

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

Optický parametrický oscilátor pro generaci pikosekundových impulsů v blízké infračervené oblasti

Diplomová práce

Autor: Bc. Vojtěch Grossmann

Vedoucí práce: Ing. M. Jelínek, Ph.D.

Konzultant: Ing. M. Frank, Ph.D.

Akademický rok: 2023/2024

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Grossmann** Jméno: **Vojtěch** Osobní číslo: **494728**
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra fyzikální elektroniky**
Studijní program: **Fyzikální elektronika**
Specializace: **Laserová fyzika a technika**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Optický parametrický oscilátor pro generaci pikosekundových impulsů v blízké infračervené oblasti

Název diplomové práce anglicky:

Optical parametrical oscillator for generation of picosecond, near-infrared pulses

Pokyny pro vypracování:

- 1) Seznamte se s funkcí optických parametrických oscilátorů.
- 2) Proveďte optimalizaci čerpacího laseru Nd:YVO4 tak, aby generoval laserové impulsy v režimu stabilní kontinuální synchronizace módů.
- 3) Navrhněte synchronně čerpaný optický parametrický oscilátor založený na nelineárním krystalu PPLN se samostatným rezonátorem.
- 4) Sestavte a optimalizujte tento oscilátor, pro buzení použijte výše zmíněný čerpací laser.
- 5) Změřte základní charakteristiky signálové vlny.
- 6) Rešerši a dosažené výsledky zpracujte do diplomové práce o rozsahu cca 50-60 stran.

Seznam doporučené literatury:

1. Vodopyanov, K. L., Laser-based Mid-infrared Sources and Applications, John Wiley & Sons, Inc., 2020.
2. Ebrahim-Zadeh, M., Sorokina, I. T., Mid-infrared Coherent Sources and Applications, Springer, 2008.
3. Smythe, P., An Infrared Picosecond Optical Parametric Oscillator for Polymer Ablation, Bachelor thesis, Australian National University, 2004.
4. Agnesi A., et al., All-solid-state High-repetition-rate Optical Source Tunable in Wavelength and in Pulse Duration, J. Opt. Soc. Am. B 18, 3, 2001.
5. Chaitanya Kumar, S., et al., High-power, Widely Tunable, Room-temperature Picosecond Optical Parametric Oscillator Based on Cylindrical 5% MgO:PPLN, Optics Letters 40, 16, 3897, 2015.
6. Klein, M. E., et al., Rapid Infrared Wavelength Access with a Picosecond PPLN OPO Synchronously Pumped by a Mode-locked Diode Laser, Appl. Phys. B 73, 1, 2001.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

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

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

Ing. Milan Frank, Ph.D. katedra fyzikální elektroniky FJFI

Datum zadání diplomové práce: **24.10.2023**

Termín odevzdání diplomové práce: **10.05.2024**

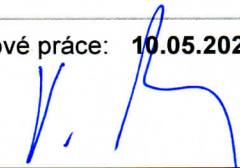
Platnost zadání diplomové práce: **24.10.2025**



Ing. Michal Jelínek, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce



prof. Dr. Ing. Ivan Richter
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry



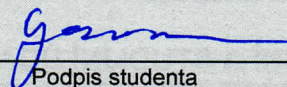
doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

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

16.11.2023

Datum převzetí zadání



Podpis studenta

Poděkování:

Chtěl bych zde poděkovat Ing. Michalovi Jelínkovi, Ph.D a Ing. Milanovi Frankovi, Ph.D za vedení této práce, za ochotu, rady a čas, který mi věnovali.

Čestné prohlášení:

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně a uvedl jsem všechnu použitou literaturu.

V Praze dne 1. května 2024

Bc. Vojtěch Grossmann

Název práce:

Optický parametrický oscilátor pro generaci pikosekundových impulsů v blízké infračervené oblasti

Autor: Bc. Vojtěch Grossmann

Obor: Fyzikální elektronika

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. M. Jelínek, Ph.D.

