

**ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE**

**FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ**



**BAKALÁŘSKÁ
PRÁCE**

2022

**MIROSLAV
COUBAL**

**ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE**

**FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ**

Spektroskopie a laserové vlastnosti holmiem
dopovaných krystalů

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

AUTOR PRÁCE: Miroslav Coubal
VEDOUcí PRÁCE: Ing. J. Šulc, Ph.D.
KONZULTANT: Prof. Ing. H. Jelínková, DrSc.
ŠKOLNÍ ROK: 2021/2022

Před svázáním místo této stránky vložíte zadání práce s podpisem děkana
(v jedné kopii práce bude list s originálem podpisu).

Toto bude jediný oboustranný list ve Vaší práci!

PROHLÁŠENÍ

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

V Praze dne 7. 7. 2022

Miroslav Coubal

PODĚKOVÁNÍ

Mnohokrát děkuji vedoucímu mé bakalářské práce Ing. Janu Šulcovi, Ph.D. za veškeré rady, za velkou trpělivost při korekci jednotlivých částech práce a za pomoc při experimentech.

Dále děkuji Prof. Ing. Heleně Jelínkové, DrSc. za revizi mé bakalářské práce a za rady ohledně prezentace výsledků.

V neposlední řadě děkuji své rodině za podporu při vypracování této práce.

Abstrakt: Tato bakalářská práce se zabývá krystaly dopovanými ionty holmia, a to konkrétně jejich spektroskopickými a laserovými vlastnostmi. V teoretické části práci je uveden popis pevnolátkových laserů a možnosti jejich čerpání se zaměřením na laserové diody. Rešeršní část se zabývá holmiovými lasery generujícími v okolí vlnové délky $2,1\ \mu\text{m}$ čerpané zejména pomocí laserových diod. V rámci experimentální části byla měřena detailní absorpční spektra dostupných krystalů Ho:YAG, Ho:YAP a Ho:GGAG v rozsahu vlnových délek 1670–2380 nm pomocí FTIR transmisního spektrometru. Součástí spektroskopických měření bylo měření fluorescenčních spekter v rozsahu 1500–2200 nm a měření doby doznívání fluorescence na hladině $^5\text{I}_7$ pomocí konfokální metody. Pro všechny krystaly klesala doba doznívání fluorescence s rostoucí koncentrací holmia. Dalším úkolem experimentální části bylo sestavení, uvedení do provozu a charakterizace holmiového laseru, který byl čerpán podélně pomocí thuliového vláknového laseru, a jehož aktivní prostředí tvořil nejprve vzorek krystalu Ho:YAP a následně vzorek krystalu Ho:GGAG. Výběrem optimální orientace krystalu Ho:YAP a výstupního zrcadla bylo dosaženo generace pulzů s vlnovou délkou 2117 nm, výkonem 3,88 W a diferenciální účinností 41,1 % vzhledem k dopadajícímu čerpacímu záření. S krystalem Ho:GGAG byly emitovány pulzy s vlnovou délkou 2090,7 nm, výkonem 2,51 W a diferenciální účinností 26,8 % vzhledem k dopadajícímu čerpacímu záření. V obou případech pracoval laser v režimu základního příčného módu.

Klíčová slova: pevnolátkové lasery, holmiem dopované krystaly, spektroskopie, střední infračervená oblast, diodově čerpané lasery.

Abstract: This bachelor project is focused on crystals doped with holmium ions, especially on their spectroscopic and laser properties. The theoretical part describes the solid state lasers and the possibilities of their pumping with a focus on laser diodes. The research part deals with holmium lasers generating around a wavelength of $2.1\ \mu\text{m}$ pumped mainly by laser diodes. In the experimental part, the detailed absorption spectra of the available Ho:YAG, Ho:YAP and Ho:GGAG crystals in the wavelength range 1670–2380 nm were measured using a FTIR transmission spectrometer. The spectroscopic measurements included the measurement of fluorescence spectra in the range of 1500–2200 nm and the measurement of the fluorescence decay time at the level of $^5\text{I}_7$ using the confocal method. For all crystals, the fluorescence decay time decreased with increasing holmium concentration. The other goal of the experimental part was the assembly and characterization of a holmium laser, which was pumped longitudinally by a thulium fiber laser, and whose active medium consisted first of a sample of Ho:YAP crystal and then a sample of Ho:GGAG crystal. By selecting the optimal orientation of the Ho:YAP crystal and the output coupler, pulses with a wavelength of 2117 nm, an output power of 3.88 W and a slope efficiency of 41.1 % with respect to the incident pump power were achieved. Pulses with a wavelength of 2090.7 nm, an output power of 2.51 W and a slope efficiency of 26.8 % with respect to the incident pump power were generated with the Ho:GGAG crystal. In both cases, the laser operated in fundamental transverse mode.

Key words: solid state lasers, Ho-doped crystals, spectroscopy, mid-infrared region, diode-pumped lasers.

Obsah

Úvod	3
Teoretická část	5
1 Laser	5
2 Pevnolátkové lasery	7
2.1 Vícehladinová schémata	7
2.2 Aktivní prostředí pevnolátkových laserů	8
2.2.1 Aktivní ionty	9
2.2.2 Matrice	9
2.3 Čerpání pevnolátkových laserů	10
2.3.1 Srovnání laserových diod a výbojek	11
2.3.2 Diodové zdroje	11
2.3.3 Geometrie čerpání	12
Rešeršní část	15
3 Holmiové lasery	15
3.1 Energetické hladiny	15
3.2 Historický vývoj	15
3.3 Čerpání	17
3.4 Matrice	17
3.4.1 Ho:YAG	17
3.4.2 Ho:YAP	24
3.4.3 Ho:CaF ₂	31
3.4.4 Ho:YLF	35
3.5 Aplikace Ho laserů	40
Experimentální část	43
4 Vzorčky laserových krystalů	43
5 Absorpční spektroskopie	48
5.1 Spektrometr	49
5.2 Postup měření	49
5.3 Zpracování dat	50
5.4 Spektra	51

5.5	Grafické vypracování	52
5.5.1	Krystaly Ho:YAG	55
5.5.2	Krystaly Ho:GGAG	57
5.5.3	Krystaly Ho:YAP	60
6	Fluorescenční spektroskopie	66
6.1	Fluorescenční spektra	66
6.2	Grafické zpracování - fluorescenční spektrum	68
6.2.1	Krystaly Ho:YAG	68
6.2.2	Krystaly Ho:GGAG	69
6.2.3	Krystaly Ho:YAP	71
6.3	Doba dohasínání fluorescence	72
6.3.1	Zpracování dat	73
6.3.2	Výsledky	74
6.4	Grafické zpracování - měření doby dohasínání fluorescence	76
6.4.1	Krystaly Ho:YAG	76
6.4.2	Krystaly Ho:YAP	77
6.4.3	Krystaly Ho:GGAG	78
6.4.4	Závislost doby doznívání fluorescence na koncentraci aktivních iontů	79
7	Laserové vlastnosti	80
7.1	Experimentální uspořádání, použité přístroje	80
7.2	Zpracování dat	84
7.3	Výsledky	85
7.4	Grafické vypracování	87
7.4.1	Transmisní spektra zrcadel	87
7.4.2	Krystal Ho:YAP - excitace podél osy b	88
7.4.3	Krystal Ho:YAP - excitace podél osy a	91
7.4.4	Krystal Ho:YAP - excitace podél osy c	94
7.4.5	Krystal Ho:GGAG	97
	Závěr	100
	Literatura	102

Úvod

Aktivní prostředí pevnolátkových laserů se neustále vyvíjí. Jednak vznikají nové hostitelské materiály pro aktivní ionty, jednak se vyvíjí i oblast laserových diod, které jsou velmi efektivním zdrojem budícího záření. Rozvoj holmiových laserů, které jsou tématem této bakalářské práce, začal již v 60. letech minulého století. Tyto lasery se vyznačují generací záření ve střední infračervené oblasti v okolí vlnové délky $2,1 \mu\text{m}$, což spadá do tzv. "oku bezpečné" oblasti začínající od $1,4 \mu\text{m}$. Vzhledem k silným absorpčním maximům vody v okolí vlnové délky $2,1 \mu\text{m}$ mají holmiové lasery řadu uplatnění v oblastech medicíny či v lidarových systémech. Tyto lasery jsou využívány k měření rychlosti větru s využitím Dopplerova jevu, k detekci plynů jako H_2O , CO_2 či N_2O a díky spektrálnímu oknu atmosféry, které se nachází v oblasti kolem $2 \mu\text{m}$, nachází holmiové lasery aplikace v oblastech přenosu dat ve volném prostoru.

Na počátku byly vzhledem ke komerčně dostupným výbojkám krystaly s příměsí holmia kodopovány ionty chromu a thulia, které efektivně absorbovaly čerpací záření a pomocí vnitřního přenosu energie excitovaly ionty holmia na horní laserovou hladinu. V těchto systémech se však silně projevovaly i nežádané procesy upkonverze¹. S vývojem laserových diod generujících v oblasti vlnových délek 780 nm přišla možnost rezonančního čerpání pomocí thuliových laserů, čehož se využívá dodnes. Během posledních 15 let dala dostupnost laserových diod emitujících záření v oblasti vlnové délky $1,9 \mu\text{m}$ novou možnost rezonančně čerpat holmiové lasery efektivně bez složitých kaskádových systémů. Těmito systémy na bázi diodového čerpání se zabývá část této bakalářské práce.

Teoretická část bakalářské práce se nejprve zabývá základními pojmy souvisejícími s lasery obecně. Dále tato část pojednává o pevnolátkových laserech a jejich čerpání pomocí laserových diod.

Rešeršní část je zaměřena na holmiem dopované lasery generující záření kolem vlnové délky $2,1 \mu\text{m}$. Nejprve se zabývá obecnými vlastnostmi holmiových laserů, a dále popisem vybraných matic dopovaných ionty holmia, se kterými se povedlo realizovat laser čerpaný laserovými diodami.

Experimentální část je soustředěna na absorpční a fluorescenční spektroskopii s dostupnými vzorky Ho:YAG, Ho:YAP a novým materiálem Ho:GGAG. Tato část popisuje sestavení a charakterizaci holmiem dopovaného laseru, který byl podélně čerpan pomocí thuliového vláknového laseru. Na experimentální část navazuje závěr, ve kterém jsou shrnuty dosažené výsledky měření.

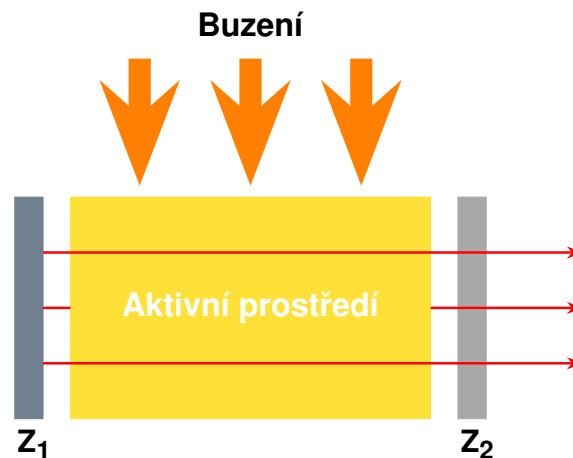
¹"Upkonverze" - vzestupná konverze.

Teoretická část

Kapitola 1

Laser

Laser je generátor optického záření. Ke generaci tohoto záření využívá laser jevu tzv. stimulované emise. Jedná se o proces, kdy optické záření rezonančně interaguje s látkou. Při tomto procesu dopadá na látku záření, které nutí látku uvolnit záření se stejnými vlastnostmi, jako má dopadající záření. Znamená to tedy, že dochází k zesílení původního stimuluujícího záření. Látku, která zesiluje záření dle tohoto principu, nazýváme aktivní prostředí. Laserový generátor vzniká umístěním aktivního prostředí do optického rezonátoru, který hraje roli prvku s kladnou zpětnou vazbou tím, že odráží zpět emitované laserové záření do aktivního prostředí. Optický rezonátor bývá obvykle tvořen dvojicí zrcadel, jedno totálně odrazné, druhé částečně odrazné. Do aktivního prostředí je nutno dodávat energii, která způsobuje generaci záření v aktivním prostředí vlivem stimulované emise. Tato energie se nazývá buzení nebo též čerpání. Komponenty: aktivní prostředí, buzení a optický rezonátor tvoří laser (viz Obr. 1.1).



Obr. 1.1: Základní schéma laseru. Z_1 označuje co nejvíce odrazné zrcadlo a Z_2 značí částečně propustné zrcadlo. Upraveno z [5] a [1].

Látka se skládá z atomů, molekul a iontů, které mohou mít pouze diskrétní hodnoty energie. Při zářivém kvantovém přechodu dochází k vyzáření nebo pohlcení elektromagnetické vlny o frekvenci

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (1.1)$$

kde h je Planckova konstanta. Při termodynamické rovnováze se na energeticky nižších hladinách nachází více atomů než na energeticky vyšších hladinách. Vlna s frekvencí ν danou vztahem (1.1) rezonančně interaguje procesem absorpce, což znamená, že se vlna pohltí a atom s nižší energií E_1 přejde do stavu s vyšší energií E_2 . Buzení aktivního materiálu způsobí, že hladina s vyšší energií bude více obsazena (více

populována) než hladina s nižší energií. Tento jev se nazývá inverze populace hladin. Dopadá-li na aktivní prostředí, ve kterém je dosažena inverze populace hladin, vlna s frekvencí ν danou vztahem (1.1), pak stimulovaná emise převládne nad absorpcí a dochází k zesílení záření. Inverze populace hladin je tedy nutná podmínka ke generaci laserového záření.

Aktivní prostředí může být jak pevná látka, tak kapalina či plyn nebo plazma. Aktivní prostředí v pevné fázi tvoří např. krystaly, polovodiče (páry elektron - díra) nebo amorfnní látky; v kapalné fázi to jsou např. organická barviva, která jsou rozpustná ve vodě či jiných organických rozpouštědlech; v plynné fázi např. jednotlivé plyny, jejich směsi, které prostřednictvím elektronového a vibračního přechodu vyzařují koherentní záření.

Buzení aktivních prostředí je realizováno např. opticky - pomocí výbojky či laserové diody, dále pomocí elektrické energie či pomocí chemické reakce. Pevnolátkové a kapalinové lasery bývají buzeny opticky, plynné a polovodičové lasery bývají buzeny elektrickou energií.

Laserové záření disponuje vlastnostmi jako je malá šířka čáry, koherence, malá rozbíhavost svazku nebo vysoký výkon. Je možné toto záření zaostřit do velmi malých bodů, kde je dosahováno vysokých intenzit. Proto laser nachází řadu uplatnění v oblasti průmyslu - např. měření vzdáleností nebo sváření, dále ve vojenství, v lékařství nebo v telekomunikaci.

[2] [1] [4] [15] [7]

Kapitola 2

Pevnolátkové lasery

Pevnolátkové lasery jsou lasery, jejichž aktivním prostředím jsou ionty - příměsi uvnitř hostitelského materiálu v pevné transparentní látce označované jako matrice. Jako aktivní ionty jsou využívány zejména ionty vzácných zemin nebo přechodných kovů. Energetické hladiny těchto iontů se využívají k dosažení inverze populace hladin. První laser byl uveden do provozu 15. května 1960 Theodorem Haroldem Mainmanem (Hughes Lab., USA). Aktivní prostředí byl snadno dostupný krystal rubínu ($\text{Cr}^{2+}:\text{Al}_2\text{O}_3$), který byl čerpán pomocí spirálové xenonové výbojky. Krystal generoval záření ve viditelné oblasti kolem vlnové délky 694,3 nm. V témže roce byl sestaven druhý laser Petrem Sorokinem a Mirkem Stevensonem. Roli aktivního prostředí hrál krystal $\text{U}^{3+}:\text{CaF}_2$, který byl chlazen pomocí kapalného hélia a čerpán pomocí xenonové výbojky. Laser generoval záření v střední infračervené oblasti kolem 2,5 μm . [6] [4] [100] [97] [1] [2] [101]

Pevnolátkové lasery jsou čerpány opticky. V případě systému s dvěma hladinami nemůže při optickém čerpání zároveň dojít k absorpci čerpacího záření a zároveň k zesílení záření. Systém může absorbovat čerpací světlo pouze tak dlouho, dokud není dosaženo inverze populace hladin. Problémem je stimulovaná emise způsobená samotným čerpáním. Proto pevnolátkové lasery vyžadují specifickou strukturu energetických hladin. [3] [9]

2.1 Vícehladinová schémata

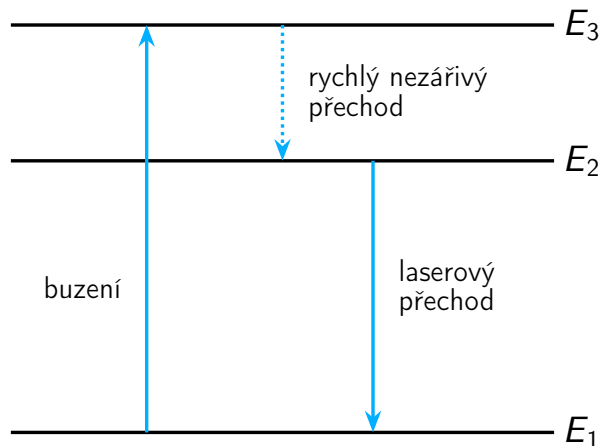
Tří-hladinový systém

Schéma tří-hladinového systému se nachází na Obr. 2.1. Kvantové soustavy aktivního prostředí jsou vlivem budícího záření excitovány ze základní hladiny E_1 na vyšší hladinu E_3 , odkud dochází k rychlému nezářivému přechodu kvantových soustav na horní laserovou hladinu E_2 . Z této hladiny následuje (zářivý) laserový přechod na základní hladinu E_1 . Pro vznik inverze populace mezi hladinami E_1 a E_2 je nutné, aby na hladinu E_2 byla excitována více než polovina všech kvantových soustav aktivního prostředí. Absorpce ze základní hladiny E_1 na hladinu E_2 se překrývá s laserovou emisí. Na tomto principu funguje např. rubínový laser. [3] [2] [6]

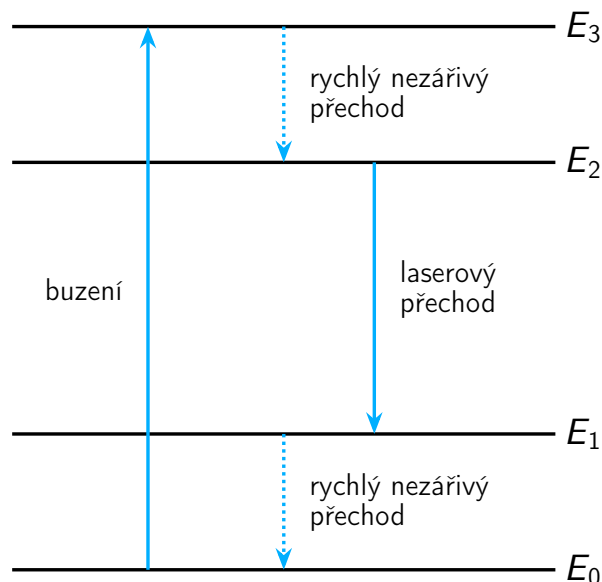
Čtyř-hladinový systém

Čtyř-hladinový model se nachází na Obr. 2.2. Čerpání probíhá ze základní hladiny E_0 na hladinu E_3 , odkud následuje rychlý nezářivý přechod na horní laserovou hladinu E_2 . Po dosažení inverze populace hladin (mezi hladinami E_2 a E_1) může nastat laserový přechod z horní laserové hladiny E_2 na dolní laserovou hladinu E_1 . K tomu dochází v případě, je-li hladina E_2 metastabilní, tedy pokud kvantové soustavy setrvávají na hladině E_2 déle než na hladinách E_1 a E_3 . Z dolní laserové hladiny E_1 přechází kvantové soustavy rychle nezářivě na základní hladinu E_0 , tedy populace dolní laserové hladiny je přibližně nulová.

Za těchto předpokladů vzniká inverze populace hladin mezi hladinami E_2 a E_1 téměř okamžitě, jelikož na hladině E_2 stačí mít pouze jednu kvantovou soustavu aktivního prostředí. Na principu čtyř-hladinového systému funguje např. Nd:YAG laser generující na vlnové délce $1,06 \mu\text{m}$. [3] [2] [6]



Obr. 2.1: Schéma tříhladinového systému. Upraveno z [3].



Obr. 2.2: Schéma Čtyřhladinového systému. Upraveno z [3].

Kvazi-tří-hladinový systém

Schéma kvazi-tří-hladinového systému se nachází na Obr. 2.3. V tomto modelu se dolní hladina laserového přechodu nachází blízko základní hladiny. V důsledku toho je dolní laserová značně termicky populována, což se projevuje reabsorpcí emitovaného záření a vyšším prahem generace v porovnání s čtyř-hladinovým systémem. [14] [8] [3]

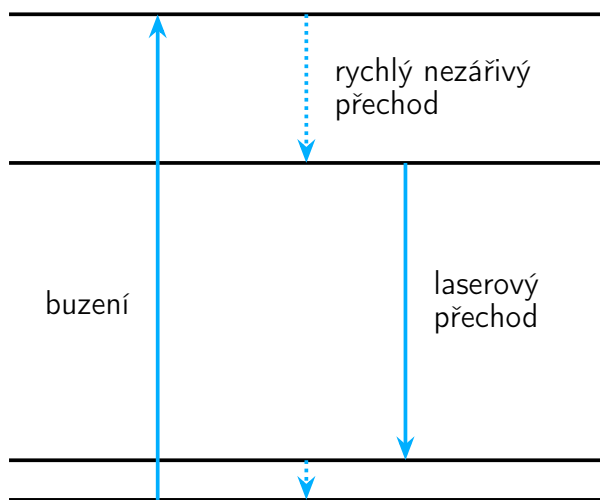
Příkladem takového systému je laser s aktivním prostředím Yb:YAG, kde kvazi-tří-hladinový model je založen na přechodu mezi dvěma Starkovými podhladinami pásů $^2F_{5/2}$ a $^2F_{7/2}$ (viz Obr. 2.4). Z malého rozdílu vlnových délek budícího a generovaného záření plyne, že laser má malý kvantový defekt¹, tj. malý rozdíl energie fotonu budícího a emitovaného záření. Dochází tak k lepší konverzi energie a k menším tepelným efektům jako je např. tepelná čočka. [14] [8] [3]

Reabsorpce neznamená doslova ztrátu energie v systému. Díky reabsorpci se dostávají kvantové soustavy zpět na horní laserovou hladinu. Účinnost laseru je snížena reabsorpcí nepřímo, a to vyšším prahem generace. [8] [3] [103]

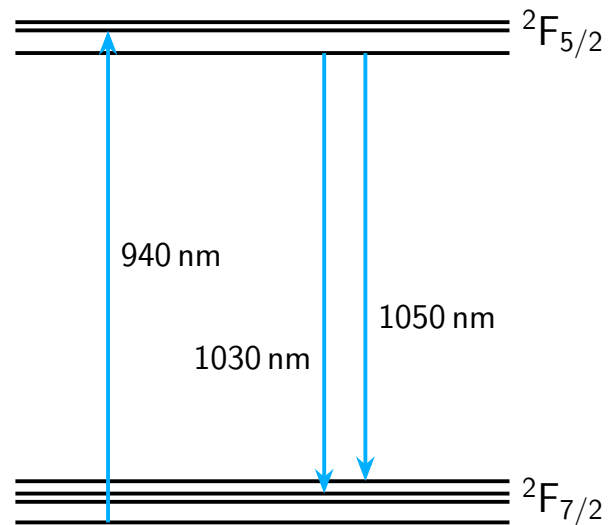
2.2 Aktivní prostředí pevnolátkových laserů

Aktivní prostředí pevnolátkových laserů se skládá z aktivních iontů a matrice. Matrice často bývají různé granáty, směsi granátu, skla, případně keramika. Je nutné, aby matrice použitá pro daný ion byla transparentní v oblasti emise a absorpce tohoto iontu. Výběr kombinace dopantu a matrice určuje optické, mechanické, termooptické a termomechanické vlastnosti laserového aktivního prostředí. Příklady optických vlastností jsou: generovaná vlnová délka, šířka čáry, délka dozívání fluorescence, absorpční a emisní účinný průřez. Příklady termomechanických vlastností jsou teplota tání či tepelná vodivost. Předpokládá

¹Kvantový defekt (v %): $q = (h\nu_{pump} - h\nu_{laser})/h\nu_{pump}$, kde $h\nu_{pump}$ je energie čerpacího záření a $h\nu_{laser}$ je energie emitovaného záření. [102] [6]



Obr. 2.3: Schéma Kvazi-tří-hladinového systému. Upraveno z [3].



Obr. 2.4: Schéma energetických hladin iontů Yb^{3+} v laseru Yb:YAG. Upraveno z [8].

se, že vhodnou kombinací dopantu a matrice se dají vylepšit tyto a další vlastnosti, jako jsou např. kvantová účinnost² laseru nebo účinnost čerpání. [7] [2] [92]

2.2.1 Aktivní ionty

Jako aktivní ionty pevnolátkových laserů se využívají ionty vzácných zemin (např. Nd^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+} , Tm^{2+} , Gd^{3+}) a ionty přechodných kovů (např. Cr^{3+} , Ti^{3+} , Ni^{2+} , Co^{2+}). K zářivým přechodům dochází mezi energetickými hladinami v rámci jejich nezaplňené valenční slupky. V případě iontů přechodných kovů jde o 3d slupku, v případě iontů vzácných zemin se jedná o 4f slupku. V 4f slupce jsou valenční elektrony odstíněny dříve zaplněnými slupkami 5s a 5p, v důsledku čehož je chování těchto elektronů méně ovlivněno vnějším prostředím a struktura energetických hladin se pro daný iont v rámci jednotlivých matic liší jen málo. Ta se vyznačuje relativně úzkými emisními čarami odpovídajícím přechodům z jednoho stavu 4f slupky do druhého stavu 4f slupky. Valenční elektrony ve 3d slupce iontů přechodných kovů jsou v přímém kontaktu s maticí oproti iontům vzácných zemin. Dochází k silnější interakci mezi opticky aktivními elektronovými obaly a vibracemi hostitelské mřížky, což může mít silný vliv na energetické hladiny těchto iontů. To se projevuje ve spektroskopických vlastnostech příslušného aktivního prostředí, a to širokými pásy energetických hladin. Aktivní prostředí využívající přechodové kovy mají tak absorpční a emisní čáry podstatně širší, než je tomu u aktivních prostředí na bázi vzácných zemin. [2] [1] [3] [6]

2.2.2 Matrice

Matrice lze obecně dělit do tří skupin: krystaly (uspořádané materiály), skla (neuspořádané materiály) a keramika. Tyto materiály jsou mechanicky odolné, chemicky stabilní a disponují dobrými tepelnými vlastnostmi. Dobré mechanické a tepelné vlastnosti jsou důležité jednak pro výrobu aktivního prostředí z hlediska vrtání, řezání a leštění, jednak z hlediska provozu laseru při vysokých výkonech. Při nehomogenním zahřívání aktivního prostředí vznikají teplotní gradienty, které vedou ke gradientům indexů lomu a dochází tak k tepelně vyvolané čočce. Změny indexu lomu mohou být rovněž způsobeny tepelně vyvolaným vnitřním pnutím. To může způsobit vybočení čel aktivního prostředí, což vytváří čočkový efekt. Matrice musí být transparentní pro čerpačí a emitované záření. Mechanické a tepelné vlastnosti pro

²Kvantová účinnost laseru = pravděpodobnost, že absorbovaný čerpačí foton vytváří aktivní atom na horní laserové hladině, tj. že absorbovaný foton přispívá k populaci horní laserové hladiny. [2]

řadu optických materiálů lze nalézt v knize [92] (Handbook of Optical Materials, Weber, 2003). [2] [7] [10] [1]

Skleněné matrice

Skleněné matrice jsou využívány jako aktivní prostředí společně s ionty Nd^{3+} nebo Er^{3+} . Existuje spousta druhů skla, např. křemenné, fosfátové, telluritové, fluorofosfátové, chloridové a mnoho dalších. Sklo má vynikající optickou kvalitu, vyrábí a opracovává se snadněji než krystaly. Oproti krystalům lze sklo vyrábět ve větších rozměrech. Byly vyrobeny materiály s délkou 1 m a průměrem více než 10 cm [2] (Koechner, 2006) nebo i větší dosahující délky 9 m a průměru 64 mm [104] (Bach, 1998). V porovnání s krystaly má sklo nižší tepelnou vodivost. V důsledku toho dochází ve skleněných maticích k tepelně indukovanému dvojlomu, což vede k optickému zkreslení a nižší kvalitě svazku při vysokovýkonném provozu. [2] [104] [1]

Krystaly

Krystaly jsou velmi využívanými maticemi pro ionty vzácných zemin a ionty přechodných kovů. Jedná se o granáty, alumináty, oxidy (safír - Al_2O_3), oxysulfidy, fluoridy (YLF), fosfáty, silikáty, vanadáty a další. [2] [1]

Nejvyužívanější syntetické granáty jsou především: YAG - $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, GGG - $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ a GGSG - $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$, a to díky své stabilitě, tvrdosti, optické izotropii, dobré tepelné vodivosti a výtečné optické kvalitě. Jako nejlepší kombinací pro laserový materiál se zatím stala kombinace krystalu YAG a iontu Nd^{3+} díky vysokému výkonu při nízkých prahových hodnotách. YAG bývá dále kombinován s ionty Tm^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} nebo Yb^{3+} . [7] [2]

Hojně využívanými hostitelskými materiály jsou anizotropní krystaly. V případě aluminátů se jedná o dvouosý YAP, celým vzorcem YAlO_3 . Jde o krystal s tvrdostí a tepelnou vodivostí podobnou krystalu YAG. Díky anizotropii krystalu YAP je v něm možno zvolit krystalografické osy, což může pomoci optimalizovat spektroskopické vlastnosti pro daný účel. YAP vykazuje přirozený dvojlom, díky kterému má tepelně indukovaný dvojlom malý vliv na spektroskopické a laserové vlastnosti. YAP v porovnání s krystalem YAG generuje polarizované světlo a roste rychleji. Velmi využívaným anizotropním hostitelským materiálem pro aktivní ionty je dále např. jednoosý krystal YLF (YLiF_4). [2] [1] [7] [58]

Keramika

Polykrystalická keramika je slibný hostitelský materiál pro aktivní ionty. Laserové činnosti se podařilo dosáhnout s Nd:YAG keramikou (1995). [105] S laserem, jehož aktivní prostředí bylo tvořené Nd:YAG keramikou, se podařilo dosáhnout podobných výsledků jako se samotným krystalem Nd:YAG. Ve srovnání se samotným krystalem Nd:YAG lze Nd:YAG keramiku vyrábět s větší koncentrací iontů Nd^{3+} . Keramiku lze obecně vyrábět v mnohem větším objemu v porovnání se syntetickými krystaly. Keramika má v porovnání se sklem větší tepelnou vodivost. Dnes se jako laserová aktivní prostředí využívají např. Ho:YAG keramika či Tm:Ho:CaF₂ keramika. [2] [1] [7] [105] [49] [71]

2.3 Čerpání pevnolátkových laserů

K buzení pevnolátkových laserů se dříve používaly výhradně výbojky pro generaci v pulzním i kontinuálním režimu. Laserový krystal a výbojka byly umístěny do budící dutiny, která měla obvykle tvar elipsy. Do jednoho ohniska se umísťovalo aktivní prostředí, do druhého výbojka. Tvar elipsy má tu výhodu, že záření, které vyjde z jednoho ohniska elipsy, po odrazu od stěny budící dutiny dopadá do druhého ohniska elipsy. Budící dutina byla zevnitř pokovená pro co možná nejlepší odraz světla na aktivní prostředí. Dnes se čerpají pevnolátkové lasery zejména pomocí laserových diod či jiných laserů. [11] [3]

Čerpání se rozlišuje na koherentní a nekoherentní. Nekoherentní čerpání je označováno buzení pomocí výbojek, koherentní čerpání je buzení pomocí laserových diod a jiných laserů. [1] [2]

Laserové diody jsou elektricky čerpané polovodičové lasery, u kterých je laserové záření generováno pomocí elektrického proudu protékajícím PN přechodem. Při průchodu proudu PN přechodem přechází elektrony z vodivostního do valenčního pásu. Dochází k uvolnění energie ve formě fotonů a k rekombinaci elektronů s dírami. Při dostatečně velké hustotě nosičů náboje ve vodivostním pásu je možno docílit optického zesílení prostřednictvím stimulované emise záření. [2] [1] [3] [106]

2.3.1 Srovnání laserových diod a výbojek

Laserové diody se používají především pro generace v kontinuálním režimu a pro pulzní režim s vysokou frekvencí opakování. Oproti výbojkám generují laserové diody záření, jehož spektrum je úzké (zhruba od několik desetin nm po cca 20 nm [109]). Absorpční čáry mnoha aktivních prostředí jsou poměrně úzké, což v kombinaci s úzkým emisním spektrem laserové diody umožňuje čerpat aktivní prostředí efektivněji v porovnání s čerpáním pomocí výbojek. S tím souvisí i menší potřeba chladit aktivní prostředí. Laserové diody mají oproti výbojkám delší životnost, např. v kontinuálním režimu je životnost laserové diody 10^4 h, zatímco výbojky 500 h (Koechner, 2006). Při použití laserové diody jako zdroj čerpání se lze vyhnout³ degradaci prvků optického systému pod UV zářením oproti systémům s výbojkovým čerpáním. Laserové diody pracují v porovnání s výbojkami při značně nižším napětí a při mnohem vyšším proudu. [11] [3] [2]

2.3.2 Diodové zdroje

Existuje několik typů čerpacích laserových diod. Jedná se o jednozářičovou laserovou diodu⁴, lineární pole též označované jako diodové tyče⁵ - polovodičový čip obsahující více jednotlivých laserových zářičů, nebo dvoudimenzionální pole⁶ - řada diodových tyčí naskládána vertikálně nebo horizontálně tak, aby vytvořila dvourozměrná pole. K získání maximálního jasu jsou diodové tyče umístěny v dvoudimenzionálním poli co nejbližší k sobě. Výběr konkrétního typu čerpací diody určuje výstupní výkon laserové diody a konfigurace čerpání. Jednozářičový diodový laser generuje záření s výkonem kolem 1 W (Koechner, 2006), diodové tyče délky 1 cm dosahují běžných výkonů mezi 20 W a 40 W (Koechner, 2006) a dvoudimenzionální diodová pole mají průměrný výkon až $100 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ (Svetlo, 2009). Vlnová délka záření emitovaného laserovými diodami se mění s teplotou. K ladění a stabilizaci emisní vlnové délky jsou laserové diody obvykle chlazeny termoelektrickým chladičem pro zařízení s nízkým výkonem a kapalinou tekoucí v mikrokanálkách pro vyšší výkony. Teplo z laserových diod může být rovněž odváděno pomocí podstavce vyrobeného z mědi či berylia. [2] [6]

Výstupní svazek diodového laseru má tvar světelného kužele, který má oválný průřez. Ve vertikálním (krátkém⁷) směru je laserový paprsek difrakčně omezen a šíří se s vysokou divergencí. Tento směr šíření se nazývá šíření ve směru rychlé osy. V horizontálním (dlouhém) směru je divergence výstupního svazku menší oproti příčnému směru. Výstupní svazek se v tomto směru skládá z mnoha příčných módů vyšších řádů. Tento směr šíření se nazývá jako šíření ve směru pomalé osy. [2] [6] [3] [107]

Oblast laserových diod se rychle vyvíjí. V Tab. 2.1 jsou shrnuty používané materiály pro laserové diody s příslušnou oblastí emise - v levé části ze starších zdrojů [2] (Koechner, 2006) a [7] (Kalisky, 2006), v pravé části z [108] (laserdiodesources.com⁸, 2019). Existují rovněž laserové diody generující mimo rozsahy uvedené v Tab. 2.1, např. v UV nebo v rozsahu 1625 – 1650 nm a v dalších rozsazích, což lze nalézt např.

³Mimo diody emitující v UV oblasti.

⁴Z angl. single emitter.

⁵Z angl. linear array / diode bars.

⁶Z angl. two-dimensional array.

⁷U širokopásmových (širokoplošných) zářičů tvoří oblast vyzařování na čele laserové diody široký pruh (např. o rozměrech $1 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$). Vertikální směr je uvažován jako kratší rozměr pruhu ($1 \mu\text{m}$) a má význam "výšky" svazku/diody. [107]

⁸<https://www.laserdiodesource.com/laser-diode-technical-overview-three#a-link-here>

v [110] (Thorlabs⁹) a [109] (laserdiodesources.com¹⁰). Laserové diody nepokrývají celý uvedený rozsah vlnových délek spojitě. Navíc se cena laserové diody odvíjí od toho, jaké jsou požadované parametry diody, jako např. výstupní výkon, vlnová délka emise či šířka čáry. Proto se pro čerpání pevnolátkových laserů používají kromě laserových diod i jiné lasery. [2] [7] [109]

Koechner, Kaliski, 2006		laserdiodesources.com, 2019	
Materiál	Emise	Materiál	Emise
GaAlAs	750 – 860 nm	GaN	420 – 520 nm
InGaAs	940 – 980 nm	AlGaAs/GaAs	780 – 870 nm
InGaAsP	808 nm	InGaAs/InP	1300 – 1500 nm
AlGaInP	640 – 680 nm	AlGaAsSb/GaSb	1700 – 5000 nm

Tab. 2.1: Laserové diody - materiál a emise v levé části nalezené v [2] (Koechner, 2006) a [7] (Kalisky, 2006), v pravé části v [108] (laserdiodesources.com, 2019).

Výstupní svazky laserových diod lze tvarovat a zaostřovat. Proto se dají navrhnout z geometrického hlediska způsoby čerpání, které maximalizují prostorový překryv mezi čerpacím zářením a objemem rezonátorového módu. To se spektrální shodou emise laserové diody a absorpce aktivního prostředí zvyšuje celkovou účinnost generace laserového záření. [3] [2]

2.3.3 Geometrie čerpání

Čerpání pevnolátkových laserů probíhá dvojným způsobem, a to podélně¹¹ nebo příčně¹² (viz Obr. 2.5 a 2.6).

Při podélném čerpání je směr čerpacího a generovaného laserového záření totožný. Záření do systému vstupuje skrze dichroické zrcadlo, které je co nejvíce propustné pro čerpací záření a co nejvíce odrazné pro záření emitované aktivním prostředím. Prostorový překryv mezi čerpacím a laserovým svazkem je důležitým parametrem pro podélně čerpané laserové systémy. Má velký vliv na účinnost laseru a na výstupní výkon záření. Laserové diody generují divergentní a astigmatické záření. Toto záření lze tvarovat na záření s kruhovým profilem a malým poloměrem svazku např. pomocí mikročoček následovaných fokusační čočkou či pomocí mikrooptiky, která navádí záření do optického vlákna, za jehož výstup se umísťuje fokusační optika. K formování záření generovaného laserovými diodami na záření s kruhovým průřezem lze využít rovněž dvojice anamorfních hranolů. S laserovými diodami lze při podélném čerpání dosáhnout poměrně velký laserový zisk i značně dobrou energetickou účinnost (konverzi elektrické energie na optické záření). Nevýhodou podélného čerpání je, že se optická intenzita a teplota krystalu mění podél i napříč směru šíření paprsku, což může způsobit nepříznivé tepelné efekty. [2] [6] [3] [12] [1]

Při příčném buzení je směr čerpacího záření přibližně kolmý na směr generovaného laserového záření. Oproti podélnému čerpání se při příčném buzení používají zdroje s větší rozbíhavostí záření. Zde nachází uplatnění výbojky i laserové diody. Příčné čerpání umožňuje použít více čerpacích zdrojů najednou, např. soustavu laserových diod. Díky tomu se příčného čerpání využívá u vysokovýkonných laserů. V porovnání s podélným čerpáním se však nedosahuje tak velké energetické účinnosti ani optické kvality, navíc chlazení systému je komplikovanější. Proto se diodově čerpané lasery s nižšími výkony čerpají spíše podélně než příčně. [3] [13] [2]

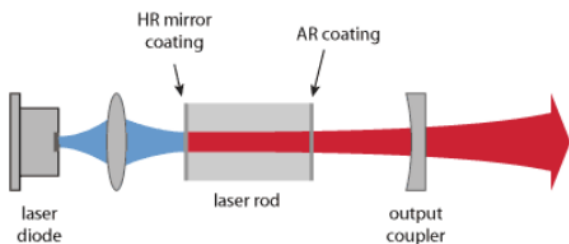
⁹https://www.thorlabs.com/navigation.cfm?guide_id=2164

¹⁰<https://www.laserdiodesource.com/>

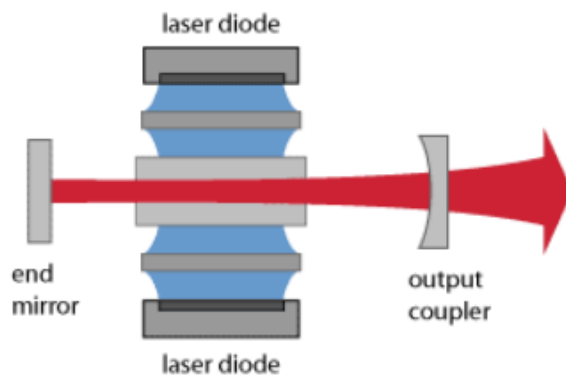
¹¹Též označováno jako čerpání z boku.

¹²Též označováno jako koncové čerpání.

Pevnolátkové lasery bývají rovněž čerpány způsobem využívající totální vnitřní odraz v aktivním prostředí. [2]



Obr. 2.5: Schéma podélně čerpaného pevnolátkového laseru. Převzato z [12].



Obr. 2.6: Schéma příčně čerpaného pevnolátkového laseru. Převzato z [13].

Rešeršní část

Kapitola 3

Holmiové lasery

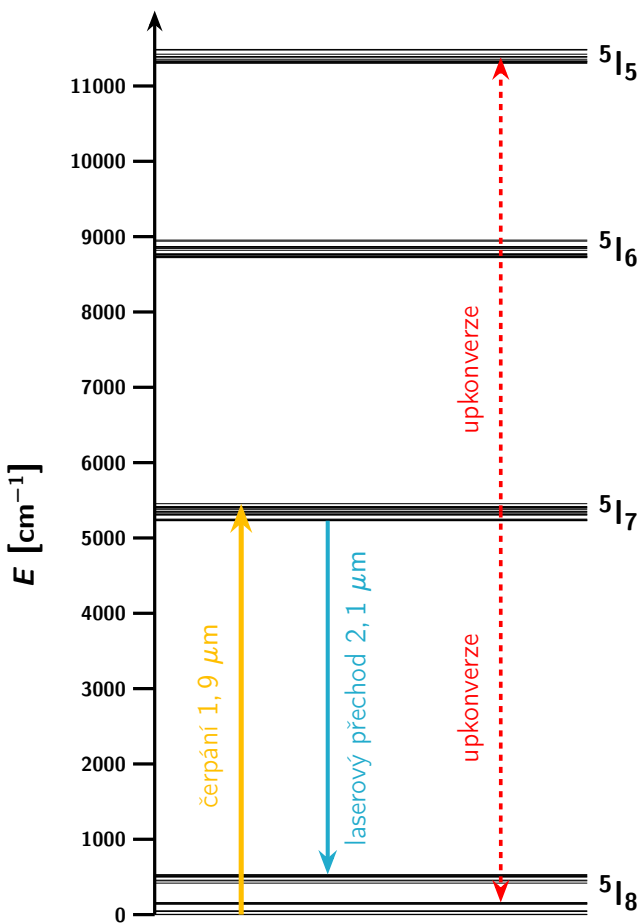
Holmium je prvek ze skupiny vzácných zemin s protonovým číslem 67. Ion Ho^{3+} má elektronovou konfiguraci $[\text{Xe}] 4f^{10}$. Holmiem dopované materiály generují záření v oblasti kolem vlnové délky $2,1 \mu\text{m}$, kde se nachází výrazná absorpční maxima vody. Tyto lasery tedy spadají do tzv. oku bezpečné (eye - safe) oblasti, která začíná přibližně od $1,4 \mu\text{m}$. Záření holmiových laserů je před dopadem na sítnici z většiny pohlceno sklivcem složeného převážně z vody. Díky absorpci záření holmiových laserů ve vodě nachází holmiové lasery řadu uplatnění v medicíně. Holmiové lasery jsou dále využívány v lidarových systémech, k detekci plynů jako CO_2 , N_2O a vodní pára nebo k měření rychlosti větru, což má dále využití v oblasti zkoumání počasí a klimatu. [25] [34] [35] [2] [33]

3.1 Energetické hladiny

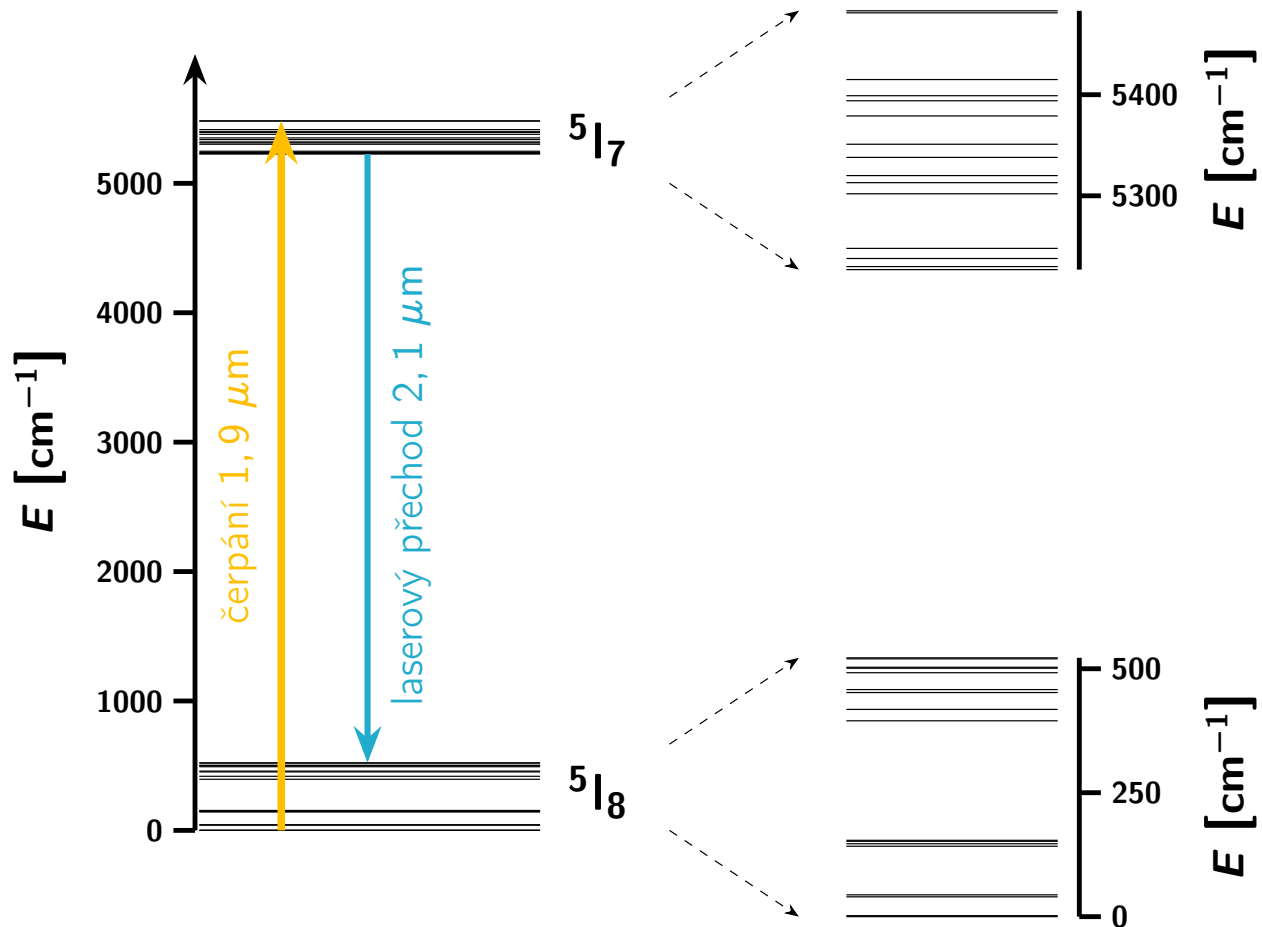
Holmiové lasery pracují na principu kvazi tří-hladinového systému s termálně populovanou základní hladinou. Laserový přechod kolem $2,1 \mu\text{m}$ probíhá z hladiny $^5\text{I}_7$ na základní hladinu $^5\text{I}_8$ - přehledové schéma viz Obr. 3.1. Obě hladiny jsou vlivem krystalového pole rozštěpeny na Starkovy podhladiny. Základní hladina $^5\text{I}_8$ se skládá ze 17 podhladin v rozsahu od 0 cm^{-1} do 522 cm^{-1} , hladina $^5\text{I}_7$ z 15 podhladin v rozsahu od 5227 cm^{-1} do 5483 cm^{-1} pro Ho:YAG při teplotě $T = 300 \text{ K}$ (Kaminskii, 1996, [36]) - detailní schéma viz Obr. 3.2. [25] [33] [36]

3.2 Historický vývoj

Z počátku vývoje holmiových laserů (kolem 60. let) byly holmiové krystaly dopovány dalšími ionty, a to zejména ionty thulia, chromu či erbia. Dopace Cr:Tm:Ho (CTH) či Er:Tm:Ho:YAG či Er:Tm:Ho:YLF ($\alpha\beta\text{Ho:YAG}$ či $\alpha\beta\text{Ho:YLF}$) byla prováděna z několika důvodů. Ionty Cr^{3+} díky svým širokým absorpčním pásům dokázaly účinně absorbovat záření z komerčně dostupných výbojek. Dále emitují záření, které se spadá do absorpčního



Obr. 3.1: Energetické hladiny iontů Ho^{3+} v matici $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ při teplotě $T = 4 \text{ K}$, typ D_2 . Hladiny nalezeny v [36].



Obr. 3.2: Energetické hladiny iontů Ho^{3+} v matrici $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ při teplotě $T = 300\text{ K}$. Upraveno z [25], energetické hladiny nalezeny v [36].

spektra iontů Tm^{3+} , tedy dochází k excitaci iontu ze základní hladiny $^3\text{H}_6$ na hladinu $^3\text{H}_4$. Následně dochází ke křížové relaxaci, kdy uvolněný foton při přechodu iontu z hladiny $^3\text{H}_4$ na hladinu $^3\text{F}_4$ excituje další foton ze základní hladiny $^3\text{H}_6$ na hladinu $^3\text{F}_4$. Následuje laserový přechod na $1,9 - 2\ \mu\text{m}$ z hladiny $^3\text{F}_4$ na hladinu $^3\text{H}_6$, což excituje ionty holmia ze základní hladiny $^5\text{I}_8$ na hladinu $^5\text{I}_7$, odkud pak zpět dochází k přechodu kolem $2,1\ \mu\text{m}$. Ionty Cr, Er a Tm, v angličtině označované jako sensitizers, slouží tedy ke generaci záření na $1,9\ \mu\text{m}$ pomocí čerpání s komerčně dostupnými výbojkami, což následně vede k excitaci iontů holmia a k laserovému přechodu na $2,1\ \mu\text{m}$. Vývoj laserových diod (kolem 80. let) generujících záření s vlnovou délkou kolem $780\ \text{nm}$ nabídl možnost efektivně čerpat Tm:Ho lasery, jež se staly součástí prvních lidarů (diodově čerpaný Tm:Ho:YAG). [25] [7] [34] [90]

Holmiové lasery kodopované ionty Tm^{3+} mají však nevýhodu způsobenou procesem upkonverze. Při upkonverzi ion Ho^{3+} na hladině $^5\text{I}_7$ interaguje s blízkým iontem Tm^{3+} na hladině $^3\text{F}_4$. Ion Ho^{3+} je excitován na hladinu $^5\text{I}_5$ a Tm^{3+} ion klesne na hladinu $^3\text{H}_6$. Ion Ho^{3+} relaxuje z hladiny $^5\text{I}_5$ obvykle nezářivě, čímž se snižuje účinnost systému. S vyšší teplotou krystalu se zvyšuje i termální populace Starkových podhladin, s čímž se zvyšuje pravděpodobnost upkonverze, díky čemuž se snižuje účinnost laseru. Proto se dále přistoupilo k oddělení iontů Tm^{3+} a Ho^{3+} od sebe. Pomocí laserových diod generujících kolem $780\ \text{nm}$ je možné čerpat thuliové lasery, které generují záření kolem $1,9\ \mu\text{m}$, kterým jsou buzeny holmiové lasery. Díky tomu je účinně potlačena upkonverze při rezonančním přenosu energie mezi ionty Tm^{3+} a Ho^{3+} . Jsou-li dva ionty Ho^{3+} na hladině $^5\text{I}_7$ blízko sebe, může dojít k tzv. Ho:Ho upkonverzi, kdy interakcí těchto dvou iontů dojde k poklesu iontu na základní hladinu $^5\text{I}_8$ a k excitaci druhého iontu na hladinu $^5\text{I}_5$, odkud ion obvykle přechází rychle nezářivě na hladinu $^5\text{I}_6$ (schéma viz Obr. 3.1). Ho:Ho upkonverze

je však podstatně menší než Tm:Ho upkonverze. Vliv Ho:Ho upkonverze je velmi důležitý pro Q - spínání, kdy se nachází mnoho atomů na horní laserové hladině 5I_7 . [37] [25] [7] [38]

3.3 Čerpání

Čerpání holmiových laserů dnes probíhá pomocí thuliových laserů, zejména pomocí Tm vláknového a Tm:YLF laseru, a pomocí laserových diod emitujících v oblasti $1,9\ \mu\text{m}$. Tm vláknové lasery mají téměř difrakčně omezenou kvalitu svazku a velmi úzkou emisní šířku čáry. Vláknové lasery lze ladit na maximální absorpci holmiových iontů pomocí vláknových Braggových mřížek. Tm:YLF lasery poskytují vysokovýkonné záření s dobrou kvalitou svazku. Thuliové lasery využívají sice křížové relaxace Tm, jsou však diodově čerpané kolem $800\ \text{nm}$, což vede ke složitým a kaskádovým uspořádáním se špatnou celkovou účinností. Komercializace laserových diod generujících záření kolem $1,9\ \mu\text{m}$ tak nabídla možnost jednoduše a efektivně čerpat ionty holmia přímo na hladinu 5I_7 . [25] [39] [41]

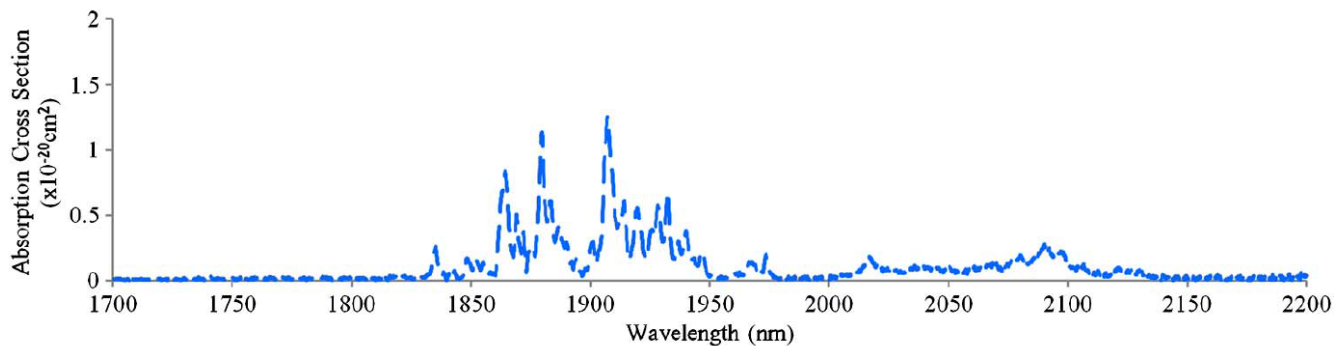
3.4 Matrice

Krystaly YAG, YAP, CaF_2 a YLF jsou velmi využívanými hostitelskými materiály pro ionty Ho^{3+} za účelem generace laserového záření kolem $2,1\ \mu\text{m}$. Materiálové, termické a optické vlastnosti těchto matic, jako jsou propustnost, objemová hustota ρ , termální (termooptický) koeficient dn/dT , tepelná vodivost κ , index lomu n a teplota tání θ , se nachází v Tab. 3.18 na konci rešeršní části. U všech výše zmíněných materiálů byly prozkoumány spektroskopické vlastnosti a proměřeny laserové charakteristiky. Materiály byly čerpány pomocí laserových diod generujících záření s vlnovou délkou $1,9\ \mu\text{m}$ i pomocí thuliových laserů. Dalšími Ho-dopovanými materiály čerpanými laserovými diodami na $1,9\ \mu\text{m}$ byly např. $\text{Ho}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ (keramika) [93], $\text{Ho}^{3+}:\text{YVO}_4$ [94] či $\text{Ho}^{3+}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ [95].

