ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

2023/2024

JOSEF
ANDER

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Lasery s thuliem a holmiem dopovanými fluoridy

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

AUTOR PRÁCE: Josef Ander

VEDOUCÍ PRÁCE: Ing. Michal Jelínkek, PhD.

KONZULTANT: prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc.

ŠKOLNÍ ROK: 2023/2024

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Ander** Jméno: **Josef** Osobní číslo: **509188**

Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**

Zadávající katedra/ústav: **Katedra fyzikální elektroniky**

Studijní program: **Fyzikální inženýrství**

Specializace: **Laserová technika a fotonika**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Lasery s thuliem a holmiem dopovanými fluoridy

Název bakalářské práce anglicky:

Thulium and holmium-doped fluoride lasers

Pokyny pro vypracování:

1. Proveďte rešerši spektroskopických vlastností materiálů s aktivními ionty thulia a holmia. Dále se seznamte s publikovanými laserovými systémy, které jsou založeny na těchto aktivních materiálech a generují záření ve spektrální oblasti 2 mikrometrů. Zaměřte se zejména na aktivní materiály založené na fluoridových matricích (CaF2, SrF2, YLF).
2. Změřte spektroskopické parametry vzorků thuliem a holmiem dopovaných fluoridů při pokojové teplotě. U vybraných vzorků proveďte měření v teplotním rozsahu 80 až 300 K.
3. Proveďte návrh a optimalizaci laserového systému se zvoleným vzorkem dopovaného fluoridu a změřte jeho výstupní charakteristiky.
4. Rešerši a dosažené výsledky zpracujte do bakalářské práce o rozsahu cca 30-40 stran.

Seznam doporučené literatury:

1. Vodopyanov, K. L., Laser□based Mid□infrared Sources and Applications, John Wiley & Sons, Inc., 2020.
2. Camy P., et al., Tm3+:CaF2 for 1.9 um laser operation. Optics Communications, 2004, vol. 236, s. 395 – 402.
3. Šulc J., et al., Diode pumped tunable lasers based on Tm:CaF2 and Tm:Ho:CaF2 ceramics. Proc. of SPIE, 2014, vol. 8959, s. 895925-1.
4. Kong L., et al., Spectroscopic characteristics, continuous-wave and mode-locking laser performance of Tm,Y:CaF2 disordered crystal. Optics Express, 2017,vol.25,s. 21267-21274
5. Liu J., et al., 1886-nm mode-locked and wavelength tunable Tm-doped CaF2 lasers. Opt. Lett. 2019, vol. 44 (1),s.134-137
6. Liu J., et al., Efficient continuous-wave,broadly tunable and passive Q-switching lasers based on a Tm:CaF2 crystal. Laser Phys. Lett. 2018, vol. 15, s. 045803 (5pp)
7. Liu X., et al., Growth and lasing performance of a Tm,Y:CaF2 crystal. Opt. Lett. 2017, vol. 42 (13), s.2567-2517
8. Zhang Ch.,et al., Compact passive Q-switching of a diode- pumped Tm,Y:CaF2 laser near 2 um. Optics and laser Technology 2018,vol.103,s. 89-92
9. Zhang Z., et al., High efficiency 2 um continuous-wave laser in laser diode-pumped Tm,La:CaF2 single crystal. Opt. Lett. 2018, vol. 43 (17),s.4300-4303

© ČVUT v Praze, Design: ČVUT v Praze, VIC

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Michal Jelínek, Ph.D. katedra fyzikální elektroniky FJFI

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc. katedra fyzikální elektroniky FJFI

Datum zadání bakalářské práce: **24.10.2023** Termín odevzdání bakalářské práce: **05.08.2024**

Platnost zadání bakalářské práce: **24.10.2025**

Ing. Michal Jelínek, Ph.D.	prof. Dr. Ing. Ivan Richter	doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce	podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry	podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

16. 11. 2023
Datum převzetí zadání

Podpis studenta

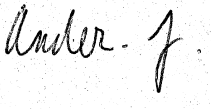
© ČVUT v Praze, Design: ČVUT v Praze, VIC

PROHLÁŠENÍ

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

V Praze dne 1.8. 2024

Podpis studenta
Josef Ander



PODĚKOVÁNÍ
Chtěl bych velmi poděkovat vedoucímu mé práce, Ing. Michalovi Jelínkovi PhD., za čas, který mi během vykonávání práce věnoval a za mnohé předané znalosti. Dále bych chtěl také poděkovat panu prof. Ing. Václavovi Kubečkovi, DrSc. za věcné připomínky k práci.

Abstrakt

V této práci jsou shrnuty aktuální poznatky o spektroskopických vlastnostech krystalů Tm:YLF a Ho:CaF_2 a o publikovaných laserových systémech založených na thuliem a holmiem dopovaných fluoridech. Dále se práce věnuje změření absorpčních a emisních spekter krystalu Ho:CaF_2 v teplotním rozsahu od 85 K do 300 K. Hlavní pík emise se nachází na vlnové délce 2025 nm a hlavní pík absorpce se nachází na vlnové délce 1945 nm. Hlavním jádrem práce je návrh a konstrukce laserového systému založeného na Tm:YLF pro generaci ultrakrátkých impulsů. V kontinuálním režimu byl výstupní výkon 1,6 W s diferenciální účinností 25,7 %. Nejkratší naměřená délka impulsu byla 60 ps s opakovací frekvencí 53,8 MHz a výkonem 90 mW. Tyto impulsy byly amplitudově stabilní, bohužel však ne časově – časově stabilní impulsy byly delší. Nakonec se práce zabývá návrhem a konstrukcí laserového systému s krystalem Ho:CaF_2. S tímto krystalem se nám podařilo dosáhnout maximálního středního výstupního výkonu 95 mW s účinností 5 %.

Klíčová slova: pevnolátkové lasery, holmium, Ho:CaF_2, thulium, Tm:YLF, spektroskopie, ultrakrátké impulsy, optické záření v okolí 2 µm

Abstract

In this work the current state of knowledge of spectroscopic properties of Tm:YLF and Ho:CaF_2 crystals and of lasers based on thulium and holmium doped fluorides is summarized. Next the absorption and emissions spectra of Ho:CaF_2 in temperatures ranging from 85 K to 300 K are presented. Main emission peak is at 2025 nm and main absorption peak is at 1945 nm. The main focus of this work is design and construction of Tm:YLF laser for generation of ultrashort impulses. In continuous wave regime the output power was 1,6 W with differential efficiency of 25,7 %. The shortest measured pulse duration was 60 ps with frequency of 53,8 MHz delivering 90 mW of power. These pulses were amplitude stable, though unfortunately they were not stable in time – duration of pulses stable in time was longer. Lastly the Ho:CaF_2 laser is designed and built. With this active material we achieved maximal mean output power of 95 mW with 5 % efficiency.

Key words: solid-state lasers, holmium, Ho:CaF_2, thulium, Tm:YLF, spectroscopy, ultrashort pulses, optical radiation around 2 µm

Obsah

Úvod 3

Teoretická část 4

1 Aktivní prostředí 4

2 Laserový rezonátor 5

3 Režim synchronizace módů (ML) 7

4 Polovodičové absorbéry a SESAM 8
4.1 Saturovatelné absorbéry . . . 8
4.2 SESAM . . . 10

Řešeršní část 11

5 Lasery založené na thuliem dopovaných matricích 11
5.1 $Tm:LiYF_4$ (Tm:YLF) . . . 11
5.2 $Tm:CaF_2$ . . . 12
5.3 $Tm:SrF_2$ . . . 13

6 Lasery založené na holmiem dopovaných matricích 16
6.1 Holmiem dopované matrice . . . 16
6.2 $Ho:CaF_2$ . . . 16

7 Využití laserů založených na holmiem a thuliem dopovaných matricích 18

Experimentální část 19

8 Použité přístroje 19

9 Laserový systém Tm:YLF 19
9.1 Krystal . . . 19
9.2 Čerpání . . . 20
9.3 Návrh otevřeného rezonátoru . . . 21
9.4 Charakterizace laserového systému . . . 23
9.4.1 Kontinuální režim . . . 23
9.4.2 Režim synchronizace módů . . . 25
9.5 Diskuze . . . 27

10 Spektroskopie $Ho:CaF_2$ 27
10.1 Absorpční spektrum . . . 27
10.2 Emisní spektrum . . . 30
10.3 Výpočet emisního průřezu a zisku . . . 31

11 Laserový systém $Ho:CaF_2$ 32
11.1 Krystal . . . 32
11.2 Čerpání . . . 32
11.3 Návrh otevřeného rezonátoru . . . 32
11.4 Charakterizace laserového systému . . . 35
11.5 Diskuze . . . 37

12 Závěr 38

Literatura 39

Úvod

Laser (z anglického LASER – light amplification by stimulated emission of radiation) je zařízení, které slouží k zesilování světla pomocí stimulované emise záření. První laser vytvořil v roce 1960 Theodore H. Maiman. Po tomto objevu se začal vývoj laserů velice rychle rozvíjet. Laserové záření má oproti klasickému záření mnoho užitečných vlastností, je totiž koherentní, silně směrované (tj. svazek má malou rozbíhavost), lze jej za jistých podmínek považovat monochromatické a je také vysoce energetické. V dnešní době se lasery používají jak v mnoha praktických aplikacích, tak i ve výzkumu. Lasery jsou schopné generovat záření ve velkém spektru vlnových délek - od ultrafialových a rentgenových laserů, až po lasery v infračervené oblasti. Dále je možné generovat záření kontinuální, tj. stálé záření, nebo lze generovat krátké pulsy laserového záření. S tím je svázán výkon laseru, který se může pohybovat i v kW u laserů kontinuálních (konkrétně vláknových) a až v PW u laserů pulsních.

Tři základní komponenty laseru jsou aktivní prostředí, čerpání a otevřený rezonátor. Jak již anglický název, který by šlo přeložit jako zesilování světla pomocí stimulované emise záření, napovídá, záření se generuje na principu stimulované emise. Aby mohlo dojít ke stimulované emisi, je potřeba vhodné prostředí, které nazýváme aktivní prostředí. Pokud se aktivní prostředí načerpá, tj. dodá-li se mu energie ve vhodné podobě, může v něm poté probíhat stimulovaná emise záření. Posledním základním prvkem je otevřený rezonátor, což je systém zrcadel, který poskytuje zpětnou vazbu. V takovém uspořádání záření neustále koluje mezi zrcadly rezonátoru a opakovaně prochází aktivním prostředím, kde se při každém průchodu zesiluje a část záření při každém průchodu také vyvážeme ven z rezonátoru, čímž získáme výstupní svazek.

Teoretická část

1 Aktivní prostředí

Jako aktivní prostředí se nazývá prostředí, kde dochází k zesilování světla pomocí procesu stimulované emise. Jednou z možností, jak dělit lasery do kategorií, je právě podle jejich aktivního prostředí, protože aktivním prostředím může být například pevná látka v podobě krystalu, polovodiče, skla či keramiky (pak se jedná o tzv. pevnolátkové lasery), plynná či kapalná látka, či i plasma.

Stimulovaná emise je proces, který je předcházen excitací elektronu na vyšší energetickou hladinu z hladiny základní. Tato excitace nastává v průběhu čerpání. Samotné čerpání je možné zajistit několika různými způsoby, např. opticky, elektrickým proudem a dalšími. Optické čerpání se dále dělí na koherentní a nekoherentní, podle typu záření, které vyzařuje zdroj čerpání.

Při nekoherentním čerpání se do blízkosti aktivního prostředí umístí výbojka, která s určitou opakovací frekvencí (nebo i kontinuálně) vyzařuje širokospektrální světlo. Jelikož aktivní prostředí má absorpci závislou na vlnové délce, a maximální hodnoty absorpce se většinou nachází v relativně úzkých maximech, není účinnost tohoto čerpání příliš vysoká. Proto se výbojka společně s aktivním prostředím umisťuje do dutiny, jejíž vnitřní strana má vysokou odrazivost a její geometrie je taková, že světlo z výbojky se od stěn dutiny odrazí do krystalu.

Druhým typem optického čerpání je koherentní. V tomto případě použijeme na čerpání aktivního prostředí laserový svazek vycházející z jiného laseru. Nejčastěji se používají laserové diody. Při koherentním čerpání je důležité, aby se vlnová délka čerpacího laseru nacházela v okolí absorpčního maxima daného aktivního prostředí, protože pokud by tomu tak nebylo, tak by čerpání bylo velice neúčinné. U pevnolátkových laserů lze koherentní čerpání dále dělit na podélné a příčné podle toho, jestli čerpací laserový svazek vstupuje do krystalu čelem krystalu, nebo stranou. Účinnost čerpání dále roste, čím větší je překryv čerpacího módu a samotného laserového módu v aktivním prostředí.

Aby mohlo dojít ke generaci laserového záření, je třeba docílit inverze populace hladin v aktivním prostředí, což je stav, ve kterém je na vyšší energetické hladině větší populace (je zde více elektronů, které jsou tedy nutně excitované), než na hladině nižší. Energie fotonu E je určena vztahem

$$E = h\nu, \tag{1}$$

kde h je Planckova konstanta a ν je frekvence, na které foton kmitá. Pokud energie fotonu odpovídá rozdílu energií dvou hladin, mohou nastat dvě situace: pokud je na spodní hladině elektron v základním stavu, může foton pohltit a excitovat se na vyšší energetickou hladinu (toto je proces, který probíhá při optickém čerpání, tzv. absorpce), nebo pokud je již excitovaný elektron na vyšší energetické hladině, může dojít k interakci, při které elektron přejde zpět na základní hladinu a vyzáří foton s identickými vlastnostmi, jako měl dopadající foton. Tento proces nazýváme stimulovanou emisí záření a je důvodem, proč je důležité docílit inverze populace hladin. Nachází-li se totiž aktivní prostředí ve stavu inverze populace hladin, je poté větší pravděpodobnost, že dojde k procesu stimulované emise a nikoliv k absorpci, a tím dojde ke generaci záření.

Laser s aktivním prostředím se dvěma energetickými hladinami nelze sestrojit (tzv. dvouhladinový). Dva základní energetické systémy aktivních prostředí jsou tedy tzv. tříhladinový a čtyřhladinový. Ve tříhladinovém systému probíhá vyzařování fotonů mezi základní hladinou a tzv. horní laserovou hladinou. Nad horní laserovou hladinou se nachází jedna další hladina, na kterou jsou čerpány elektrony ze základní hladiny. Ty poté přechází rychlými nezářivými procesy na horní laserovou hladinu, kde již může proběhnout stimulovaná emise a generace záření. Naopak ve čtyřhladinovém systému probíhá laserová akce mezi spodní laserovou hladinou a horní laserovou hladinou a obě z těchto hladin mají ještě jednu sousední hladinu. Na hladinu nad horní laserovou hladinou opět čerpáme elektrony, avšak zásadní změna je ta, že pod spodní laserovou hladinou (která u tříhladinového systému splývá se základní) je nyní základní hladina. Doba života elektronu na spodní laserové hladině (což je doba, za kterou populace této hladiny klesne na hodnotu $1/\mathrm{e} \approx 37\,\%$) je většinou velice krátká, lze tedy uvažovat, že populace na této hladině je nulová. Z toho lze vidět, že u čtyřhladinového systému je zpravidla snazší dosáhnout inverze populace hladin, než u systému tříhladinového.

Existuje i systém tzv. kvazi–tříhladinový. Může být popsán jako tříhladinový systém, jehož základní hladina se ale rozštěpila na množství hladin, které jsou blízko u sebe, tedy vlastně na pás. Horní hladina tohoto pásu a spodní hladina tohoto pásu poté fungují jako dolní laserová a základní hladina.

Parametry, které poskytují důležité informace o aktivním prostředí jsou doba dohasínání fluorescence a absorpční a emisní účinný průřez. Doba dohasínání fluorescence je charakterizována časovou konstantou τ, což je doba, za

kterou poklesne intenzita záření z aktivního prostředí na $1/\mathrm{e} \approx 37\,\%$ původní hodnoty poté, co je vybuzena krátkým čerpacím pulsem. Většinou je průběh této intenzity v čase exponenciální podle

$$I(t) = I_0 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}, \tag{2}$$

kde I je intenzita, I_0 je amplituda, e je Eulerovo číslo a t je čas. Může ovšem nastat také případ, kdy je průběh složitější a nelze jej proložit jednoduchou exponenciálou. U čtyřhladinových prostředí platí, že doba dohasínání fluorescence se blíží k době života na horní laserové hladině.

Dalším parametrem je emisní a absorpční (účinný) průřez. Průřez vyjadřuje, s jakou pravděpodobností dojde k optickému přechodu mezi energetickými hladinami. Emisní průřez poté říká, s jakou pravděpodobností dojde k přechodu z horní laserové hladiny na spodní laserovou hladinou vlivem stimulované emise, a používá se tedy pro charakterizaci laserového záření, zatímco absorpční průřez vyjadřuje, s jakou pravděpodobností dojde k přechodu ze základní hladiny na nejvyšší hladinu. Jednotlivé hladiny jsou ale často rozštěpené, a měřit průřezy každé podhladiny je náročné. Zavádí se tedy účinný průřez, který charakterizuje hladinu jako celek bez štěpení na více hladin. Emisní účinný průřez lze dopočítat z absorpčního, nebo emisního spektra pomocí metod McCumber, resp. Fuchtbauer–Ladenburg [1] [2]. Absorpční účinný průřez lze dopočítat z transmisního spektra pomocí vztahu

$$\sigma_{\mathrm{abs}} = \frac{\alpha}{N}, \quad \alpha = \frac{-\ln(T)}{L}, \tag{3}$$

kde σ_{abs} je absorpční účinný průřez, α je absorpční koeficient, N je hustota aktivních iontů daného krystalu, $T = T(\lambda)$ je transmisní spektrum a L je délka krystalu. Absorpční účinný průřez je tedy materiálový parametr a s jeho využitím lze porovnávat krystaly o různých délkách a koncentracích.

Budeme-li předpokládat, že záření prochází aktivním prostředím, začínajícím na $z = 0$ ve směru z, a že je toto aktivní prostředí ve stavu inverze populace hladin, bude se záření vlivem stimulované emise exponenciálně zesilovat a průběh intenzity záření bude mít tvar

$$I(z) = I_0 \mathrm{e}^{gz}, \quad g = \sigma_{\mathrm{ste}}(N_2 - N_1), \tag{4}$$

kde $I(z)$ je intenzita záření v místě z, I_0 je intenzita záření před vstupem do aktivního prostředí, g je součinitel zesílení, σ_{ste} je emisní účinný průřez a $N_{1,2}$ je populace dolní, resp. horní laserové hladiny. Ve stavu inverze populace hladin platí $N_2 > N_1$ a tedy $g > 0$ a záření se zesiluje. Ve skutečnosti dochází ovšem ke ztrátám fotonů a je tedy třeba zavést koeficient ztrát β, a výsledná intenzita bude mít tvar

$$I(z) = I_0 \mathrm{e}^{(g-\beta)z}. \tag{5}$$

Dále platí, že koeficient zesílení je závislý na intenzitě záření, jelikož čím vyšší je intenzita záření, tím rychleji se depopuluje horní laserová hladina, a tím méně se může záření zesilovat. Z této úvahy také plyne, že čím větší je čerpání, tím větší je koeficient zesílení. Tvar koeficientu zesílení je tedy

$$g(I) = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_{\mathrm{S}}}}, \tag{6}$$

kdy g_0 je součinitel zesílení pro slabý signál (který je úměrný rychlosti čerpání, charakteristické době života spontánního přechodu mezi laserovými hladinami a emisnímu účinnému průřezu) a I_{S} je saturační intenzita. Se zvyšující intenzitou tedy zesílení klesá, a může nastat jev saturace zesílení, kdy se záření s vysokou intenzitou již dále nezesiluje.

Součinitel zesílení g je závislý na emisním účinném průřezu σ_{ste} daných hladin aktivního prostředí, a hladiny nutně určují vlnovou délku vyzařovaného světla, nutně z toho a z (5) plyne, že je možné zesilovat pouze takové vlnové délky, jejichž přechody mají součinitel zesílení g větší, než součinitel ztrát β.

2 Laserový rezonátor

Rezonátor je systém poskytující optickou zpětnou vazbu aktivnímu prostředí. Pro laserové potřeby se využívá konkrétně otevřený rezonátor, což znamená, že délka rezonátoru je mnohonásobně větší, než je vlnová délka záření, které se rezonátorem šíří. Jedná se o soustavu především zrcadel, z nichž nejčastěji je alespoň jedno polopropustné a toto zrcadlo se využívá pro vyvedení záření ven z rezonátoru, a tedy samotného laseru. Rezonátor umožňuje záření opakovaně projít aktivním prostředím a tedy se i několikrát zesílit. Do rezonátoru je možné vložit i jiné prvky než zrcadla, které následně ovlivňují činnost laseru. Může se jednat například o clonku, saturovatelné absorbéry nebo další prvky pro dosažení jiných módů generace, o hranoly pro kompenzaci disperze a další.