Konzultant: Ing. M. Frank, Ph.D.

Cíl práce: Návrh, vývoj a charakterizace optického parametrického oscilátoru na bázi periodicky pólovaného nelineárního krystalu PPLN pro generaci pikosekundových impulsů v infračervené oblasti. Hlavním cílem je generace signálové vlny, jakožto i její detekce, a dále studium dynamiky synchronně čerpaných optických parametrických oscilátorů.

Klíčová slova: synchronizace módů, OPO, PPLN, synchronní čerpání

Title:

Optical parametrical oscillator for generation of picosecond, near-infrared pulses

Author: Bc. Vojtěch Grossmann

Branch: Physical Electronics

Thesis: Master's thesis

Thesis supervisor: Ing. M. Jelínek, Ph.D.

Supervisor: Ing. M. Frank, Ph.D.

Abstract: Design, development and characterization of optical parametrical oscillator with periodically poled nonlinear crystal PPLN for picosecond pulse generation in infrared region. The main task is generation of signal wave, as well as its detection and study of dynamics of synchronously pumped optical parametrical oscillators.

Key words: mode-locking, OPO, PPLN, synchronous pumping

Obsah

Úvod	6
Cíle práce	7
1 Teoretický úvod	8
1.1 Optický parametrický oscilátor	8
1.1.1 Základy nelineární optiky	9
1.1.2 Vázané vlnové rovnice	10
1.1.3 Optický parametrický zisk	11
1.1.4 Optický parametrický oscilátor	11
1.2 Kvazi-fázový synchronismus	12
1.3 Synchronizace módů v pevnolátkových laserech	14
1.3.1 Historie	14
1.3.2 Synchronizace módů v pevnolátkových laserech	14
1.3.3 Pasivní synchronizace módů	15
2 Použité přístroje	16
2.1 Výstupní výkon	16
2.2 Profil svazku	16
2.3 Spektrální charakteristiky	16
2.4 Měření časových charakteristik	17
2.4.1 Osciloskop	17
2.4.2 Autokorelátor	17
2.5 Laserová dioda	18
3 Použité materiály	20
3.1 Aktivní prostředí	20
3.2 Polovodičový saturevatelný absorbér	21
3.2.1 MQ1486	21
3.2.2 SAM-1064-2-10ps-x	22
3.3 Periodicky pólovaný lithium niobát	22
4 Výsledky měření	24
4.1 Laser v režimu synchronizace módů se saturevatelným absorbérem	24
4.1.1 Čerpací laserová dioda	24
4.1.2 Laser v kontinuálním režimu	26
4.1.3 Laser v režimu pasivní synchronizace módů	29
4.2 Optický parametrický oscilátor v oblasti 1,5 μm	32

4.2.1	Návrh rezonátoru a čerpání	32
4.2.2	Základní charakteristiky	35
4.2.3	Rozladění délky rezonátoru	44
4.3	Numerické simulace	52
	Závěr	56
	Literatura	57

Úvod

Optický parametrický oscilátor je zařízení využívající nelineárních optických jevů ke generaci a zesílení záření. Podobně jako laser je zdrojem koherentního záření s vysokým dosažitelným výkonem a širokým rozsahem generovaných vlnových délek. Jeho hlavní výhodou oproti laseru je, že generované vlnové délky nejsou omezeny přechody energetických hladin v materiálu. V optickém parametrickém oscilátoru je generovaná vlnová délka dána splněním fázového synchronismu v nelineárním krystalu, což z něj dělá zdroj záření s velmi širokým rozsahem přeladitelnosti. Umožňuje generaci vlnových délek v širokém rozsahu, od blízkého ultrafialového až po střední infračervené spektrum, kde je obtížné generovat záření pomocí tradičních pevnolátkových laserů. Využití tak nachází zejména ve spektroskopii.

V této práci se budu zabývat pikosekundovým optickým parametrickým oscilátorem s nelineárním krystalem periodicky pólovaného lithium niobátu (PPLN), který je synchronně čerpán laserem v režimu pasivní synchronizace módů.