3.4.1 Ho:YAG

Velice užívaným materiálem je Ho:YAG, celým vzorcem $\text{Ho}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$. YAG je tvrdý izotropní krystal s kubickou krystalovou mřížkou. [92]

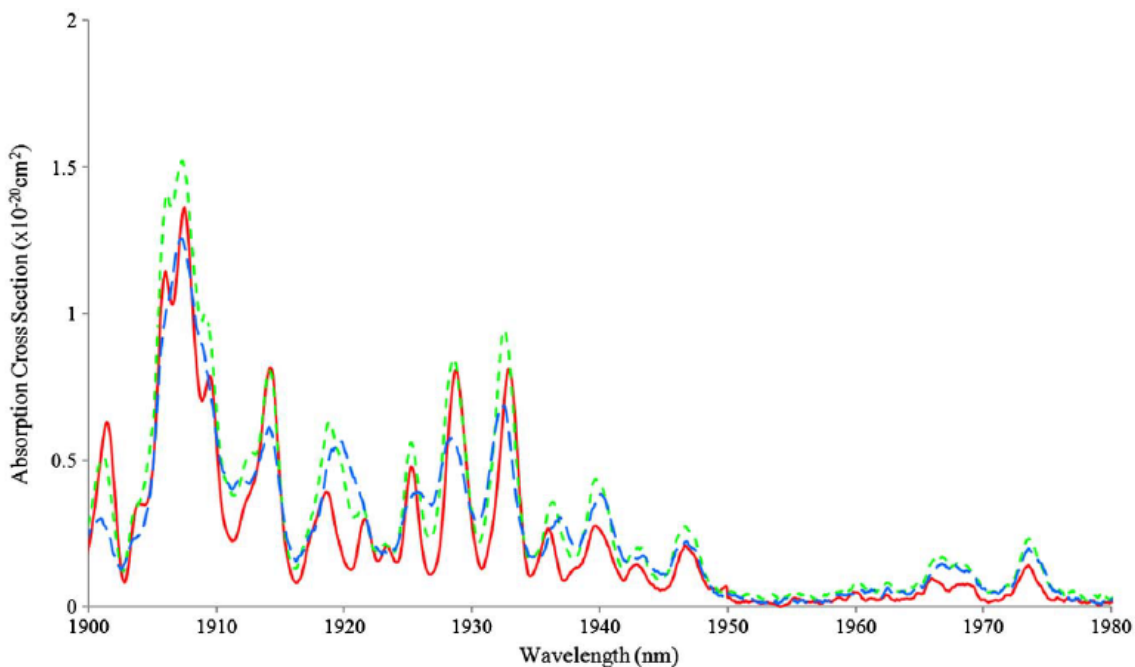
Absorpční spektra krystalu Ho:YAG byla měřena v [40] při teplotách $83\ \text{K}$, $175\ \text{K}$ a $295\ \text{K}$ pro rozsah vlnových délek $1700 - 2200\ \text{nm}$, což odpovídá přechodu z hladiny 5I_8 na hladinu 5I_7 (viz Obr. 3.2). Naměřená závislost absorpčního účinného průřezu na vlnové délce při teplotě $295\ \text{K}$ se nachází na Obr. 3.3. Spektra byla v práci [40] měřena se vzorkem krystalu s rozměry $7 \times 7 \times 5\ \text{mm}^3$, $c = 2,0\ \text{at. \% Ho/Y}$. K nejintenzivnější absorpci dochází na vlnové délce $1908\ \text{nm}$, $\text{FWHM} = 4,5\ \text{nm}$, čehož se využívá k čerpání pomocí Tm laserů (Tm-vláknový nebo Tm:YLF laser) nebo pomocí laserových diod. Na nižších teplotách byla naměřena nižší šířka čáry vyjma $175\ \text{K}$ pro absorpční pík na $1908\ \text{nm}$, zde byla šířka čáry o $0,1\ \text{nm}$ větší, tedy $4,6\ \text{nm}$. Obecně bylo pozorováno, že se absorpční spektrum zužovalo se snižující se teplotou - detailněji znázorněno v rozsahu $1900 - 1980\ \text{nm}$ na Obr. 3.4. Významné absorpční píky a jejich šířky čáry při teplotách $83\ \text{K}$, $175\ \text{K}$ a $295\ \text{K}$ jsou uvedeny v Tab. 3.1. Z naměřených dat plyne, že materiál může dobře absorbovat záření z vláknového a diodového laseru při kryogenních teplotách na příslušných vlnových délkách ($1933\ \text{nm}$ - Tm vláknový laser, $1910\ \text{nm}$ - laserové diody), kde dochází k nízkému kvantovému defektu. Objemové Braggovy mřížky lze použít k zúžení šířky čáry diodových laserů a získání účinné absorpce. [40]



Obr. 3.3: Absorpční účinný průřez krystalu Ho:YAG v závislosti na vlnové délce ve spektrálním rozsahu 1700 – 2200 nm při teplotě $T = 295$ K. Převzato z [40].

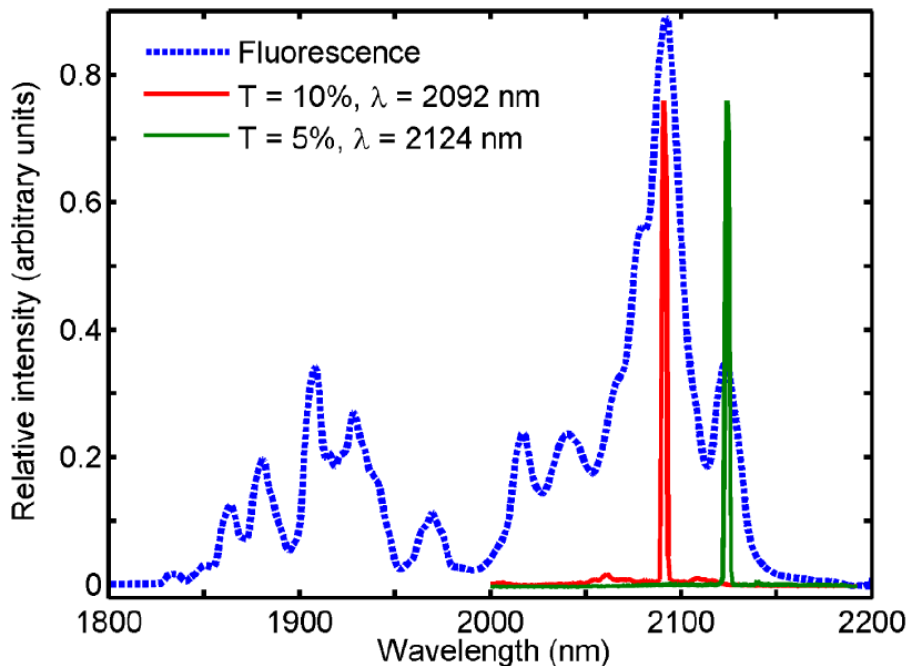
T [K]	λ_{peak} [nm]	σ [$\times 10^{-20} \text{ cm}^2$]	FWHM [nm]
295	1907,3	1,259	4,5
175	1907,3	1,523	4,6
83	1907,3	1,364	3,5
295	1928,3	0,577	2,5
175	1928,5	0,849	2,2
83	1928,7	0,808	1,7
295	1932,5	0,688	3,0
175	1932,5	0,945	2,0
83	1932,9	0,811	1,8
295	1973,5	0,199	2,4
175	1973,6	0,232	2,1
83	1973,5	0,143	2,0

Tab. 3.1: Maximální absorpční účinné průřezy σ (absorpční píky) krystalu Ho:YAG při teplotách T v rozsahu vlnových délek 1900 – 2000 nm. λ_{peak} značí vlnovou délku, na které se nachází pík a FWHM šířku píku v polovině maxima. Data převzata z [40].



Obr. 3.4: Porovnání absorpčních účinných průřezů krystalu Ho:YAG v závislosti na vlnové délce v rozsahu 1900 – 1980 nm pro teploty 83 K (červená), 175 K (zelená) a 295 K (modrá). Převzato z [40].

Fluorescenční spektrum Ho:YAG se nachází na Obr. 3.5 - značeno modrou čárkovanou čarou. Na Obr. 3.5 lze pozorovat 2 výrazné fluorescenční píky. Kolem 1905 nm se nachází první pík široký cca 50 nm. V této oblasti dochází rovněž k výrazné absorpci. Kolem 2092 nm se nachází druhý pík, kde při pokojové teplotě nedochází k tak výrazné absorpci, jako kolem 1900 nm. Při nižších teplotách (175 K a 83 K) je absorpce kolem 2000 nm značně nižší. Absorpční spektra krystalu Ho:YAG při nižších teplotách (175 K a 83 K) lze nalézt v [40].



Obr. 3.5: Fluorescenční spektrum krystalu Ho:YAG. Červenou a zelenou čarou jsou znázorněna spektra záření emitovaného krystalem Ho:YAG při laserové činnosti. Převzato z [42] (Zhao, 2015).

Doba života na horní laserové hladině ${}^5\text{I}_7$ byla měřena v několika pracích, pohybuje se přibližně okolo 8 ms. Některé výsledky z literatury, ať už v závislosti na koncentraci, či pouze, co bylo uvedeno, se nachází v Tab. 3.2.

Ho:YAG		
c [at. %]	τ_f [ms]	Literatura
1,0	8,5	Walsh, 2010, [43]
0,6	~ 8	Wang, 2019, [44]
	7,8	Eichhorn, 2008, [35]
	8,37	Kwiatkowski, 2014, [45]
Ho:YAG keramika		
1,0	8,17	Wang, 2015, [46]

Tab. 3.2: Doba života τ_f na hladině ${}^5\text{I}_7$ uvedena z různé literatury. Atomární koncentrace je značena jako c .

Laserové diody generující záření kolem $1,9\ \mu\text{m}$ jsou atraktivní pro rezonanční čerpání Ho dopovaných materiálů. Jejich výhodou oproti Tm laserům je jednoduchost, efektivita či kompaktnost. Po vývoji laserových diod generující kolem $1,9\ \mu\text{m}$ se jimi podařilo rezonančně čerpat první Ho:YAG laser (Nabors, 1995). Krystal Ho:YAG umístěn v chladiči byl buzen šesti diodami (emitory) generující záření s výkonem $\sim 0,7\ \text{W}$. Laser byl provozován v kontinuálním režimu. Největšího výkonu $0,67\ \text{W}$ s diferenciální účinností 35 % bylo dosaženo pro teplotu krystalu -53°C . Laserování se podařilo dosáhnout až do teploty krystalu 60°C [47]. Po komercializaci laserových diod generujících na $1,9\ \mu\text{m}$ a vývoji diodových svazků¹ se podařilo sestavit vysokovýkonný laser (CW režim) generující záření s výstupním výkonem $40\ \text{W}$ (Scholle 2008). Bylo též dosaženo Q-spínání pomocí akusto-optického modulátoru s opakovací frekvencí v řádu několika kHz, energií pulzu $3,5 - 4\ \text{mJ}$ a délkou pulzu $150\ \text{ns}$. [48] [25]. Dále se v [37] (Barnes, 2011) podařilo pomocí laserové diody pracující v pulzním režimu sestavit laser, jenž generoval pulzy dlouhé $4,8\ \text{ms}$ o energii $148\ \text{mJ}$ s opakovací frekvencí $2\ \text{Hz}$. Diferenciální účinnost byla $14,6\ \%$. Ke stabilizaci záření generované InGaAs laserovou diodou a její šířky čáry byla využita objemová Braggova mřížka. Dále v práci [37] je uvedeno, že se pomocí akusto-optického modulátoru podařilo generovat Q-spínané pulzy a pomocí BBO krystalu dlouhého $6\ \text{mm}$ byla generována 2. harmonická. Pulzy 2. harmonické byly dlouhé $150\ \text{ns}$ s energií $\sim 0,12\ \text{mJ}$. O rok později (Berrou 2012) byl zprovozněn první diodově čerpaný Ho:YAG laser využívající totálního odrazu čerpacího záření v krystalu (geometrie krystalického vlákna²). Tento způsob byl volen z důvodu velkého parametru kvality svazku laserové diody $M^2 \sim 109$. Podélné čerpání by jinak bylo neefektivní [41]. Diodově čerpaný Ho:YAG laser byl rovněž popsán Lamrinim (2012). Největší diferenciální účinnost $62\ \%$ byla dosažena s krystalem s koncentrací $c = 1,0\ \text{at. \% Ho/Y}$ a délkou $l = 52\ \text{mm}$. Jedná se o vysokovýkonný laser, dopadající výkon byl $155\ \text{W}$, výstupní $55\ \text{W}$, emitovaná vlnová délka $2122\ \text{nm}$. Změnou výstupního zrcadla (místo zrcadla s transmitancí $5\ \%$ použito zrcadlo s transmitancí $33\ \%$) byla docílena změna emitované vlnové délky na $2096\ \text{nm}$. Použitím objemové Braggovy mřížky jako výstupní zrcadlo byla omezena šířka čáry pod $0,1\ \text{nm}$ [39]. V roce 2013 byla poprvé čerpána Ho:YAG keramika pomocí laserové diody generující záření s vlnovou délkou $1,13\ \mu\text{m}$ (Wang, 2013). Tyto diody dokáží v porovnání s diodami generujícími záření na vlnové délce $1,9\ \mu\text{m}$ poskytnout větší výkon, jsou elektricky účinnější a mají delší životnost. Relativně malá diferenciální účinnost $20,6\ \%$ byla přisuzována nedostatečně rozvinuté Ho:YAG keramice [49]. Posledním nalezeným laserem diodově čerpaným na $1,13\ \mu\text{m}$ je od Wenjinga (Wenjing, 2017). Bylo dosaženo diferenciální účinnosti $17,4\ \%$ ve volně běžícím režimu - výstupní výkon $377\ \text{mW}$, generovaná vlnová délka $2129,8\ \text{nm}$. Dále bylo dosaženo režimu jednoho podélného

¹Z angl. diode stacks.

²Z angl. crystalline fiberlike geometry.

módu³ pomocí dvou Fabry-Perotových etalonů. Výstupní výkon byl 102 mW při emitované vlnové délce 2129,6 nm. Nastavením Fabry-Perotových etalonů bylo možno ladit emitovanou vlnovou délku v rozsahu (2119,7 – 2131,5) nm [50]. Data z výše citovaných článků ohledně čerpání laserovými diodami jsou shrnuty v Tab. 3.3.

V dnešní době jsou k čerpání Ho-dopovaných materiálů využívány Tm lasery i přes větší dostupnost laserových diod generujících na vlnové délce 1,9 μm. Několik takovýchto laserů je uvedeno v Tab. 3.4. Jedná se o výběr několika laserů sestavených po roce 2010 (vyjma [51] a [52]). Další shrnutí Ho:YAG laserů čerpaných pomocí Tm laserů lze nalézt v [25], [34] či v [35].

Vysoké diferenciální účinnosti 80 % se podařilo dosáhnout v [51] (Shen, 2004) pomocí buzení Tm vláknovým laserem, který generoval záření s vlnovou délkou 1905 nm. Laserové záření generované Ho:YAG krystalem umístěným mezi dvěma zrcadly bylo nepolarizované. Pomocí skleněné destičky nastavené pod Brewsterovým úhlem umístěné mezi dalšími dvěma zrcadly se podařilo generovat lineárně polarizované záření, přičemž se diferenciální účinnost snížila pouze o 4 %, tj. na 76 %. V práci [42] je krystal čerpán pomocí Tm vláknového laseru generující záření s vlnovou délkou 1933 nm, kde je absorpční účinný průřez zhruba poloviční (59 %) oproti absorpčnímu účinnému průřezu na vlnové délce 1907 nm. Tento způsob čerpání se nazývá čerpání na křídle⁴. Díky nižšímu absorpčnímu účinnému průřezu dochází k rovnoměrnější absorpci čerpacího záření (na větší délce laserové krystalu) a k rovnoměrnějšímu tepelnému zatížení [42]. Dále byly pomocí Tm laserů čerpány např. monokrystalické vlákno [44], tenké disky Ho:YAG [52] a [53] či Ho:YAG keramika [54].

³Z angl. single-longitudinal mode.

⁴Z angl. wing pumping.

Režim	Parametry krystalu, další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	P_{th} [W]	Literatura, rok
CW	4,0 at. %, $l = 2,1$ mm	LD mix GaInAsSb a InGaAs	1910	$\sim 3,7$ (I)	0,67	35	4	2120		[47], 1995
CW	0,5 at. %, $l = 60$ mm, $d = 3$ mm	LD (Al-GaIn)(AsSb)	1910	~ 107 (A)	40	57	10	2122	30	[48], 2008
P	0,02 at. %, $l = 8$ mm, $f_{rep} = 2$ Hz, $\tau_{pump} = 6$ ms; LD uzamčena objemovou Braggovou mřížkou ^a ; $E_{in} \approx 148$ mJ, $E_{out} \approx 15$ mJ, $E_{th} = 31$ mJ, $\tau \approx 4,8$ ms	LD In-GaAs	1863			14,6	15	2120		[37], 2011
CW	crystalline fiberlike geometry; 0,75 at. %, $l = 60$ mm, $d = 1,2$ mm	LD	1910	~ 42 (I)	11,87	38	50	2090	11	[41], 2012
CW	1,0 at. %, $l = 52$ mm; FWHM _{Ho:YAG} = 0,6 nm	LD GaSb	1900	155 (I)	55	62	5	2122		[39], 2012
CW	1,0 at. %, $l = 52$ mm; FWHM _{Ho:YAG} = 1,2 nm	LD GaSb	1900	155 (I)	35	45	33	2097		[39], 2012
CW	1,0 at. %, $l = 52$ mm; FWHM _{Ho:YAG} < 0,1 nm, objemová Braggova mřížka ^b	LD GaSb	1900	155 (I)	18	30	5	2096	90	[39], 2012
CW	Ho:YAG keramika 1,0 at. %, $4,2 \times 4,8 \times 22$ mm ³ ; FWHM _{Ho:YAG keramika} = 9 nm	LD	1130	$\sim 5,5$ (A)	1	20,6	2	2099	~ 1	[49], 2013
CW	Ho:YAG keramika 1,0 at. %, $4,2 \times 4,8 \times 22$ mm ³ ; FWHM _{Ho:YAG keramika} = 6 nm	LD	1130		0,2		2	2096		[49], 2013
CW	1,0 at. %, $4 \times 4 \times 20$ mm ³	LD	1130	7,29 (I)	0,377	17,4	2	2129,8		[50], 2017
SLM	2× Fabry-Perotův etalon, ladění vlnových délek (2119,7 – 2131,5) nm	LD	1130	7,29 (I)	0,102		2	2129,6		[50], 2017

Tab. 3.3: Laserové charakteristiky Ho:YAG laseru pro čerpání pomocí laserových diod zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

^aPoužito ke stabilizaci emitované vlnové délky záření z LD a ke zúžení šířky čáry.

^bPoužita jako výstupní zrcadlo a ke stabilizaci vlnové délky záření laseru.

Režim	Parametry krystalu / QS; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	P_{th} [W]	Literatura, rok
CW	2,0 at. %, $l = 20$ mm; nepolarizovaný výstup	Tm-vlákno	1905	$\sim 9,6$ (I)	6,4	80	10	2097	$\sim 0,6$	[51], 2004
CW	2,0 at. %, $l = 20$ mm; skleněná destička sklo- pená pod Brewstero- vým úhlem - lineárně polarizovaný výstup	Tm-vlákno	1905	$\sim 9,6$ (I)	5,8	76	10	2097	$\sim 0,63$	[51], 2004
CW	(thin disc) 2,0 at. %, $l =$ 0,4 mm, $d = 5$ mm	Tm:YLF	1908	25,8 (I)	9,4	40,0	2,1	2090		[52], 2006
CW	(thin disc) 2,0 at. %, $l =$ 0,4 mm, $d = 5$ mm	Tm-vlákno	1908	47,0	15	37	1,5	2090		[53], 2011
QS	AO QS - modulační opak. frekvence $f =$ 1 kHz; výstup: $E =$ 1,4 mJ, $\tau = 0,4 \mu s,$ $P_{peak} = 3,5$ kW	Tm-vlákno	1908	20,0			1,5	2090		[53], 2011
CW	Ho:YAG keramika 0,8 at. %, $l = 14,5$ mm, příčný průřez 2×3 mm ²	Tm-vlákno	1907	15,1 (I)	9,4	64	6	2097		[54], 2012
CW	(single rod) 1,0 at. %, $l =$ 14 mm, $d = 5$ mm	Tm-vlákno	1933	34,3 (A)	20,2	58,7	10	2092	0,13	[42], 2015
CW	(tandem - set) i) 1,0 at. %, $l = 14$ mm, $d =$ 5 mm, ii) 0,5 at. %, $l =$ 15 mm, $d = 2$ mm	Tm-vlákno	1933	42,6 (A)	24,2	57,6	10	2124	$\sim 0,46$	[42], 2015
CW	single fiber crystal, 0,6 at. %, $d = 920 \mu m,$ $l =$ 20 mm	Tm-vlákno	1907	30,0 (I)	12,5	43,5 ^a	20	2122		[44], 2019
QS	AO QS - modulační opak. frekvence $f =$ 1 kHz; výstup: $E =$ 1,44 mJ, $\tau = 7,5$ ns, $P_{peak} = 0,19$ MW	Tm-vlákno	1907	21,4 (I)			20	2122		[44], 2019

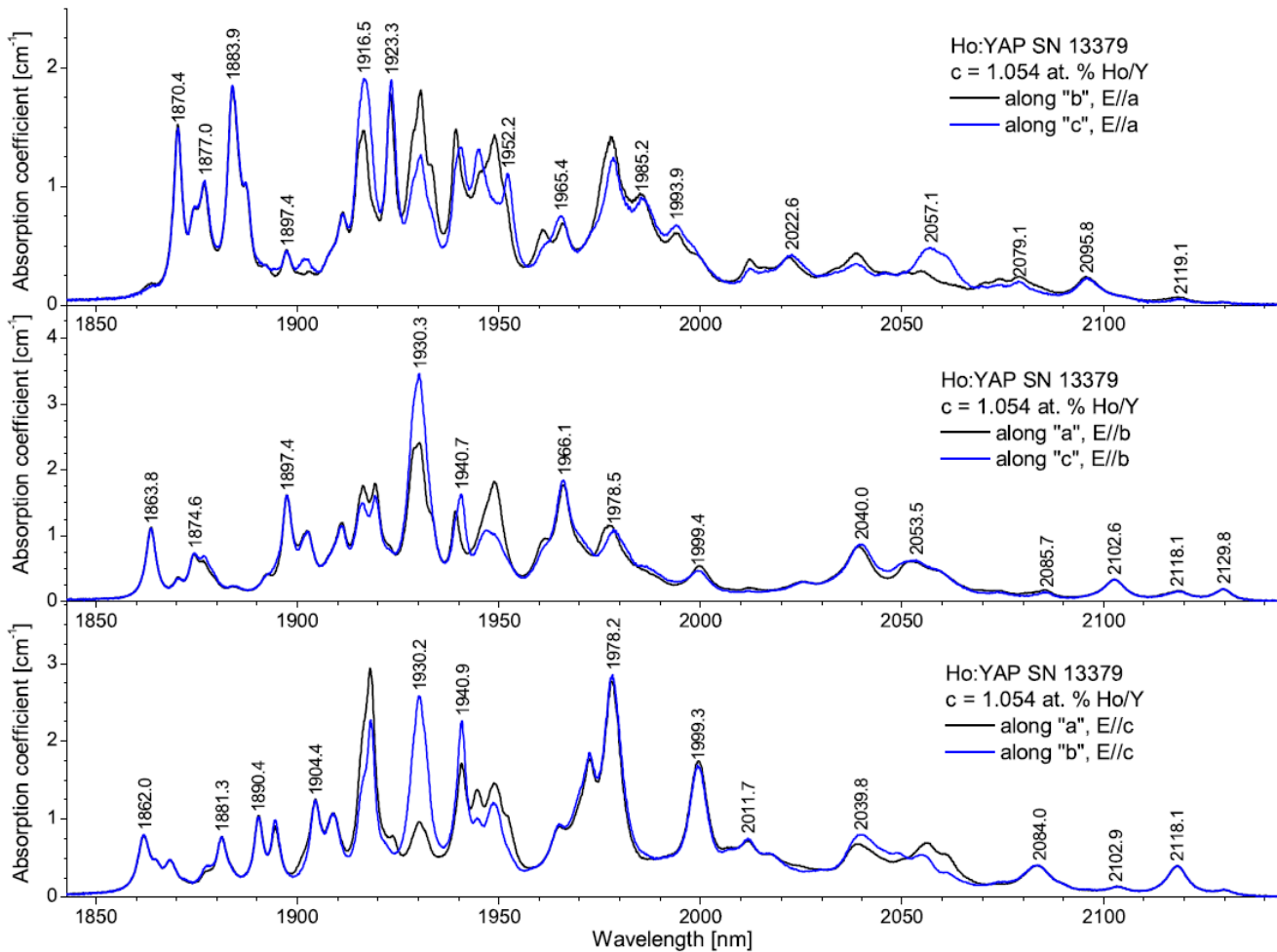
Tab. 3.4: Laserové charakteristiky Ho:YAG laseru pro čerpání pomocí thuliových laserů zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

^a62 % po úvaze Fresnelovských ztrát

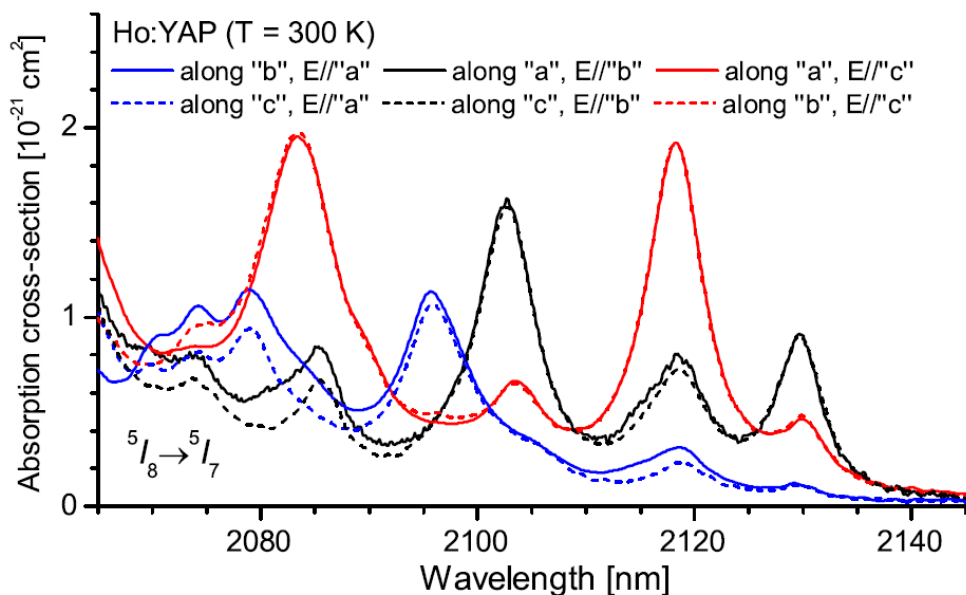
3.4.2 Ho:YAP

Ho:YAP, celým vzorcem $\text{Ho}^{3+}:\text{YAlO}_3$, je dalším využívaným materiálem ke generaci záření kolem $2,1 \mu\text{m}$. YAP je dvouosý anizotropní krystal s ortorombickou (kosočtverečnou) strukturou, vykazuje přirozený dvojlom a má podobné tepelné a mechanické vlastnosti jako YAG. Přirozený dvojlom přispívá ke generaci lineárně polarizovaného světla bez depolarizačních ztrát. Absorpční a ziskové vlastnosti krystalu Ho:YAP jsou závislé na polarizaci, a proto lze výkon laseru ovlivnit orientací krystalu. [92] [56] [55] [57]

Absorpční spektrum krystalu Ho:YAP v rozsahu vlnových délek $1800 - 2200 \text{ nm}$ (přechod $^5\text{I}_8 \rightarrow ^5\text{I}_7$) se nachází na Obr. 3.6. K největší absorpci dochází na vlnových délkách 1918, 1930 a 1978 nm. Šířka jednotlivých píků je zhruba 5 nm (FWHM). Další výrazné absorpční píky krystalu Ho:YAP se nachází na vlnových délkách 1870, 1884, 1904, 1923, 1940, 1966 a 1999 nm. V porovnání s krystalem Ho:YAG jsou absorpční píky krystalu Ho:YAP širší, díky čemuž lze Ho:YAP efektivněji čerpat pomocí laserových diod či pomocí thuliových laserů. Spektra na Obr. 3.6 jsou rovněž rozlišena z hlediska směru šíření měřicího svazku. Je vidět, že se některé píky liší z hlediska intenzity, je-li polarizace měřicího svazku stejná, ale směr šíření je jiný. To je pouze pro některé píky, zbytek spektra je identický při stejné polarizaci a různém směru šíření. Absorpční účinný průřez krystalu Ho:YAP v závislosti na vlnové délce pro rozsah $2050 - 2150 \text{ nm}$ se nachází na Obr. 3.7. V rozsahu $1850 - 2150 \text{ nm}$ lze nalézt závislost absorpčního účinného průřezu na vlnové délce na Obr. 3.9(a). [57] [55]

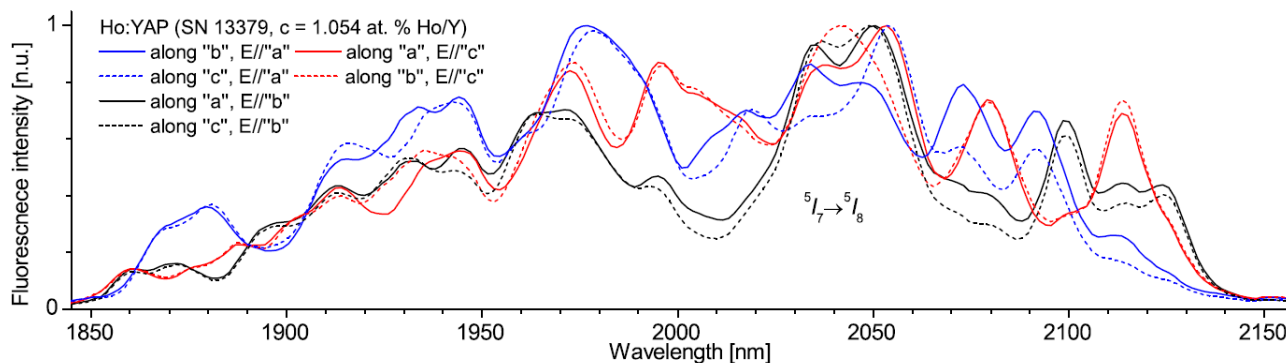


Obr. 3.6: Polarizačně rozlišené absorpční spektrum krystalu Ho:YAP při teplotě $T = 300 \text{ K}$ - závislost absorpčního koeficientu na vlnové délce. Strany krystalu: $a = 7 \text{ mm}$, $b = 8 \text{ mm}$, $c = 6 \text{ mm}$ (Pbnm). Převzato z [57].



Obr. 3.7: Polarizačně rozlišené absorpční spektrum krystalu Ho:YAP při teplotě $T = 300$ K - závislost absorpčního účinného průřezu na vlnové délce. Strany krystalu: $a = 7$ mm, $b = 8$ mm, $c = 6$ mm (Pbnm). Převzato z [57].

Polarizačně rozlišené fluorescenční spektrum krystalu Ho:YAP v rozsahu vlnových délek 1850 – 2150 nm (přechod ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$) se nachází na Obr. 3.8. Fluorescenční spektrum se značně překrývá s absorpčním spektrem. Nejintenzivnější fluorescenční pík se nachází kolem vlnové délky 2050 nm a fluorescence je pozorovatelná až do vlnové délky 2130 nm. [57]



Obr. 3.8: Polarizačně rozlišené fluorescenční spektrum krystalu Ho:YAP při teplotě $T = 300$ K. Strany krystalu: $a = 7$ mm, $b = 8$ mm, $c = 6$ mm (Pbnm). Převzato z [57].

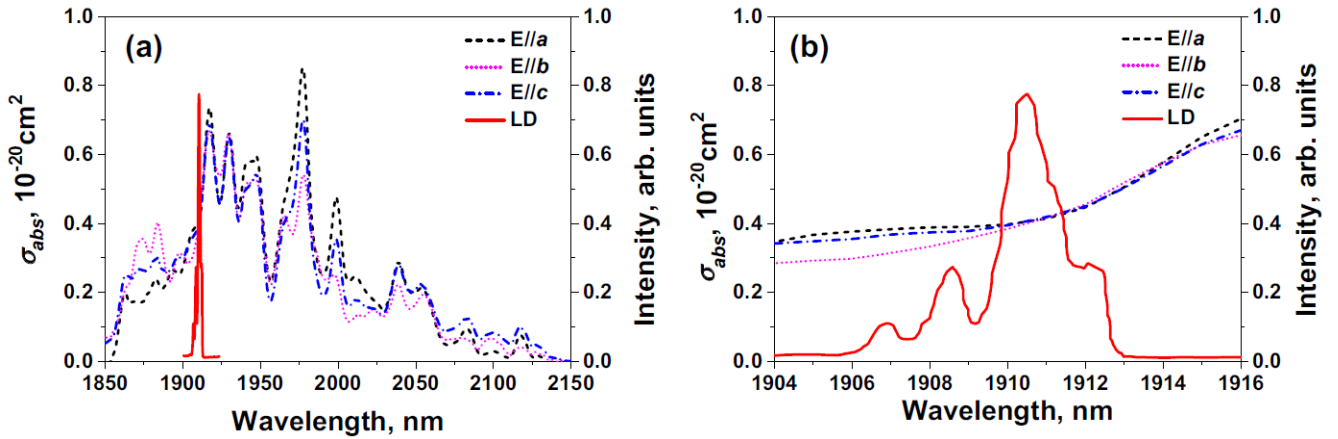
Doba života na hladině 5I_7 krystalu Ho:YAP nalezená z literatury se nachází v Tab. 3.5. Novější výsledky ukazují, že doba života na hladině 5I_7 pro krystal Ho:YAP se pohybuje kolem 6 ms.

Dle nalezené literatury byl krystal Ho:YAP čerpán přímo pomocí laserové diody pouze v práci [60] (viz Tab. 3.7). Jednalo se o čerpání krystalu Ho:YAP pomocí laserové diody emitující záření s vlnovou délkou 1910,5 nm. Krystal byl čerpán podélně z obou stran (rezonátor ve tvaru "L"). Jednalo se o čerpání na křídle - změny absorpčního účinného průřezu kolem vlnové délky 1910,5 nm jsou malé, dále je absorpční průřez krystalu Ho:YAP zhruba $0,4 \times 10^{-20}$ cm², což je dostatečně daleko od absorpčních píků - viz Obr. 3.9. Krystal byl zabalen ve fólii z india tlusté 0,1 mm a chlazen na teplotu 15°C pomocí termoelektrického chladiče. Metodou ostré hrany byl změřen parametr kvality svazku $M^2 \approx 1,4$. Dále bylo dosaženo

Ho:YAP	
τ_f [ms]	Literatura
8,10	Yao, 2008, [58]
8,10	Eichhorn, 2008, [35]
5,99	Yao, 2009, [55]
6,00	Guo, 2020, [59]
5,80	Šulc, 2022, [57]

Tab. 3.5: Doba života τ_f krystalu Ho:YAP na hladině 5I_7 uvedena z různé literatury.

Q-spínání pomocí křemenného akusto-optického Q-spínače - charakteristiky Q-spínání pro největší dosaženou diferenciální účinnost jsou uvedeny v Tab. 3.7. Q-spínání bylo využito k čerpání ZGP krystalu⁵ emitujícího ve střední infračervené oblasti. S opakovací frekvencí 3 kHz bylo dosaženo nejvyššího průměrného výstupního výkonu 4,8 W při dopadajícím výkonu 8,2 W. Diferenciální účinnost byla 61 %. S opakovací frekvencí 10 kHz se podařilo dosáhnout diferenciální účinnosti 64,2 %. Parametry signální a jalové vlny generované systémem ZGP-OPO jsou uvedeny v Tab. 3.6.



Obr. 3.9: Absorpční spektrum HoYAP krystalu a emisní spektrum laserové diody v rozsahu vlnových délek: (a) (1860 – 2160) nm, (b) (1904 – 1916) nm naměřené v práci [60]. Převzato z [60] (Duan, 2018).

Vlna	λ_{em} [nm]	FWHM [nm]	M^2 [–]
signální vlna	4076	150	2,8
jalová vlna	4414	130	2,6

Tab. 3.6: Parametry signální a jalové vlny generované systémem ZGP - OPO čerpaného pomocí Ho:YAP laseru v práci [60].

⁵Systém ZGP OPO - zinc-germanium-phosphide (ZnGeP₂) optical parametric oscillator.

Režim	Parametry krystalu / QS; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	P_{th} [W]	Literatura, rok
CW	1,5 at. %, 2,5 mm × 2,5 mm (příčný průřez) × 20 mm (délka)	LD	1910,5	25,6 (I)	10,5	53,2	31	2118,3	5,9	[60], 2018
QS	AO QS - opak. frekvence $f = 20$ kHz; výstup $E = 0,5$ mJ, $\tau = 42$ ns, $P_{peak} = 11,7$ kW	LD	1910,5	25,6 (I)	9,8	49,4	31	2115,2		[60], 2018

Tab. 3.7: Laserové charakteristiky Ho:YAP laseru pro čerpání pomocí laserových diod zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

Lasery s krystalem Ho:YAP čerpané pomocí thuliových laserů jsou uvedeny v Tab. 3.9 a jejím pokračování. První rezonančně čerpaný Ho:YAP laser byl popsán v práci [58] (Yao, 2008). Ho:YAP krystal byl čerpán pomocí Tm:YLF laseru. Bylo dosaženo diferenciální účinnosti 47 %. Dále byl laser provozován režimu Q-spínání pomocí křemenného akusto-optického Q-spínače o délce 20 mm. Nejlepší dosažené výsledky z hlediska průměrného a špičkového výkonu jsou uvedeny v Tab. 3.8. [58]

f [kHz]	E [mJ]	τ [ns]	P_{peak} [kW]	P_{avg} [W]
5	1,00	24,5	40,8	5,0
20	0,27	30,5	8,52	5,3

Tab. 3.8: Výstupní charakteristiky Q-spínaných pulzů dosažených v práci [58]. f značí opakovací frekvenci, E energii pulzu, τ délku pulzu, P_{peak} špičkový výkon a P_{avg} průměrný výkon.

O rok později prezentoval opět Yao jako první rezonančně čerpaný Ho:YAP laser, tentokrát čerpaný pomocí Tm-vláknového laseru (Yao, 2009). Bylo dosaženo o 2 % větší diferenciální účinnosti v porovnání s [58], tedy 49 %. [61] K čerpání byly dále používány i další thuliové lasery, např. Tm:YAP (Guo, 2020) [59], (Niu, 2021) [62]. V práci [62] je Ho:YAP krystal poprvé čerpán na vlnové délce 1989 nm. Ho:YAP laser byl rovněž provozován způsobem, kdy se krystal Ho:YAP společně s thuliovým krystalem nacházel v jedné dutině - tzv. čerpání uvnitř dutiny⁶. Tomu je tak např. v [63] (Huang, 2021), kdy se k čerpání využívá krystal YAP/Tm:YAP. Krystal Tm:YAP je spojen s krystalem YAP kvůli zlepšení tepelného namáhání Ho:YAP laseru. Byly testovány dva Ho:YAP krystaly, jeden s délkou $l = 5$ mm, druhý s délkou 7 mm. Pro krystal dlouhý 5 mm se podařilo dosáhnout výstupního výkonu 10,63 W, což je zhruba o 2 W více než pro krystal dlouhý 7 mm. Na druhou stranu pro krystal o délce 7 mm byla dosažena vyšší diferenciální účinnost, a to 31,2 %. [63] Huang v roce 2021 též prezentoval Ho:YAP čerpaný tentokrát pomocí Tm:YAG laseru opět s uspořádáním čerpání uvnitř dutiny. Bylo dosaženo diferenciální účinnosti 34,1 %. Dále byly krystaly Ho:YAP a Tm:YAG spojeny pomocí dvou destiček krystalů YAG tlustých 0,3 mm, které byly nalepeny z boku krystalů. Dosažená diferenciální účinnost byla 25,4 %. [64]

Duan v roce 2016 popsal jako první Ho:YAP laser v mode-locking režimu. Byly generovány pulzy dlouhé $\tau = 254,8$ ps s opakovací frekvencí 81,52 MHz, energií $E = 35,2$ nJ a špičkovým výkonem $P_{peak} = 138,2$ W.

⁶Z angl. intra cavity pumping.

[65]

Q-spínání pomocí akusto-optického Q-spínače bylo kromě práce [58] (Yao, 2008) dosaženo dále v [56] (Duan, 2009) a [62] (Niu, 2021). V roce 2020 se podařilo v [59] (Guo, 2020) sestavit první Ho:YAP laser v režimu Q-spínání pomocí elektro-optického Q-spínače - LGS krystalu ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$). Pulzy generované s frekvencí $f = 4$ kHz dosahovaly větší diferenciální účinnosti (31 %) v porovnání s pulzy generovanými s frekvencí $f = 2$ kHz (25,3 %), špičkové výkony byly však v obráceném vztahu (viz Tab. 3.9). [59]

Vysokých diferenciálních účinností přes 70 % bylo dosaženo v kontinuálním (Yu, 2015) [66], Q-spínaném (Niu, 2021) [62] i pulzním režimu (Šulc, 2022) [57]. V práci [57] bylo různou orientací krystalu a různým výběrem zrcadla generováno záření o různých vlnových délkách 2083, 2102, 2118 a 2130 nm, dokonce docházelo i ke generaci záření s různými dvěma vlnovými délkami současně - 2085 a 2118 nm. [57]

Režim	Parametry krystalu / QS/ML; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	P_{th} [W]	Literatura, rok
CW	1,0 at. %, $l = 20$ mm, příčný průřez 4×4 mm ² ; výst. polarizace $E \parallel c$	Tm:YLF	1910	13,8 (I)	5,5	47	29	2118	1,8	[58], 2008
CW	1,0 at. %, $4 \times 4 \times 20$ mm ³	Tm-vlákno	1937,5	10,6 (I)	3,94	49	30	2117,9	2,54	[61], 2009
CW	0,5 at. %, $l = 35$ mm, příčný průřez 4×4 mm ²	Tm:YLF	1910	20,9 (I)	11,2	65,3	52	2128,3		[56], 2009
QS	AO QS - opak. frekvence $f = 10$ kHz; výstup: $E = 1,1$ mJ, $\tau = 31$ ns, $P_{peak} = 35,5$ kW	Tm:YLF	1910	20,9 (I)	10,9	63,5	52	2128,3		[56], 2009
CW	0,3 at. %, $l = 50$ mm, příčný průřez 4×4 mm ²	Tm:YLF	1910	23,16 (A)	14,6	69,4	29	2118,7	2,5	[67], 2012
CW	0,5 at. %, $l = 30$ mm, příčný průřez 4×4 mm ²	Tm-vlákno	1915	33,3 (A)	20,2	72,5	30	2118,4	5,4	[66], 2015
CW	0,3 at. %, $l = 50$ mm, příčný průřez 3×3 mm ² ; $\sigma_{oto} = 11,9$ % ^a	Tm-vlákno	1910	25,9 (I)	3,07		10	2117,8		[65], 2016
CW ML	AO modulátor - opak. frekvence $f = 81,52$ MHz; výstup: $\tau = 254,8$ ps, $E = 35,2$ nJ, $P_{peak} = 138,2$ W, $M^2 = 1,6$, $\sigma_{oto} = 11,1$ %	Tm-vlákno	1910	25,9 (I)	2,87		10	2117,8		[65], 2016
CW	0,3 at. %, $4 \times 4 \times 40$ mm ³	Tm:YAP	1940	16 (I)	6,5	50,6	40	2128		[59], 2020
QS	EO QS - LGS krystal; opak. frekvence $f = 4$ kHz, $\tau = 30$ ns, $E = 1$ mJ, $P_{peak} = 33$ kW	Tm:YAP	1940	16 (I)	4	31	40	2128,6		[59], 2020
QS	EO QS - LGS krystal; opak. frekvence $f = 2$ kHz, $\tau = 23$ ns, $E = 1,5$ mJ, $P_{peak} = 65$ kW	Tm:YAP	1940	16 (I)	3	25,3	40	2128,6		[59], 2020
CW	0,5 at. %, $d = 3$ mm, $l = 50$ mm; výst. polarizace $E \parallel a$	Tm-vlákno	1930,5	215,4 (A)	107,3	50,6	50	2118	5,6	[68], 2020

Tab. 3.9: Laserové charakteristiky Ho:YAP laseru pro čerpání pomocí thuliových laserů zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

^a σ_{oto} značí tzv. účinnost optické energie na optickou (z angl. optical-to-optical efficiency) - poměr výstupního výkonu laserového záření a dopadajícího výkonu čerpacího záření.

Režim	Parametry krystalu / QS; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	P_{th} [W]	Literatura, rok
QS	Ho:YAP - 0,8 at. %, $4 \times 4 \times 25 \text{ mm}^3$; AO QS - opak. frekvence $f = 10 \text{ kHz}$; výstup $\tau = 104,2 \text{ ns}$, $E = 1,8 \text{ mJ}$, $P_{peak} = 17,3 \text{ kW}$	Tm:YAP	1989	30 (A)	18,02	70,1	20	2129,2		[62], 2021
CW	čerpání uvnitř dutiny, 0,5 at. %, $l = 5 \text{ mm}$, příčný průřez $3 \times 3 \text{ mm}^2$; výst. polarizace $E \parallel b$	YAP/Tm:YAP ^a	1999,2	~ 46 (I)	10,63	25,7	10	2129,5	5,5	[63], 2021
CW	čerpání uvnitř dutiny, 0,5 at. %, $l = 7 \text{ mm}$, příčný průřez $3 \times 3 \text{ mm}^2$; výst. polarizace $E \parallel b$	YAP/Tm:YAP	1999,2	33 (I)	8,66	31,2	10	2129,5	5	[63], 2021
CW	čerpání uvnitř dutiny, 0,6 at. %, $l = 7 \text{ mm}$, příčný průřez $3 \times 3 \text{ mm}^2$	Tm:YAG ^b	2015,7	~ 23 (A)	6,71	34,1	10	2129,5		[64], 2021
CW	spojení Tm:YAG a Ho:YAP pomocí 2 YAG destiček; krystal Tm:YAG - 3,5 at. %, $l = 10 \text{ mm}$, příčný průřez $3 \times 3 \text{ mm}^2$	LD	785	~ 23 (A)	5,06	25,4	10	2129,7		[64], 2021
P	Tm-vlákno: $f = 10 \text{ Hz}$, $\tau = 10 \text{ ms}$, $E = 125 \text{ mJ}$, $P_{peak} = 12,5 \text{ W}$, $P_{avg} = 1,25 \text{ W}$; Ho:YAP: 1,054 at. %, $6 \times 7 \times 8 \text{ mm}^3$, podél "a"- $l = 7 \text{ mm}$; výst. polarizace $E \parallel c$	Tm-vlákno	1939,2	$\sim 11,8$ (I)	$\sim 6,8$	73	~ 8 ~ 26	2085 2118	2,4	[57], 2022

Tab. 3.9: Laserové charakteristiky Ho:YAP laseru pro čerpání pomocí thuliových laserů zjištěné z literatury (pokračování). λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

^aČerpání krystalu YAP/Tm:YAP pomocí LD emitující záření s vlnovou délkou 792 nm.

^bČerpání krystalu Tm:YAG pomocí LD emitující záření s vlnovou délkou 785 nm.

3.4.3 Ho:CaF₂

Krystal CaF₂ je další hostitelský materiál pro ionty Ho³⁺. CaF₂ je izotropní krystal s kubickou krystalovou mřížkou. V porovnání s oxidovými materiály se CaF₂ vyznačuje nižší energií fononů, což vede k mnohem slabší multifononové relaxaci, díky čemuž se dosahuje nízkých tepelných ztrát a vysoké optické účinnosti. [92] [71] [72] [73]

Závislost absorpčního účinného průřezu krystalu Ho:CaF₂ na vlnové délce se nachází na Obr. 3.10 nahoře. Absorpční spektrum bylo měřeno pro teploty 83 K, 150 K, 185 K a 293 K. Při teplotě 83 K se absorpční pás rozkládá v rozsahu vlnových délek 1850 – 1980 nm. Hlavní absorpční píky se nachází na vlnových délkách 1915 nm a 1944 nm s odpovídajícími absorpčními účinnými průřezů $9,7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ a $6,3 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$. Při pokojové teplotě lze pozorovat absorpci až do vlnové délky 2100 nm. Absorpční účinný průřez krystalu Ho:CaF₂ na vlnové délce 1944 nm je při pokojové teplotě zhruba $3,6 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$. [74] [72]

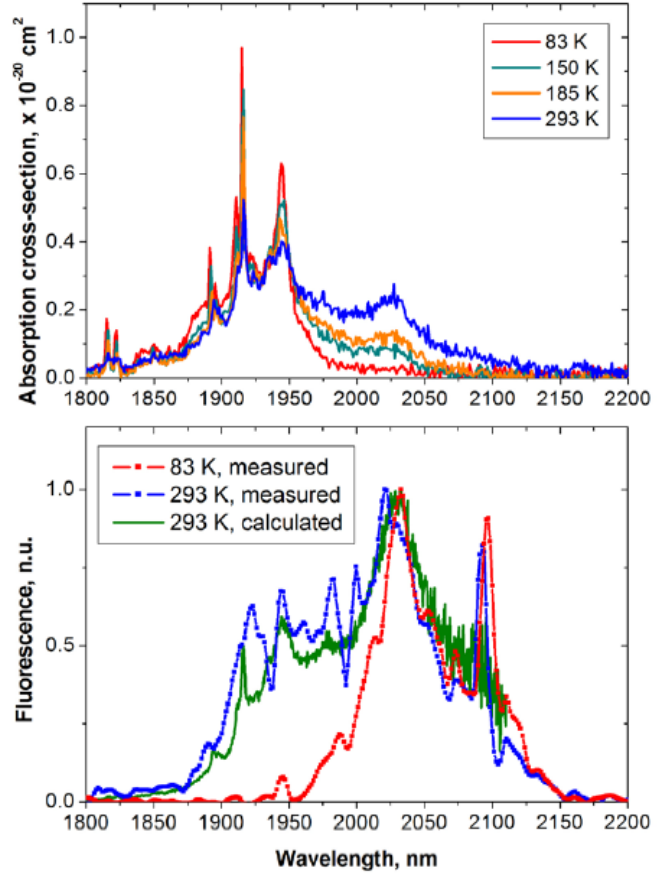
Fluorescenční spektrum se nachází na Obr. 3.10 dole. Při pokojové teplotě je možno pozorovat fluorescenční pás krystalu Ho:CaF₂ v rozsahu vlnových délek 1870 – 2150 nm. Nejintenzivnější fluorescence nastává na vlnových délkách 2030 nm a 2095 nm. Při teplotě 83 K je fluorescenční spektrum zúženo na vlnové délky 1960 – 2150 nm. Fluorescenční maxima zůstávají při této teplotě téměř na těch samých pozicích jako při pokojové teplotě. [74]

Doba života na hladině ⁵I₇ krystalu Ho:CaF₂ nalezená z literatury se nachází v Tab. 3.10, kde se dále nachází i doba života na hladině ⁵I₇ materiálu Tm:Ho:CaF₂ (keramika) [71].

Ho:CaF ₂			
<i>T</i> [K]	<i>c</i>	τ_f [ms]	Literatura
83	0,5 at. %	~ 10	Jelínek, 2016, [74]
	0,1 mol. %	17,3	Němec, 2017, [72]
Tm:Ho:CaF ₂ keramika			
2 % TmF ₃ ; 0,3 % HoF ₃		6,39	Šulc, 2014 [71]

Tab. 3.10: Doba života τ_f krystalu Ho:CaF₂ a Tm:Ho:CaF₂ na hladině ⁵I₇ uvedena z různé literatury. *T* značí teplotu, při které byla doba života τ_f měřena. Písmeno *c* značí koncentraci.

Krystal Ho:CaF₂ byl rezonančně čerpán pomocí laserové diody pouze v práci [77] (Duan, 2019) - viz Tab. 3.11. Laser byl provozován v kontinuálním a Q-spínaném režimu. Laserová dioda emitovala záření s vlnovou délkou 1940,5 nm. Záření laserové diody budilo aktivní prostředí Ho:CaF₂ umístěné v rezonátoru



Obr. 3.10: Absorpční účinný průřez krystalu Ho:CaF₂ v závislosti na vlnové délce - nahoře, fluorescenční spektrum krystalu Ho:CaF₂ - dole. Převzato z [74].

tvaru "L" dlouhém 50 mm. Krystal zabalený v 50 μm tlusté fólii z india byl umístěn na měděném chladiči a chlazen na teplotu 15°C pomocí termoelektrického chladiče. Byl dosažen výstupní výkon 4,2 W s diferenciální účinností 48,4% vzhledem k absorbovanému výkonu.

Práce [77] dále uvádí první záznam o pasivním Q-spínání. To bylo uskutečněno pomocí saturovatelného absorbéru $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ (rozměry: příčný průřez 5 mm \times 5 mm, délka $l = 2$ mm). Pulzy dlouhé 92 ns byly generovány s frekvencí 5,88 kHz, energií 0,62 mJ a špičkovým výkonem 6,73 kW, což odpovídá průměrnému výkonu 3,6 W. Diferenciální účinnost v Q-spínaném režimu byla 42,2%. Metodou ostré hrany byly naměřeny parametry kvality svazku v horizontálním a vertikálním směru jako $M_x^2 = 1,33$, $M_y^2 = 1,29$, což značí, že laser generoval svazek blízko TEM_{00} módu.

Režim	Parametry krystalu / QS; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	Literatura, rok
CW	1,0 at. %, $l = 5$ mm, příčný průřez 3×3 mm ²	LD	1940,5	11,8 (A)	4,2	48,4	5	2085,2	[77], 2019
QS	P QS - saturovatelný absorbér $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$; výstup: opak. frekvence $f = 5,88$ kHz, energie pulzu $E = 0,62$ mJ, minimální délka pulzu $\tau = 92$ ns, špičkový výkon $P_{\text{peak}} = 6,73$ kW	LD	1940,5	12,1 (A)	3,6	42,2	5	2084,1	[77], 2019

Tab. 3.11: Laserové charakteristiky Ho:CaF₂ laseru pro čerpání pomocí laserových diod zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

Lasery Ho:CaF₂ čerpané pomocí thuliových laserů jsou uvedeny v Tab. 3.13. První případ Ho:CaF₂ laseru byl v kodopaci s Tm prezentován v práci [71] (Šulc, 2014). Krystal byl čerpán pomocí laserové diody emitující pulzy dlouhé 6 ms s frekvencí 10 Hz a vlnovou délkou 786 nm. Špičkové výkony pulzů generované Tm:Ho:CaF₂ keramikou dosahovaly výkonu 0,8 W s diferenciální účinností 11,8% vzhledem k absorbovanému výkonu. Pomocí dvojlomného filtru z křemenné 1,5 mm tlusté destičky bylo možno ladit vlnové délky emitovaného záření v rozsahu 2016 – 2111 nm. Maximální energie pulzu 53 mJ byla dosažena na vlnové délce 2083 nm při absorbovaném výkonu 53 mJ. [71]

V roce 2016 byl v [74] prezentován první Ho:CaF₂ laser bez kodopace Tm (Jelínek, 2016). Laser byl kryogenně chlazen pomocí kapalného dusíku na teplotu 83 K. Jak v pulzním, tak v kontinuálním režimu, generoval laser záření s centrální vlnovou délkou 2060 nm. Změnou výstupního zrcadla bylo generováno záření s vlnovými délkami 2110 nm a 2130 nm. Pomocí dvojlomného filtru z křemenné destičky tlusté 2 mm byly laděny vlnové délky v rozsahu 2030 – 2120 nm. Dále byla pozorována generace záření na vlnových délkách 2147 nm a 2164 nm. [74] O rok později byl Němcem popsán první Ho:CaF₂ v pulzním režimu provozován při pokojové teplotě (Němec, 2017). Pomocí dvojlomného filtru (krystal MgF₂, tloušťka 2 mm) byl zkoumán rozsah ladění vlnových délek. Pro tento experiment byl filtr umístěn dovnitř dutiny rezonátoru a bylo vyměněno výstupní zrcadlo za jiné s propustností 0,5%. Výstupní záření se podařilo ladit v rozsahu vlnových délek 2050 – 2114 nm. Maximální energii pulzu 1,6 mJ mělo záření s vlnovou délkou 2113 nm. [72] Dále v roce 2017 publikoval Jelínek práci o prvním Ho:CaF₂ laseru provozovaném v kontinuálním režimu při pokojové teplotě (Jelínek, 2017). Laser byl provozován i v pulzním režimu.

