star NIR-25 (1000 – 1700 nm, InGaAs-detektor), které s rozlišením 2 nm zaznamenávaly intenzitu záření emitovaného spontánní emisí v závislosti na jeho vlnové délce. V obou případech byla nastavena integrační doba na 100 ms a spektrum pozadí bylo zaznamenáno před každým měřením. Jako zdroj čerpacího záření byl používán laditelný laserový systém Laser EKSPLA NT252-1k v pulzním režimu s opakovací frekvencí 1 kHz, s délkou a energií impulsu přibližně 1 – 2 ns a 0,8 – 1 mJ. Střední výkon čerpacího záření prošlého vzorkem byl kontrolován pomocí detektoru Molectron Powermax Probe PM10. Tento detektor rovněž zajišťoval blokování tohoto záření. Schéma uspořádání měření emisního spektra vzorků je na Obr. 2.2.



Obr. 2.2: Schéma uspořádání měření emisního spektra vzorků. B-blokování prošlého buzení, K-vzorek krystalu, ZČ-zdroj čerpaní, P-polarizátor, V-optické vlákno, S-spektrometr.

- **Nd:YAG:** Emisní spektrum vzorku Nd:YAG bylo měřeno spektrometrem BLUE-Wave při použití čerpacího záření na vlnové délce 732 nm, v případě měření spektra pomocí spektrometru DWARF-STAR byla čerpací vlnová délka nastavena na 883 nm. Vlnová délka čerpacího záření byla záměrně volena dále od absorpčního maxima Nd:YAGu, aby nedocházelo k saturaci spektra v oblasti nejsilnější fluorescence na 1064 nm.
- **Nd:YAP:** Pro měření emise vzorku Nd:YAP 1 spektrometrem BLUE-Wave byla nastavená čerpací vlnová délka 728 nm, se spektrometrem DWARF-STAR mělo čerpací záření vlnovou délku 874 nm. Za účelem prozkoumat anizotropii v emisi byl před výstup vlákna spektrometru umístěn polarizátor Edmund Optics UBB01A VC2 4500286809 P1933-071-10. Emisní spektrum bylo zaznamenáno pro lineární polarizaci emitovaného záření ve směru  $a$ , směru  $b$  i směru  $c$ .

## 2.5 Doba života na horní laserové hladině krystalů Nd:YAG a Nd:YAP

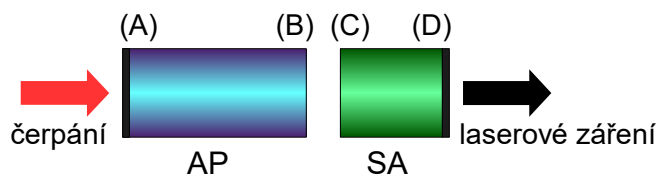
V uspořádání měření emisního spektra byl místo vstupu vlákna spektrometru umístěn křemíkový PIN detektor HP 5082-4204 s filtrem propouštějícím záření nad 1050 nm (Thorlabs FEL 1050) k eliminaci zbytku čerpacího záření. Detektor byl propojen s osciloskopem Tektronix TDS 3052B (500 MHz, 5 GS/s). Vnitřní vstupní impedance osciloskopu byla nastavena na  $1\text{ M}\Omega$  a pro dosažení potřebné citlivosti a rychlosti odezvy měření byl navíc paralelně připojen vnější odpor  $1\text{ k}\Omega$ . Vlnová délka čerpacího záření byla pro měření se vzorkem Nd:YAG, resp. Nd:YAP nastavena na 749 nm, resp. 743 nm. Na osciloskopu byl zaznamenáván časový průběh záření generovaného spontánní emisí. Proložením sestupné hrany jednoho impulsu funkcí

$$y(t) = y_0 + A \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (2.3)$$

s parametry  $y_0$ ,  $A$  a  $\tau$  byla nelineárním fitem určena doba života na horní laserové hladině  $\tau$ . Bylo předpokládáno, že doba života na horní laserové hladině vzorku Nd:YAP je stejná pro libovolný směr čerpacího záření a libovolnou polarizaci emitovaného záření. Měření bylo proto provedeno pouze pro čerpací záření vstupující do vzorku podél krystalografického směru  $c$  a pro nepolarizované emitované záření. V případě vzorku V:YAG je doba života na horní laserové hladině mnohem kratší, viz Tab. 1.2 na str. 27, a k určení její přesné hodnoty nebyla citlivost a rychlost odezvy použitých přístrojů dostatečná.

# 3 Kompaktní laser Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG

V rámci této práce proběhlo sestavení a charakterizace výstupního záření kompaktních Q-spínaných laserů Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG generujících záření v oblasti  $1,3 \mu\text{m}$  v konfiguraci podélného diodového čerpání. Tyto laserové systémy byly sestaveny na bázi geometrie mikročipových laserů se zrcadly rezonátoru napařenými přímo na aktivní prostředí a saturovatelný absorbér V:YAG, což může značně omezit ztráty (viz Obr. 3.1). Konstrukce navazuje na systém popsany v publikaci [34], ve které byl využit stejný krystal Nd:YAG a jeden z krystalů V:YAG. V rámci této diplomové práce bylo vyzkoušeno další aktivní prostředí (Nd:YAP) a různé krystaly V:YAG lišící se počáteční transmitancí nebo orientací podélného řezu. Byly také testovány různé čerpací optiky s asférickými čočkami.



Obr. 3.1: Jednoduché schéma kompaktního Q-spínaného laseru v konfiguraci podélného diodového čerpání; AP-aktivní prostředí, SA-saturovatelný absorbér. Vrstvy (A) a (D) vyznačují zrcadla rezonátoru, vrstvy (B) a (C) symbolizují antireflexní vrstvy.

## 3.1 Použité krystaly

K realizaci diodově čerpaného Q-spínaného kompaktního laseru v oblasti  $1,3 \mu\text{m}$  byly použity aktivní krystaly Nd:YAG a Nd:YAP a tři různé saturovatelné absorbéry V:YAG, vyrobené firmou Crytur. Aktivní krystaly měly nízké dopování aktivátorů kvůli snížení jejich tepelného namáhání. Na jednom z konců Nd:YAGu a Nd:YAPu bylo navrženo čerpací zrcadlo (A) k čerpání na dané vlnové délce (viz Obr. 3.1). Roli výstupního zrcadla rezonátoru (D) hrála reflexní vrstva na jednom konci každého ze tří nízkodopovaných V:YAGů, které se lišily orientací podélného řezu nebo počáteční transmitancí a délkou. Všechna zrcadla byla přizpůsobena tak, aby potlačila parazitní

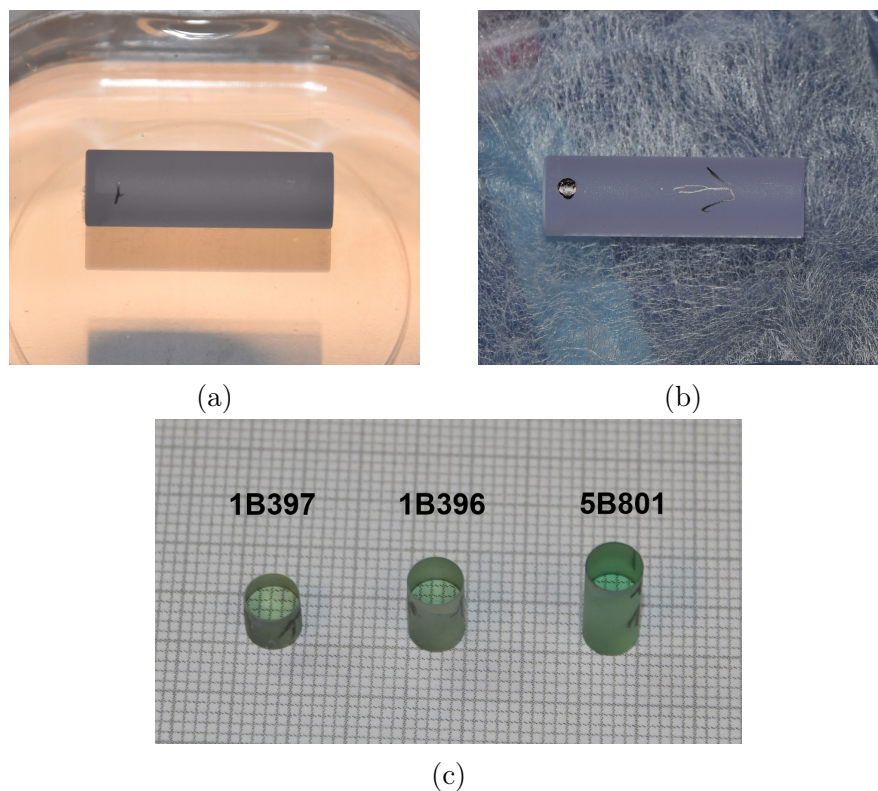
generaci na vlnových délkách 1064 nm a 1444 nm. Jeden z konců všech krystalů byl vždy opatřen antireflexní vrstvou (B) a (C) k minimalizaci ztrát a parazitní emise. Různé orientace V:YAGů byly vybrány z důvodu anizotropního chování absorpčního průřezu především v excitovaném stavu. Absorpční koeficient krystalů V:YAG použitých k sestavení kompaktního laseru se principiálně lišil od absorpčního koeficientu vzorku V:YAG, který byl použitý pro měření transmitance v kapitole 2. Parametry aktivních krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a saturovatelných absorbérů V:YAG jsou uvedeny v Tab. 3.1 a Tab. 3.2. Jejich fotografie je na Obr. 3.2.

aktivní prostředí	Nd:YAG	Nd:YAP
S/N	1B398	P4804
$d$	5 mm	5 mm
$l$	16 mm	16 mm
$c_{at}$	0,85 at. % Nd/Y	0,50 at. % Nd/Y
orientace	[111]	směr $b$ (Pbnm)
vrstva (A)	R > 99,5 % @ 1338 nm T > 85 % @ 808 + 885 nm	R > 99,5 % @ 1338 nm T > 85 % @ 808 + 885 nm
vrstva (B)	R < 0,1 % @ 1338 nm R < 1 % @ 1064 + 1444 nm	R < 0,1 % @ 1338 nm R < 1 % @ 1064 + 1444 nm

Tab. 3.1: Parametry krystalů Nd:YAG a Nd:YAP použitých k sestavení kompaktního Q-spínaného laseru; sériové číslo S/N, průměr  $d$ , délka  $l$ , atomární koncentrace příměsi  $c_{at}$ . Uvedené vrstvy korespondují s těmi, které jsou znázorněny na Obr. 3.1.

V:YAG	1B396	1B397	5B801
označení	85%[111]	90%[111]	85%[100]
$d$	5 mm	5 mm	5 mm
$l$	8 mm	6 mm	10,5 mm
$T_0$	85,7 % @ 1320 nm	90,6 % @ 1320 nm	85 % @ 1320 nm
orientace	[111]	[111]	[100]
vrstva (C)	R < 0,1 % @ 1338 nm R < 1 % @ 1064 nm R < 1 % @ 1444 nm	R < 0,1 % @ 1338 nm R < 1 % @ 1064 nm R < 1 % @ 1444 nm	R < 0,1 % @ 1338 nm R < 1 % @ 1064 nm R < 1 % @ 1444 nm
vrstva (D)	R = (90 + 2/ - 3) %	R = (90 + 2/ - 3) %	R = (90 + 2/ - 3) %

Tab. 3.2: Parametry krystalů V:YAG použitých k sestavení kompaktního Q-spínaného laseru; průměr  $d$ , délka  $l$ , počáteční transmitance  $T_0$ . Uvedené vrstvy korespondují s těmi, které jsou znázorněny na Obr. 3.1.



Obr. 3.2: Fotografie krystalů použitých k sestavení kompaktního Q-spínaného laseru; Nd:YAG (a), Nd:YAP (b), V:YAG (c).

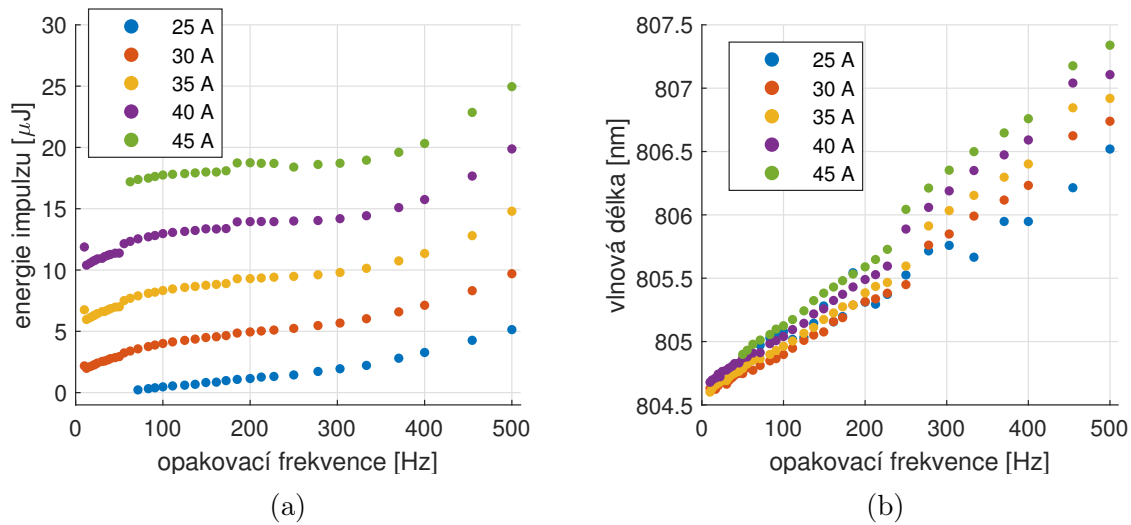
## 3.2 Čerpací systém

K podélnému čerpání kompaktního laseru sloužila laserová dioda DILAS 808 nm pracující v pulzním režimu s délkou impulzu 1 ms při teplotě 34 °C, která byla napájena ze zdroje Laser Electronics LDC1000. Energie čerpacího impulzu a střední vlnová délka se při čerpání pohybovaly v rozmezí přibližně 5 – 15 mJ a 804,7 – 806,5 nm, jelikož obě veličiny závisely na konkrétním nastavení opakovací frekvence a proudu. Naměřená závislost energie impulzu a vlnové délky na opakovací frekvenci pro různé proudy v rozsahu použitém pro čerpání kompaktních laserů je na Obr. 3.3.

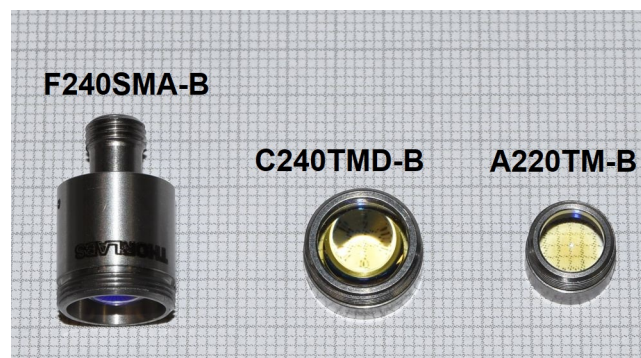
Čerpací záření bylo pomocí multimódového optického vlákna s průměrem 400  $\mu\text{m}$  přivedeno do čerpací optiky, kterou tvořila asférická čočka uvnitř kolimátoru Thorlabs F240SMA-B a druhá fokusační asférická čočka. Byly použity dvě čerpací optiky. První z nich (optika 8x8) byla složena z kolimátoru a čočky Thorlabs C240TMD-B a spolu tvořily systém se zobrazením čerpacího svazku v poměru 1:1. V další optice 8x11 byla s kolimátorem použita čočka Thorlabs A220TM-B. Tato optika poskytovala zobrazení 8:11. Fotografie kolimátoru a obou fokusačních asférických čoček použitých k sestavení čerpacích optik je na Obr. 3.4. V Tab. 3.3 jsou uvedeny parametry kolimátoru a fokusačních čoček.

Sestavení obou optik a měření parametrů čerpacího svazku laserové diody po průchodu optikami, které jsou uvedeny v Tab. 3.4, proběhlo v rámci výzkumného úkolu [5].