První část práce se zabývá rešerší na několik témat. Prvním z nich jsou optické parametrické oscilátory a parametrický zisk. Následuje synchronizace módů v pevnolátkových laserech a metody dosažení fázového synchronismu se zaměřením na kvazi-fázový synchronismus, který je využíván v periodicky pólovaných krystalech, jako je PPLN. V praktické části práce bude nejdříve sestaven a charakterizován čerpací laser pro optický parametrický oscilátor. Tento laser bude využívat aktivní prostředí Nd:YVO₄ a polovodičový satureovatelný absorbér na zrcadle k dosažení stabilního režimu kontinuální synchronizace módů na vlnové délce 1,06 μm s dostatečným výkonem pro čerpání optického parametrického oscilátoru. Dále bude navržen a zkonstruován optický parametrický oscilátor s kruhovým rezonátorem a nelineárním krystalem PPLN určeným pro generaci signálové vlny v oblasti 1,5 μm a budou naměřeny jeho výkonové, časové a spektrální charakteristiky a jejich závislost na teplotě krystalu a rozladění rezonátoru.

Cíle práce

Návrh, vývoj a charakterizace optického parametrického oscilátoru na bázi periodicky pólovaného nelineárního krystalu PPLN pro generaci pikosekundových impulsů v infračervené oblasti. Hlavním cílem je generace signálové vlny, jakožto i její detekce, a dále studium dynamiky synchronně čerpaných optických parametrických oscilátorů.

- Seznamte se s funkcí optických parametrických oscilátorů.
- Proveďte optimalizaci čerpacího laseru Nd:YVO₄ tak, aby generoval laserové impulsy v režimu stabilní kontinuální synchronizace módů.
- Navrhněte synchronně čerpaný optický parametrický oscilátor založený na nelineárním krystalu PPLN se samostatným rezonátorem.
- Sestavte a optimalizujte tento oscilátor, pro buzení použijte výše zmíněný čerpací laser.
- Změřte základní charakteristiky signálové vlny.
- Rešerši a dosažené výsledky zpracujte do diplomové práce o rozsahu cca 50-60 stran.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Optický parametrický oscilátor

Optický parametrický oscilátor (OPO) byl poprvé navržen v roce 1962 jako zdroj koherentního záření se spojitě přeladitelným spektrem a byl poprvé demonstrován Giordmainem a Millerem v roce 1965 pomocí nelineárního krystalu LiNbO_3 a Q-spínaného čerpacího laseru [1]. Vývoj této technologie byl kvůli nedostatku nelineárních krystalů s dostatečně vysokým prahem poškození ze začátku pomalý. Velký rozvoj přišel až na přelomu století, kdy byly objeveny nové nelineární krystaly s vhodnými mechanickými a optickými vlastnostmi, například KTP, LBO, BBO a PPLN. V současnosti se optické parametrické oscilátory často využívají pro generaci záření ve střední infračervené oblasti, ve které nemají ze strany laserů velkou konkurenci [2], rozsah vlnových délek, které je možné s OPO generovat, je však mnohem širší, od ultrafialového až po střední infračervené spektrum. OPO se vyznačují širokým rozsahem přeladitelnosti, v řádu stovek nanometrů až jednotek mikrometrů [3, 4], díky kterému nachází využití zejména v laserové spektroskopii. Mezi další aplikace patří například optický gyroskop [5], zdroj záření pro ablaci polymerů v oblasti $3,3 \mu\text{m}$ [6] nebo zdroj kvantově provázaných fotonů s nízkým šumem [7].

OPO jsou široce přeladitelné díky způsobu, kterým generují záření. Optické parametrické zesílení je nelineární proces, při kterém do krystalu vstupuje silná čerpací vlna a slabá vlna signálová. Signálová vlna je při průchodu nelineárním krystalem zesílena, a aby byl splněn zákon zachování energie, vzniká třetí vlna, tzv. jalová. Narozdíl od laserů tedy nedochází k inverzi populace. Interakce je velmi rychlá a energie se nehromadí v prostředí. V optickém parametrickém oscilátoru vstupuje do nelineárního krystalu pouze čerpací vlna a vlna signálová vzniká z kvantového šumu při procesu zvaném optická parametrická fluorescence [2, 8]. Díky kladné zpětné vazbě rezonátoru je vlna při dalších průchodech krystalem zesilována.