V kontinuálním režimu byl dosažen výstupní výkon 1,11 W s diferenciální účinností 41 % vzhledem k absorbovanému výkonu, v pulzním režimu byl průměrný výstupní výkon 365 mW s diferenciální účinností 53 %. Rovněž bylo testováno ladění vlnových délek pomocí dvojlomného filtru (krystal MgF_2 , tloušťka 2 mm). Výstupní záření bylo možno ladit v rozsahu 2034 – 2094 nm. [75] V roce 2018 prezentoval Duan (Duan, 2018) první $\text{Ho}:\text{CaF}_2$ laser čerpáný uvnitř dutiny pomocí krystalu $\text{Tm}:\text{LuAG}$. Tento krystal byl čerpán pomocí laserové diody emitující na $1,6 \mu\text{m}$. Krystaly byly zabalené ve fólii z india, umístěné na měděném chladiči a pomocí termoelektrického chladiče udržovány na různé teploty. Největší diferenciální účinnosti bylo dosaženo při teplotě 13°C , a to 24,2 %. [73] V témže roce publikoval Duan další práci o $\text{Ho}:\text{CaF}_2$ laseru, který byl tentokrát buzený pomocí Tm -vláknového laseru. V kontinuálním režimu bylo dosaženo výstupního výkonu 7,17 W s diferenciální účinností 59,8 %, což je doposud nejvyšší dosažený výkon s nejvyšší diferenciální účinností. Záření generované laserem mělo vlnovou délku 2085,2 nm s šířkou čáry 1,7 nm. Dále byla použita objemová Braggova mřížka k zúžení spektra emise. Bylo tak emitováno záření s vlnovou délkou 2100,5 nm s šířkou čáry 0,31 nm. Pomocí akusto-optického Q-spínače byl laser provozován v Q-spínaném režimu s opakovacími frekvencemi 3, 5 a 10 kHz. Nejlepší dosažené výsledky z hlediska průměrného a špičkového výkonu jsou uvedeny v Tab. 3.12. [76]

f [kHz]	E [mJ]	τ [ns]	P_{peak} [kW]	P_{avg} [W]
3	1,9	54	35,3	5,71
10	0,6	118	5,2	6,08

Tab. 3.12: Výstupní charakteristiky Q-spínaných pulzů dosažených v práci [76]. f značí opakovací frekvenci, E energii pulzu, τ délku pulzu, P_{peak} špičkový výkon a P_{avg} průměrný výkon.

Režim	Parametry krystalu / QS; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	P_{th} [W]	Literatura, rok
P	Tm:Ho:CaF ₂ keramika, 2 % TmF ₃ , 0,3 % HoF ₃ , $l = 10$ mm; výstup: $f =$ 10 Hz, $\tau = 6$ ms, $E \approx$ 4,2 mJ	LD	786	$\sim 9^a$ (A)	0,8 ^a	11,8	0,5	2099	1,9	[71], 2014
CW	0,5 at. %, $l = 10$ mm, příčný průřez 3×3 mm ² ; $T = 83$ K	Tm-vlákno	1940	11 (I)	2,37	23	5	2060		[74], 2016
P	Tm-vlákno: $f = 5$ Hz, $\tau = 10$ ms, $P_{max} = 50$ W; výstup: $f = 5$ Hz, $\tau = 10$ ms, $E = 82,6$ mJ, $P_{peak} = 8,26$ W; $T = 83$ K	Tm-vlákno	1940	$\sim 0,86$ (A)	0,413	54	5	2060		[74], 2016
P	1,5 mol. % HoF ₃ /CaF ₂ , $l = 8$ mm; Tm-vlákno: $f = 10$ Hz, $\tau = 2,5$ ms, $E = 42$ mJ, $P_{peak} =$ 16 W, $P_{avg} = 420$ mW	Tm-vlákno	1940	$\sim 14,5$ (A)	2,1	30,3	3	2113	7,1	[72], 2017
CW	0,5 at. %, $l = 10$ mm, příčný průřez 3×3 mm ²	Tm-vlákno	1940	$\sim 3,5$ (A)	1,11	41	2	2085		[75], 2017
P	Tm-vlákno: $f = 10$ Hz, $\tau = 10$ ms, $P_{max} =$ 50 W; výstup: $f =$ 10 Hz, $\tau = 10$ ms, $E =$ 36,5 mJ, $P_{peak} = 3,65$ W	Tm-vlákno	1940	$\sim 0,75$ (A)	0,365	53	2	2085		[75], 2017
CW	čerpání uvnitř dutiny, 0,5 at. %, $3 \times 3 \times 10$ mm ³	Tm:LuAG ^b	2023,7	9,5 (I)	1,5	24,2	5	2085		[73], 2018
CW	1,0 at. %, $l = 20$ mm, příčný průřez 3×3 mm ²	Tm-vlákno	1943,5	12,8 (A)	7,17	59,8	5	2085,2	0,95	[76], 2018
CW	objemová Braggova mřížka ^c	Tm-vlákno	1943,5	12,8 (A)	6,94	57,9	5	2100,5	0,99	[76], 2018
QS	AO QS - opak. frek- vence $f = 10$ kHz; vý- stup $\tau = 118$ ns, $E =$ 0,6 mJ, $P_{peak} = 5,2$ kW	Tm-vlákno	1943,5	13,2 (A)	6,08	51,2	5	2100,5		[76], 2018

Tab. 3.13: Laserové charakteristiky Ho:CaF₂ a Tm:Ho:CaF₂ laseru pro čerpání pomocí thuliových laserů zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

^aŠpičkový výkon.

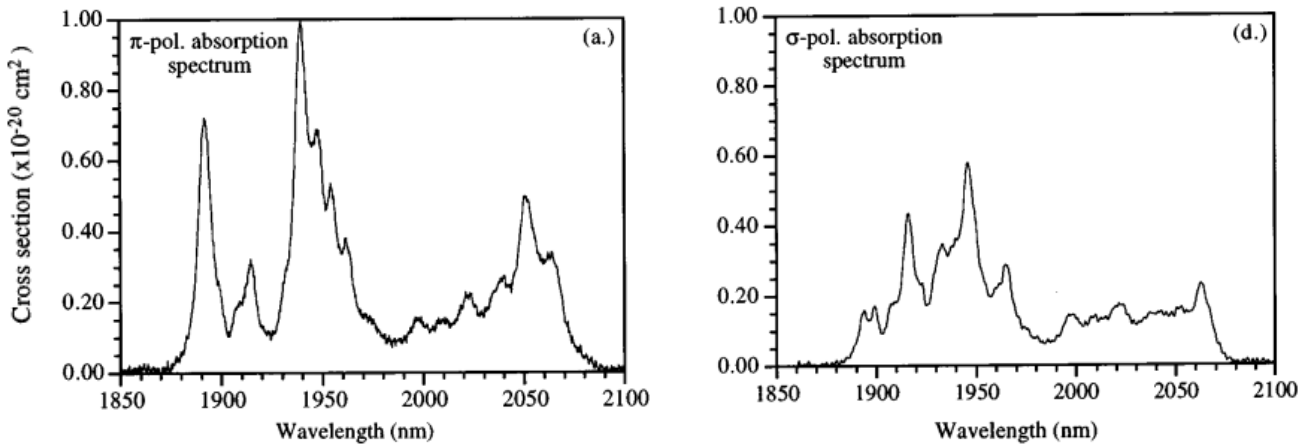
^bČerpání krystalu Tm:LuAG pomocí LD emitující záření s vlnovou délkou $1,6 \mu\text{m}$.

^cPoužita ke stabilizaci vlnové délky záření emitovaného krystalem Ho:CaF₂.

3.4.4 Ho:YLF

Ho:YLF, celým vzorcem $\text{Ho}^{3+}:\text{YLiF}_4$, je dalším materiálem využívaným pro generaci laserového záření kolem $2,05 \mu\text{m}$. YLF je jednoosý anizotropní krystal s tetragonální (čtverečnou) strukturou. Krystalografické osy YLFu se skládají z dvou identických os a a jedné význačné osy c . YLF má negativní změnu indexu lomu s teplotou: $dn/dT < 0$, kde n značí index lomu a T teplotu krystalu. To minimalizuje efekty tepelné čočky v krystalu a pomáhá generaci záření v základním módu, čímž se zlepšuje kvalita svazku. [92] [78] [7]

Polarizačně rozlišená absorpční spektra krystalu Ho:YLF měřená při teplotě $T = 300 \text{ K}$ se nachází na Obr. 3.11. V případě π polarizace ($E \parallel c$) se nachází největší absorpční píky (přechod ${}^5\text{I}_8 \rightarrow {}^5\text{I}_7$) kolem vlnových délek 1890 nm a 1940 nm, a dále kolem 2050 nm, kde obvykle dochází k laserovému přechodu. V případě σ polarizace ($E \perp c$) se absorpční pás rozprostírá zhruba v rozsahu vlnových délek 1890 – 1920 nm. Dále dochází k absorpci i v rozsahu vlnových délek 1995 – 2070 nm, ta je ale menší v porovnání s předchozím intervalem. Hodnoty maximálních absorpčních účinných průřezů pro jednotlivé polarizace jsou shrnuty v Tab. 3.14.



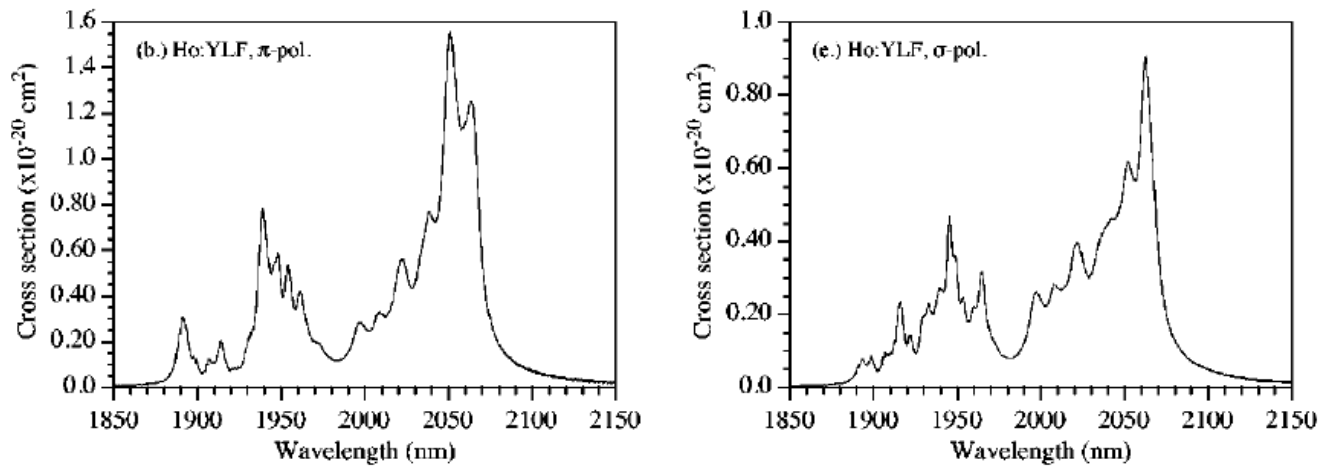
Obr. 3.11: Polarizačně rozlišené absorpční spektrum krystalu Ho:YLF při teplotě $T = 300 \text{ K}$ - závislost absorpčního účinného průřezu na vlnové délce. Převzato z [79].

Polarizace	λ [nm]	σ_a [$\times 10^{-20} \text{ cm}^2$]	FWHM [nm]
π	~ 1890	$\sim 0,720$	~ 5
π	~ 1940	$\sim 1,000$	~ 15
π	2051	0,502	
π	2063	0,323	
σ	~ 1917	$\sim 0,440$	~ 8
σ	~ 1945	$\sim 0,550$	~ 20
σ	2051	0,178	
σ	2063	0,261	

Tab. 3.14: Absorpční účinné průřezy krystalu Ho:YLF na vybraných absorpčních maximech pro různé polarizace - naměřeno při teplotě $T = 300 \text{ K}$. λ značí vlnovou délku záření, σ_a absorpční účinný průřez a FWHM šířku čáry v polovině maxima. Data jsou buď odečtena z Obr. 3.11 (značeno \sim), nebo převzata z [80].

Polarizačně rozlišená emisní spektra krystalu Ho:YLF (přechod ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$) se nachází na Obr. 3.12.

V případě π polarizace dochází k nejintenzivnější fluorescenci na vlnové délce 2051 nm - emisní účinný průřez $\sigma_e = 1,555 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, v případě σ polarizace na vlnové délce 2063 nm - emisní účinný průřez $\sigma_e = 0,906 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. Emisní spektrum se překrývá s absorpčním spektrem, tedy dochází k reabsorpci emitovaného záření. [80]



Obr. 3.12: Polarizačně rozlišené emisní spektrum krystalu Ho:YLF při teplotě $T = 300 \text{ K}$ - závislost emisního účinného průřezu na vlnové délce. Převzato z [80].

Doba života na hladině $^5\text{I}_7$ krystalu Ho:YLF je uvedena v Tab. 3.15. Pohybuje se zhruba kolem 14 ms.

Ho:YLF		
T [K]	τ_f [ms]	Literatura
20	14	Walsh, 1998, [79]
293	16	Walsh, 2004, [80]
20	14,5	Walsh, 2005, [78]
	16,1	Eichhorn, 2008, [35]
	14	Scholle, 2013, [81]

Tab. 3.15: Doba života τ_f krystalu Ho:YLF na hladině $^5\text{I}_7$ uvedena z různé literatury. T značí teplotu, při které byla doba života τ_f měřena. Písmeno c značí koncentraci.

První diodově čerpaný Ho:YLF byl popsán Schollem v roce 2013 (Scholle, 2013). Čerpání krystalu probíhalo pomocí diodového svazku z GaSb. Krystal byl umístěn do vodou chlazeného měděného bloku s vložkou z indiové fólie tlusté 0,13 mm. Největšího výstupního výkonu 11,6 W bylo dosaženo při teplotě krystalu 0°C . Při pokojové teplotě byl výstupní výkon 8,7 W. Při použití výstupního zrcadla s propustností 7 % bylo možno generovat záření s vlnovou délkou 2064 nm. [81]. V roce 2016 prezentoval Ji v práci [82] Ho:YLF laser čerpaný pomocí GaSb laserové diody emitující záření s vlnovou délkou 1940 nm (Ji, 2016). Krystal byl zabalen ve fólii z india chlazen vodou pomocí měděného chladiče na teplotu 15°C . Optimální teplota GaSb laserové diody byla zjištěna jako 16°C . Bylo dosaženo výstupního výkonu 1,63 W s vysokou diferenciální účinností 89,2 % vzhledem k absorbovanému výkonu. Metodou ostré hrany byl naměřen parametr kvality výstupního svazku jako $M^2 = 1,79$. Dále bylo v [82] prezentováno dosažení Q-spínání pomocí akusto-optického Q-spínače. Generované pulzy dosahovaly maximální energie 1,1 mJ s délkou 48 ns při opakovací frekvenci 0,1 kHz. Odpovídající špičkový výkon byl 25,6 kW, průměrný 0,11 W. [82] Ji v témže roce publikoval práci [83], ve které byl krystal Ho:YLF opět čerpán pomocí GaSb lase-

rové diody. Laser byl provozován v kontinuálním a Q-spínaném režimu. Oproti [82] bylo v kontinuálním režimu dosaženo vyššího výstupního výkonu 1,85 W s nepatrně nižší diferenciální účinností 88,5 % vzhledem k absorbovanému výkonu. Naměřený parametr kvality svazku byl $M^2 = 4,66$. Bylo testováno několik výstupních zrcadel a optimální konfigurace byla docílena se zrcadlem s propustností 3 % a poloměrem křivosti 700 mm. Při této sestavě byl parametr kvality svazku $M^2 = 1,79$ a výstupní výkon dosahoval 1,63 W s diferenciální účinností 80,2 %. Laser byl dále provozován v Q-spínaném režimu pomocí akusto-optického Q-spínače. Maximální energie pulzu 0,309 mJ s délkou 160 ns byla dosažena při opakovací frekvenci 5 kHz. Odpovídající špičkový výkon byl 1,93 kW, průměrný 1,545 W. [83]

Režim	Parametry krystalu / QS; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	Literatura, rok
CW	1,0 at. %, $5 \times 5 \times 35 \text{ mm}^3$; teplota krystalu $T = 0^\circ\text{C}$	LD GaSb	1930	~ 118 (I)	11,6	23	1,1	$\sim 2098^a$	[81], 2013
CW	0,5 at. %, $l = 20 \text{ mm}$; teplota krystalu $T = 15^\circ\text{C}$	LD GaSb	1940	$\sim 4,1$ (A)	1,63	89,2	3	2058,7	[82], 2016
CW	0,5 at. %, $l = 20 \text{ mm}$; teplota krystalu $T = 15^\circ\text{C}$; výstup: $M^2 = 4,66$	LD GaSb	1940	$\sim 4,4$ (A)	1,85	88,5	10^b	2065,8	[83], 2016
CW	změna výstupního zrcadla; výstup: $M^2 = 1,79$	LD GaSb	1940	$\sim 4,4$ (A)	1,63	80,2	3^c	2065,8	[83], 2016

Tab. 3.16: Laserové charakteristiky Ho:YLF laseru pro čerpání pomocí laserových diod zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

^aNejintenzivnější emise na vlnové délce $\sim 2098 \text{ nm}$, emise bylo možno pozorovat až do vlnové délky $\sim 2103 \text{ nm}$.

^bPoloměr křivosti $r = 200 \text{ mm}$.

^cPoloměr křivosti $r = 700 \text{ mm}$.

K rezonančnímu čerpání Ho:YLF laserů se rovněž používají thuliové lasery. Několik takovýchto prací je shrnuto v Tab. 3.17. V publikaci [84] je prezentován Ho:YLF laser čerpaný pomocí Tm-vláknové laseru na 1940 nm (Dergachev, 2005). Záření s vlnovou délkou 2050 nm a polarizací $E \parallel c$ (π polarizace) dosahovalo výstupního výkonu 42 W s diferenciální účinností 42 % vzhledem k dopadajícímu čerpacímu výkonu. [84] V roce 2011 publikoval Schellhorn práci o Ho:YLF laseru pracujícím v kontinuálním a Q-spínaném režimu (Schellhorn, 2011). V kontinuálním režimu byl maximální dosažený výkon 18 W s diferenciální účinností 65,6 % vzhledem k absorbovanému výkonu. Q-spínání bylo realizováno pomocí akusto-optického modulatoru s délkou 46 mm. Maximální průměrný výkon dosahoval 3,85 W s diferenciální účinností 31 %. Pomocí zrcadel s různými transmisemi bylo dosahováno generace záření s vlnovými délkami kolem 2065 nm a 2050 nm. [85] V roce 2015 byl prezentován Kwiatkowskim Ho:YLF laser čerpaný pomocí Tm-vláknové laseru. Byly testovány dva krystaly s délkami 30 mm a 50 mm. Krystaly byly zabaleny ve fólii z india a umístěny na měděném chladiči, který byl chlazen pomocí vody. Teplota krystalu byla udržována na 16°C . Nejlepších výsledků bylo dosaženo pro krystal o délce 50 mm. V kontinuálním režimu byl výstupní výkon záření 38,9 W s diferenciální účinností 52,3 % vzhledem k dopadajícímu výkonu. Pomocí akusto-optického Q-spínače z taveného křemene byl laser provozován v Q-spínaném režimu. Maximálního průměrného výstupního výkonu 34 W bylo dosaženo s opakovací frekvencí 10 kHz. Při opakovací frekvenci 2 kHz měl emitovaný pulz délku 21 ns a energii 13,7 mJ. [86] Odpovídající špičkový výkon je 652 kW, průměrný

27,4 W. Práce [87], [88] a [89] se zabývají provozem Ho:YLF laseru kromě kontinuálního režimu také Q-spínaného režimu uskutečněného pomocí pasivních Q-spínačů - satureovatelných absorbérů. V [87] byl jako satureovatelný absorbér použit grafén, v [88] krystal $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ a v [89] materiál $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$. Charakteristiky Q-spínaných pulzů lze nalézt v Tab. 3.17. Další shrnutí (příklady) Ho:YLF laserů čerpaných pomocí Tm laserů lze nalézt v [25], [34] či v [35].

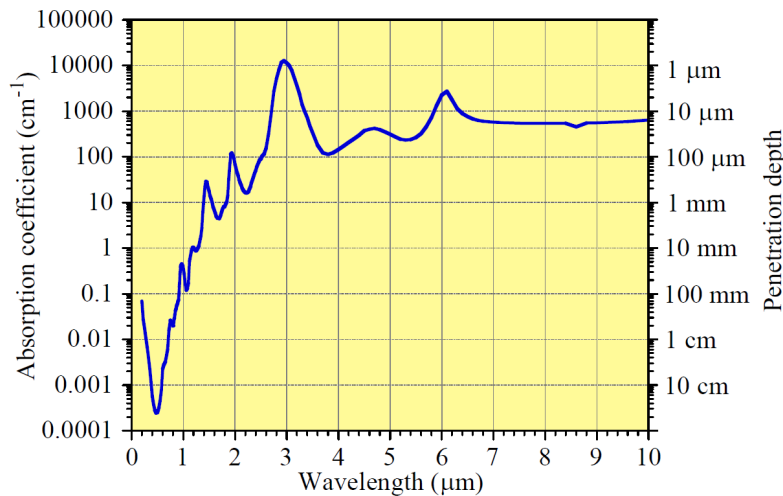
Režim	Parametry krystalu / QS; další informace	Čerpání	λ_{ex} [nm]	P_{in} [W]	P_{out} [W]	σ_s [%]	OC [%]	λ_{em} [nm]	P_{th} [W]	Literatura, rok
CW	2 % Ho:YLF; výstup: π polarizace	Tm-vlákno	1940	$\sim 105^a$	42	42	70	2050		[84], 2005
CW	0,5 at. %, $l = 30$ mm (osa a), $d = 6$ mm; výst. polarizace $E \parallel c$ (π polarizace)	Tm-vlákno	1938	42,2 (A)	18	65,6	20	2064,0	12,1	[85], 2011
QS	AO QS - opak. frekvence $f = 0,1$ kHz; výstup $\tau = 35$ ns, $E = 38,5$ mJ, $P_{peak} = 1,1$ MW; výst. polarizace $E \parallel c$ (π polarizace)	Tm-vlákno	1938	27,6 (A)	3,85	31	50	2050,2		[85], 2011
CW	0,5 at. %, $3 \times 3 \times 50$ mm ³ ; výstup: π polarizace	Tm-vlákno	1939,9	81,4 (I)	38,9	52,3	20	2062,3		[86], 2015
QS	AO QS - opak. frekvence $f = 10$ kHz; výstup: π polarizace	Tm-vlákno	1939,9	81,4 (I)	34		40	2062,3		[86], 2015
CW	0,4 %, $l = 58$ mm, příčný průřez 5×5 mm ²	Tm:YAP	1937,4	28,4 ^a	8,2	35,3	50	2064,7		[87], 2015
QS	P QS - SA: grafén; výstup $f = 59,2$ kHz, $\tau = 651,9$ ns, $E = 0,04$ mJ, $P_{peak} = 58,6$ kW	Tm:YAP	1937,4	16,5 ^a	2,26	20,7	50	2057,2		[87], 2015
CW	1,5 at. %, $l = 50$ mm, příčný průřez 5×5 mm ²	Tm-vlákno	1940	20,4 ^a	7,79	55,2	49	2050		[88], 2016
QS	P QS - SA: krystal Cr ²⁺ :ZnS; výstup $f = 2,3$ kHz, $\tau = 15,6$ ns, $E \approx 2,7$ mJ, $P_{peak} = 173,1$ kW	Tm-vlákno	1940	20,4 ^a	60,3	45,9	49	2050		[88], 2016
CW	0,5 %, $3 \times 3 \times 10$ mm ³	Tm-vlákno	1940	2,56 (A)	1,43	58,9	3	2062,2		[89], 2019
QS	P QS - SA: materiál Ti ₃ C ₂ T _x ; výstup $f = 35,5$ kHz, $\tau = 837$ ns, $E = 20,8$ μ J, $P_{peak} = 7,43$ W	Tm-vlákno	1940	2,56 (A)	0,341	16,3	3	2062,2		[89], 2019

Tab. 3.17: Laserové charakteristiky Ho:YLF laseru pro čerpání pomocí thuliových laserů zjištěné z literatury. λ_{ex} značí vlnovou délku excitačního záření, P_{in} vstupní výkon - pokud je ve sloupci uvedeno (I), znamená to dopadající výkon, pokud (A), znamená to absorbovaný výkon. P_{out} značí výstupní výkon, σ_s diferenciální účinnost, OC transmitanci výstupního zrcadla, λ_{em} vlnovou délku emitovaného záření a P_{th} prahový výkon.

^aTotální čerpací výkon.

3.5 Aplikace Ho laserů

Vlnová délka záření generovaná holmiovými lasery se pohybuje kolem $2,1 \mu\text{m}$. V této oblasti se vyskytují silná absorpční maxima vody (viz Obr. 3.13), díky čemuž nacházejí holmiové lasery řadu uplatnění v oblastech medicíny. Holmiové (a thuliové) lasery lze použít k porušení biologické tkáně. Tyto lasery nabízejí možnost přenosu záření pomocí optických vláken, což umožňuje provádět endoskopická vyšetření a ošetřovat tkáň v prostředí naplněném kapalinou jako např. krví či fyziologickým roztokem. Dnes mají tyto lasery (Ho:YAG a Tm:YAG) použití např. v artroskopii (oprava chrupavky v kloubech), chirurgii, urologii, laparoskopii, litotripii (odstranění žlučových a ledvinových kamenů), oftalmologii či stomatologii. [97] [25] [34]



Obr. 3.13: Absorpční koeficient vody a hloubka průniku tkání v závislosti na vlnové délce. Převzato z [34].

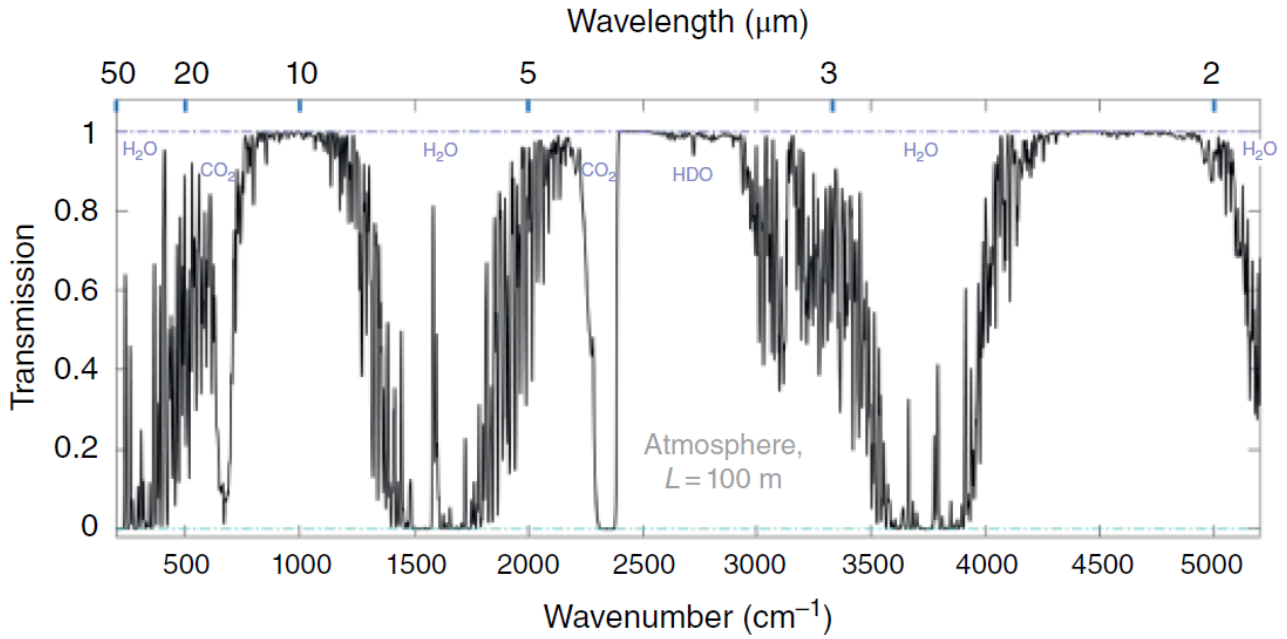
Záření generované holmiovými lasery spadá do tzv. "oku bezpečné⁷" oblasti, jelikož je při průniku do oka pohlceno sklivcem a nedostane se na sítnici. K vážnému poškození oka tak dochází až při mnohem vyšších výkonech záření v porovnání se zářením z oblasti viditelného spektra. V oblasti kolem $2 \mu\text{m}$ se navíc nachází spektrální okno atmosféry (viz Obr. 3.14). Díky tomu mají holmiové lasery uplatnění v oblastech přenosu dat ve volném prostoru⁸. Záření s vlnovou délkou kolem $2 \mu\text{m}$ jsou využívána v lidarových⁹ systémech, které fungují na podobném principu jako radar s tím, že zpětný signál poskytují částice aerosolu složeného primárně z vody. Kolem $2 \mu\text{m}$ lze tak detekovat plyny jako H_2O , CO_2 nebo NO_2 . Další zařízení využívající záření na $2 \mu\text{m}$ je tzv. DIAL - diferenciální absorpční lidar. Laserové záření o dvou různých vlnových délkách je vysláno směrem k cíli (plynu). Jedna vlnová délka se nachází v rámci absorpčních pásů zkoumaného plynu, druhá mimo absorpční pásy. Z poměru zpětných signálů o dvou různých vlnových délkách lze získat koncentraci zkoumaného plynu jako funkci vzdálenosti. [25] [34] [96]

Lidar je možno využít k měření rychlosti větru s využitím Dopplerova jevu. Dopplerův jev se projeví při rozptylu laserového záření od částic aerosolu, které se pohybují stejně rychle jako okolní vzduch. Pomocí heterodynní detekce je možné vyhodnotit Dopplerův jev a změřit tak rychlost větru, což má dále využití v oblasti předpovědi počasí a mapování bouřek. Dopplerův lidar se využívá např. na mezinárodním letišti v Hong Kongu k detekci turbulencí a větrných stříhů (laser Tm:YAG, předtím Tm:Ho:YAG a Cr:Tm:Ho:YAG). [25] [34] [99]

⁷Z angl. eye safe. Oku bezpečná oblast začíná zhruba od vlnové délky $1,4 \mu\text{m}$.

⁸Přenos dat v simulovaném atmosférickém turbulentním kanálu pomocí Ho-vláknového laseru generujícího záření kolem $2 \mu\text{m}$ byl prezentován v práci [98].

⁹LIDAR - zkratka pro angl. Light Detection And Ranging.



Obr. 3.14: Transmisní spektrum dráhy dlouhé 100 m v atmosféře. Převzato z [97].

Matrice	Osa	Propustnost [μm]	ρ [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$]	dn/dT [10^{-6}K^{-1}]	κ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	n [—]	θ [K]
YAG		0,21 – 5,2	4,56 [23]	7,80 @1064 nm, $T = 300 \text{ K}$ [91]; 9,05 @1064,2 nm, $T = 303 - 310 \text{ K}$ [92]; 10,35 @632,8 nm, $T = 303 - 310 \text{ K}$ [92]	11,2; $T = 299 \text{ K}$ [91]	1,8289	2220
YAP	b	0,2 – 7	5,35 [24]	7,7 @1064 nm, $T = 300 \text{ K}$ [91]	11,7; $T = 298 \text{ K}$ [91]	1,9243	2140
	c			11,7 @1064 nm, $T = 300 \text{ K}$ [91]	10,0; $T = 298 \text{ K}$ [91]	1,9387	
	a			8,3 @1064 nm, $T = 300 \text{ K}$ [91]	13,3; $T = 298 \text{ K}$ [91]	1,9478	
CaF ₂		0,2 – 10	3,18 [92]	-11,0 @457,9 nm, $T = 93 \text{ K}$ [92]; -11,5 @632,8 nm, $T = 293 \text{ K}$ [92]	9,7; $T = 299 \text{ K}$ [92]	1,433	1630
YLF	a	0,12 – 8	3,99 [92]	-4,6 @1064 nm, $T = 300 \text{ K}$ [91]	5,3; $T = 298 \text{ K}$ [91]	1,4535	1092
	c			-6,6 @1064 nm, $T = 300 \text{ K}$ [91]	7,2; $T = 298 \text{ K}$ [91]	1,4762	

Tab. 3.18: Materiálové, optické a termické vlastnosti matic. ρ značí objemovou hustotu, dn/dT termální (termooptický) koeficient, κ tepelnou vodivost, n index lomu a θ teplotu tání. Index lomu n byl změřen na vlnové délce 632,8 nm. Propustnost, index lomu i teplota tání byly pro všechny krystaly nalezeny v [92]. U zbylých veličin je uveden zdroj. V případě krystalu YLF osa c značí, že polarizace záření $E \parallel c$ (π polarizace). V tomto řádku index lomu n značí mimořádný index lomu n_e . V případě osy a se jedná o řádný index lomu n_o .

Experimentální část

Kapitola 4

Vzorky laserových krystalů

K měření byly využity krystaly Ho:YAG - 6 vzorků, Ho:GGAG - 8 vzorků a Ho:YAP - 3 vzorky a orientovaný hranolek. Jedná se o krystaly vypěstované Czochralského metodou. Vzorky Ho:YAG a Ho:YAP byly poskytnuty společností CRYTUR, vzorky Ho:GGAG Fyzikálním ústavem AV ČR. Označení vzorků s jejich naměřenou délkou l , udanou atomární koncentrací c a vypočtenou hustotou aktivních iontů N , jsou uvedeny v Tab. 4.1. Fotografie vzorků se nachází na Obr. 4.1 - 4.4. Chemické vzorce krystalů a objemové hustoty příslušných matic¹ ρ těchto vzorků lze nalézt v Tab. 4.2. Relativní atomové hmotnosti nutné k výpočtům se nachází v Tab. 4.3.

Hranolek Ho:YAP má tvar kvádrů orientovaný podle příslušných krystalografických os $a = 7$ mm, $b = 8$ mm, $c = 6$ mm (Pbnm). Jedná se o krystal se sériovým číslem SN13379 - 14ap s atomární koncentrací $c = 1,055$ at.% Ho/Y a hustotou aktivních iontů $N = 2,074 \cdot 10^{20}$ cm⁻³. Údaje jsou uvedeny i v Tab. 4.1. Strany hranolku a, b, c jsou uvedeny v Tab. 4.1 modrým písmem.

Ho:GGAG má obecný vzorec Ho³⁺:Gd₃Ga_{5-x}Al_xO₁₂. Pro vzorky je znám pouze odhad složení vycházející ze zastoupení jednotlivých složek v tavenině krystalu a dále z rentgenové fluorescenční analýzy vybraných řezů vypěstovaného vzorku, a to pro vzorky Er:GGAG [31]. Hustota matrice GGAG byla v [31] určena pro jedno konkrétní složení, a to jako $\rho = (6,7 \pm 0,2)$ g · cm⁻³. Tato hodnota byla dále použita i pro výpočet koncentrace aktivních iontů N . Výpočty jsou zatíženy chybou danou zejména rozdílnou koncentrací těžších kationtů.

¹Hustota krystalu YAG byla určena z [23], krystalu YAP z [24] a krystalu GGAG z [31].

Označení vzorku	l [mm]	c [at. %]	N [10^{20} cm^{-3}]
Ho:YAG			
Ho:YAG_SN13237 – 14a	4,92	0,340	0,472
Ho:YAG_SN13237 – 14a – na_delku	43,25	0,340	0,472
Ho:YAG_SN13256 – 14a	2,51	0,340	0,472
Ho:YAG_SN13286 – 14a	2,52	0,510	0,708
Ho:YAG_SN13304 – 14a	2,50	0,900	1,249
Ho:YAG_SN13332 – 14a	2,98	1,610	2,234
Ho:YAG_SN13355 – 14a	2,87	1,980	2,748
Ho:GGAG			
Ho:GGAG_GGA – 91 – 1	9,63	2,350	3,141
Ho:GGAG_GGA – 91 – 2	9,62	2,140	2,861
Ho:GGAG_GGA – 91 – 3	9,62	1,840	2,460
Ho:GGAG_GGA – 92 – 1	9,62	1,150	1,537
Ho:GGAG_GGA – 92 – 2	9,61	1,050	1,404
Ho:GGAG_GGA – 94 – 1	9,61	0,690	0,922
Ho:GGAG_GGA – 94 – 2	9,62	0,620	0,829
Ho:GGAG_GGA – 94 – 3	9,62	0,510	0,682
Ho:YAP - kruhové destičky			
Ho:YAP_SN13379 – 14ap_podel_b	2,77	1,055	2,074
Ho:YAP_SN13400 – 14ap_podel_b	2,88	0,260	0,511
Ho:YAP_SN13409 – 14ap_podel_b	2,89	0,453	0,891
Ho:YAP - hranolek			
Ho:YAP_SN13379 – 14ap_podel_c	6,00	1,055	2,074
Ho:YAP_SN13379 – 14ap_podel_a	7,00	1,055	2,074
Ho:YAP_SN13379 – 14ap_podel_b	8,00	1,055	2,074

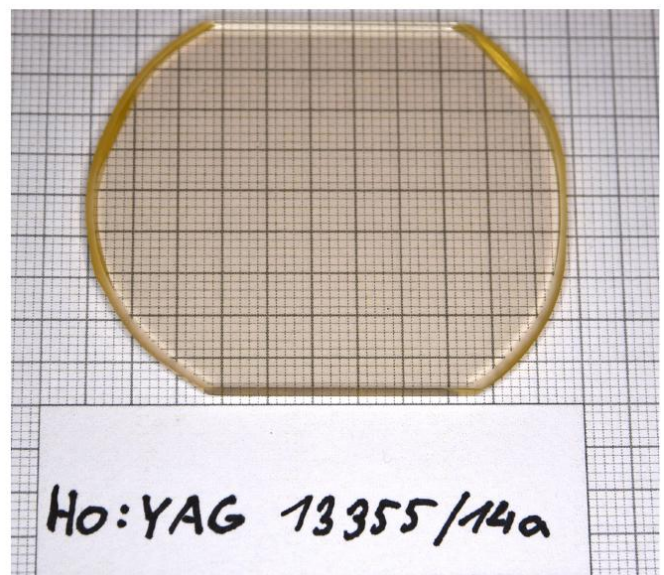
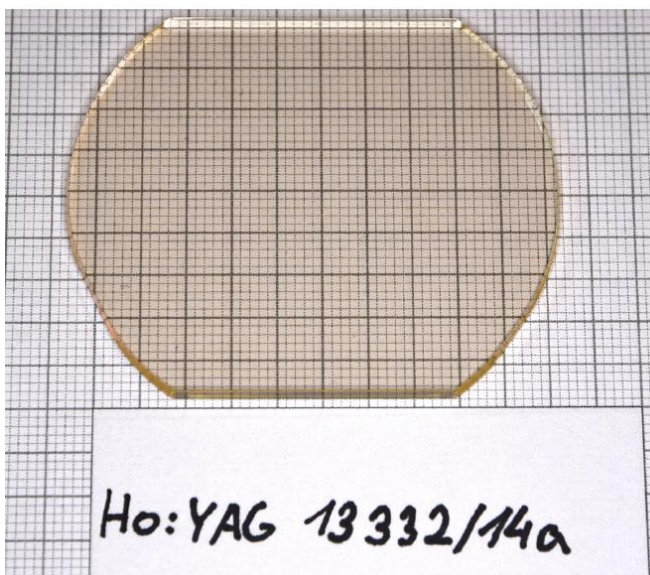
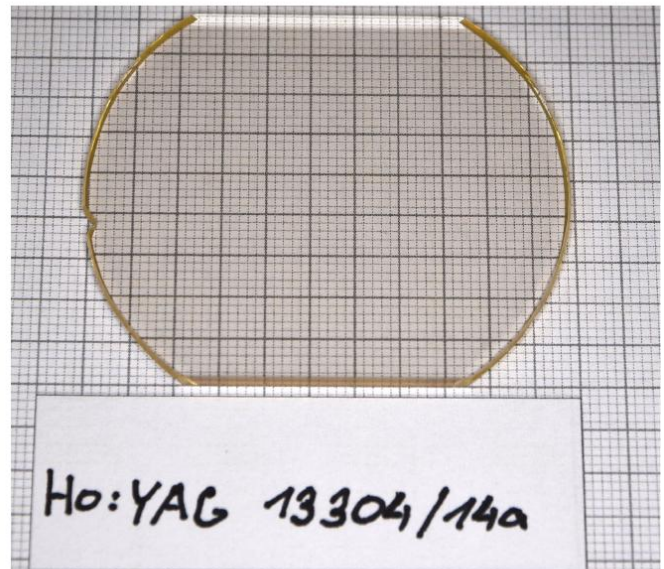
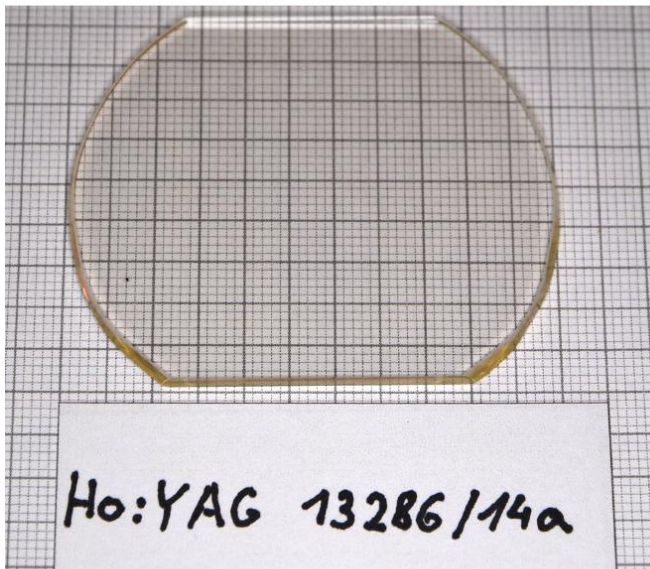
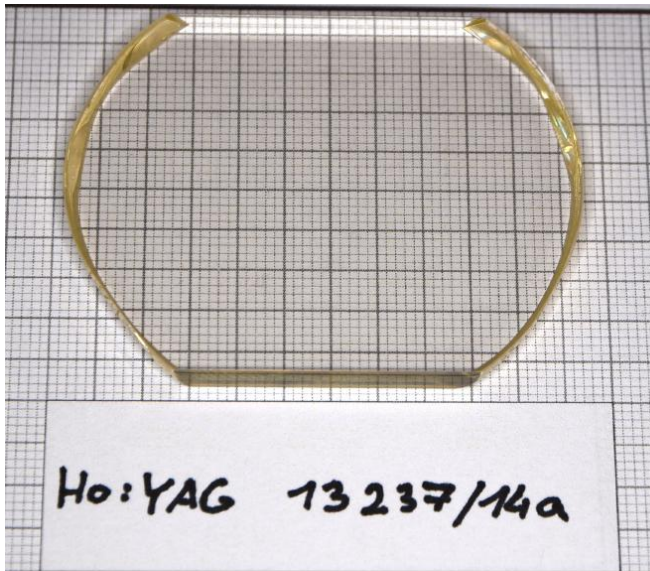
Tab. 4.1: Aktivní prostředí s označením vzorků krystalu, jejich tloušťkou l , atomární koncentrací c a vypočtenou hustotou aktivních iontů N dle vztahu (5.8).

Krystal	Chemický vzorec	ρ [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$]
Ho:YAG	$\text{Ho}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	4,56
Ho:YAP	$\text{Ho}^{3+}:\text{YAlO}_3$	5,35
Ho:GGAG	$\text{Ho}^{3+}:\text{Gd}_3\text{Ga}_{2,5}\text{Al}_{2,5}\text{O}_{12}$	6,70

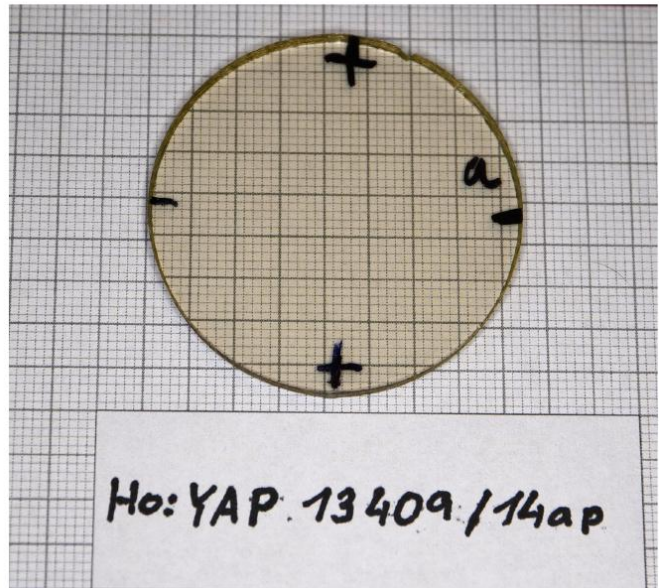
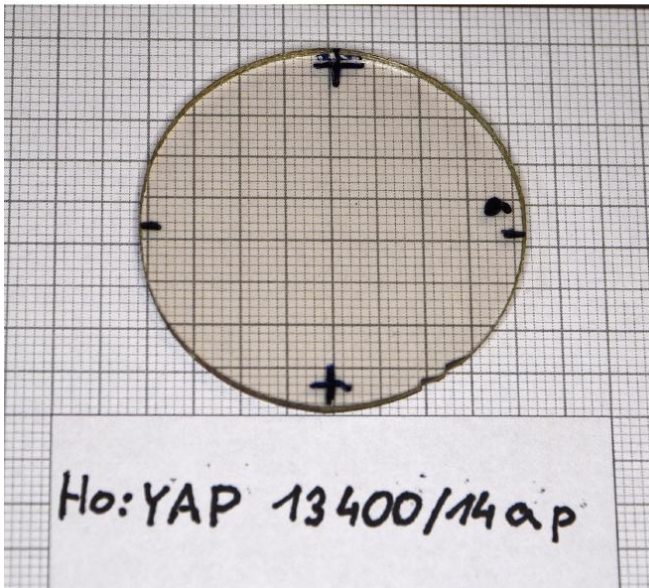
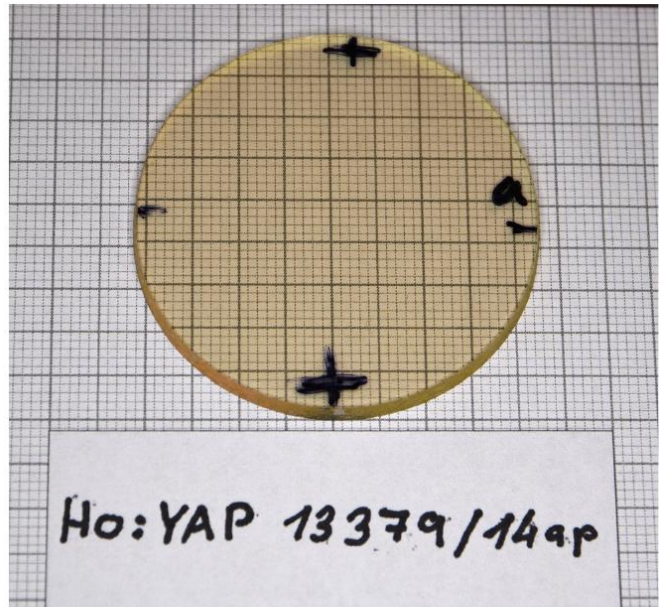
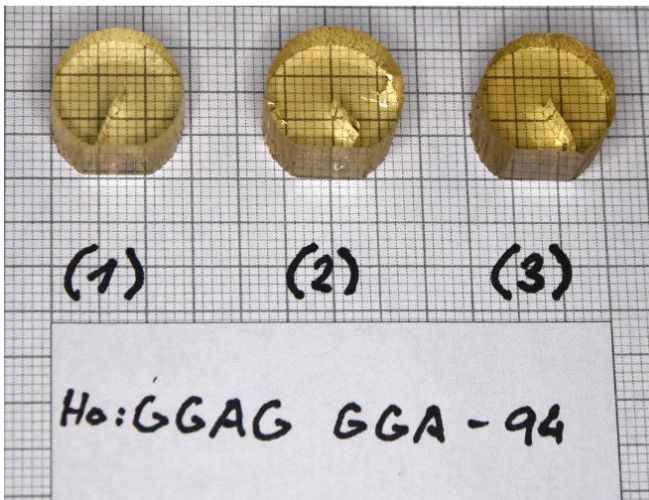
Tab. 4.2: Aktivní prostředí a objemové hustoty matic ρ .

Prvek	A_r [m_u]
Y	88,91
Al	26,98
O	16,00
Ga	69,72
Gd	157,25

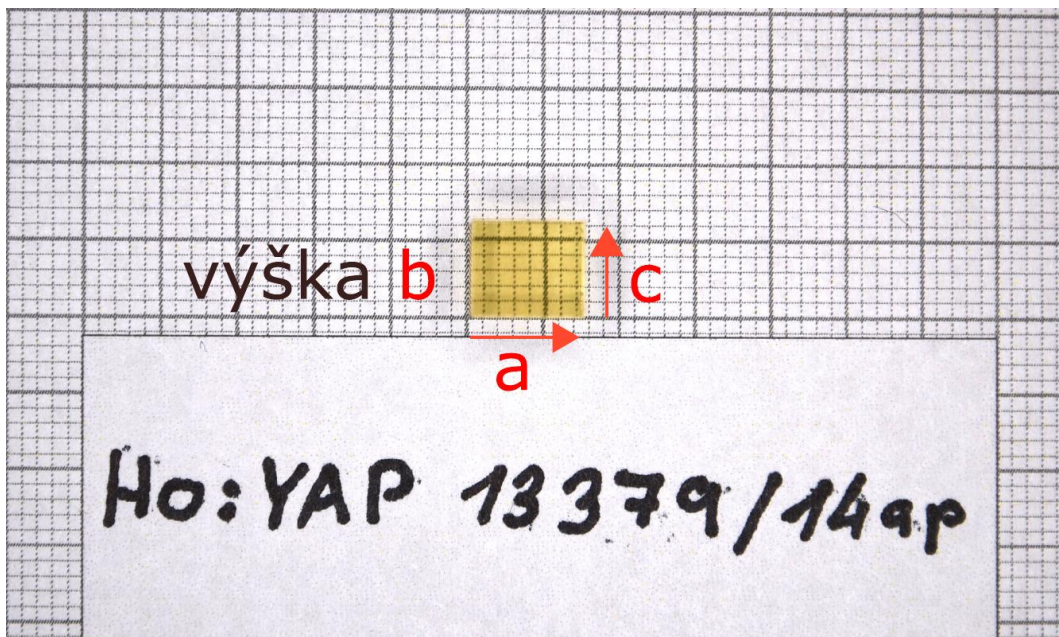
Tab. 4.3: Relativní atomové hmotnosti [22].



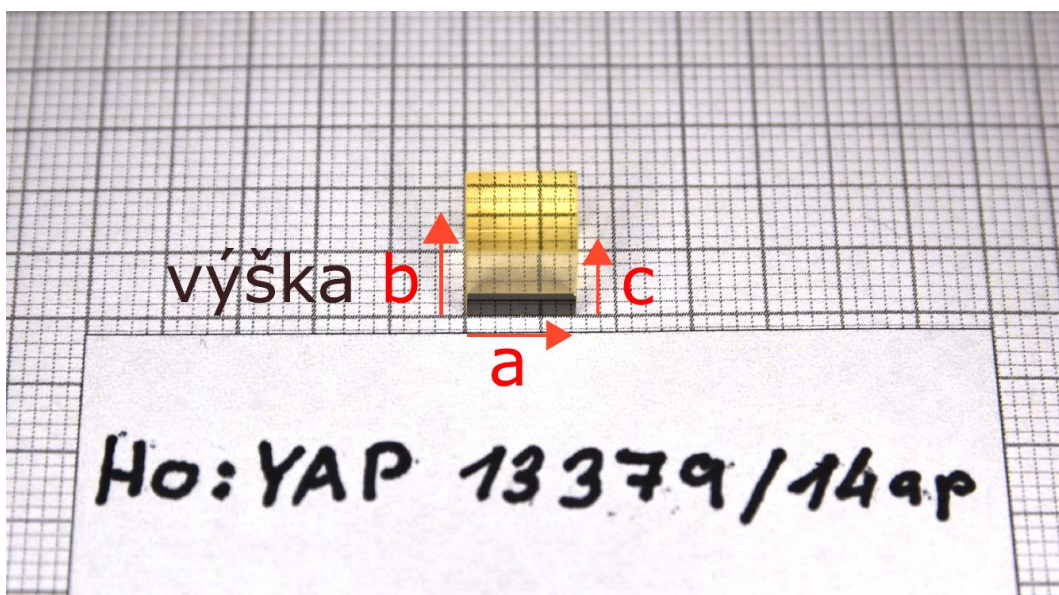
Obr. 4.1: Dostupné vzorky krystalů Ho:YAG.



Obr. 4.2: Dostupné vzorky krystalů Ho:GGAG a HoYAP - kruhové destičky.



Obr. 4.3: Hranolek Ho:YAP - foceno ze shora.

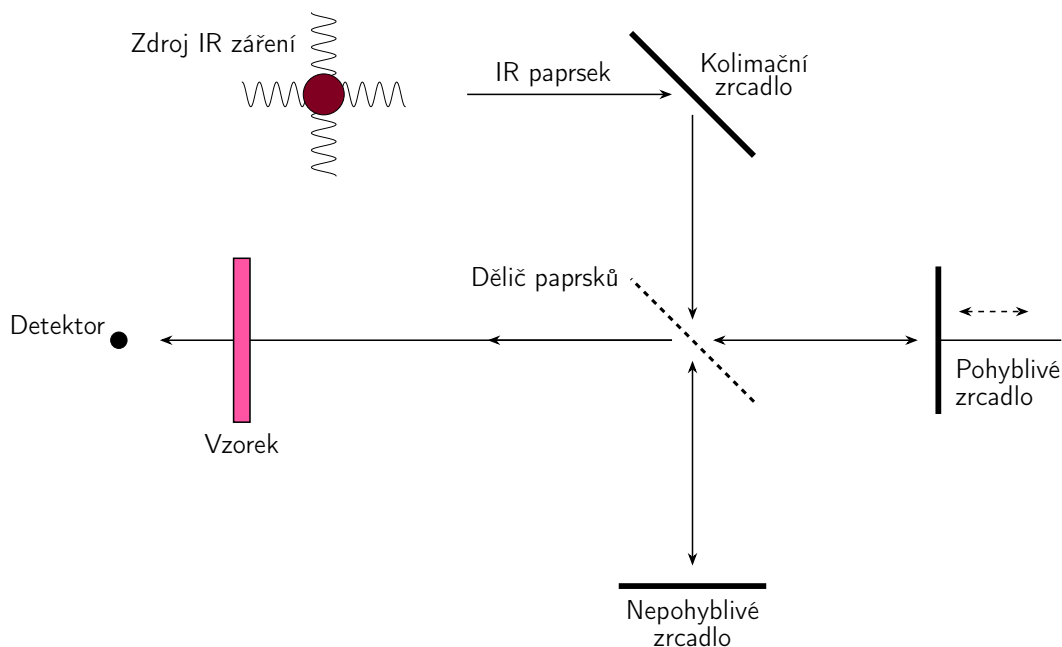


Obr. 4.4: Hranolek Ho:YAP - foceno z boku.

Kapitola 5

Absorpční spektroskopie

Transmisní spektroskopie udává, na jakých vlnových délkách λ pohlcuje materiál záření. V případě laserového aktivního prostředí je podstatná zejména k nalezení vlnových délek záření, pomocí kterých lze toto prostředí čerpat. Transmisní spektrum, tj. závislost transmitance (propustnosti) prostředí T na vlnové délce λ , lze měřit pomocí spektrometru. Jedním typem spektrometru je disperzní spektrometr, který se skládá ze zdroje záření, monochromátoru a detektoru. Monochromátor je tvořen spektrální mřížkou a štěrbinou. Spektrální mřížka rozkládá záření ze zdroje na spektrální složky, štěrbinou je pak následně vybrána příslušná spektrální složka. Pro danou spektrální šířku se pak měří transmitance záření T , tj. poměr intenzity záření I a referenční intenzity záření bez vzorku I_0 . Dalším typem spektrometru je interferenční spektrometr využívající Fourierovu transformaci, zkráceně FTIR. V tomto spektrometru se místo monochromátoru nachází Michelsonův interferometr, který se skládá z děliče paprsků, pohyblivého a pevného zrcadla. Zdroj infračerveného širokospektrálního záření vysílá světlo na kolimační zrcadlo, které odráží světlo do Michelsonova interferometru. Po rekombinaci svazků prochází světlo měřeným vzorkem a dopadá na detektor (schéma viz Obr. 5.1). Ten zaznamenává intenzitu dopadajícího světla v závislosti na optickém dráhovém rozdílu paprsků, tzv. interferogram. Z něho je pomocí Fourierovy transformace vypočteno spektrum záření, které dopadá na detektor. Následným porovnáním měřeného spektra vzorku a pozadí je získáno transmisní spektrum, tedy závislost transmitance T na vlnočtu ν . [16] [17]



Obr. 5.1: Optické schéma Michelsonova interferometru ve FTIR spektrometru. Upraveno z [17].