Zatímco parametr kvality svazku a přenos záření byly v obou případech téměř shodné, výrazný rozdíl byl ve velikosti poloměru svazku v krčku a Rayleighovy vzdálenosti. Během použití těchto optik ve výzkumném úkolu k navedení čerpacího svazku do aktivního prostředí mikročipového laseru Nd:YAG/Cr:YAG byl zkoumán vliv parametrů svazku na generaci Q-spínaných impulzů. S optikou 8x8, díky které měl svazek v aktivním prostředí užší krček a kratší Rayleighovu vzdálenost, docházelo ke generaci až šesti Q-spínaných impulzů, jelikož byl práh generace nižší. Použití optiky 8x11, se kterou bylo umožněno dosáhnout širšího krčku svazku a delší Rayleighovy vzdálenosti, vedlo ke generaci maximálně dvou impulzů. Jejich energie však byla kvůli čerpání většího objemu aktivního prostředí dvojnásobná oproti případu s optikou 8x8. Na základě těchto výsledků byla pro obě optiky fixně nastavena jejich vzdálenost  $x$  od aktivního prostředí, při které byl práh generace nejnižší.



Obr. 3.3: Závislost energie impulsu (a) a vlnové délky (b) záření čerpací laserové diody (výstup z optického vlákna) na opakovací frekvenci v oblasti proudů používaných pro čerpání kompaktních laserů.



Obr. 3.4: Fotografie kolimátoru a fokusačních čoček použitých k sestavení dvou čerpacích optik.



	F240SMA-B	C240TMD-B	A220TM-B
$f$ [mm]	7,94	8,00	11,00
$d$ [mm]	12,00	12,24	9,24
$NA$ [-]	0,50	0,50	0,26

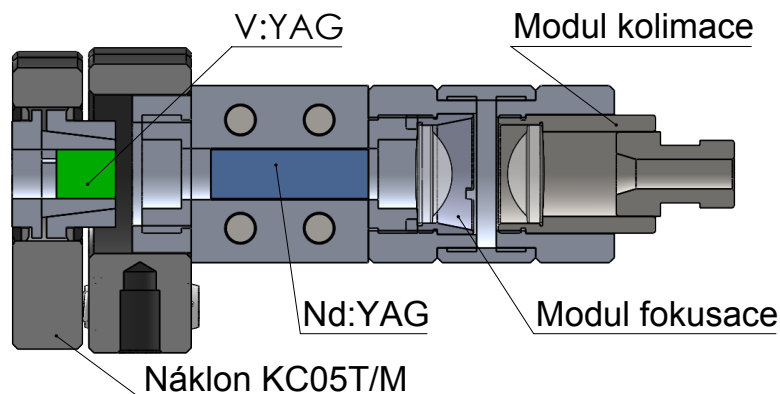
Tab. 3.3: Parametry kolimátoru F240SMA-B a asférických čoček C240TMD-B a A220TM-B k sestavení dvou čerpacích optik; ohnisková vzdálenost  $f$ , vnější průměr  $d$ , numerická apertura  $NA$ .

	optika 8x8	optika 8x11
$M^2$ [-]	146	147
$w$ [ $\mu\text{m}$ ]	199	283
$z_R$ [ $\mu\text{m}$ ]	1,1	2,1
$T$ [%]	85	84
$x$ [mm]	3,5	5,0

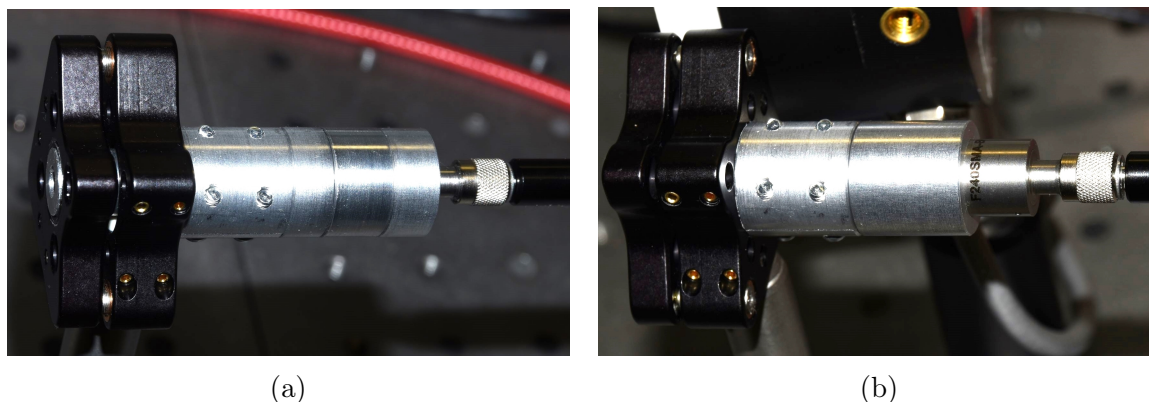
Tab. 3.4: Parametry čerpacího svazku po průchodu čerpací optikou 8x8 a 8x11; parametr kvality  $M^2$ , poloměr v krčku  $w$ , Rayleighova vzdálenost  $z_R$ , přenos záření optikou  $T$ , konstrukční vzdálenost konce optiky od vstupního čela aktivního prostředí  $x$ .

### 3.3 Konstrukce kompaktního laseru

Kompaktní lasery Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG byly sestrojeny na základě předchozích testovacích experimentů a konstrukčních návrhů [34]. K jejich realizaci sloužil navržený monolitický systém s jediným náklonem Thorlabs KC05-T/M, který umožňoval nastavení výstupního zrcadla rezonátoru na vnějším čelu krystalu V:YAG vůči zrcadlu na vnějším konci aktivního prostředí. Krystal aktivního prostředí byl ke zlepšení prostupu tepla obalen indiovou fólií a uchycen v hliníkovém držáku, který měl rovněž funkci pasivního chlazení. Saturovatelný absorbér V:YAG byl umístěn v hliníkovém kleštinovém pouzdře, které bylo tvořeno kuželovou svorkou a kuželovým protikusem. Čočky čerpací optiky byly vloženy do hliníkového modulu, čímž byl vytvořen kompaktní objektiv čerpací optiky. Vstup objektivu tvořil SMA konektor k přímému napojení optického vlákna pro přenos čerpacího záření, výstup byl pomocí závitu pevně připojen k držáku aktivního prostředí. Schéma navrženého uspořádání kompaktního Q-spínaného laseru s aktivním prostředím Nd:YAG je na Obr. 3.5. Pro kompaktní laser Nd:YAP/V:YAG je schéma totožné. Fotografie sestaveného kompaktního diodově čerpaného Q-spínaného laseru s oběma čerpacími optikami je na Obr. 3.6.



Obr. 3.5: Schéma navrženého kompaktního Q-spínaného laseru Nd:YAG/V:YAG.



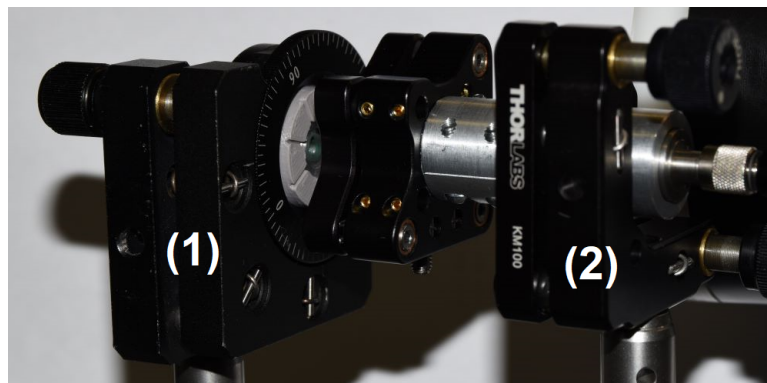
Obr. 3.6: Uspořádání kompaktního Q-spínaného laseru s optikou 8x8 (a), s optikou 8x11 (b).

### 3.4 Charakterizace výstupního záření

Ještě před úplným sestavením kompaktního Q-spínaného laseru proběhlo pro oba aktivní krystaly s použitím optiky 8x8 měření vlivu rotace krystalu V:YAG okolo jeho podélné osy na úhel polarizace, délku impulzu, střední výkon a emisní spektrum výstupního záření. V:YAG byl proto umístěn v rotačním držáku Daheng optics GCM-0912M umožňující jak tuto rotaci, tak nastavení zrcadla, jak je znázorněno na Obr. 3.7. Kvůli tomuto uspořádání byla vzdálenost zrcadel rezonátoru delší než v případě sestavení kompaktního laserového systému, a bylo proto předpokládáno, že měřené impulzy generovaného záření v této konfiguraci budou delší. Zkoumány byly pouze dva V:YAGy, 85%[111] a 85%[100], které měly téměř stejnou počáteční transmitanci a lišily se především v orientaci podélného řezu. Výsledky tohoto měření byly zásadní pro aktivní prostředí Nd:YAP, neboť kvůli jeho anizotropii bylo nejprve potřeba najít takové natočení V:YAGů vůči Nd:YAPu, při kterém byl naměřen maximální střední výstupní výkon. Až pro tuto nalezenou polohu krystalů proběhlo sestavení kompaktního laseru. Pro případ izotropního Nd:YAGu nebylo toto měření klíčové pro realizaci kompaktního laseru, ale sloužilo především k ověření hypotézy, že polarizace výstupního záření

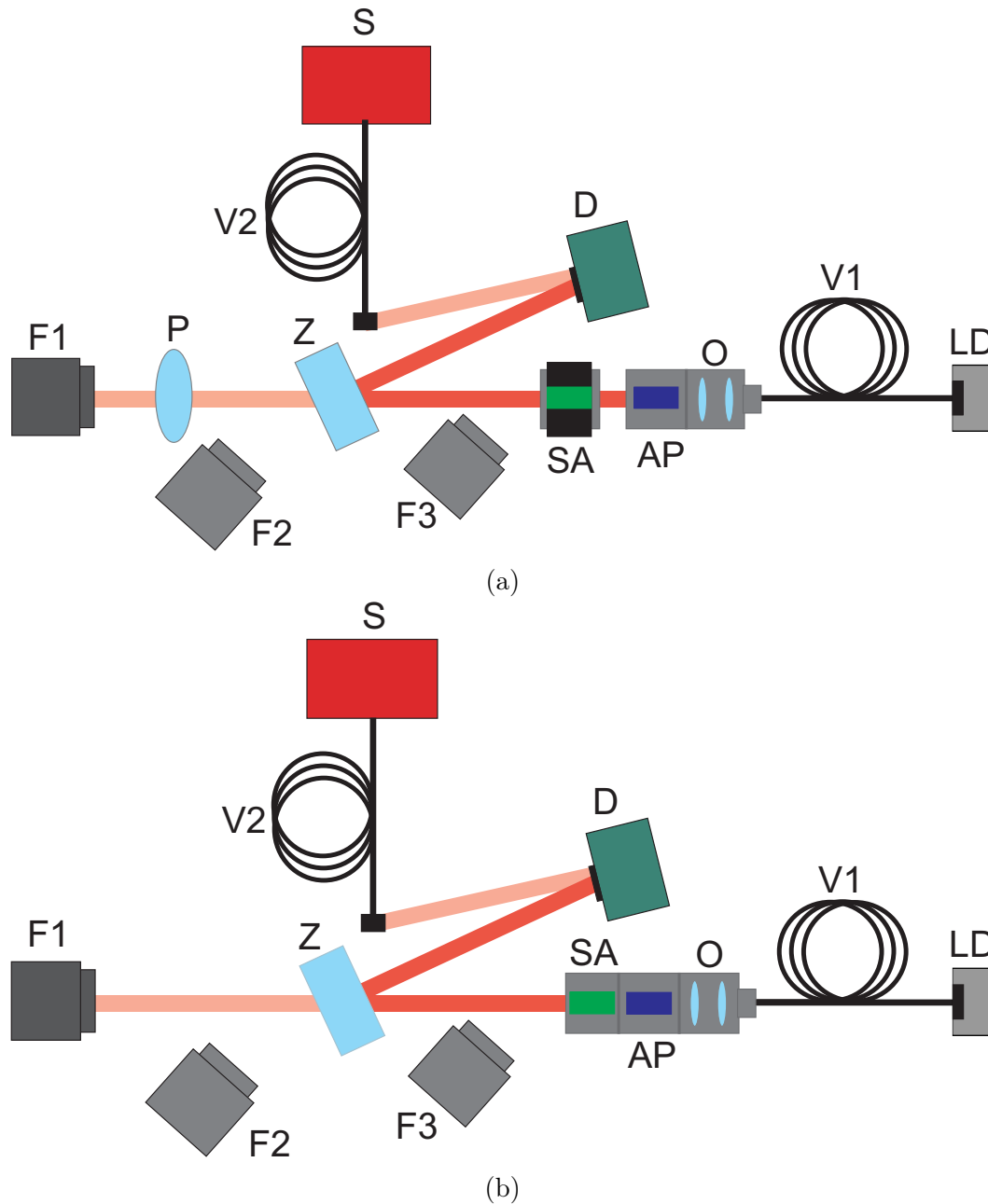


Nd:YAG/V:YAG laseru je dána orientací krystalu V:YAG. Systém byl čerpán laserovou diodou v pulzním režimu s opakovací frekvencí 50 Hz v konfiguraci podélného čerpání. Proud laserovou diodou byl vždy nastaven na hodnotu, při které docházelo ke generaci právě jednoho Q-spínaného impulzu na jeden impuls čerpací.

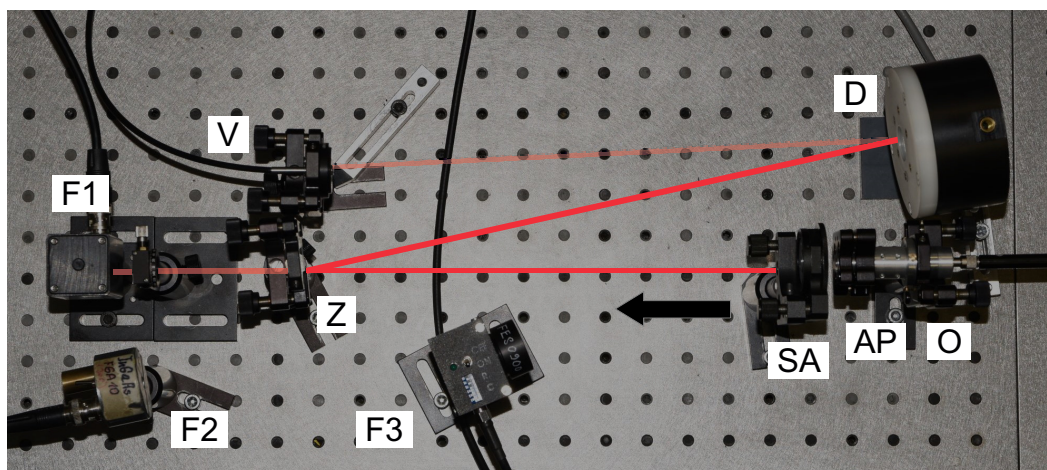


Obr. 3.7: Fotografie uchycení krystalu V:YAG v rotačním držáku Daheng optics GCM-0912M ke zkoumání vlivu rotace krystalu okolo podélné osy na některé výstupní parametry. (1)-rotační držák s náklonem zrcadla rezonátoru, (2)-kompaktní laser s čerpací optikou v úchytu.

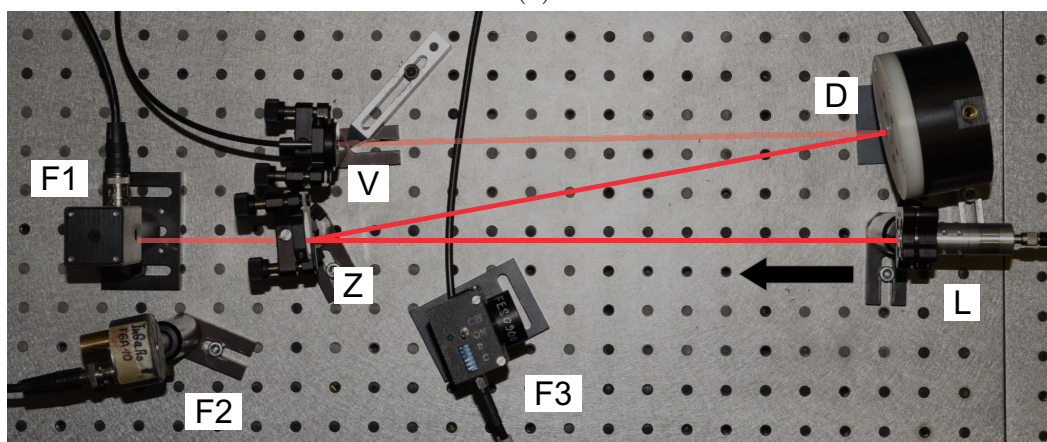
Generace laserového záření sestaveného kompaktního laseru v režimu Q-spínání bylo dosaženo s aktivním prostředím Nd:YAG se všemi třemi výše popsanými saturovatelnými absorberými a s aktivním prostředím Nd:YAP s V:YAGy 85%[111] a 85%[100]. Laser byl čerpán stejným způsobem jako v případě popsaném výše a k navedení čerpacího záření byly ověřeny obě čerpací optiky. Rezonátor byl naladěn tak, aby byl práh generace co nejnižší. Pro všechny kombinace aktivních prostředí, Q-spínačů a čerpacích optik byl zaznamenáván střední výkon, délka generovaného impulzu, vlnová délka, emisní spektrum a profil svazku v závislosti na opakovací frekvenci čerpání v rozmezí 10 – 500 Hz. Se zvyšováním opakovací frekvence docházelo ke zvyšování energie čerpacího impulzu (viz Obr. 3.3a), a proto musel být postupně snižován proud laserovou diodou k dosažení právě jednoho generovaného impulzu na jeden impuls čerpací. S rostoucí opakovací frekvencí rovněž rostlo tepelné namáhání systému. Schémata a fotografie uspořádání měření vlivu rotace krystalu V:YAG na výstupní parametry a měření s kompaktním Q-spínaným laserem jsou na Obr. 3.8 a Obr. 3.9.