Aby byla splněna podmínka fázového synchronismu, je nutné OPO čerpat koherentními zdroji. Hlavní metodou čerpání v minulém století bylo Q-spínání, které nabízí vysokou energii impulsů, a tedy snažší překonání prahu generace. Jejich nevýhodou jsou však značné fluktuace energie mezi generovanými impulsy [2]. OPO je možné čerpat i kontinuálně, vyžaduje však mnohem vyšší střední čerpací výkon a práh generace je v řádu wattů [9]. Čerpáním pomocí laseru v režimu kontinuální synchronizace módů lze získat stabilní výstupní charakteristiky s prahovým výkonem menším než 1 W [10]. Při tzv. synchronním čerpání je rezonátor OPO navržen tak, aby doba oběhu zesilovaného impulsu odpovídala opakovací frekvenci čerpacího laseru. Pro účinné zesílení oscilující vlny musí v nelineárním krystalu docházet k překryvu čerpacího a zesilovaného impulsu a po mnoha obězích může nastat ustálený stav. Přesným nastavením délky rezonátoru je možné dosáhnout stabilních výstupních charakteristik OPO a získat vysokou účinnost konverze. Čerpací a zesilovaný impuls musí mít překryv také ve spektrální do-

méně tak, aby bylo možné splnit podmínku fázového synchronismu. To je potřeba brát v úvahu zejména ve femtosekundových OPO, kde se více projevuje disperze vyšších řádů.

V této práci bude sestaven synchronně čerpaný pikosekundový OPO, ve kterém je možné zanedbat disperzi druhého a vyšších řádů. Rozladěním délky rezonátoru se tedy mění zejména intenzitní překryv impulsů v časové doméně, který má vliv na jejich zkracování. Rozladění délky rezonátoru také umožňuje ladit vlnovou délku generovaného záření. Zkracování impulsů v pikosekundovém synchronně čerpaném OPO zkoumal Agnesi [11] a dosáhl dvojnásobného zkrácení pro 15 ps čerpací impulsy a pětinašobného zkrácení pro impulsy délky 6 ps při čerpacím výkonu 2,5 W. Závislost generované vlnové délky na rozladění délky rezonátoru, resp. frekvenci čerpacího laseru byla mnohokrát naměřena [6, 12, 13]. Tato závislost je lineární, vlivem zpětné vazby se však může měnit skokově. Nelineární krystal využívaný v této práci je periodicky pólovaný lithium niobát (PPLN). Dostupný PPLN byl již dříve úspěšně čerpán vnitrorezonátorově. Vlnovou délku OPO bylo možné ladit změnou teploty krystalu v rozmezí 1450 – 1650 nm [5]. Přeladitelnost synchronně čerpaného OPO s nelineárním krystalem PPLN dále zkoumal Kumar [14]. Ten ukázal, že při čerpání na vlnové délce 1 μm lze získat signálovou vlnu přeladitelnou v rozsahu 1531 – 1642 nm a jalovou vlnu 3022 – 3488 nm. Maximální výkon signálového svazku dosahoval 4 W s účinností 45 % na vlnové délce 1593 nm. Sestavil také OPO, ve kterém oscilovala jalová vlna na vlnové délce 3283 nm s maximálním výstupním výkonem 2 W. Později zvětšil rozsah přeladitelnosti signálové vlny na 1413 – 1900 nm [4]. V obou případech byl OPO čerpán laserem v režimu kontinuální synchronizace módů s délkou impulsu 15 ps a výkonem přes 8 W.