Pro vlnčet ν platí

$$\nu = \frac{1}{\lambda}, \quad (5.1)$$

tedy

$$\lambda [\text{nm}] = \frac{10^7}{\nu [\text{cm}^{-1}]}. \quad (5.2)$$

Transmisní spektrum změřené spektrometrem T_M je dáno vlastní transmitancí materiálu T a odrazy na rozhraní materiál-vzduch - tzv. Fresnelovskými ztrátami T_F . Platí tedy

$$T_M = T_F^2 T. \quad (5.3)$$

Vlastní transmitance materiálu je pak dána jako

$$T = \frac{T_M}{T_F^2}. \quad (5.4)$$

Hodnotu T_F lze buď zjistit pomocí Fresnelovských vzorců při znalosti indexu lomu materiálu, nebo ji určit přímo z naměřené transmise T_M mimo absorpční pásy příměsí. Pro transmitanci T , která je korigována na Fresnelovské ztráty, platí Lambert-Beerův zákon:

$$T = e^{-\alpha l}, \quad (5.5)$$

tj.

$$\alpha [\text{cm}^{-1}] = -\frac{\ln\left(\frac{T[\%]}{100}\right)}{l [\text{cm}]}, \quad (5.6)$$

kde α je absorpční koeficient a l je délka materiálu. Absorpční účinný průřez σ je dán jako

$$\sigma [\text{cm}^2] = \frac{\alpha [\text{cm}^{-1}]}{N [\text{cm}^{-3}]}, \quad (5.7)$$

kde N je hustota aktivních iontů. Pokud ion I v matici $A_x B_y C_z$ nahrazuje prvek A , potom hustota aktivních iontů N je dána jako

$$N [\text{cm}^{-3}] = \frac{x \cdot \rho (A_x B_y C_z) [\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}]}{m_u (x \cdot A_r (A) + y \cdot A_r (B) + z \cdot A_r (C)) [\text{g}]} \frac{c [\%]}{100}, \quad (5.8)$$

kde c je atomární koncentrace, $A_r(\cdot)$ je relativní atomová hmotnost prvku (\cdot) , ρ je hustota matrice a m_u je atomová hmotnostní konstanta, $m_u = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1,66057 \cdot 10^{-24} \text{ g}$.

[18] [16] [19] [20] [21]

5.1 Spektrometr

Spektra byla měřena pomocí transmisního spektrometru ThermoScientific Nicolet IS5. Jedná se o FTIR spektrometr. Spektra byla měřena v rozsahu $4200 - 6000 \text{ cm}^{-1}$, tj. v rozsahu vlnových délek $1670 - 2380 \text{ nm}$, což se týká absorpce Ho pro přechod $^5I_8 \rightarrow ^5I_7$. Výsledné spektrum bylo průměrem ze 32 spekter (scanů). Rozlišení měřeného spektra bylo nastaveno na 1 cm^{-1} , odpovídající vzorkování bylo $0,482 \text{ cm}^{-1}$. Spektrometr byl ovládán pomocí programu OMNIC.

5.2 Postup měření

Po nastavení spektrometru byla měřena spektra nejprve vzorky pro Ho:YAG, následně pro Ho:GGAG a nakonec pro Ho:YAP.

Krystaly Ho:YAG a Ho:GGAG

Měření transmisních spekter pro Ho:YAG a Ho:GGAG zahrnovalo záznam referenčního spektra, umístění krystalů do spektrometru a následné změření transmisního spektra. Ke správnému umístění krystalů ve spektrometru byly užity držáky pro příslušné krystaly.

Krystal Ho:YAP

Pro záznam referenčního spektra byl do spektrometru nejprve umístěn širokopásmový polarizátor Pike 190717 tvořený drátěnou mřížkou na ZnSe substrátu. Ten byl nastaven na hodnotu 90° , při které byla mřížka orientována vertikálně a polarizátor propouštěl pouze horizontálně polarizované světlo. Následoval záznam referenčního spektra.

Měření transmitance pro kruhové destičky krystalu Ho:YAP probíhalo podél osy b pro dvě polarizace. Orientace krystalografických os byla ověřena pozorováním mezi zkříženými polarizátory. Krystal YAP má dvě krystalografické osy. Pro YAP destičky orientované kolmo na osu b platí, že krystalografická osa c púlí menší úhel mezi východy optických os (na krystalu označeno jako $+$), tj., že východy jsou blíží, a že krystalografická osa a púlí úhel větší (na krystalu označeno jako $-$), tj. východy jsou dál. Dále byla příslušná kruhová destička HoYAPu vložena do spektrometru a bylo naměřeno spektrum pro dvě různé polarizace. Pro orientovaný hranolek Ho:YAP probíhalo měření transmisního spektra podél všech tří krystalografických os, opět pro dvě různé polarizace.

5.3 Zpracování dat

Zpracování dat pro konkrétní vzorek Ho:GGAG se nachází na Obr. 5.2. Výpočty jsou prováděny postupně dle vztahů (5.2) - (5.8) - čtení Obr. 5.2 zleva doprava. Jelikož místa (ramena), kde neočekáváme absorpci, se lišila o méně než 1%, byla provedena korekce Fresnelovských ztrát pomocí vybrání bodu A, pomocí kterého bylo spektrum normováno. Souřadnice Y bodu A označuje hodnotu T_F^2 ve vztahu (5.4). Takto bylo postupováno i pro všechny další vzorky krystalu Ho:GGAG.

Pro krystaly Ho:YAP byla provedena korekce Fresnelových ztrát ne pomocí jednoho bodu, ale pomocí spojení dvou bodů, kde není očekávána absorpce, úsečkou, a to kvůli výskytu většího poměru signál šum ze spektrometru. Jedná se o body A_1 a A_2 (viz Obr. 5.3 vlevo nahoře). Tyto body mají své souřadnice

$$A_1 = \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix}, \quad A_2 = \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix}. \quad (5.9)$$

Úsečka spojující tyto body je potom dána jako

$$T_M = A \cdot \nu + B, \quad (5.10)$$

kde $A = \frac{b_2 - b_1}{a_2 - a_1}$ a $B = b_1 - A \cdot a_1$.

Hodnoty T_M mezi body A_1 a A_2 byly vyděleny příslušnou funkční hodnotou na úsečce, hodnoty T_M před bodem A_1 byly vyděleny hodnotou b_1 a hodnoty T_M za bodem A_2 byly vyděleny hodnotou b_2 .

Zpracování dat pro konkrétní vzorek Ho:YAG se nachází na Obr. 5.4. Pro některé vzorky šlo použít stejný postup jako pro Ho:YAP, pro některé však byl průběh transmitance T složitější a bylo nutno vybrat ještě třetí bod (nejvyšší bod mezi dvěma body mimo absorpci) a opět využít korekci pomocí úsečky, v tomto případě pomocí dvou úseček.

5.4 Spektra

Absorpční spektra byla měřena pro vlnové délky kolem $2\ \mu\text{m}$. Zde je možno čerpat Ho-dopované materiály ze základní hladiny $^5\text{I}_8$ na horní laserovou hladinu $^5\text{I}_7$. Grafická zpracování absorpčních spekter se nachází na Obr. 5.5 - 5.28. K intenzivním absorpcím dochází pro krystaly Ho:YAG a Ho:GGAG v rozsahu vlnových délek 1850 – 1950 nm, pro Ho:YAP lze v porovnání s granáty Ho:YAG a Ho:GGAG pozorovat vyšší absorpci v okolí vlnových délek 1950 – 2050 nm.

K nejintenzivnější absorpci dochází pro Ho:YAG na vlnové délce 1907,6 nm s šířkou čáry zhruba 5 nm (FWHM), pro Ho:GGAG na vlnové délce 1913,1 nm s šířkou čáry zhruba 14 nm (FWHM). Závislost absorpčních účinných průřezů σ na vlnové délce λ pro Ho:YAG a Ho:GGAG se nachází na Obr. 5.13. Je vidět, že Ho:GGAG má absorpční píky širší než Ho:YAG, tedy k čerpání Ho:GGAG lze použít diodu nebo jiný laser s širší spektrální šířkou než pro Ho:YAG.

Kruhové destičky Ho:YAP nejvíce absorbují záření, které je polarizované rovnoběžně s osou c (Epar_c), a to na vlnové délce 1978,2 nm - šířka čáry zhruba 11 nm (FWHM). Dále dochází k méně intenzivní absorpci pro záření polarizované rovnoběžně s osou a (Epar_a), a to nejvíce na vlnové délce 1930,4 nm s šířkou píku zhruba 8 nm (FWHM).

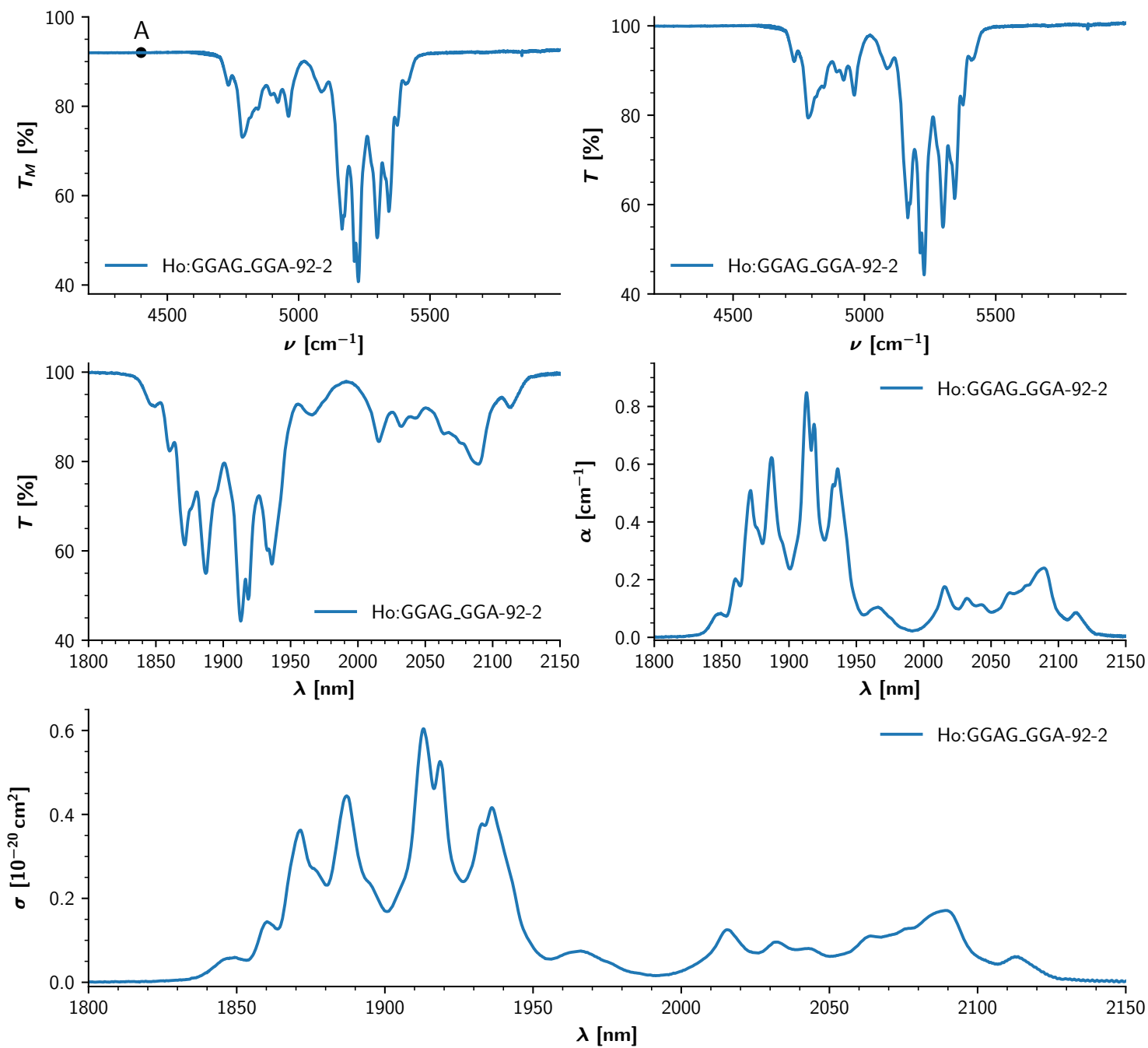
Pro hranolek Ho:YAP dochází k nejintenzivnější absorpci pro záření, jež je polarizované rovnoběžně s osou b (Epar_b), a to na vlnové délce 1930,3 nm - šířka čáry zhruba 6 nm (FWHM). Pro záření polarizované rovnoběžně s osou a (Epar_a) dochází k nejvyšší absorpci na vlnové délce 1916,5 nm - šířka čáry zhruba 6 nm (FWHM), pro záření polarizované rovnoběžně s osou c (Epar_c) na vlnové délce 1917,8 nm - šířka čáry zhruba 5 nm (FWHM). Dále lze pro hranolku Ho:YAPu pozorovat, že pro jisté vlnové délky záření dochází k různě velké absorpci pro odlišné směry čerpání při stejné orientaci polarizace záření, např. (viz Obr. 5.26 - 5.28):

- pro E || a na vlnových délkách 1916,5 nm a 2065,5 nm,
- pro E || b na vlnové délce 1930,3 nm,
- pro E || c na vlnových délkách 1917,8 nm a 1930,3 nm.

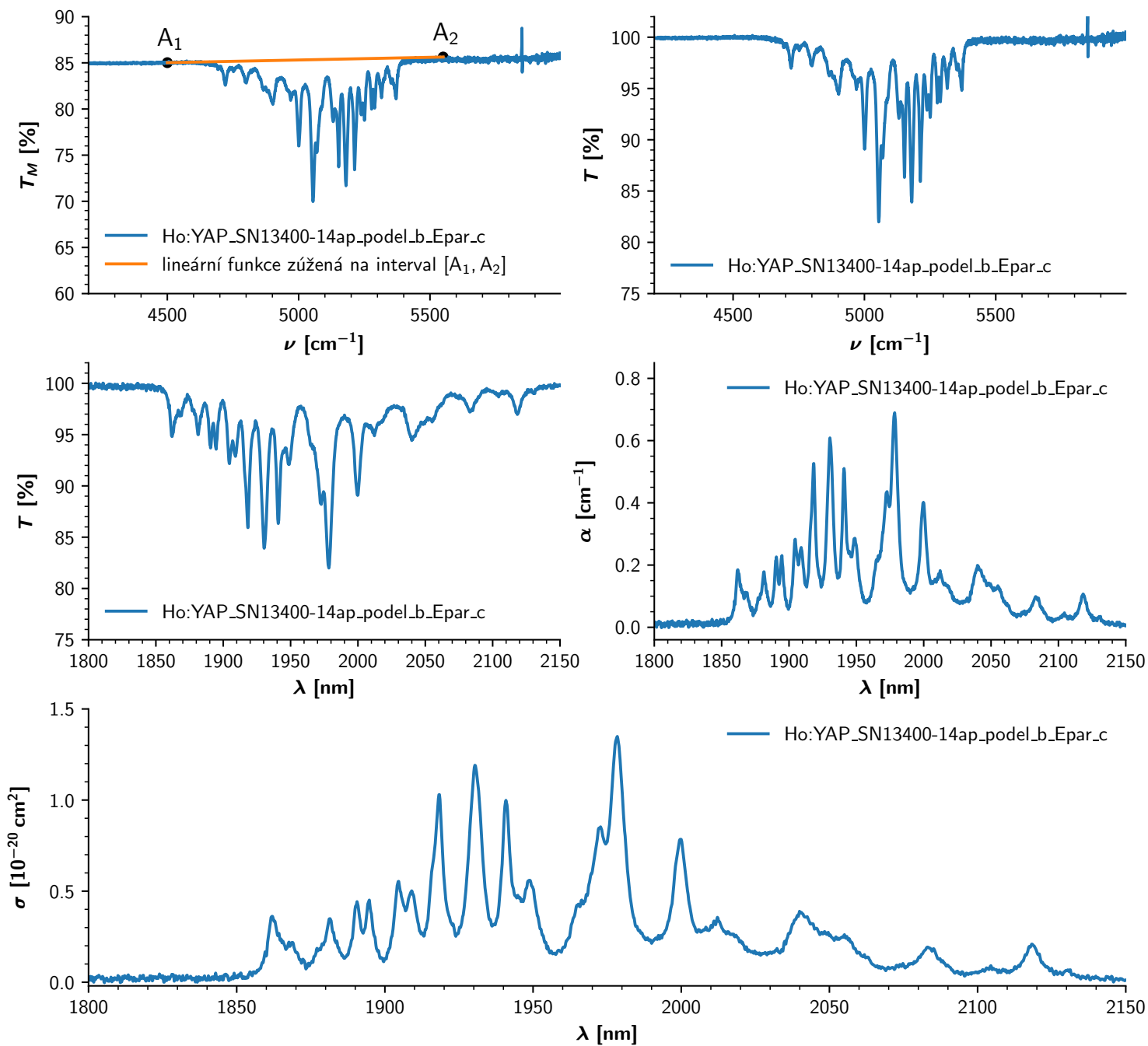
Zbylá absorpční spektra hranolku Ho:YAP jsou téměř shodná pro různé směry šíření excitačního záření při jeho stejné orientaci polarizace. Se znalostí polarizačně rozlišených absorpčních spekter hranolku lze tak pro zdroj budícího záření generující na určité vlnové délce λ vybrat vhodnou orientaci hranolku pro co možná nejúčinnější absorpci.

5.5 Grafické vypracování

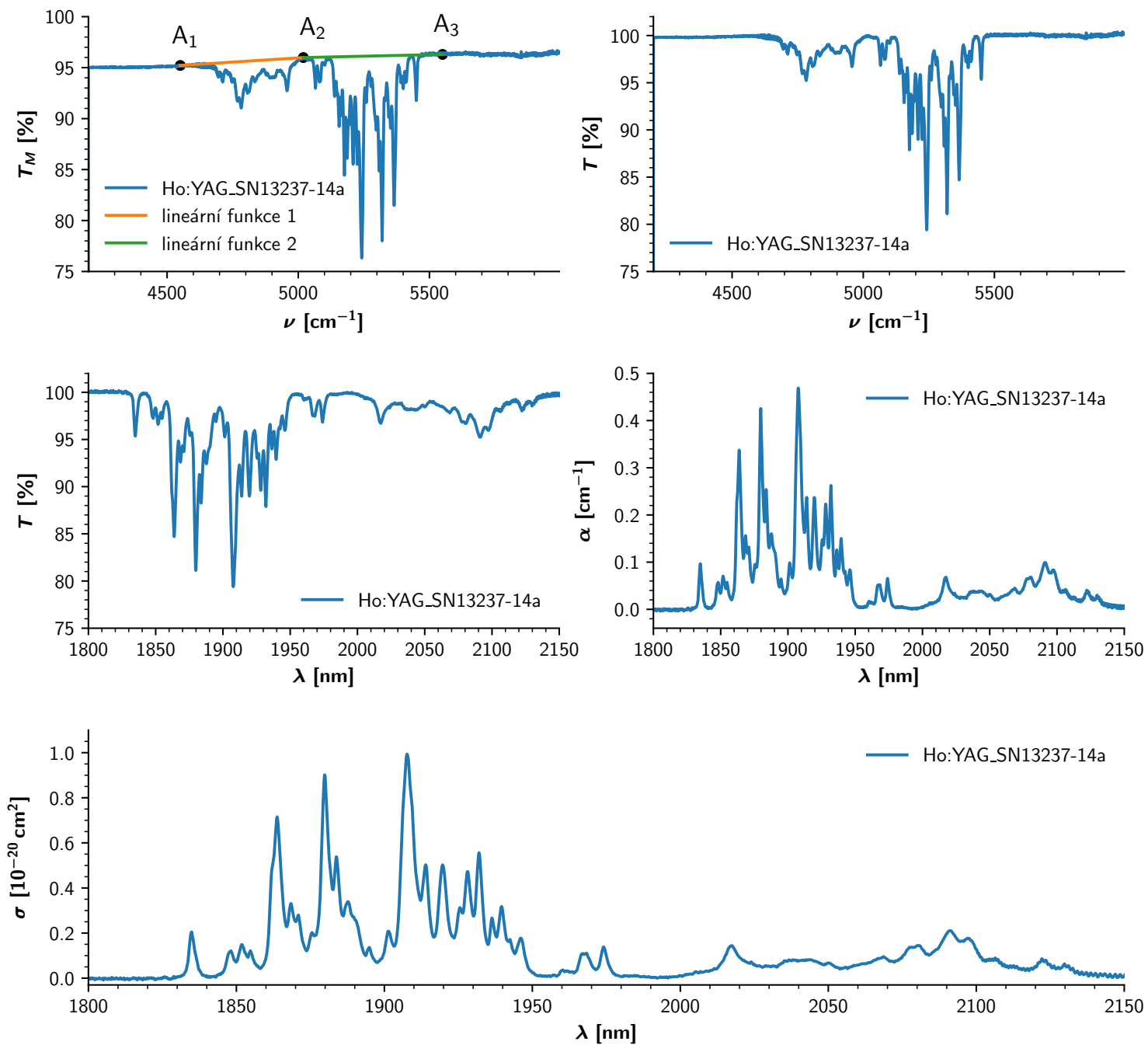
Ukázky zpracování pro jeden vzorek



Obr. 5.2: Ho:GGAG - postup výpočtů pro konkrétní vzorek.

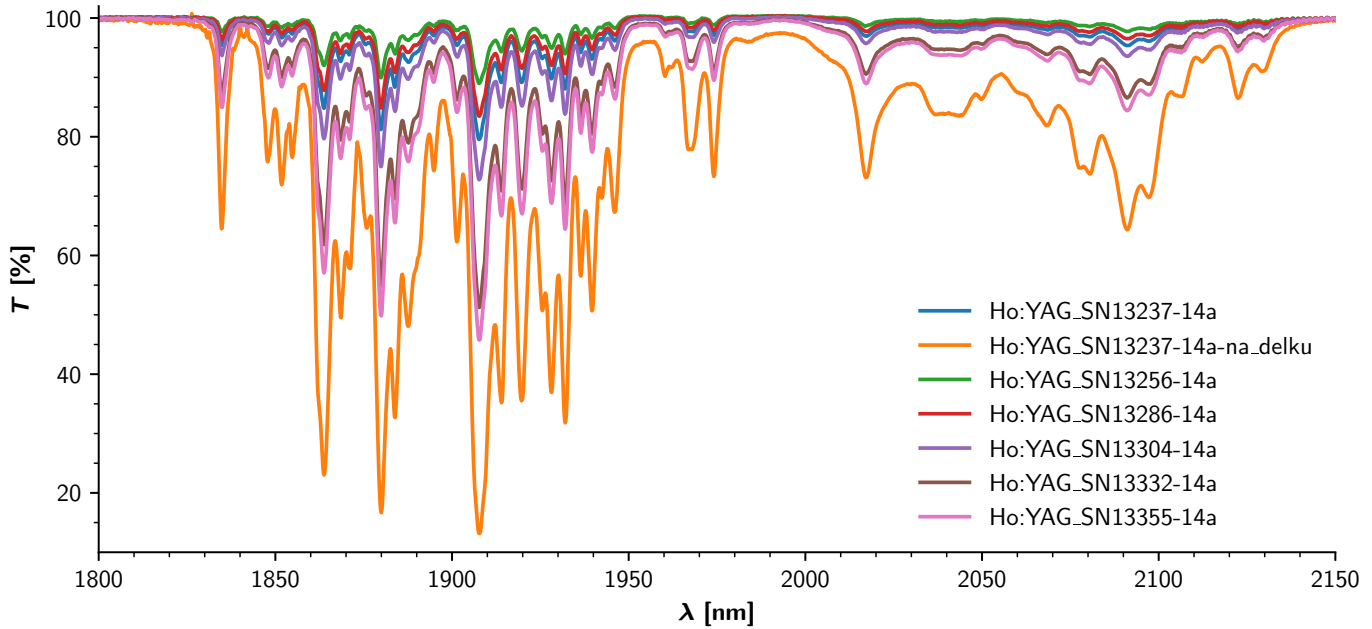


Obr. 5.3: Ho:YAP - postup výpočtů pro konkrétní vzorek.

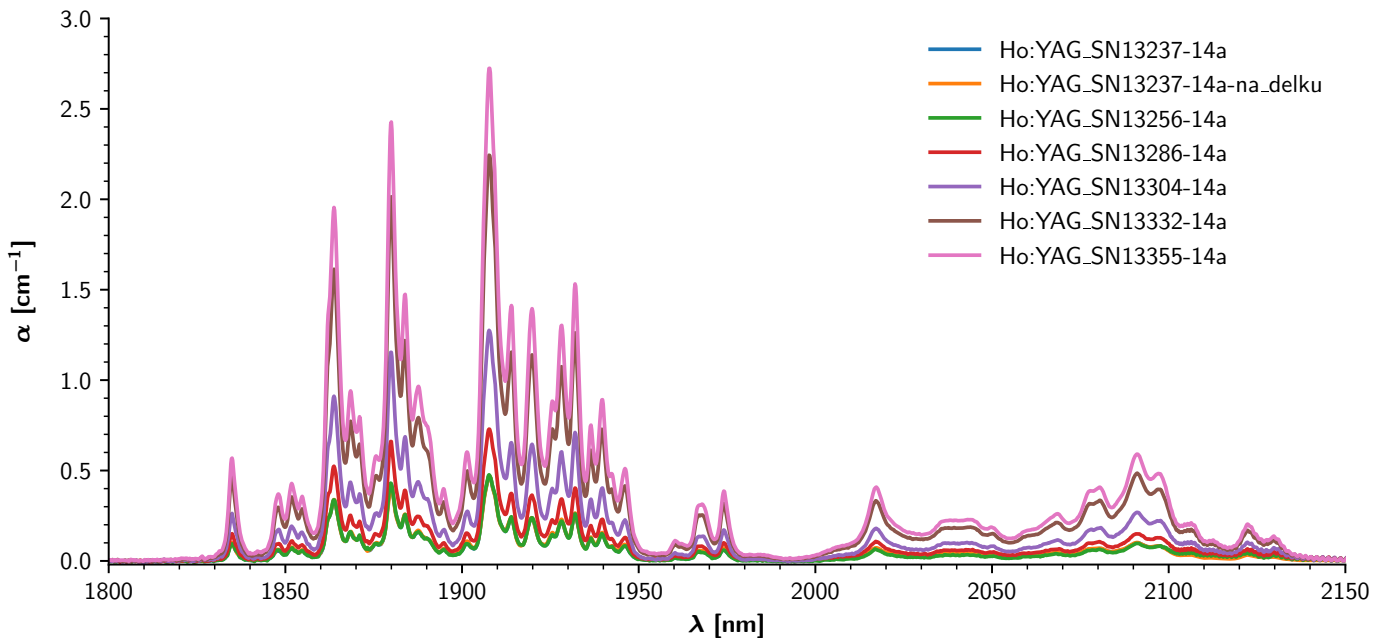


Obr. 5.4: Ho:YAG - postup výpočtů pro konkrétní vzorek.

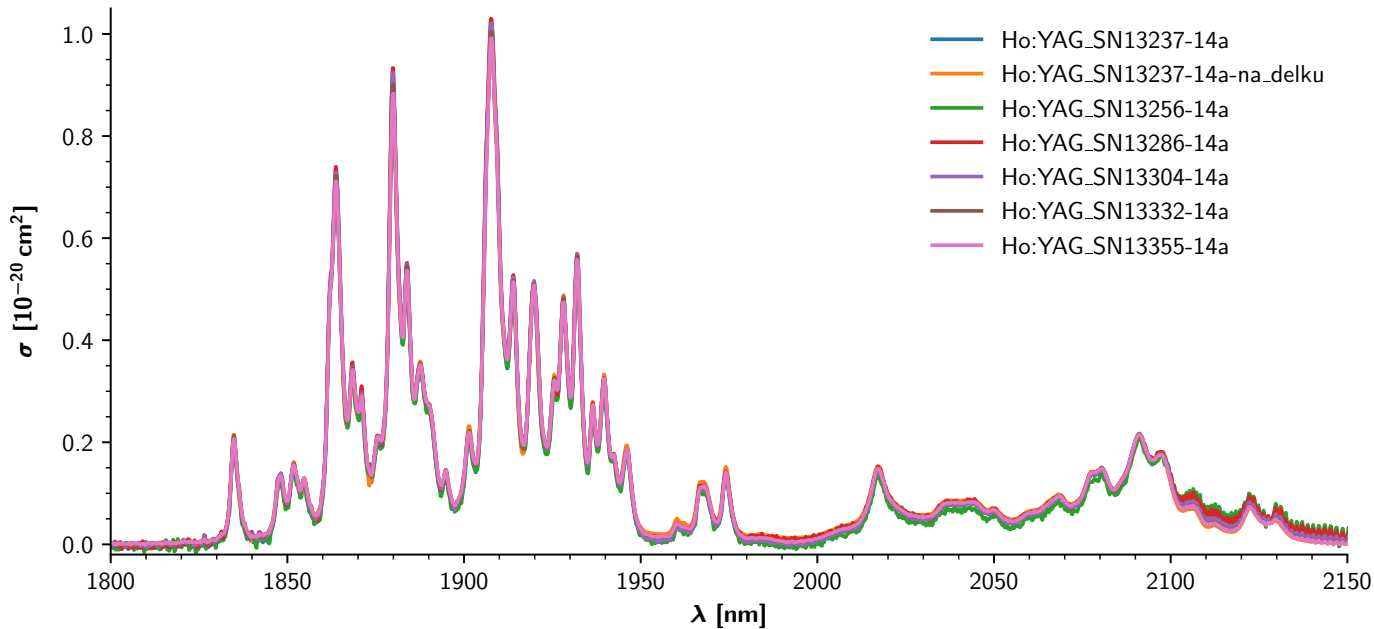
5.5.1 Krystaly Ho:YAG



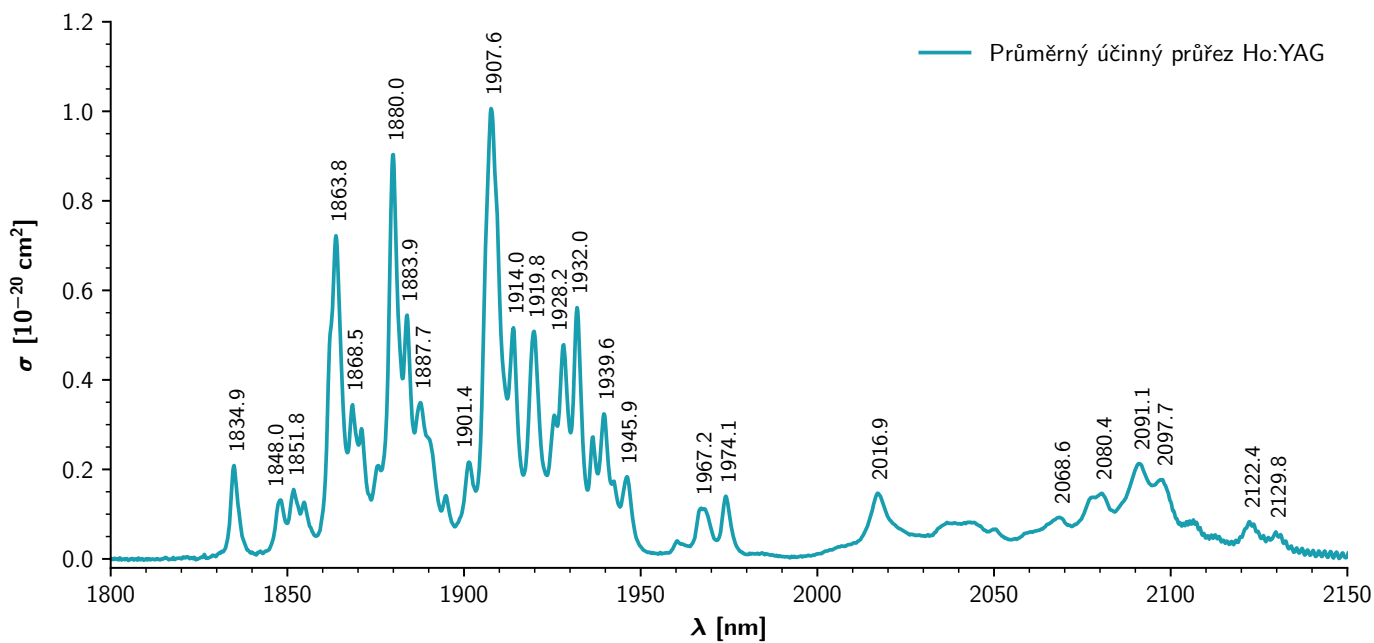
Obr. 5.5: Závislost transmittance T na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAG.



Obr. 5.6: Závislost absorpčního koeficientu α na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAG.

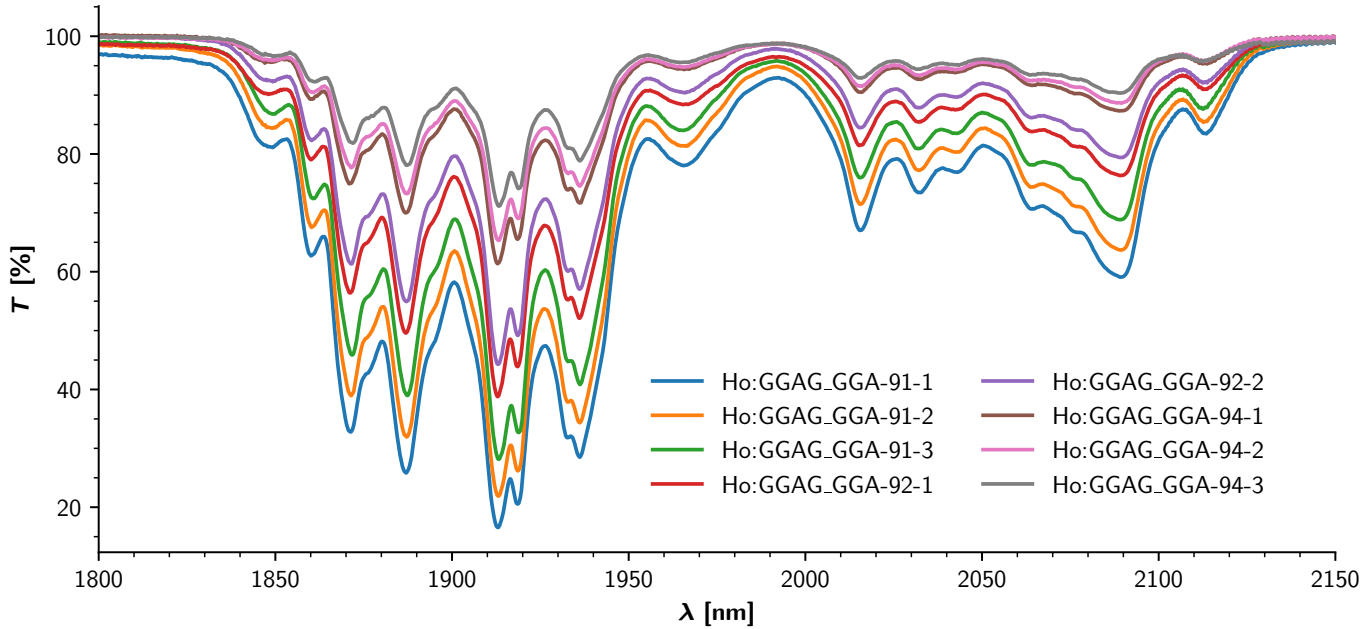


Obr. 5.7: Závislost absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAG.

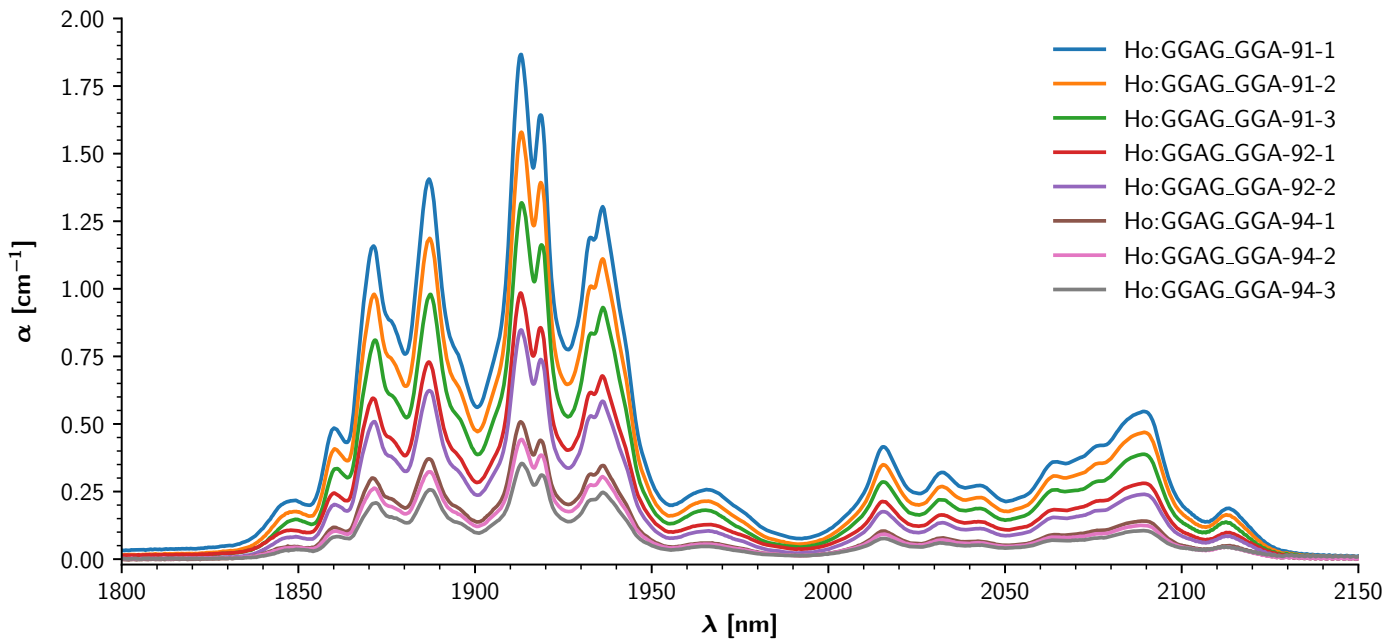


Obr. 5.8: Závislost průměrného absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAG.

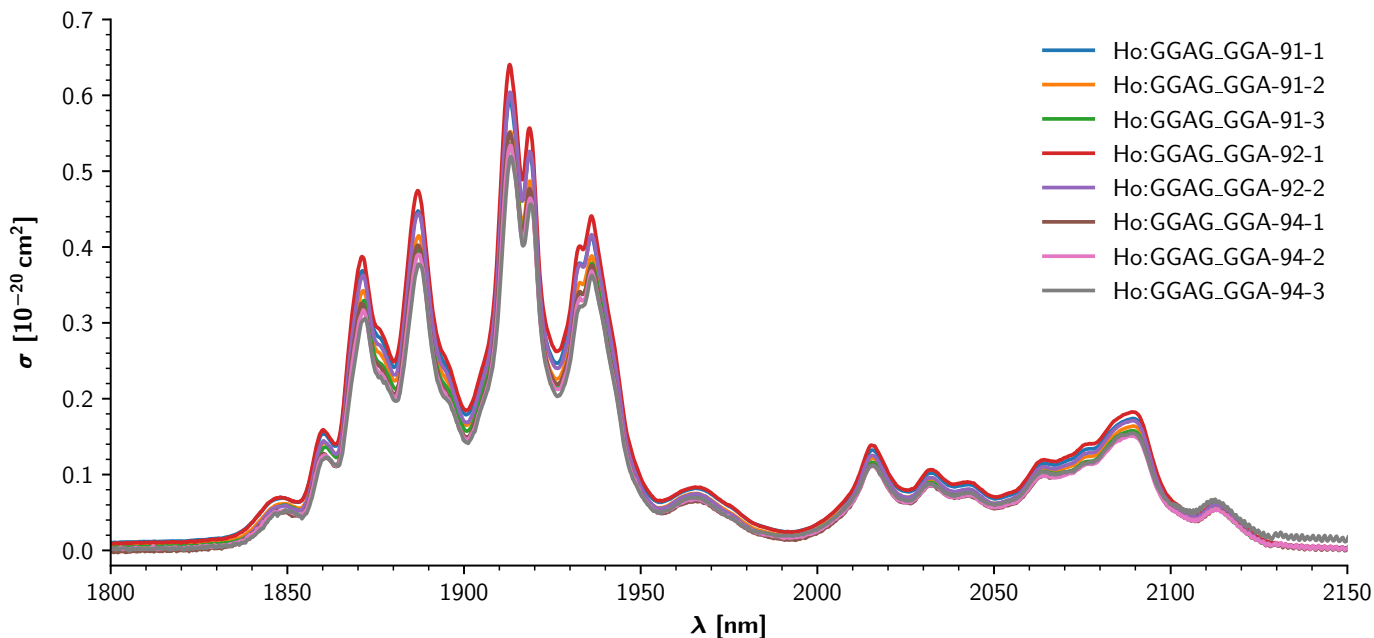
5.5.2 Krystaly Ho:GGAG



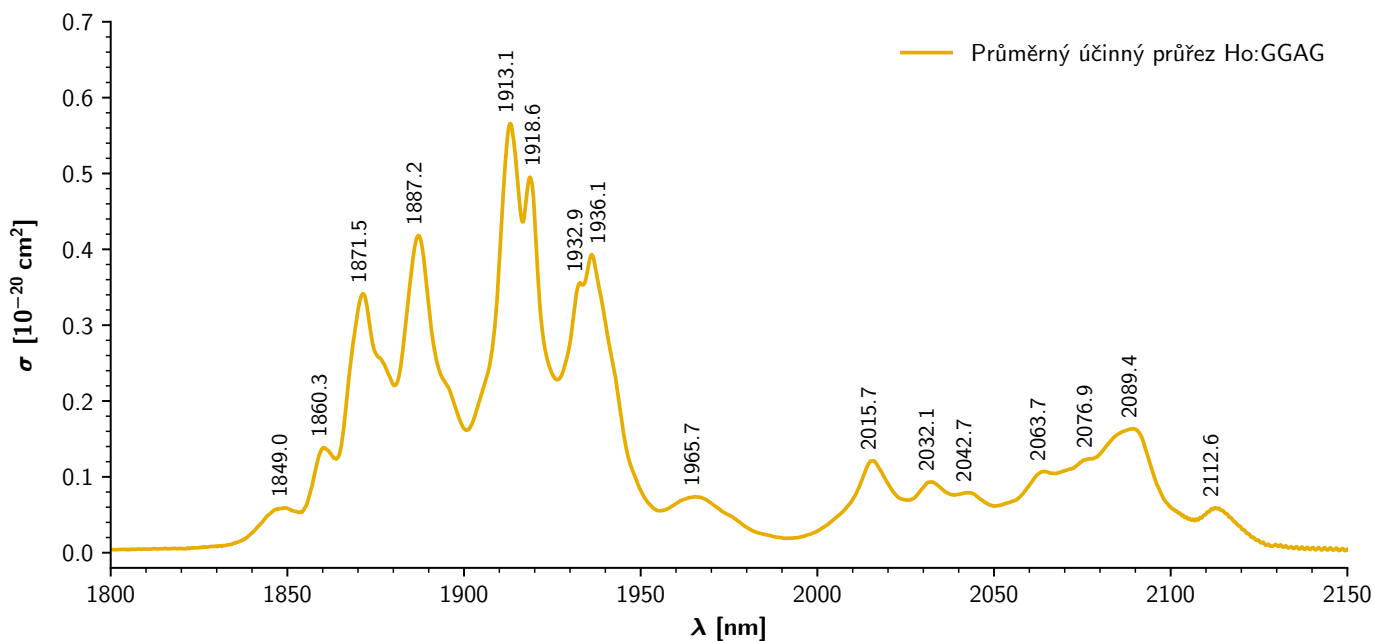
Obr. 5.9: Závislost transmittance T na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:GGAG.



Obr. 5.10: Závislost absorpčního koeficientu α na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:GGAG.

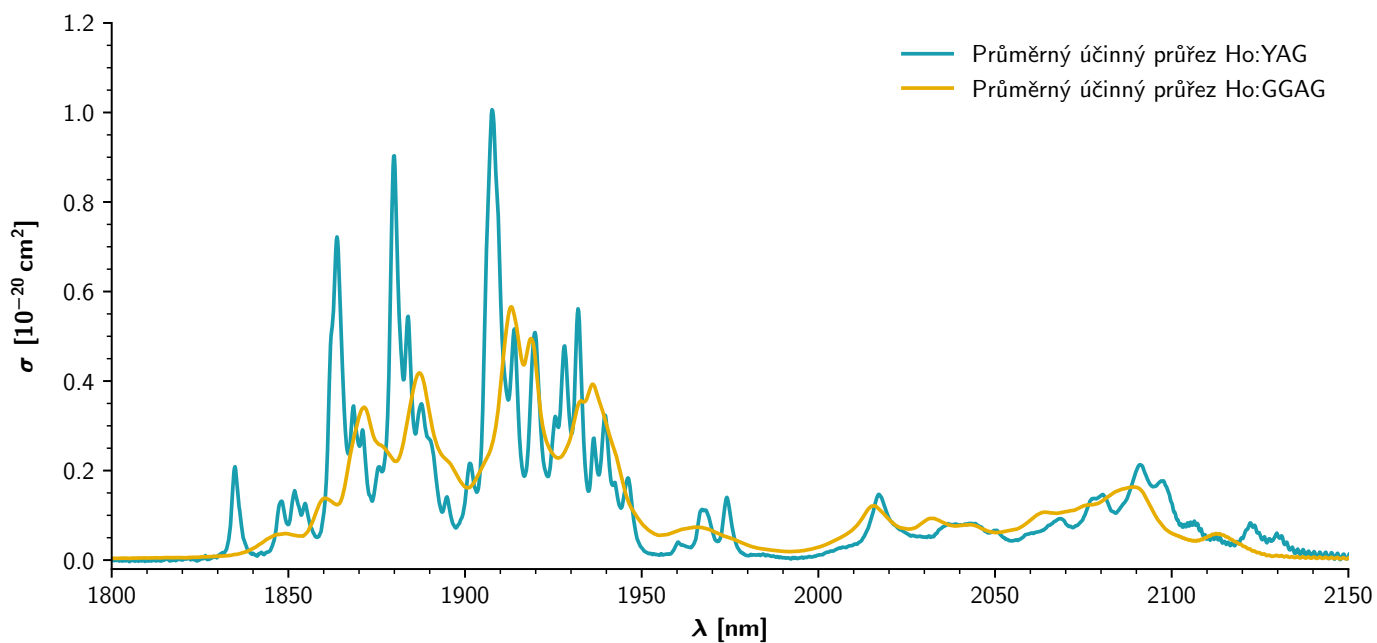


Obr. 5.11: Závislost absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:GGAG.



Obr. 5.12: Závislost průměrného absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:GGAG.

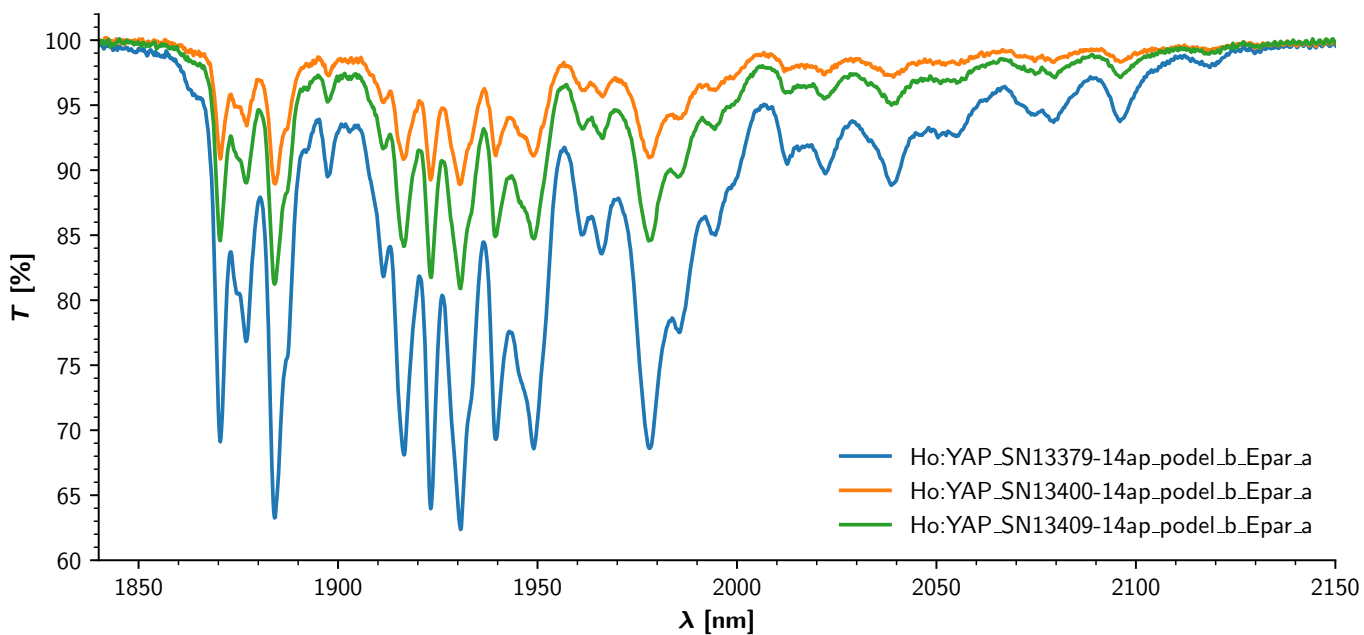
Srovnání vzorků Ho:YAG a Ho:GGAG



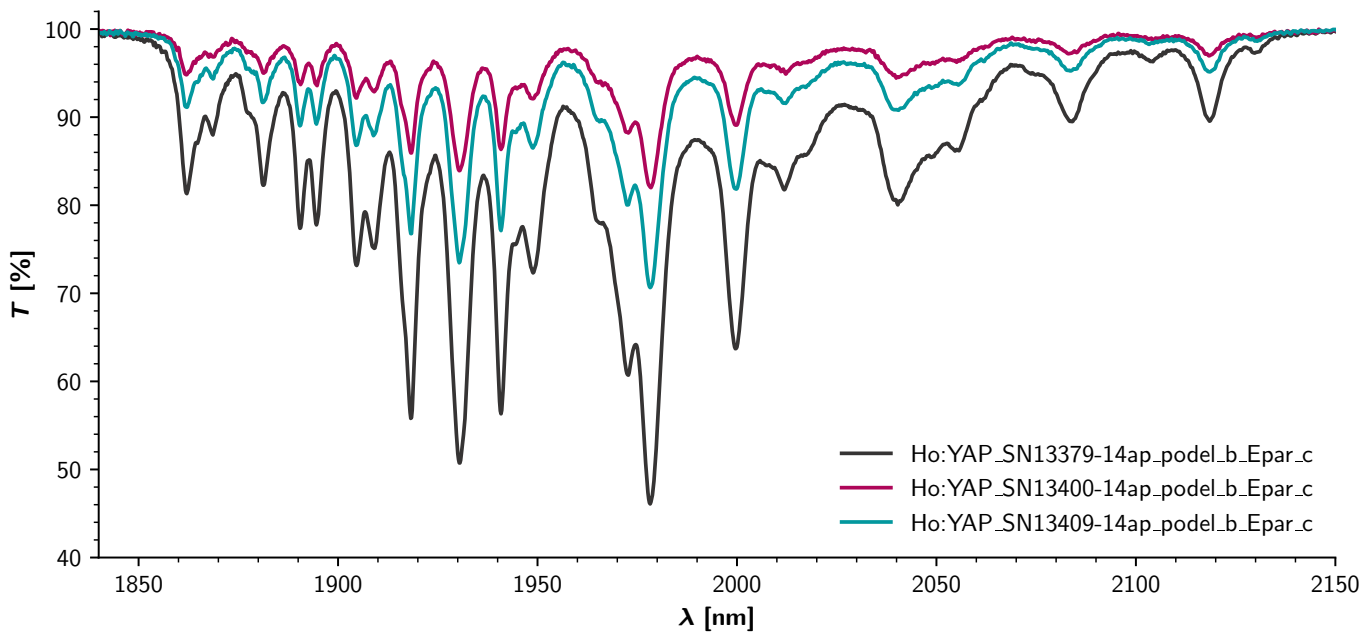
Obr. 5.13: Závislost průměrného absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAG a Ho:GGAG.

5.5.3 Krystaly Ho:YAP

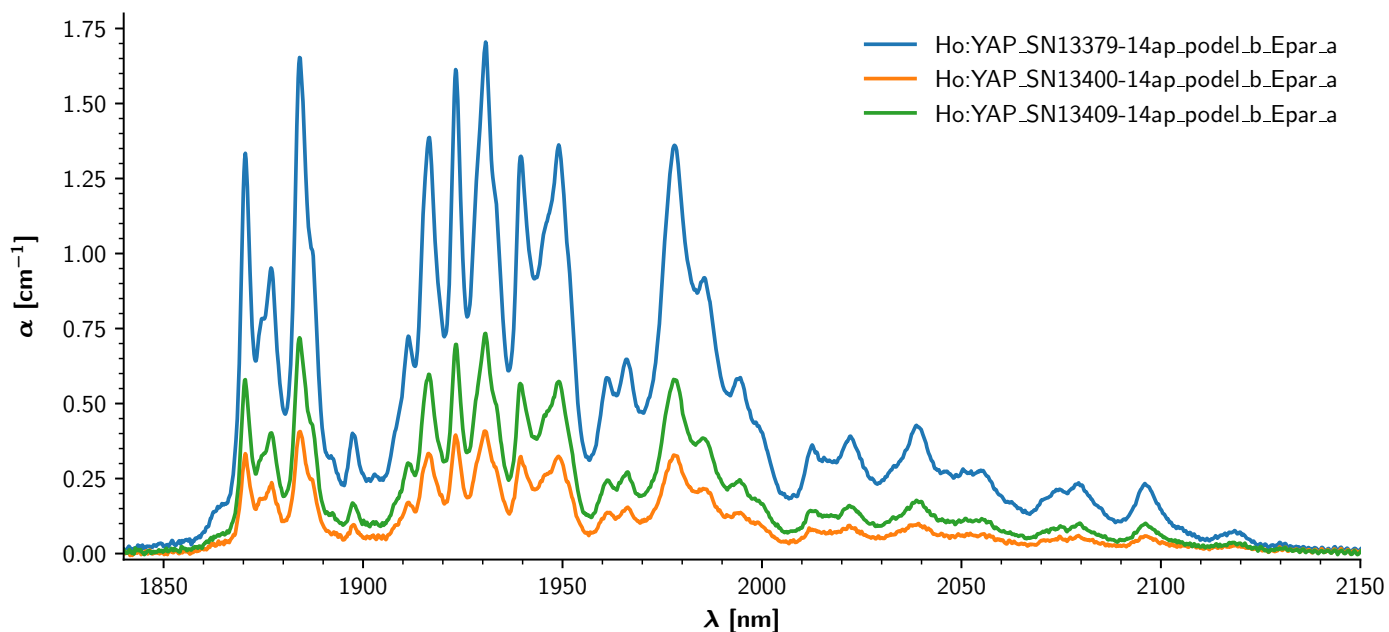
Kruhové vzorky



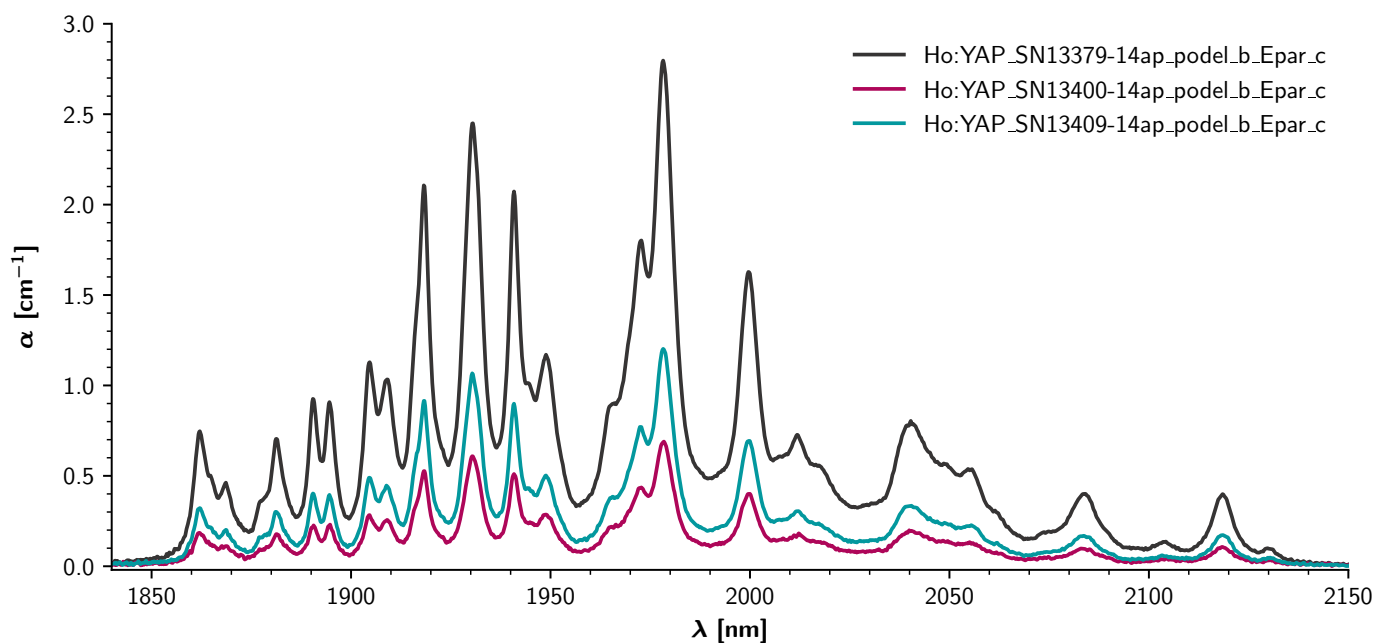
Obr. 5.14: Závislost transmittance T na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAP - E \parallel a.