Pro zesílení záření platí (5). Lze formulovat prahovou podmínku zisku, aby došlo ke generaci laserového záření, která říká, že vlna po oběhu rezonátorem (uvažujme pro jednoduchost rezonátor o dvou zrcadlech) musí mít stejnou amplitudu jako na počátku, tedy

$$\frac{E(2L)}{E(0)} = 1 = R_1 R_2 \exp\left((g-\beta)L - 2i\omega\frac{L}{c}\right), \tag{7}$$

kde $E(0)$ je amplituda na počátku, $E(2L)$ je amplituda po oběhu rezonátorem o optické délce L a zrcadly s reflektivitou $R_{1,2}$, c je rychlost šíření světla ve vakuu a $\omega = 2\pi\nu$ je kruhová frekvence záření. Z této podmínky lze odvodit prahovou podmínku na součinitel zisku

$$g = \beta + \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right), \tag{8}$$

a také podmínku spojující fázi a frekvenci záření v rezonátoru

$$2\omega\frac{L}{c} = 2q\pi, \tag{9}$$

kde q je kladné celé číslo a $\omega = 2\pi\nu$ je kruhová frekvence záření. Tato podmínka říká, že v rezonátoru se mohou šířit pouze vlny s určitými hodnotami frekvencí přesně danými délkou rezonátoru, které nazýváme tzv. podélné módy rezonátoru. Frekvence těchto vln jsou

$$\omega = \omega_q = \frac{2\pi q c}{2L}, \tag{10}$$

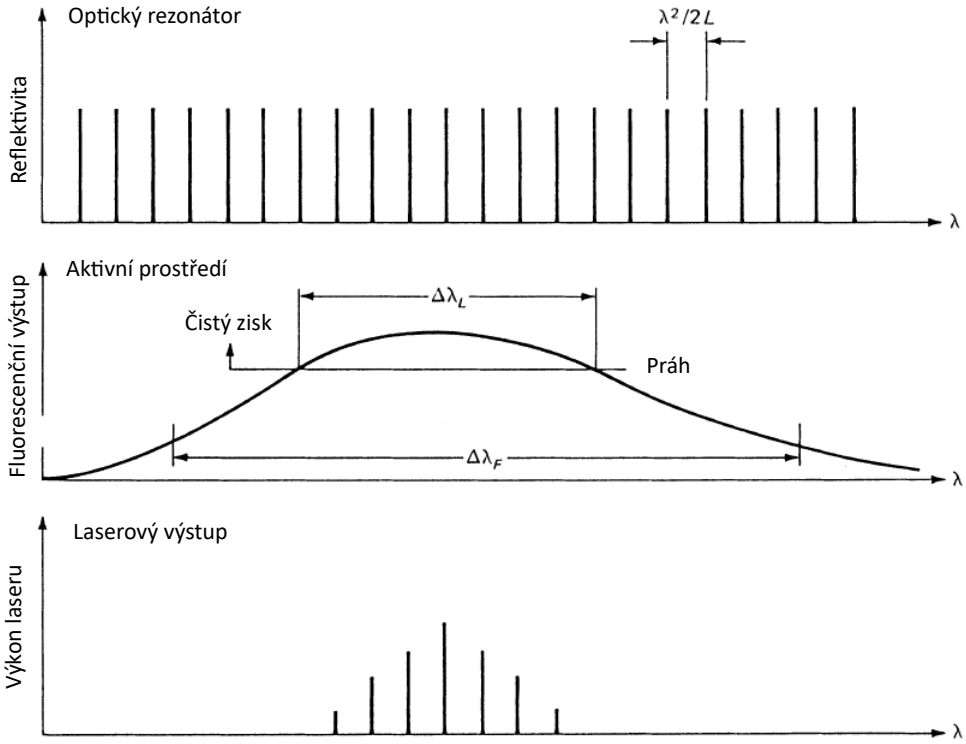
a jsou ve frekvenční oblasti ekvidistantně vzdálené o

$$\Delta\nu_{\mathrm{ax}} = \frac{c}{2L}. \tag{11}$$

V oblasti vlnových délek jsou vzdálené o

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}. \tag{12}$$

Rezonátor samotný umožňuje generaci všech podélných módů, ale o tom, které se budou generovat následně rozhoduje aktivní prostředí, jelikož pro generaci je třeba, aby zisk g byl větší než ztráty β, což je dosaženo pouze pro omezené spektrum vlnových délek daných aktivním prostředím, jak je znázorněno na Obr. 1.



Obr. 1: Obrázek znázorňující princip výběru generovaných frekvencí v závislosti na rezonátoru a zisku aktivního prostředí. Převzato z [3].

Vlny, jejichž příčné rozložení amplitudy a fázové konfigurace se reprodukují po průchodu rezonátorem jsou tzv. příčné módy rezonátoru. Tyto módy se označují podle rozložení jejich intenzity pomocí tzv. TEM formalizmu. Každý mód má v kartézských souřadnicích označení TEM_{mnq}, kdy m značí počet nul intenzity v řezu středem svazku ve směru x, n značí počet nul intenzity v řezu středem svazku ve směru y a q je index označující podélný mód. Číslo q se většinou neuvádí, jelikož je vysoké. Stejný formalizmus lze obdobně zavést také pro polární souřadnice.

Ztráty v rezonátoru jsou důležitý parametr, který je vhodné určit. Lze tak učinit pomocí metody Findlay–Clay [4]. Tato metoda spočívá v naměření prahových výkonů čerpání pro různé reflektivity výstupních zrcadel. Závislost $-\ln R$ na prahovém čerpacím výkonu P_{th} by poté měla být lineární a hodnota, kde tato závislosti protíná osu $-\ln R$, tedy v bodě $P_{\mathrm{th}} = 0$, odpovídá číselně ztrátám v rezonátoru.

Dalším důležitým parametrem, tentokrát již celého laseru, je diferenciální účinnost, která určuje účinnost přeměny čerpacího výkonu na výstupní výkon laseru a odpovídá tedy směrnici přímky $P_{\mathrm{out}} = a \cdot P_{\mathrm{in}} + b$.

3 Režim synchronizace módů (ML)

Režim synchronizace módů je jedním z režimů, ve kterém může laser fungovat. Další dva nejčastější režimy operace jsou Q-spínání a režim volné generace. Jak Q-spínání, tak režim synchronizace módů slouží ke generaci impulsů, ale jejich rozdíl je v délce generovaných impulsů. Zatímco impulsy generované metodou Q-spínání jsou v řádu nanosekund, tak impulsy generované pomocí metody synchronizace módů mohou být dlouhé i jednotky femtosekund. První laser pracující v režimu synchronizace módů (který zajišťoval saturovatelný absorbér) byl zprovozněn v roce 1966 [5].

V režimu volné generace osciluje v rezonátoru najednou mnoho podélných módů, které mají vůči sobě různé fáze a amplitudy, kdy amplitudy se v čase mění a výsledkem toho je, že výstup laseru není přesně definovaný a dochází například k fluktuacím amplitudy [3]. Pokud se ale podaří všechny podélné módy v rezonátoru svázat, tak výstup laseru bude přesně definovaný. Svázáním podélných módů laseru se rozumí, že všechny podélné módy mají stejnou fázi. To má za následek, že elektrické pole na výstupu (tj. superpozice polí jednotlivých podélných módů) lze přesně určit, a tedy i intenzitu, a výsledkem je, že na výstupu jsou velmi intenzivní krátké pulsy, které jsou od sebe vzdálené v časové doméně o dobu oběhu rezonátorem

$$T_R = \frac{2L}{v_g(\lambda_0)} = \frac{1}{f_R} = \frac{1}{\Delta\nu_{\mathrm{ax}}}, \tag{13}$$

kde $v_g(\lambda_0)$ je grupová rychlost šíření pulsu o střední vlnové délce λ_0 v rezonátoru a f_R je opakovací frekvence pulsů [3][5]. Tato frekvence odpovídá frekvenci oscilací pulsu s vlnovou délkou λ_0 ve Fabry-Perotově rezonátoru, lze si tedy situaci představit tak, že v rezonátoru obíhá jeden ultrakrátký impuls, jehož část se vždy vyváže polopropustným výstupním zrcadlem, a proto je tedy na výstupu laseru sled pulsů [5]. Pro délku pulsu platí

$$\tau_p \approx \frac{T_R}{M}, \tag{14}$$

kde M je počet oscilujících podélných módů a dále také platí, že počet oscilujících módů je úměrný šířce spektra zesílení aktivního prostředí $\Delta\nu$ (což je vlastně spektrální šířka laserového záření) jako [3]

$$M \approx \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\mathrm{ax}}}. \tag{15}$$

Z výše uvedeného platí jednoduchý, avšak velice důležitý vztah

$$\tau_p \approx \frac{1}{\Delta\nu}, \tag{16}$$

který říká, že pro generaci nejkratších pulsů je třeba co největší šířka spektra (tedy je třeba co největší počet svázaných oscilujících podélných módů).

Superpozice elektrických polí jednotlivých podélných módů má tvar Fourierovy transformace mezi $E(\omega)$ a $E(t)$. Z vlastností Fourierovy transformace pak jednak plyne vztah (16), dále ale navíc také platí

$$\tau_p \cdot \Delta\nu = \mathrm{konst.}, \tag{17}$$

kde konstanta záleží na konkrétním modelu, který uvažujeme. [3].

Pro dosažení synchronizace podélných módů je třeba vložit do rezonátoru modulátor ztrát, který poté vytváří puls okolo minim ztrát [5]. Pulsy, které neprochází modulátorem v době, kdy jsou ztráty minimální, se tedy utlumí, a jelikož modulátor má frekvenci modulace nastavenou na T_R (jinak by režimu synchronizace módů nešlo dosáhnout,

protože podle teorie musí být pulsy od sebe vzdálené v čase T_R), tak na výstupu je opravdu sled pulsů s časovým rozestupem T_R. Podle konkrétního modulátoru poté dělíme režim synchronizace módů na aktivní, kdy je modulátor řízen externě, a pasivní, kdy modulátor pracuje bez vnějšího vstupu. Příkladem aktivního modulátoru je například akustooptický modulátor, a příkladem pasivního modulátoru je například SESAM (polovodičový saturovatelný absorbér spojený s totálně odrazným zrcadlem - z anglické semiconductor saturable absorber mirror), nebo také KLM (režim synchronizace módů za pomocí Kerrova nelineárního optického jevu - z anglického Kerr lens modelocking). Obecně platí, že kratších pulsů lze dosáhnout pomocí pasivní synchronizace módů, jelikož pasivní modulátory mají kratší dobu obnovení, než aktivní, a tím tedy umožňují generaci kratších pulsů [5].

Teoretický aparát pro popis režimu synchronizace módů vytvořil H. A. Haus a nazývá se tzv. řídící rovnice (z anglického master equation) [5][6]. Tento aparát je založen na popisu v čase se měnící amplitudové obálky pulsu uvnitř laserového rezonátoru pomocí linearizovaných diferenciálních operátorů, kdy každý operátor odpovídá elementu rezonátoru, který způsobuje změnu obálky [5]. Tato rovnice má v ustáleném stavu tvar

$$T_R \frac{\partial A(T,t)}{\partial T} = \sum_i \Delta A_i = 0, \tag{18}$$

kde $A(T,t)$ je časový průběh amplitudové obálky v závislosti na dvou časových škálách: T a t a ΔA_i jsou změny amplitudové obálky způsobené jednotlivými elementy rezonátoru (např. kvůli zisku, ztrátám, modulacím amplitudy, atd.). Časová škála t popisuje detailní změny obálky A, zatímco časová škála T popisuje změny na úrovni několika dob oběhu rezonátorem, platí tedy $t << T_R << T$. Samotná rovnice tedy říká, že v ustáleném stavu se po jednom průchodu rezonátorem nesmí obálka změnit a jednotlivé její změny se musí sečíst na nulu [5]. Řešením této rovnice lze získat tvar obálky pulsu a dobu jeho trvání.

Šíření pulsu skrz disperzní prostředí jej prodlužuje a to tak, že čím kratší je původní puls, tím více se puls prodlouží [5]. V rezonátoru se vždy nachází alespoň jeden disperzní prvek a to aktivní prostředí, které tedy jednak zesiluje optické záření, ale jednak také prodlužuje generované pulsy a pracuje tak proti modulátorům. Pokud je tedy zapotřebí dosáhnout co nejkratších pulsů (tj. kratších než jednu pikosekundu), je třeba tuto disperzi kompenzovat pomocí určitých prvků, které se vloží do rezonátoru. Těmi mohou být například hranoly, čerpovaná zrcadla, nebo difrakční mřížky [5].

4 Polovodičové absorbéry a SESAM

4.1 Saturovatelné absorbéry

Saturovatelné absorbéry fungují na principu nelineární transmise - propouští záření v závislosti na jeho intenzitě a to tak, že záření s malou intenzitou téměř neprochází, zatímco záření s vysokou intenzitou má pouze velmi malé ztráty. Proto se tyto součástky nazývají saturovatelné absorbéry - dochází k saturaci absorpce. Tento princip je velice vhodný pro využití saturovatelných absorbérů jako pasivních modulátorů pro režim synchronizace módů (a i pro režim Q-spínání). V dřívějších dobách se využívaly barvivové saturovatelné absorbéry, ale nyní se využívají jiné saturovatelné absorbéry, například polovodičové.

Při jejich využití jako modulátorů pro režim synchronizace módů je ideální, pokud se režim spustí sám, tj. jsou tzv. samospouštěcí. Tento princip samospuštění je založen na statistické povaze šumových impulsů v rezonátoru, které se mohou náhodně složit tak, že jejich intenzita je dostatečná na to, aby částečně saturovala absorbér. Ten poté již propustí puls, což mu umožní začít kolovat rezonátorem a tedy se i zesilovat [5]. Aby absorbér byl samostartovací, tak musí splňovat určité podmínky – konkrétně je třeba, aby změny ve ztrátách byly dostatečně velké pro potlačení malých fluktuací intenzity [5].

Saturovatelný absorbér lze využít jak pro synchronizaci módů, tak pro Q-spínání a tedy může nastat i situace, kdy laser generuje v tzv. Q-spínaném režimu synchronizace módů (QML) [5]. Takový laser má na výstupu sled pulsů daný synchronizací módů, ale jednotlivé pulsy nemají stejnou amplitudu, jak je tomu v případě kontinuálního režimu synchronizace módů (CWML), ale jejich intenzity jsou modulovány Q-spínanou obálkou. Tento režim sice může být stabilní, ale vnáší do oscilací velké množství šumu a může úplně zabránit režimu synchronizace módů [5]. Dále také zabraňuje dosažení transformačně limitovaných pulsů (tj. pulsů splňujících vztah (17)), protože dochází k příliš brzké saturaci absorbéru, což má za následek prodlužování pulsů [3]. Nakonec také v každém impulsu není stejné množství energie, což pro většinu aplikací není vhodné [5]. Z těchto důvodů je režim QML nechtěný a je vhodné ho potlačit.

C. Hönninger ve svém článku [7] navrhl a ověřil podmínku pro stabilitu kontinuálního režimu sychronizace módů, která dává do vztahu energii pulsu v rezonátoru E_p, saturační energii aktivního prostředí $E_\mathrm{sat,L}$ a absorbéru $E_\mathrm{sat,A}$

a hloubku modulace absorbéru ΔR. Aproximovaný tvar této podmínky je

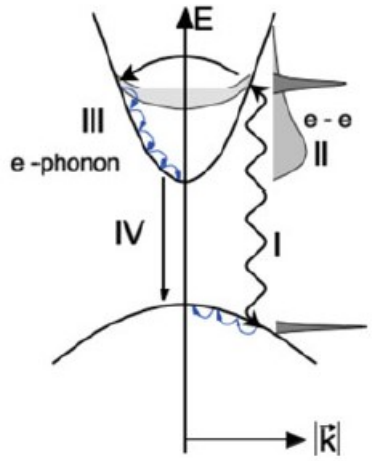
$$E_{\mathrm{p}}^2 > E_{\mathrm{sat,L}} E_{\mathrm{sat,A}} \Delta R. \tag{19}$$

Pokud nejsou splněny aproximace pro tento tvar podmínky, tak lze získat podmínku jinou, ale méně přísnou, tedy splnění uvedeného tvaru podmínky stále zajistí generaci kontinuálního režimu synchronizace módů. Podmínku lze upravit do tvaru

$$F_{\mathrm{p,\,A}}^2 > F_{\mathrm{sat,L}} F_{\mathrm{sat,A}} \Delta R \frac{S_{\mathrm{ef,\,L}}}{S_{\mathrm{ef,\,A}}}, \tag{20}$$

kde $F_{\mathrm{p,\,A}} = \frac{E_{\mathrm{p}}}{S_{\mathrm{ef,\,A}}}$ je tok záření dopadající na absorbér, $F_{\mathrm{sat,L}}$, resp. $F_{\mathrm{sat,A}}$ je saturační tok aktivního prostředí, resp. absorbéru a $S_{\mathrm{ef,\,L}}$, resp. $S_{\mathrm{ef,\,A}}$ je plocha svazku na aktivním prostředí, resp. na absorbéru. Toky záření a hloubka modulace jsou parametry daných prvků, a tedy je nelze ladit. Ale z podmínky (20) lze vidět, že pomocí návrhu rezonátoru lze tuto podmínku ovlivnit, jelikož plocha svazku na aktivním prostředí, resp. na absorbéru, je určena konkrétním rezonátorem.

Princip absorpce polovodičového saturovatelného absorbéru lze popsat v několika krocích. Nejdříve elektron ve valenčním pásu absorbuje foton a tím se vybudí do vodivostní hladiny. Zde následně dochází k termalizaci mezi nosiči náboje, protože vybuzený elektron má vyšší teplotu než elektrony, které již ve vodivostním pásu byly. Tento proces termalizace trvá okolo 100 fs. Dále dochází k elektron-fononovým procesům, které zprostředkovávají termalizaci mezi nosiči náboje a mřížkou, což trvá jednotky až desítky pikosekund. Nakonec dochází k rekombinaci elektron-děrových párů, čímž se elektron dostává zpět do valenčního pásu. Rekombinační proces zabere 100 ps a déle [5]. Tento proces je znázorněn na Obr. 2. Pokud tedy na absorbér dopadá silné záření, tak se velice rychle vybudí velké množství elektronů z valenčního pásu. Tím dochází k tomu, že počáteční stavy jsou vyčerpány a finální stavy částečně zaplněny, a tedy další elektrony se již nemohou vybudit kvůli Pauliho vylučovacímu principu - dochází k tzv. zaplnění pásů (z anglického bandfilling) - a tím tedy i k saturaci absorpce [5]. K částečnému obnovení absorpce dochází během elektron-fononových procesů, ale k obnovení celé absorpce dojde po rekombinaci, tj. na časové škále až nanosekund [5].



Obr. 2: Schéma popisující proces absorpce a následné relaxace polovodičového absorbéru. Proces I odpovídá absorpci fotonu elektronem a jeho vybuzení do vodivostního pásu, procesy II a III odpovídají termalizaci mezi nosiči náboje a následně i mřížkou a proces IV odpovídá rekombinaci. Převzato z [5].

Čím rychleji se elektrony dostanou z vodivostního do valenčního pásu, tím rychleji se obnoví absorpce a tím rychlejší bude absorbér [5]. Je třeba, aby doba obnovení absorbéru byla okolo 1 ps, z čehož plyne, že intrinsické procesy mezi valenčním a vodivostním pásem jsou příliš pomalé a do polovodičů se tedy zavádí defekty, které způsobují zachytávání nosičů náboje, a tím i rychlejší vyprazdňování vodivostního pásu, čímž se absorbér zrychluje. Platí, že rychlost absorbéru je přímo úměrná hustotě defektů [5].

Základními parametry saturovatelných absorbérů jsou hloubka modulace, nesaturovatelné ztráty, spektrum záření, pro které saturovatelný absorbér optimálně funguje, doba obnovení, saturační intenzita a také práh poškození. Hloubka modulace je maximální změna ztrát absorbéru v důsledku jeho saturace zářením. Nesaturovatelné ztráty jsou ztráty, které nelze saturovat zářením. Funkce saturovatelného absorbéru je spektrálně závislá jelikož dochází k absorpci. Doba obnovení je čas, za který absorpce zrelaxuje zpět na původní hodnotu po excitaci krátkým intenzivním pulsem.

Saturační intenzita je intenzita dopadajícího záření na absorbér, při které ztráty saturovatelného absorbéru poklesnou o 1/e ($\approx 37\,\%$) hloubky modulace.

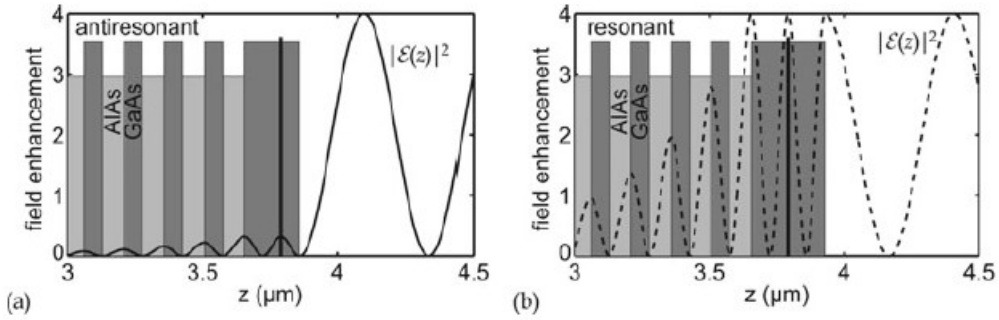
Podle toho, jestli je doba obnovení kratší, nebo delší, než je doba pulsu, dělíme saturovatelné absorbéry na pomalé a rychlé. Příkladem pomalého saturovatelného absorbéru je polovodičový saturovatelný absorbér a příkladem rychlého saturovatelného absorbéru je KLM.

4.2 SESAM

SESAM je polovodičový saturovatelný absorbér ve formě kvantové jámy, který je integrovaný s totálně odrazným Braggovým zrcadlem, a tedy s rostoucí intenzitou světla roste reflektivita tohoto prvku. Na poslední vrstvě Braggova zrcadla je umístěna kvantová jáma. Pokud by na této kvantové jámě již nebyl žádný další prvek, tak se vlivem výkonu v rezonátoru zničí, popř. by její saturační intenzita byla příliš nízká, a je tedy třeba, aby byla kryta i ze strany do rezonátoru [3]. Toho se může docílit několika způsoby, například nanesením dalšího Braggova zrcadla, umístěním kvantové jámy mezi dvě vrstvy původního Braggova zrcadla, či jejím umístěním do poslední vrstvy tohoto zrcadla (zde poté jako horní odrazná vrstva funguje rozhraní poslední vrstvy se vzduchem a reflektivitu této vrstvy lze určit pomocí Fresnelových vzorců) [5].

Kvantová jáma se poté nachází mezi dvěma odraznými povrchy, které fungují jako Fabry-Perotův rezonátor, a je zde vložena tak, aby byla v kmitně pole. Kdyby totiž byla v uzlu pole, tak by na kvantové jámě bylo pole vždy nulové a nedocházelo by k žádné absorpci [5]. Tento Fabry-Perotův rezonátor může podle jeho šířky fungovat buď v režimu maximální transmise pro pole, tento design SESAMu se nazývá tzv. rezonantní, nebo v režimu maximální reflektivity, kdy tento design SESAMu se nazývá tzv. antirezonatní [5]. Tyto designy jsou znázorněny na Obr. 3. V rezonantním designu prochází pole hlouběji do struktury SESAMu a je tedy více pravděpodobné, že jej poškodí, jelikož práh poškození SESAMu není vysoký [5]. Antirezonantní design je více širokospektrální, zatímco rezonantní design je velice citlivý na vlnovou délku a je tedy možné její pomocí ladit hloubku modulace [5]. Rezonantní design je navíc složité vyrůst a také efektivně zvětšuje nesaturovatelné ztráty, a proto se ve valné většině případů využívá antirezonantního designu [5].

Parametry SESAMu jako saturovatelného absorbéru lze velice dobře kontrolovat během jeho růstu [5]. Šířka zakázaného pásu určuje absorpční vlnovou délku, doba obnovení je určena teplotou růstu a saturační intenzita společně s nesaturovatelnými ztrátami je kontrolována reflektivitou horní odrazné vrstvy a šířkou absorbéru [3]. Oproti KLM, které je sice schopné generovat kratší pulsy, je SESAM samospouštěcí a jeho implementace do rezonátoru je relativně snadná – nahradí se jím jedno z koncových zrcadel [3]. SESAM je schopen generovat pulsy až 20krát kratší, než je jeho doba obnovení a pro účinný laser je třeba, aby nesaturovatelné ztráty rezonátoru byly mnohem menší, než jsou ztráty výstupního zrcadla [5].



Obr. 3: Schéma zobrazující rozdíl mezi antirezonančním designem (a) a rezonančním designem (b) SESAMu pro případ, kde kvantová jáma je vložena do poslední vrstvy Braggova zrcadla. Na vertikální ose je kvadrát velikosti elektrického pole a na horizontální ose je vzdálenost. Převzato z [5].