Obr. 3.8: Schéma experimentálního uspořádání měření s kompaktním Q-spínaným laserem. Měření vlivu rotace krystalu V:YAG okolo jeho podélné osy na polarizaci, délku impulzu, střední výkon a emisní spektrum generovaného záření (a), měření středního výkonu, časového průběhu a emisního spektra generovaného záření (b). F-fotodioda, P-polarizátor, Z-dichroické zrcadlo, V-optické vlákno, S-spektrometr, D-detektor středního výkonu, SA-saturovatelný absorbér, AP-aktivní prostředí, O-čerpací optika, LD-laserová dioda.



(a)



(b)

Obr. 3.9: Fotografie experimentálního uspořádání měření s kompaktním Q-spínaným laserem. Měření vlivu rotace krystalu V:YAG okolo jeho podélné osy na polarizaci, délku impulzu, střední výkon a emisní spektrum generovaného záření (a), měření středního výkonu, časového průběhu a emisního spektra generovaného záření (b). F-fotodioda, P-polarizátor, Z-dichroické zrcadlo, V-optické vlákno, S-spektrometr, D-detektor středního výkonu, L-kompaktní laser, SA-saturovatelný absorbér, AP-aktivní prostředí, O-čerpací optika, LD-laserová dioda.

### 3.4.1 Vliv rotace krystalu V:YAG

Generované záření nejprve dopadalo na dichroické zrcadlo s vysokou reflektivitou pro generované záření na  $1,3\mu\text{m}$  a vysokou transmitancí pro čerpací záření. Čerpací záření bylo rovněž detekováno křemíkovou PIN fotodiódou Thorlabs FDS1010 (F3) s filtrem propouštějícím záření pod  $900\text{ nm}$  (Thorlabs FES0900). Tato fotodioda umožňovala na osciloskopu Tektronix TDS 3032 ( $300\text{ MHz}$ ,  $2,5\text{ GS/s}$ ) sledovat časový průběh čerpacího záření. Střední výkon odraženého záření byl detekován sondou Coherent PowerMax PS19Q ( $0,1\text{ mW} - 1\text{ W}$ ) připojenou k wattmetru Molelectron EPM-2000e. Zbytková část záření odražené od výkonové sondy byla dále zachycena do vlákna spek-

trometru. Malá část generovaného záření dopadala na InGaAs PIN fotodiodu Thorlabs FGA10 (F2), díky které byl spolu s fotodiodou F3 na osciloskopu pozorován také počet generovaných impulzů a jejich časový posun vůči impulsu čerpacího záření. Zároveň záření po průchodu polarizátoru Thorlabs LPNIR050 dopadalo na InGaAs PIN fotodiodu EOT ET-3000 (F1) zobrazující na osciloskopu Tektronix TDS 3052B (500 MHz, 5 GS/s) časový průběh generovaného impulsu. Signál na tomto osciloskopu byl spouštěn pomocí záření dopadajícího na fotodiodu F2. Pro daný úhel rotace V:YAGu byl vždy měřen střední výkon, délka impulsu (FWHM) a spektrum generovaného záření. Rovněž byl zaznamenáván úhel polarizátoru, při kterém do fotodiody F1 neprošlo přes polarizátor žádné generované záření, což bylo možné sledovat na druhém zmíněném osciloskopu. Nulová hodnota úhlu polarizátoru odpovídala propustné ose ve vertikálním směru.

Pro daný úhel rotace V:YAGu proběhlo pět měření délky impulsu  $t$  a středního výkonu  $P_{avg}$  a následně byla v obou případech vypočtena průměrná hodnota a směrodatná odchylka. Pomocí těchto průměrných hodnot délky impulsu a středního výkonu bylo možné určit pro danou opakovací frekvenci čerpání  $f$  také energii  $E$  a špičkový výkon  $P$  impulsu podle vztahů

$$E = \frac{P_{avg}}{f}, \quad (3.1)$$

$$P = \frac{E}{t}. \quad (3.2)$$

### 3.4.2 Střední a špičkový výkon, energie, délka impulsu

Pro sestavený kompaktní laser byl zaznamenáván střední výkon a délka impulsu (FWHM) generovaného záření v závislosti na opakovací frekvenci čerpacího záření. Experimentální uspořádání a způsob měření zmíněných veličin byly až na použití polarizátoru totožné. Pro danou opakovací frekvenci byla vypočtena průměrná hodnota a směrodatná odchylka z pěti měření středního výkonu a délky generovaného impulsu, následně byla dle vztahů (3.1) a (3.2) opět vypočítána energie impulsu a špičkový výkon.

### 3.4.3 Vlnová délka a příčný profil svazku

Emisní spektrum generovaného záření bylo měřeno pomocí mřížkového spektrometru StellarNet DWARF-Star NIR-25 s rozlišením 2 nm. Optické vlákno spektrometru snímalo signál záření odrážejícího se od detektoru středního výkonu. Střední vlnová délka generovaného záření byla určena vždy pomocí nelineárního proložení naměřené intenzity signálu v závislosti na vlnové délce gaussovskou funkcí. Integrační doba spektrometru byla různá dle potřeby a poloha vlákna spektrometru se během měření pro danou konfiguraci aktivního krystalu, V:YAGu a čerpací optiky neměnila, aby se neměnila geometrie navedení záření do vlákna spektrometru, což by mohlo ovlivňovat měřený signál.

K zaznamenávání profilu generovaného svazku byla použita křemíková kamera DataRay WinCamD-UCD23 umístěná 93 cm od laseru, která k detekci využívala dvoufo-

tonovou absorpci v křemíku. K filtraci zbytkového čerpacího záření a také záření parazitní emise sloužil filtr propouštějící záření nad 1200 nm (Thorlabs FEL1200) umístěn před detekční plochu kamery. Dle potřeby byly použity neutrální filtry. Aby byl signál dostatečný, ale nikoliv saturovaný, byl profil svazku zaznamenáván při generaci jednoho nebo dvou generovaných impulzů na jeden impulz čerpací, čehož bylo dosaženo regulací proudu laserovou diodou.

## Část III

### Experimentální část - výsledky měření

# 4 Spektroskopické vlastnosti krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG

V této kapitole jsou uvedeny výsledky měření spektroskopických vlastností krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG. Pro aktivní prostředí Nd:YAG a Nd:YAP proběhlo měření spektrální závislosti transmitance a vypočtení spektrální závislosti absorpčního koeficientu a absorpčního účinného průřezu. Následně byla nalezena jejich emisní spektra a doba života na hodní laserové hladině. Pro V:YAG byla měřena transmitance v závislosti na vlnové délce, díky které byla nalezena spektrální závislost absorpčního koeficientu V:YAGu. Metody těchto měření a použité přístroje jsou popsány v kapitole 2 na str. 35.

## 4.1 Absorpční spektrum

Přehledové absorpční spektrum vzorků Nd:YAG a Nd:YAP pro nepolarizované záření procházející vzorkem je na Obr. 4.1. Absorpčním čarám u obou vzorků byly přiřazeny odpovídající absorpční přechody. V případě vzorku Nd:YAG byl nejsilnější přechod ze základní hladiny  ${}^4I_{9/2}$  na hladinu  ${}^4F_{5/2}$  na vlnových délkách v oblasti 800 nm, což je nejvýznamnější přechod pro čerpání tohoto aktivního prostředí. Vzorek Nd:YAP vykazoval největší absorpci v oblasti 750 nm na přechodu ze základní hladiny na hladinu  ${}^4F_{7/2} + {}^4S_{3/2}$ . Polohy absorpčních pásů obou aktivních prostředí byly téměř shodné z důvodu velmi podobného složení, a tedy i z důvodu podobné struktury jejich energetických hladin, jak bylo znázorněno v rešeršní části práce na Obr. 1.4, str. 20.

Spektrální závislost absorpčního koeficientu a absorpčního účinného průřezu v oblasti 800 nm (přechod  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ ) pro Nd:YAG a Nd:YAP je na Obr. 4.2. Nejvyšších hodnot,  $10,5 \text{ cm}^{-1}$  a  $5,6 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ , bylo pro Nd:YAG s rozlišením 0,2 nm dosaženo na vlnové délce 808 nm. S rozlišením 2 nm byly na této vlnové délce nalezeny maximální hodnoty  $5,5 \text{ cm}^{-1}$  a  $2,9 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ . V případě polarizace podél krystalografického směru  $a$  pro vzorek Nd:YAP bylo maximálních hodnot  $9,5 \text{ cm}^{-1}$  a  $5,3 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$  dosaženo na vlnové délce 796 nm. Pro polarizaci ve směru  $b$  bylo maximum  $7,4 \text{ cm}^{-1}$  a  $4,2 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$  na vlnové délce 813 nm. Maximum pro polarizaci ve směru  $c$  bylo rovněž na vlnové délce 796 nm s vyššími hodnotami oproti prvnímu případu  $11,4 \text{ cm}^{-1}$  a  $6,4 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ . Průměrováním absorpčních spekter Nd:YAPu pro všechny tři polarizace bylo nalezeno absorpční spektrum pro nepolarizované záření s maximem  $7,7 \text{ cm}^{-1}$  a  $4,3 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$ . Toto absorpční spektrum bylo následně porovnáno se spektrem vzorku

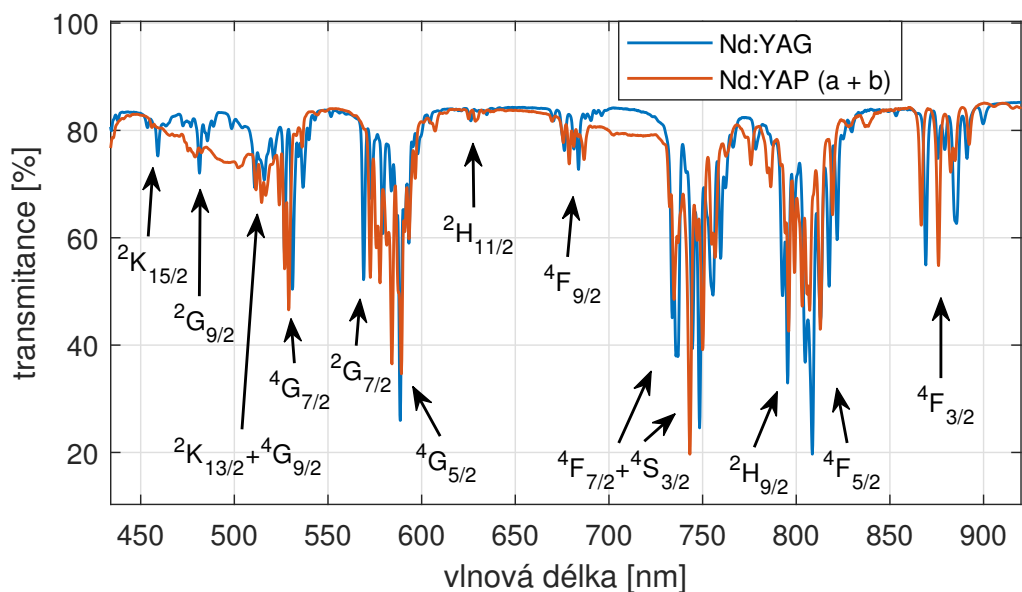


Nd:YAG z hlediska absorpčního koeficientu a absorpčního účinného průřezu, jak můžeme vidět na Obr. 4.3. Ukazuje se, že pro obě aktivní prostředí může být jako vhodný čerpací zdroj použita AlGaAs dioda na vlnové délce přibližně 808 nm.

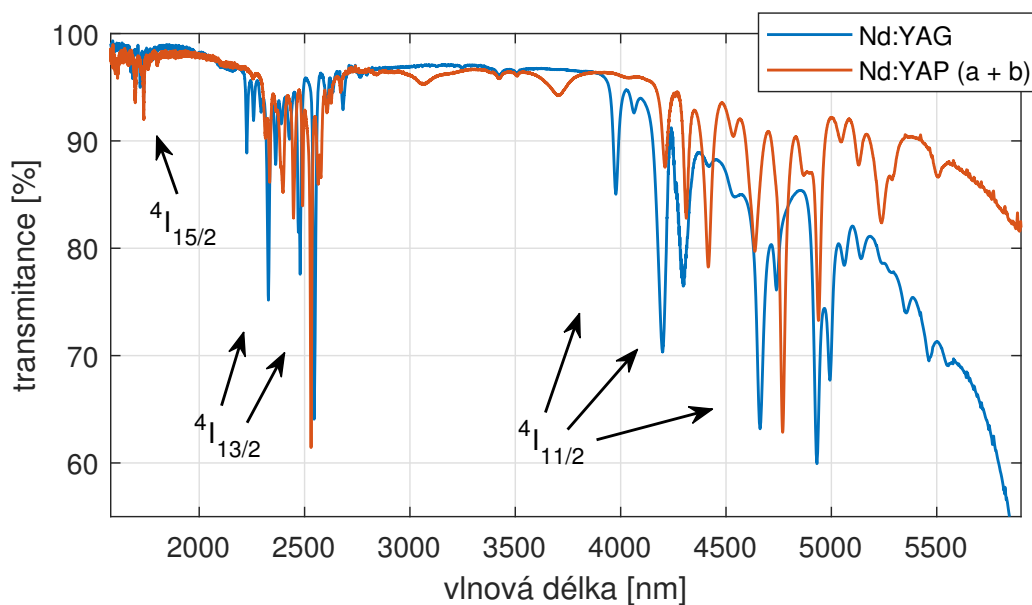
Vzhledem k omezené dostupnosti laserových diod na pracovišti bylo v experimentální části s kompaktním laserem vhodné k čerpání obou aktivních prostředí použít stejnou čerpací diodu. Byla proto zvolena AlGaAs dioda, která umožňovala mírné nastavení vlnové délky okolo 808 nm. Pro jednoduchost a dobrou reprodukovatelnost výsledků byla volena také stejná teplota diody pro obě prostředí, díky které mohla být nastavena vhodná čerpací vlnová délka. Tato úvaha vedla k volbě čerpací vlnové délky okolo 805 nm (při teplotě diody 34 °C), která byla dle měření absorpčních spekter zhodnocena jako dostačující pro oba aktivní krystaly zároveň.

Spektrální závislost transmitance a absorpčního koeficientu vzorku V:YAG v oblasti 900 – 1600 nm je na Obr. 4.4. Byla nalezena dvě maxima, přičemž první z nich na vlnové délce 1135 nm s odpovídající hodnotou absorpčního koeficientu  $1,3 \text{ cm}^{-1}$ . Globální maximum absorpčního koeficientu v měřené spektrální oblasti,  $1,9 \text{ cm}^{-1}$ , bylo pozorováno na vlnové délce 1310 nm. Oběma absorpčním maximům byly přiřazeny odpovídající absorpční přechody ze základní hladiny  $^3A_2$ , které jsou rovněž uvedeny na obrázku. Lze si všimnout, že tyto absorpční přechody se nacházejí relativně blízko sebe, což vede k širokospektrální absorpci v oblasti okolo  $1,3 \mu\text{m}$ . Krystal V:YAG by tak mohl sloužit jako satureovatelný absorbér v široké oblasti přibližně 1000 – 1450 nm.