1.1.1 Základy nelineární optiky

Interakce mezi elektrickým polem vyvolaným laserovým svazkem \mathbf{E} a materiálovým prostředím je zprostředkována polarizací prostředí \mathbf{P} . Pro slabá elektrická pole je tato závislost lineární, avšak pro silná pole je nutné brát v úvahu i vyšší řády rozvoje

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \cdot (\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) = \mathbf{P}_{lin} + \mathbf{P}_{nelin}, \quad (1.1)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua a pro tenzory elektrické susceptibility χ platí

$$\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)} \dots \quad (1.2)$$

Nelineární jevy vyšších řádů se tak projeví až při velmi vysokých intenzitách elektrického pole. V této práci bude využíváno optické parametrické zesílení s nelinearitou druhého řádu, vyšší řády nelinearit tedy dále nebudeme brát v úvahu a nelineární polarizaci můžeme zapsat ve tvaru

$$P_i^{(2)} = \epsilon_0 \cdot \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k. \quad (1.3)$$

Indexy i, j, k zde představují osy x, y, z . Tensor $\chi^{(2)}$ je tenzor třetího řádu, obecně má tedy 27 nezávislých prvků. Toto číslo lze snížit díky permutačním symetriím interagujících vln, prostorovým symetriím nelineárních krystalů a Kleinmanovým symetriím. Výsledkem je tenzor $d_{ijk} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)}$, který je možné dále zjednodušit do matice nelineárních koeficientů d_{ij} typu 3×6 . Ta je v praxi využívána pro popis nelineárních vlastností krystalů. Zmíněné symetrie a proces zjednodušení tenzoru je podrobně popsán v literatuře [3]. Matice d_{ij} pro třívlňovou interakci udává závislost polarizace prostředí na elektrickém poli vztahem

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)}(\omega_3) \\ P_y^{(2)}(\omega_3) \\ P_z^{(2)}(\omega_3) \end{pmatrix} = 4\epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_z(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_y(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_x(\omega_2) \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

kde P_i je polarizace prostředí a E_i je elektrické pole v osách x, y, z . Pro fixní směr šíření a polarizaci vln je možné matici nahradit skalárem, tzv. efektivním nelineárním koeficientem d_{eff} , který je závislý na polarizaci vln $E(\omega_1)$ a $E(\omega_2)$, a úhlu kritického fázového synchronismu [3].

1.1.2 Vázané vlnové rovnice

Parametrická generace a zesílení druhého řádu jsou speciální případy generace rozdílové frekvence. Základní předpoklad, bez kterého není generace nelineárních jevů druhého řádu možná je prostředí s nenulovou susceptibilitou $\chi^{(2)}$, to je splněno pro krystaly bez středu symetrie. V tomto krystalu pak musí být splněn zákon zachování energie pro vlny s úhlovou frekvencí ω_1, ω_2 a ω_3

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2, \quad (1.5)$$

a zákon zachování hybnosti,

$$\mathbf{k}(\omega_3) = \mathbf{k}(\omega_1) + \mathbf{k}(\omega_2). \quad (1.6)$$

Vztah mezi amplitudami jednotlivých vln v nelineárním prostředí je možné odvodit z vlnové rovnice

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}, \quad (1.7)$$

do které je dosazena polarizace prostředí $\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)}$. Nejdříve je však nutné zavést několik aproximací. První z nich je zanedbání rozdílu grupových rychlostí a předpoklad, že všechny vlny, které se interakce účastní, jsou rovinné, kolineární a šíří se ve směru z , tedy

$$E(\omega_j, z, t) = A_j e^{i(k_j z - \omega_j t)}, \quad j = 1, 2, 3 \quad (1.8)$$

kde A_j jsou komplexní amplitudy, k_j vlnová čísla a ω_j úhlové frekvence jednotlivých vln. Polarizace prostředí je dána vztahem 1.4 a pomocí efektivního nelineárního koeficientu může být zjednodušena na

$$P(\omega_3) = 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} E(\omega_1)E(\omega_2). \quad (1.9)$$