Rešeršní část

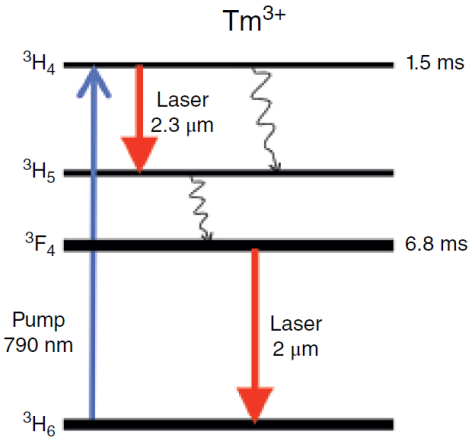
5 Lasery založené na thuliem dopovaných matricích

Thulium je trojmocný prvek vzácných zemin, pro které platí, že hlavní důvod štěpení jejich energetických hladin v krystalových matricích jsou interakce mezi spiny elektronů dopantu s orbitálním momentem hybnosti elektronů matrice (tzv. spin–orbitalové interakce) [8]. Schéma energetických hladin thulia je na Obr. 4a. Pevnolátkové thuliové lasery mohou vyzařovat ve dvou spektrálních oblastech a to od 1,8−2,2 µm (díky přechodu $^3F_4 - ^3H_6$) a od 2,2−2,4 µm (díky přechodu $^3H_4 - ^3H_5$) [8]. Thulium má malý účinný průřez pro stimulovanou emisi (emisní účinný průřez) [8]. Laser založený na přechodu $^3F_4 - ^3H_6$ se lze považovat za tříhladinový, avšak v důsledku Starkova jevu jsou obě tyto hladiny rozštěpeny, a kvůli rychlé relaxaci jejich podhladin se systém stává efektivně čtyřhladinovým [8].

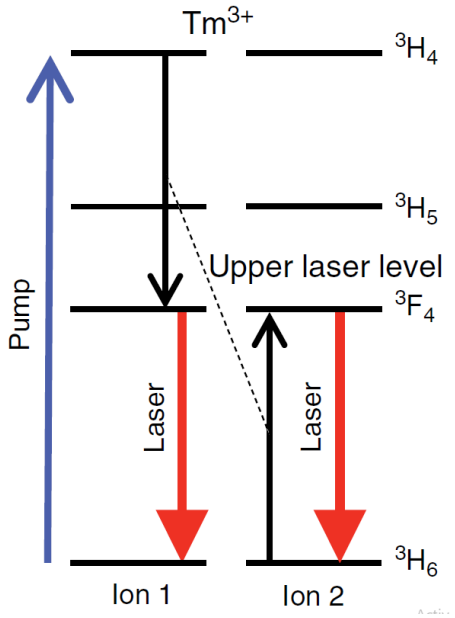
U thuliových laserů dochází také k velkému rozšiřování fluorescenčního spektra pomocí fononů. Fonony totiž modulují krystalové pole poblíž dopantů a tím rozšiřují energetické hladiny [8]. Tento efekt společně se štěpením v důsledku Starkova jevu vede k laditelnosti laserů v rozsahu až několika set nanometrů [8].

Kvůli blízkosti energií přechodů $^3H_4 - ^3F_4$ a $^3F_4 - ^3H_6$ může dojít k procesu, kdy se z jednoho čerpacího fotonu získají dva laserové fotony [8]. Foton, který se vyzáří při přechodu elektronu z $^3H_4$ na $^3F_4$, může totiž vybudit elektron z hladiny $^3H_6$ na horní laserovou hladinu $^3F_4$. Zároveň ale elektron, který přešel z $^3H_4$ je nyní také na horní laserové hladině $^3F_4$, čímž jeden budící foton způsobil to, že na horní laserové hladině $^3F_4$ jsou dva excitované elektrony. Tento proces je znázorněn na Obr. 4b a nazývá se křížová relaxace. Efektivita tohoto procesu roste s koncentrací dopování thulia v dané matrici a začíná být významná při koncentraci > 3 at.% [8].

Fluoridové matrice mají obecně některé výhody oproti oxidovým: mají malou fononovou energii a kratší fononová spektra a tedy slabší multifononové relaxace, což umožňuje dosažení větších laserových účinností [9][10]. Dále fluoridové matrice dopované kovy vzácných zemin mají také dlouhé doby života na horních laserových hladinách, což usnadňuje konstrukci zesilovačů pro impulsní lasery a je jednodušší je čerpat [10]. Thulium i holmium jsou dobří kandidáti na lasery generující ultrakrátké pulsy o vysokých energiích, ale je vhodné jimi dopovat matrice s nízkou fononovou energií, protože jinak dochází k přílišné generaci tepla a snížení účinnosti [10][11][12].



(a) Schéma znázorňující energetické hladiny thulia využívané pro laserovou akci. U horních laserových hladin je uvedena doba života na této hladině, u přechodů je uvedena vlnová délka fotonu s odpovídající energií a vlnité šipky znázorňují nezářivé přechody – fonony.



(b) Schéma znázorňující proces, při kterém lze z jednoho čerpacího fotonu získat dva laserové fotony.

Obr. 4: Schémata znázorňující vlastnosti thulia. Převzato z [8].

5.1 Tm:$LiYF_4$ (Tm:YLF)

Tm:$LiYF_4$ (nebo-li ve zkratce Tm:YLF) je krystalová matrice umožňující vysoké účinnosti, jejíž růst je dobře zvládnutý [13]. Dále má negativní termooptický koeficient, a malou tepelnou čočku [13][11]. YLF je také přirozeně

dvojlomný, tedy laser produkuje lineárně polarizované záření bez dalších nutných prvků v rezonátoru [14][15][11]. Z materiálového hlediska je to tvrdá látka s malou tepelnou vodivostí [15].

V porovnání s matricemi YAG a YAP je emisní průřez Tm:YLF malý [15]. Spektroskopické vlastnosti Tm:YLF závisí jednak na směru (protože se jedná o dvojlomný materiál) a i na teplotě. Pro záření ve směru osy E||c jsou hlavní píky emise na 1684 nm, 1745 nm, 1832 nm a 1877 nm. Poslední pík je největší – pochází z nejnižší Starkovy hladiny horní laserové hladiny, kde se nachází největší množství excitovaných elektronů. Při snižující se teplotě roste emisní účinný průřez na 1877 nm a klesá šířka této čáry. Při 100 K je hodnota emisního účinného průřezu $2{,}4 \cdot 10^{-20}\,\mathrm{cm}^2$ a velikost čáry je na FWHM 4 nm. Pro záření ve směru osy E||a jsou hlavní píky emise při 300 K na 1684 nm, 1744 nm, 1795 nm, 1846 nm a 1908 nm. Při kryogenních teplotách je poté největší pík na 1795 nm, který ale silně závisí na teplotě - při přechodu z 80 K na 150 K klesne více než desetkrát. Další velký pík na 1908 nm na teplotě tolik nezávisí – zde je emisní účinný průřez při 100 K roven $0{,}75 \cdot 10^{-20}\,\mathrm{cm}^2$ a šířka čáry je na FWHM 19 nm. Emise z hladiny $^3\mathrm{F}_4$ je dostatečně široká pro konstrukci vysokovýkonných laserů a zesilovačů se sub 1 ps impulsy. Dále také dochází k zachytávání fotonů (trappingu), které je tím větší, čím je větší koncentrace dopování. [11]

Doba života na laserových hladinách závisí na koncentraci dopování a částečně také na teplotě. U hladiny $^3\mathrm{F}_4$ se doba života s klesající teplotou prodlužuje z 15,25 ms při 300 K na 18 ms při 85 K pro vzorek o koncentraci dopování 0,5 at.%. U hladiny $^3\mathrm{H}_4$ je při pokojové teplotě 300 K doba života 2 ms pro vzorek o koncentraci dopování 0,5 at.% a 0,5 ms pro vzorek o koncentraci dopování 2,5 at.%. Pro vzorek s koncentrací dopování 0,5 at.% se doba života při přechodu ke kryogenním teplotám příliš nemění, u vzorku s koncentrací dopování 2,5 at.% klesne na 0,25 ms. Tato změna ale není velká, a to tedy značí, že proces křížové relaxace funguje dobře i při kryogenních teplotách [11].

Z výše uvedených hodnot bylo v [11] dopočteno absorpční spektrum pomocí metody McCumber. Hlavní píky absorpce pro E||c směr při kryogenních teplotách jsou 1683 nm, 1690 nm a 1746 nm a s rostoucí teplotou poté klesá hodnota absorpčních účinných průřezů, ale roste šířka čar na FWHM. Pro směr E||a jsou hlavní píky při kryogenních teplotách 1684 nm, 1726 nm, 1737 nm, 1745 nm a 1795 nm. Oproti směru E||c jsou tyto píky užší a slabší s výjimkou čáry na 1745 nm, která je velká v obou dvou směrech. Se snižující se teplotou energetický systém přechází z tříhladinového na čtyřhladinový, a tedy se velmi zmenšuje absorpce v okolí laserové vlnové délky, která je pro kryogenní laser v rozsahu od 1870 nm do 1940 nm [11].

Účinný průřez zisku závisí na teplotě a inverzi populace hladin. Ve směru E||c je při kryogenních teplotách dostatečně široký pro generaci sub pikosekundových impulsů. Ve směru E||a je zisk při kryogenních teplotách sice asi třikrát menší, ale je mnohem širší, a tedy umožňuje generaci impulsů až o délce 500 fs, a zároveň je tato křivka méně citlivá na teplotu [11].

Tm:YLF lasery vyzařují ve spektrální oblasti okolo 2 µm, kde se nachází absorpční pásy vody a vzdušná vlhkost tedy může mít velký vliv na stabilitu laserové akce. Mužík a spol. v [15] zkoumali stabilitu Tm:YLF laseru v kontinuálním režimu v závislosti na vzdušné vlhkosti a zjistili, že při poklesu vlhkosti z 45% na 2% se výstupní výkon značně stabilizoval a navíc vzrostl o přibližně 15%. Dále také sestrojili laser v režimu synchronizace módů, který při vlhkosti větší než 40% přestal být stabilní, a tedy tohoto režimu při této a vyšší vlhkosti nešlo vůbec dosáhnout. Na rozdíl od tohoto pozorování ale A. Tyazhev a spol. v [16] publikovali systém Tm:YLF v režimu synchronizace módů, který pracoval i při vysokých vlhkostech vzduchu 60% – 80%. Bližší porovnání těchto systémů lze nalézt v Tab. 2. Absorpční čáry vodních par také znesnadňují ladění vlnové délky, jelikož se některé absorbují právě ve vzdušné vlhkosti, ale i přes to byl postaven laser založený na Tm:YLF, který byl laditelný ve velmi širokém rozsahu, viz Tab. 1 [15][11].

Lasery založené na Tm:YLF lze zprovoznit také v některých méně obvyklých variantách. U kratších emisních vlnových délek (1,8 µm) dochází k velké reabsorpci, ale vhodnou volbou spektrálních charakteristik výstupních zrcadel lze docílit i generace na této vlnové délce, dokonce i v režimu synchronizace módů, jak je popsáno v [17]. Dále také platí, že koncentrace dopování okolo 1,5 at.% snižuje nezářivý útlum, což umožní generaci na 2,3 µm [18]. Navíc lze postavit i systém, který simultánně generuje záření na dvou vlnových délkách a to na 1,9 µm a 2,3 µm [19].

Přehled těchto a další thuliových laserů založených na matrici YLF je k vidění v Tab. 1 a Tab. 2.

5.2 Tm:CaF_2

Fluorid vápníku (CaF_2) je látka s nízkým bodem tání, nízkým koeficientem tepelné roztažnosti, malou tvrdostí a vysokou tepelnou vodivostí, což usnadňuje jeho výrobu (např. metodou Bridgman-Stockbauer) [20][13]. Dále je také skvěle transparentní (od 0,15 µm do 9 µm), má nízkou fononovou energii (maximálně $495\,\mathrm{cm}^{-1}$) a jeho krystaly mají kubickou strukturu [13][12]. Při dopaci kovy vzácných zemin vznikají široká absorpční i emisní spektra v důsledku kompenzace náboje a především vzniku shluků aktivních iontů. Široká spektra umožňují krátké pulsy, široké rozsahy přeladitelnosti a také při čerpání není třeba stabilizovat laserové diody na přesnou vlnovou délku. Shluky aktivních

iontů jiných prvků mohou způsobovat zhášení luminiscence (např. u neodymu), ale generaci thuliových laserů na 2 µm napomáhají, ale zháší luminiscenci na 1,5 µm. Vznik shluků závisí na koncentracích dopace – při nízkých dopováních jsou ionty thulia izolované, zatímco při vyšších dopováních tvoří shluky [13]. Obecně ale shluky v CaF_2 vznikají při menších dopacích než u ostatních matric a zvyšují pravděpodobnost procesu křížové relaxace, jelikož se ve shlucích ionty thulia nacházejí blíže u sebe. Kdyby tomu tak nebylo, tak by pro zvýšení pravděpodobnosti procesu křížové relaxace bylo třeba používat krystaly s vyšší koncentrací dopování, což by vedlo ke zhoršení termálních vlastností krystalu a tím i ke snížení účinnosti [21].

Emisní pík se nachází v pásu od 1800 nm do 1830 nm [20][22]. Hodnoty emisního průřezu jsou blízké hodnotám v matricích YAG a YLF, ale emisní spektrum je širší [13]. Absorpce je ve dvou pásech okolo 680 nm a 780 nm, jejichž tvar závisí na koncentraci dopování (ale při koncentraci větší než 1 at.% se dále nemění), s píky na 767 nm a 792 nm, a dále také na 1610 nm, což umožňuje čerpání laserovými diodami buď okolo 790 nm, nebo rezonantně na 1700 nm, popřípadě také Ti:safírovým laserem na 767 nm [13][22][23]. Rezonantní čerpání by mělo zvýšit účinnost a snížit termální efekty, jelikož se čerpá přímo na horní laserovou hladinu [22]. Publikované doby života na horní laserové hladině $^3F_4$ se pohybují od 6 ms do 18,5 ms [22][13].

U thuliových laserů v matrici CaF_2 se někdy přidávají také kodopanty, tj. látky, které nemusí nutně mít zářivé přechody, ale nějakým způsobem zlepšují vlastnosti krystalu, a proto se do něj také dopují. Může se jednat například o yttrium, lanthan nebo i holmium.

V případě yttria se sníží absorpční účinný průřez na 792 nm, ale vzroste na 767 nm a emisní intenzita na 1820 nm vzroste i více než třikrát [24]. Jelikož yttrium a thulium mají jinou velikost iontů, tak dojde ke zvýšení Starkova štěpení hladin $^3H_6$ i $^3F_4$ a rozšíření emisního spektra, což umožní větší a snadnější ladění vlnové délky. Dále kodopování yttriem také zvyšuje průřez zisku [12]. V yttriem kodopovaném Tm,Y:CaF_2 se L.Kongovi a spol. [24] podařilo postavit laser na dvou vlnových délkách zároveň - na 1881 nm a 1889 nm. Navíc tento laser fungoval ve stabilním režimu synchronizace módů a pulsy byly dočasně synchronní, což tedy teoreticky umožňuje generaci záření s frekvencí v řádu terahertz pomocí generace rozdílové frekvence.

Tm:CaF_2 kodopovaný lanthanem má také široké emisní spektrum centrované okolo 1823 nm se šířkou 175 nm. Kodopace lanthanem nezabrání zhášení přechodů zodpovědných za záření na 1450 nm. Doba života na horní laserové hladině je 7,6 ms, což je delší než u Tm:CaF_2 s koncentrací dopování 3 at.%, ale kratší než u Tm,Y:CaF_2 s koncentrací dopování 3 at.% pro thulium i yttrium.

Při kodopaci Tm:CaF_2 holmiem jednak vzniká malý absorpční pík v absorpčním pásu holmia okolo 1944 nm a dále se pík emise posune na 2024 nm. Laserová emise jako taková se posune k delším vlnovým délkám, jak je možno vidět v Tab. 1 [22].

Přehled těchto a další thuliových laserů založených na matrici CaF_2 je k vidění v Tab. 1 a Tab. 2.

5.3 Tm:SrF_2

Fluorid strontnatý (SrF_2) je další z fluoridových matric. Má velmi nízkou fononovou energii i v rámci fluoridů (280 cm^{-1}) což umožňuje konstrukci laserů s velmi vysokou diferenciální účinností. K tomu napomáhá delší doba života na horní laserové hladině $^3F_4$ oproti CaF_2, která je 36,6 ms. Tato delší doba života na horní laserové hladině společně s tím, že absorpční a emisní průřezy jsou stejné jako u ostatních fluoridových matric, dělá tuto matrici velmi vhodnou na konstrukci laserů v kontinuálním režimu. Absorpce sahá od 320 nm do 2000 nm s píky v oblasti 760 nm až 800 nm a hlavním maximem na 773 nm. Hlavní emisní pík se nachází na 1820 nm [9].

AP	dopování [at.%]	$\lambda_{\text{čerpání}}$ [nm]	režim	P_{laser} [W]	σ_{dif} [%]	λ_{laser} [nm]	ladící rozsah [nm]	zdroj
Tm:CaF_2	4,0	1700 (LD)	QCW	0,05	4	2027	-	[22]
Tm,Ho:CaF_2	2,0 (Tm); 0,3 (Ho)	1700 (LD)	QCW	0,04	5	2074	-	[22]
Tm:CaF_2	4,0	785 (LD)	QCW	0,02	7	1951	100	[10]
Tm,Ho:CaF_2	2,0 (Tm); 0,3 (Ho)	785 (LD)	QCW	0,02	4	2083	95	[10]
Tm:CaF_2	3,0	792 (LD)	CW	2,71	70	1917	189	[20]
Tm,Y:CaF_2	3,0 (Tm); 3,0 (Y)	790 (LD)	CW	0,59	26	1922	-	[24]
Tm:CaF_2	1,34	767 (Ti:safír)	CW	0,14	41	1887	135	[13]
Tm:CaF_2	4,0	790 (LD)	CW	1,15 / 0,72	64 / 44	1971	- / 169	[23]
Tm,Y:CaF_2	3,0 (Tm); 3,0 (Y)	785 (LD)	CW	0,41	21	1940	190	[12]
Tm,La:CaF_2	2,84 (Tm); 1,91 (La)	792 (LD)	CW	4,27 / 4,0	67 / 62	1920	- / 192	[21]
Tm,Y:CaF_2	4,0 (Tm); 4,0 (Y)	792 (LD)	CW	1,01	51	1972	-	[21]
Tm:YLF	3,0	789 – 792 (LD)	CW	130,0	55	1909	-	[14]
Tm:YAP	3,0	791 – 794 (LD)	CW	126,0	51	1990	-	[14]
Tm:YLF	3,5	791 (LD)	CW	4,4	25	1908 (σ); 1888 (π)	100 (nespojité)	[15]
Tm:SrF_2	2,0	792 (LD)	CW	4,08	81	1934	-	[9]
Tm:YLF	3,0	793 (LD)	CW	1,51	59	1832	-	[17]
Tm:YLF	1,5	780 (Ti:safír)	CW	0,12	12	2305	93	[18]
Tm:YLF	1,5	792 (LD)	CW	0,01	11	2305	-	[18]
Tm:YLF	2,0 – 6,0	780 (Ti:safír) / 792 (LD)	CW	až 1,42	až 70	1772 – 2145	393	[11]

Tab. 1: Tabulka s přehledem publikovaných laserových systémů fungujících v (kvazi–)kontinuálním režimu založených na thuliem dopovaných matricích a především fluoridových matricích. AP – aktivní prostředí, $\lambda_{\text{čerpání}}$ – vlnová délka čerpacího laseru, LD – laserová dioda, QCW – kvazi kontinuální režim, CW – kontinuální režim, P_{laser} – výstupní výkon laseru, σ_{dif} – diferenciální účinnost, λ_{laser} – vyzařovaná vlnová délka.

AP	dopování [at.%]	$\lambda_{\text{čerpání}}$ [nm]	režim	τ_p	f	$P_{\text{průměr}}$ [mW]	σ_{dif} [%]	λ_{laser} [nm]	zdroj
Tm:CaF_2	3,0	792 (LD)	ML (SA: SESAM)	desítky ps	-	132	7	1886	[20]
Tm,Y:CaF_2	3,0 (Tm); 3,0 (Y)	792 (LD)	ML (SA: SESAM)	22 ps	99 MHz	114	5	1887	[24]
Tm:CaF_2	4,0	790 (LD)	Q-spínání (SA: Ag nanotyčinky)	3,1 us	9,3 kHz	385	26	1935	[23]
Tm,Y:CaF_2	4,0 (Tm); 4,0 (Y)	792 (LD)	Q-spínání (SA: grafen oxid)	1,316 us	20,22 kHz	400	31	1969	[25]
Tm:YLF	4,0	793 (LD)	ML (SA: SESAM)	31 ps	94 MHz	95	1	1909	[16]
Tm:YLF	3,5	793 (LD)	ML (AOM)	170 ps	149,3 MHz	2600	14	1910*	[15]
Tm:YLF	3,0	793 (LD)	ML (SA: SESAM)	107 ps	54,1 MHz	1040	49	1831	[17]
Tm:YLF	1,5	780 (Ti:safír)	ML (KLM)	514 fs	41,5 MHz	35	5	2300	[26]
Tm:YLF	3,5 wt.%	780 (Ti:safír)	ML (SA: SESAM)	94 ps	100 MHz	165	-	2306	[27]

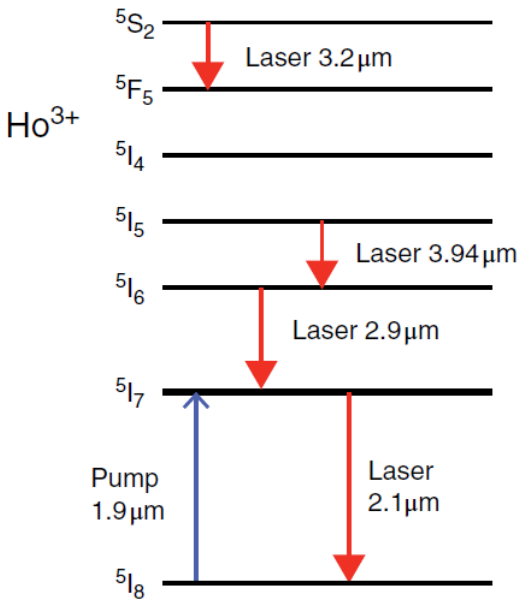
Tab. 2: Tabulka s přehledem publikovaných laserových systémů fungujících v pulsním režimu založených na thuliem dopovaných fluoridových matricích. AP – aktivní prostředí, $\lambda_{\text{čerpání}}$ – vlnová délka čerpacího laseru, LD – laserová dioda, ML – režim synchronizace módů, SA – saturovatelný absorbér, AOM – akusto-optický modulátor, KLM – režim synchronizace módů za pomocí Kerrova nelineárního jevu, τ_p – délka pulsu, f – frekvence pulsů, $P_{\text{průměr}}$ – průměrný výstupní výkon laseru, σ_{dif} – diferenciální účinnost, λ_{laser} – vyzařovaná vlnová délka. * – výstupní vlnovou délku lze ladit od 1877 nm do 1940 nm.