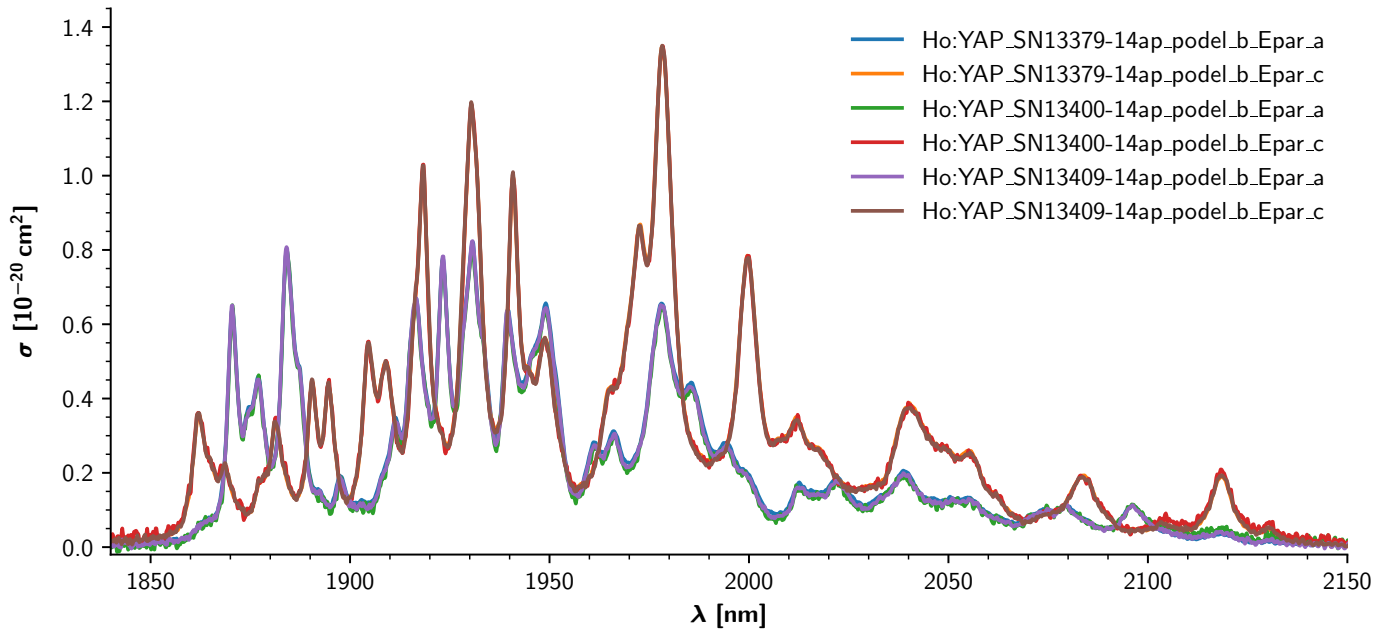
Obr. 5.15: Závislost transmittance T na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAP - E \parallel c.



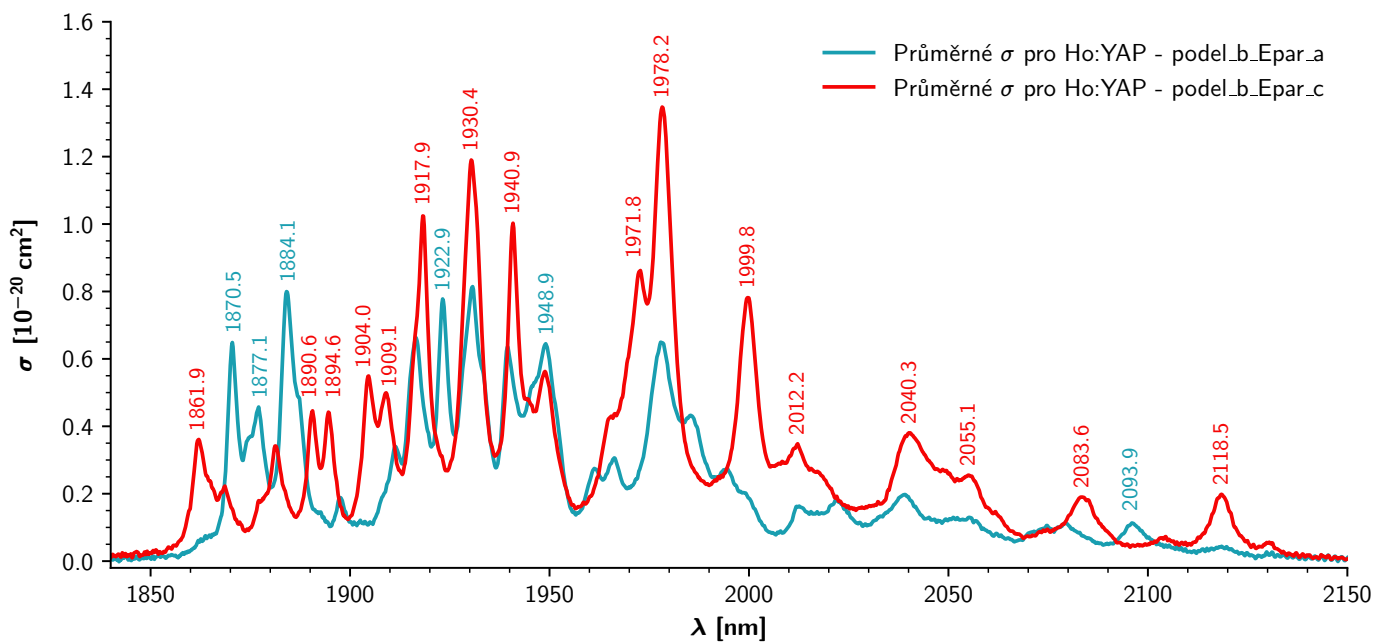
Obr. 5.16: Závislost absorpčního koeficientu α na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAP - E || a.



Obr. 5.17: Závislost absorpčního koeficientu α na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAP - E || c.

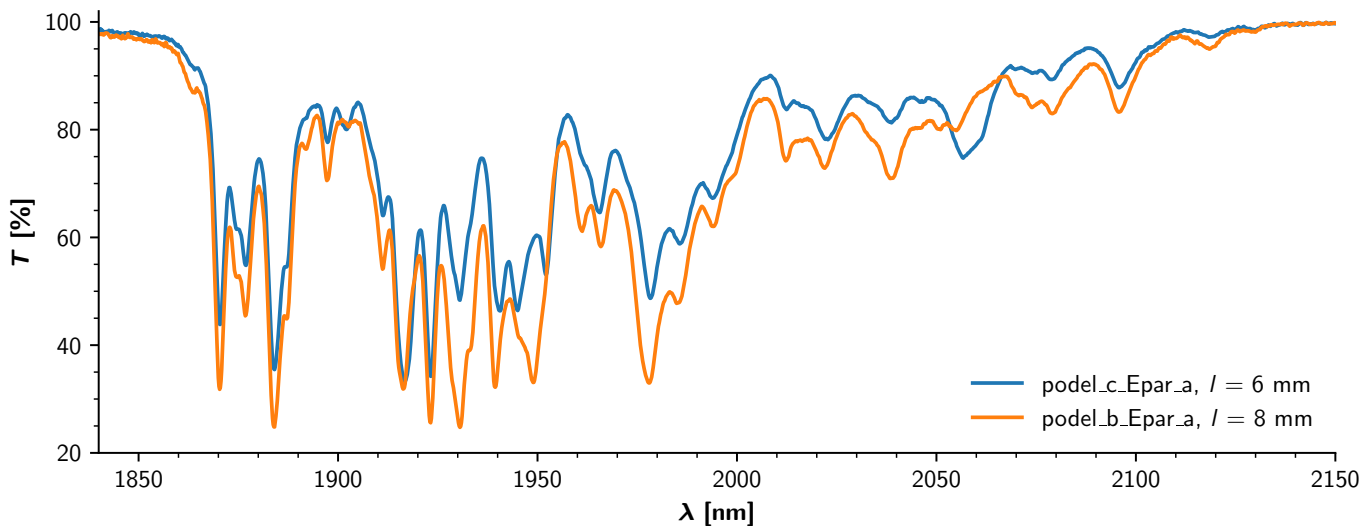


Obr. 5.18: Závislost absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAP.

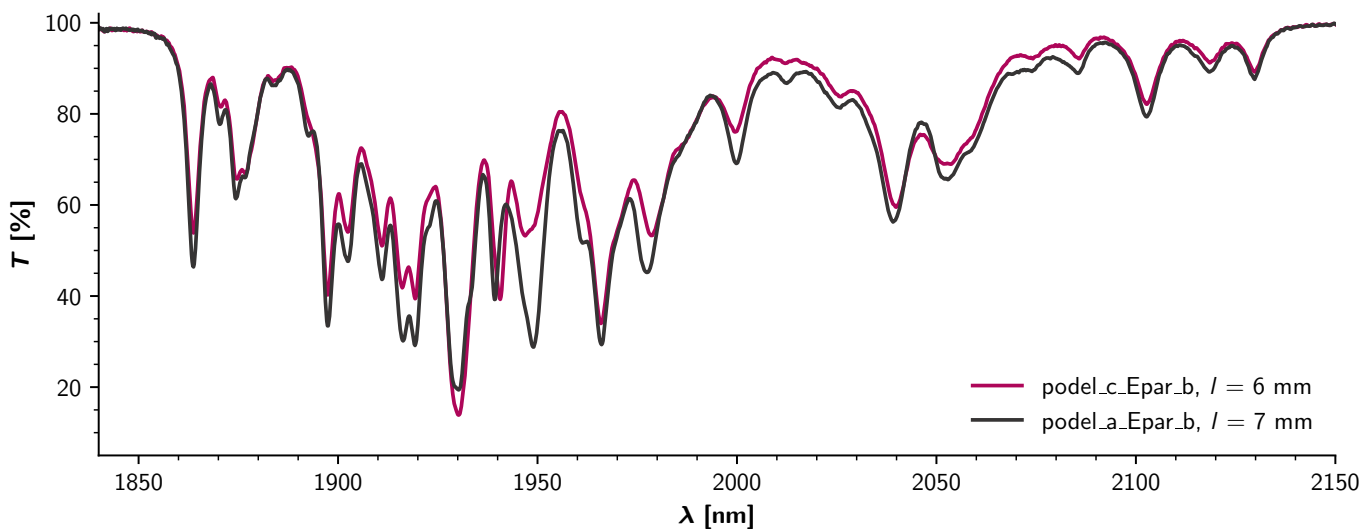


Obr. 5.19: Závislost průměrného absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorky krystalu Ho:YAP.

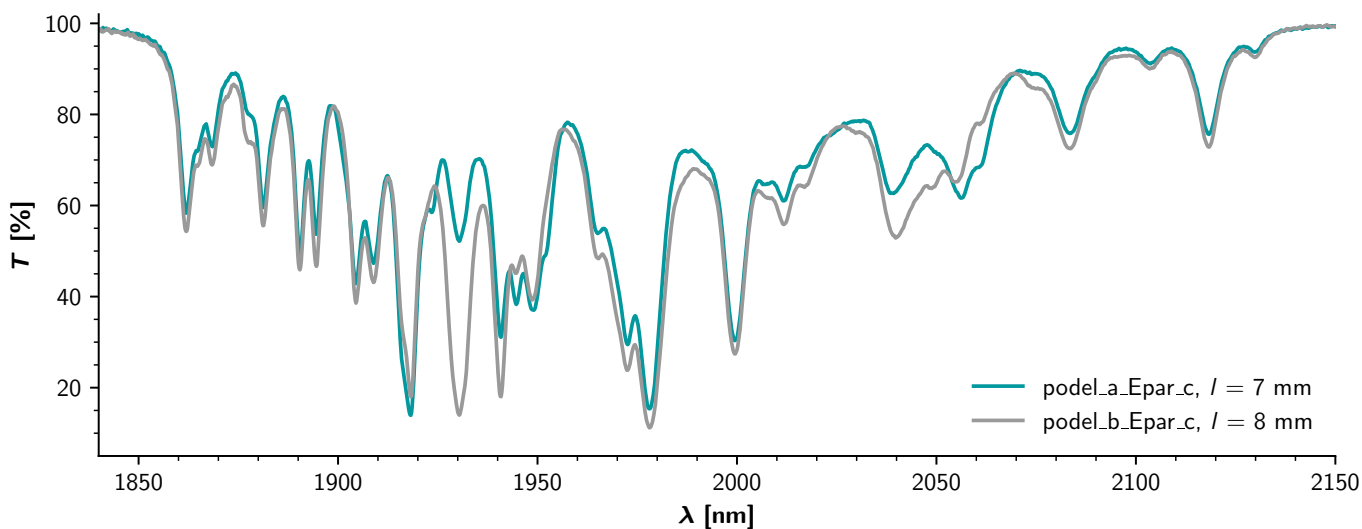
Hranolek



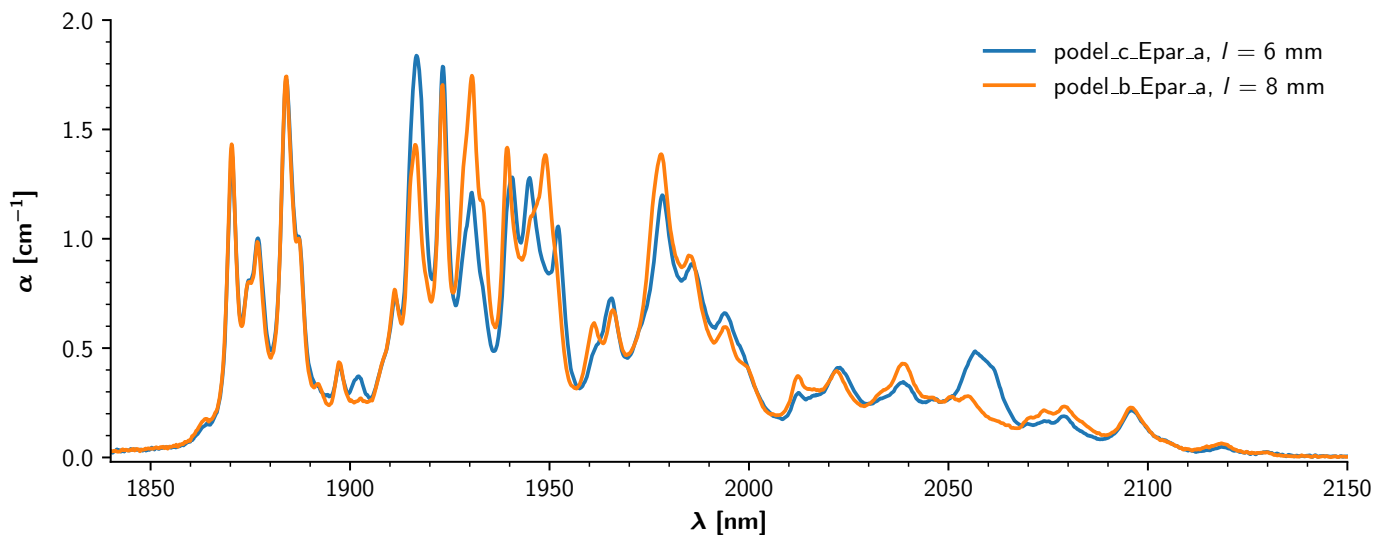
Obr. 5.20: Závislost transmittance T na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || a.



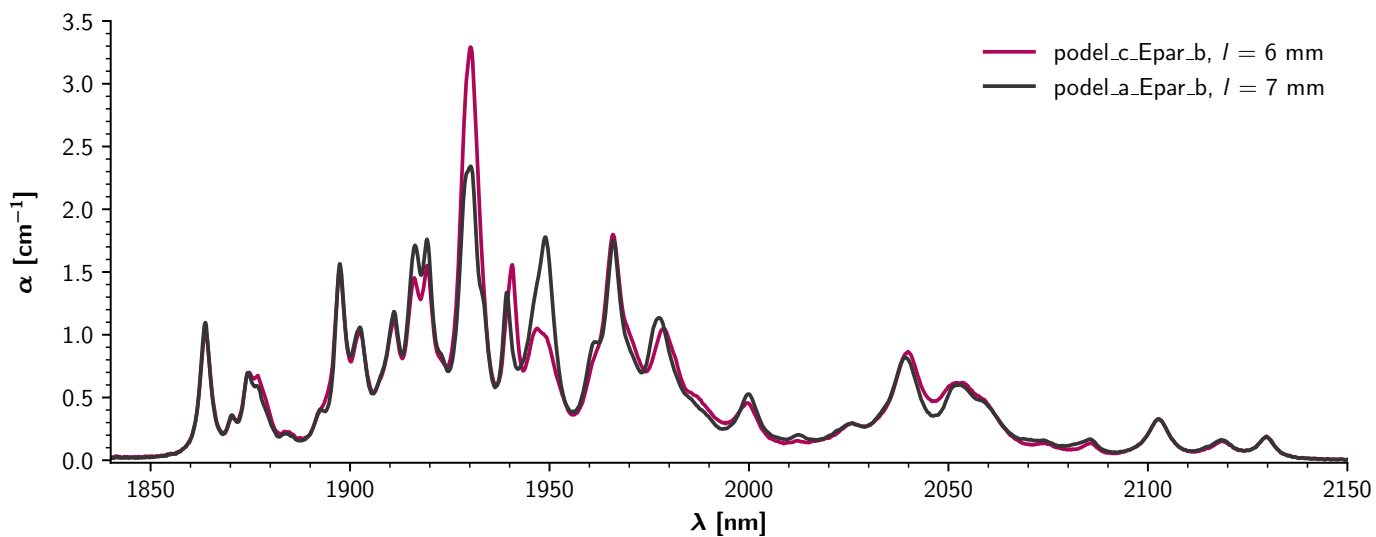
Obr. 5.21: Závislost transmittance T na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || b.



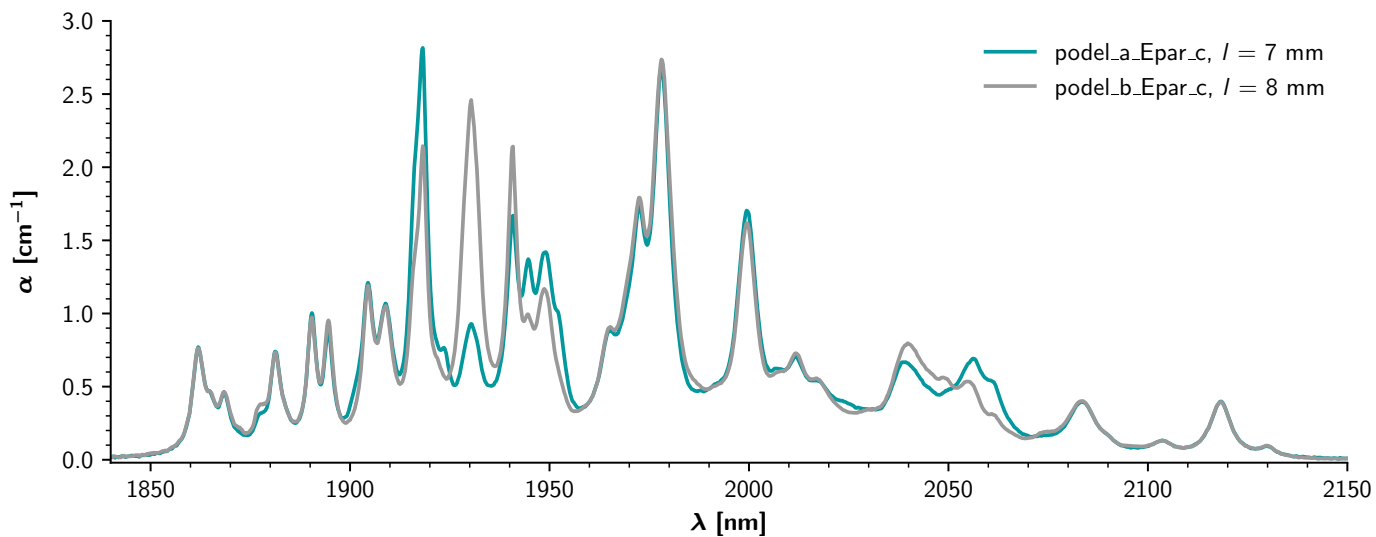
Obr. 5.22: Závislost transmittance T na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || c.



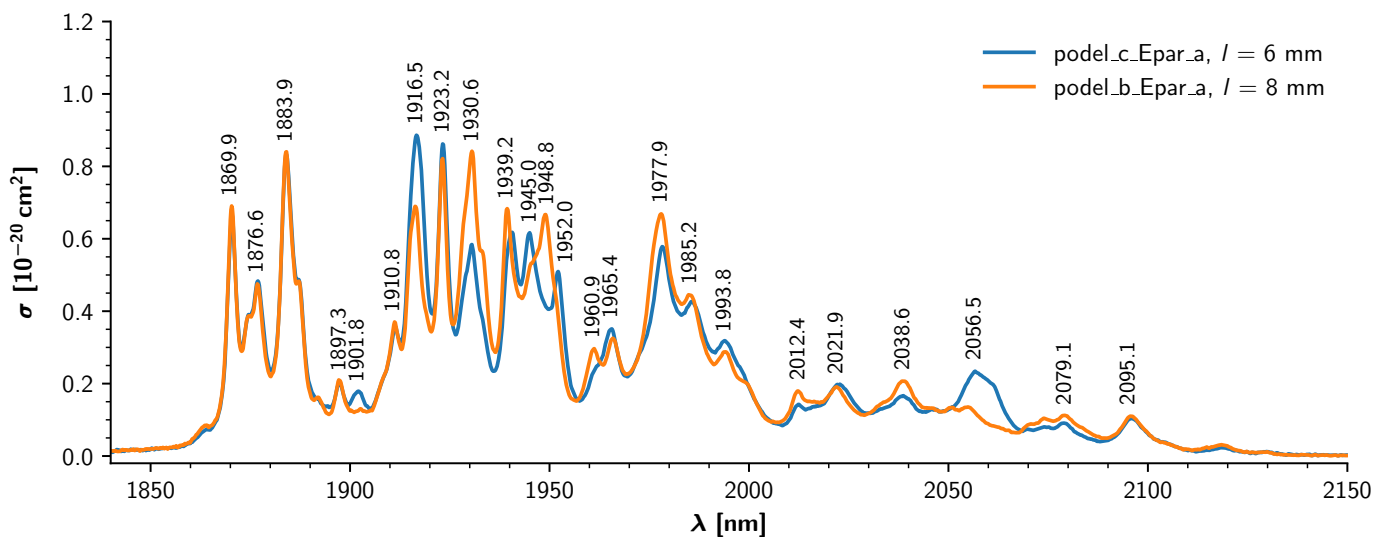
Obr. 5.23: Závislost absorpčního koeficientu α na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || a.



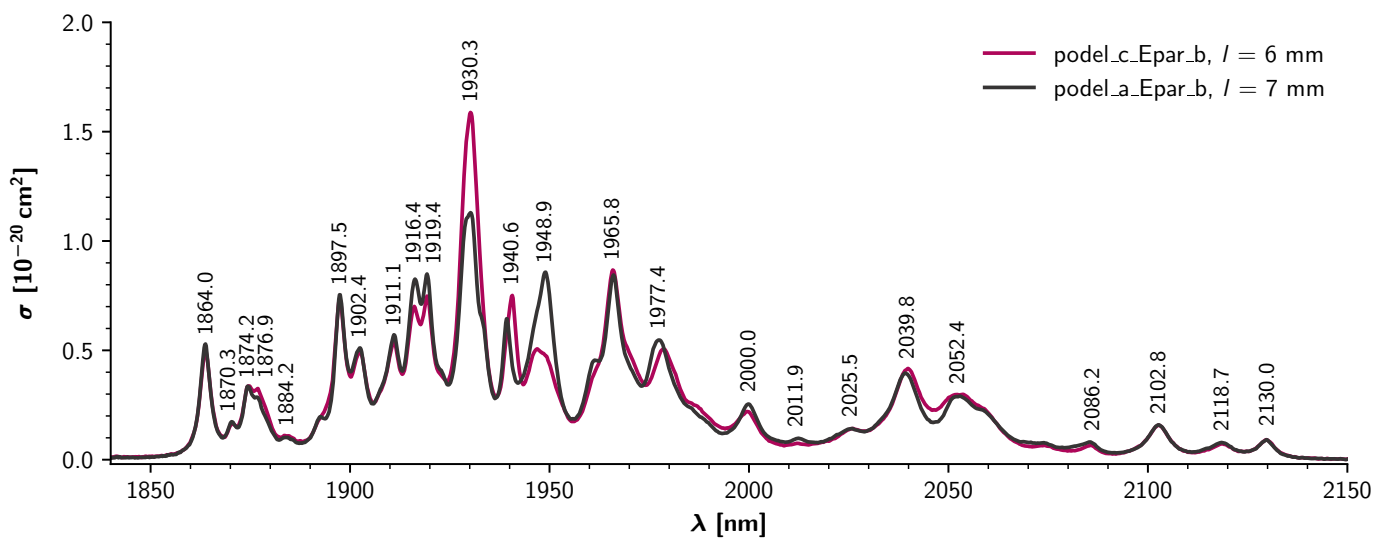
Obr. 5.24: Závislost absorpčního koeficientu α na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || b.



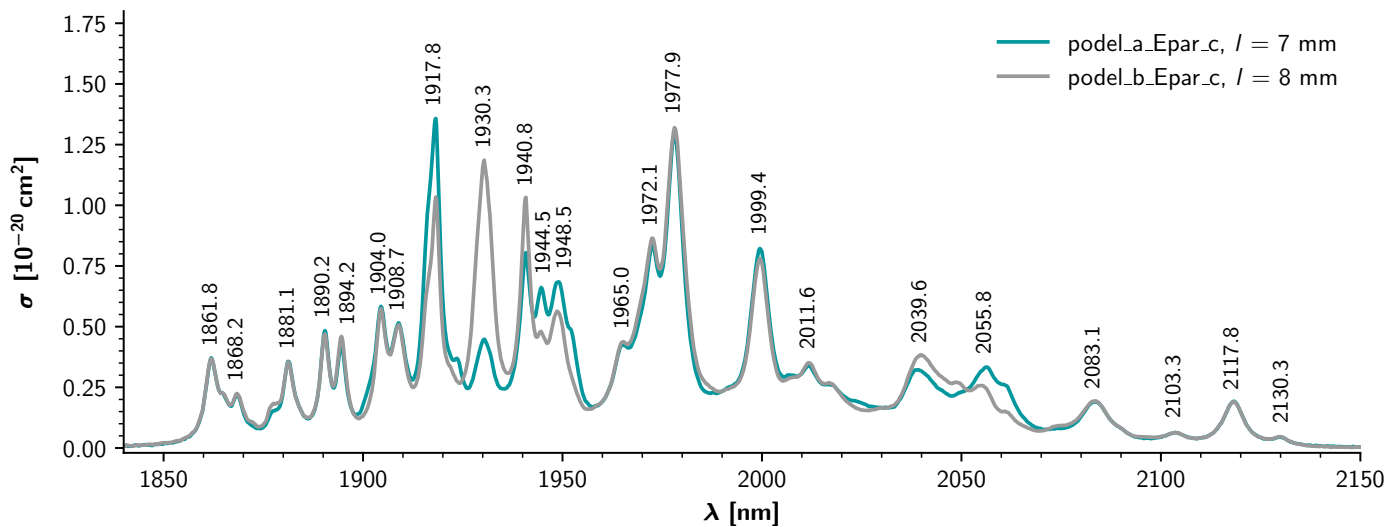
Obr. 5.25: Závislost absorpčního koeficientu α na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || c.



Obr. 5.26: Závislost absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || a.



Obr. 5.27: Závislost absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || b.



Obr. 5.28: Závislost absorpčního účinného průřezu σ na vlnové délce λ pro vzorek hranolku Ho:YAP - E || c.

Kapitola 6

Fluorescenční spektroskopie

Luminiscence je jev, při kterém dochází k excitaci kvantových soustav do vyšších energetických hladin vlivem buzení a k následné transformaci této energie ve formě tepla a spontánně emitovaného záření. Každý z těchto procesů trvá určitou dobu, proto po přerušení dodávky budícího záření dochází k dohasínání luminiscence. Podle typu budící energie se luminiscence dělí na fotoluminiscenci, elektroluminiscenci, chemiluminiscenci, bioluminiscenci a další. Při fotoluminiscenci je budícím zdrojem světlo s excitační vlnovou délkou λ_{ex} , která bývá kratší než emisní vlnová délka luminiscenčního záření λ_{em} , tj. $\lambda_{\text{ex}} \leq \lambda_{\text{em}}$. [26]

Podle doby dohasínání dělíme luminiscenci na fosforescenci a fluorescenci. Fosforescence se vyznačuje dlouhou dobou dohasínání (v řádu ms a víc) oproti fluorescenci, která má dobu dohasínání menší. Po excitaci krátkým pulzem má intenzita dohasínání fluorescence v nejjednodušším případě exponenciální průběh tvaru

$$I(t) = I(0) e^{-\frac{t}{\tau_f}}, \quad (6.1)$$

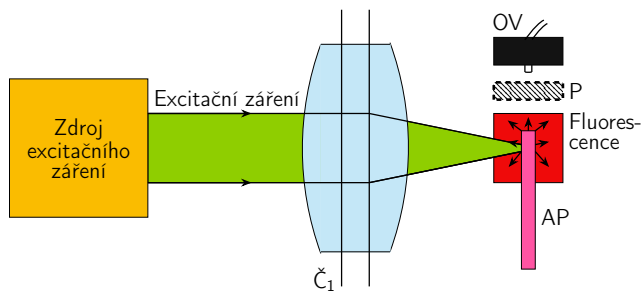
kde $I(t)$ je intenzita fluorescenčního záření v čase t , $I(0)$ je počáteční intenzita a τ_f je doba dohasínání či doznívání fluorescence¹ neboli též doba života na horní hladině, jelikož doba dohasínání fluorescence je identická s dobou života populace horní hladiny elektronového přechodu. Intenzita dohasínání fluorescence může mít obecně složitější tvar, např. dvou-exponenciální. Fluorescence, resp. fluorescenční spektroskopie² má uplatnění ve vědě, v průmyslu či v medicíně např. k detekci různých bakterií a virů nebo k diagnostice rakoviny v lidském těle. [26] [27] [28] [29]

6.1 Fluorescenční spektra

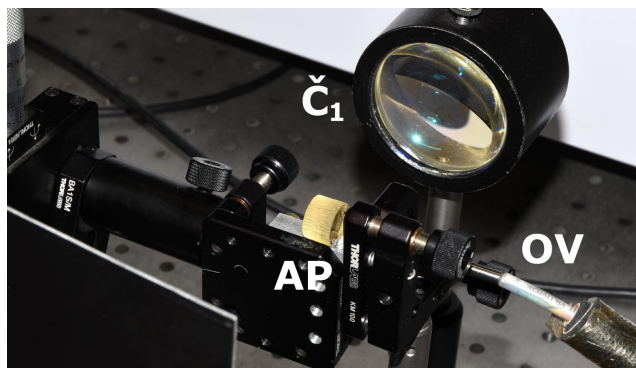
Fluorescenční spektrum bylo měřeno dle Obr. 6.1, fotografie z měření se nachází na Obr. 6.2. Jako zdroj excitačního záření byl použit laditelný systém EKSPLA NT252-1k generující v rozsahu vlnových délek 670 – 2600 nm s opakovací frekvencí 1 kHz. Délka jednoho pulzu byla 1 ns, energie jednoho pulzu 200 μJ . Polarizace laserového záření ze systému EKSPLA byla vertikální (pro vlnové délky 1065 – 2600 nm). K fokusaci svazku ze zdroje budícího záření byla použita čočka achromat s ohniskovou vzdáleností $f = 75$ mm, průměrem $d = 50,8$ mm, ozn. Thorlabs A508-075-B. Svazek byl fokusován na okraj krystalu kvůli zmenšení vlivu reabsorpce na fluorescenční spektrum. Spektrum bylo nabíráno z boku kolmo na směr šíření budícího záření pomocí optického vlákna (průměr $\tilde{d} = 600 \mu\text{m}$), které bylo přivedeno do spektrometru StellarNet Red-Wave-InGaAs NIRX-25. Fluorescenční spektrum bylo měřeno v rozsahu vlnových délek 1500 – 2200 nm se vzorkováním 1,5 nm a rozlišením 2,8 nm. V případě Ho:YAP byl použit polarizátor Edmund Optics UBB10A k polarizačnímu rozlišení spekter. Polarizátor byl umístěn na čelo krytu mikročočky, která vede záření do optického vlákna.

¹Nebo též doba života fluorescence - z angl. fluorescence lifetime.

²Spektroskopie zabývající se fluorescenčním zářením, zejména příslušným emisním spektrem.



Obr. 6.1: Schéma měření fluorescenčního záření Ho krystalů. Č₁ značí čočku s ohniskovou vzdáleností $f = 75$ mm, AP aktivní prostředí, P polarizátor a OV optické vlákno, pomocí kterého bylo fluorescenční spektrum pozorováno.



Obr. 6.2: Fotografie z měření fluorescenčního spektra. Č₁ značí čočku s ohniskovou vzdáleností $f = 75$ mm, AP aktivní prostředí a OV optické vlákno, pomocí kterého bylo fluorescenční spektrum pozorováno.

Fluorescenční spektra byla měřena pro vybrané Ho-dopované vzorky uvedené v Tab. 4.1. Z důvodu stejné koncentrace vzorků Ho:YAG s označením SN13237 a SN13256 bylo měřeno pouze jedno fluorescenční spektrum, a to vzorku SN13256. Pro Ho:GGAG byla měřena fluorescenční spektra pro každý vzorek, pro Ho:YAP pouze pro hranolek. Vlnové délky excitačního záření pro jednotlivé krystaly jsou uvedeny v Tab. 6.1. Jedná se o excitaci na hladinu 5I_6 , což se neprojeví v měřeném fluorescenčním spektru pozorovaném kolem vlnové délky 2000 nm - přechod $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$. Pro každý vzorek bylo spektrum zaznamenáno dvakrát. Následoval výpočet průměru těchto dvou spekter, posun v ose y do nuly pomocí průměru několika hodnot ze spektra kolem vlnové délky 1800 nm a následné normování k jedné. Pro vzorky Ho:YAG a Ho:GGAG byl proveden nakonec celkový průměr. Pro hranolek Ho:YAP byla spektra rozdělena podle směru polarizace emitovaného světla (např. v Obr. 6.8 E paralelní s a), čímž jsou srovnány směry emitovaného fluorescenčního záření podél dvou různých os hranolku (Obr. 6.8 - emise podél c nebo b).

Výsledná fluorescenční spektra se nachází na Obr. 6.3 - 6.10. Pro Ho:YAG je možno vidět na Obr. 6.3 patrný vliv reabsorpce - spektra jsou posunuta. Největší fluorescenční pík se pro Ho:YAG rozkládá v rozsahu vlnových délek 2050 – 2110 nm. V této oblasti je absorpční koeficient (viz Obr. 5.6) menší v porovnání s oblastí kolem 1900 nm, což vede k nižší reabsorpci a vyšší intenzitě fluorescence kolem 2090 nm.

Pro Ho:GGAG se reabsorpce projevila výrazně méně (Obr. 6.5). Největší fluorescenční pík se nachází v podobném rozsahu vlnových délek jako pro Ho:YAG - srovnání na Obr. 6.7.

U krystalu Ho:YAP lze pozorovat nejintenzivnější fluorescenci na kratších vlnových délkách v porovnání s granáty, a to zhruba v rozsahu 2025 – 2060 nm. Další výrazná fluorescence je vidět v oblasti 1900 – 2000 nm, kde dochází k vyšší absorpci (viz Obr. 5.23 - 5.25) v porovnání s absorpcí v rozsahu vlnových délek 2025 – 2060 nm, což zkresluje tvar naměřeného fluorescenčního spektra.

Kromě reabsorpce má vliv na výsledné naměřené spektrum použitý spektrometr RedWave. Jedná se o mřížkový spektrometr na bázi InGaAs, jehož detektory jsou fotodiody - 512 elementů fotodiodevého pole s rozměry pixelů $25 \times 500 \mu\text{m}$. Citlivost běžných InGaAs detektorů za oblastí zhruba 1650 nm klesá rychle s rostoucí vlnovou délkou, tedy odezva pole detektorů závisí na vlnové délce, což značně zkresluje spektrum. Závislost spektrální odezvy InGaAs detektoru na vlnové délce lze nalézt např. v [69] - str. 125.

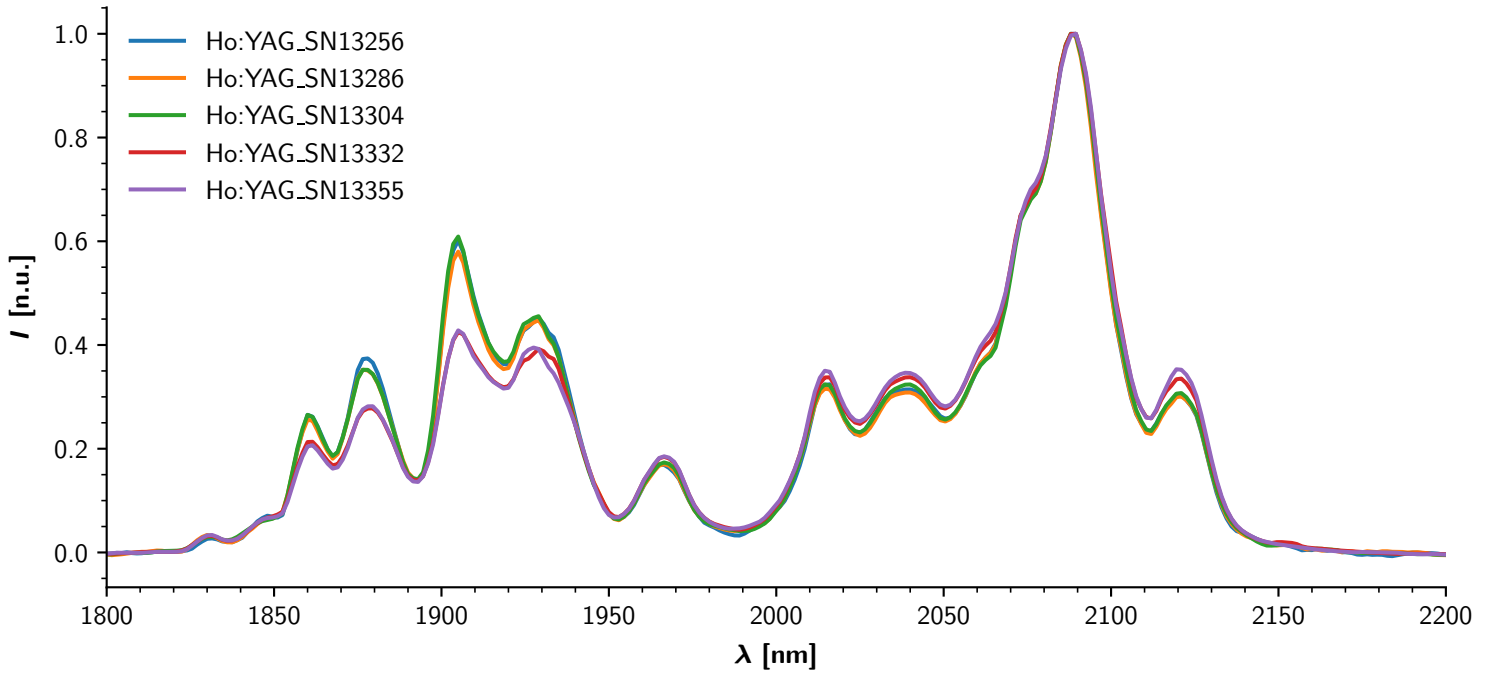
Krystal	λ_{ex} [nm]
Ho:YAG	1127,6
Ho:GGAG	1130,5
Ho:YAP - excitace podél b E \parallel a	1137,3
Ho:YAP - excitace podél a nebo b E \parallel c	1150,3

Tab. 6.1: Vlnové délky excitačního záření pro různé Ho-dopované krystaly.

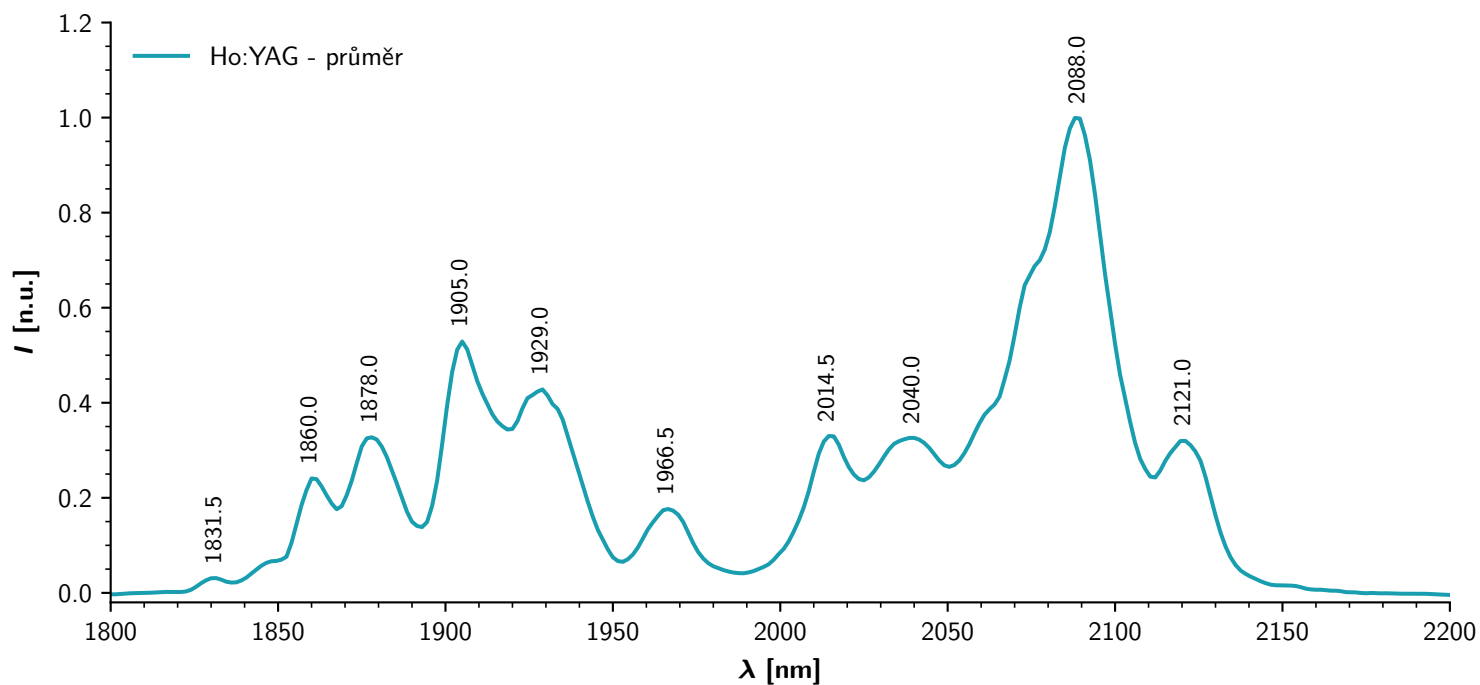
Na naměřené spektrum má dále vliv samotný šum detektoru, který se projeví hlavně v oblastech s menší citlivostí detektoru. Naměřené spektrum tedy podává informaci o poloze maxim emise a zhruba i o jejich vzájemné intenzitě.

6.2 Grafické zpracování - fluorescenční spektrum

6.2.1 Krystaly Ho:YAG

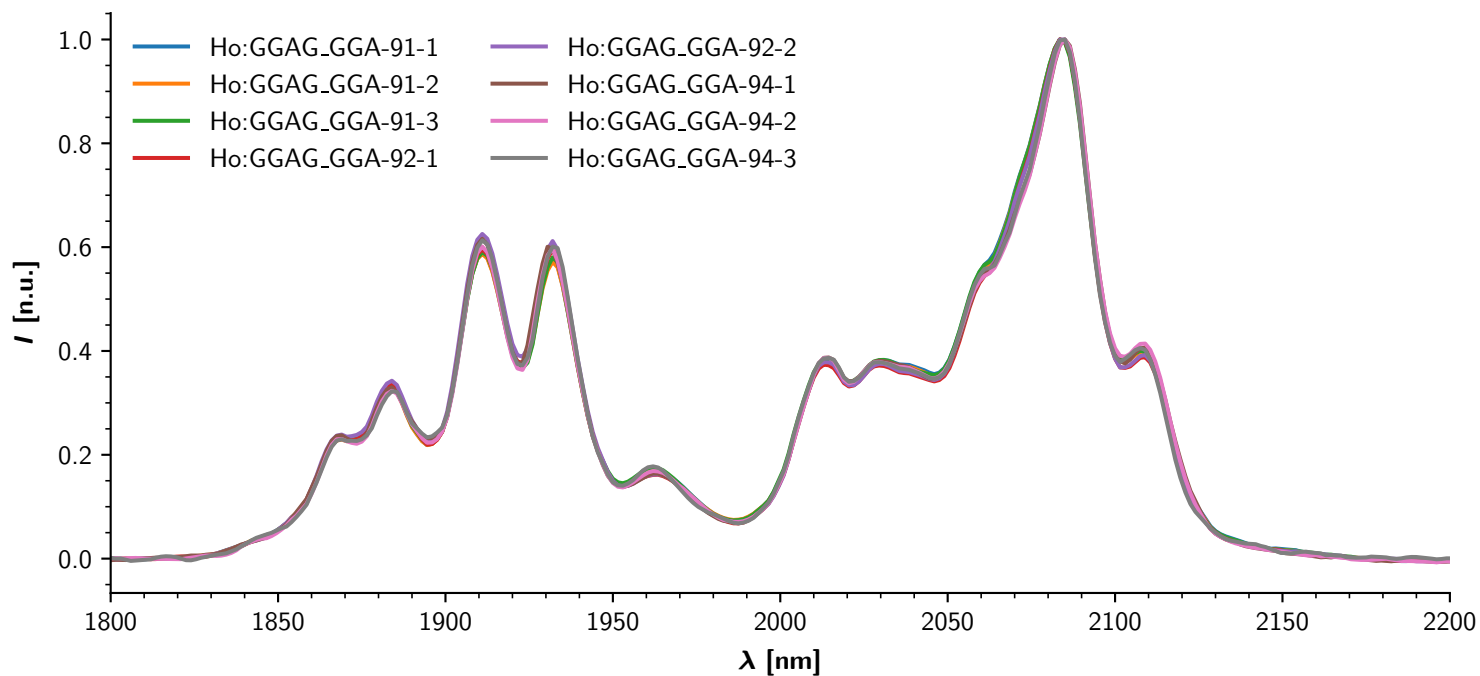


Obr. 6.3: Fluorescenční spektra všech vzorků Ho:YAG po odečtu šumu a normalizaci.

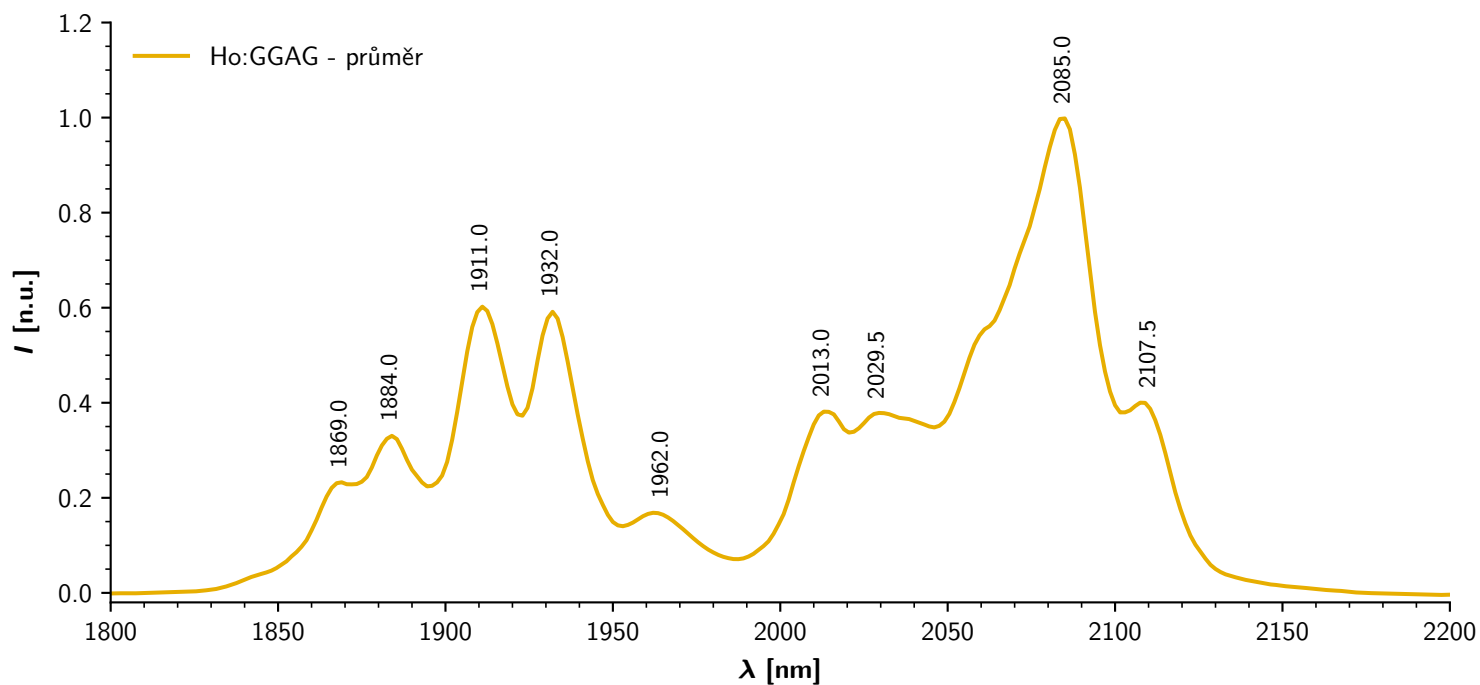


Obr. 6.4: Průměrné fluorescenční spektrum krystalů Ho:YAG.

6.2.2 Krystaly Ho:GGAG

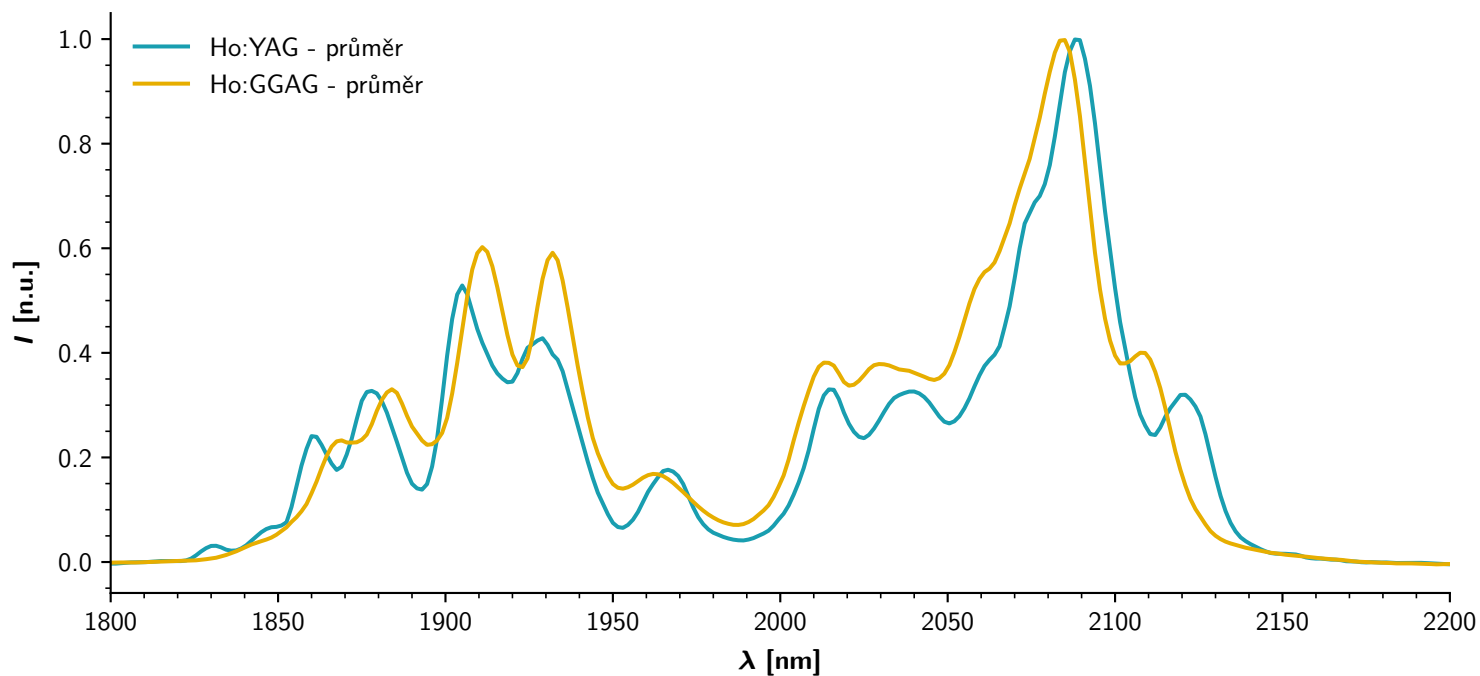


Obr. 6.5: Fluorescenční spektra všech vzorků Ho:GGAG po odečtu šumu a normalizaci.



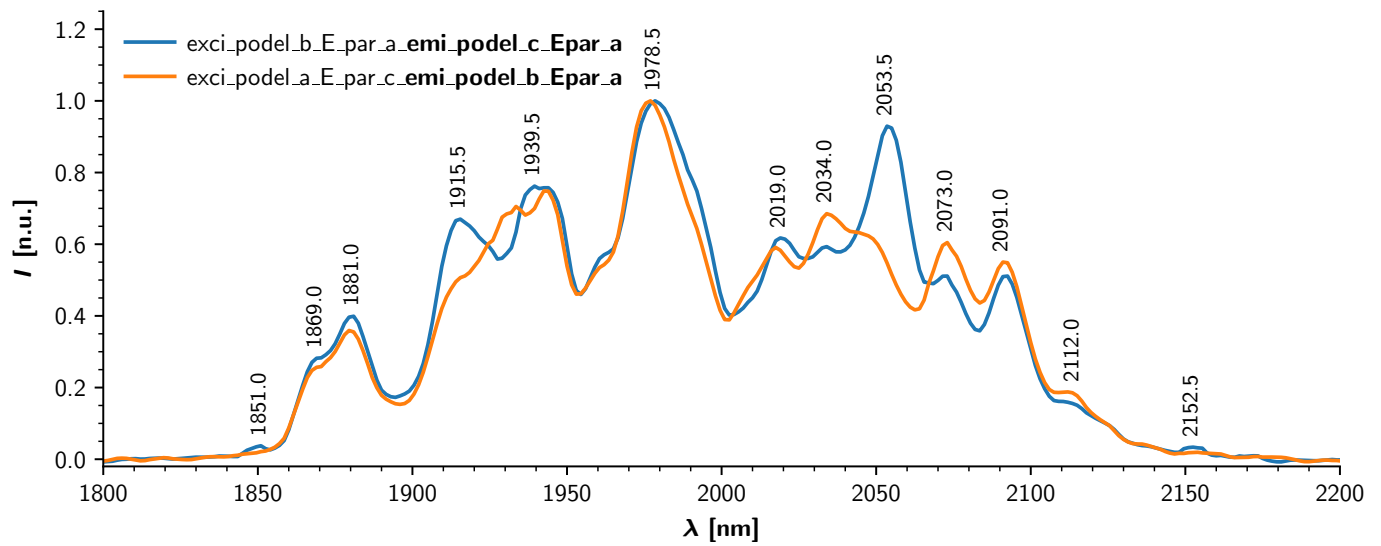
Obr. 6.6: Průměrné fluorescenční spektrum krystalů Ho:GGAG.

Srovnání průměrné fluorescence krystalů Ho:YAG a Ho:GGAG

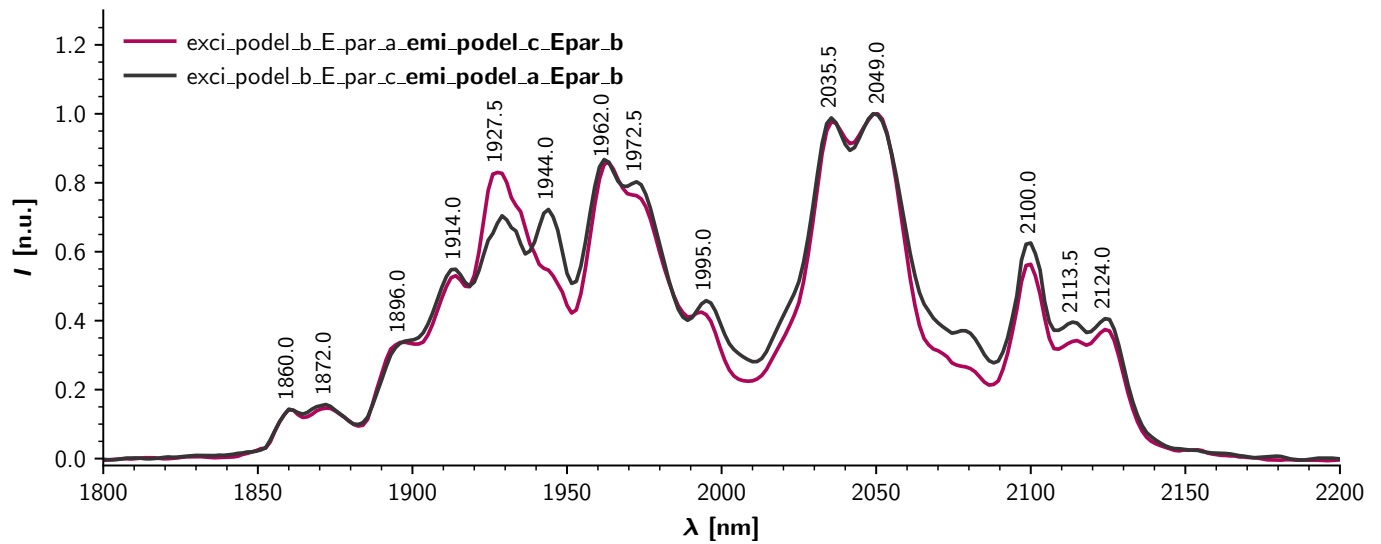


Obr. 6.7: Průměrné fluorescenční spektrum krystalů Ho:YAG a Ho:GGAG.