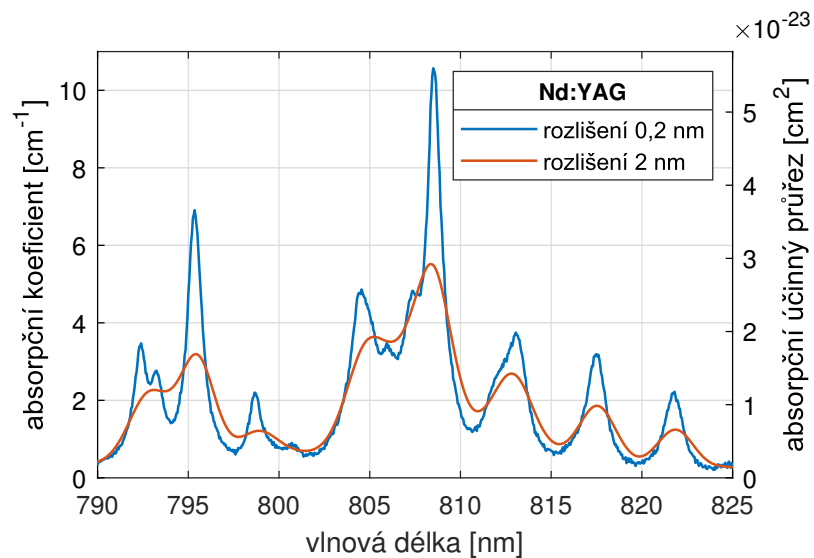


(a)

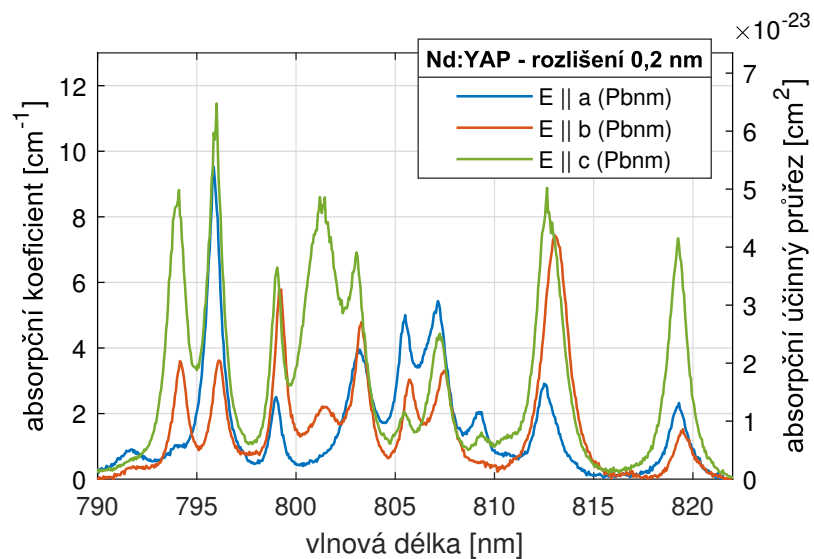


(b)

Obr. 4.1: Spektrální závislost transmittance vzorku Nd:YAG a Nd:YAP získána spektrometrem Shimadzu (a), spektrometrem Nicolet (b) [36]. Vykreslená transmittance vzorku Nd:YAP byla získána zprůměrováním naměřených transmittancí pro absorbované záření polarizované podél krystalografického směru *a* a směru *b* při šíření podél směru *c* (Pbnm).

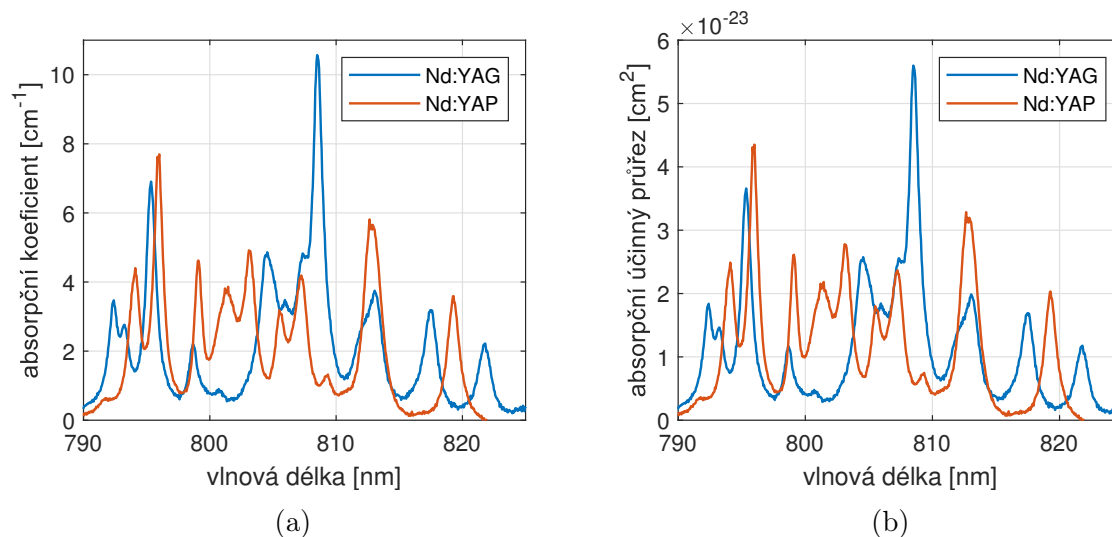


(a)

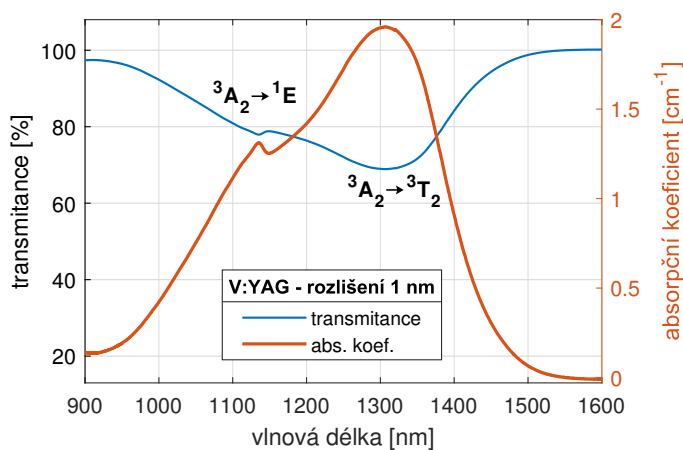


(b)

Obr. 4.2: Spektrální závislost absorpčního koeficientu a absorpčního účinného průřezu vzorku Nd:YAG pro dvě různá rozlišení (a), vzorku Nd:YAP pro různé polarizace absorbovaného záření (b) získaná pomocí spektrometru Shimadzu. Rozlišení 2 mm odpovídá šířce spektra záření laserové AlGaAs diody.



Obr. 4.3: Porovnání absorpčního koeficientu (a) a absorpčního účinného průřezu (b) pro vzorky Nd:YAG a Nd:YAP (průměr přes všechny tři směry polarizace záření) s nastaveným rozlišením měření 0,2 nm.

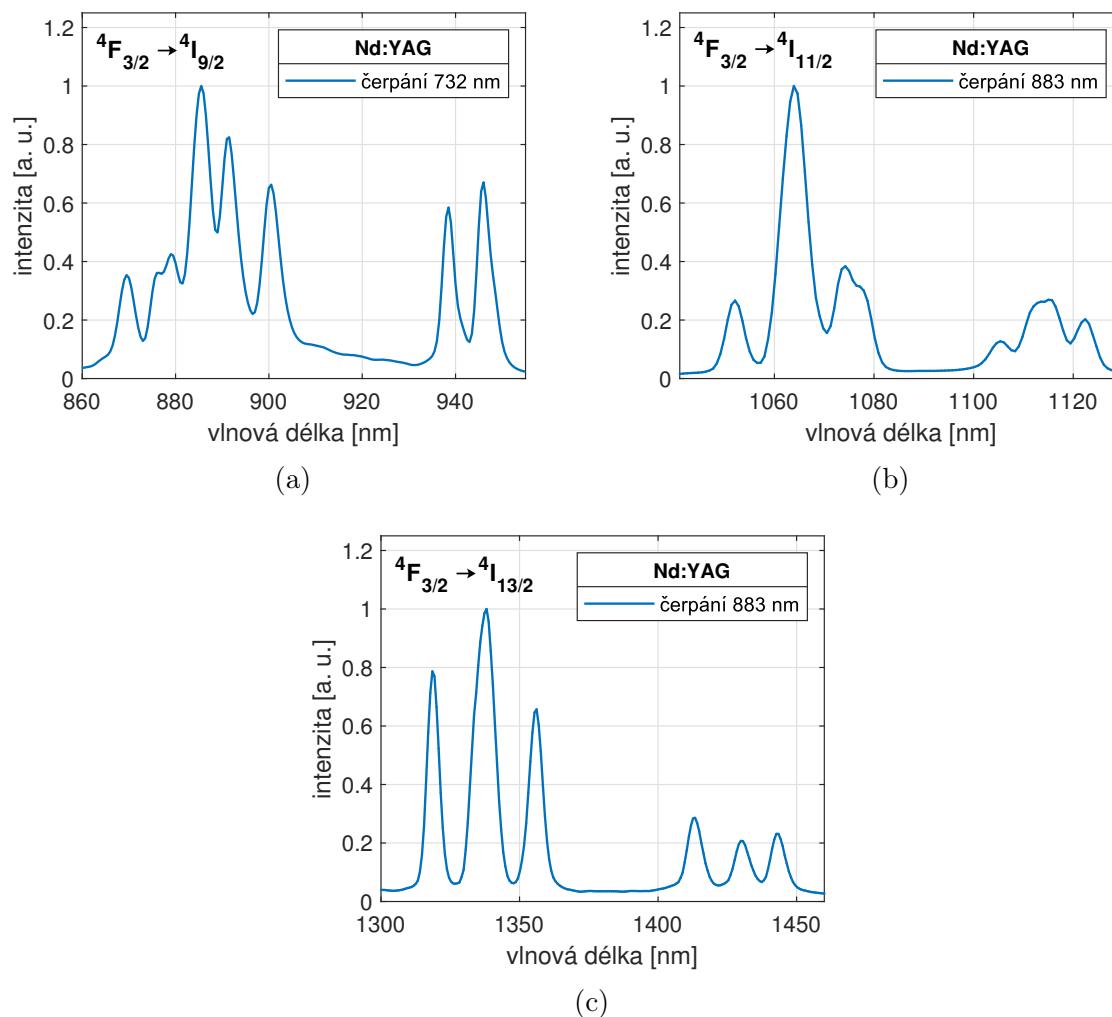


Obr. 4.4: Spektrální závislost transmittance a absorpčního koeficientu vzorku V:YAG získaná pomocí spektrometru Shimadzu [24]. Jsou vyznačeny dva energetické přechody odpovídající dvěma absorpčním maximům.

## 4.2 Emisní spektrum

Naměřená emisní spektra vzorku Nd:YAG při excitaci hladiny  ${}^4I_{9/2}$  jsou znázorněna na Obr. 4.5. V rozsahu vlnových délek 800 – 1500 nm byla nalezena spektra fluorescence odpovídající třem známým laserovým přechodům iontu  $\text{Nd}^{3+}$  (viz Obr. 1.4 na str. 20). První z nich byl přechod  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  odpovídající emisi na vlnových délkách 870 – 946 nm s maximem na 886 nm. Přechod  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  je zodpovědný za emisi v rozsahu vlnových délek 1052 – 1122 nm, přičemž nejvyšší intenzity emise

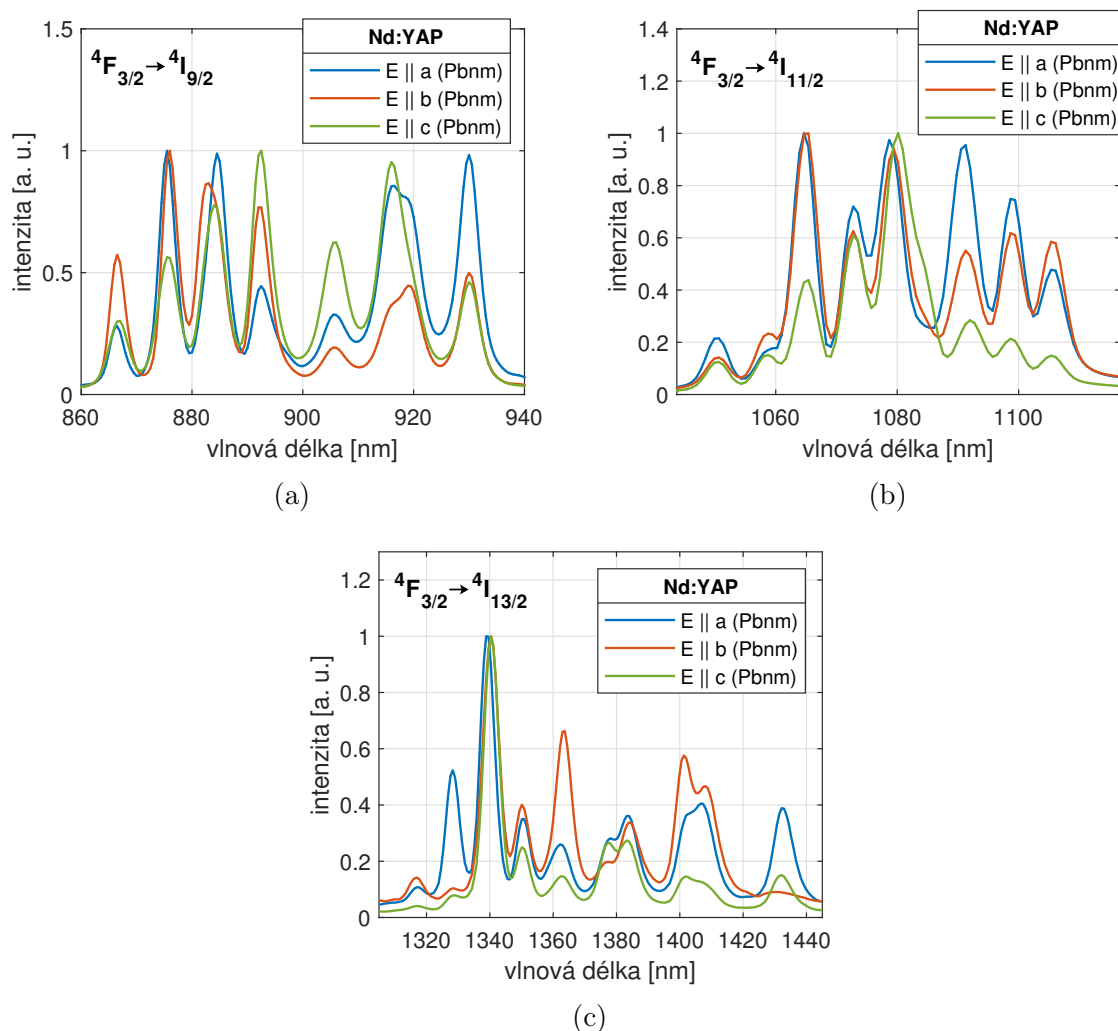
bylo dosaženo na vlnové délce 1064 nm. Emise v oblasti 1318 – 1444 nm s maximem na 1338 nm odpovídala přechodu  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ . Tento přechod měl však relativně intenzivní emisi také na 1318 nm. Je tedy možné, že při konstrukci kompaktního laseru na  $1,3\ \mu\text{m}$  s krystalem Nd:YAG bude možné na výstupu sledovat obě emisní maxima, což by mohlo vést k nestabilitě výstupní vlnové délky.



Obr. 4.5: Části emisního spektra aktivního prostředí Nd:YAG naměřené pomocí spektrometrů BLUE Wave (a) a DWARF-STAR (b), (c) odpovídající třem nalezeným zářivým přechodům [36]. Spektra jsou normována k maximu emise daného přechodu. Rozlišení obou spektrometrů bylo 2 nm.