6 Lasery založené na holmiem dopovaných matricích

6.1 Holmiem dopované matrice

Holmium je, stejně jako thulium, prvek vzácných zemin. Schéma energetických hladin holmia je na Obr. 5. Pevnolátkové holmiové lasery mohou vyzařovat v několika spektrálních oblastech: v 1,95 − 2,15 µm (přechod $^5I_7 - ^5I_8$), v 2,85 − 3,05 µm (přechod $^5I_6 - ^5I_7$), na 3,94 µm (přechod $^5I_5 - ^5I_6$) a poblíž 3,2 µm (přechod $^5S_2 - ^5F_5$) [8]. Tyto lasery nelze vhodně čerpat pomocí laserových diod, jako je tomu u thuliových laserů, u kterých se využívá čerpání okolo 790 nm na vyšší energetické hladiny, a proto se k čerpání využívají thuliové lasery (pevnolátkové nebo vláknové) a čerpá se na horní laserovou hladinu, nebo se krystaly kodopují jinými prvky, což upraví absorpční spektrum krystalu tak, že jej následně lze čerpat za pomoci laserových diod [8][28]. Výhodou holmiových laserů oproti thuliovým je větší emisní průřez, průřez zisku a delší doby života na horní laserové hladině, které umožňují uložit velké množství energie na horní laserové hladině, což dále umožňuje dobrou funkčnost v režimu Q-spínání, ve kterém thuliové lasery pracují na hranici poškození krystalu a nejsou tedy příliš vhodné. Dále oproti thuliovým laserům kodopovaným holmiem mají čistě holmiové lasery menší ztráty. [29][8].

Optické vlastnosti holmiových krystalů (stejně jako thuliových) závisí na matricích, kdy dvě hlavní skupiny matric jsou oxidy (např. YAG, YAP) a fluoridy (YLF, CaF_2). Fluoridy mají menší fononovou energii a delší doby života [29].



Obr. 5: Schéma znázorňující energetické hladiny holmia využívané pro laserovou akci. U přechodů je uvedena vlnová délka fotonu s odpovídající energií. Převzato z [8].

6.2 Ho:CaF_2

Ho:CaF_2 má krátké fononové spektrum a slabou vícefononovou interakci. Dále má také vysokou tepelnou vodivost a záporný koeficient refrakce, v důsledku čehož jsou termální efekty při velkém čerpání slabé [30]. Bylo pozorováno, že s rostoucí koncentrací roste i práh čerpacího výkonu [31].

Při teplotě tekutého dusíku (83 K) se absorpční pás rozprostírá od 1850 nm do 1980 nm a hlavní pík absorpce se nachází na 1940 nm. Při přechodu k pokojové teplotě poté roste absorpce na laserové vlnové délce, jelikož systém přechází z čtyřhladinového systému zpět na kvazi-tříhladinový systém [28].

Emisní spektrum při pokojové teplotě má rozsah od 1870 nm do 2150 nm s píky na 2030 nm a 2095 nm. Při přechodu na 83 K se spektrum zúží na 1960 nm až 2150 nm, ale poloha píků se významně nezmění. Při 85 K se je doba života na horní laserové hladině přibližně 10 ms, při pokojové teplotě je naměřená hodnota doby života na horní laserové hladině $^5I_7$ 17,3 ms. [28][31].

Bylo publikováno ladění laserů založených na Ho:CaF_2 od 2050 nm do 2114 nm, které by tedy umožňovalo nejkratší puls okolo 200 fs [31]. Přehled zmíněných a dalších laserů založený na holmiem dopovaných matricích je v Tab. 3.

AP	dopování	$\lambda_{\text{čerpání}}$ [nm]	režim	τ_p	f	$P_{\text{průměr}}$ [W]	σ_{dif} [%]	λ_{laser} [nm]	ladící rozsah [nm]	zdroj
Ho:CaF_2	1,0 at.%	1940 (LD)	CW	-	-	4,2	48	2085	-	[30]
Ho:CaF_2	1,0 at.%	1940 (LD)	Q-spínání (SA: Cr:ZnS)	92 ns	5,88 kHz	3,6	42	2084	-	[30]
Ho:CaF_2	0,4 mol.%	1940 (Tm:vlákno)	QCW	2,5 ms	10 Hz	méně než 1	17	2085	64	[31]
Ho:CaF_2	0,7 mol.%	1940 (Tm:vlákno)	QCW	2,5 ms	10 Hz	méně než 1	17	2088	64	[31]
Ho:CaF_2	1,5 mol.%	1940 (Tm:vlákno)	QCW	2,5 ms	10 Hz	2,0	30	2113	64	[31]
Ho:CaF_2*	0,5 at.%	1940 (Tm:vlákno)	QCW	10 ms	5 Hz	0,41	95**	2060	90	[28]
Ho:CaF_2*	0,5 at.%	1940 (Tm:vlákno)	QCW	10 ms	5 Hz	0,30	72**	2110; 2130	-	[28]
Ho:CaF_2*	0,5 at.%	1940 (Tm:vlákno)	CW	-	-	2,37	40	2060	-	[28]
Ho:YLF	1,5 at.%	1940 (Tm:vlákno)	CW	-	-	7,79	55	2050	-	[29]
Ho:YLF	1,5 at.%	1940 (Tm:vlákno)	Q-spínání (SA: Cr:ZnS)	15,6 ns	2,3 kHz	6,03	46	2050	-	[29]

Tab. 3: Tabulka s přehledem publikovaných laserových systémů založených na holmiem dopovaných fluoridových matricích. AP – aktivní prostředí, $\lambda_{\text{čerpání}}$ – vlnová délka čerpacího laseru, LD – laserová dioda, CW – kontinuální režim, QCW – kvazikontinuální režim, SA – saturovatelný absorbér, τ_p – délka pulsu, f – frekvence pulsů, $P_{\text{průměr}}$ – průměrný výstupní výkon laseru, σ_{dif} – diferenciální účinnost, λ_{laser} – vyzařovaná vlnová délka. * – krystal je chlazen na teplotu tekutého dusíku. ** – čerpací záření projde krystalem dvakrát.

7 Využití laserů založených na holmiem a thuliem dopovaných matricích

Jelikož thuliové i holmiové lasery vyzařují v podobné spektrální oblasti, tak se jejich využití částečně překrývá. Vlnová délka 1,8 µm se dá využít pro detekci plynů, čerpání laserů založených na Cr^{2+}, svařování materiálů (především polymerů) a také pro infračervenou stimulaci neuronů. Kolem 2 µm se nachází absorpční pásy vody, a tedy i lidské tkáně, a proto jsou tyto lasery velmi dobře využitelné v medicíně pro provádění operací. Lasery v této spektrální oblasti jsou taktéž oku bezpečné, tj. jejich záření nepronikne skrz oko na sítnici. Vlnové délky > 2 µm se méně absorbují v atmosféře, což činí tyto lasery vhodné pro LIDAR (detekce a měření vzdáleností za pomocí světla) a také pro detekci plynů, například znečišťujících látek jako jsou oxid uhelnatý (první pás, kde se neabsorbuje voda, ale oxid uhelnatý ano, se nachází okolo 2,3 µm), fluorovodík, formaldehyd či methan. Záření ve spektrální oblasti od 2,2 µm do 2,4 µm lze také využít pro neinvazivní měření glukózy v krvi. Další využití pro záření ve spektrální oblasti okolo 2 µm je např. molekulová a vícefotonová fluorescenční mikroskopie a jako čerpací záření pro optické parametrické oscilátory pro generaci záření ve střední infračervené oblasti a optické parametrické zesilovače využívající čerpovaných impulsů (OPCPA) [8][17][18][20][24][28].

Experimentální část

8 Použité přístroje

Výstupní výkon laseru jsme měřili pomocí měřiče FieldMate od firmy Coherent se sondou Molectron PM10. Tato sonda obsahuje pyrodetektor, který je schopný měřit výkony od 10 mW do 10 W ve spektrální oblasti od 0,25 µm do 11 µm.

Spektrální charakteristiky laserů Tm:YLF a Ho:CaF_2 a emisní spektra Ho:CaF_2 jsme měřili pomocí spektroskopu RED-Wave-NIRx-SR od firmy Stellarnet. Tento spektroskop měří v rozsahu od 0,9 µm do 2,3 µm s rozlišením < 13 nm. Toto rozlišení tedy ovlivňuje naměřené šířky spektrálních čar, jelikož naměřené hodnoty se nachází pod hodnotou 13 nm. Pro naměření spektrální charakteristiky čerpací laserové diody systému Tm:YLF – Coherent IF-HS1 jsme zvolili spektroskop Maya2000Pro od firmy OceansOptics se spektrálním rozsahem od 165 nm do 1100 nm a s rozlišením 0,5 nm.

Transmisní spektra krystalů Ho:CaF_2 jsme měřili pomocí spektrofotometru Shimadzu UV3600 s rozsahem od 185 nm do 3300 nm a maximálním rozlišením 0,1 nm, které je dáno šířkou využité štěrbiny.

Pro měření ultrakrátkých impulsů generovaných systémem Tm:YLF jsme využívali osciloskop Teledyne Lecroy SDA 813 Zi se šířkou pásma 13 GHz a vzorkovací frekvencí 40 GS/s a fotodiodu EOT ET-5000. Spektrální rozsah fotodiody je $850 - 2100$ nm a délka její náběžné (sestupné) hrany činí 28 ps. U systému Ho:CaF_2 jsme využívali osciloskop DPO 3032 od firmy Tektronix se šířkou pásma 300 MHz a vzorkovací frekvencí 2,5 GS/s.

Profily výstupních svazků laserů Tm:YLF a Ho:CaF_2 jsme zaznamenávali pomocí kamery WinCamD-IR-BB od firmy DataRay. Tato kamera má spektrální rozsah od 2 µm do 16 µm, rozlišení 640×480 px a jeden pixel má velikost 17×17 µm. Profil svazku čerpací laserové diody jsme zaznamenali pomocí kamery WinCamD-UCD15 od firmy DataRay, jejíž spektrální rozsah je od 355 nm do 1150 nm s rozlišením 1600×1200 px a s velikostí strany pixelu 4,4 µm.

Pro měření spektroskopických vlastností vzorků při nízkých teplotách jsme použili kryostat od firmy Lake Shore Cryotronics (Janis).

9 Laserový systém Tm:YLF

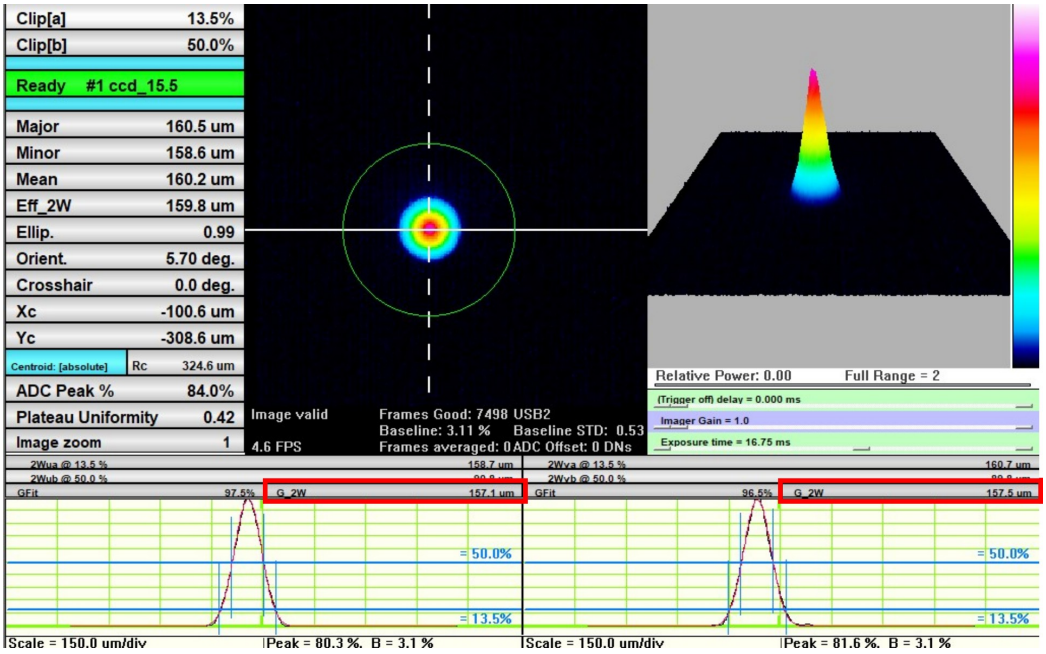
9.1 Krystal

Jako aktivní prostředí jsme zvolili krystal Tm:YLF, který lze vidět na Obr. 6, od firmy Altechna ve tvaru válečku o délce 10 mm a průměru 3 mm s koncentrací dopování 3,5 at.% a směrem řezu a. Krystal byl usazen v měděném držáku, obalen indiovou fólií a chlazen na 18°C.

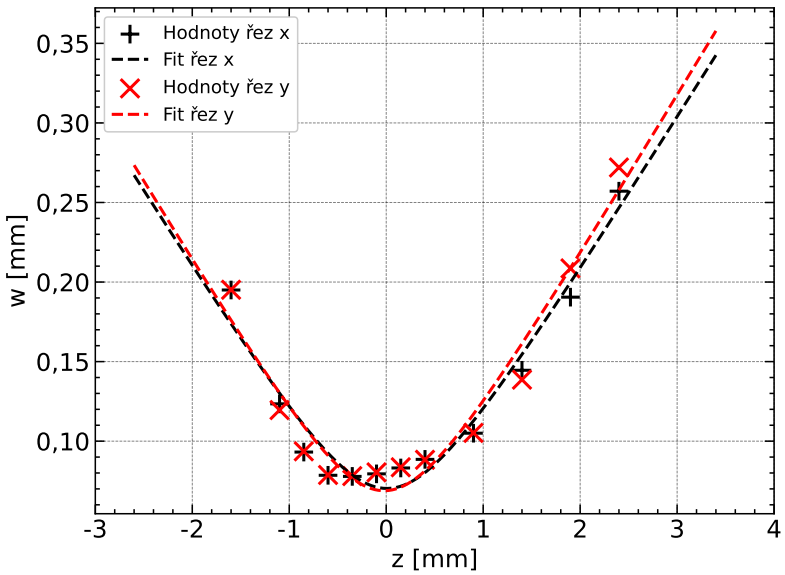
Obr. 6: Obrázek s krystalem využívaným pro laserový systém Tm:YLF. Krystal je umístěn v měděném držáku, který umožňuje chlazení.

9.2 Čerpání

Pro čerpání laserového systému založeného na krystalu Tm:YLF jsme zvolili komerční laserovou diodu Coherent IF-HS1. Tato laserová dioda funguje v kontinuálním režimu, ve kterém má maximální výkon 9 W. Centrální vyzařovaná vlnová délka je 793 nm a šířka čáry, ve které je 90 % výkonu, je méně než 3 nm. Na tuto laserovou diodu je navázáno optické vlákno s jádrem o průměru 106,5 µm a s numerickou aperturou 0,15. Čerpací záření jsme poté fokusovali do krystalu pomocí dvou achromatických spojných čočkových dubletů s ohniskovou vzdáleností 75 mm (Thorlabs, Inc., AC508-075-B). Velikost svazku a průběh svazku ve fokusu jsme změřili pomocí kamery, která udávala poloměr svazku na 13,5 % ($1/e^2$) maximální intenzity, který se označuje w, určený pomocí fitu Gaussovy funkce na měřené hodnoty průběhu intenzity svazku. Ukázkový snímek z kamery je na Obr. 7. Naměřené hodnoty pro obě osy jsou na Obr. 8. Po optimalizaci rezonátoru byla vzdálenost mezi fokusační optikou a středem krystalu rovna 69 nm.

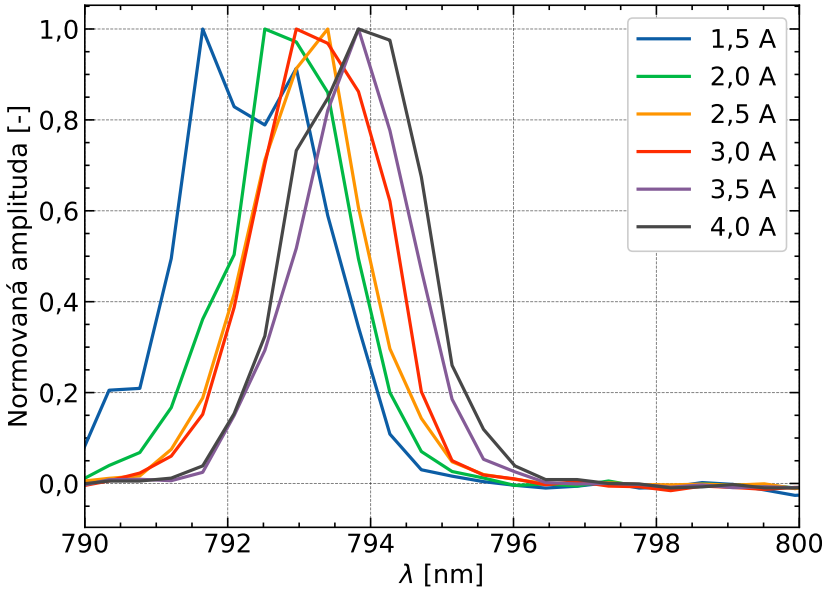


Obr. 7: Obrázek zachycující screenshot ze softwaru připojeného ke kameře snímající svazek laserové diody. Červeným rámečkem jsou označeny hodnoty průměru laserového svazku určené kamerou, které jsme využívali pro další zpracování.



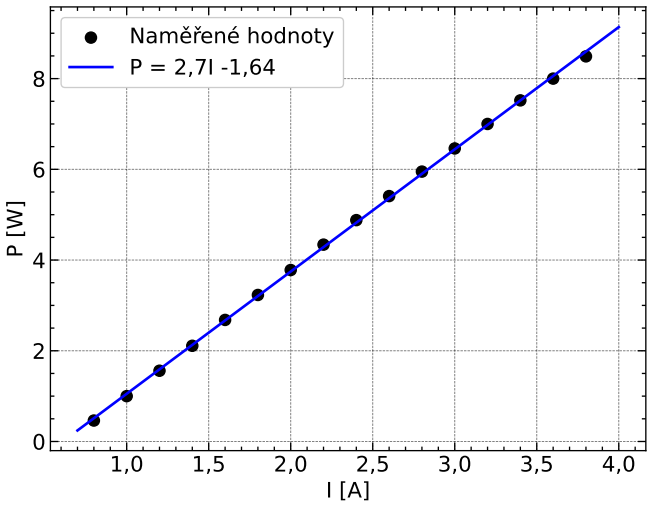
Obr. 8: Graf s naměřenými hodnotami velikosti poloměru svazku w, který je vyzařován z vlákna navázaného na čerpací laserovou diodu, v okolí fokusu po zaostření spojnými čočkami s ohniskovou vzdáleností 75 mm. Hodnoty jsou proloženy rovnicí šíření Gaussovského svazku. Naměřené hodnoty jsou pro řez ve směru x i y.

Jelikož se jedná o laserovou diodu, tak je vyzařovaná vlnová délka závislá na teplotě, jak je vidět na Obr. 9, kde jsou znázorněna vyzařovaná spektra laserové diody při různých čerpacích proudech, a tedy při různých teplotách (vyšší čerpací proud znamená vyšší teplotu laserové diody). To je ale pro čerpací zdroj vlastnost nežádoucí, a proto jsme se laserovou diodu pokusili stabilizovat tak, aby centrální vyzařovaná vlnová délka byla $\lambda = 791\,\mathrm{nm}$.



Obr. 9: Graf s naměřenými spektry laserové diody při různých čerpacích proudech a neměnným nastavením chladiče.

Následně jsme také změřili watt-ampérovou charakteristiku laserové diody, kterou lze vidět na Obr. 10.

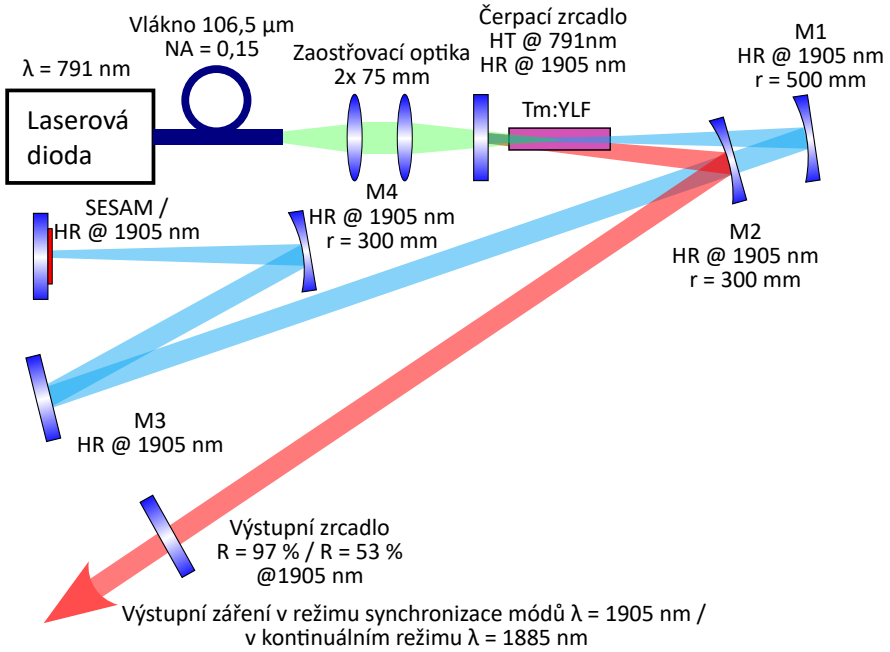


Obr. 10: Graf s naměřenou watt-ampérovou charakteristikou čerpací laserové diody. Naměřené hodnoty jsou proloženy lineární křivkou.