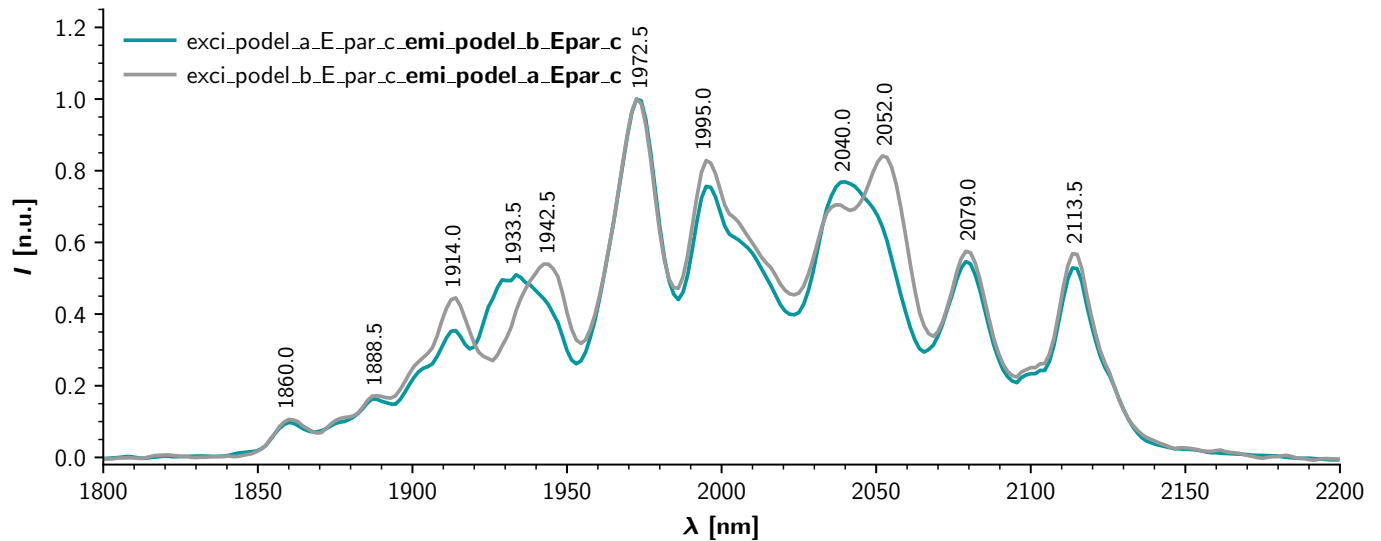
6.2.3 Krystaly Ho:YAP



Obr. 6.8: Fluorescence krystalu Ho:YAP - emise podél c nebo b E paralelní s a.



Obr. 6.9: Fluorescence krystalu Ho:YAP - emise podél c nebo a E paralelní s b.



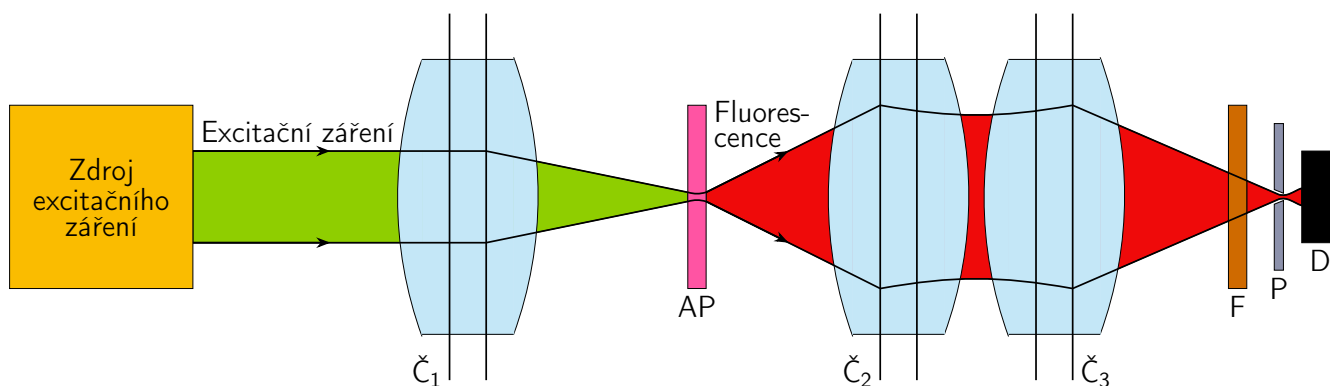
Obr. 6.10: Fluorescence krystalu Ho:YAP - emise podél b nebo a E paralelní s c.

6.3 Doba dohasínání fluorescence

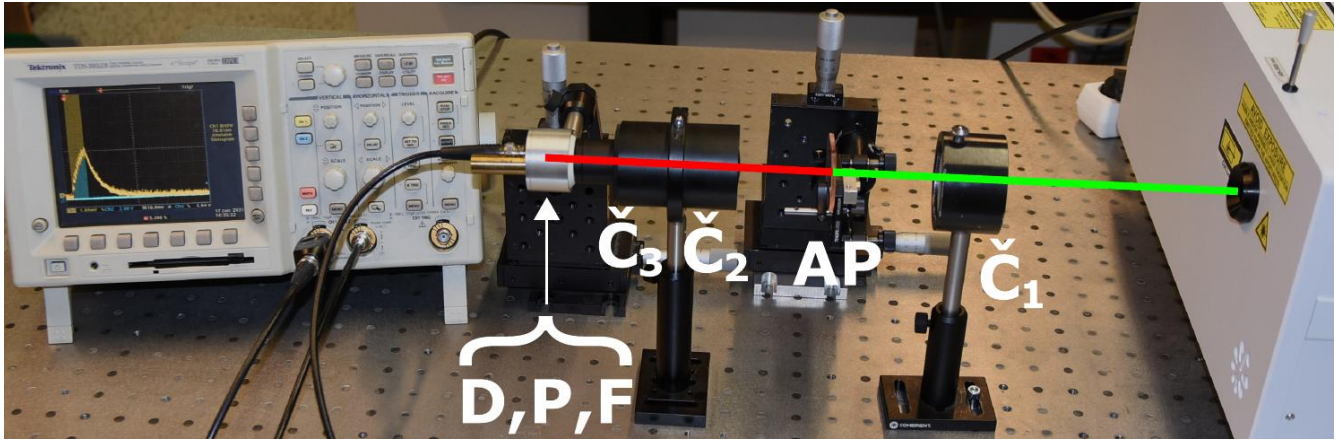
Doba dohasínání fluorescence byla měřena dle schématu na Obr. 6.11. Jako zdroj excitačního záření byl použit laditelný systém EKSPLA NT252-1k - parametry zařízení byly popsány výše u měření fluorescenčních spekter. Byl nastaven burst mode, tedy režim, kdy jsou emitovány sledy světelných pulzů. V jednom burstu (sledu) bylo nastaveno 10 pulzů s periodou 1 ms. Čerpání probíhalo na hladinu 5I_7 . Vlnové délky čerpacího záření pro jednotlivé krystaly jsou uvedeny v Tab. 6.2. K fokusaci svazku ze zdroje budícího záření do aktivního prostředí byla použita čočka \check{C}_1 achromat s ohniskovou vzdáleností $f = 75$ mm, průměrem $d = 50,8$ mm, ozn. Thorlabs A508-075-B. K fokusaci fluorescenčního záření byly použity další dvě čočky \check{C}_2 a \check{C}_3 s identickými parametry jako má čočka \check{C}_1 . Záření následně procházelo přes pásmový filtr F - ozn. Thorlabs FB 2250-500, parametry: centrální vlnová délka: 2250 nm, FWHM: 500 nm, průměr: 25 mm. Jedná se o IR pásmový filtr sloužící k blokování excitačního záření. V ohniskové vzdálenosti čočky \check{C}_3 byla umístěna speciální clonka - pinhole P s průměrem $d = 100 \mu\text{m}$, která zde slouží k redukci rozostřeného fluorescenčního záření, což vede ke zmenšení emitujícího objemu aktivního prostředí. Záření je detekováno fotodiodou D - ozn. Thorlabs FD05D - InGaAs Photodiode, 17 ns Rise Time, 900-2600 nm, průměr aktivní oblasti: 0,5 mm. Komponenty - filtr, pinhole a fotodioda byly umístěny na mikroposuvu ve třech kolmých směrech k nalezení optimální polohy pro získání maximálního signálu. Fotodioda byla připojena k osciloskopu Tektronix TDS3032, 300 MHz, 2,5 GS/s.

Zobrazení znázorněné na Obr. 6.11 se nazývá konfokální [30] [57]. Toto zobrazení (metodu) lze srovnat s metodami uvedenými v [26] - viz Obr. 6.13. První část Obr. 6.11 (průchod excitačního záření vzorkem) je tvořena geometrií "na průchod" (viz Obr. 6.13(b)), která má výhodu ve své jednoduchosti, ovšem problém zde hraje reabsorpce, která zkresluje výsledky měření. Druhá část Obr. 6.11 (fokusace pomocí dvou čoček) je podobná "metodě na odraz" (Obr. 6.13(c)). Zde se navíc uplatní pinhole apertura, díky které se na detektor dostane záření zobrazené pouze z určité malé emitované oblasti (zobrazení z bodu na bod), čímž je redukován vliv reabsorpce na měření.

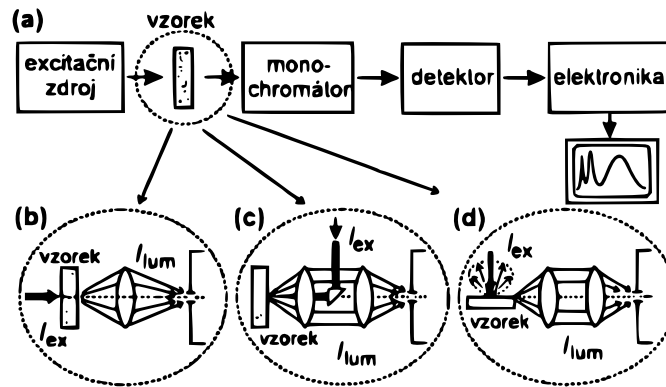
Pro měření doby života na hladině 5I_7 by šlo využít postup analogický pinhole metodě od Henniga Kühna [70]. Bylo by tedy možné využít k měření doby dohasínání fluorescence několik pinhole apertur o různých průměrech, následně vynést do grafu závislost doby dohasínání fluorescence na průměru apertury, to extrapolovat lineární funkcí a určit dobu života na hladině 5I_7 jako funkční hodnotu přímky v bodě nula.



Obr. 6.11: Schéma měření doby dohasínání fluorescence Ho krystalů. \check{C}_1 , \check{C}_2 , \check{C}_3 jsou čočky s ohniskovou vzdáleností $f = 75$ mm, AP značí aktivní prostředí, F označuje pásmový filtr, P pinhole aperturu a D detektor.



Obr. 6.12: Schéma měření doby dohasínání fluorescence Ho krystalů. Č₁, Č₂, Č₃ jsou čočky s ohniskovou vzdáleností $f = 75 \text{ mm}$, AP značí aktivní prostředí, F označuje pásmový filtr, P pinhole aperturu a D detektor.



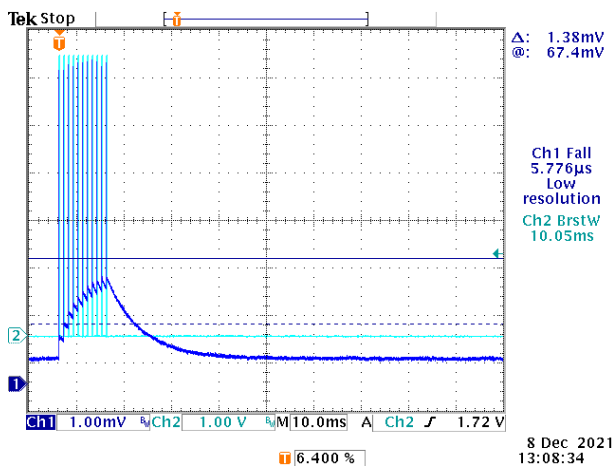
Obr. 6.13: (a) Blokové schéma luminiscenčního experimentu, (b) geometrie "na průchod", (c) geometrie "na zpětný odraz", (d) sběr luminiscence z hrany vzorku s využitím vlnovodného efektu. Převzato z [26].

Krystal	λ_{ex} [nm]
Ho:YAG	1907
Ho:GGAG	1911
Ho:YAP	1930

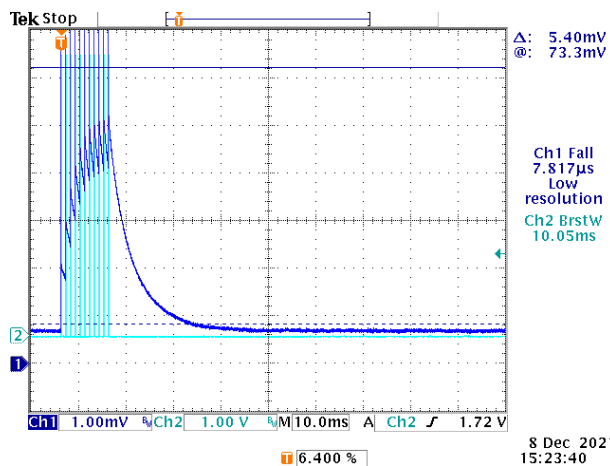
Tab. 6.2: Vlnové délky excitačního záření k měření doby dohasínání fluorescence na hladině 5I_7 .

6.3.1 Zpracování dat

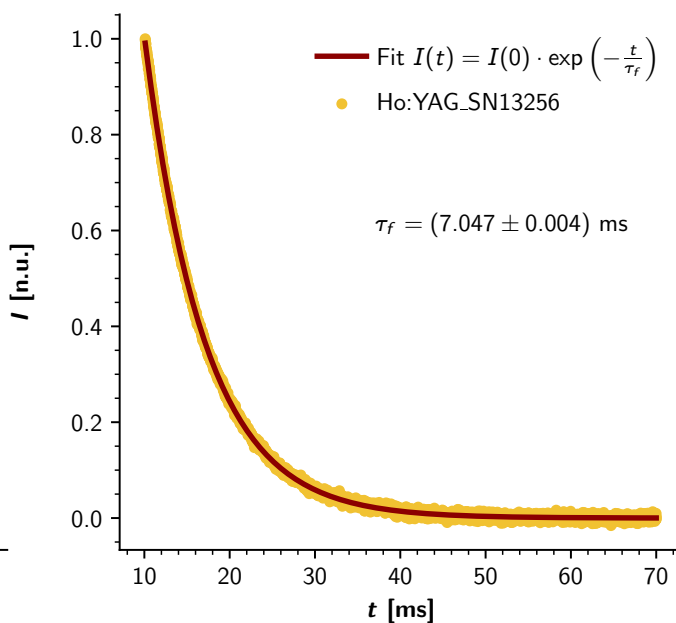
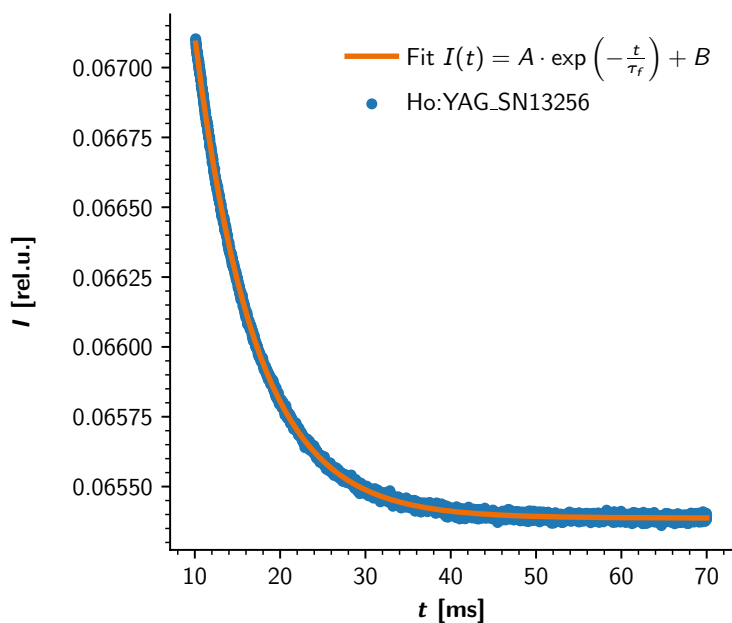
Doba dohasínání fluorescence byla měřena pro všechny vzorky dostupných Ho-dopovaných materiálů vyjma vzorků: Ho:YAG - SN13237 a hranolku Ho:YAP, protože jsou k dispozici tenčí vzorky stejného materiálu. U těch se reabsorbce projeví méně. Příklad záznamu měření z osciloskopu se nachází na Obr. 6.14 a 6.15. Pro každý vzorek byl zaznamenán $5 \times$ průměr z 64 měření. Tato data byla zprůměrována. Dalším krokem bylo oříznutí dat na příslušný exponenciální pokles. Následovalo fitování funkcí $I(t) = A \exp(-t/\tau_f) + B$, posun o parametr B do nuly, normalizování k jedné a fitování dat vztahem (6.1) - viz Obr. 6.16.



Obr. 6.14: Snímek z osciloskopu při měření doby dohasínání fluorescence vzorku Ho:YAG_SN13256.



Obr. 6.15: Snímek z osciloskopu při měření doby dohasínání fluorescence vzorku Ho:YAP_SN13379.



Obr. 6.16: Ukázka zpracování měření doby dohasínání fluorescence pro jeden vzorek. Nalevo: oříznutá data z osciloskopu fitována exponenciální funkcí posunutou o konstantu. Napravo: posun do nuly, normalizace k jedné a fitování vztahem (6.1).

6.3.2 Výsledky

Výsledné časové závislosti intenzit se nachází na Obr. 6.17 - 6.21. Získané doby dohasínání fluorescence jsou shrnuty v Tab. 6.3 - 6.5. Doba dohasínání fluorescence v závislosti na atomární koncentraci c se nachází na Obr. 6.22. Jako chybové úsečky byly použity odchylky σ_{τ_f} získané z fitování dle vztahu (6.1).

S rostoucí koncentrací iontů Ho^{3+} by mělo docházet k vyšší reabsorpci fluorescenčního záření, a tedy k nárůstu naměřené doby dohasínání fluorescence. Reabsorpce je z většiny potlačena pomocí pinhole apertury, ne však úplně. V očekávání je tedy mírný nárůst doby dohasínání fluorescence s rostoucí koncentrací iontů Ho^{3+} . Z Obr. 6.22 je ale patrné, že doba dohasínání fluorescence se s rostoucí koncentrací iontů

Ho³⁺ snižuje. Dochází tedy ke koncentračnímu zhášení. Vlivem reabsorpce a koncentračního zhášení není naměřená doba dohasínání fluorescence přímo dobou života na hladině ⁵I₇, měřením se lze pouze přiblížit k této hodnotě. Hodnoty doby dohasínání fluorescence, které jsou nejméně vzdálené od doby života na hladině ⁵I₇, jsou pro Ho-dopované vzorky s nejmenší koncentrací. Tyto hodnoty jsou v Tab. 6.3 - 6.5 označeny oranžovou barvou.

Chyba doby dohasínání fluorescence je kromě reabsorpce a koncentračního zhášení ovlivněna dále celkovou odezvou systému. Z tohoto důvodu může být skutečná chyba doby dohasínání fluorescence i o dva řády větší, než je chyba σ_{τ_f} získaná fitováním dle vztahu (6.1).

Ho:YAG			
Sériové označení [—]	c [at %]	τ_f [ms]	σ_{τ_f} [ms]
13256	0,34	7,047	0,004
13286	0,51	6,915	0,003
13304	0,90	6,687	0,002
13332	1,61	5,973	0,004
13355	1,98	5,626	0,006

Tab. 6.3: Hodnoty koncentrací c vzorků Ho:YAG a k nim příslušné doby dohasínání τ_f a jejich chyba σ_{τ_f} získané fitováním časové závislosti intenzity fluorescence dle vztahu (6.1).

Ho:GGAG			
Sériové označení [—]	c [at %]	τ_f [ms]	σ_{τ_f} [ms]
GGA - 91 - 1	2,35	6,638	0,006
GGA - 91 - 2	2,14	7,217	0,004
GGA - 91 - 3	1,84	7,230	0,004
GGA - 92 - 1	1,15	7,576	0,003
GGA - 92 - 2	1,05	7,696	0,004
GGA - 93 - 1	0,69	7,867	0,004
GGA - 93 - 2	0,62	7,922	0,005
GGA - 93 - 3	0,51	7,954	0,005

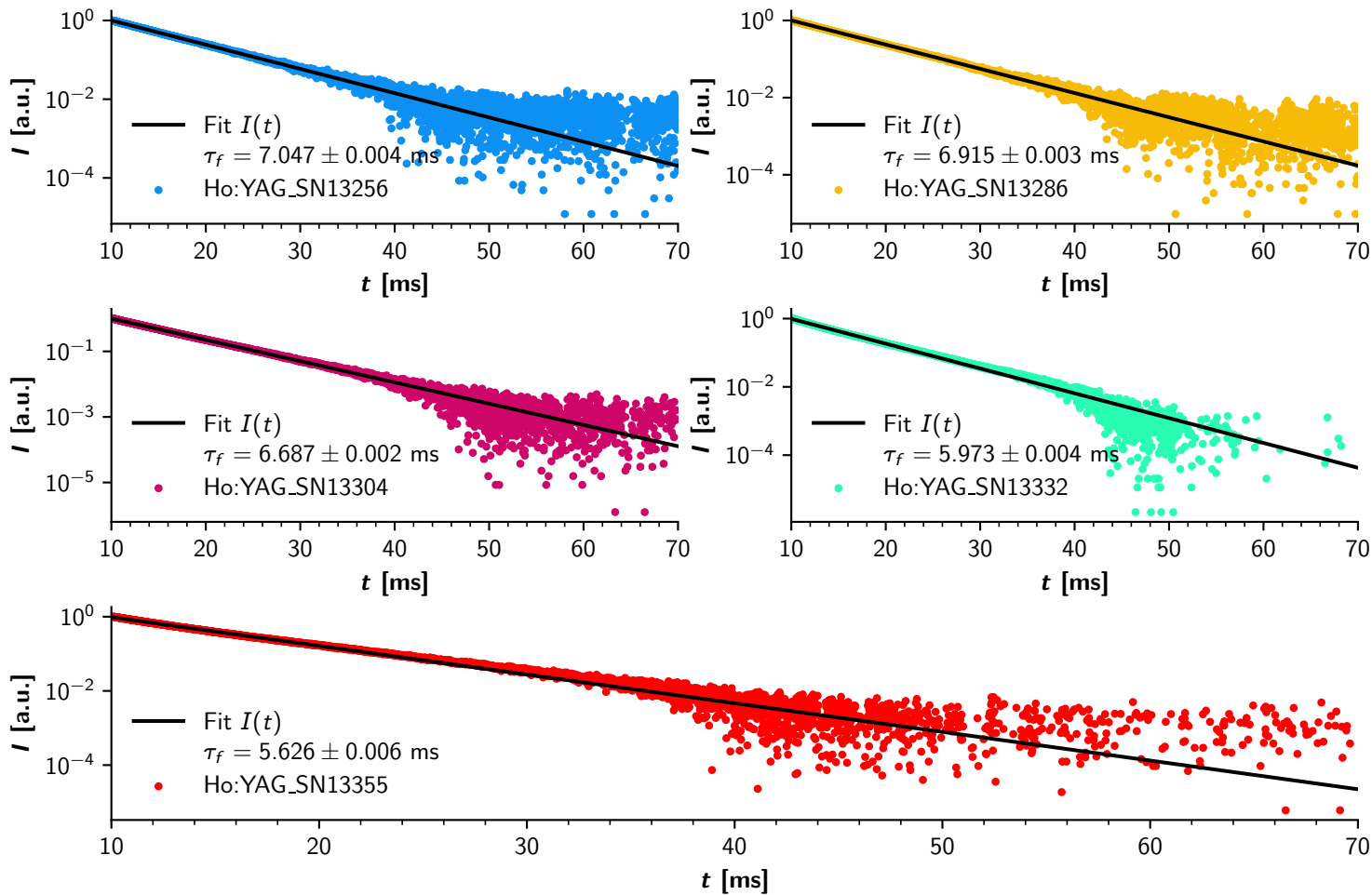
Tab. 6.4: Hodnoty koncentrací c vzorků Ho:GGAG a k nim příslušné doby dohasínání τ_f a jejich chyba σ_{τ_f} získané fitováním časové závislosti intenzity fluorescence dle vztahu (6.1).

Ho:YAP			
Sériové označení [—]	c [at %]	τ_f [ms]	σ_{τ_f} [ms]
13379	1,055	4,867	0,004
13400	0,260	5,879	0,004
13409	0,453	5,681	0,003

Tab. 6.5: Hodnoty koncentrací c vzorků Ho:YAP a k nim příslušné doby dohasínání τ_f a jejich chyba σ_{τ_f} získané fitováním časové závislosti intenzity fluorescence dle vztahu (6.1).

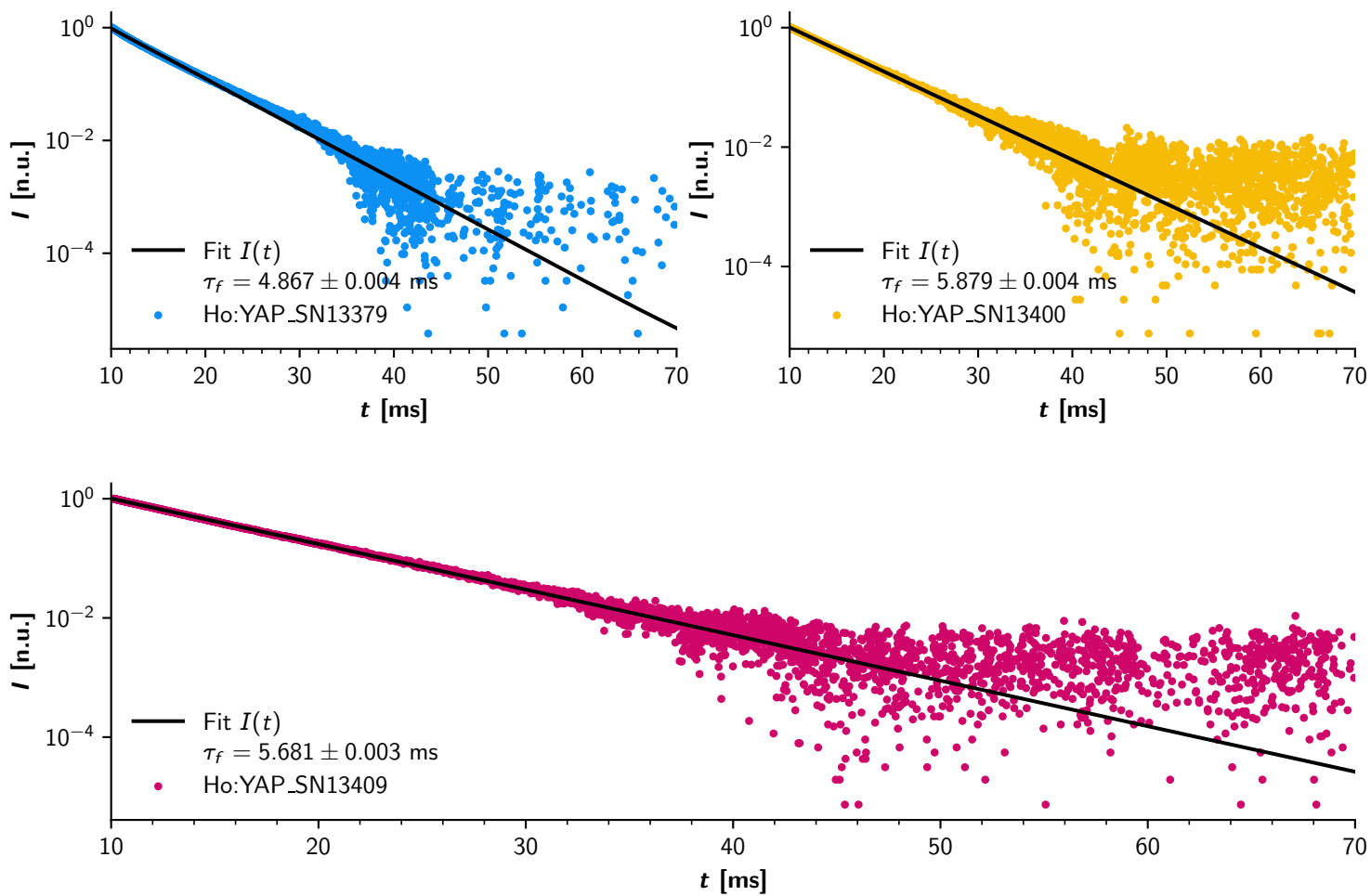
6.4 Grafické zpracování - měření doby dohasínání fluorescence

6.4.1 Krystaly Ho:YAG



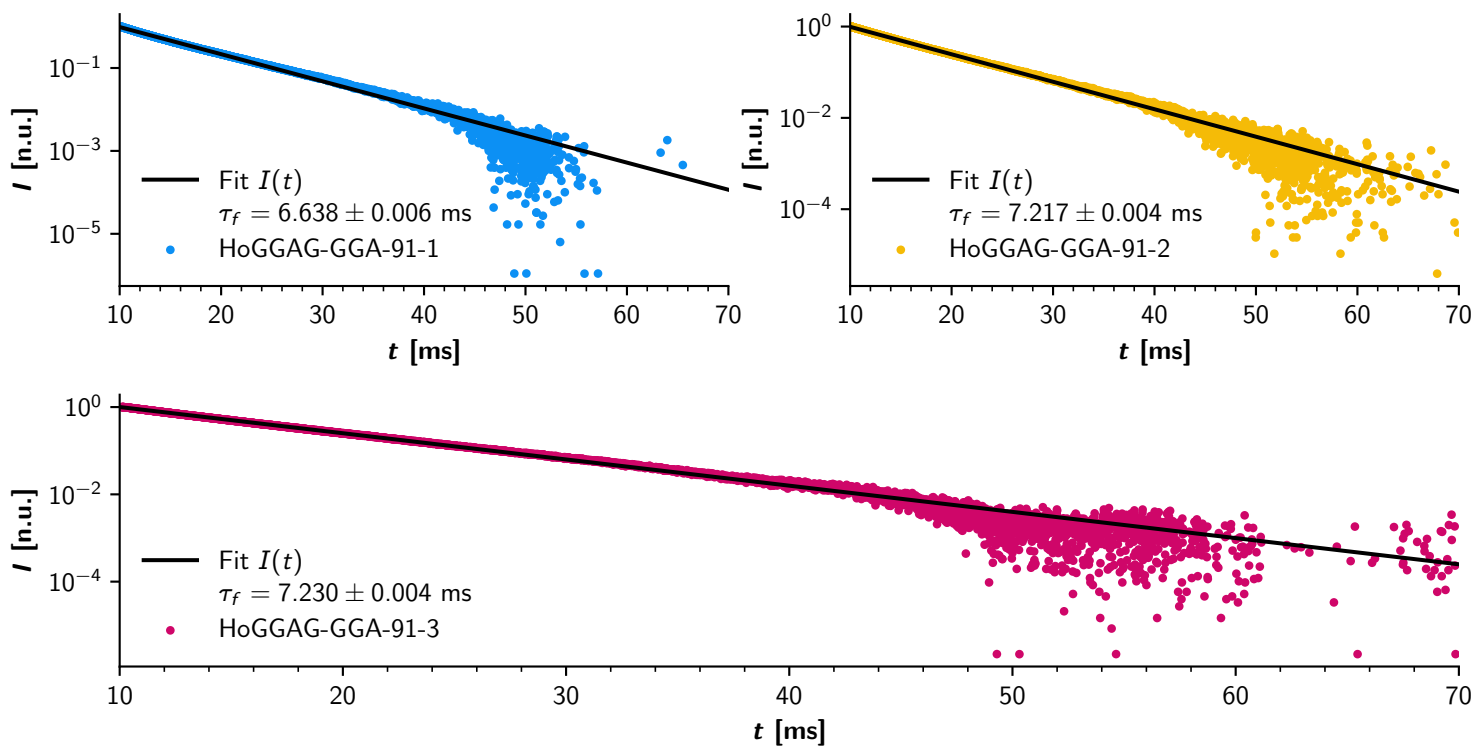
Obr. 6.17: Závislost intenzity fluorescence I na čase t pro krystaly HoYAG.

6.4.2 Krystaly Ho:YAP

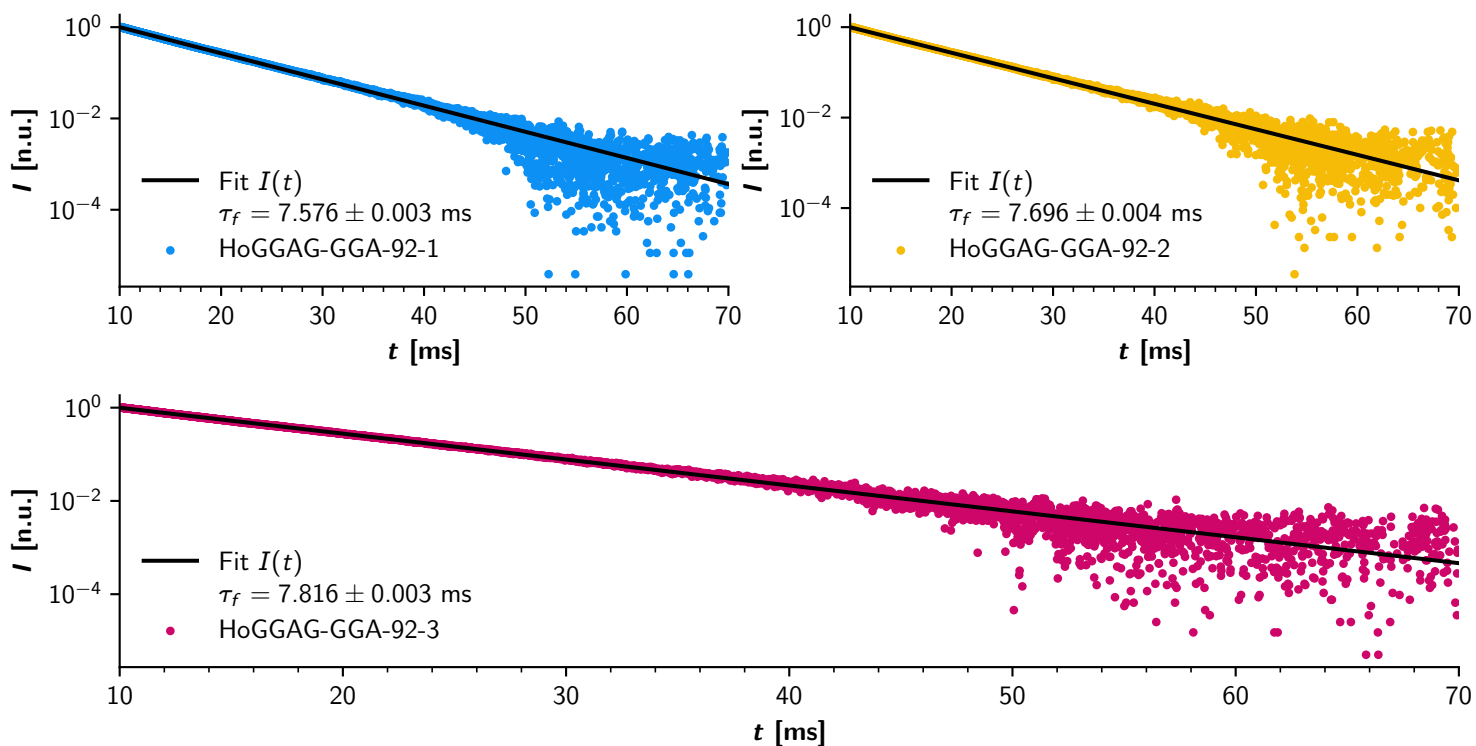


Obr. 6.18: Závislost intenzity fluorescence I na čase t pro krystaly HoYAP.

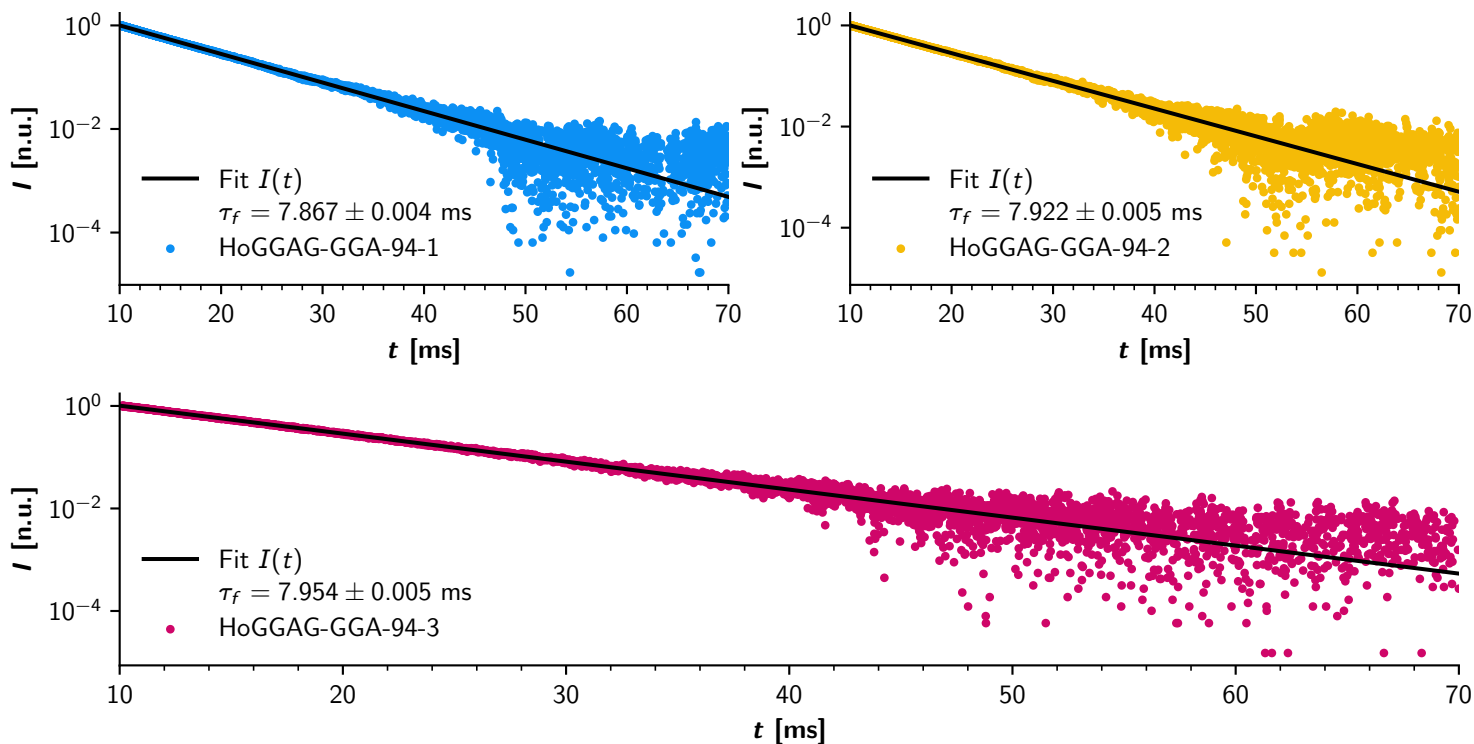
6.4.3 Krystaly Ho:GGAG



Obr. 6.19: Závislost intenzity fluorescence I na čase t pro krystaly Ho:GGAG-GGA-91.

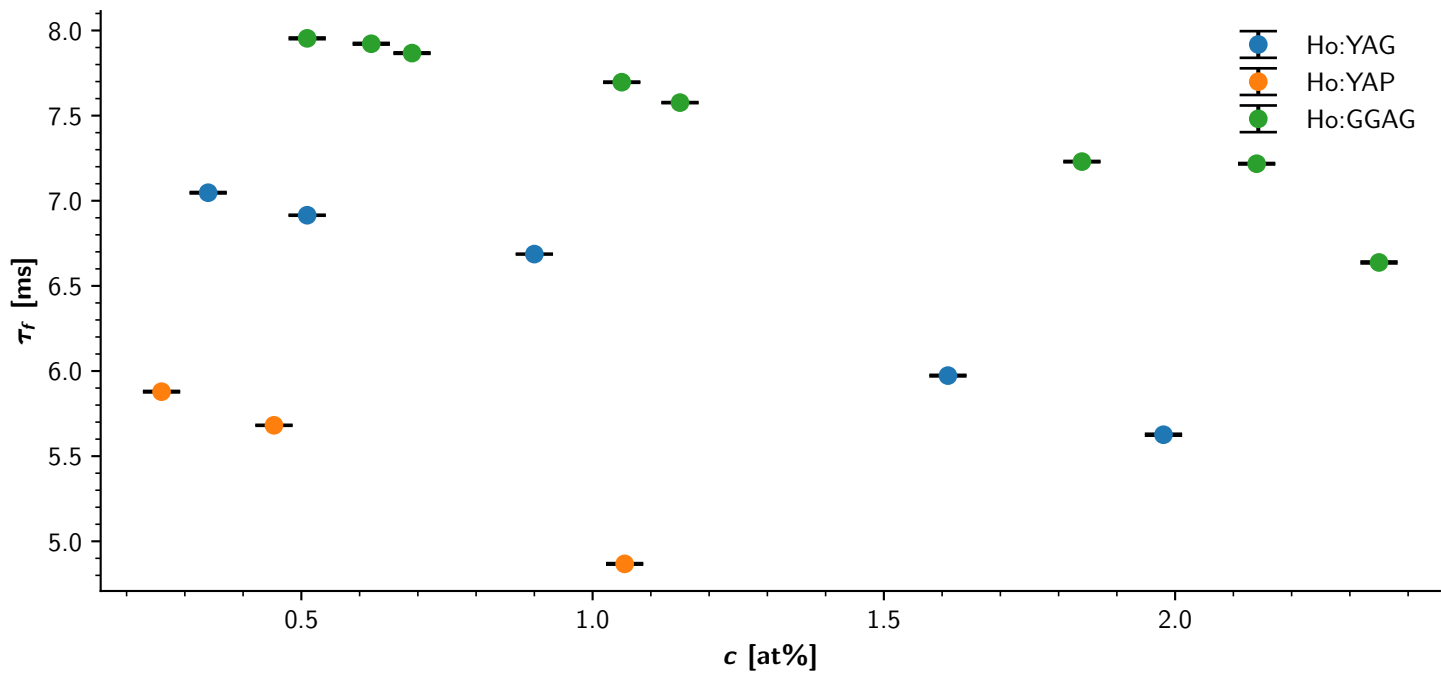


Obr. 6.20: Závislost intenzity fluorescence I na čase t pro krystaly Ho:GGAG-GGA-92.



Obr. 6.21: Závislost intenzity fluorescence I na čase t pro krystaly Ho:GGAG-GGA-94.

6.4.4 Závislost doby doznívání fluorescence na koncentraci aktivních iontů



Obr. 6.22: Závislost doby dohasínání fluorescence τ_f na atomární koncentraci c pro dostupné Ho-dopované vzorky.

Kapitola 7

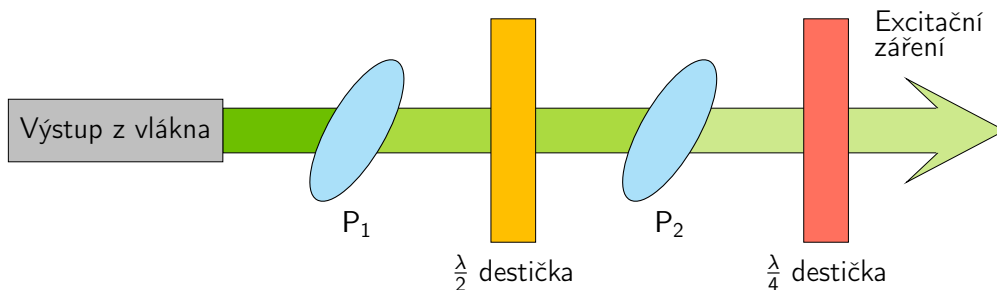
Laserové vlastnosti

Byly sestaveny dva lasery na bázi Ho-dopovaných vzorků, jeden s hranolkem Ho:YAP, druhý s vybraným vzorkem Ho:GGAG. Krystaly umístěné v hemisférickém rezonátoru byly podélně čerpány Tm - vláknovým laserem. Byly proměřeny výkonové charakteristiky laseru, emisní spektrum laserového záření a profily svazku.

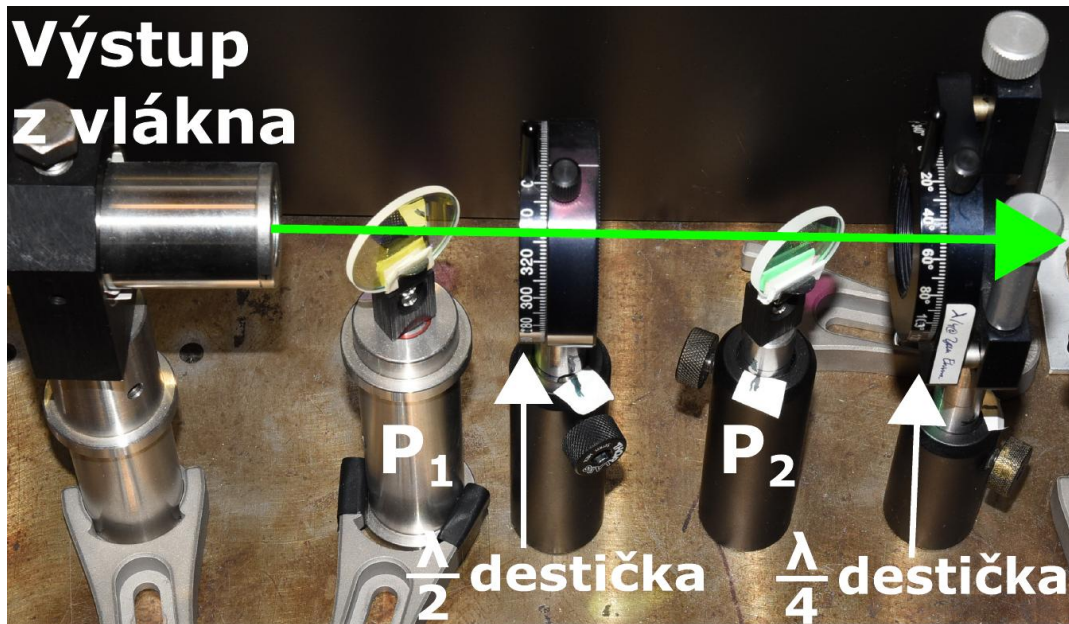
7.1 Experimentální uspořádání, použité přístroje

Laserová činnost byla demonstrována v pulzním režimu s hranolkem Ho:YAP - SN 13379 a s krystalem Ho:GGAG - GGA - 92 - 2 (popisy vzorků viz Tab. 4.1). Zdrojem excitačního záření byl Tm-vláknový laser (ozn. TLR-50-1940 - IPG Photonics) emitující pulzy dlouhé 10 ms s vlnovou délkou 1939,2 nm, šířkou čáry 0,15 nm a frekvencí 10 Hz. Maximální dopadající průměrný výkon před vstupním zrcadlem byl 1330 mW, což odpovídá energii jednoho pulzu 133 mJ a špičkovému výkonu 13,3 W. Parametr kvality čerpacího svazku $M^2 = 1,01$. Za výstupem z vlákna se nachází optický izolátor, který jednak chrání vláknový laser před zpětnými odrazy do systému, jednak pomocí něho lze redukovat výkon záření vstupujícího do optického systému. Schéma optického izolátoru se nachází na Obr. 7.1, fotografie na Obr. 7.2. Budící záření vychází z vlákna jako nepolarizované, následně prochází prvním polarizátorem P_1 a půlvlnnou destičkou, která stáčí rovinu polarizace. Dále prochází polarizované záření druhým polarizátorem P_2 , díky čemuž dochází ke snížení výkonu excitačního záření. Následuje průchod čtvrtvlnnou destičkou, která vytváří z lineární polarizace kruhovou. Toto kruhově polarizované záření je vyvedeno dále do optického systému. Při zpětném odrazu záření zpět do laseru vytvoří čtvrtvlnná destička z kruhově polarizovaného záření opět lineárně polarizované záření, ovšem s polarizací kolmou na polarizaci původního záření. Polarizátor P_2 tak blokuje průchod záření zpět do laseru.

Výkon Tm-vláknového laseru byl řízen pomocí manuálního nastavení orientace půlvlnné destičky a následným průchodem druhým polarizátorem. Tento způsob má výhodu oproti nastavení výkonu přímo na zdroji takovou, že nedochází ke změně tvaru pulzu.



Obr. 7.1: Schéma uspořádání optického izolátoru. P_1 a P_2 značí polarizátory.

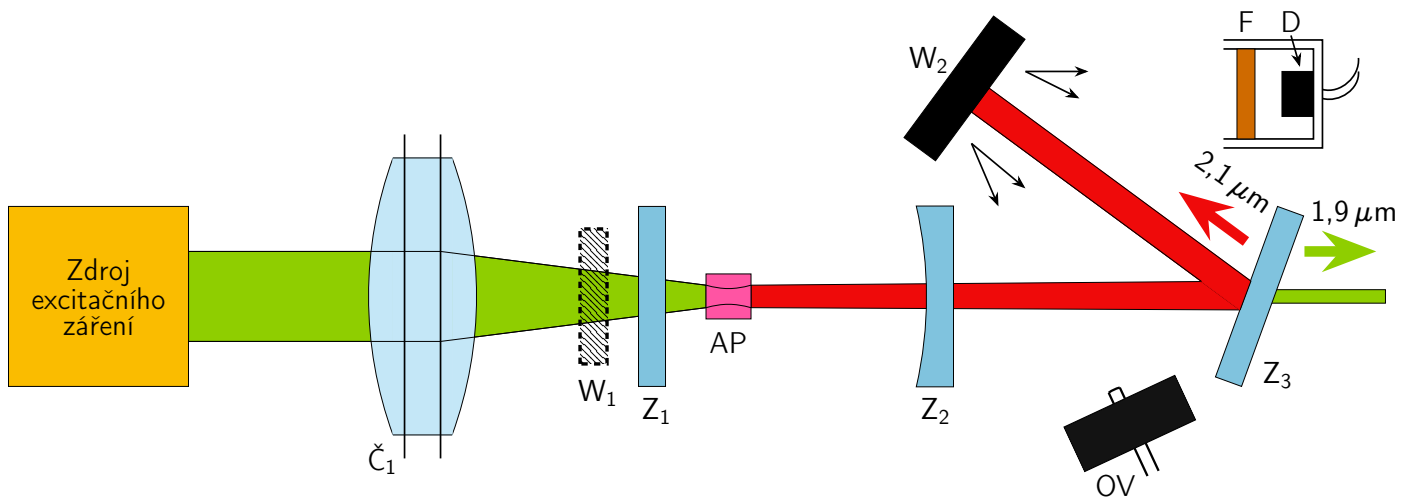


Obr. 7.2: Výstup z Tm - vláknového laseru a optický izolátor. P₁ a P₂ značí polarizátory.

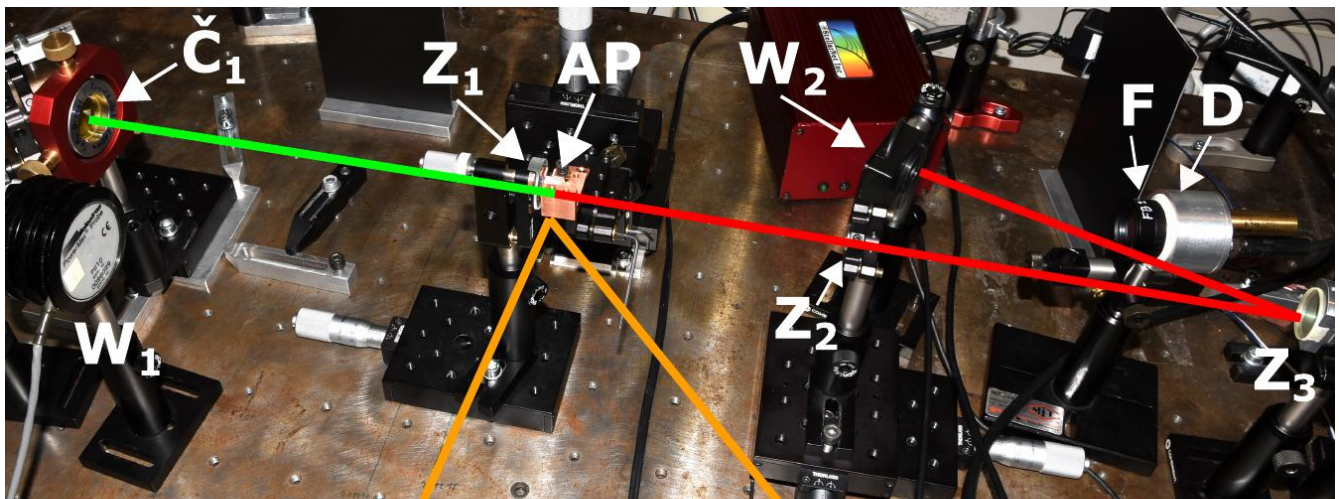
Laser byl sestaven dle schématu na Obr. 7.3. Fotografie z měření se nachází na Obr. 7.4. Záření Tm-vláknového laseru bylo fokusováno čočkou Č₁ z materiálu CaF₂ s ohniskovou vzdáleností 200 mm do aktivního prostředí AP. To bylo chlazeno vzduchem, odvodu tepla dále pomáhala měděná podložka, na které byl krystal umístěn. Před vstupním rovinným zrcadlem Z₁ (ozn. S771 FS) byl měřen výkon P₁ pomocí wattmetru W₁ (FieldMate - sériové číslo 1628C06, měřka Moleotron PowerMax Probe - model PM10, sériové číslo 0096G99). Byla použita celkem tři různá výstupní zrcadla Z₂ - označení a parametry viz Tab. 7.1. Pro všechna použitá zrcadla byla naměřena transmisní spektra na spektrometru Shimadzu UV-3600 (rozsah: 1800 – 2300 nm, vzorkování: 0,5 nm, rozlišení: 3 nm) - pro vstupní zrcadlo na Obr. 7.8, pro výstupní zrcadla na Obr. 7.9. Záření prošlé výstupním zrcadlem Z₂ dále dopadalo na zrcadlo Z₃, které je stejné jako vstupní zrcadlo Z₁. Zrcadlo Z₃ odráželo emitované záření a malou část (5,3 %) neabsorbovaného čerpacího záření na wattmetr W₂ (ThorLabs PM100USB Power and Energy Meter, měřka ThorLabs - model PM16-401, maximální dopadající výkon 1W), kde docházelo k difuznímu odrazu záření. To bylo pozorováno pomocí optického vlákna OV (průměr $d = 600 \mu\text{m}$), které přivádělo záření do spektrometru StellarNet Red-Wave-InGaAs NIRX-25, rozsah vlnových délek 1488 – 2224 nm, vzorkování 1,5 nm, rozlišení 2,8 nm. Část odraženého záření procházela pásmovým filtrem FB 2250-500 (parametry: centrální vlnová délka: 2250 nm, FWHM: 500 nm, průměr: 25 mm) do detektoru D. Detektorem byla fotodioda (ozn. Thorlabs FD05D - InGaAs Photodiode, 17 ns Rise Time, 900-2600 nm, průměr aktivní oblasti: 0,5 mm.), jež byla připojena k osciloskopu (Tektronix TDS 3032, 300 MHz, 2,5 GS/s), pomocí kterého byl pozorován časový průběh emitovaného záření. Polarizace emitovaného záření byla změřena pomocí polarizátoru Thorlabs LPNIR050.

Výstupní zrcadla		
OC H91 M511	$R = 92,0 \% @ 2,0 \mu\text{m}$	$r = 150 \text{ mm}$
OC H91 M567	$R = 97,5 \% @ 2,0 \mu\text{m}$	$r = 150 \text{ mm}$
OC S361/M897	$R = 97,5 \% @ 1,85 - 2,05 \mu\text{m}$	$r = 150 \text{ mm}$

Tab. 7.1: Výstupní zrcadla. 1. sloupec - označení, 2. sloupec - odrazivost R , 3. sloupec - poloměr křivosti r .