Dosazením 1.8 a 1.9 do vlnové rovnice 1.7 pro vlnu $E(\omega_3)$ získáme

$$\frac{\partial^2 A_3}{\partial z^2} + 2ik_3 \frac{\partial A_3}{\partial z} = \frac{-4d_{\text{eff}}\omega_3^2}{c^2} A_1 A_2 e^{-i(\Delta k \cdot z)}. \quad (1.10)$$

Zde bylo zavedeno tzv. fázové nepřizpůsobení $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$. Za předpokladu, že amplitudy mají pomalu proměnnou obálku, tzv. SVEA, *slowly varying envelope approximation*, platí

$$\left| \frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} \right| \ll \left| k_{zj} \frac{\partial A_j}{\partial z} \right| \quad (1.11)$$

a je možné zanedbat druhé derivace amplitud v rovnici 1.10. Analogickou úpravou pro vlny $E(\omega_1)$ a $E(\omega_2)$ lze získat vázané vlnové rovnice pro třívlňový proces s nelinearitou druhého řádu

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\omega_3 d_{\text{eff}}}{n_3 c} A_1(z) A_2(z) \exp(-i\Delta k z) \quad (1.12)$$

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{i\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c} A_3(z) A_2^*(z) \exp(i\Delta k z) \quad (1.13)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\omega_2 d_{\text{eff}}}{n_2 c} A_3(z) A_1^*(z) \exp(i\Delta k z). \quad (1.14)$$

1.1.3 Optický parametrický zisk

Jak bylo zmíněno v předchozí sekci, optické parametrické zesílení s nelinearitou druhého řádu je třívlňový proces, konkrétně se jedná se o speciální případ generace rozdílové frekvence, při kterém do nelineárního prostředí vstupuje silná čerpací vlna ω_p a slabá signálová vlna ω_s . Signálová vlna je tímto procesem zesílena a vzniká jalová vlna ω_i , aby byl splněn zákon zachování energie. Vlny se obvykle značí podle úmluvy

$$\omega_p > \omega_s > \omega_i. \quad (1.15)$$

Koeficient zisku při optickém parametrickém zesílení G lze získat z vázaných vlnových rovnic 1.12 - 1.14. Pro zjednodušení se uvažuje konstantní intenzita čerpací vlny a vstupní intenzita jalové vlny je nulová, odvození se nachází například v [3, 15]. Pro G platí vztah

$$\frac{P_s(L)}{P_s(0)} = 1 + G = 1 + g^2 L^2 \frac{\sinh^2\left(\sqrt{g^2 L^2 - (\Delta k L/2)^2}\right)}{g^2 L^2 - (\Delta k L/2)^2}, \quad (1.16)$$

$$g = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{\frac{I_p}{2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i}}, \quad (1.17)$$

kde L je délka interakce, I_p intenzita čerpacího svazku, c je rychlost světla a $n_{p,s,i}$ je index lomu na vlnových délkách $\lambda_{p,s,i}$. Tento vztah předpokládá splnění fázového synchronismu s fázovým nepřizpůsobením Δk [15].

1.1.4 Optický parametrický oscilátor

Vložení nelineárního krystalu s parametrickým ziskem do rezonátoru je zavedena kladná zpětná vazba a po překonání prahové podmínky vzniká optický parametrický oscilátor. OPO může oscilovat na jedné vlnové délce, tzv. *singly resonant* konfigurace, nebo na obou generovaných vlnových délkách, tzv. *doubly resonant*. *Doubly resonant* OPO má nižší práh generace, je však méně stabilní vlivem rozdílných optických délek rezonátoru pro signálovou a jalovou vlnu [2, 3]. Tento problém vymizí pro degenerovaný OPO, kde se vlnová délka signálové a jalové vlny rovnají, zařízení však ztrácí své hlavní výhody, zejména přeladitelnost. Jednodušší, a častěji používaná, je *singly resonant* konfigurace, kterou se dále budu zabývat v teoretické i praktické části práce.