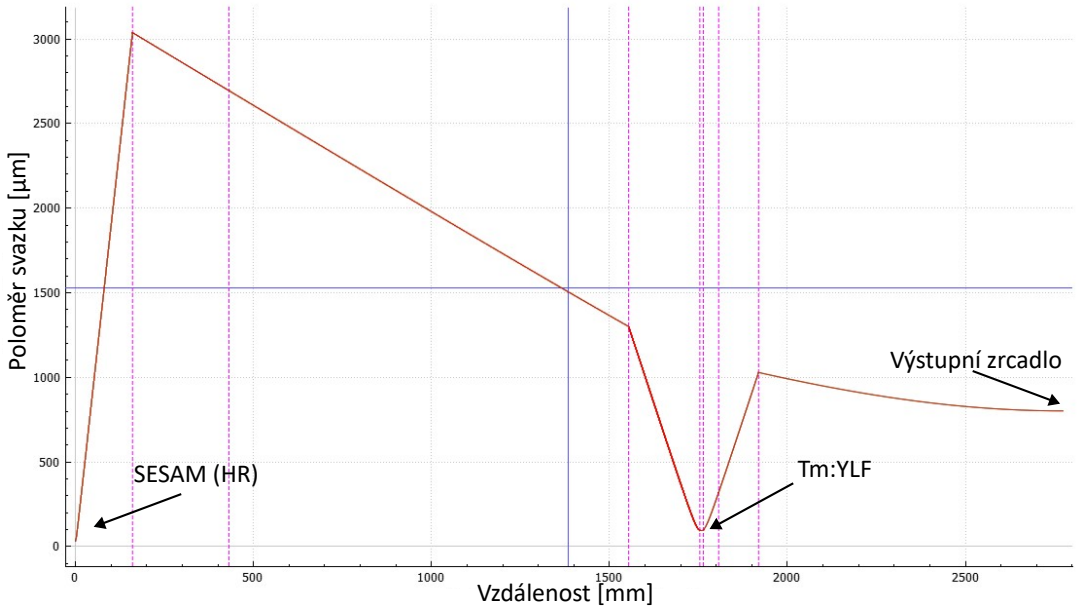
9.3 Návrh otevřeného rezonátoru

Hlavním cílem tohoto systému bylo zprovoznit režim synchronizace módů, a proto jsme zvolili rezonátor, který vychází z rezonátoru tvaru X. Schéma tohoto rezonátoru společně s čerpáním je na Obr. 11. Krystal Tm:YLF se nachází mezi dvěma dutými sférickými zrcadly s vysokou reflektivitou pro laserové záření s poloměry křivosti 300 mm a 500 mm, které tvoří fokus v krystalu – velikost laserového svazku v krystalu je přibližně 95 µm (určeno z modelu v programu reZonator [32]). Mezi dutými zrcadly se ale pro účely čerpání nachází také dichroické rovinné zrcadlo, které je vysoce reflektivní pro záření laseru Tm:YLF, ale průchodné pro čerpací záření z laserové diody. Zrcadlo vytvářející fokus na saturovatelný absorbér má poloměr křivosti 300 mm a svazek na saturovatelném absorbéru má poloměr přibližně 30 µm (určeno z modelu v programu reZonator). V kontinuálním režimu jsme využívali výstupní zrcadla s reflektivitami 53 %, 92 % a 97 %, v režimu synchronizace módů jsme poté používali především zrcadlo

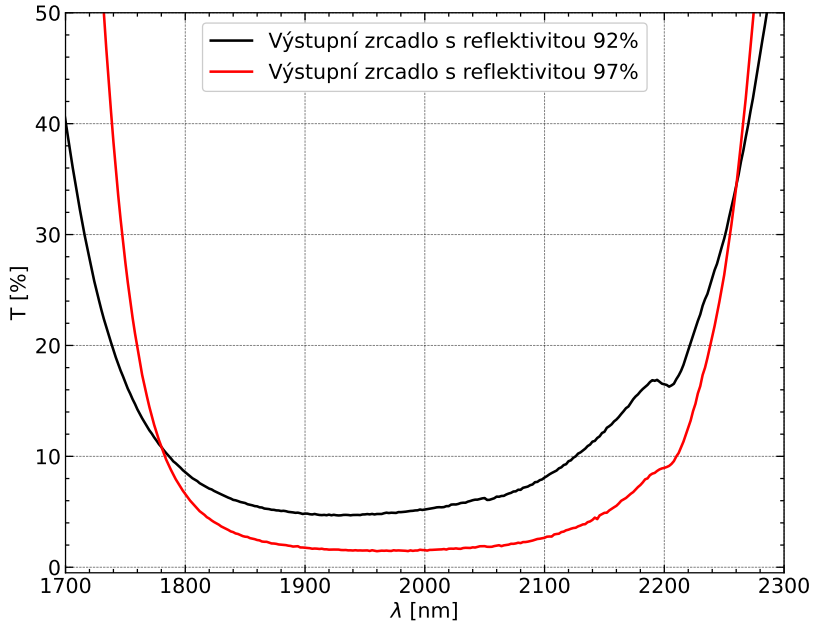
s reflektivitou 97 %, kdy hodnoty reflektivit zrcadel jsme ověřili přímo na výstupu konstruovaného laserového systému. Spektrální charakteristiky zrcadel s reflektivitou 92 % a 97 % v okolí vyzařované vlnové délky lze vidět na Obr. 13. Průběh poloměru laserového svazku, který jsme namodelovali pomocí programu reZonator, je možné vidět na Obr. 12. Celková optická délka rezonátoru je 2,77 m.



Obr. 11: Schéma rezonátoru a čerpání pro laserový systém Tm:YLF. Červená linka se nachází nad modrou a prochází také nad krystalem, výškově se linky setkávají na čerpacím zrcadle.



Obr. 12: Graf s namodelovaným průběhem poloměru laserového svazku v rezonátoru. Namodelováno pomocí programu reZonator.



Obr. 13: Graf s naměřenou transmisí výstupních zrcadel s reflektivitou 92 % a 97 %.

Jako saturovatelný absorbér jsme použili komerční SESAM od firmy BATOP, konkrétně model BATOP SAM-1920-2-30ps-4.0-25.0g-c, jehož parametry jsou shrnuty v Tab. 4.

Rozsah vlnových délek	$1880 - 1980\,\mathrm{nm}$
Hloubka modulace	1,2 %
Nesaturovatelné ztráty	0,8 %
Saturační tok	$45\,\mu\mathrm{J}\cdot\mathrm{cm}^{-2}$
Doba relaxace	$\sim 30\,\mathrm{ps}$

Tab. 4: Tabulka s parametry saturovatelného absorbéru.

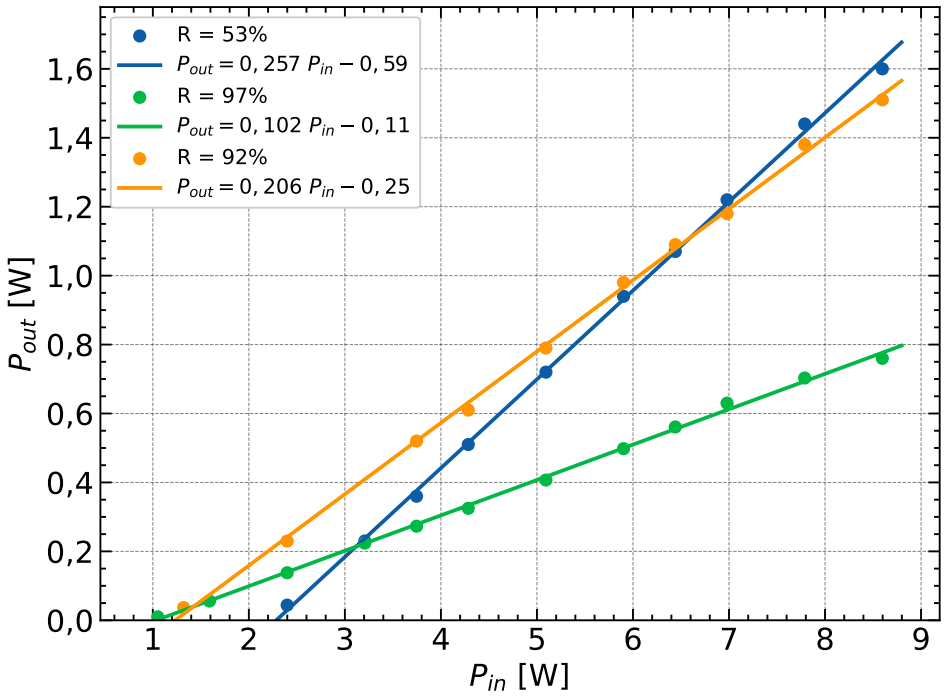
9.4 Charakterizace laserového systému

9.4.1 Kontinuální režim

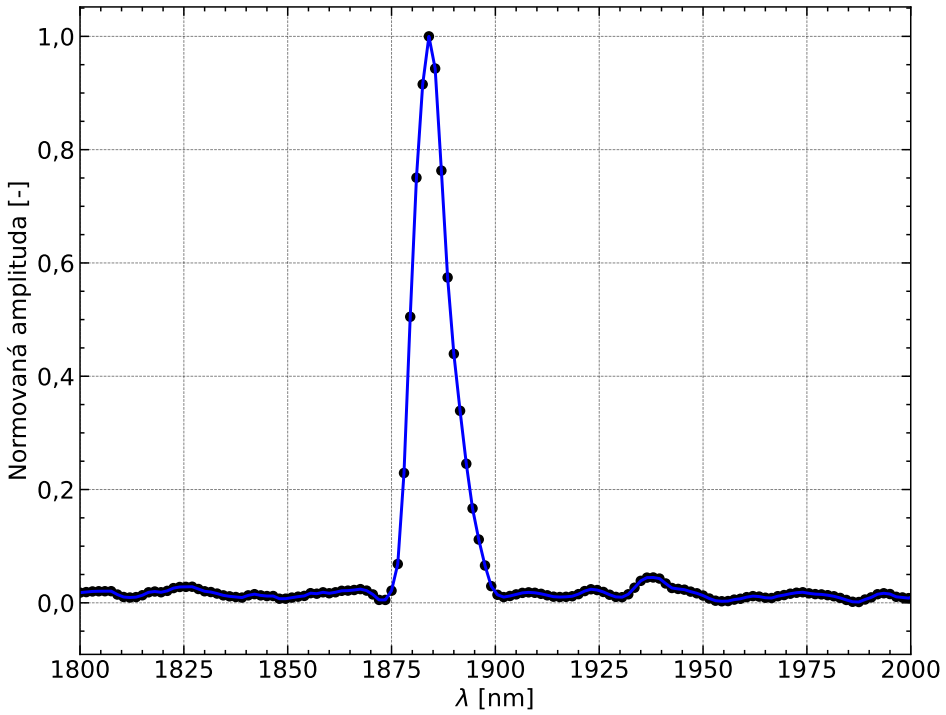
V kontinuálním režimu jsme proměřili tři různá výstupní zrcadla s reflektivitami 53 %, 92 % a 97 %. Nejlépe laser fungoval s výstupním zrcadlem s reflektivitou 53 %, kdy jsme dosáhli generovaného výstupního výkonu 1,6 W při dopadajícím čerpacím výkonu 8,6 W s diferenciální účinností 25,7 %. Naměřené výkonové charakteristiky pro všechny tři zrcadla jsou na Obr. 14.

Se zrcadlem s reflektivitou 53 % vyzařoval laser na vlnové délce 1885 nm se šířkou čáry přibližně 9 nm (tato šířka se již ale nachází pod minimální šířkou čáry, kterou je spektrometr schopen určit) – toto spektrum lze vidět na Obr. 15. Se zrcadly s reflektivitou 92 % a 97 % laser vyzařoval na vlnové délce 1915 nm a se snižujícím se čerpáním se vlnová délka posouvala ke kratším vlnovým délkám.

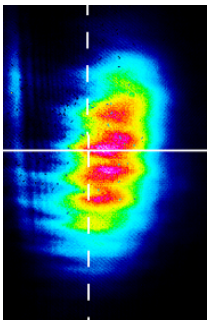
Pomocí kamery jsme zachytili svazek s výstupním zrcadlem s reflektivitou 97 %, jehož obrázek lze vidět na Obr. 16.



Obr. 14: Graf s naměřenými výkonovými charakteristikami Tm:YLF laseru v kontinuálním režimu s různými výstupními zrcadly. Naměřené hodnoty byly proloženy lineárním fitem.



Obr. 15: Graf s naměřeným spektrem Tm:YLF laseru v kontinuálním režimu s výstupním zrcadlem s reflektivitou 53 % a s dopadajícím čerpacím výkonem 8,6 W. Centrum spektrální čáry se nachází na 1885 nm a šířka této čáry byla změřena jako 9 nm, ale tato hodnota je menší než minimální šířka čáry, kterou lze pomocí spektrometru určit.



Obr. 16: Obrázek výstupního svazku Tm:YLF laseru v kontinuálním režimu s výstupním zrcadlem s reflektivitou 97 % na hranici stability.

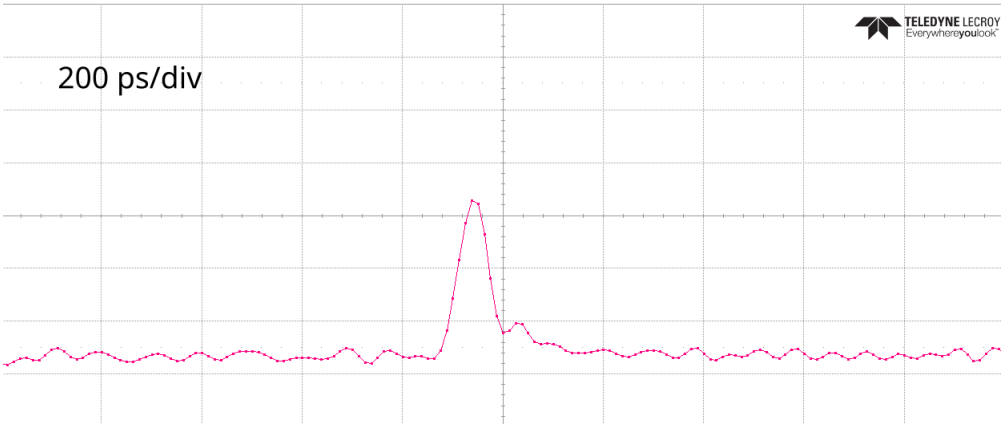
9.4.2 Režim synchronizace módů

V režimu synchronizace módů jsme využívali výstupní zrcadlo s reflektivitou 97 %. Pro dosažení samotné synchronizace módů jsme využívali saturovatelný absorbér ve formě SESAMu, konkrétně od firmy BATOP model SAM-1920-2-30ps-4.0-25.0g-c, jehož parametry jsou v Tab. 4. Nejkratší pulsy, které je možné pomocí osciloskopu s fotodiodou měřit, se pohybují mezi 60 – 70 ps. Cílem bylo dosáhnout stabilního režimu synchronizace módů s co nejkratšími impulsy.

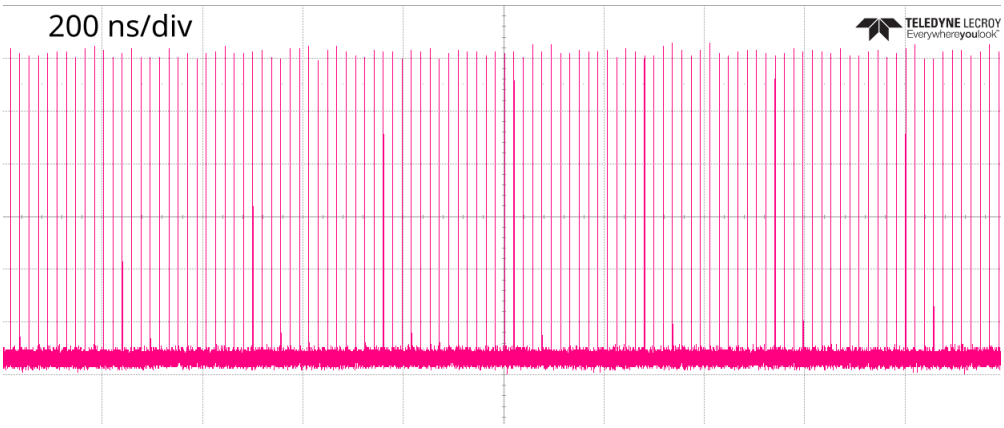
Nejkratší dosažené pulsy měly měřenou délku 60 ps, byly amplitudově stabilní a jejich frekvence byla 53,8 MHz. Výstupní výkon byl 90 mW při dopadajícím čerpacím výkonu 6,4 W a laser vyzařoval na vlnové délce 1905 nm se šířkou spektrální čáry na polovině maxima přibližně 9 nm. V čase byly impulsy stabilní pouze několik minut. Nejkratší měřený puls je zachycen na oscilogramu na Obr. 17 a sled pulsů pro demonstraci stability amplitudy je zachycen na Obr. 18. Výstupní spektrum laseru je poté na Obr. 19.

Dlouhodobě stabilní impulsy měly délku okolo 100 ps s výkonem do 200 mW. Vyzařovaná vlnová délka byla 1905 nm.

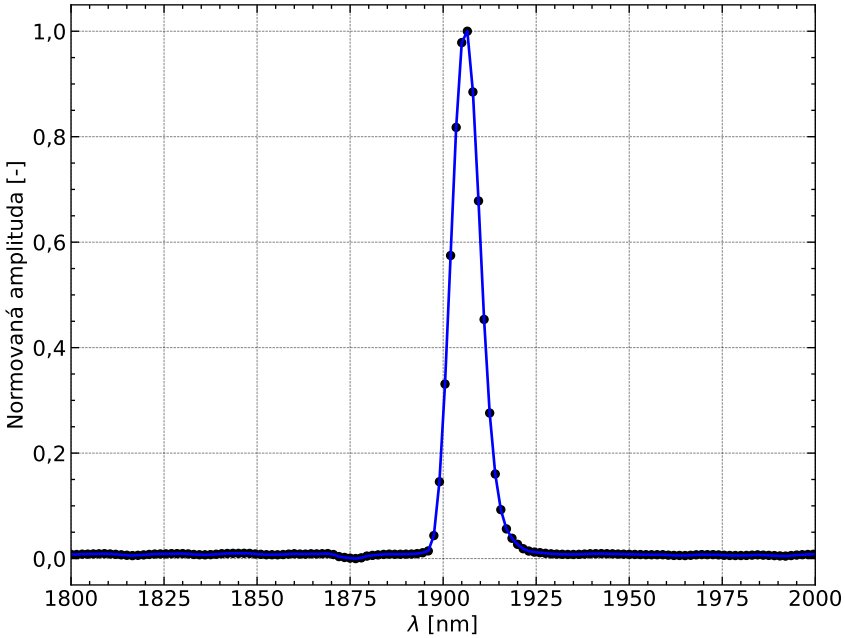
V režimu synchronizace módů jsme také zachytili výstupní svazek, který je možné vidět na Obr. 20.



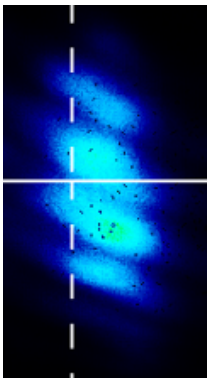
Obr. 17: Oscilogram s jedním impulsem v režimu, kdy laser generoval nejkratší impulsy o délce kolem 60 ps.



Obr. 18: Oscilogram zachycující sled impulsů v režimu, kdy laser generoval nejkratší impulsy o délce kolem 60 ps. Lze vidět, že pulsy jsou amplitudově stabilní.



Obr. 19: Graf znázorňující výstupní spektrum laseru v režimu synchronizace módů. Hlavní pík se nachází na vlnové délce 1905 nm se šířkou spektrální čáry na polovině maxima přibližně 9 nm, ale tato hodnota je menší než minimální šířka čáry, kterou lze pomocí spektrometru určit.



Obr. 20: Obrázek zachycující výstupní svazek laseru v režimu synchronizace módů. Rezonátor je na hranici stability.

9.5 Diskuze

Lasery založené na Tm:YLF mohou v kontinuálním režimu dosahovat velmi vysokých účinností, právě kvůli procesu křížové relaxace. V našem případě bohužel účinnost není příliš vysoká, což je způsobeno nejspíše především vysokými ztrátami v rezonátoru na jeden oběh, které mohou být způsobeny například nedokonalostí vysoké reflektivity zrcadel rezonátoru. Je třeba ale podotknout, že jsme kontinuální režim provozovali v rezonátoru, který byl navržen především pro režim synchronizace módů, nikoliv pro kontinuální režim.

Výstupní spektrum záviselo na reflektivitě výstupního zrcadla (docházelo ke skokové změně o 30 nm), a také na velikosti čerpacího výkonu.

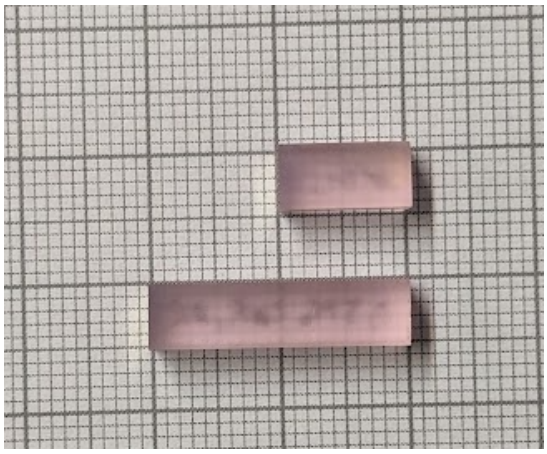
Zachycený svazek laseru je astigmatický a má vnitřní strukturu v podobě horizontálních čar. Astigmatismus vzniká nejspíše z důvodu nedostatečně malých úhlů natočení zrcadel v rezonátoru. Tyto úhly jsme ale již bohužel nemohli dále zmenšit tak, aby rezonátor šlo fyzicky sestavit. Další možnou příčinou je provoz na hranici stability rezonátoru z důvodu dosažení režimu synchronizace módů. Vnitřní struktura svazku vzniká nejspíše kvůli klínovým germaniovým filtrům před samotným čipem kamery, které mohou vnést do svazku strukturu, která tam na výstupu laseru není.

V režimu synchronizace módů jsme využívali výstupní zrcadlo s reflektivitou 97 %, jelikož se zrcadlem s reflektivitou 92 % nebyl tento režim stabilní. Obecně dosažení stability režimu synchronizace módů bylo relativně náročné, jelikož se často projevovaly Q-spínané nestability. Velký efekt na stabilitu a výkonnost tohoto systému měla vzdušná vlhkost, a to i v kontinuálním režimu. Po vhodném nastavení však systém zůstal v čase stabilní, ač negeneroval nejkratší naměřené pulsy, a amplitudové stability šlo dosáhnout i pro nejkratší pulsy, jak je možné vidět na Obr. 18. Nejkratší naměřený puls se délkou již pohyboval kolem minimální měřitelné doby pomocí osciloskopu s rychlou fotodiodou, a proto je možné, že ve skutečnosti byl puls kratší. Přesnější měření by šlo provést pomocí autokorelátoru, ale pro toto měření je třeba mít dostatečný výkon a časovou stabilitu, což se nám bohužel nepodařilo docílit. Nestabilita nejkratších impulsů v čase je nejspíše způsobena tím, že impuls má již velkou intenzitu a poškodí saturovatelný absorbér, který následně nefunguje optimálně. Výstupní výkon systému v režimu synchronizace módů dále klesl z důvodu zavedení dalších ztrát ve formě saturovatelného absorbéru. Výstupní spektrum laseru se opět měnilo, tentokrát v závislosti na nastavení koncového zrcadla. Svazek odpovídá svazku z kontinuálního režimu, pouze s nižší intenzitou.

10 Spektroskopie Ho:CaF_2

10.1 Absorpční spektrum

Krystaly při pokojové teplotě (300 K) jsme umístili do držáčků, krystaly při nižších teplotách jsme umístili do kryostatu, který byl následně vložen do spektrofotometru. Jelikož je ale kryostat vysoký, nebylo možné zavřít přepážku kryostatu tak, aby dovnitř nevnikalo světlo, a proto byl otvor okolo kryostatu překryt černým plátnem a v místnosti bylo po dobu měření zhasnuto. Dva z měřených krystalů lze vidět na Obr. 21.