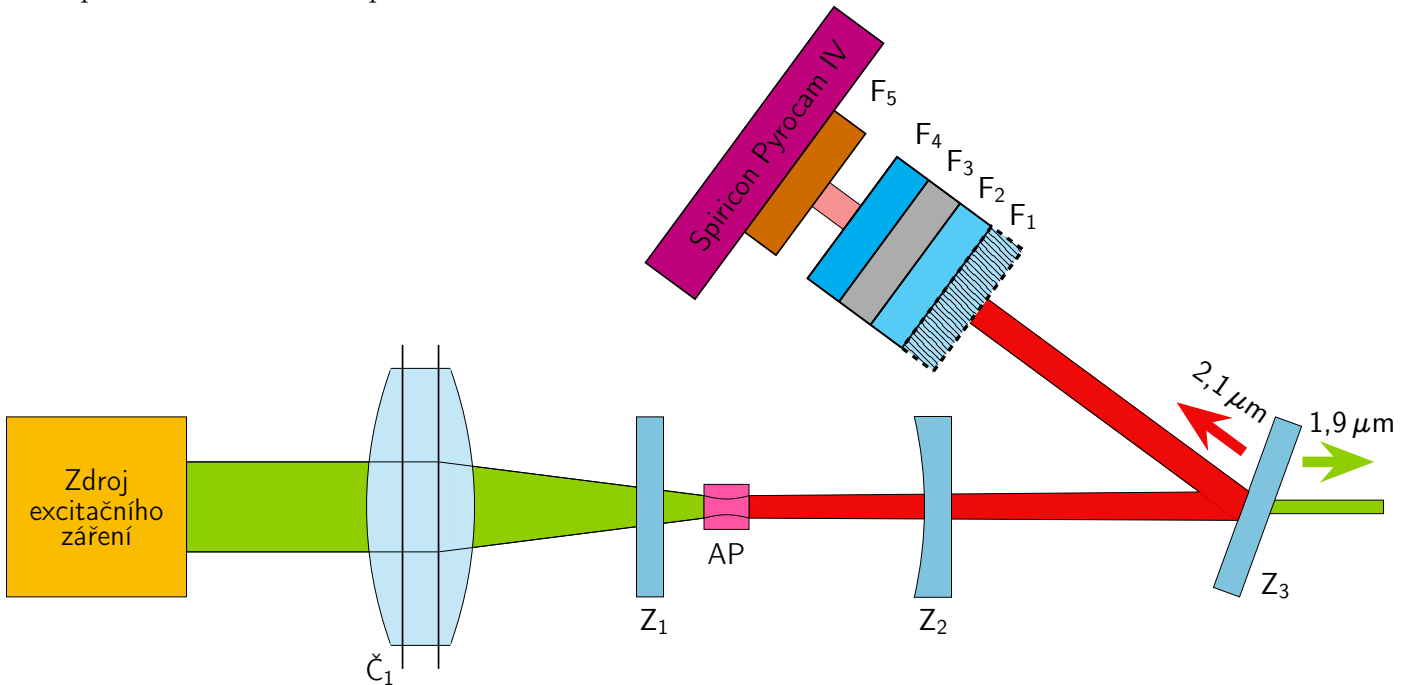


Obr. 7.3: Experimentální uspořádání sestavení laseru. Č₁ značí čočku, W₁ wattmetr č. 1, Z₁ vstupní zrcadlo, AP aktivní prostředí, Z₂ výstupní zrcadlo, Z₃ odrazné zrcadlo, W₂ wattmetr č. 2, F pásmový filtr, D detektor a OV optické vlákno.

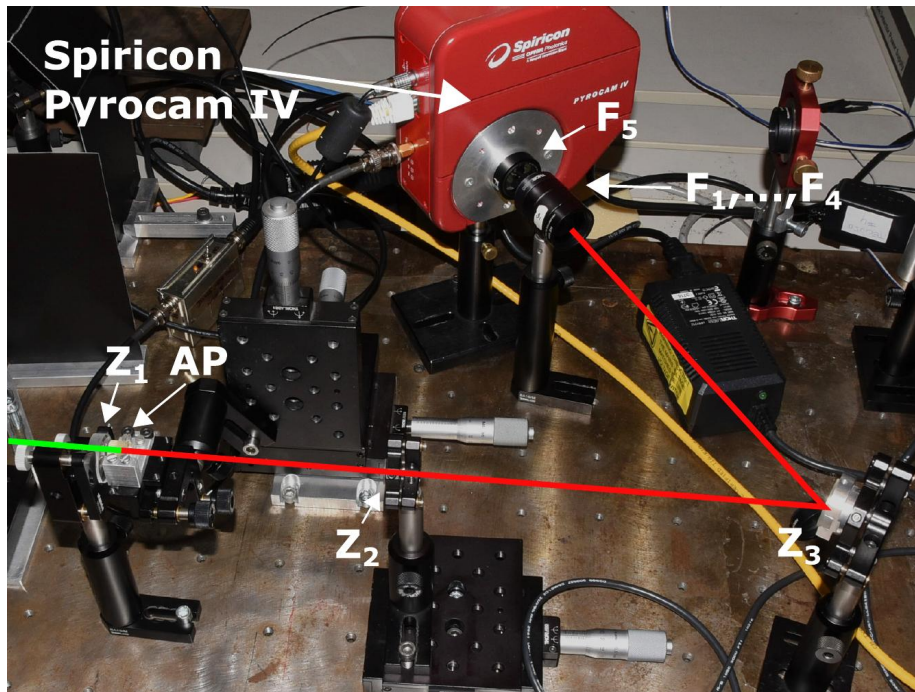


Obr. 7.4: Fotografie z měření. Č₁ značí čočku, W₁ wattmetr č. 1, Z₁ vstupní zrcadlo, AP aktivní prostředí, Z₂ výstupní zrcadlo, Z₃ odrazné zrcadlo, W₂ wattmetr č. 2, F pásmový filtr, D detektor.

Profil svazku byl měřen pomocí kamery Spiricon Pyrocam IV (sériové číslo: 2006613, model PY-IV-C-A) - uspořádání viz Obr. 7.5. Záření odražené od zrcadla Z_3 procházelo absorpčními filtry F_1, \dots, F_4 a pásmovým filtrem F_5 průměru 25 mm vyrobenými firmou Thorlabs - ozn. filtr F_1 NE05A, filtr F_2 NE10A, filtr F_3 Si, F_4 NE20A, F_5 FB 2250-500 (centrální vlnová délka: 2250 nm, FWHM: 500 nm). Toto uspořádání platilo v případě měření s hranolkem Ho:YAP. Při měření s krystalem Ho:GGAG byl odstraněn filtr F_1 . Vzdálenost vstupní zrcadlo - kamera Spiricon činila 660 mm.



Obr. 7.5: Schéma pro měření profilu svazku. \check{C}_1 značí čočku, Z_1 vstupní zrcadlo, AP aktivní prostředí, Z_2 výstupní zrcadlo, Z_3 odrazné zrcadlo a $F_1 - F_5$ filtry.



Obr. 7.6: Foto z měření profilu svazku. Z_1 značí vstupní zrcadlo, AP aktivní prostředí, Z_2 výstupní zrcadlo, Z_3 odrazné zrcadlo a $F_1 - F_5$ filtry.

7.2 Zpracování dat

Pro danou konfiguraci krystalu a výstupního zrcadla bylo měřeno emisní spektrum a závislost výstupního výkonu P_{out} na vstupním výkonu P_{in} . Z naměřeného spektra byla zjištěna čerpací a emisní vlnová délka. Použitý Tm-vláknový laser generuje záření s (referenční) vlnovou délkou $\lambda_{ex} = 1939,2$ nm. Emisní vlnová délka byla posunuta o rozdíl referenční a naměřené čerpací vlnové délky. Tento posuv byl použit ke korekci vlnové délky laserové emise.

Výstupní výkon Ho-laseru za zrcadlem Z_2 byl vypočten pomocí naměřeného výkonu P_2 jako

$$P_{out}(\lambda_{em}) = \frac{P_2}{R_{Z_3}(\lambda_{em})}, \quad (7.1)$$

kde $R_{Z_3}(\lambda_{em})$ je odrazivost zrcadla Z_3 na emitované vlnové délce λ_{em} zjištěná z Obr. 7.8, hodnoty $R_{Z_3}(\lambda_{em})$ viz Tab. 7.2 a 7.3. Emisní vlnová délka λ_{em} byla určena jako průměr emisních vlnových délek naměřených pro několik úhlů θ nastavených na půlvlnné destičce. Vstupní výkon P_{in} byl vypočítán pomocí naměřeného výkonu P_1 jako

$$P_{in}(\lambda_{ex}) = P_1 \cdot T_1(\lambda_{ex}) \cdot (1 - R_F(\lambda_{ex})), \quad (7.2)$$

kde $T_1(\lambda_{ex})$ je transmitance vstupního zrcadla Z_1 na excitační vlnové délce $\lambda_{ex} = 1939,2$ nm určená z Obr. 7.8 a $R_F(\lambda_{ex})$ je Fresnelův odraz na rozhraní krystal-vzduch, který byl vypočítán jako

$$R_F(\lambda_{ex}) = \left(\frac{n_m(\lambda_{ex}) - 1}{n_m(\lambda_{ex}) + 1} \right)^2, \quad (7.3)$$

kde $n_m(\lambda_{ex})$ je index lomu matrice zjištěny pro YAP z [32] a pro GGAG z [31] pomocí Sellmeierova vztahu. Pro YAP jako:

$$n_{YAP} = \sqrt{1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - B}}, \quad (7.4)$$

kde $A = 2,674$, $B = 0,01212 \mu\text{m}^2$. Tyto koeficienty odpovídají průměrům koeficientů z [32] pro všechny tři krystalografické osy. Pro GGAG jako:

$$n_{GGAG} = \sqrt{1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - B^2}}, \quad (7.5)$$

kde $A = 2,552$, and $B = 0,13 \mu\text{m}$.

Střední výkon P^{avg} je dán jako

$$P^{avg} = E \cdot f, \quad (7.6)$$

kde E je energie jednoho pulzu a f je opakovací frekvence. Špičkový výkon P^{peak} lze vyjádřit jako

$$P^{peak} = \frac{E}{\tau}, \quad (7.7)$$

kde E je energie pulzu a τ je doba pulzu. Kombinací vztahů (7.6) a (7.7) lze vyjádřit špičkový výkon P^{peak} jako

$$P^{peak} = \frac{P^{avg}}{f \cdot \tau}. \quad (7.8)$$

V případě výkonových závislostí (závislost výstupního výkonu P_{out} na vstupním P_{in}) byla data fitována vztahem

$$P_{out} = \sigma_s (P_{in} - P_{th}), \quad (7.9)$$

kde σ_s je diferenciální účinnost a P_{th} je prahový výkon.

7.3 Výsledky

Pro každou orientaci hranolku Ho:YAP a pro krystal Ho:GGAG jsou ke každému zrcadlu uvedeny: spektrum čerpacího a emitovaného záření pro jeden konkrétní nastavený úhel θ na půlvlnné destičce, dále závislost průměrného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na vstupním P_{in}^{avg} a závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na vstupním P_{in}^{peak} (série čtyř grafů pro jedno zrcadlo - např. Obr. 7.10 a 7.11, atd.).

Tab. 7.2 a 7.3 shrnuje naměřená data pro každou orientaci hranolku Ho:YAP - uveden směr šíření budícího záření (např. excitace podél b) a polarizace emitovaného záření, a pro krystal Ho:GGAG. Polarizace emitovaného záření je dána tím, pro jakou polarizaci je v daném směru s daným zrcadlem dříve dosaženo prahu generace. Ke každému zrcadlu je uvedena naměřená průměrná emisní vlnová délka λ_{em} , odrazivost R_{Z_3} zrcadla Z_3 , délka rezonátoru l_{rez} , diferenciální účinnost σ_s pro dopadající záření, maximální vstupní špičkový výkon P_{in}^{peak} , maximální výstupní špičkový výkon P_{out}^{peak} a prahový výkon P_{th} . Hodnoty σ_s a P_{th} byly získány ze závislosti výstupního špičkového výkonu P_{out}^{peak} na vstupním P_{in}^{peak} . Nejvyšší dosažené diferenciální účinnosti pro dopadající záření jsou v Tab. 7.2 a 7.3 uvedeny červenou barvou.

Z transmisního spektra na Obr. 7.9 je vidět, že pro výstupní zrcadlo OC S361 dochází ke zvýšení ztrát (propustnosti) v rozsahu vlnových délek 2080 – 2180 nm. Tyto ztráty posouvají emitovanou vlnovou délku ke kratším vlnovým délkám oproti zbylým dvěma výstupním zrcadlům, jak je možno vidět v Tab. 7.2. Pro krystal Ho:GGAG je emisní vlnová délka podobná pro výstupní zrcadla OC S361 a OC pro Tm 92 % (liší se vzájemně o 1,5 nm). Emisní spektrum bylo měřeno pomocí spektrometru RedWave, jehož rozlišení ani vzorkování není ideální pro přesné měření spekter. Uvedené vlnové délky emitovaného záření jsou tedy přibližné.

Z Tab. 7.2 a 7.3 je patrné, že různou konfigurací krystalu a výstupního zrcadla lze dosáhnout různých vlnových délek emitovaného záření, dokonce lze pozorovat i emisi dvou vlnových délek najednou, jako je tomu na Obr. 7.16 vpravo, kde se začíná intenzivněji emitovat záření s vlnovou délkou okolo 2130 nm. Pro Ho:YAP byla pozorována emise záření s vlnovými délkami kolem: 2100 nm, 2120 nm a 2130 nm, pro Ho:GGAG kolem: 2090 nm, 2115 nm. Největší diferenciální účinnosti 41,1 % vzhledem k dopadajícímu záření se podařilo dosáhnout pro krystal Ho:YAP buzený podél osy b (emise $E \parallel c$) s zrcadlem OC S361. Pro krystal Ho:GGAG byla dosažena nejvyšší diferenciální účinnost 26,8 % se zrcadlem OC pro Tm 92 %. Lineární závislost na Obr. 7.11, 7.13, ..., 7.33 dobře prokládá naměřená data, a tedy je možnost dále zvyšovat výstupní výkon pouhým zvyšováním vstupního výkonu.

Hranolek Ho:YAP								
Uspořádání	Zrcadlo	λ_{em} [nm]	R_{Z_3} [%]	l_{rez} [mm]	σ_s [%]	P_{in}^{peak} [W]	P_{out}^{peak} [W]	P_{th} [W]
Excitace podél b $E \parallel c$	OC pro Tm 92 %	2119,2	0,9976	149	30,7	10,32	3,17	1,3
	OC pro Tm 97,5 %	2122,2	0,9969	150	31,3	11,35	3,23	1,3
	OC S361 97,5 %	2117,0	0,9971	149	41,1	11,26	3,88	2,1
Excitace podél a $E \parallel b$	OC pro Tm 92 %	2119,2	0,9969	148	36,6	10,92	3,53	1,2
	OC pro Tm 97,5 %	2129,7	0,9972	148	36,7	10,92	3,43	1,8
	OC S361 97,5 %	2118,5	0,9978	147	38,7	10,92	3,89	1,7
Excitace podél c $E \parallel b$	OC pro Tm 92 %	2130,1	0,9971	146	34,1	11,35	3,27	1,8
	OC pro Tm 97,5 %	2129,3	0,9974	147	37,5	11,10	3,57	1,9
	OC S361 97,5 %	2104,2	0,9958	149	37,4	11,26	3,58	2,0

Tab. 7.2: Shrnutí dosažených výsledků z grafického vypracování pro krystal Ho:YAP uvedeného dále. λ_{em} značí emitovanou vlnovou délku, R_{Z_3} odrazivost zrcadla Z_3 na vlnové délce λ_{em} , l_{rez} délku rezonátoru, σ_s diferenciální účinnost, P_{in}^{peak} maximální vstupní špičkový výkon, P_{out}^{peak} maximální výstupní špičkový výkon a P_{th} prahový výkon.

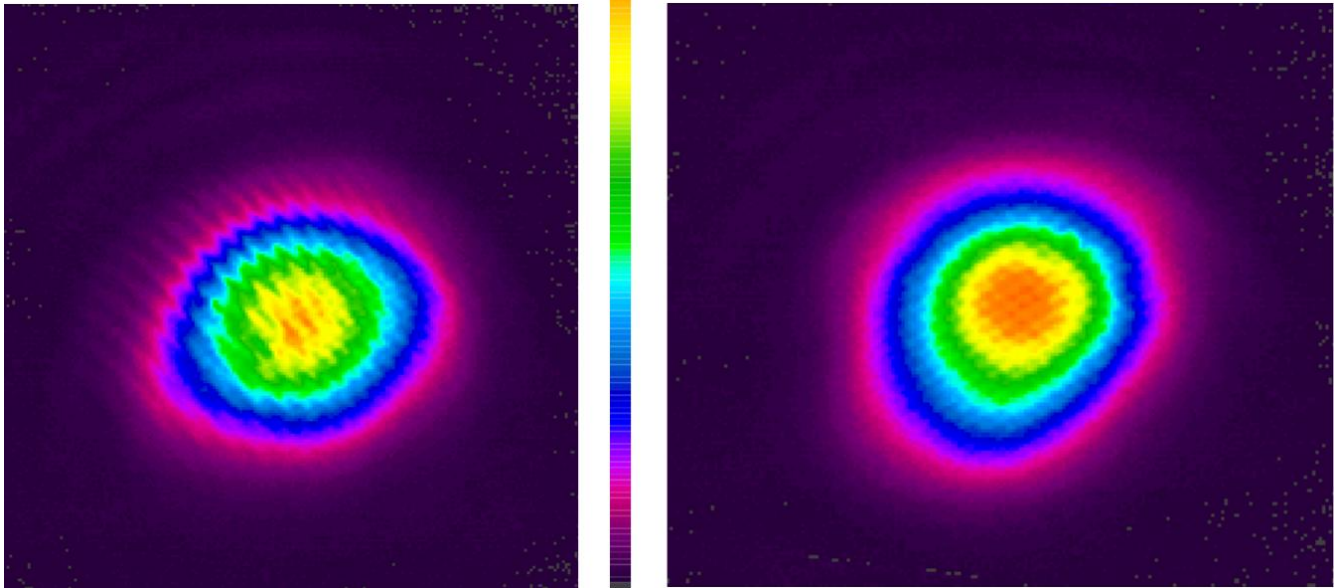
Ho:GGAG - GGA - 92 - 2							
Zrcadlo	λ_{em} [nm]	R_{Z_3} [%]	l_{rez} [mm]	σ_s [%]	P_{in}^{peak} [W]	P_{out}^{peak} [W]	P_{th} [W]
OC pro Tm 92 %	2090,7	0,9942	154	26,8	10,89	2,51	1,3
OC pro Tm 97,5 %	2113,8	0,9965	152	24,4	11,06	2,43	1,1
OC S361 97,5 %	2092,2	0,9947	154	25,1	10,97	2,45	1,5

Tab. 7.3: Shrnutí dosažených výsledků z grafického vypracování pro krystal Ho:GGAG uvedeného dále. λ_{em} značí emitovanou vlnovou délku, R_{Z_3} odrazivost zrcadla Z_3 na vlnové délce λ_{em} , l_{rez} délku rezonátoru, σ_s diferenciální účinnost, P_{in}^{peak} maximální vstupní špičkový výkon, P_{out}^{peak} maximální výstupní špičkový výkon a P_{th} prahový výkon.

Příklady naměřených profilů svazku se nachází na Obr. 7.7. Laser pracoval hlavně v režimu základního příčného módu TEM₀₀, vyšší módy se projevovaly jen velmi slabě.

Hranolek Ho:YAP excitace podél c

Ho:GGAG GGA - 92 - 2

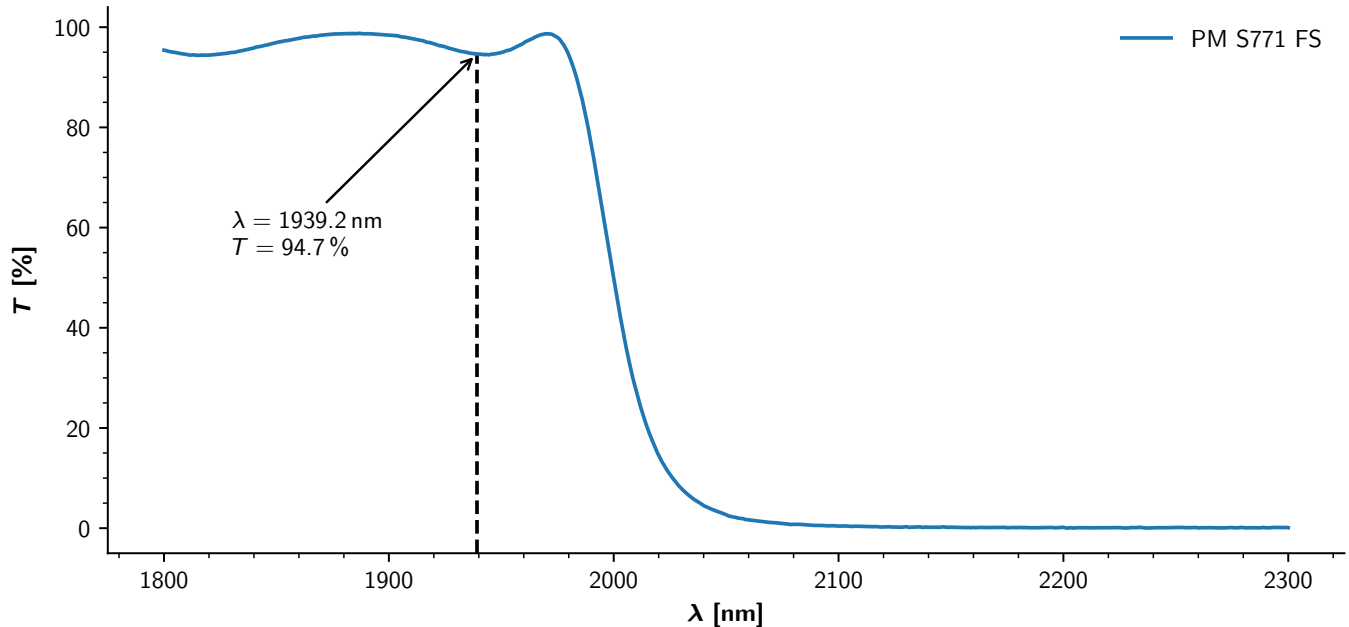


Obr. 7.7: Příklad naměřených profilů svazku - vlevo pro hranolek Ho:YAP, vpravo pro krystal Ho:GGAG. Orientace krystalu Ho:YAP byla: směr excitace $c = 6$ mm, výška krystalu $b = 8$ mm. Použité zrcadlo OC pro Tm 92 %.

7.4 Grafické vypracování

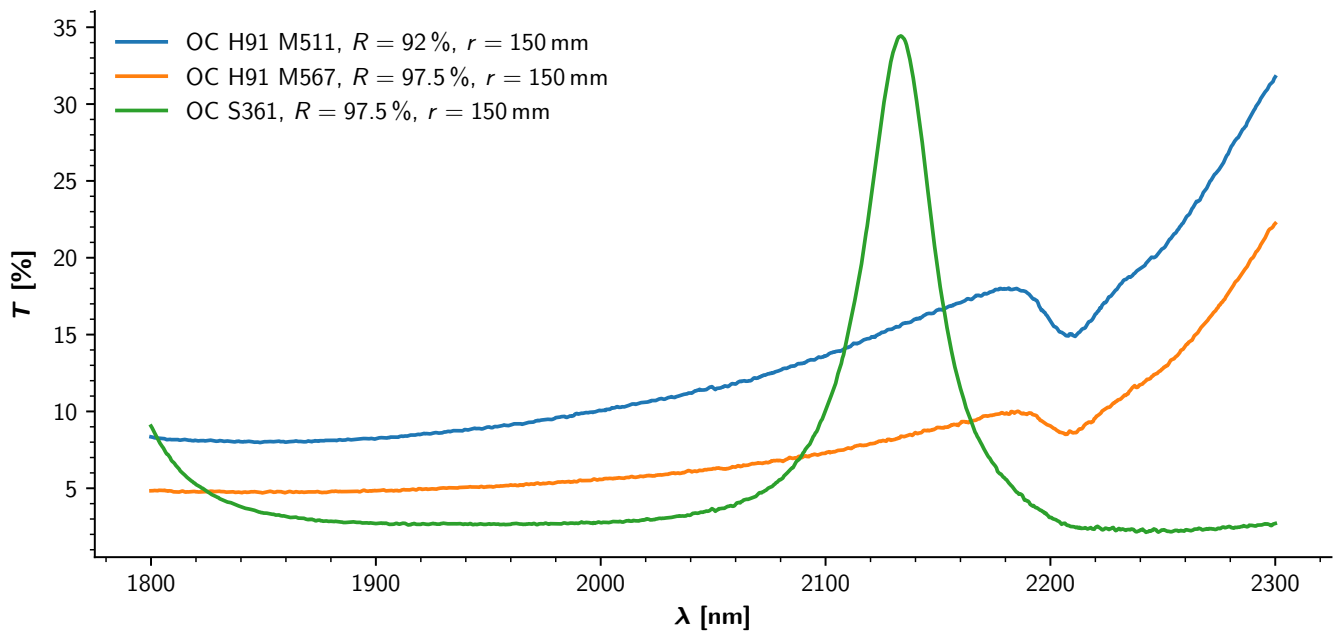
7.4.1 Transmisní spektra zrcadel

Vstupní zrcadlo



Obr. 7.8: Transmisní spektrum vstupního zrcadla Z_1 .

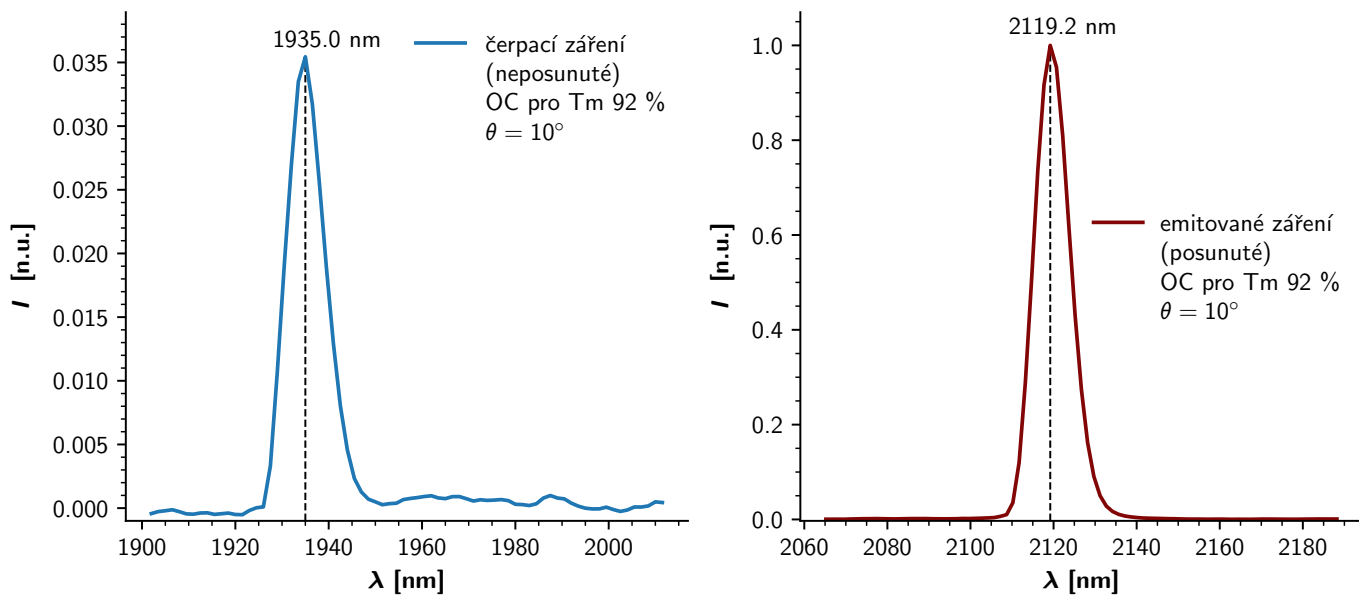
Výstupní zrcadla



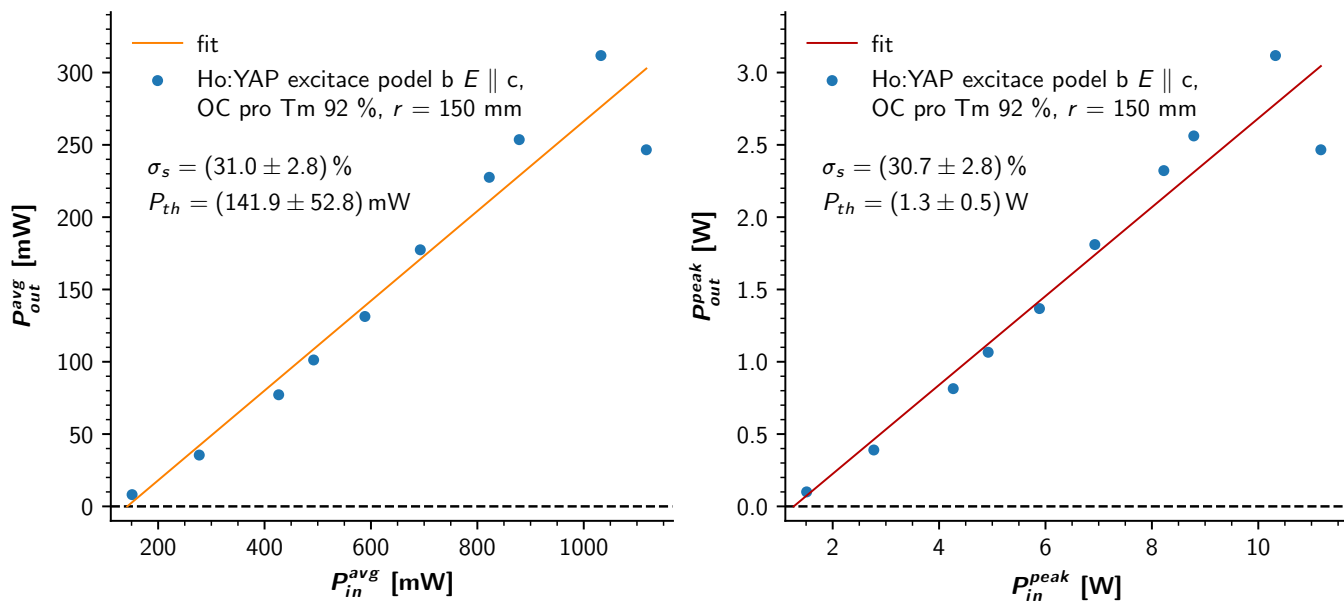
Obr. 7.9: Transmisní spektrum výstupních zrcadel Z_2 .

7.4.2 Krystal Ho:YAP - excitace podél osy b

Zrcadlo OC pro Tm 92 %

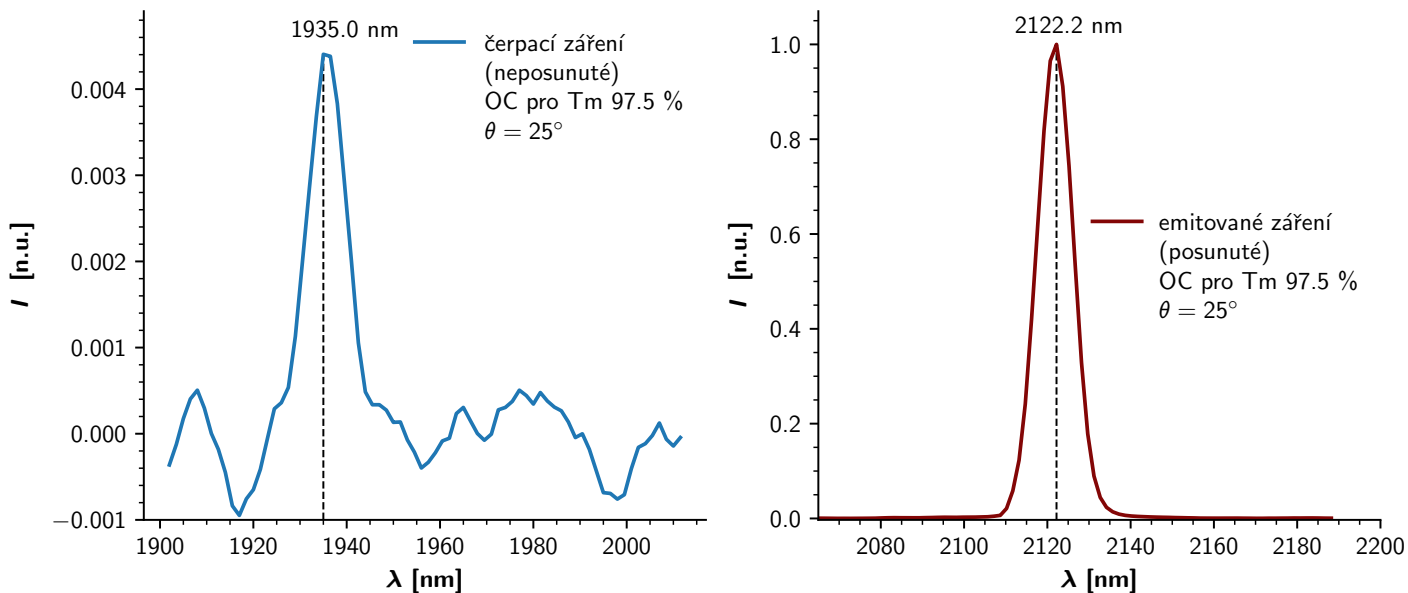


Obr. 7.10: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 92 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 10^\circ$.

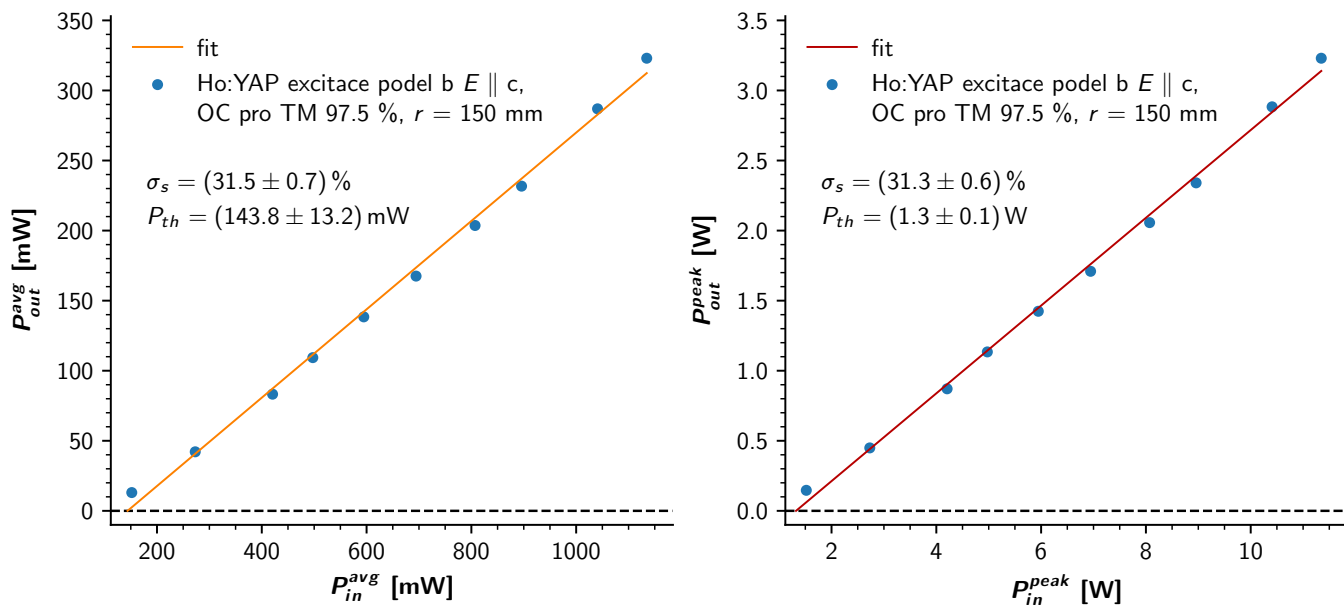


Obr. 7.11: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC pro Tm 97,5 %

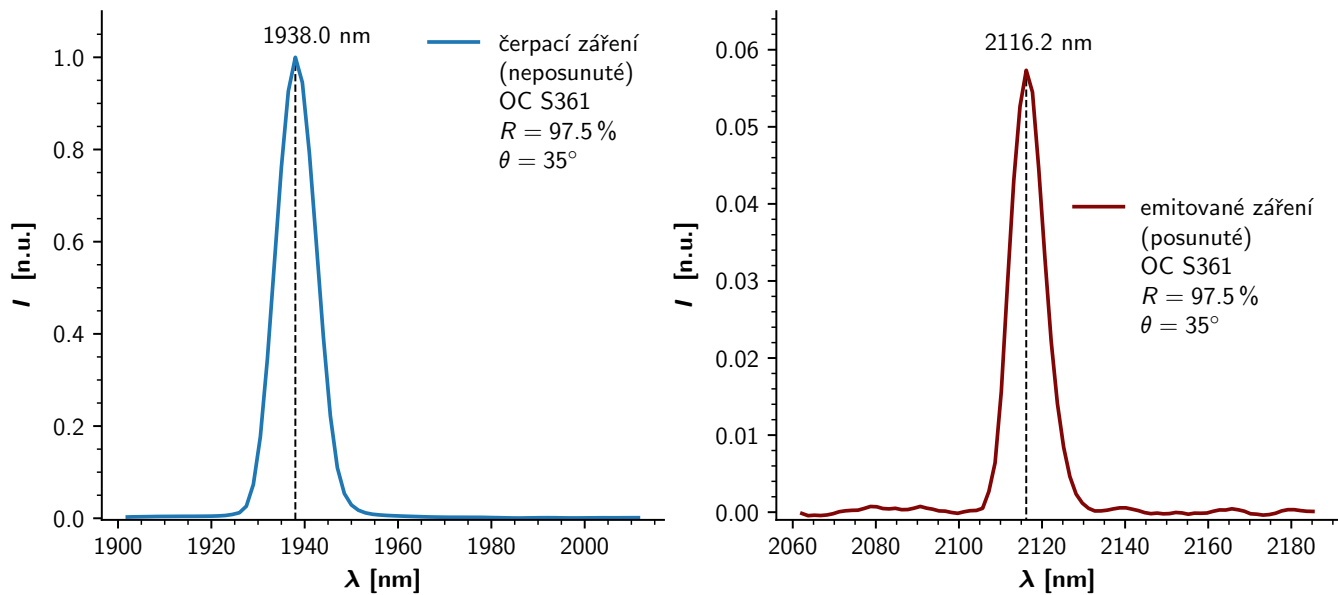


Obr. 7.12: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 97,5 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 25^\circ$.

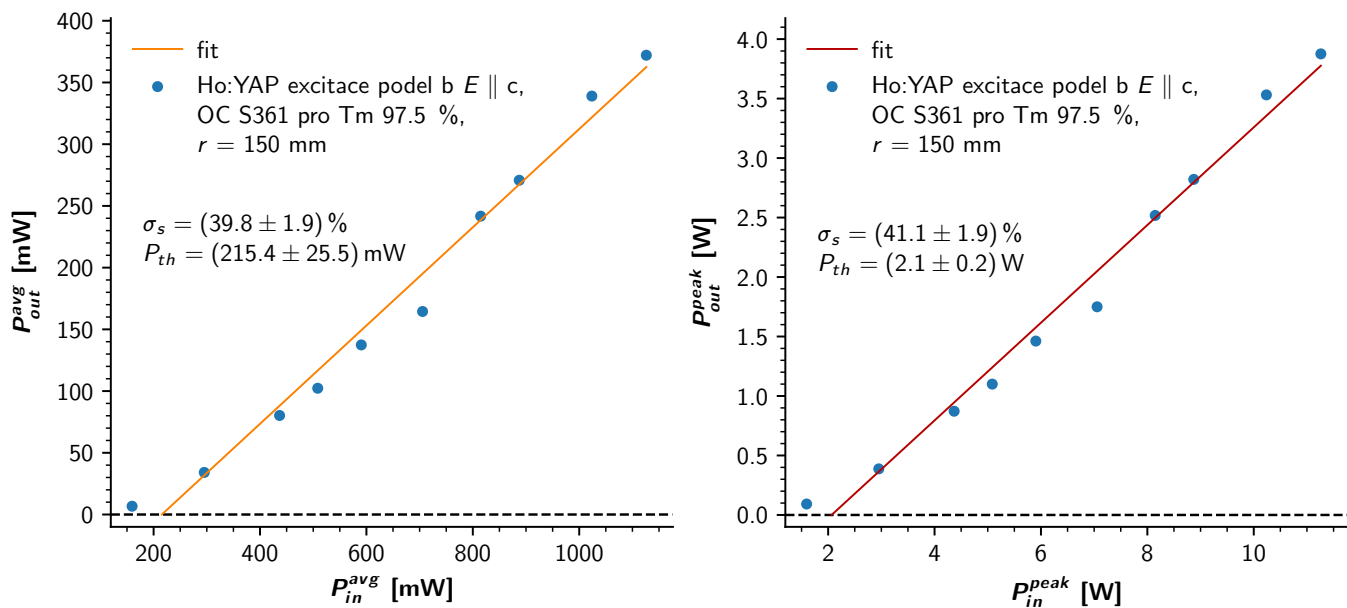


Obr. 7.13: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC S361 97,5 %

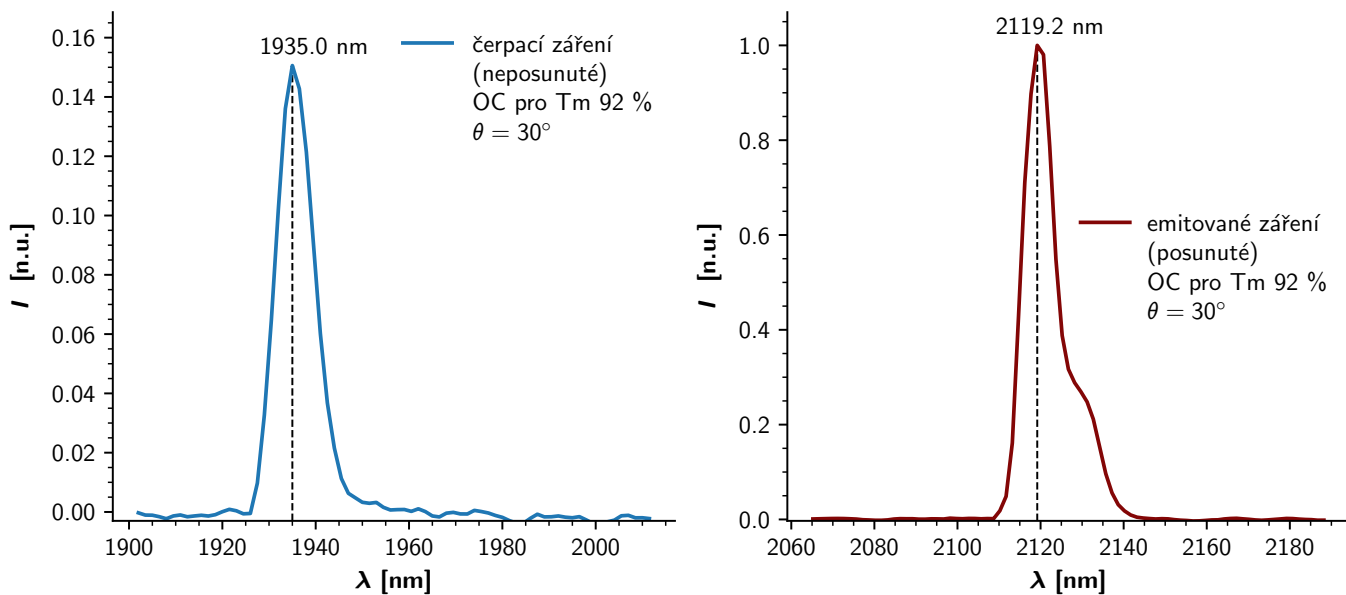


Obr. 7.14: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC S361 při nastaveném úhlu na půlplnné destičce $\theta = 35^\circ$.

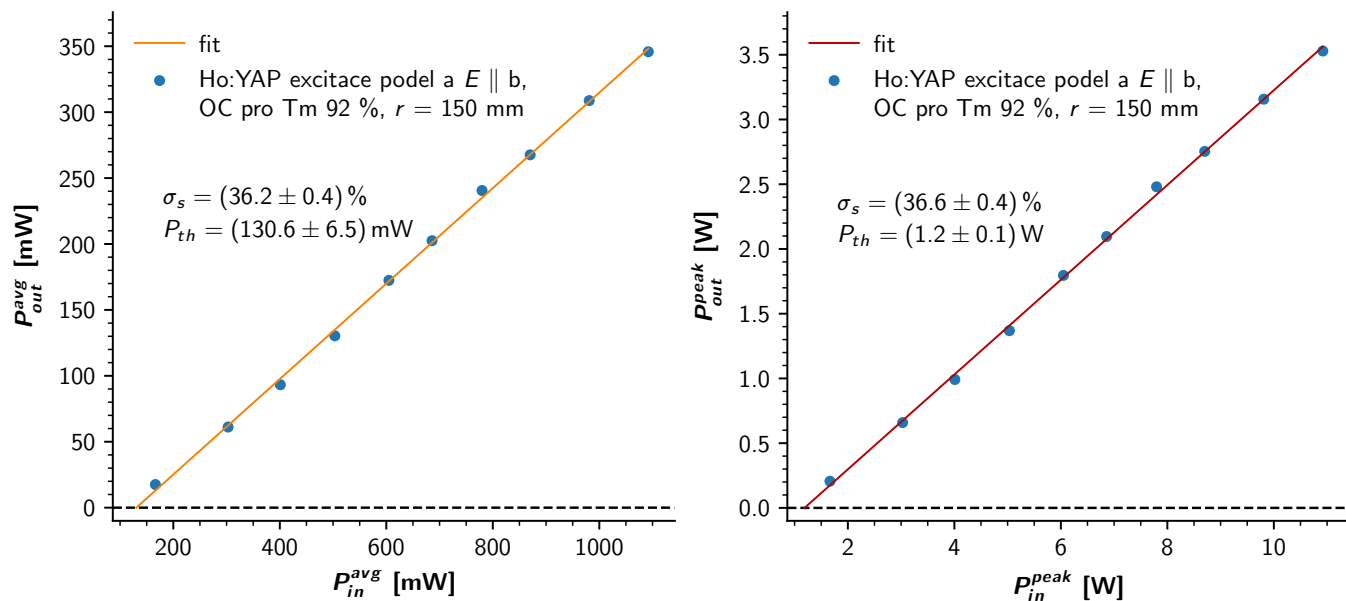


Obr. 7.15: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

7.4.3 Krystal Ho:YAP - excitace podél osy a Zrcadlo OC pro Tm 92 %

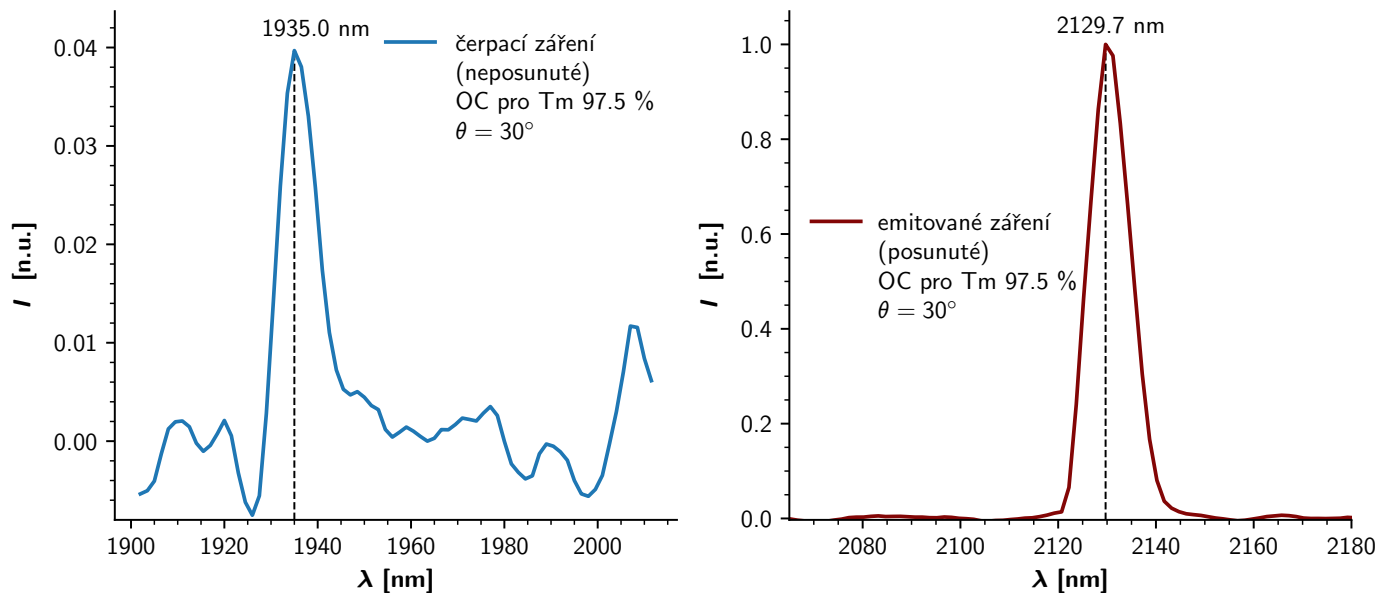


Obr. 7.16: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 92 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 30^\circ$.

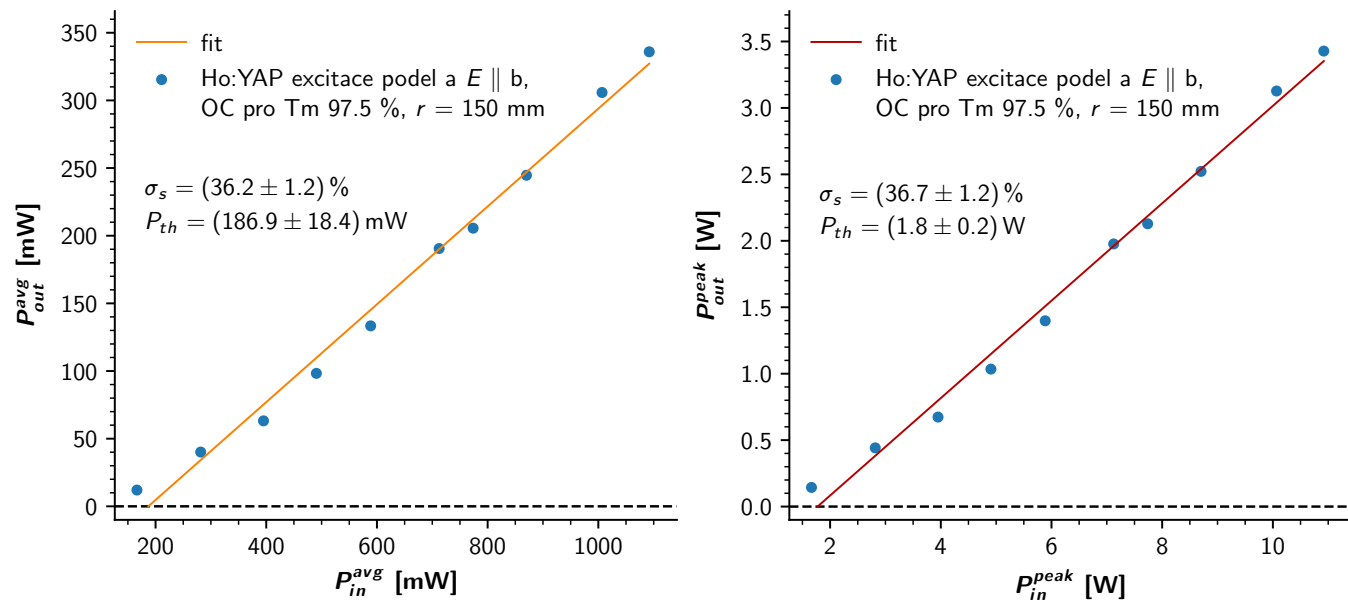


Obr. 7.17: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC pro Tm 97,5 %

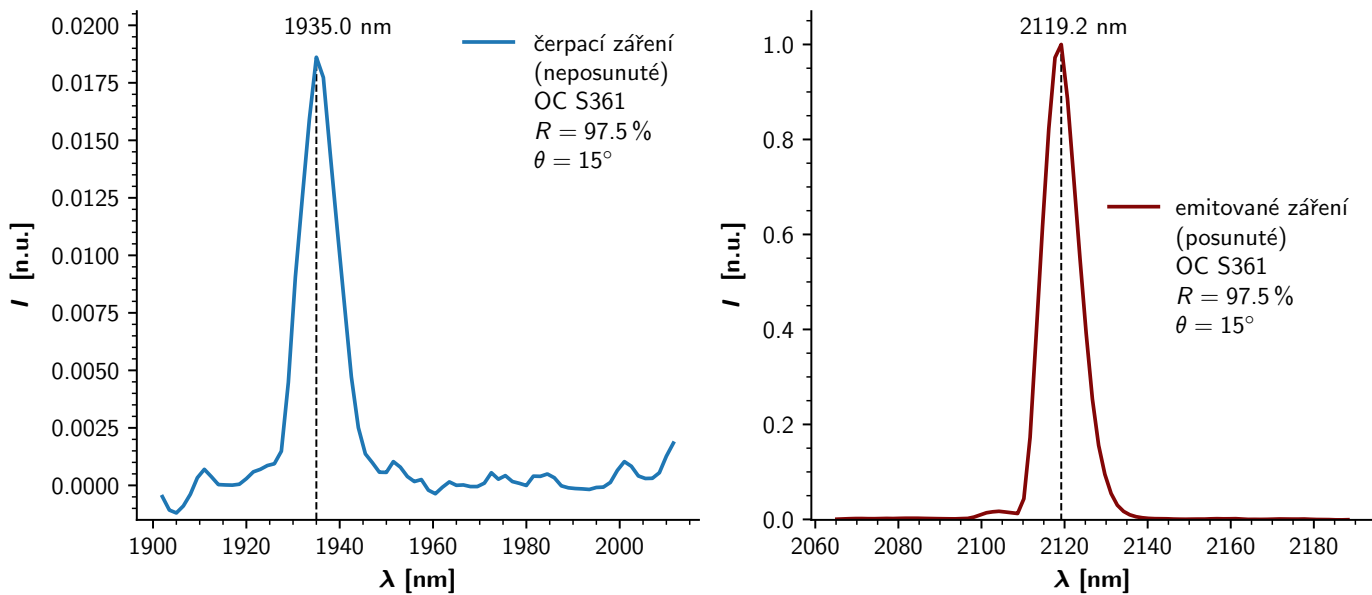


Obr. 7.18: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 97,5 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 30^\circ$.

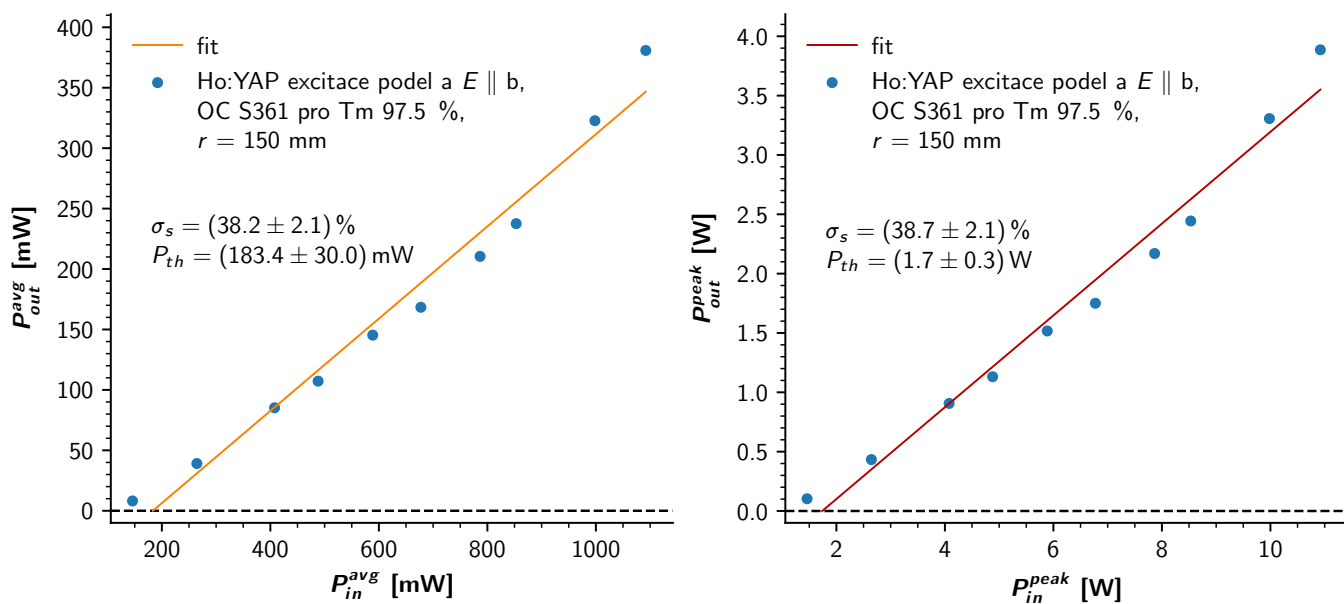


Obr. 7.19: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC S361 97,5 %



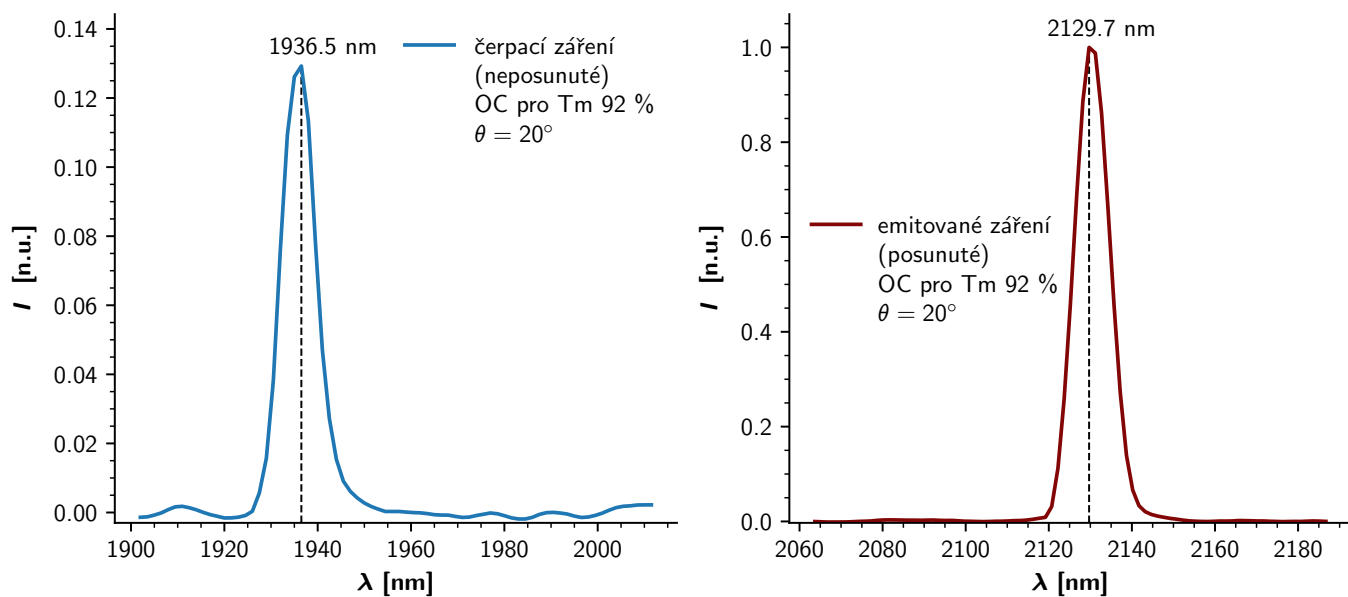
Obr. 7.20: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC S361 při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 15^\circ$.