Obdobně jako pro vzorek Nd:YAG byla vykreslena emisní spektra vzorku Nd:YAP, která jsou uvedena na Obr. 4.6. Pro všechny tři směry polarizace emitovaného záření byly opět nalezeny tři laserové přechody. Je zřejmé, že emisní spektra silně závisela na polarizaci emitovaného záření. V oblasti zájmu je především oblast emise 1316 – 1432 nm, odpovídající přechodu  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ . Nejvyššího maxima v tomto případě bylo dosaženo na vlnové délce 1341 nm, které bylo rovněž nejvyšší pro všechny

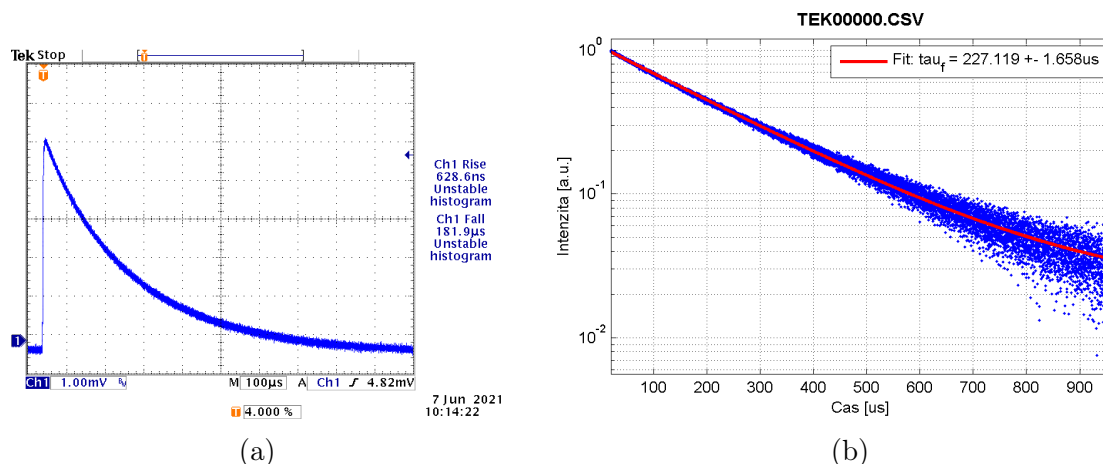
tří polarizace emitovaného záření. Zatímco výsledky získané se vzorkem Nd:YAG naznačovaly nestabilitu výstupní vlnové délky, v případě vzorku Nd:YAP k podobnému jevu nedochází. Naopak vysoká nestabilita výstupní vlnové délky by mohla být pozorována při konstrukci Nd:YAP laseru v oblasti vlnové délky 867 – 930 nm, jelikož odpovídající laserový přechod  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  obsahoval pro různé polarizace více podobně vysokých emisních maxim.



Obr. 4.6: Části emisního spektra aktivního prostředí Nd:YAP naměřené pomocí spektrometrů BLUE Wave (a) a DWARF-STAR (b), (c) odpovídající třem nalezeným zářivým přechodům [36]. Spektra jsou normována k maximu emise daného přechodu. Rozlišení obou spektrometrů bylo 2 nm.

### 4.3 Doba života na horní laserové hladině

Příklad časového průběhu intenzity fluorescence po excitaci nanosekundovým impulzem a následného proložení funkcí (2.3) je znázorněn na Obr. 4.7. Doba života na horní laserové hladině pro Nd:YAG byla určena na  $227 \mu\text{s}$  jako průměr z pěti naměřených hodnot. Obdobně byla stanovena doba života pro Nd:YAP na  $170 \mu\text{s}$ . Nalezené doby života se mírně lišily od hodnot uvedených v rešeršní části v Tab. 1.1 na str. 20, které odpovídají atomární koncentraci iontů neodymu v matrici YAG a YAP 1 %. Protože atomární koncentrace iontů neodymu ve zkoumaném vzorku Nd:YAG byla vyšší než 1 %, bylo předpokládáno, že naměřená hodnota doby života bude kvůli těsnějšímu uspořádání aktivátorů kratší než hodnota uvedena v tabulce. Koncentrace iontů neodymu vzorku Nd:YAP byla naopak nižší než 1 %, a proto byla očekávána delší doba života. Tyto předpovědi byly měřením potvrzeny. Krystaly Nd:YAG a Nd:YAP použité pro sestavení kompaktních laserů (viz 3.1 na str. 41) měly koncentrace iontů neodymu nižší, a lze tak očekávat delší doby života na horní laserové hladině.



Obr. 4.7: Ilustrace zaznamenaného časového průběhu intenzity fluorescence  $\text{Nd}^{3+}$  po excitaci nanosekundovým impulzem (a) a následného proložení funkcí 2.3 k určení doby života na horní laserové hladině (b) vzorku Nd:YAG. Měřítko horizontální osy osciloskopu bylo  $100 \mu\text{s}/\text{div}$ .

## 5 Kompaktní laser Nd:YAG/V:YAG

V této kapitole jsou uvedeny výsledky měření parametrů generovaného záření s kompaktním laserem Nd:YAG/V:YAG. S použitím optiky 8x8 a V:YAGů 85%[111] a 85%[100] proběhlo měření vlivu rotace V:YAGu na úhel polarizace, energii, špičkový výkon a délku impulzu. Dále byla pro čerpací optiku 8x8 a 8x11 a V:YAGy 85%[111], 90%[111] a 85%[100] zkoumána závislost energie, špičkového výkonu a délky impulzu generovaného záření na opakovací frekvenci čerpání. Následovalo měření příčného profilu svazku a vlnové délky. Metody těchto měření a použité přístroje jsou popsány v kapitole 3.4 na str. 45. Schémata a fotografie uspořádání měření jsou na Obr. 3.8 a Obr. 3.9 na str. 47 a str. 48.

### 5.1 Vliv rotace krystalu V:YAG

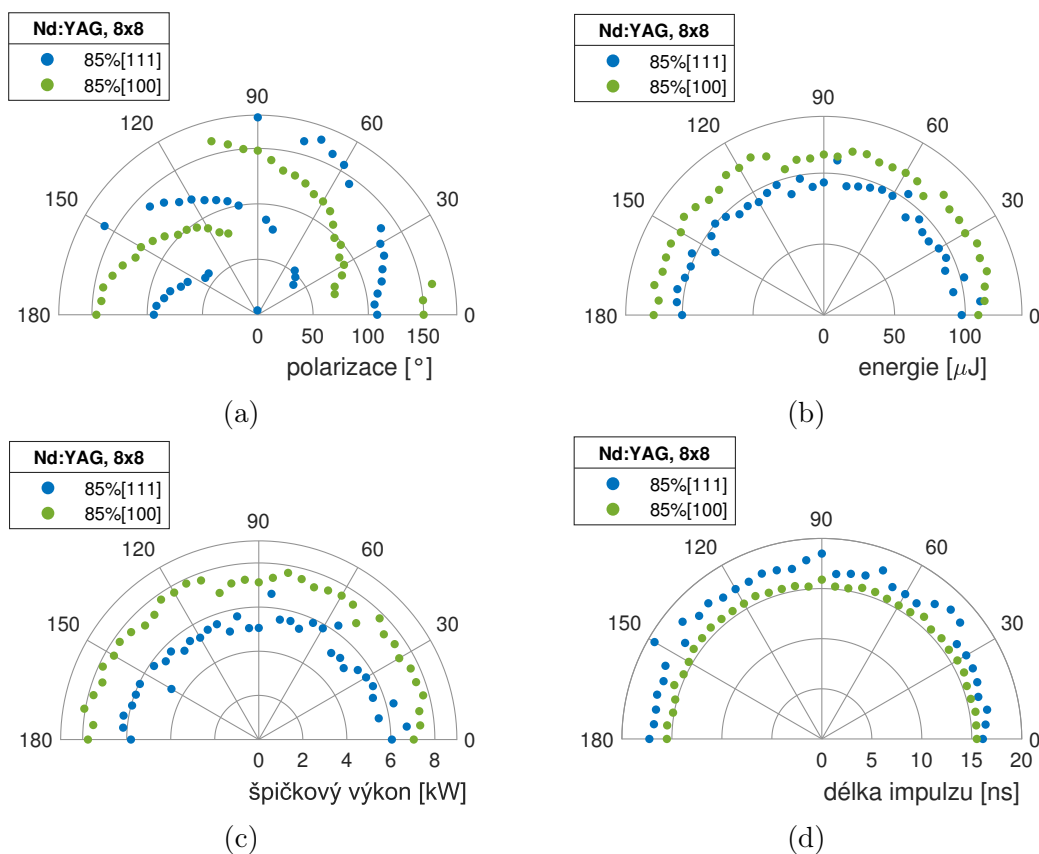
Na Obr. 5.1 jsou vyobrazeny výsledky měření vlivu rotace krystalu V:YAG na polarizaci, energii, špičkový výkon a délku impulzu generovaného záření kompaktního laseru Nd:YAG/V:YAG s použitím čerpací optiky 8x8 při opakovací frekvenci čerpání 50 Hz. Pro oba V:YAGy bylo pozorováno natáčení úhlu polarizace spolu s rotací V:YAGu. Polarizace generovaného záření byla tedy při použití izotropního Nd:YAGu dána anizotropií absorpce v excitovaném stavu V:YAGu, viz Obr. 1.8 na str. 27. Zároveň bylo možné pozorovat skokové změny úhlu polarizace přibližně o 90 °, které byly častější při použití V:YAGu 85%[111]. Tento jev může být vysvětlen na základě modulace absorpčního průřezu v excitovaném stavu, která je pro tuto orientaci V:YAGu rychlejší. Naopak méně skoků v úhlu polarizace bylo možné sledovat s V:YAGem 85%[100] kvůli jeho pomalejší modulaci absorpčního průřezu v excitovaném stavu. Vliv rotace V:YAGu na vlnovou délku emise pro aktivní prostředí Nd:YAG nebyl zkoumán.

Oproti tomu energie, špičkový výkon i délka impulzu nebyly rotací V:YAGu ovlivňovány příliš. V Tab. 5.1 jsou uvedeny maximální a minimální naměřené hodnoty energie, špičkového výkonu a délky impulzu generovaného záření pro oba použité V:YAGy. V případě V:YAGu 85%[100] byl rozdíl maxima a minima normovaný k minimu pro všechny tři veličiny nižší oproti V:YAGu 85%[111]. Z hlediska stability výstupních parametrů by tedy mohl být V:YAG 85%[100] výhodnější, jelikož fluktuace jejich hodnot byla pravděpodobně dána pouze nepřesnostmi měření. Ukázalo se, že během měření vlivu rotace bylo dosaženo vyšší energie, špičkového výkonu a delších impulzů než během měření s kompaktním laserem při odpovídající opakovací frekvenci čerpání 50 Hz (viz následující kapitola). Vysvětlení je takové, že uchycení V:YAGu v rotačním držáku

způsobilo prodloužení rezonátoru, čímž docházelo nejen k prodloužení délky impulzu, ale také ke zvýšení energie impulzu vlivem zvětšení objemu rezonátoru.

V:YAG	$E$ [ $\mu\text{J}$ ]	$P$ [kW]	$t$ [ns]
85%[111]	88 – 111	4,6 – 6,7	16,1 – 19,3
85%[100]	106 – 123	6,9 – 8,0	15,1 – 15,9

Tab. 5.1: Maximální a minimální naměřené hodnoty energie  $E$ , špičkového výkonu  $P$  a délky impulzu  $t$  generovaného záření kompaktního laseru Nd:YAG/V:YAG při zkoumání vlivu rotace krystalu V:YAG. Měření proběhlo při opakovací frekvenci čerpání 50 Hz pro optiku 8x8 a krystaly V:YAG 85%[111] a 85%[100].



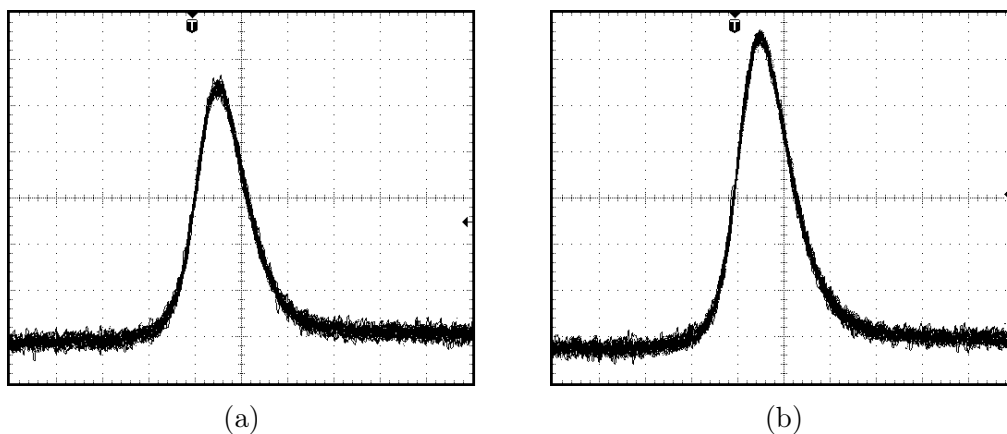
Obr. 5.1: Naměřená závislost úhlu polarizace (a), energie impulzu (b), špičkového výkonu (c) a délky impulzu (d) záření generovaného laserem Nd:YAG/V:YAG na úhlu rotace krystalu V:YAG okolo jeho podélné osy. Měření proběhlo pro optiku 8x8 a krystaly V:YAG 85%[111] a 85%[100]. Nulová hodnota úhlu odpovídá lineární polarizaci ve vertikálním směru.



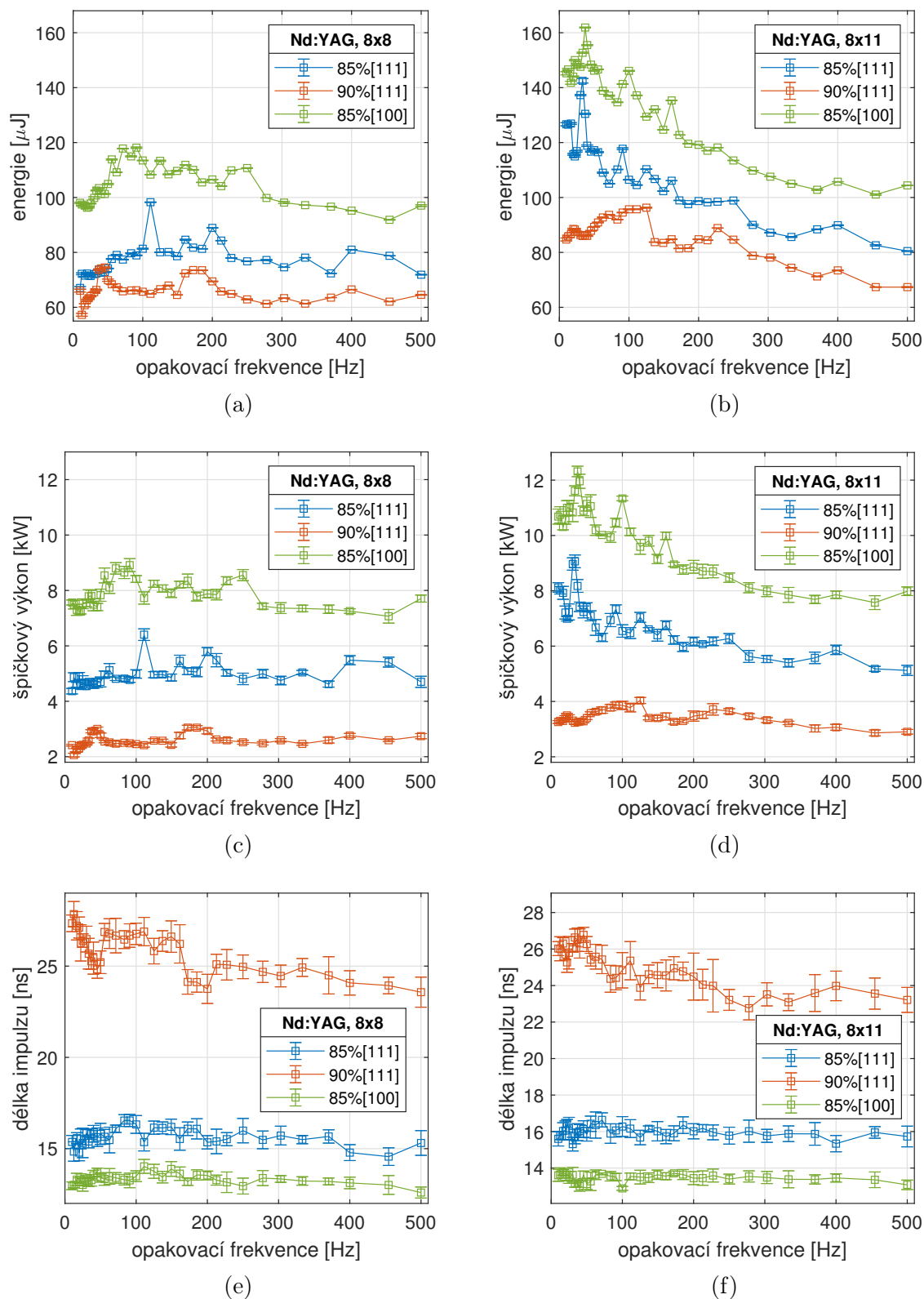
## 5.2 Střední a špičkový výkon, energie, délka impulzu

Výsledky měření pro všechny tři krystaly V:YAG a obě čerpací optiky jsou na Obr. 5.3. Co se týče porovnání čerpacích optik, vyšší energie a výkonu bylo pro všechny V:YAGy dosaženo s optikou 8x11. Výhodou této optiky je dosažení většího a delšího ohniska čerpacího záření uvnitř aktivního krystalu, díky čemuž je možné extrahovat energii záření z většího objemu aktivního krystalu. K tomuto však dochází na úkor vyššího prahu oproti použití optiky 8x8. Také si lze všimnout výrazně klesajícího charakteru závislosti energie a výkonu na rostoucí opakovací frekvenci čerpání, a to především pro optiku 8x11, z důvodu vyšší tvorby tepla ve velkém objemu aktivního prostředí. Generované impulzy byly s optikou 8x11 kratší pouze nepatrně, jelikož délka impulzu je dána především ztrátami saturevatelného absorbéru, odrazivostí výstupního zrcadla a délkou rezonátoru. Vliv na délku impulzu může mít také poloha krčku čerpacího záření vůči aktivnímu prostředí.