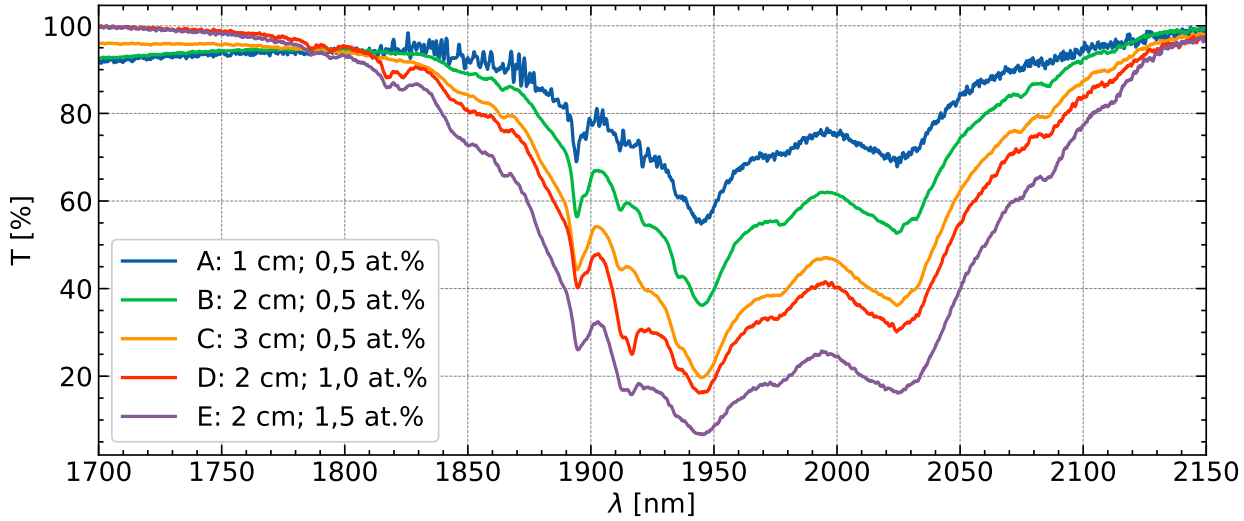
Obr. 21: Obrázek dvou z měřených krystalů Ho:CaF_2. Tyto krystaly mají délky 1 cm a 2 cm a oba mají koncentraci dopování 0,5 at.%.

Transmisní spektra jsme poté přepočítali na absorpční účinné průřezy podle (3), kdy hustotu aktivních iontů jsme určili jako $N = 1{,}23 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ pro krystal o koncentraci dopování 0,5 at.%, $N = 2{,}45 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ pro krystal

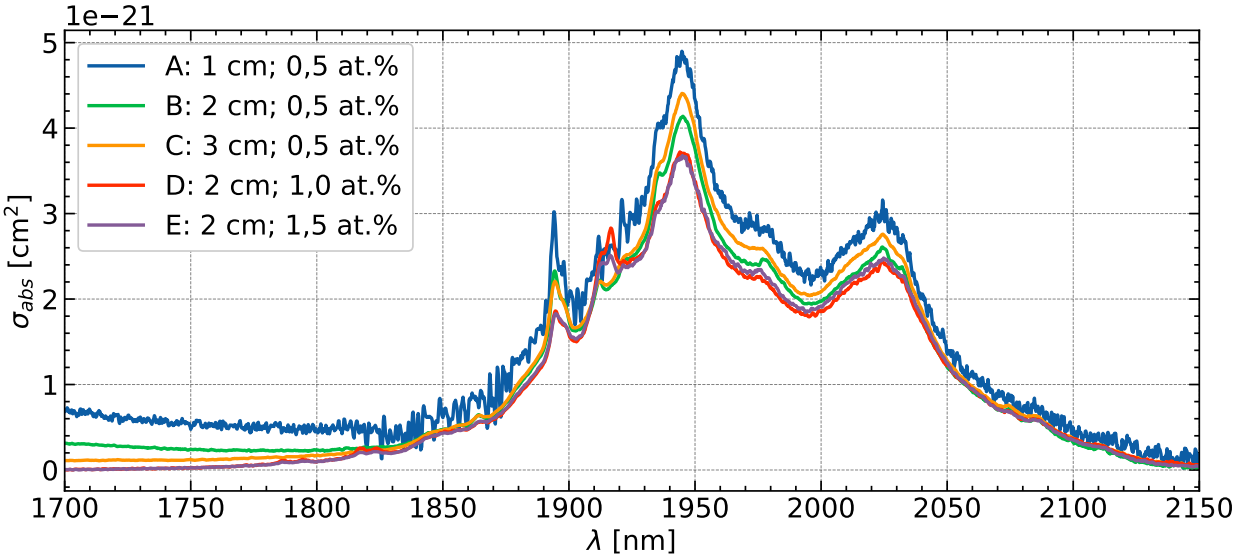
o koncentraci dopování 1,0 at.% a $N = 3{,}68 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ pro krystal o koncentraci dopování 1,5 at.%. Při přepočtu transmisních spekter na absorpční účinný průřez bylo třeba z naměřených spekter odečíst fresnelovské ztráty.

Transmisní spektra po odečtení fresnelovských ztrát a vypočtené absorpční emisní průřezy pro měřené vzorky, jejichž přehled je v Tab. 5, lze vidět na Obr. 22 a Obr. 23. Hlavní píky absorpce se v okolí 2 µm nachází na 1894 nm, 1945 nm a 2025 nm. Naměřená transmisní spektra se lišila, protože čím delší krystal byl, a čím měl větší koncentraci dopování, tím více záření se v něm absorbovalo. Všechny křivky absorpčních účinných průřezů měly velmi podobný tvar a hodnoty, jelikož tato veličina zohledňuje délku i koncentraci dopování krystalu.

Lze vidět, že absorpční účinný průřez na levé straně u vzorků A, B a C neklesá zpět na nulovou hodnotu, i když by se zde žádné záření nemělo absorbovat. Tento efekt je způsoben antireflexní vrstvou, kterou jsou tyto krystaly pokryty. Ve skutečnosti nejspíše ovlivňuje do určité míry i hodnoty samotných absorpčních píku, je tedy pravděpodobné, že skutečné hodnoty absorpčního účinného průřezu budou lehce nižší.



Obr. 22: Transmise vzorků o různé délce a koncentraci dopování při pokojové teplotě (300 K).

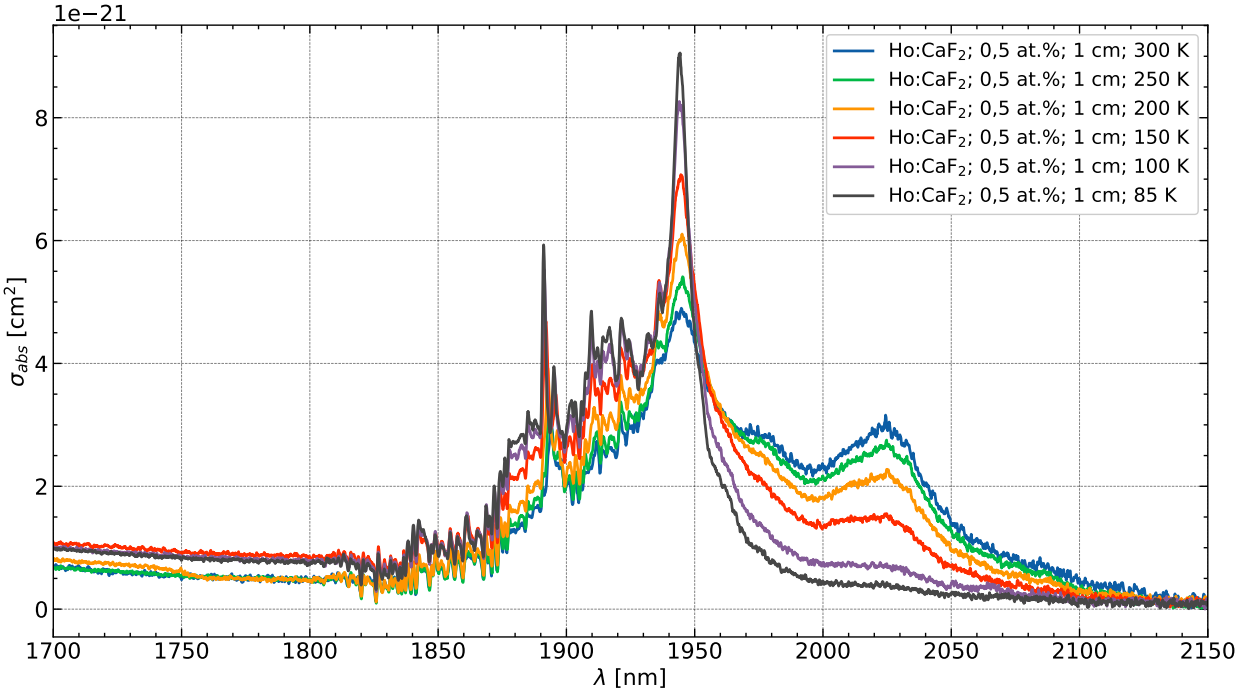


Obr. 23: Absorpční účinný průřez vzorků o různé délce a koncentraci dopování při pokojové teplotě (300 K).

Vzorek	l [cm]	koncentrace dopování [at.%]
A	1	0,5
B	2	0,5
C	3	0,5
D	2	1,0
E	2	1,5

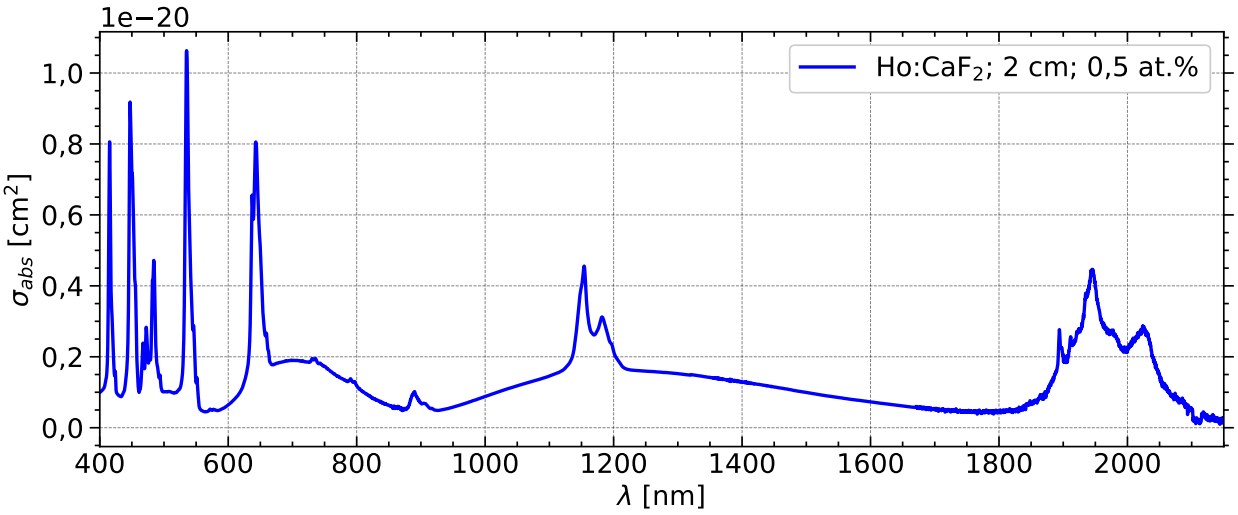
Tab. 5: Tabulka s přehledem délek a koncentrací dopování měřených vzorků.

Pro další měření jsme vybrali krystal o délce 1 cm a s koncentrací dopování 0,5 at.% (konkrétně vzorek A s antireflexní vrstvou), jelikož jsme krystal se stejnými hodnotami využívali pro konstrukci laserových systémů. Měřili jsme absorpční účinný průřez při nižší teplotách konkrétně při 85 K, 100 K, 150 K, 200 K a 250 K. Porovnání absorpčních účinných průřezů při různých teplotách lze vidět na Obr. 24. Se snižující se teplotou jsme pozorovali zužování spektrálních čar a zvětšovaní jejich maximálních hodnot. Dále se také při přechodu k nízké teplotě velmi snížila absorpce v pásu okolo píku 2025 nm, což lze vysvětlit přechodem energetického systému na čtyřhladinový, a tedy významným snížením absorpce na laserové vlnové délce.



Obr. 24: Absorpční účinný průřez při při různých teplotách pro krystal s antireflexní vrstvou.

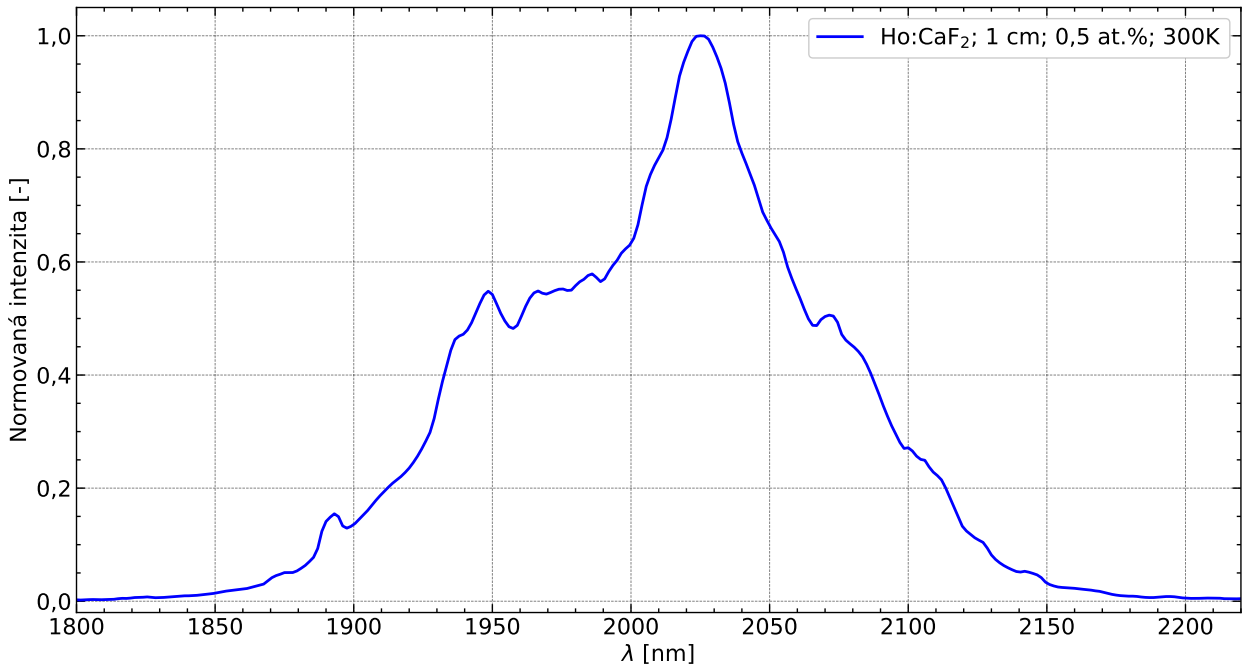
Změřili jsme také absorpční účinný průřez pro širší spektrum, výsledek lze vidět na Obr. 25. Tento vzorek má také aplikované antireflexní vrstvy, a proto pro něj také platí výše popsané.



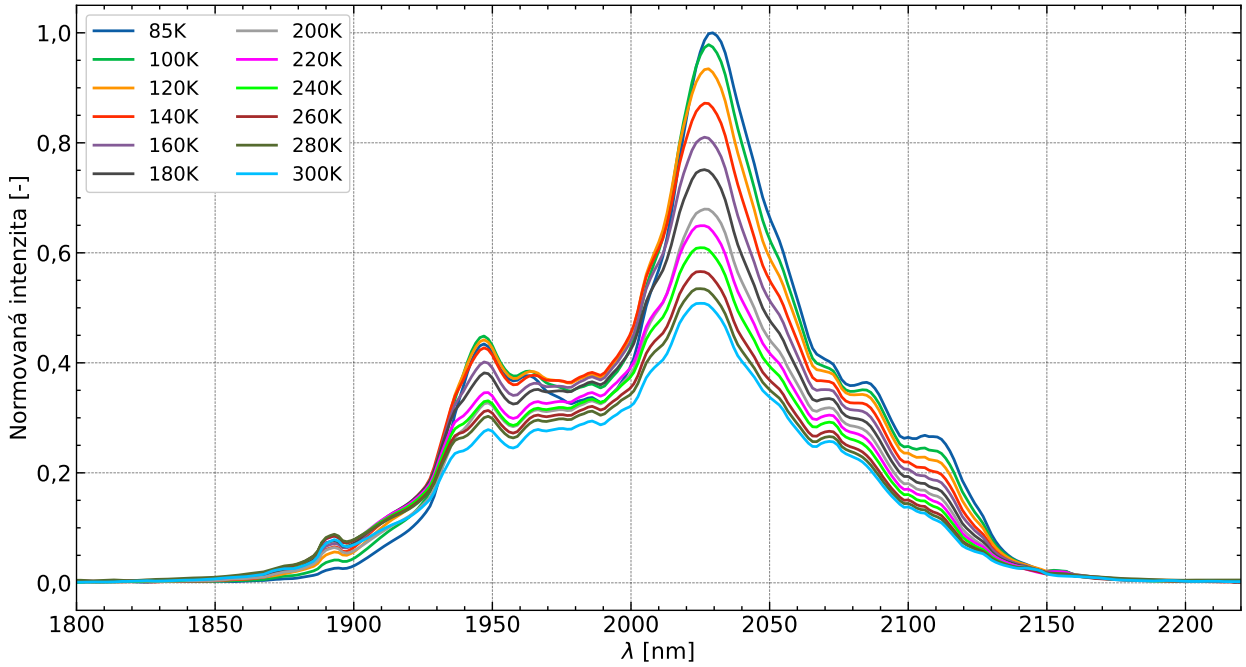
Obr. 25: Absorpční účinný průřez pro větší rozsah vlnových délek. Krystal má antireflexní vrstvu.

10.2 Emisní spektrum

Změřili jsme emisní spektrum vzorku o délce 1 cm, průřezu 5×5 mm a koncentraci dopování 0,5 at.% s antireflexní vrstvou, který byl vybuzen laserovou diodou. Tuto laserovou diodu jsme naladili tak, aby vyzařovala vlnovou délku odpovídající absorpčnímu píku holmia okolo 880 nm. Spektrum jsme měřili v okolí 2 µm, tj. v okolí vyzařované laserové vlnové délky. Pro odstranění vlivu čerpání na naměřené spektrum byl před detektor umístěn germaniový filtr, skrz který čerpací záření neprošlo. Měření jsme provedli v rozsahu teplot od pokojové po teplotu tekutého dusíku, vzorek byl tedy umístěn v kryostatu a chlazen tekutým dusíkem. Spektrum při pokojové teplotě lze vidět na Obr. 26 a teplotní porovnání spekter lze vidět na Obr. 27. Hlavní píky emise se při 300 K nachází na 1948 nm a na 2025 nm. Se snižující se teplotou jsme pozorovali nárůst intenzity záření, ale nedocházelo ke zužování spektra. Při teplotě 85 K se hlavní pík nachází na 2029 nm.



Obr. 26: Naměřené emisní spektrum při pokojové teplotě (300 K).



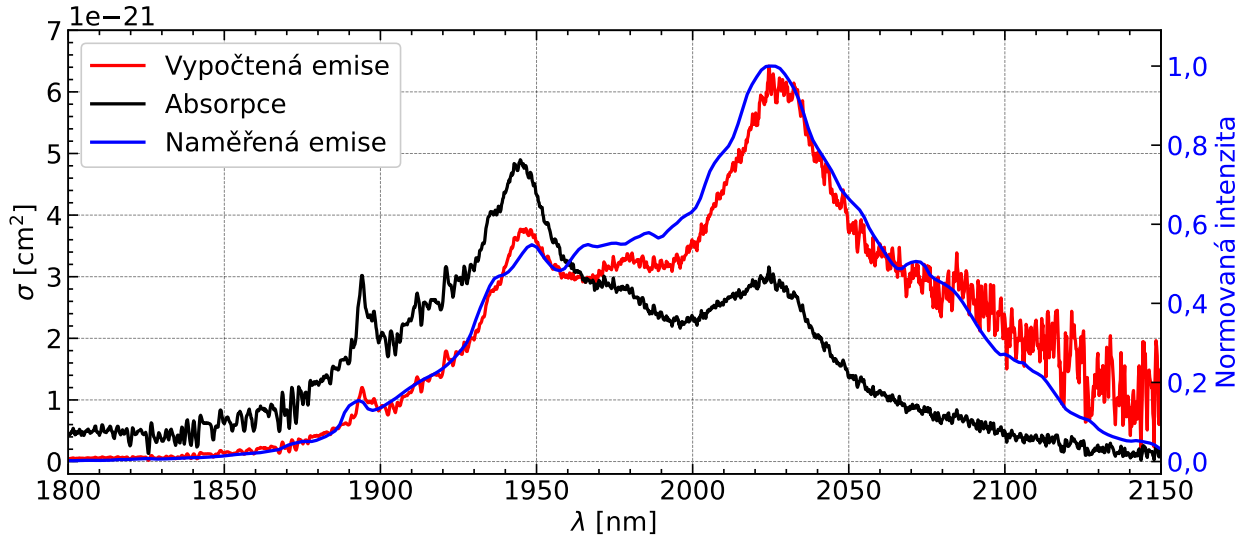
Obr. 27: Porovnání emisního spektra vzorku Ho:CaF_2 o délce 1 cm a koncentraci dopování 0,5 at.% při různých teplotách.

10.3 Výpočet emisního průřezu a zisku

Pomocí metody McCumber jsme vypočítali emisní účinný průřez z vypočteného absorpčního průřezu pro vzorek o koncentraci 0,5 at.% a délce 1 cm jako

$$\sigma_{\mathrm{em}}(\nu) = \sigma_{\mathrm{abs}}(\nu)\frac{Z_l}{Z_u}\exp\left(\frac{E_{\mathrm{ZL}} - h\nu}{k_B T}\right), \tag{21}$$

kde σ_{em} je emisní účinný průřez, σ_{abs} je absorpční účinný průřez, Z_l a Z_u jsou partiční funkce spodní a horní hladiny přechodu, který je zodpovědný za emisi, E_{ZL} je energie přechodu zero-phonon, h je Planckova konstanta, ν je frekvence záření, k_B je Boltzmannova konstanta a T je teplota [1][33]. Z_l/Z_u jsme podle [33] uvažovali jako 0,81 a E_{ZL} jsme podle [34] uvažovali jako 5136 cm^{-1}. V článku [33] se sice jedná o Ho:YLF, ale předpokládáme, že v Ho:CaF_2 bude hodnota podobná. Výsledný emisní účinný průřez je společně s absorpčním účinným průřezem a naměřeným emisním spektrem na Obr. 28.