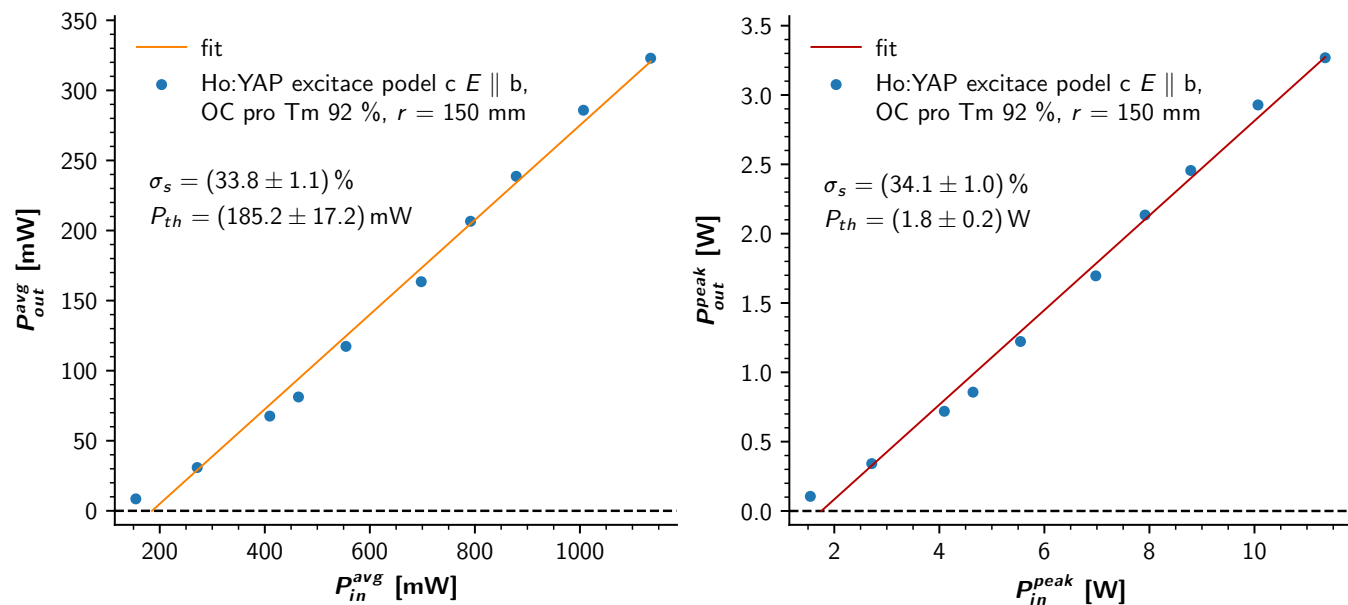
Obr. 7.21: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

7.4.4 Krystal Ho:YAP - excitace podél osy c

Zrcadlo OC pro Tm 92 %

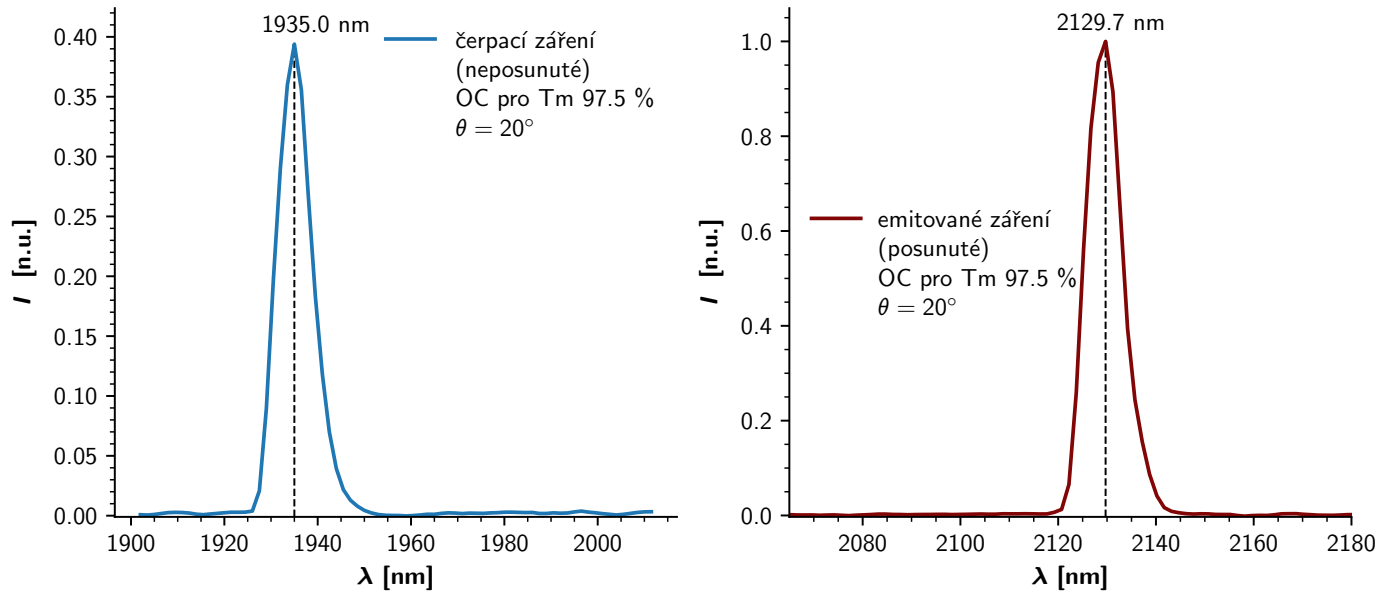


Obr. 7.22: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 92 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 20^\circ$.

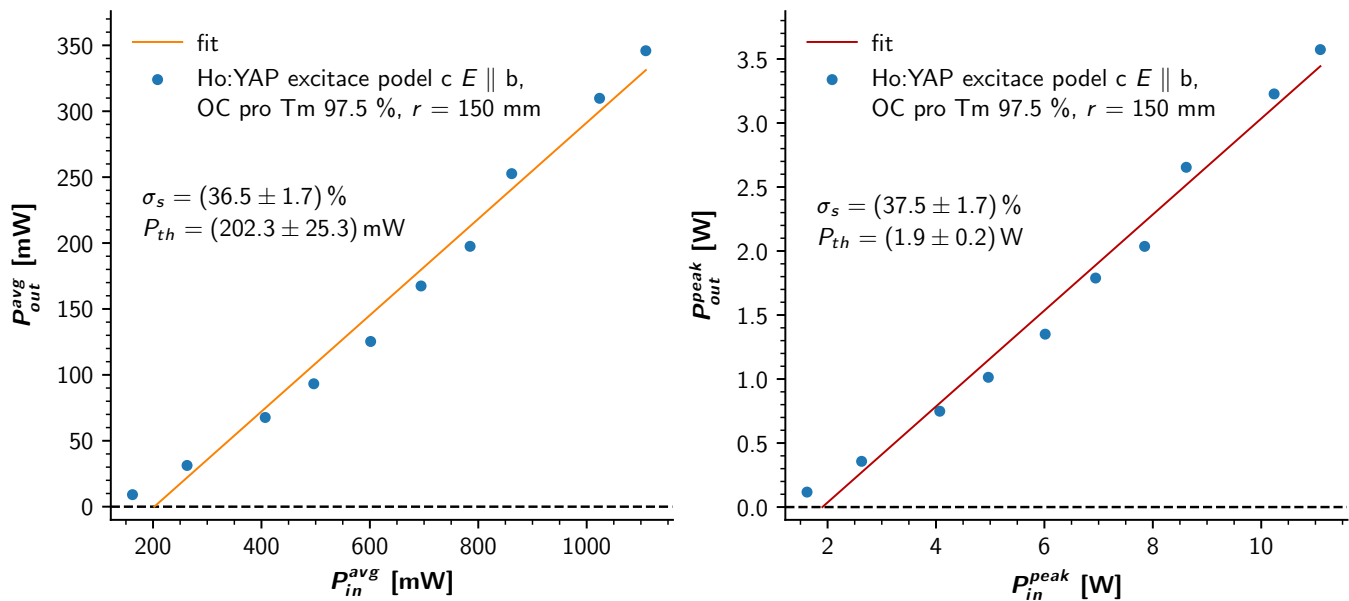


Obr. 7.23: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC pro Tm 97,5 %

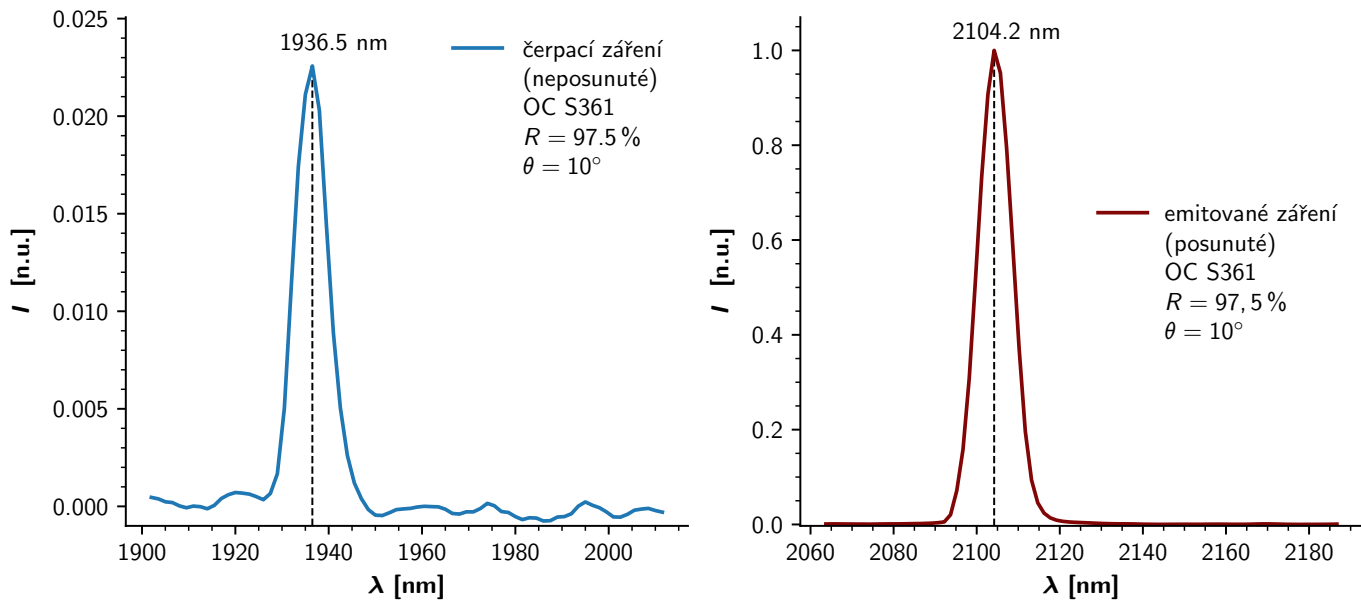


Obr. 7.24: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 97,5 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 20^\circ$.

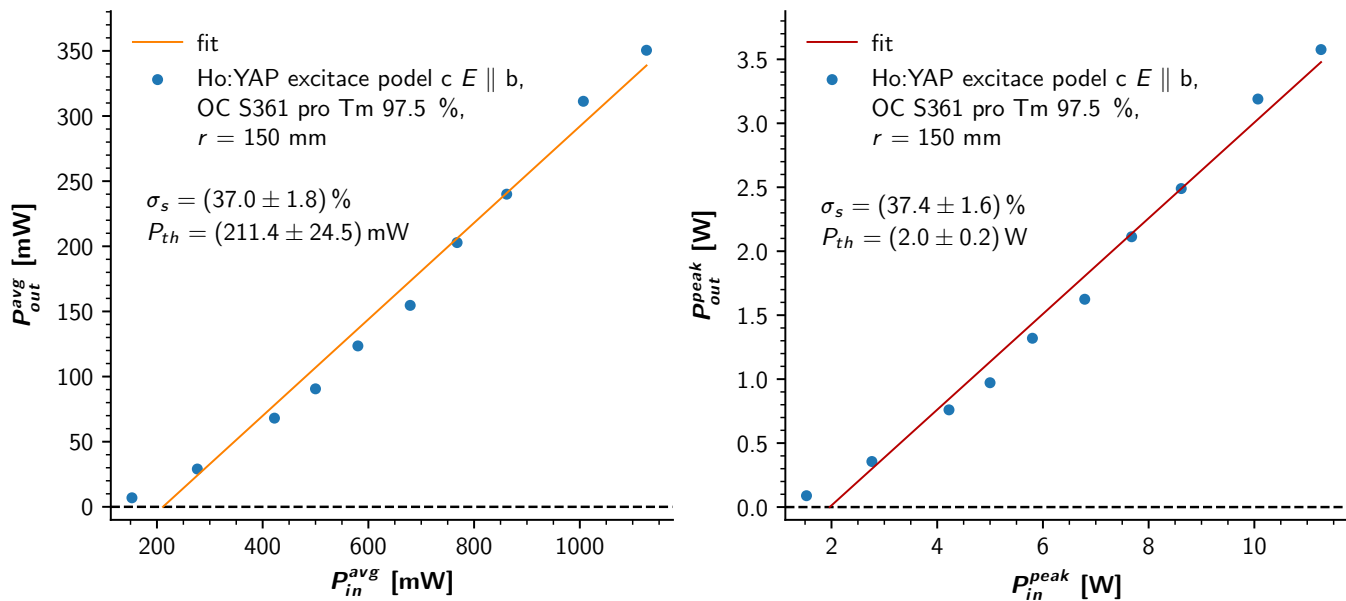


Obr. 7.25: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC S361 97,5 %



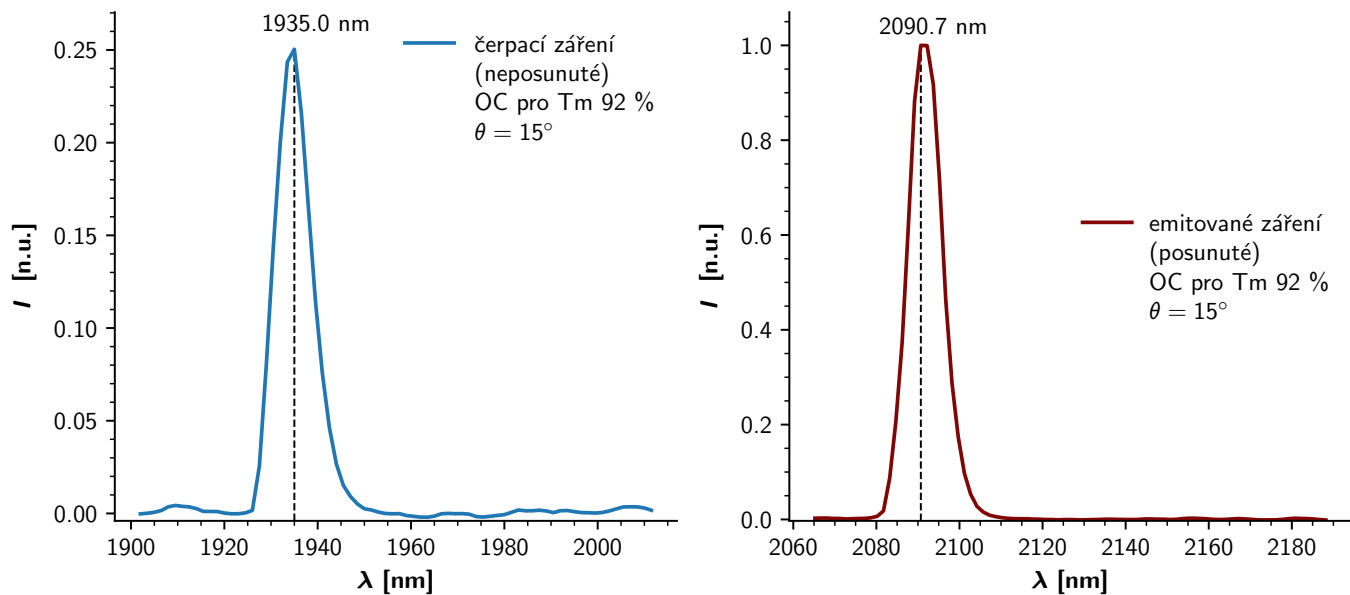
Obr. 7.26: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC S361 při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 10^\circ$.



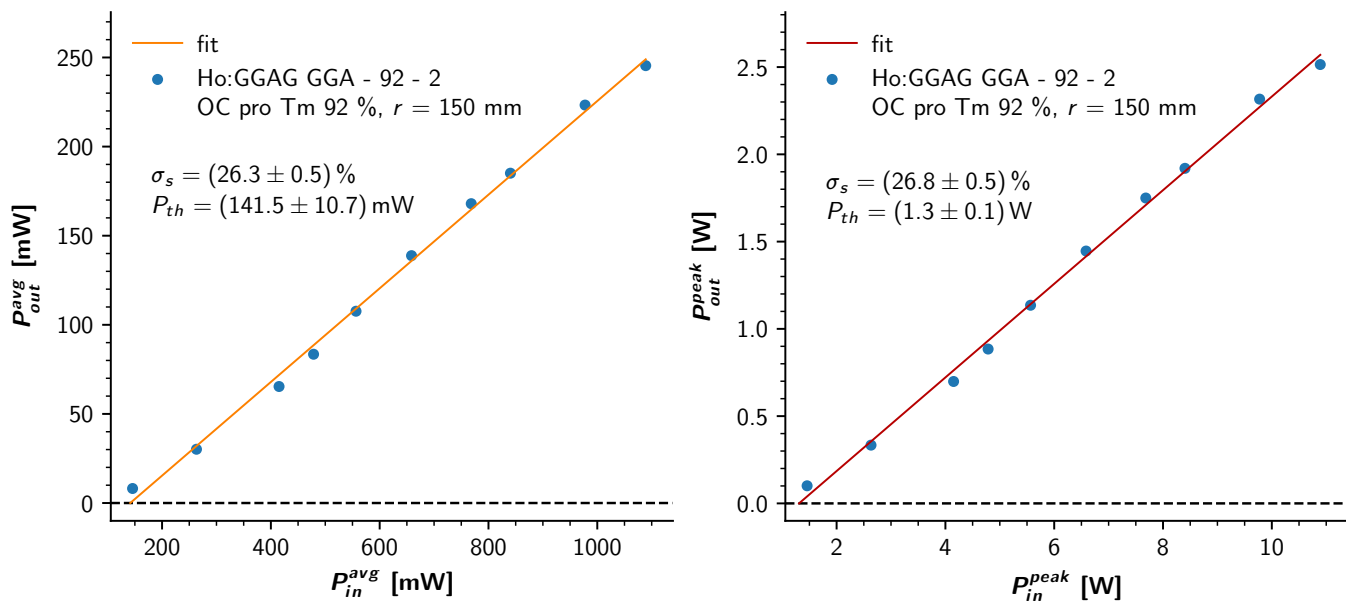
Obr. 7.27: Výstupní charakteristiky laseru s hranolkem Ho:YAP. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

7.4.5 Krystal Ho:GGAG

Zrcadlo OC pro Tm 92 %

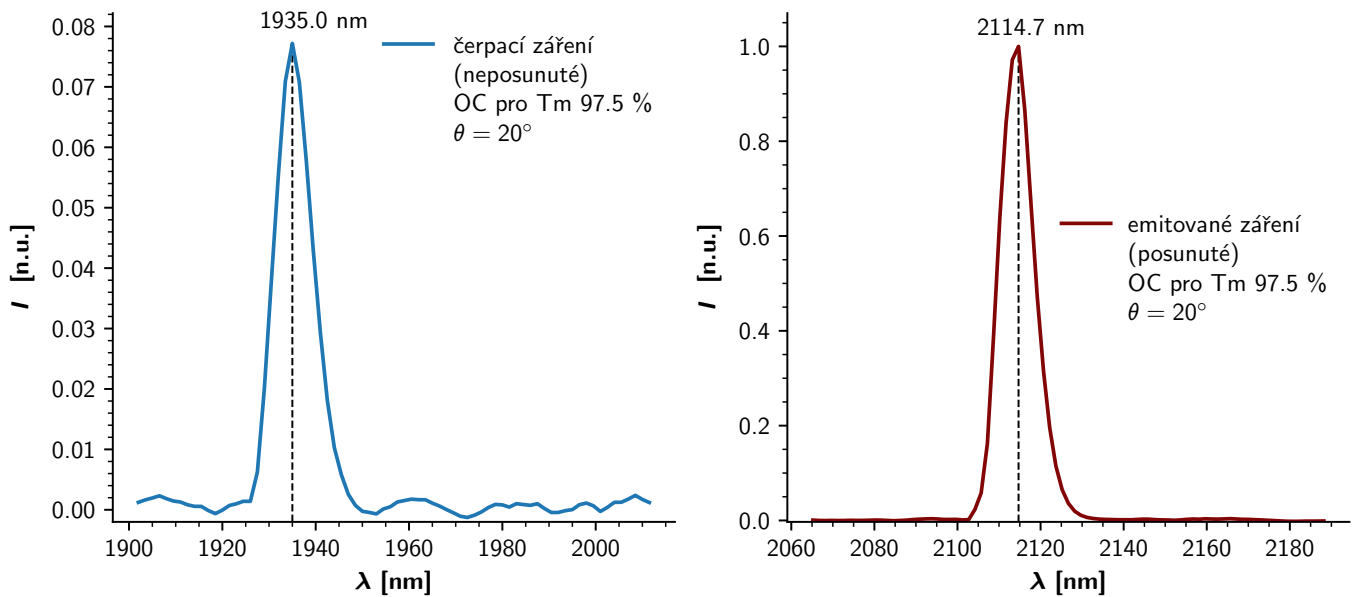


Obr. 7.28: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 92 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 15^\circ$.

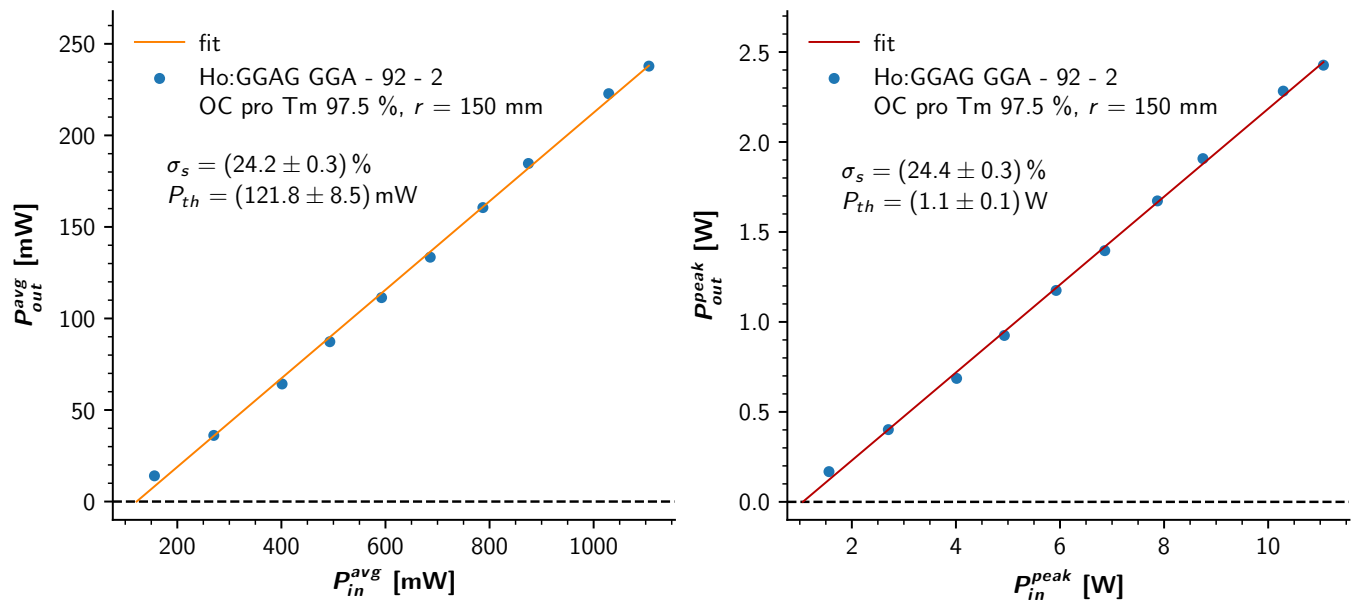


Obr. 7.29: Výstupní charakteristiky laseru krystalem Ho:GGAG. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC pro Tm 97,5 %

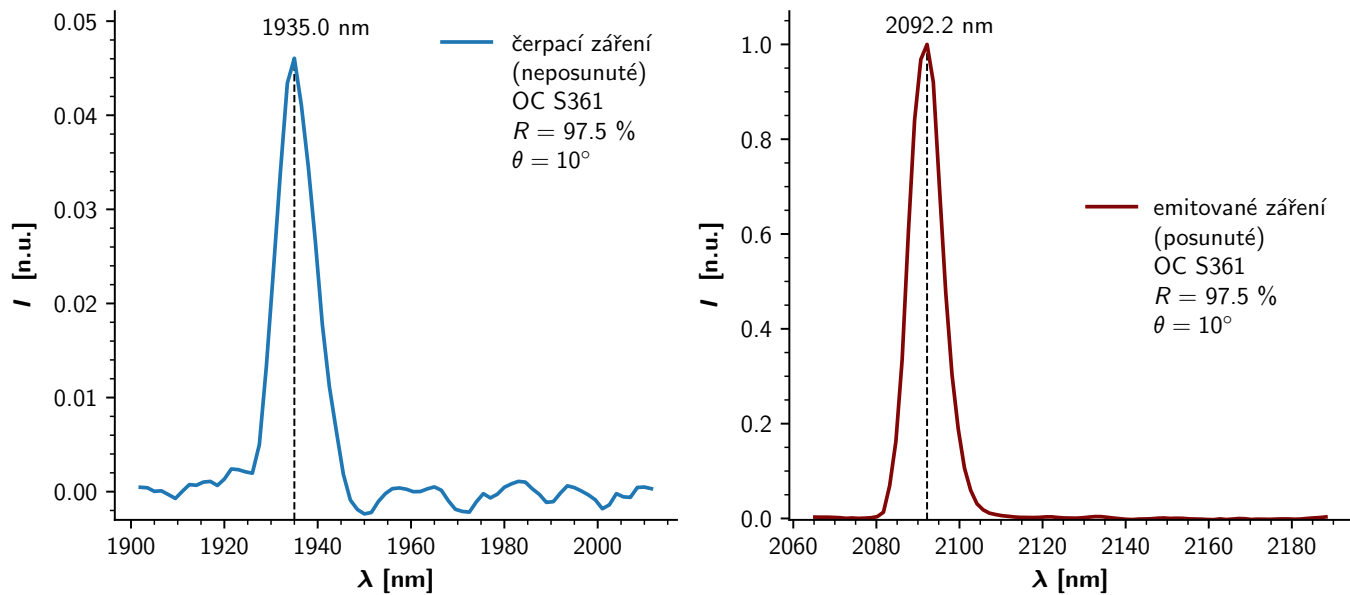


Obr. 7.30: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC pro Tm 97,5 % při nastaveném úhlu na půlvlnné destičce $\theta = 20^\circ$.

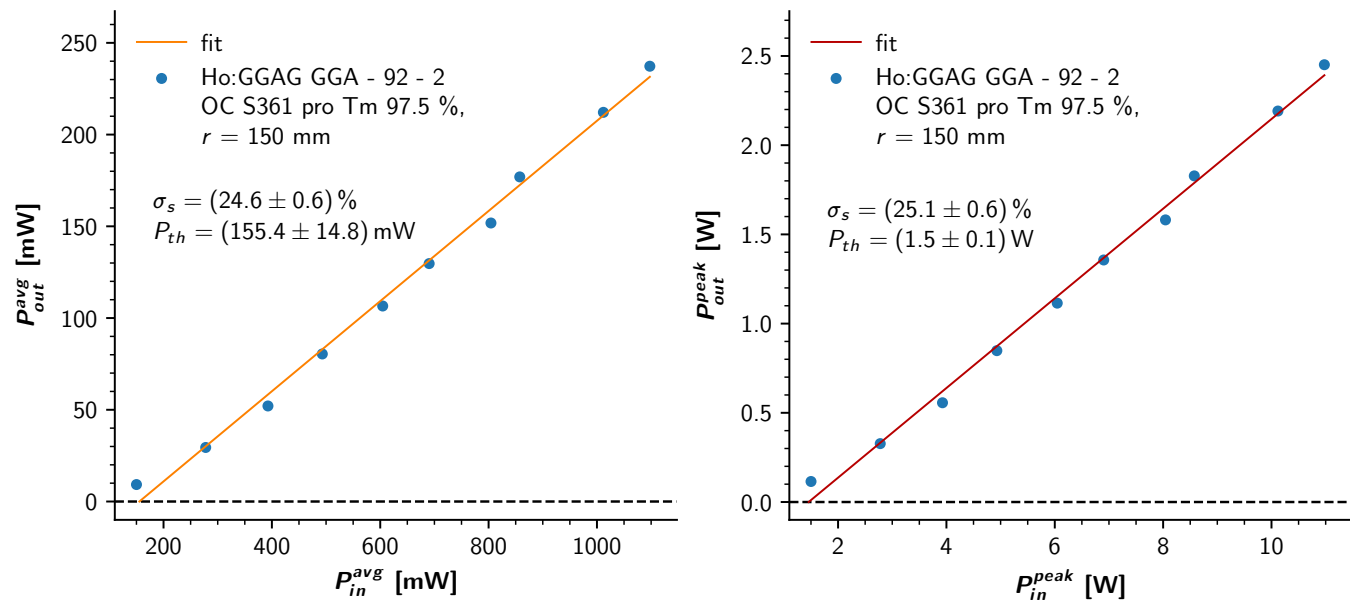


Obr. 7.31: Výstupní charakteristiky laseru krystalem Ho:GGAG. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Zrcadlo OC S361 97,5 %



Obr. 7.32: Naměřené spektrum - čerpací záření vlevo, emitované záření vpravo, pro zrcadlo OC S361 při nastaveném úhlu na půlplnné destičce $\theta = 10^\circ$.



Obr. 7.33: Výstupní charakteristiky laseru krystalem Ho:GGAG. Vlevo závislost středního naměřeného výstupního výkonu P_{out}^{avg} na středním vstupním výkonu P_{in}^{avg} , vpravo závislost špičkového výstupního výkonu P_{out}^{peak} na špičkovém vstupním výkonu P_{in}^{peak} .

Závěr

Bakalářská práce je zaměřena na spektroskopii a laserové vlastnosti holmiem dopovaných krystalů. V rámci tématu bylo úkolem seznámit se se spektroskopii těchto materiálů a s principy a konstrukcí rezonančně čerpaných laserů využívajících tyto materiály pro generaci záření v okolí vlnové délky $2,1 \mu\text{m}$. Cílem práce bylo změřit některé spektroskopické vlastnosti dostupných krystalů Ho:YAG, Ho:YAP a nových krystalů Ho:GGAG a s vybraným vzorkem sestavit a charakterizovat rezonančně čerpaný laser.

V teoretické části se práce zaměřuje na základní pojmy ohledně laseru jako jsou aktivní prostředí, buzení, optický rezonátor, inverze populace hladin či na obecné vlastnosti laserového záření. Teoretická část práce se dále upíná k tématu pevnolátkových laserů, konkrétně ke schématům energetických hladin aktivního prostředí, jež jsou důležitá pro čerpání a emisi záření, dále k typům aktivního prostředí a ke způsobům čerpání pevnolátkových laserů zaměřeným zejména na čerpání pomocí laserových diod.

Rešeršní část se zabývá pevnolátkovými lasery na bázi holmia, konkrétně materiály Ho:YAG, Ho:YAP, Ho:CaF₂ a Ho:YLF. Pozornost je zaměřena nejprve na spektroskopické vlastnosti daného materiálu a následně na lasery generující v oblasti $2,1 \mu\text{m}$, jež byly čerpány pomocí laserových diod. Nakonec je pro každý materiál uvedeno několik příkladů, kdy bylo čerpání realizováno pomocí thuliových laserů.

V rámci experimentální části byla nejprve měřena absorpční spektra dostupných vzorků Ho:YAG, Ho:YAP a Ho:GGAG v rozsahu vlnových délek $1670 - 2380 \text{ nm}$. V každém naměřeném spektru byla určena absorpční maxima. Bylo zjištěno, že absorpční spektrum Ho:GGAG je tvořeno širšími píky v porovnání s absorpčním spektrem Ho:YAG, díky čemuž lze krystal Ho:GGAG čerpat efektivněji pomocí laserové diody či jiného laseru s větší šířkou čáry, než jaké jsou vhodné pro čerpání krystalu Ho:YAG. Pro anizotropní krystal Ho:YAP byla měřena polarizačně rozlišená absorpční spektra se sadou kruhových destiček s podélnou osou *b* a s orientovaným hranolkem, u kterého byly přístupné všechny krystalografické směry. V případě kruhových destiček docházelo k největší absorpci pro záření polarizované rovnoběžně s osou *c*, přičemž čerpací svazek procházel krystalem ve směru osy *b* - absorpční účinný průřez $1,35 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ na vlnové délce $1978,2 \text{ nm}$. V případě hranolku Ho:YAP docházelo k nejintenzivnější absorpci pro svazek s polarizací rovnoběžnou s osou *b*, přičemž čerpací svazek procházel krystalem ve směru osy *c* - absorpční účinný průřez $1,59 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ na vlnové délce $1930,3 \text{ nm}$.

Součástí spektroskopie bylo měření fluorescenčních spekter dostupných holmiem dopovaných krystalů a určení doby doznívání fluorescence. Pro každý krystal byla určena fluorescenční maxima. V naměřených spektrech byl v případě krystalu Ho:YAG pozorován vliv reabsorpce, který se projevoval jako vzájemný posun fluorescenčních píků z hlediska intenzity. V případě krystalu Ho:GGAG nebyl tento jev téměř pozorován. Při měření doby doznívání fluorescence se projevilo koncentrační zhášení. Hodnota doby dohasínání fluorescence pro nejmenší atomární koncentraci Ho/Y daného krystalu byla určena jako hodnota, jež se nejvíce přibližuje době života na horní laserové hladině $^5\text{I}_7$.

Experimentální část byla zakončena sestavením holmiového laseru, který byl podélně čerpán pomocí thuliového vláknového laseru, a jehož aktivní prostředí tvořil nejprve hranolek Ho:YAP a následně vzorek krystalu Ho:GGAG. Byly proměřeny výstupní výkonové charakteristiky, pracovní vlnová délka a prostorová struktura generovaného svazku pro tři výstupní zrcadla s různým transmisním spektrem. Největší

diferenciální účinnosti 41,1 % vzhledem k dopadajícímu záření se podařilo dosáhnout s hranolkem Ho:YAP čerpaným ve směru osy b (emise $E \parallel c$) s výstupním zrcadlem s odrazivostí 79,4 % (OC S361) na emitované vlnové délce 2117 nm. Pro krystal Ho:GGAG bylo dosaženo diferenciální účinnosti 26,8 % vzhledem k dopadajícímu záření se zrcadlem s odrazivostí 86,8 % (OC H91 M511) na emitované vlnové délce 2090,7 nm. Různou konfigurací krystalu Ho:YAP a výstupního zrcadla bylo generováno záření s vlnovými délkami kolem 2100 nm, 2120 nm a 2130 nm. S krystalem Ho:YAP čerpaným podél osy a a zrcadlem OC H91 M511 byla pozorována emise dvou vlnových délek současně, a to nejintenzivněji na vlnové délce 2119,2 nm a s menší intenzitou kolem vlnové délky 2130 nm. Laser s aktivním prostředím Ho:GGAG generoval s použitím různých zrcadel záření kolem vlnových délek 2090 nm a 2115 nm.

Zpracováním rešerše na téma rezonančně čerpané holmiem dopované lasery generující záření v oblasti $2,1 \mu\text{m}$, změřením spektroskopických vlastností dostupných holmiem dopovaných vzorků, sestavením podélně čerpaného laserového oscilátoru se dvěma dostupnými vzorky a provedením jeho charakterizace bylo splněno zadání bakalářské práce.

Literatura

- [1] VRBOVÁ, Miroslava, Helena JELÍNKOVÁ a Petr GAVRILOV. *Úvod do laserové techniky*. Dot. 1. vyd. Praha: České vysoké učení technické, 1998. ISBN 80-01-01108-9.
- [2] KOECHNER, Walter. *Solid-state laser engineering*. 3rd compl. rev. and updated ed. Berlin: Springer-Verlag, 1992. Springer series in optical sciences. ISBN 3-540-53756-2.
- [3] PASCHOTTA, Rüdiger. *Field guide to lasers*. Bellingham, Washington: SPIE press, 2008.
- [4] VRBOVÁ, Miroslava. *Lasery a moderní optika*. Praha: Prometheus, 1994. Oborová encyklopedie. ISBN 80-85849-56-9.
- [5] ŠULC, Jan. *Úvod do laserové techniky - Laser* [online prezentace]. 2018 [cit. 20. 1. 2022]. Dostupné z: https://people.fjfi.cvut.cz/sulcjan1/ult/ult_sl_06.pdf
- [6] SVELTO, Orazio, HANNA, David C. *Principles of lasers*. New York: Plenum press, 1998.
- [7] KALISKY, Yehoshua Y. *The physics and engineering of solid state lasers*. Spie Press, 2006.
- [8] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'quasi-three-level laser gain media' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [9] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'four-level and three-level laser gain media' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [10] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'thermal lensing' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [11] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'lamp-pumped lasers' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [12] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'end pumping' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [13] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'side pumping' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [14] JELÍNKOVÁ, Helena. *Úvod do laserové techniky - Jednotlivé typy laserů, II. část; 3. přednáška - pevnolátkové lasery*. Prezentace prezentována v: [Úvod do laserové techniky, FJFI ČVUT v Praze, 19. 11. 2020, Praha, Česká republika]
- [15] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'Lasers' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [16] FJFI, ČVUT. *Spektrální charakteristiky optických komponentů - Úloha č. 5 pro laserová praktika KFE, FJFI, ČVUT Praha, verze 27.2.2014*, [cit. 16. 3. 2022]. Dostupné z: <https://people.fjfi.cvut.cz/blazejos/public/ul5.pdf>
- [17] SMITH, Brian C. *Fundamentals of Fourier transform infrared spectroscopy*. CRC press, 2011.

- [18] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'wavenumber' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [19] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'doping concentration' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [20] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'absorption coefficient' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [21] The Physics Hypertextbook. *Fyzikální konstanty*. [cit. 16. 3. 2022].
Dostupné z: <https://physics.info/constants/>
- [22] VŠCHT. *Periodická soustava prvků*. [cit. 16. 3. 2022].
Dostupné z: <https://web.vscht.cz/~nadhernl/psp.html>
- [23] Crytur. *Objemová hustota materiálu YAG*. [cit. 16. 3. 2022].
Dostupné z: <https://www.crytur.cz/materials/yag-undoped/>
- [24] Crytur. *Objemová hustota materiálu YAP*. [cit. 16. 3. 2022].
Dostupné z: <https://www.crytur.cz/materials/yap-undoped/>
- [25] SCHOLLE, Karsten, et al. 2 μm laser sources and their possible applications. In: *Frontiers in guided wave optics and optoelectronics*. IntechOpen, 2010.
- [26] PELANT, Ivan; VALENTA, Jan. Luminiscenční spektroskopie: *Objemové krystalické polovodiče. I*. Academia, 2006.
- [27] BALL, David Warren. *Field guide to spectroscopy*. Bellingham, Washington: Spie Press, 2006.
- [28] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'fluorescence' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [29] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'fluorescence spectroscopy' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [30] ŠULC, Jan, et al. Holmium doping concentration influence on Ho:YAG crystal spectroscopic properties. In: *Solid State Lasers XXX: Technology and Devices*. International Society for Optics and Photonics, 2021. p. 1166413.
- [31] NĚMEC, Michal, et al. Tunable resonantly pumped Er:GGAG laser. *Laser Physics*, 2021, 32.1: 015802.
- [32] WEBER, M. J., et al. Optical transition probabilities for trivalent holmium in LaF_3 and YAlO_3 . *The Journal of Chemical Physics*, 1972, 57.1: 562-567.
- [33] Sennaroglu, Alphan, ed. *Solid-state lasers and applications*. CRC press, 2017.
- [34] WALSH, Brian M. Review of Tm and Ho materials; spectroscopy and lasers. *Laser physics*, 2009, 19.4: 855-866.
- [35] EICHHORN, Marc. Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions. *Applied Physics B*, 2008, 93.2: 269-316.
- [36] KAMINSKII, Alexander A. Crystalline Lasers:: *Physical Processes and Operating Schemes*. CRC press, 2020.
- [37] BARNES, N. P., et al. Diode pumped Ho:YAG and Ho:LuAG lasers, Q-switching and second harmonic generation. *Applied Physics B*, 2011, 103.1: 57-66.
- [38] BARNES, Norman P.; WALSH, Brian M.; FILER, Elizabeth D. Ho:Ho upconversion: applications to Ho lasers. *JOSA B*, 2003, 20.6: 1212-1219.

- [39] LAMRINI, S., et al. Efficient high-power Ho:YAG laser directly in-band pumped by a GaSb-based laser diode stack at 1.9 μm . *Applied Physics B*, 2012, 106.2: 315-319.
- [40] BROWN, David C.; ENVID, Victoria; ZEMBEK, Jason. Ho:YAG absorption cross sections from 1700 to 2200 nm at 83, 175, and 295 K. *Applied Optics*, 2012, 51.34: 8147-8158.
- [41] BERROU, Antoine, et al. Crystalline fiber Ho³⁺:YAG laser resonantly pumped by high-spectral-brightness laser diodes. In: *Solid State Lasers XXI: Technology and Devices*. International Society for Optics and Photonics, 2012. p. 823518.
- [42] ZHAO, T.; WANG, F.; SHEN, D. Y. High-power Ho:YAG laser wing-pumped by a Tm: fiber laser at 1933 nm. *Applied Optics*, 2015, 54.7: 1594-1597.
- [43] WALSH, Brian M. Dual wavelength lasers. *Laser physics*, 2010, 20.3: 622-634.
- [44] WANG, Jianlei, et al. High-performance Ho:YAG single-crystal fiber laser in-band pumped by a Tm-doped all-fiber laser. *Optics Letters*, 2019, 44.2: 455-458.
- [45] KWIATKOWSKI, J., et al. High repetition rate, Q-switched Ho:YAG laser resonantly pumped by a 20 W linearly polarized Tm: fiber laser. *Applied Physics B*, 2014, 114.3: 395-399.
- [46] WANG, Wenchao, et al. Fabrication and properties of tape-casting transparent Ho:Y₃Al₅O₁₂ ceramic. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13.5: 051404-051404.
- [47] NABORS, C. D., et al. Ho:YAG laser pumped by 1.9 μm diode lasers. *IEEE journal of quantum electronics*, 1995, 31.9: 1603-1605.
- [48] SCHOLLE, K.; FUHRBERG, P. In-band pumping of high-power Ho: YAG lasers by laser diodes at 1.9 μm . In: *Conference on Lasers and Electro-optics*. Optical Society of America, 2008. p. CTuAA1.
- [49] WANG, Shengli, et al. Directly diode-pumped Ho:YAG ceramic laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2013, 25.22: 2153-2155.
- [50] LI, Wenjing, et al. Tunable single-longitudinal-mode Ho:YAG laser pumped by a 1.13 μm diode laser. *Applied Optics*, 2017, 56.35: 9809-9813.
- [51] SHEN, D. Y., et al. Efficient Ho:YAG laser pumped by a cladding-pumped tunable Tm:silica-fibre laser. *Applied Physics B*, 2004, 79.5: 559-561.
- [52] SCHELLHORN, Martin. Performance of a Ho:YAG thin-disc laser pumped by a diode-pumped 1.9 μm thulium laser. *Applied Physics B*, 2006, 85.4: 549-552.
- [53] SPEISER, Jochen; RENZ, Günther; GIESEN, Adolf. High power thin disk Ho:YAG laser. In: *Solid State Lasers XX: Technology and Devices*. SPIE, 2011. p. 66-74.
- [54] ZHAO, Ting, et al. Effects of Ho³⁺-doping concentration on the performances of resonantly pumped Ho:YAG ceramic lasers. *Optical Materials*, 2013, 35.4: 712-714.
- [55] BAO-QUAN, Yao, et al. Judd–Oflet analysis of spectrum and laser performance of Ho:YAP crystal end-pumped by 1.91- μm Tm:YLF laser. *Chinese Physics B*, 2009, 18.3: 1009.
- [56] DUAN, Xiao-Ming, et al. Room temperature efficient actively Q-switched Ho:YAP laser. *Optics Express*, 2009, 17.6: 4427-4432.
- [57] ŠULC, Jan, et al. Anisotropy of spectroscopic and laser properties of Ho:YAP crystal. In: *Solid State Lasers XXXI: Technology and Devices*. SPIE, 2022. p. 74-84.
- [58] YAO, Bao-Quan, et al. Continuous-wave and Q-switched operation of a resonantly pumped Ho:YAlO₃ laser. *Optics Express*, 2008, 16.19: 14668-14674.

- [59] GUO, Lei, et al. In-band pumped, high-efficiency LGS electro-optically Q-switched 2118 nm Ho:YAP laser with low driving voltage. *Optics & Laser Technology*, 2020, 126: 106015.
- [60] DUAN, Xiaoming, et al. Efficient Ho:YAP laser dual end-pumped by a laser diode at 1.91 μm in a wing-pumping scheme. *Applied Physics B*, 2018, 124.9: 1-6.
- [61] YAO, B. Q., et al. Continuous-wave operation of a Ho:YAlO₃ laser pumped by a Tm-doped silicon fiber laser. *Laser Physics Letters*, 2009, 6.7: 509.
- [62] NIU, Chao, et al. High-Efficiency Ho:YAP Pulse Laser Pumped at 1989 nm. *Crystals*, 2021, 11.6: 595.
- [63] HUANG, Haizhou, et al. Above 10 W 2130 nm Ho:YAP laser intra-cavity pumped with composite YAP/Tm:YAP laser. *Optics & Laser Technology*, 2021, 136: 106733.
- [64] HUANG, Haizhou, et al. Direct diode-pumped integrated Tm:YAG/Ho:YAP laser. *Optics & Laser Technology*, 2021, 144: 107405.
- [65] DUAN, X. M., et al. Resonantly pumped continuous-wave mode-locked Ho:YAP laser. *Applied Physics B*, 2016, 122.4: 1-5.
- [66] YU, Ting, et al. 20.2 W CW 2.118 μm Ho:YAlO₃ laser pumped by 1.915 nm Tm-doped fiber laser. In: *Laser Technology for Defense and Security XI*. SPIE, 2015. p. 112-116.
- [67] SHEN, Y. J., et al. High-power and efficiency continuous-wave operation of a-cut Ho:YAP laser at room temperature. *Laser Physics*, 2012, 22.4: 712-714.
- [68] TANG, Jinwen, et al. High power Ho:YAP laser with 107 W of output power at 2117 nm. *IEEE Photonics Journal*, 2020, 12.2: 1-7.
- [69] JANSE VAN VUUREN, J. A.; GROENEWALD, C. A. Use of scanning near-infrared spectroscopy as a quality control indicator for bulk blended inorganic fertilizers. *Communications in soil science and plant analysis*, 2013, 44.1-4: 120-135.
- [70] KÜHN, Henning, et al. Model for the calculation of radiation trapping and description of the pinhole method. *Optics letters*, 2007, 32.13: 1908-1910.
- [71] ŠULC, Jan, et al. Diode pumped tunable lasers based on Tm:CaF₂ and Tm:Ho:CaF₂ ceramics. In: *Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices*. International Society for Optics and Photonics, 2014. p. 895925.
- [72] NĚMEC, Michal, et al. Thulium fiber pumped tunable Ho:CaF₂ laser. *Optics Letters*, 2017, 42.9: 1852-1855.
- [73] DUAN, X. M., et al. Efficient Ho:CaF₂ laser intracavity-pumped by a Tm:LuAG laser in-band pumped at 1.6 μm . *Laser Physics Letters*, 2018, 15.9: 095802.
- [74] JELINEK, Michal, et al. Cryogenic Ho:CaF₂ laser pumped by Tm: fiber laser. *Laser Physics Letters*, 2016, 13.6: 065004.
- [75] JELÍNEK JR, Michal, et al. Room temperature CW and QCW operation of Ho:CaF₂ laser pumped by Tm: fiber laser. In: *High-Power, High-Energy, and High-Intensity Laser Technology III*. SPIE, 2017. p. 139-142.
- [76] DUAN, Xiaoming, et al. Wavelength-locked continuous-wave and Q-switched Ho:CaF₂ laser at 2100.5 nm. *Optics Express*, 2018, 26.21: 26916-26924.
- [77] DUAN, Xiaoming, et al. A passively Q-switching of diode-pumped 2.08- μm Ho:CaF₂ laser. *Infrared Physics & Technology*, 2019, 103: 103071.

- [78] WALSH, Brian M.; GREW, Gary W.; BARNES, Norman P. Energy levels and intensity parameters of Ho^{3+} ions in GdLiF_4 , YLiF_4 and LuLiF_4 . *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2005, 17.48: 7643.
- [79] WALSH, Brian M.; BARNES, Norman P.; DI BARTOLO, Baldassare. Branching ratios, cross sections, and radiative lifetimes of rare earth ions in solids: application to Tm^{3+} and Ho^{3+} ions in LiYF_4 . *Journal of applied physics*, 1998, 83.5: 2772-2787.
- [80] WALSH, Brian M., et al. Spectroscopy and modeling of solid state lanthanide lasers: Application to trivalent Tm^{3+} and Ho^{3+} in LiYF_4 and LuLiF_4 . *Journal of Applied Physics*, 2004, 95.7: 3255-3271.
- [81] SCHOLLE, K., et al. In-band diode pumped high power Ho:YLF laser. In: *The European Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2013. p. CA_3_4.
- [82] JI, Encai, et al. High-slope-efficiency 2.06 μm Ho:YLF laser in-band pumped by a fiber-coupled broadband diode. *Optics Letters*, 2016, 41.6: 1237-1240.
- [83] JI, Encai, et al. Resonantly fiber-coupled diode-pumped $\text{Ho}^{3+}:\text{YLiF}_4$ laser in continuous-wave and Q-switched operation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2016, 52.7: 1-8.
- [84] DERGACHEV, Alex; MOULTON, Peter F.; DRAKE, Thomas E. High-power, high-energy Ho:YLF laser pumped with Tm: fiber laser. In: *Advanced solid-state photonics*. Optica Publishing Group, 2005. p. 608.
- [85] SCHELLHORN, M. A comparison of resonantly pumped Ho:YLF and Ho:LLF lasers in CW and Q-switched operation under identical pump conditions. *Applied Physics B*, 2011, 103.4: 777-788.
- [86] KWIATKOWSKI, J. Highly efficient high power CW and Q-switched Ho:YLF laser. *Opto-Electronics Review*, 2015, 23.2: 165-171.
- [87] YAO, Baoquan, et al. High-repetition rate passively Q-switched Ho:YLF laser with graphene as a saturable absorber. *Optical Engineering*, 2015, 54.7: 076105.
- [88] YANG, Chao, et al. Passively Q-switched Ho:YLF laser pumped by Tm^{3+} -doped fiber laser. *Optics & Laser Technology*, 2016, 77: 55-58.
- [89] ZHANG, Cheng, et al. Passively Q-switched operation of in-band pumped Ho:YLF based on $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$ MXene. *Infrared Physics & Technology*, 2019, 103: 103076.
- [90] SOROKINA, Irina T.; VODOPYANOV, Konstantin L. (ed.). *Solid-state mid-infrared laser sources*. Springer Science & Business Media, 2003.
- [91] AGGARWAL, R. L., et al. Measurement of thermo-optic properties of $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, YAIO_3 , LiYF_4 , LiLuF_4 , BaY_2F_8 , $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, and $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ laser crystals in the 80–300 K temperature range. *Journal of Applied Physics*, 2005, 98.10: 103514.
- [92] WEBER, M. J. CRC handbook of optical materials. Vol. III, CRC Press, Boca Raton, FL, 2003.
- [93] NEWBURGH, G. A., et al. Resonantly diode-pumped $\text{Ho}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ ceramic 2.1 μm laser. *Optics Express*, 2011, 19.4: 3604-3611.
- [94] NEWBURGH, G. A.; DUBINSKII, Mark. Resonantly diode pumped $\text{Ho}^{3+}:\text{YVO}_4$ 2.1- μm laser. In: *Laser Technology for Defense and Security VII*. SPIE, 2011. p. 33-38.
- [95] JAMBUNATHAN, Venkatesan, et al. Diode-pumped ho-doped $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ laser at 2.08 μm . *Applied physics express*, 2011, 4.7: 072601.
- [96] LI, Jinyi, et al. Standoff chemical detection using laser absorption spectroscopy: a review. *Remote Sensing*, 2020, 12.17: 2771.

- [97] VODOPYANOV, Konstantin L. *Laser-based mid-infrared sources and applications*. John Wiley & Sons, 2020.
- [98] LIN, Peng, et al. 2- μm Free-Space Data Transmission Based on an Actively Mode-Locked Holmium-Doped Fiber Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2020, 32.5: 223-226.
- [99] SHUN, Chi Ming; LAU, S. Y. Implementation of a Doppler light detection and ranging (LIDAR) system for the Hong Kong International Airport. In: *10th Conference on Aviation, Range, and Aerospace Meteorology*. Hong Kong Observatory Hong Kong, 2002.
- [100] SOCHOR, Václav. *Lasery a koherentní svazky*. 1. vyd. Praha: Academia, 1990, 195 s. ISBN 80-200-354-1.
- [101] SOROKIN, P. P.; STEVENSON, M. J. Stimulated infrared emission from trivalent uranium. *Physical Review Letters*, 1960, 5.12: 557.
- [102] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'quantum defect' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [103] RÜDIGER, Paschotta. *Understanding Quasi-Three-Level Lasers* [online]. 2006 [cit. 2022-06-23]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/spotlight_2006_08_12.html
- [104] BACH, Hans; NEUROTH, Norbert (ed.). *The properties of optical glass*. Springer Science & Business Media, 1998.
- [105] IKESUE, Akio; AUNG, Yan Lin. Ceramic laser materials. *Nature photonics*, 2008, 2.12: 721-727.
- [106] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'laser diodes' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [107] PASCHOTTA, Rüdiger. Article on 'broad area laser diodes' in the *Encyclopedia of laser physics and technology*. Wiley-vch, 2008.
- [108] POSPIECH, Matthias a Sha LIU. *A Technical Introduction to Laser Diodes* [online]. 2019 [cit. 2022-06-24]. Dostupné z: <https://www.laserdiodesource.com/laser-diode-technical-overview-three#a-link-here>
- [109] *Laser diode sources* [online]. [cit. 2022-06-24]. Dostupné z: <https://www.laserdiodesource.com/>
- [110] *Thorlabs, Laser Diodes by Wavelength* [online]. [cit. 2022-06-24]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/navigation.cfm?guide_id=2164