Nejnižší energie a výkonu bylo pro obě optiky, při srovnání použitých saturevatelných absorbérů, dosaženo s krystalem V:YAG 90%[111], jak bylo očekáváno kvůli jeho nejvyšší počáteční transmitanci. Nízké ztráty vlivem vysoké počáteční transmitance implikují nízkou prahovou inverzi na začátku budování impulzu, a generovaná energie v jednom impulzu je proto také nižší. S tímto souvisí také délka impulzu, která je kvůli pomalejší dynamice sepnutí delší. Přestože zbylé dva V:YAGy se v počáteční transmitanci téměř nelišily, lepších výsledků bylo dosaženo s V:YAGem s orientací [100]. S optikou 8x11 se hodnoty energie impulzu, resp. špičkového výkonu, resp. délky impulzu pro tento V:YAG pohybovaly v rozmezí 101 – 162  $\mu\text{J}$ , resp. 7,6 – 12,3 kJ, resp. 12,9 – 13,7 ns. Na Obr. 5.2 jsou rovněž pro ilustraci uvedeny příklady časového průběhu generovaného impulzu pro obě optiky s použitím krystalu V:YAG 85%[100] při opakovací frekvenci čerpání 10 Hz.



Obr. 5.2: Příklad časového průběhu generovaného impulzu kompaktního laseru Nd:YAG/V:YAG s krystalem V:YAG 85%[100] při opakovací frekvenci čerpání 10 Hz; s optikou 8x8 (a), s optikou 8x11 (b). Měřítko horizontální osy osciloskopu bylo 10 ns/div.



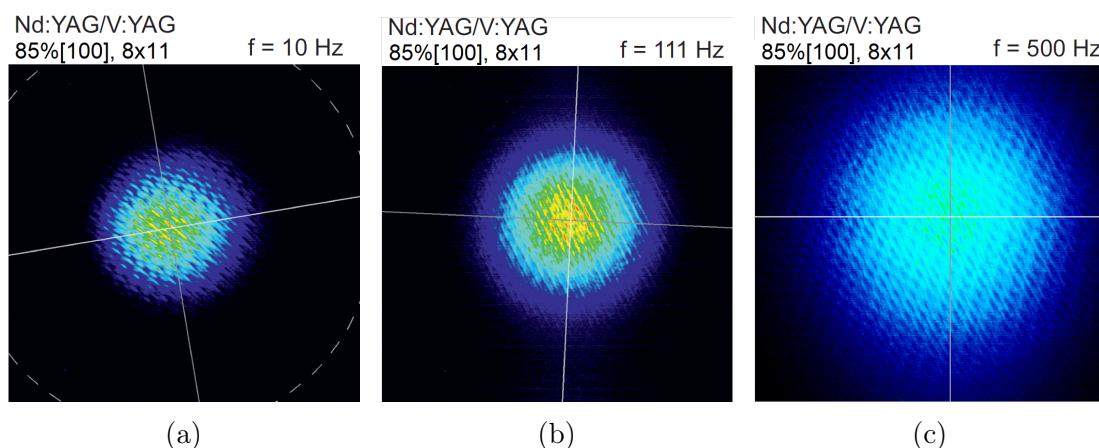
Obr. 5.3: Naměřená energie, špičkový výkon a délka Q-spínaného impulsu generovaného pomocí kompaktního laseru Nd:YAG/V:YAG v závislosti na opakovací frekvenci čerpání pro dvě použité čerpací optiky. Měření proběhlo pro optiku 8x8, optiku 8x11 a krystaly V:YAG 85%[111], 90%[111] a 85%[100].

### 5.3 Vlnová délka

Pro střední vlnovou délku emitovaného záření nebyly sledovány téměř žádné vlivy opakovací frekvence čerpání. Totéž platilo také pro všechny kombinace V:YAGů a čerpacích optik. Naměřená střední vlnová délka byla 1318 nm, přestože výsledky měření spektroskopických vlastností vzorku Nd:YAG (viz Obr. 4.5c) prokázaly výskyt mírně vyššího maxima emise na 1338 nm. K upřednostnění emise na nižším emisním píku 1318 nm mohlo dojít v důsledku specifické odrazivosti vrstev zrcadel rezonátoru. Pro vysoké opakovací frekvence čerpání blíží se 500 Hz bylo možné ojediněle sledovat také generaci na vlnové délce 1338 nm. Tato nestabilita ve vlnové délce, která by však mohla být eliminována změnou odrazivosti zrcadel, může znamenat jistou nevýhodu oproti laseru Nd:YAP/V:YAG, kde podobný jev nestability vlnové délky generovaného záření pozorován nebyl ani při vysokém středním výkonu čerpání.

### 5.4 Příčný profil svazku

Zaznamenávání profilu svazku probíhalo s využitím dvoufotonové absorpce záření, a poloměr svazku tak závisel na příčném rozložení intenzity dopadajícího záření. Na Obr. 5.4 jsou znázorněny příčné profily generovaného svazku pro takovou konfiguraci kompaktního laseru, která přinesla v předchozí kapitole nejlepší výsledky, tj. konfigurace s V:YAGem 85%[100] a čerpací optikou 8x11. Pro ilustraci byly vybrány profily svazku při opakovací frekvenci čerpání 10 Hz, 111 Hz a 500 Hz. Lze pozorovat, že s rostoucí opakovací frekvencí rostla také divergence. S optikou 8x8 byly pozorovány profily s nepatrně menším poloměrem oproti optice 8x11, a to především pro vysoké opakovací frekvence. Při použití optiky 8x11 měl laser kvůli většímu poloměru čerpacího svazku vyšší práh a ke generaci bylo nutné dodat vyšší střední výkon čerpání, čímž narůstala také divergence generovaného svazku vlivem silnějších teplotních jevů.



Obr. 5.4: Naměřené profily generovaného svazku kompaktního laseru Nd:YAG/V:YAG s krystalem V:YAG 85%[100] a čerpací optikou 8x11 při opakovací frekvenci čerpání 10 Hz (a), 111 Hz (b), 500 Hz (c).

## 6 Kompaktní laser Nd:YAP/V:YAG

V této kapitole jsou uvedeny výsledky měření parametrů generovaného záření s kompaktním laserem Nd:YAP/V:YAG. S použitím optiky 8x8 a V:YAGů 85%[111] a 85%[100] proběhlo měření vlivu rotace V:YAGu na úhel polarizace, energii, špičkový výkon a délku impulzu. Dále byla pro obě čerpací optiky a všechny dva uvedené V:YAGy zkoumána závislost energie, špičkového výkonu a délky impulzu generovaného záření na opakovací frekvenci čerpání. Následovalo měření příčného profilu svazku a vlnové délky. Metody těchto měření a použité přístroje jsou popsány v kapitole 3.4 na str. 45. Schémata a fotografie uspořádání měření jsou na Obr. 3.8 a Obr. 3.9 na str. 47 a str. 48.

### 6.1 Vliv rotace krystalu V:YAG

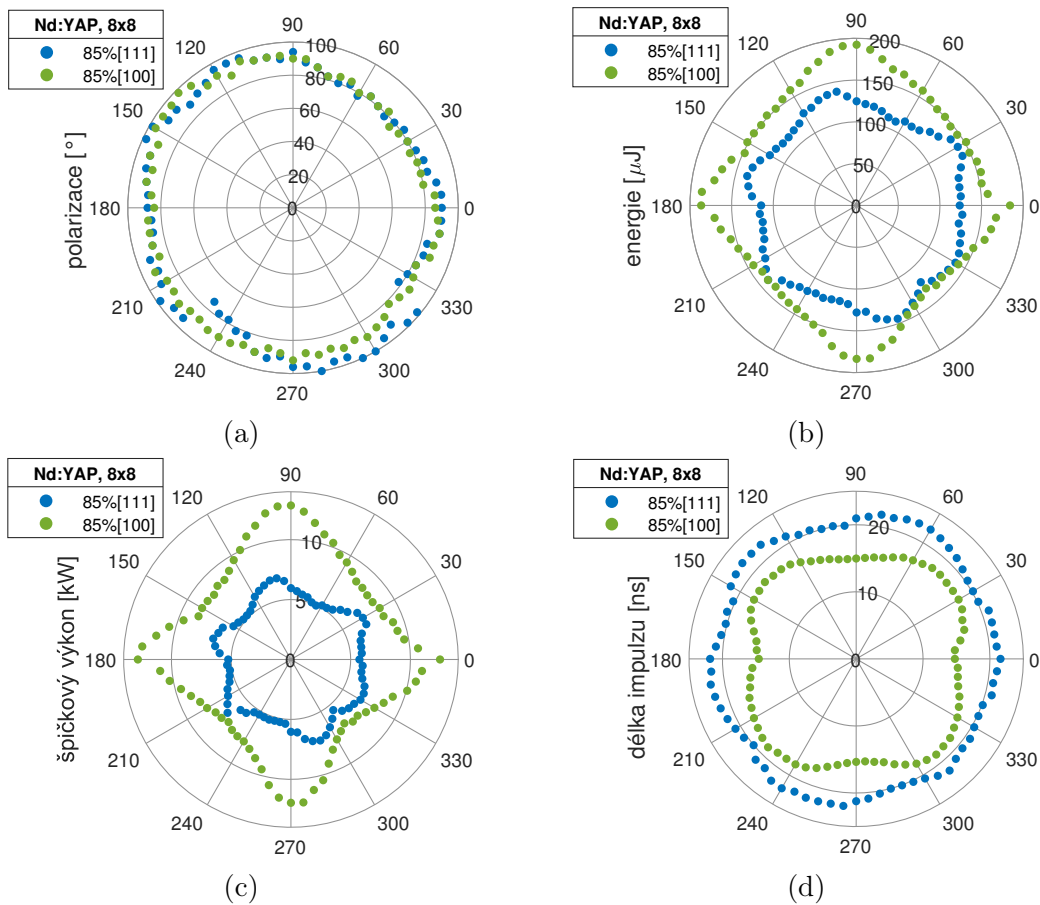
Výsledky tohoto měření, které jsou znázorněny na Obr. 6.1, se značně lišily oproti případu s kompaktním laserem Nd:YAG/V:YAG. Úhel polarizace generovaného záření kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG byl nyní pevně určen anizotropním aktivním krystalem Nd:YAP, a proto se téměř neměnil v závislosti na úhlu rotace V:YAGu. Na druhou stranu, s rotací V:YAGu docházelo k významné modulaci energie, špičkového výkonu a délky impulzu. K vysvětlení tohoto chování opět poslouží graf znázorňující modulaci  $\sigma_{ESA}$  na úhlu polarizace na Obr. 1.8. Natáčením V:YAGu vůči pevné polarizaci dané anizotropií zisku krystalu Nd:YAP byla demonstrována právě tato modulace, která značně ovlivňovala proces Q-spínání. Byla proto zaznamenána maxima naměřené energie odpovídající pro daný úhel polarizace vůči V:YAGu minimální hodnotě  $\sigma_{ESA}$  a obráceně. Z dynamiky Q-spínání rovněž vyplývá, že pro úhel polarizace odpovídající maximum generované energie docházelo ke generaci kratších impulzů. Rychlost modulace energie, výkonu a délky impulzu korespondovala s rychlostí modulace  $\sigma_{ESA}$  pro V:YAG s danou orientací. Zatímco pro V:YAG s orientací [111] byla pro úhel polarizace v oblasti 0–180° pozorována až čtyři maxima, pro V:YAG s orientací [100] bylo možné sledovat v tomtéž rozmezí úhlů maxima tři. Naměřená střední vlnová délka generovaného záření byla pro oba V:YAGy 1341 nm a rotací V:YAGu nebyla ovlivňována.

Obdobně jako pro kompaktní laser Nd:YAG/V:YAG byly nalezeny maximální a minimální hodnoty energie, špičkového výkonu a délky impulzu, které jsou uvedeny v Tab. 6.1. Rozdíl maxima a minima normovaný k minimu pro všechny tři veličiny byl tentokrát pro V:YAG 85%[100] vyšší, což může vést k lepší optimalizaci energie, špičkového výkonu a délky impulzu při konstrukci kompaktního laseru. Také bylo opět možné sledovat, že energie, špičkový výkon a délka impulzu byly kvůli delšímu rezoná-

toru vyšší během měření vlivu rotace než během následujícího měření s kompaktním laserem při odpovídající opakovací frekvenci 50 Hz (viz následující kapitola).

V:YAG	$E$ [ $\mu\text{J}$ ]	$P$ [kW]	$t$ [ns]
85%[111]	111 – 144	5,0 – 7,2	19,9 – 22,3
85%[100]	130 – 192	6,9 – 12,8	14,5 – 18,6

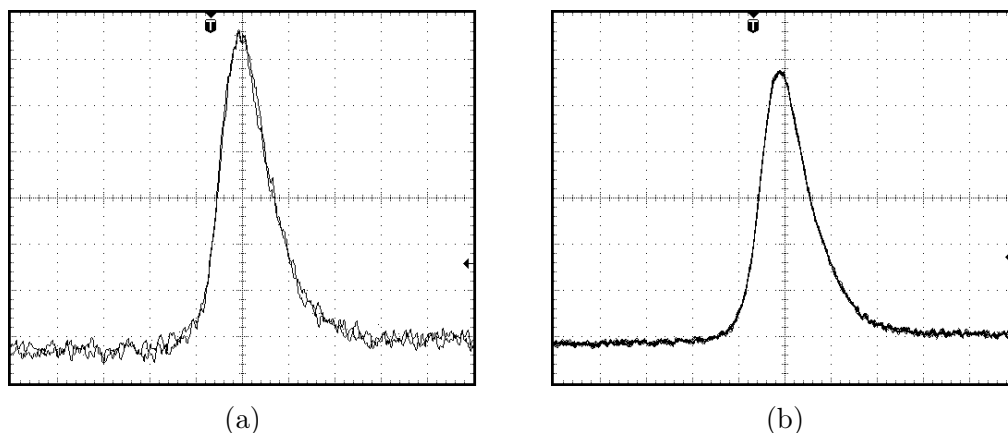
Tab. 6.1: Maximální a minimální naměřené hodnoty energie  $E$ , špičkového výkonu  $P$  a délky impulzu  $t$  generovaného záření kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG při zkoumání vlivu rotace krystalu V:YAG. Měření proběhlo při opakovací frekvenci čerpání 50 Hz pro optiku 8x8 a krystaly V:YAG 85%[111] a 85%[100].



Obr. 6.1: Naměřená závislost úhlu polarizace (a), energie impulzu (b), špičkového výkonu (c) a délky impulzu (d) záření generovaného laserem Nd:YAP/V:YAG na úhlu rotace krystalu V:YAG okolo jeho podélné osy. Měření proběhlo pro optiku 8x8 a krystaly V:YAG 85%[111] a 85%[100]. Nulová hodnota úhlu odpovídá lineární polarizaci ve vertikálním směru.