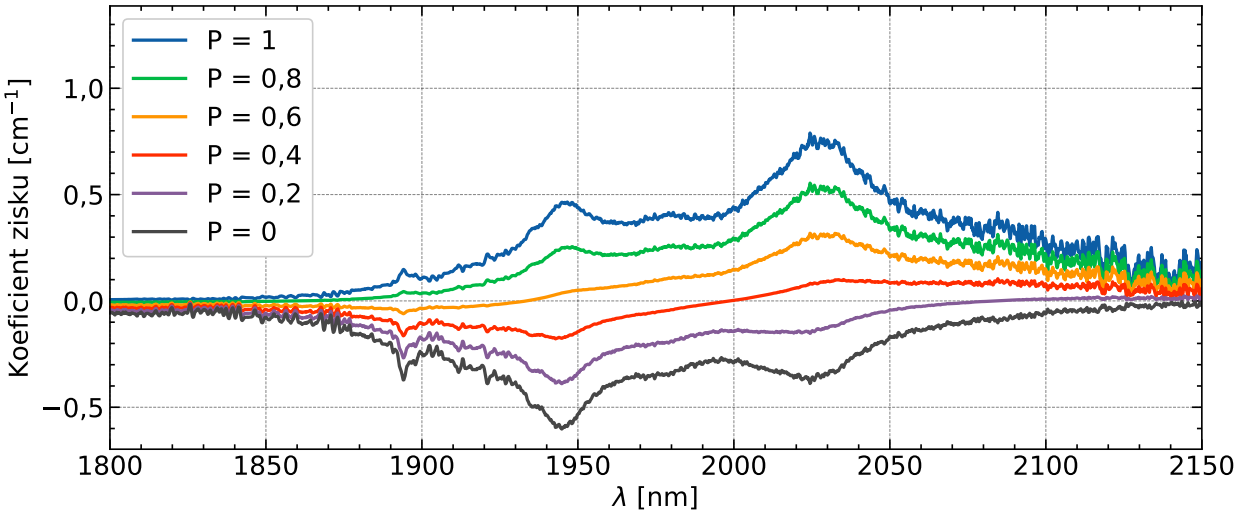


Obr. 28: Vypočtený emisní účinný průřez společně s absorpčním účinným průřezem a naměřeným emisním spektrem pro vzorek Ho:CaF_2 o délce 1 cm a koncentraci dopování 0,5 at.%.

Z vypočteného emisního účinného průřezu jsme dále vypočítali koeficient zisku jako

$$G(\lambda) = N[P\sigma_{\mathrm{em}}(\lambda) - (1-P)\sigma_{\mathrm{abs}}(\lambda)], \tag{22}$$

kde $G(\lambda)$ je koeficient zisku, N je hustota aktivních iontů, P je populace horní laserové hladiny vydělená celkovou koncentrací Ho a λ je vlnová délka [34]. Parametr P vlastně popisuje míru inverze a závisí na míře čerpání. Výsledný vypočtený koeficient zisku je na Obr. 29 pro různé hodnoty parametru P.



Obr. 29: Vypočtený koeficient zisku pro různé hodnoty parametru P, který odráží míru čerpání, pro vzorek Ho:CaF_2 o délce 1 cm a koncentraci dopování 0,5 at.%.

11 Laserový systém Ho:CaF_2

11.1 Krystal

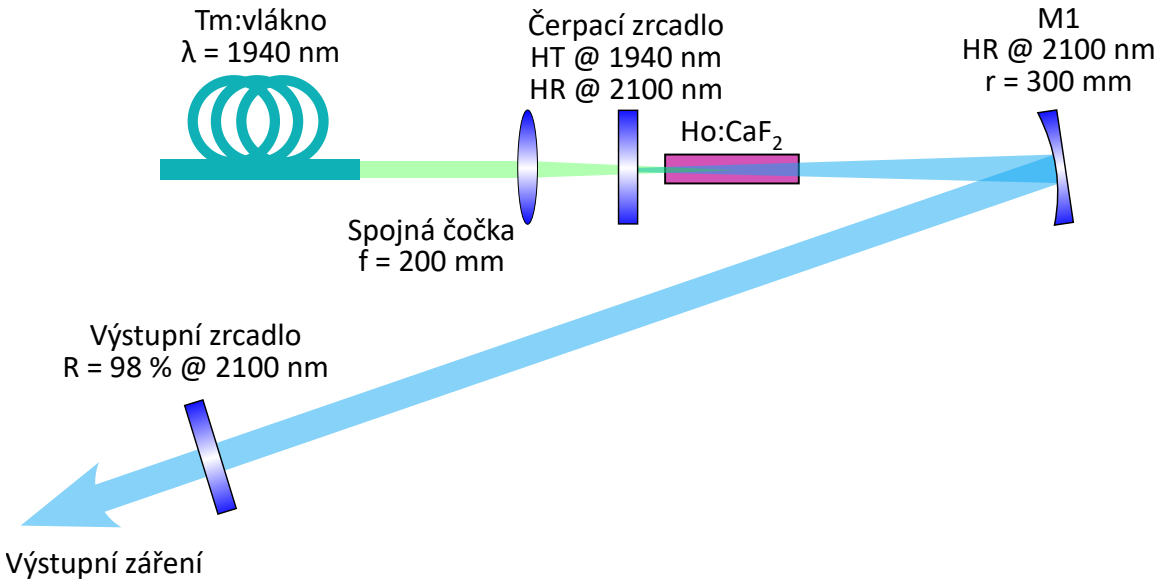
Jako aktivní prostředí jsme využívali dva různé krystaly, jelikož jsme sestavili dva různé systémy. Oba dva krystaly měly koncentraci dopování 0,5 at.%, délku 10 mm, průřez 3×3 mm a měly antireflexní vrstvu. Krystaly byly usazeny v měděném držáku, pokryty indiovou fólií a chlazeny na 14 °C.

11.2 Čerpání

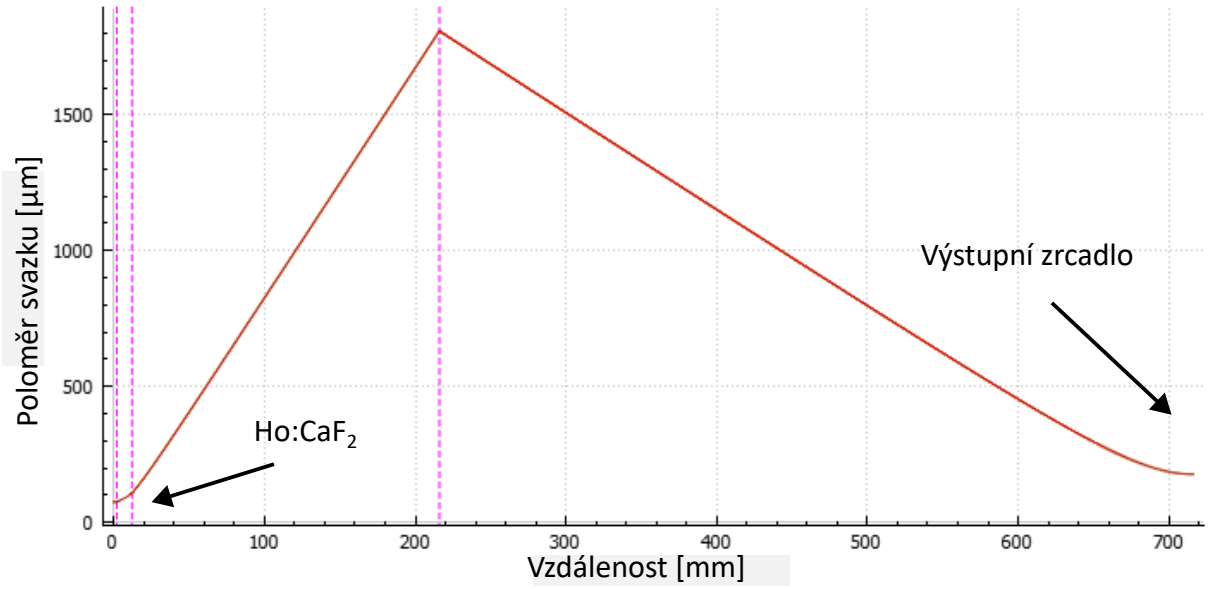
Krystaly jsme čerpali pomocí komerčního thuliem dopovaného vláknového laseru od firmy IPG. Tento laser má maximální výkon 50 W, vyzařuje na vlnové délce 1940 nm se šířkou čáry 0,15 nm. Výstupní svazek má parametr kvality svazku M^2 roven 1,05. Čerpací záření bylo fokusováno do krystalu za pomocí čočky s ohniskovou vzdáleností 200 mm pro V rezonátor, resp. 500 mm pro modifikovaný X rezonátor.

11.3 Návrh otevřeného rezonátoru

Sestrojili jsme dva různé rezonátory. První rezonátor byl tvaru V s dichroickým čerpacím zrcadlem (jehož křivku propustnosti lze vidět na Obr. 34), které bylo vysoce reflektivní pro laserové záření a propustné pro čerpací záření, pro podélné čerpání krystalu a s dutým sférickým zrcadlem s poloměrem křivosti 300 mm, které sloužilo k vytvoření fokusu záření v krystalu. Výstupní zrcadlo bylo planární a mělo reflektivitu 98 % a jeho spektrální charakteristiku lze vidět na Obr. 13 (na grafu je popsáno jako zrcadlo s reflektivitou 97 %, jelikož na vlnové délce Tm:YLF laseru je reflektivita nižší). Schéma rezonátoru je na Obr. 30. Průběh velikosti poloměru laserového svazku v rezonátoru je na Obr. 31. Velikost poloměru laserového svazku v krystalu stoupala přibližně od 80 µm do 105 µm, velikost svazku na výstupním zrcadle byla přibližně 180 µm (určeno pomocí programu reZonator). Celková optická délka rezonátoru byla 0,72 m.

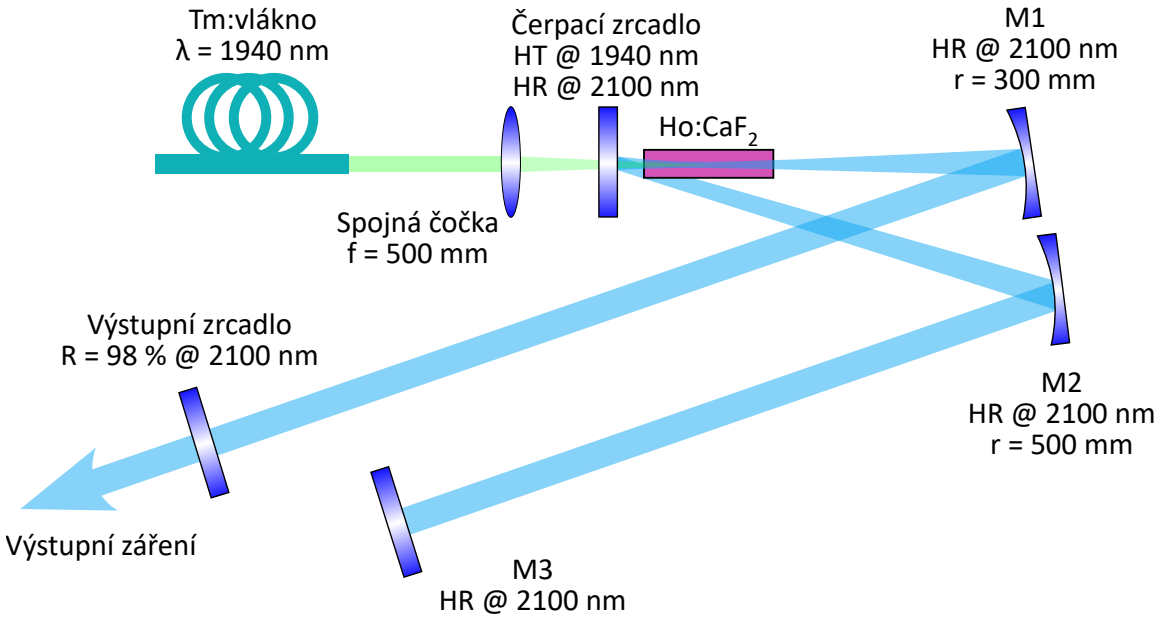


Obr. 30: Schéma rezonátoru a čerpání pro laserový systém Ho:CaF_2 s V rezonátorem.

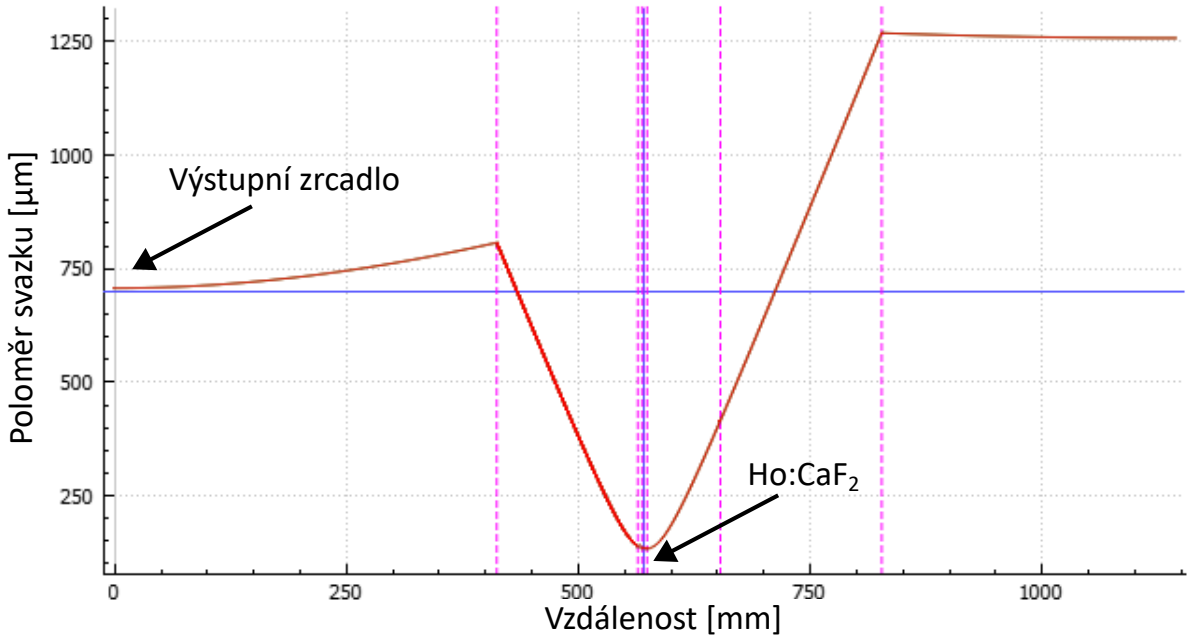


Obr. 31: Graf s průběhem velikosti poloměru laserového svazku v rezonátoru pro V rezonátor. Vytvořeno v programu reZonator.

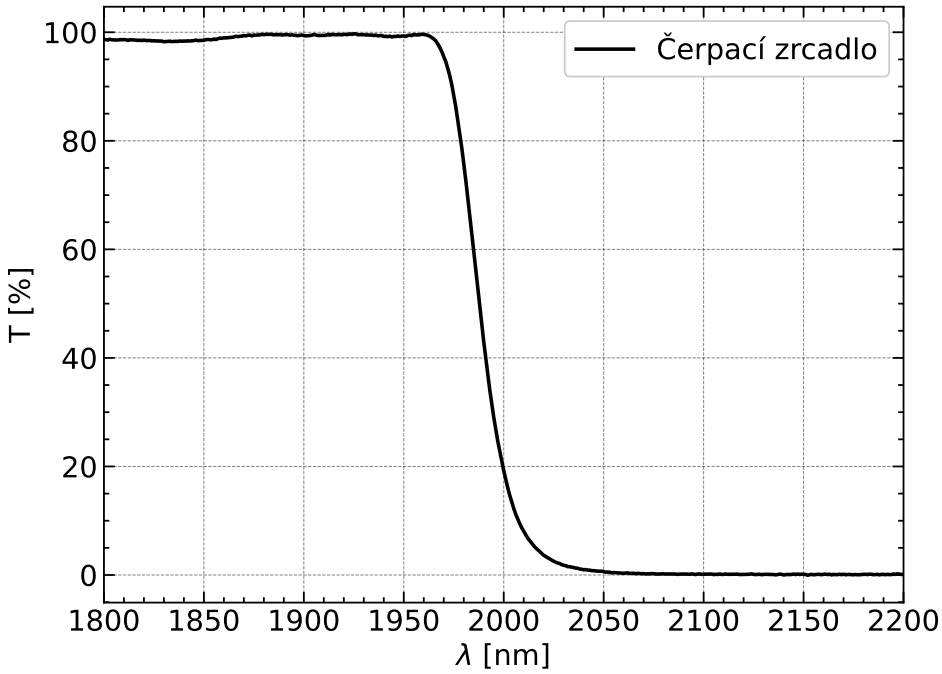
Druhý rezonátor byl navržen pro režim synchronizace módů a vycházel z rezonátoru tvaru X. Krystal se nacházel mezi dutými sférickými zrcadly s poloměry křivosti 300 mm a 504 mm. Dále jsme opět využili dichroické čerpací zrcadlo (jehož křivku propustnosti lze vidět na Obr. 34) a výstupní zrcadlo s reflektivitou 98 % se spektrální charakteristikou na Obr. 13 (na grafu je popsáno jako zrcadlo s reflektivitou 97 %). Místo výstupního zrcadla jsme také použili vysoce reflektivní zrcadlo ($R > 99\,\%$). Schéma rezonátoru je na Obr. 32. Průběh velikosti poloměru laserového svazku v rezonátoru je na Obr. 33. Velikost poloměru laserového svazku v krystalu byla přibližně 135 μm, velikost svazku na výstupním zrcadle byla přibližně 700 μm (určeno pomocí programu reZonator). Celková optická délka rezonátoru byla 1,15 m.



Obr. 32: Schéma rezonátoru a čerpání pro laserový systém $Ho:CaF_2$ s modifikovaným X rezonátorem.



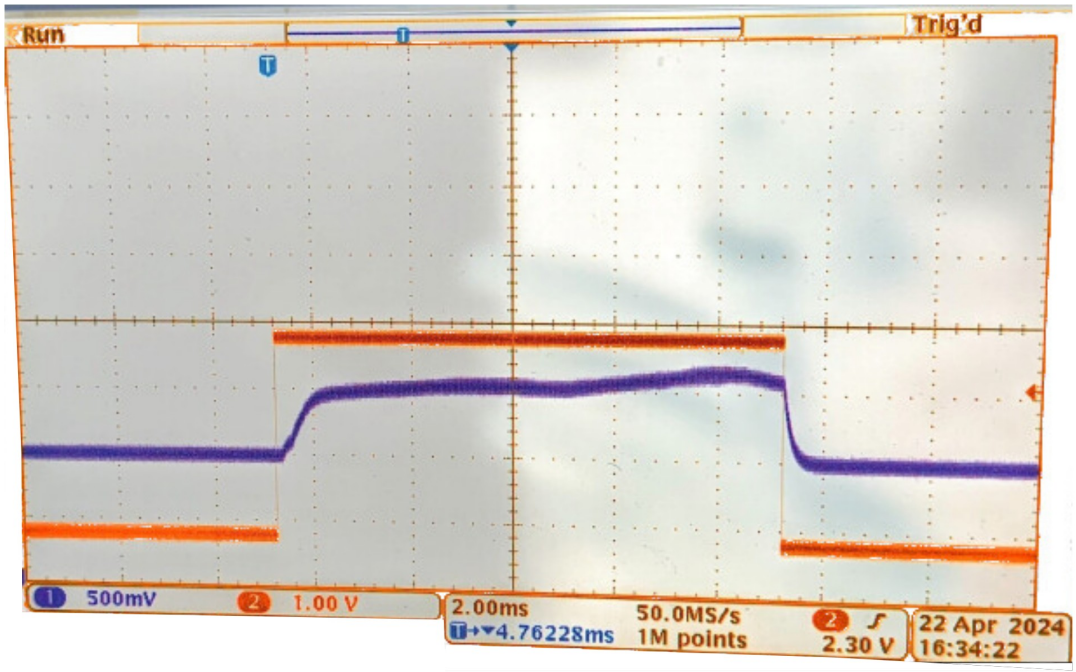
Obr. 33: Graf s průběhem velikosti poloměru laserového svazku v rezonátoru pro modifikovaný X rezonátor. Vytvořeno v programu reZonator.



Obr. 34: Křivka propustnosti dichroického čerpacího zrcadla od firmy Laseroptik.

11.4 Charakterizace laserového systému

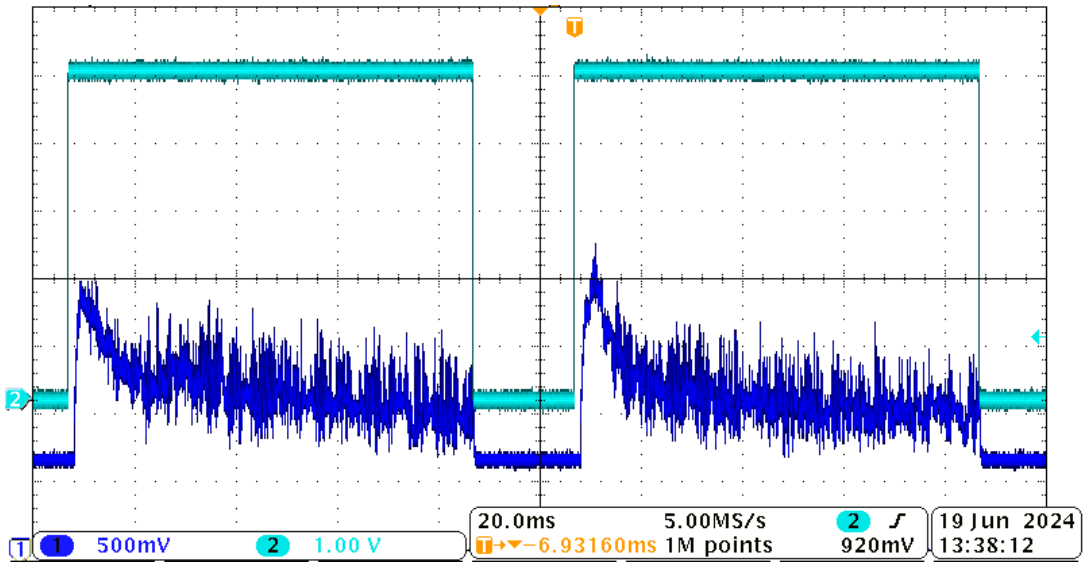
S V rezonátorem jsme laser provozovali v kvazi-kontinuálním režimu s délkou čerpacího pulsu 10 ms a opakovací frekvencí pulsů 10 Hz. Podařilo se nám dosáhnout středního výstupního výkonu 95 mW při středním dopadajícím výkonu 2 W, což odpovídá účinnosti 5 %. Průběh stability intenzity laserového záření jsme zachytili na osciloskopu a lze jej vidět na Obr. 35.