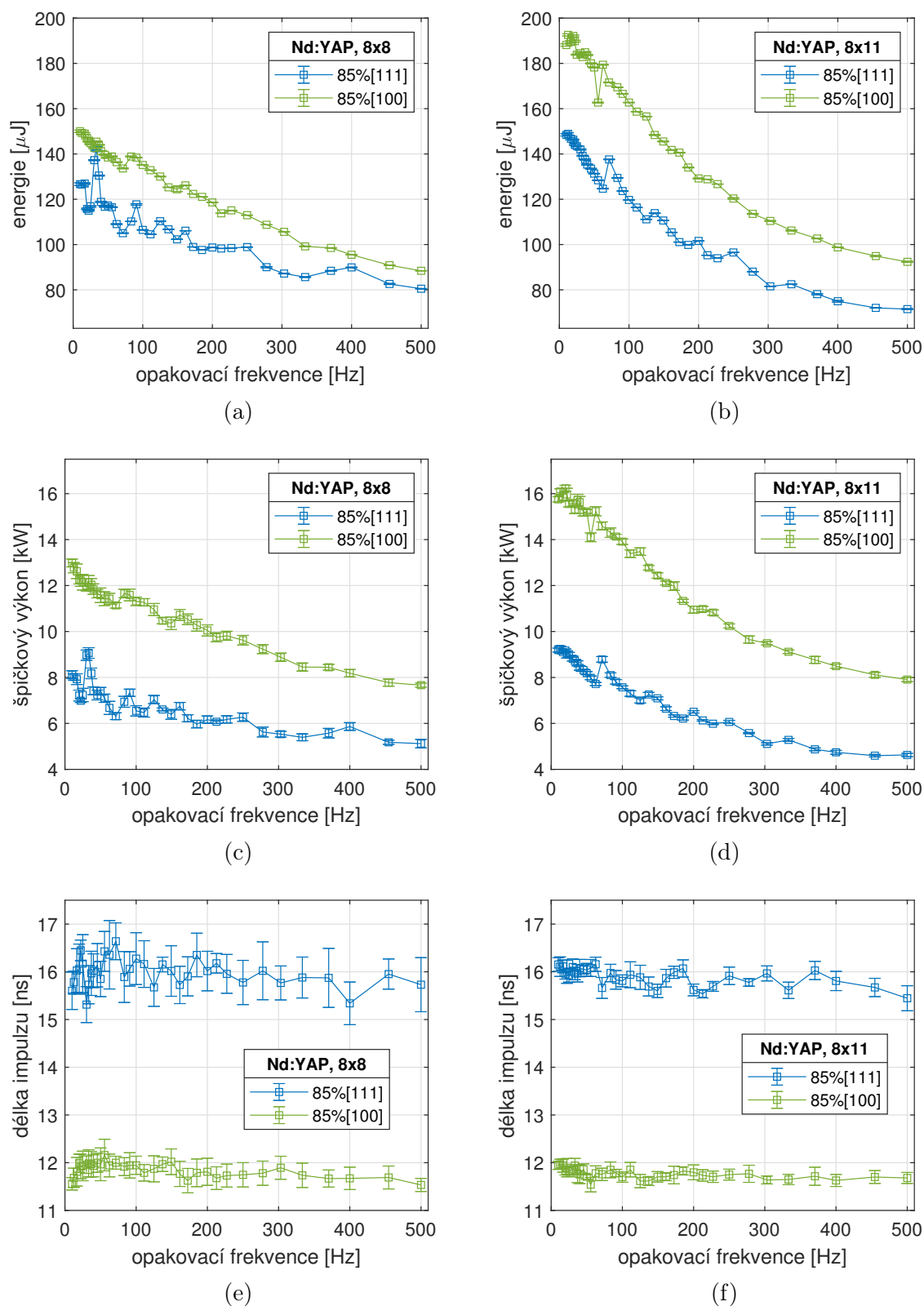
## 6.2 Střední a špičkový výkon, energie, délka impulzu

Na základě nalezených modulací výstupních parametrů laseru na úhlu rotace krystalu V:YAG, uvedených v předchozí kapitole, byl do držáku s náklonem daný V:YAG vložen tak, aby byl díky vhodnému natočení V:YAGu vůči aktivnímu Nd:YAPu maximalizován výstupní střední výkon a minimalizována délka impulzu. Toto natočení odpovídalo v případě V:YAGu 85%[111] úhlu přibližně  $100^\circ$  a úhlu  $90^\circ$  pro V:YAG 85%[111] (viz předchozí Obr. 6.1). Přesnost dodržení tohoto úhlu natočení však byla kvůli válcovému tvaru Nd:YAPu velmi malá, což mohlo také vést k naměření nižších hodnot energie a špičkového výkonu oproti těm, které byly získány při měření vlivu rotace V:YAGu v předchozí kapitole. Grafy naměřených závislostí výstupních parametrů kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG na opakovací frekvenci čerpání jsou vyobrazeny na Obr. 6.3. Měření tentokrát proběhlo s oběma čerpacími optikami pouze pro dva V:YAGy s téměř stejnou počáteční transmitancí. Opět bylo díky většímu ohnisku čerpacího záření v aktivním prostředí dosaženo vyšší energie impulzu a špičkového výkonu s čerpací optikou 8x11, stejně jako u kompaktního laseru Nd:YAG/V:YAG. Taktéž byly generovány kratší impulzy s vyšší energií a špičkovým výkonem s V:YAGem 85%[100]. S nejvýhodnější konfigurací kompaktního laseru, tj. s V:YAGem 85%[100] a optikou 8x11 byly hodnoty energie, resp. špičkového výkonu, resp. délky impulzu  $92 - 193 \mu\text{J}$ , resp.  $7,9 - 16,2 \text{ kW}$ , resp.  $11,5 - 11,9 \text{ ns}$ . Oproti případu s krystalem Nd:YAG bylo klesání závislosti energie a výkonu na opakovací frekvenci mnohem prudší. Toto chování může být vysvětleno na základě tepelné vodivosti, která je pro Nd:YAP nižší v porovnání s krystalem Nd:YAG (Tab. 1.1 na str. 20). Důležitým faktorem je také anizotropie v teplotní roztažnosti Nd:YAPu, která je významná při formování termické čočky [4, str. 436]. Na Obr. 6.2 jsou rovněž pro ilustraci uvedeny příklady časového průběhu generovaného impulzu pro obě optiky s použitím V:YAGu 85%[100] při opakovací frekvenci čerpání 10 Hz.



Obr. 6.2: Příklad časového průběhu generovaného impulzu kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG s krystalem V:YAG 85%[100] při opakovací frekvenci čerpání 10 Hz; s optikou 8x8 (a), s optikou 8x11 (b). Měřítko horizontální osy osciloskopu bylo 10 ns/div.

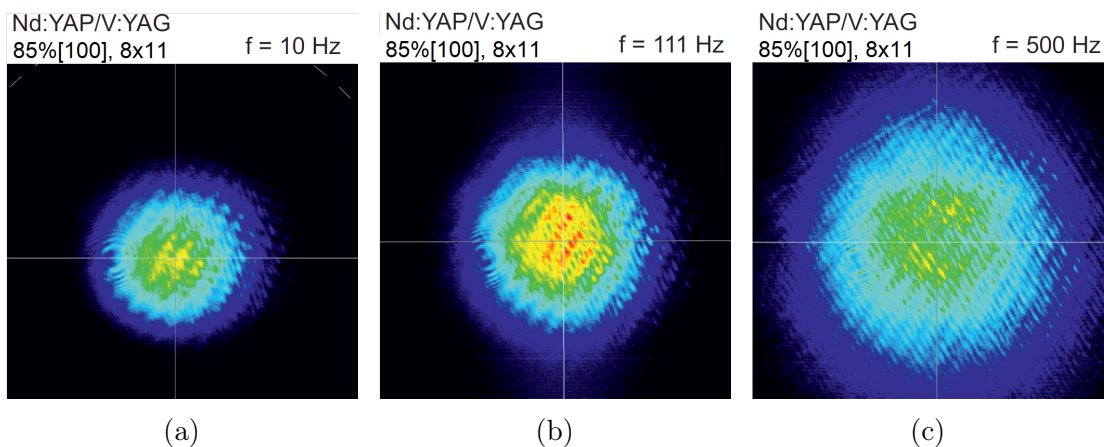




Obr. 6.3: Naměřená energie, špičkový výkon a délka Q-spínaného impulzu generovaného pomocí kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG v závislosti na opakovací frekvenci čerpání pro dvě použité čerpací optiky. Měření proběhlo pro optiku 8x8, optiku 8x11 a krystaly V:YAG 85%[111], 90%[111] a 85%[100].

### 6.3 Vlnová délka a příčný profil svazku

Stejně jako v případě laseru Nd:YAG/V:YAG se naměřená střední vlnová délka generovaného záření neměnila v závislosti na opakovací frekvenci ani na použité optice nebo V:YAGu. Byla stanovena na 1341 nm, což koresponduje s nejvyšším maximem emise příslušného laserového přechodu nalezeným při zkoumání spektroskopických vlastností vzorku Nd:YAP. Závěry plynoucí z měření příčného profilu svazku jsou rovněž totožné jako v případě laseru Nd:YAG/V:YAG. Ilustrace naměřených profilů svazku pro tři hodnoty opakovací frekvence pro V:YAG 85%[100] a optiku 8x11 jsou na Obr. 6.4.



Obr. 6.4: Naměřené profily generovaného svazku kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG s krystalem V:YAG 85%[100] a čerpací optikou 8x11 při opakovací frekvenci čerpání 10 Hz (a), 111 Hz (b), 500 Hz (c).



## 7 Shrnutí experimentálních výsledků

Provedení spektroskopické charakterizace aktivních krystalů Nd:YAG a Nd:YAP umožnilo nalézt vhodnou vlnovou délku pro čerpání při jejich využití v kompaktním laserovém systému generujícím ve spektrální oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Byla naměřena absorpční spektra v rozsahu vlnových délek  $400 - 950\ \text{nm}$  a  $1500 - 5900\ \text{nm}$  a pozorované absorpční pásy byly ztotožněny s odpovídajícími absorpčními přechody. Oba materiály vykazovaly vysokou absorpci v oblasti  $800 - 820\ \text{nm}$ , kde byl následně vypočítán jejich absorpční koeficient a absorpční účinný průřez v závislosti na vlnové délce absorbovaného záření. V případě Nd:YAGu bylo nalezeno maximum těchto veličin,  $10,5\ \text{cm}^{-1}$  a  $5,6 \cdot 10^{-23}\ \text{cm}^2$  (rozlišení  $0,2\ \text{nm}$ ), na vlnové délce  $808\ \text{nm}$ . Pro vzorek Nd:YAP byl zkoumán navíc vliv anizotropie na absorpci a obdobně byla nalezena maxima na  $796\ \text{nm}$  a  $813\ \text{nm}$ . Při nepolarizovaném absorbovaném záření byly vypočteny hodnoty maxim,  $7,7\ \text{cm}^{-1}$  a  $4,3 \cdot 10^{-23}\ \text{cm}^2$ , na vlnové délce  $796\ \text{nm}$ . Absorpční spektrum bylo měřeno také pro krystal V:YAG využívaný jako saturovatelný absorbér v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Vzorek vykazoval maximum absorpce na vlnové délce  $1310\ \text{nm}$  s hodnotou absorpčního koeficientu  $1,9\ \text{cm}^{-1}$ . Pro obě aktivní prostředí byla následně nalezena emisní spektra, kterým byly přiřazeny příslušné laserové přechody. Pro účely této práce byl nejzajímavější především přechod  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  odpovídající spektrální oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Vzorek Nd:YAG vykazoval největší hodnoty emise na vlnových délkách  $1318\ \text{nm}$  a  $1338\ \text{nm}$ , u krystalu Nd:YAP dominovala vlnová délka  $1341\ \text{nm}$ , a to pro všechny tři ortogonální směry polarizace emitovaného záření. Nakonec byly stanoveny doby života na horní laserové hladině  ${}^4F_{3/2}$ , pro Nd:YAG  $227\ \mu\text{s}$  ( $1,1\ \text{at. \% Nd/Y}$ ) a pro Nd:YAP  $170\ \mu\text{s}$  ( $0,9\ \text{at. \% Nd/Y}$ ), které korespondovaly s poznatky uvedenými v rešeršní části práce.

K sestavení kompaktního Q-spínaného laseru byly použity dva aktivní krystaly válcového tvaru, Nd:YAG a Nd:YAP. Na jednom z čel každého krystalu bylo napařeno čerpací zrcadlo rezonátoru, druhé čelo bylo opatřeno antireflexní vrstvou. Jako saturovatelné absorbéry byly testovány tři krystaly V:YAG válcového tvaru lišící se buďto počáteční transmitancí, nebo orientací podélného řezu. Obdobně, jako tomu bylo u aktivních krystalů, na čele každého krystalu V:YAG bylo napařeno výstupní zrcadlo rezonátoru. Ještě před úplným sestavením kompaktního laseru byl V:YAG umístěn zvlášť do rotačního držáku ke zkoumání vlivu jeho rotace na některé výstupní parametry generovaného záření. Bylo zjištěno, že s izotropním Nd:YAGem byl úhel polarizace řízen rotací V:YAGu, zatím co energie, špičkový výkon a délka impulzu zůstávaly s rotací neměnné. Oproti tomu, s krystalem Nd:YAP byl úhel polarizace pevně dán anizotropním aktivním krystalem. Natáčením V:YAGu vůči této polarizaci docházelo k úhlové modulaci energie, výkonu i délky impulzu, která kopírovala modulaci absorpčního průřezu

V:YAGu v excitovaném stavu. Nalezená modulace měřeného středního výkonu s krystalem Nd:YAP posloužila optimalizaci výstupních veličin při konstrukci kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG. Saturovatelný absorbér V:YAG 85%[100] přitom umožňoval lepší optimalizaci energie, špičkového výkonu a délky impulzu kvůli vyššímu rozdílu maximální a minimální hodnoty normované k minimu oproti V:YAGu 85%[111] (viz Obr. 6.1 na str. 66). Reprodukovat optimální polohu V:YAGu vůči aktivnímu krystalu při konstrukci laseru však bylo velmi obtížné kvůli válcovému tvaru krystalů. Přesnost optimalizace byla proto relativně malá, což mohlo vést například také k tomu, že během měření vlivu rotace byly naměřeny odlišné hodnoty než během měření s sestaveným kompaktním laserem při odpovídající opakovací frekvenci. Dalším důvodem může být také fakt, že délka i objem rezonátoru byl vyšší při měření vlivu rotace, jelikož V:YAG musel být vždy umístěn v rotačním držáku mimo tělo laseru.

Pro oba případy sestavených kompaktních Q-spínaných laserů, Nd:YAG/V:YAG a Nd:YAP/V:YAG, byl při pulzním čerpání laserovou diodou na rozsahu vlnové délky 804,7 – 806,5 nm a energie čerpacího impulzu 5 – 15 mJ měřen střední výkon a délka impulzu generovaného záření v závislosti na opakovací frekvenci čerpání, ze kterých byla dále vypočítána energie a špičkový výkon. Bylo zjištěno, že vyšší energie a kratších impulzů bylo dosaženo s čerpací optikou 8x11, která sloužila k navedení čerpacího záření do aktivního prostředí. Tato optika oproti optice 8x8 poskytovala větší poloměr čerpacího svazku v aktivním prostředí, a čerpaná oblast aktivního prostředí tak mohla být větší. Pro generaci mohlo být výhodnější také delší ohnisko čerpacího svazku po průchodu optikou 8x11, díky kterému mohlo být vzniklé teplo lépe rozprostřeno v objemu aktivního prostředí. Optika 8x8 oproti tomu umožňovala dosažení nižšího prahu generace. Ze saturovatelných absorbérů bylo nejlepších výsledků dosaženo s krystalem V:YAG 85%[100] s orientací [100]. Jeho nízká počáteční transmitance 85 % umožňovala lepší kumulaci energie pro vybudování impulzu, díky čemuž mohly být generovány také kratší impulzy. Lepších výsledků bylo dosaženo s krystalem Nd:YAP, a to při nízkých opakovacích frekvencích čerpání, jelikož při vyšších opakovacích frekvencích se začal projevovat pokles účinnosti generace vlivem vznikajícího tepla uvnitř laserového systému. Toto teplo ovlivňovalo účinnost generace především v systémech s krystalem Nd:YAP z důvodu jeho nižší teplotní vodivosti. Maximální a minimální hodnoty energie, špičkového výkonu a délky impulzu pro jednotlivé konstrukce kompaktních laserů s oběma aktivními prostředími jsou uvedeny v Tab. 7.1 a Tab. 7.2.

Byla pozorována také zvyšující se divergence svazku s narůstajícím teplem vlivem zvyšování opakovací frekvence, což bylo možné sledovat na zaznamenaných příčných profilech svazku generovaného záření. Nakonec byla pro jednotlivá aktivní prostředí stanovena také střední vlnová délka emise, v případě laseru Nd:YAG/V:YAG byla naměřena vlnová délka 1318 nm, pro Nd:YAP/V:YAG byla získána hodnota 1341 nm. Pouze v případě Nd:YAGu bylo ojediněle možné pro vysoké opakovací frekvence čerpání sledovat také generaci záření se střední vlnovou délkou 1338 nm. Pro Nd:YAP nebyl pozorován vliv opakovací frekvence, V:YAGu ani čerpací optiky na střední vlnovou délku.

V:YAG	optika	$E$ [ $\mu\text{J}$ ]	$P$ [kW]	$t$ [ns]
90%[111]	8x8	57 – 75	2,1 – 3,0	23,5 – 27,8
	8x11	67 – 96	2,9 – 4,0	22,8 – 26,8
85%[111]	8x8	67 – 98	4,4 – 6,4	14,5 – 16,5
	8x11	81 – 143	5,1 – 9,1	15,3 – 16,6
85%[100]	8x8	92 – 118	7,1 – 8,9	12,6 – 14,0
	8x11	101 – 162	7,6 – 12,3	12,9 – 13,7

Tab. 7.1: Maximální a minimální naměřené hodnoty energie  $E$ , špičkového výkonu  $P$  a délky impulzu  $t$  generovaného záření kompaktního laseru Nd:YAG/V:YAG (viz str. 63). Měření proběhlo pro optiky 8x8, 8x11 a krystaly V:YAG 90%[111], 85%[111] a 85%[100].

V:YAG	optika	$E$ [ $\mu\text{J}$ ]	$P$ [kW]	$t$ [ns]
85%[111]	8x8	64 – 104	4,1 – 6,3	15,3 – 16,5
	8x11	71 – 149	4,6 – 9,2	15,4 – 16,1
85%[100]	8x8	88 – 150	7,7 – 13,0	11,5 – 12,1
	8x11	92 – 193	7,9 – 16,2	11,5 – 11,9

Tab. 7.2: Maximální a minimální naměřené hodnoty energie  $E$ , špičkového výkonu  $P$  a délky impulzu  $t$  generovaného záření kompaktního laseru Nd:YAP/V:YAG (viz str. 68). Měření proběhlo pro optiky 8x8, 8x11 a krystaly V:YAG 85%[111] a 85%[100].

# Závěr

Cílem této práce bylo seznámit se s problematikou kompaktních diodově čerpaných Q-spínaných laserů generujících ve spektrální oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ , s jejich konstrukcí a možnými aplikacemi. V rámci toho proběhlo měření spektroskopické charakterizace krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG z hlediska jejich využití v konstrukci kompaktního Q-spínaného laseru generujícího záření v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ . Následně bylo realizováno několik variant kompaktních Q-spínaných laserů a byla provedena jejich charakterizace a zhodnocení výsledků.

První část diplomové práce byla věnována uvedení do této problematiky. Nejprve byly shrnuty základní principy a jevy spojené s generací laserového záření, některá specifika pevnolátkových laserů, jejich hlavních částí a možnosti optického čerpání pomocí laserových diod. Podrobněji byly popsány aktivní krystaly dopované ionty neodymu, především krystaly Nd:YAG, Nd:YAP, které byly použity v experimentální části práce. V oblasti zájmu byla schopnost laserů s těmito aktivními materiály generovat záření na vlnových délkách okolo  $1,3\ \mu\text{m}$ , a byly proto uvedeny vlastnosti, možnosti využití a kompaktní zdroje takového záření. Součástí práce bylo rovněž popsat režim generace Q-spínání, a to především pasivního spínání pomocí saturevatelných absorbérů. Podrobněji byl představen V:YAG jakožto vhodný saturevatelný absorbér pro záření z oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$ , který byl také použit v experimentální části práce. Nakonec byly shrnuty výhody diodového čerpání, pasivního Q-spínání a jiných faktorů pro sestavení kompaktního a případně také robustního laserového systému.

V rámci experimentální části práce byly nejprve zkoumány spektroskopické vlastnosti krystalů Nd:YAG, Nd:YAP a V:YAG. Díky tomuto měření byla pro obě aktivní prostředí nalezena vhodná oblast čerpání okolo  $800\ \text{nm}$ , která odpovídá přechodu ze základní hladiny  ${}^4F_{9/2}$  na hladinu  ${}^4F_{3/2}$ . Pro obě aktivní prostředí následně proběhlo měření jejich emisních spekter, což umožnilo předpovědět vlnovou délku emise sestaveného kompaktního laseru. Rovněž byly experimentálně zjištěny doby života na horní laserové hladině obou aktivních materiálů. V případě měření absorpčního i emisního spektra krystalu Nd:YAP byl brán ohled také na jeho anizotropii. Kvůli využití krystalu V:YAG jako saturevatelného absorbéru pro laser generující záření okolo  $1,3\ \mu\text{m}$  byla měřena jeho počáteční transmitance v této oblasti.

Hlavní náplní experimentální části bylo sestavení kompaktního Q-spínaného laseru v konfiguraci podélného čerpání generujícího záření v oblasti  $1,3\ \mu\text{m}$  a měření jeho výstupních parametrů. Jako aktivní prostředí sloužil krystal Nd:YAG a Nd:YAP, roli saturevatelného absorbéru pro Q-spínání měly tři krystaly V:YAG lišící se počáteční transmitancí nebo orientací podélného řezu. K navedení čerpacího záření do aktivního

prostředí bylo použito optické vlákno a dvě různé čerpací optiky tvořené dvěma asférickými čočkami. Nejprve byl pro oba krystaly a čerpací optiku 8x8 měřen vliv rotace krystalu V:YAG okolo jeho podélné osy na úhel polarizace, energii, špičkový výkon, délku impulzu a spektrum generovaného záření. Následně bylo pro různé kombinace aktivního prostředí, čerpací optiky a krystalu V:YAG naměřena závislost energie, špičkového výkonu a délky impulzu na opakovací frekvenci čerpání. Byla také sledována stabilita těchto parametrů se změnou konfigurace laseru. Nejlepších výsledků, tj. nejvyšší energie a špičkový výkon a nejkratší impulzy, bylo dosaženo s čerpací optikou 8x11 a s krystalem V:YAG s nejnižší počáteční transmitancí a orientací [100]. Co se týče porovnání aktivního prostředí, lepších výsledků bylo pro nižší opakovací frekvence čerpání dosaženo s použitím krystalu Nd:YAP. S tímto aktivním krystalem bylo možné na výstupu laseru dosáhnout generace impulzů s energií  $193 \mu\text{J}$ , špičkovým výkonem  $16,2 \text{ kW}$  a délkou  $11,5 \text{ ns}$ . Pro vyšší opakovací frekvence byly výsledky s oběma aktivními krystaly srovnatelné. Rovněž byly v závislosti na opakovací frekvenci čerpání zaznamenány příčné profily svazku a určeny střední vlnové délky generovaného záření. Dosažené výsledky shrnuje a hodnotí kapitola 7. Všechny body zadání diplomové práce byly tímto splněny.

# Literatura

- [1] SVELTO, O.: *Principles of Lasers*, Kluwer Academic/Plenum Publisher, 2010.
- [2] VRBOVÁ, M., JELÍNKOVÁ, H., GAVRILOV, P.: *Úvod do laserové techniky*, FJFI ČVUT, Praha, 1998.
- [3] PASCHOTTA, R.: *Field Guide to Lasers*, SPIE Press, Bellingham, Washington USA, 2008.
- [4] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [5] KADLEC, K.: *Kompaktní optický systém pro čerpání mikročipových laserů s krystalem Nd:YAG*, Výzkumný úkol, FJFI ČVUT, Praha, 2021.
- [6] D'ORAZIO, D. J., PEARSON, M. J., SCHULTZ, J. T., SIDOR, D., BEST, M. W., GOODFELLOW, K. M., SCHOLTEN, R. E., WHITE, J. D.: *Measuring the Speed of Light Using Beating Longitudinal Modes in an Open-Cavity HeNe Laser*, *American Journal of Physics*, 2010, **vol. 78(5)**, pp. 524–528.
- [7] ŠULC, J.: *Vybrané pevnolátkové lasery v infračervené oblasti*, Disertační práce, FJFI ČVUT, Praha, 2005.
- [8] ZAYHOWSKI, J. J., MOORADIAN, A.: *Single-Frequency Microchip Nd Lasers*, *Optics letters*, 1989, **vol. 14(1)**, pp. 24–26.
- [9] JANOUSEK, J.: *Passively pulsed laser in the yellow spectral region*, MSc. Thesis, Danmarks Tekniske Universitet, Kongens Lyngby, 2004.
- [10] ZAYHOWSKI, J. J.: *Passively Q-switched Nd:YAG Microchip Lasers*, *Journal of alloys and compounds*, 2000, **vol. 303**, pp. 393–400.
- [11] NAN, Z., XIAO-FU, Z., QING-LEI, M., BAO-SHAN, W., DA-FU, C., QIN-JUN, P., ZU-YAN, X., YU-BAI, P., XI-QI, F.: *Comparison of Nd:YAG Ceramic Laser Pumped at 885 nm and 808 nm*, *Chinese Physics Letters*, 2009, **vol. 26**, p. 054211.
- [12] ŠULC, J., JELÍNKOVÁ, H., JABCZYNSKI, J. K., ZENDZIAN, W., KWIATKOWSKI, J., NEJEZCHLEB, K., ŠKODA, V.: *Comparison of diode-side-pumped triangular Nd:YAG and Nd:YAP laser*, in: *Solid State Lasers XIV: Technology and Devices*, vol. 5707, 2005, pp. 325–334, International Society for Optics and Photonics.

- [13] OPTICS.ORG: *Nd:YAP Laser Crystal*, [online], [cit. 2021-12-20].  
Dostupné z: <https://optics.org/products/P000022368>, 2019.
- [14] BOUCHER, M., MUSSET, O., BOQUILLON, J., GEORGIU, E.: *Multiwatt CW diode end-pumped Nd:YAP laser at 1.08 and 1.34  $\mu\text{m}$ : influence of Nd doping level*, *Optics communications*, 2002, **vol. 212(1-3)**, pp. 139–148.
- [15] PASCHOTTA, R.: *RP Photonics Encyclopedia*, Dostupné online: [www.rp-photonics.com](http://www.rp-photonics.com), 2013.
- [16] CONROY, R.: *Microchip Lasers*, Disertační práce, University of St. Andrews, 1998.
- [17] PASCHOTTA, R.: *Field guide to laser pulse generation*, SPIE press Bellingham, 2008.
- [18] SIEGMANN, A. E.: *Lasers, Univ. Sc. Book*, Oxford University Press, 1986.
- [19] ZHANG, X., LOIKO, P., SERRES, J. M., JAMBUNATHAN, V., WANG, Z., GUO, S., YASUKEVICH, A., LUCIANETTI, A., MOCEK, T., GRIEBNER, U., ET AL.: *Passive Q switching of Yb:CNGS lasers by Cr<sup>4+</sup>:YAG and V<sup>3+</sup>:YAG saturable absorbers*, *Applied optics*, 2018, **vol. 57(28)**, pp. 8236–8241.
- [20] JABCZYNSKI, J. K., KOPCZYNSKI, K., MIERCZYK, Z., AGNESI, A., GUANDALINI, A., REALI, G. C.: *Application of V<sup>3+</sup>:YAG crystals for Q-switching and mode-locking of 1.3  $\mu\text{m}$  diode-pumped neodymium lasers*, *Optical Engineering*, 2001, **vol. 40(12)**, pp. 2802–2811.
- [21] LAGUTA, V., BURYI, M., BEITLEROVA, A., LAGUTA, O., NEJEZCHLEB, K., NIKL, M.: *Vanadium in yttrium aluminum garnet: charge states and localization in the lattice*, *Optical Materials*, 2019, **vol. 91**, pp. 228–234.
- [22] ŠULC, J., JELÍNKOVÁ, H., NĚMEC, M., NEJEZCHLEB, K., ŠKODA, V.: *V:YAG saturable absorber for flash-lamp and diode-pumped solid state lasers*, in: *Solid State Lasers and Amplifiers*, vol. 5460, 2004, pp. 292–302, SPIE.
- [23] ŠULC, J., KOUTNÝ, T., JELÍNKOVÁ, H., NEJEZCHLEB, K., ŠKODA, V.: *Influence of V:YAG saturable absorber orientation on linearly polarized laser Q-switching*, in: *Solid State Lasers XX: Technology and Devices*, vol. 7912, 2011, pp. 483–489, SPIE.
- [24] MALYAREVICH, A., DENISOV, I., YUMASHEV, K., MIKHAILOV, V., CONROY, R., SINCLAIR, B.: *V:YAG-a new passive Q-switch for diode-pumped solid-state lasers.*, *Applied Physics B: Lasers & Optics*, 1998, **vol. 67(5)**.
- [25] BENTLEY, J., OLSON, C.: *Field guide to lens design*, 2012, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE).
- [26] STONEMAN, R. C.: *Eyesafe Rare Earth Solid-State Lasers*, in: *Solid-State Lasers and Applications*, pp. 193–232, CRC Press, 2017.

- [27] JELÍNKOVÁ, H., ŠULC, J., NĚMEC, M., KORANDA, P., PAŠTA, J., NEJEZCHLEB, K., ŠKODA, V.: *Microchip Nd:YAG laser for safe laser applications*, in: *Solid State Lasers XVI: Technology and Devices*, vol. 6451, 2007, p. 64510R, International Society for Optics and Photonics.
- [28] JELÍNKOVÁ, H., PAŠTA, J., ŠULC, J., NĚMEC, M., KORANDA, P.: *Anterior eye tissue transmission for the radiation with the wavelength from eye safe region*, *Laser Physics Letters*, 2005, **vol. 2(12)**, p. 603.
- [29] MLYŇČZAK, J., KOPCZYŃSKI, K., MIERCZYK, Z., ZYGMUNT, M., NATKAŃSKI, S., MUZAL, M., WOJTANOWSKI, J., KIRWIL, P., JAKUBASZEK, M., KNYSAK, P., ET AL.: *Practical application of pulsed “eye-safe” microchip laser to laser rangefinders*, *Opto-Electronics Review*, 2013, **vol. 21(3)**, pp. 332–337.
- [30] SPINHIRNE, J. D., RALL, J. A., SCOTT, V. S.: *Compact eye safe lidar systems*, *The Review of Laser Engineering*, 1995, **vol. 23(2)**, pp. 112–118.
- [31] ŠULC, J., JELÍNKOVÁ, H., NEJEZCHLEB, K., ŠKODA, V.: *Nd:YAG/V:YAG microchip laser operating at 1338 nm*, *Laser Physics Letters*, 2005, **vol. 2(11)**, pp. 519–524.
- [32] ŠULC, J., JELÍNKOVÁ, H., NEJEZCHLEB, K., ŠKODA, V.: *Nd:YAG/V:YAG microchip laser*, in: *Solid State Lasers and Amplifiers II*, SENNAROGLU, A., ed., *Proceedings of SPIE*, vol. 6190, 2006, pp. 6190–11, SPIE.
- [33] ŠULC, J., NOVÁK, J., JELÍNKOVÁ, H., NEJEZCHLEB, K., ŠKODA, V.: *1444 nm Q-switched pulse generator based on Nd:YAG/V:YAG microchip laser*, *Laser Physics*, 2010, **vol. 20(6)**, pp. 1288–1294.
- [34] ŠULC, J., NĚMEC, M., JELÍNKOVÁ, H., NEJEZCHLEB, K., UXA, Š.: *Stable 1318 nm emission from compact Nd:YAG/V:YAG Q-switched laser*, in: *High Power Lasers and Applications*, HEIN, J., BUTCHER, T. J., BAKULE, P., HAEFNER, C. L., KORN, G., SILVA, L. O., eds., vol. 11777, 2021, pp. 88 – 96, International Society for Optics and Photonics, SPIE.
- [35] KANE, T. J.: *1.34  $\mu\text{m}$  Nd:YVO<sub>4</sub> laser passively Q-switched by V:YAG and optimized for LIDAR*, in: *Solid State Lasers XXIX: Technology and Devices*, CLARKSON, W. A., SHORI, R. K., eds., vol. 11259, 2020, pp. 11 – 25, SPIE.
- [36] KAMINSKII, A. A.: *Crystalline Lasers:: Physical Processes and Operating Schemes*, CRC press, 2020.