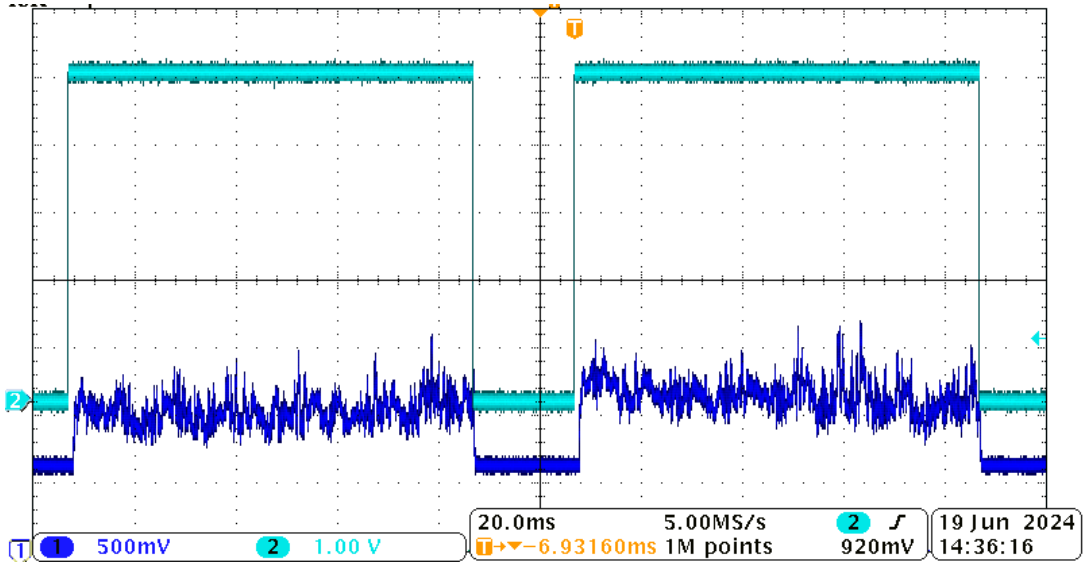
Obr. 35: Oscilogram zachycující kvazi-kontinuální režim s V rezonátorem. Signál laseru odpovídá fialové barvě, oranžová barva odpovídá spouštěcímu signálu pro čerpací vláknový thuliový laser.

S modifikovaným X rezonátorem se nám podařilo dosáhnout v kvazi-kontinuálním režimu s délkou čerpacího pulsu 80 ms a opakovací frekvencí 10 Hz maximálního výstupního středního výkonu kolem 15 mW při středním dopadajícím výkonu 10 W, což odpovídá účinnosti 0,15 %, s výstupním zrcadlem s reflektivitou 98 %. Průběh stability intenzity

laserového záření lze vidět na Obr. 36. S vysoce reflektivním zrcadlem ($R > 99\,\%$) namísto částečně propustného za stejných podmínek byl střední výstupní výkon okolo 6 mW, ale systém byl stabilnější, jak lze vidět na Obr. 37.

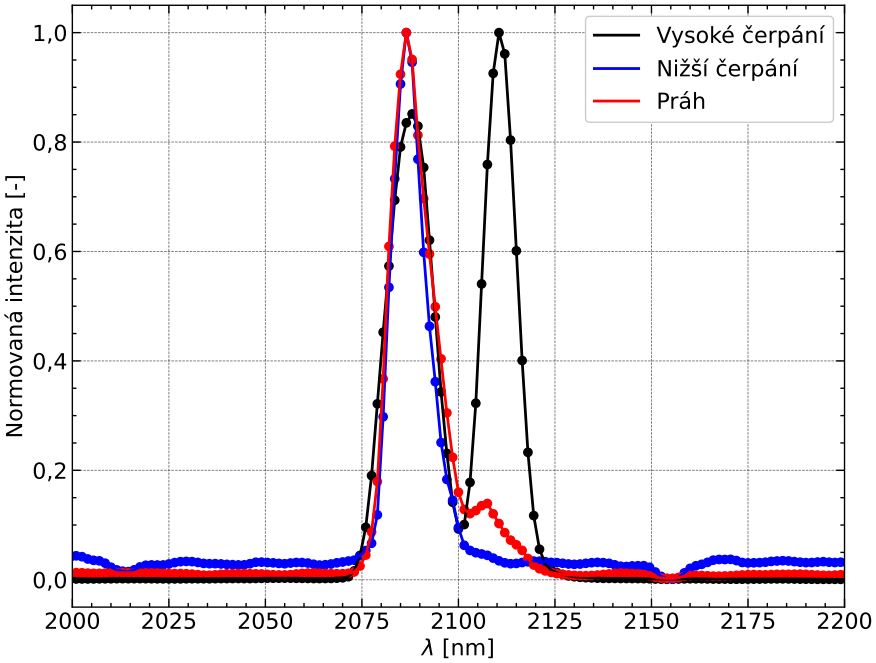


Obr. 36: Oscilogram zachycující kvazi-kontinuální režim s modifikovaným X rezonátorem a výstupním zrcadlem s reflektivitou 98 %. Signál laseru odpovídá tmavě modré barvě, světle modrá barva odpovídá spouštěcímu signálu pro čerpací vláknový thuliový laser.



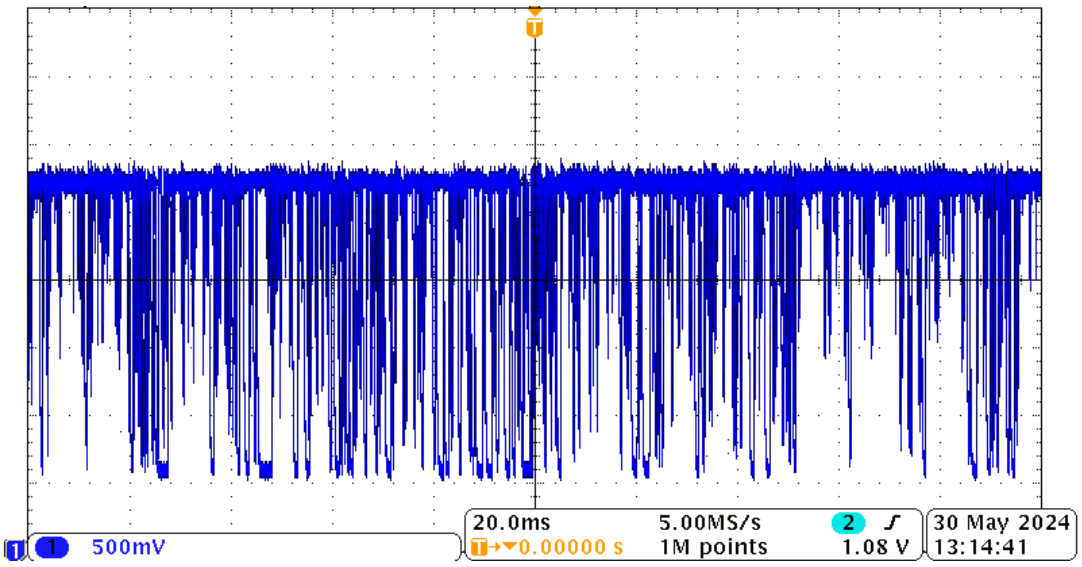
Obr. 37: Oscilogram zachycující kvazi-kontinuální režim s modifikovaným X rezonátorem a výstupním zrcadlem v podobě vysoce reflektivního zrcadla ($R > 99\,\%$). Signál laseru odpovídá tmavě modré barvě, světle modrá barva odpovídá spouštěcímu signálu pro čerpací vláknový thuliový laser.

Spektrum laseru záviselo na čerpání. Při nižším čerpání vyzařoval na vlnové délce 2086 nm. Po zvýšení čerpání se projevila druhá spektrální čára na 2111 nm. Naměřená spektra jsou na Obr. 38.



Obr. 38: Graf s naměřenými spektry Ho:CaF_2 laseru s různými úrovněmi čerpání. Šířka čáry je s největší pravděpodobností zkreslená kvůli použitému spektroskopu.

Pokusili jsme se také systém zprovoznit v kontinuálním režimu s výstupním zrcadlem s reflektivitou 98 %, ale nepodařilo se nám tento režim stabilizovat, což je vidět na Obr. 39. Výstupní výkon se pohyboval okolo 25 mW.



Obr. 39: Oscilogram zachycující nestabilní kontinuální režim s modifikovaným X rezonátorem a výstupním zrcadlem s reflektivitou 98 %.

11.5 Diskuze

Laserový systém založený na krystalu Ho:CaF_2 byl velmi nestabilní a citlivý na optimalizaci. Bohužel se nám nepodařilo dosáhnout stabilního kontinuálního režimu. Účinnost systému je velmi malá. Domníváme se, že je to dáno především velkou termální čočkou, kterou tento krystal vykazuje, v důsledku čehož se při delším čerpání rezonátor stává nestabilním. Také jsme pozorovali, že při snížení teploty, na kterou je krystal chlazen, se stabilita a výkonnost systému velmi zlepší.

Režim synchronizace módů jsme z důvodu nedostatečně dobrých výsledků v (kvazi-)kontinuálním režimu nezkoušeli zprovoznit, protože je velice pravděpodobné, že vložením dalších ztrát v podobě saturovatelného absorbéru by se systém nedostal nad práh generace.

12 Závěr

Vypracoval jsem rešeršní část zabývající se součástmi laseru, režimem synchronizace módů konkrétně za použití saturovatelných absorbérů, a dále také lasery založenými na thuliem a holmiem dopovaných fluoridových matricích. Jedná se o lasery, které vyzařují ve spektrální oblasti okolo 2 µm, a tedy je lze velmi dobře využít v medicíně, především pro laserové operace.

Dále jsem sestavil laserový systém s krystalem Tm:YLF za účelem generace ultrakrátkých impulsů. Toho jsem docílil s využitím saturovatelného absorbéru v podobě SESAMu. V kontinuálním režimu laser generoval výkon až 1,6 W s diferenciální účinností k dopadajícímu čerpacímu výkonu 25,7 % na vlnové délce 1885 nm. V režimu synchronizace módů jsem dosáhl nejkratšího měřeného impulsu o délce 60 ps, ale tato délka se již blížila limitu měřící soustavy. Výstupní výkon byl 90 mW na vlnové délce 1905 nm. Pulsy měly frekvenci 53,8 MHz a byly amplitudově stabilní. Podařilo se mi dosáhnout i časově stabilních pulsů, které ale byly delší. Výstupní svazek v obou režimech byl astigmatický, nejspíše z důvodu uspořádání rezonátoru a jeho provozu na hranici stability.

Následně jsem se zabýval aktivním prostředím Ho:CaF_2. Změřil jsem absorpční a emisní spektra při různých teplotách od pokojové po teplotu kapalného dusíku. Hlavní emisní pík se nachází na vlnové délce 2025 nm a hlavní absorpční pík na 1945 nm. Se snižující se teplotou píky rostou a u absorpčního spektra se také zužují.

Nakonec jsem sestavil laser založený na Ho:CaF_2 se dvěma různými rezonátory – V rezonátorem a modifikovaným X rezonátorem. Maximální dosažený střední výkon byl v kvazi-kontinuálním režimu 95 mW se středním dopadajícím výkonem 2 W a s účinností 5 %. Obecně byly systémy založené na Ho:CaF_2 velmi nestabilní a citlivé, domnívám se, že to je důsledek velké termální čočky.

Všechny vytyčené cíle bakalářské práce byly splněny.

Literatura

1. MCCUMBER, D. E. Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra. *Phys. Rev.* 1964, roč. 136, A954–A957. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRev.136.A954.
2. FOWLER, W. Beall; DEXTER, D. L. Relation between Absorption and Emission Probabilities in Luminescent Centers in Ionic Solids. *Phys. Rev.* 1962, roč. 128, s. 2154–2165. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRev.128.2154.
3. KOECHNER, Walter. *Solid-State Laser Engineering*. 2006. ISBN 978-0-387-29094-2. Dostupné z DOI: 10.1007/0-387-29338-8.
4. FINDLAY, D.; CLAY, R.A. The measurement of internal losses in 4-level lasers. *Physics Letters*. 1966, roč. 20, č. 3, s. 277–278. ISSN 0031-9163. Dostupné z DOI: https://doi.org/10.1016/0031-9163(66)90363-5.
5. KELLER, Ursula. *Ultrafast Lasers: A Comprehensive Introduction to Fundamental Principles with Practical Applications*. Springer International Publishing, 2022. Graduate Texts in Physics. ISBN 9783030825317. Dostupné také z: https://books.google.cz/books?id=jjuEzgEACAAJ.
6. HAUS, Hermann Anton. A theory of forced mode locking. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1975, roč. 11, č. 7, s. 323–330. Dostupné z DOI: 10.1109/JQE.1975.1068636.
7. HÖNNINGER, Clemens; PASCHOTTA, Rüdiger; MORIER-GENOUD, Francois; MOSER, Mohammed; KELLER, Ursula. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B*. 1999, roč. 16, č. 1, s. 46–56. Dostupné z DOI: 10.1364/JOSAB.16.000046.
8. VODOPYANOV, Konstantin L. *Laser-based Mid-infrared Sources and Applications*. Laser-based Mid-infrared Sources and Applications. John Wiley & Sons, Ltd, 2020. ISBN 9781119074557. Dostupné z DOI: https://doi.org/10.1002/9781119074557.fmatter.
9. WANG, Yangxiao; LIU, Wenxin; ZHANG, Zhonghan; STRZEP, Adam; LIU, Jie; CHEN, Zhenqiang; MA, Fengkai; SU, Liangbi. Laser-diode-pumped Tm:SrF_2 single crystal for high efficiency CW laser operation at $\sim$ 2 μm. *Opt. Lett.* 2022, roč. 47, č. 5, s. 1117–1120. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.449484.
10. ŠULC, Jan; NĚMEC, Michal; JELÍNKOVÁ, Helena; DOROSHENKO, Maxim; FEDOROV, Pavel; OSIKO, Vyacheslav. Diode pumped tunable lasers based on Tm:CaF_2 and Tm:Ho:CaF_2 ceramics. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2014, roč. 8959. Dostupné z DOI: 10.1117/12.2040763.
11. DEMIRBAS, Umit; THESINGA, Jelto; BEYATLI, Ersen; KELLERT, Martin; PERGAMENT, Mikhail; KÄRTNER, Franz X. Continuous-wave Tm:YLF laser with ultrabroad tuning (1772-2145 nm). *Opt. Express*. 2022, roč. 30, č. 23, s. 41219–41239. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.471288.
12. LIU, Xinyang; YANG, Kejian; ZHAO, Sisi; LI, Tiaoying; LUAN, Chao; GUO, Xueshi; ZHAO, Bin; ZHENG, Limeng; SU, Lamis; XU, Jing; BIAN, Jieren. Growth and lasing performance of a Tm,Y:CaF_2 crystal. *Opt. Lett.* 2017, roč. 42, č. 13, s. 2567–2570. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.42.002567.
13. CAMY, Patrice; DOUALAN, Jean Louis; RENARD, Stephanie; BRAUD, Alain; MÉNARD, Vivien; MONCORGÉ, Richard. Tm^{3+}:CaF2 for 1.9 μm laser operation. *Optics Communications*. 2004, roč. 236, č. 4, s. 395–402. ISSN 0030-4018. Dostupné z DOI: https://doi.org/10.1016/j.optcom.2004.03.055.
14. MAO, Yefei; GAO, Yuan; WANG, Lei. Comparison of Diode-End-Pumped Tm:YLF and Tm:YAP Slab Lasers. *Journal of Russian Laser Research*. 2020, roč. 41, s. 653–657. Dostupné z DOI: 10.1007/s10946-020-09920-7.
15. MUŽÍK, Jiří; JELÍNEK, Michal; VYHLÍDAL, David; KUBEČEK, Václav. 2.6 W diode-pumped actively mode-locked Tm:YLF laser. *Laser Physics Letters*. 2015, roč. 12, č. 3, s. 035802. Dostupné z DOI: 10.1088/1612-2011/12/3/035802.
16. TYAZHEV, Aleksey; SOULARD, Rémi; GODIN, Thomas; PARIS, Marlene; BRASSE, Gurvan; DOUALAN, Jean Louis; BRAUD, Alain; MONCORGÉ, Richard; LAROCHE, Mathieu; CAMY, Patrice; HIDEUR, Ammar. Passively mode-locked diode-pumped Tm^{3+}:YLF laser emitting at 1.91 μm using a GaAs-based SESAM. *Laser Physics Letters*. 2018, roč. 15, č. 4, s. 045807. Dostupné z DOI: 10.1088/1612-202X/aaa9aa.
17. NA, Quanxin; HUANG, Zhiyang; HE, Miaomao; CHEN, Zhangyun; XU, Tenggui; WANG, Lei; YAN, Peiguang; LI, Ying; LUO, Shaojuan; XU, Chengwen; FAN, Dianyuan. Watt-level passively mode-locked Tm:YLF laser at 1.83 μm. *Opt. Express*. 2019, roč. 27, č. 24, s. 35230–35237. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.27.035230.
18. YORULMAZ, Ismail; SENNAROGLU, Alphan. Low-Threshold Diode-Pumped 2.3-μm Tm^{3+}:YLF Lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2018, roč. 24, s. 1–7. Dostupné z DOI: 10.1109/JSTQE.2018.2791409.

19. HUANG, Haitao; WANG, Shiqiang; CHEN, Haiwei; ANTIPOV, Oleg L.; BALABANOV, Stanislav S.; SHEN, Deyuan. High power simultaneous dual-wavelength CW and passively-Q-switched laser operation of LD pumped Tm:YLF at 1.9 and 2.3 μm. *Opt. Express*. 2019, roč. 27, č. 26, s. 38593–38601. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.381821.

20. LIU, Jingjing; ZHANG, Cheng; ZHANG, Zhen; WANG, Jingya; FAN, Xiuwei; LIU, Jie; SU, Liangbi. 1886-nm mode-locked and wavelength tunable Tm-doped CaF_2 lasers. *Opt. Lett.* 2019, roč. 44, č. 1, s. 134–137. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.44.000134.

21. ZHANG, Zhen; GUO, Xinsheng; WANG, Jingya; ZHANG, Cheng; LIU, Jie; SU, Liangbi. High-efficiency 2 μm continuous-wave laser in laser diode-pumped Tm^{3+}, La^{3+}: CaF_2 single crystal. *Opt. Lett.* 2018, roč. 43, č. 17, s. 4300–4303. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.43.004300.

22. ŠULC, Jan; NĚMEC, Michal; JELÍNKOVÁ, Helena; DOROSHENKO, Maxim E.; FEDOROV, Pavel P.; OSIKO, Vyacheslav V. Resonantly diode pumping of Tm:CaF_2 and Tm:Ho:CaF_2 lasers. *Advanced Solid-State Lasers Congress*. 2013, AM4A.26. Dostupné z DOI: 10.1364/ASSL.2013.AM4A.26.

23. LIU, Jingjing; ZHANG, Cheng; ZU, Yuqian; FAN, Xiuwei; LIU, Jie; GUO, Xinsheng; QIAN, Xiaobo; SU, Liangbi. Efficient continuous-wave, broadly tunable and passive Q-switching lasers based on a Tm^{3+}:CaF2 crystal. *Laser Physics Letters*. 2018, roč. 15, č. 4, s. 045803. Dostupné z DOI: 10.1088/1612-202X/aaa6ad.

24. KONG, Lingchen; QIAO, Zhen; XIE, Guoqiang; QIN, Zhipeng; ZHAO, Beibei; YU, Hao; SU, Liangbi; MA, Jingui; YUAN, Peng; QIAN, Liejia. Spectroscopic characteristics, continuous-wave and mode-locking laser performances of Tm,Y:CaF_2 disordered crystal. *Opt. Express*. 2017, roč. 25, č. 18, s. 21267–21274. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.25.021267.

25. ZHANG, Cheng; LIU, Jie; FAN, Xiuwei; PENG, Qianqian; GUO, Xinsheng; JIANG, Dapeng; QIAN, Xiaobo; SU, Liangbi. Compact passive Q-switching of a diode-pumped Tm,Y:CaF_2 laser near 2 μm. *Optics & Laser Technology*. 2018, roč. 103, s. 89–92. ISSN 0030-3992. Dostupné z DOI: https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2018.01.029.

26. CANBAZ, Ferda; YORULMAZ, Ismail; SENNAROGLU, Alphan. Kerr-lens mode-locked 2.3 μm Tm^{3+}:YLF laser as a source of femtosecond pulses in the mid-infrared. *Opt. Lett.* 2017, roč. 42, č. 19, s. 3964–3967. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.42.003964.

27. SOULARD, Rémi; TYAZHEV, Aleksey; DOUALAN, Jean-Louis; BRAUD, Alain; HIDEUR, Ammar; LAROCHE, Mathieu; XU, Bin; CAMY, Patrice. 2.3 μm Tm^{3+}:YLF mode-locked laser. *Opt. Lett.* 2017, roč. 42, č. 18, s. 3534–3536. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.42.003534.

28. JELÍNEK, Michal; KUBEČEK, Václav; MA, Weiwei; ZHAO, Beibei; JIANG, Dapeng; SU, Liangbi. Cryogenic Ho:CaF_2 laser pumped by Tm:fiber laser. *Laser Physics Letters*. 2016, roč. 13, s. 065004. Dostupné z DOI: 10.1088/1612-2011/13/6/065004.

29. YANG, Chao; JU, Youlun; YAO, Baoquan; DAI, Tongyu; DUAN, Xiaoming; LI, Jiang; DING, Yu; LIU, Wei; PAN, Yubai; LI, Chaoyu. Passively Q-switched Ho:YLF laser pumped by Tm^{3+}-doped fiber laser. *Optics & Laser Technology*. 2016, roč. 77, s. 55–58. ISSN 0030-3992. Dostupné z DOI: https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2015.08.022.

30. DUAN, Xiaoming; SHEN, Yingjie; ZHANG, Zhen; SU, Liangbi; DAI, Tongyu. A passively Q-switching of diode-pumped 2.08-μm Ho:CaF_2 laser. *Infrared Physics & Technology*. 2019, roč. 103, s. 103071. ISSN 1350-4495. Dostupné z DOI: https://doi.org/10.1016/j.infrared.2019.103071.

31. NĚMEC, Michal; ŠULC, Jan; JELÍNEK, Michal; KUBEČEK, Václav; JELÍNKOVÁ, Helena; DOROSHENKO, Maxim E.; ALIMOV, Olimkhon K.; KONYUSHKIN, Vasilii A.; NAKLADOV, Andrei N.; OSIKO, Vyatcheslav V. Thulium fiber pumped tunable Ho:CaF_2 laser. *Opt. Lett.* 2017, roč. 42, č. 9, s. 1852–1855. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.42.001852.

32. CHUNOSOV, N. I. *reZonator* [online]. 2017. [cit. 2024-07-25]. Dostupné z: http://rezonator.orion-project.org.

33. PAYNE, Stephen A.; CHASE, Lloyd L.; SMITH, Luther K.; KWAY, Wayne L.; KRUPKE, William F. Infrared cross-section measurements of the Er^{3+}, Tm^{3+}, and Ho^{3+} ions in crystals. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optica Publishing Group, 1991, CTuO5. Dostupné také z: https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=CLEO-1991-CTuO5.

34. ZOU, Xuelu; TORATANI, Hisayoshi. Spectroscopic properties and energy transfers in Tm^{3+} singly- and $Tm^{3+}Ho^{3+}$ doubly-doped glasses. *Journal of Non-crystalline Solids*. 1996, roč. 195, s. 113–124. Dostupné také z: `https://api.semanticscholar.org/CorpusID:137011173`.