OPO musí, stejně jako laser, splňovat a prahovou podmínku. V *singly resonant* OPO podporujícím oscilace signálové vlny s malým ziskem g , malými ztrátami $l_s \ll 1$ a ideálním fázovým synchronismem je tato podmínka dána vztahem

$$g^2 L^2 = 2l_s, \quad (1.18)$$

kde L je délka nelineárního krystalu a g je faktor zisku

$$g^2 = \frac{2\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{c\epsilon_0 n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s} I_p. \quad (1.19)$$

Zde je I_p intenzita čerpací vlny, d_{eff} efektivní nelineární koeficient krystalu a $n_{p,s,i}$ jsou indexy lomu příslušné jednotlivým vlnám [3]. Při neideálním nastavení fázového synchronismu se zisk snižuje v závislosti na Δk a faktor zisku g^2 přejde do tvaru $g^2 \text{sinc}(\Delta k L/2)$ [3]. Spektrum zisku je dáno splněním podmínky fázového synchronismu v krystalu a pro femtosekundové OPO také disperzními vlastnostmi krystalu a jeho délkou. Šířka spektra vlny oscilující v OPO je však mnohem menší. V *singly resonant* OPO se nejsilnější oscilace objevují na podélném módu rezonátoru, který se nachází v maximu spektra zisku. Prahový výkon pro oscilace na okolních módech se zvyšuje kvadraticky s mezimódovou vzdáleností, která je pro základní příčný mód dána vztahem

$$\Delta \nu_{\text{rez}} = \frac{c}{2L}, \quad (1.20)$$

kde c je rychlost světla a L délka rezonátoru. V kruhovém rezonátoru je $\Delta \nu_{\text{rez}}$ dvojnásobná [13].

1.2 Kvazi-fázový synchronismus

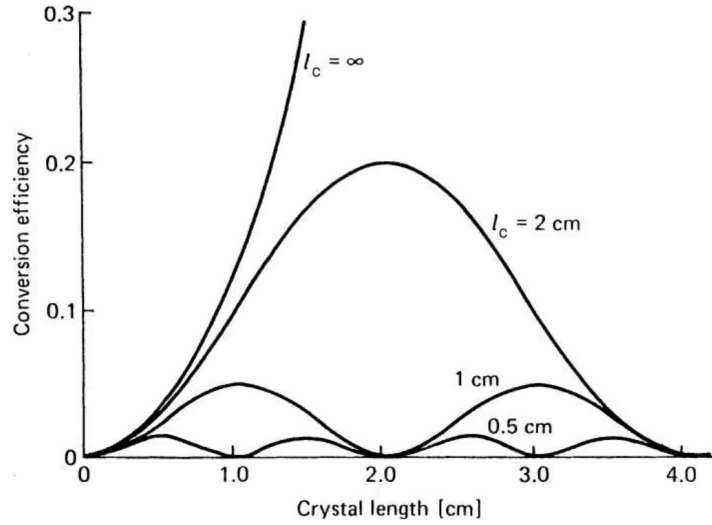
Pro dosažení optického parametrického zesílení musí být splněn zákon zachování energie a podmínka fázového synchronismu, která odpovídá zákonu zachování hybnosti. Podmínka fázového synchronismu má tvar

$$\Delta k = k(\omega_p) - k(\omega_s) - k(\omega_i) = \frac{1}{c}(\omega_p n_{\omega_p} - \omega_s n_{\omega_s} - \omega_i n_{\omega_i}), \quad (1.21)$$

kde Δk označuje fázovové nepřizpůsobení a pro ideální splnění podmínky se musí blížit nule. Toho je možné dosáhnout pomocí dvojlomných anizotropních krystalů. Záření v jednoosých dvojlomných krystalech je rozděleno podle polarizace na ordinární a extraordinární svazek. Fázový synchronismus je možné splnit kriticky, kdy index lomu prostředí pro extraordinární polarizaci závisí na směru šíření vzhledem k optické ose prostředí, nebo nekriticky, kdy lze měnit teplotou prostředí.

Při nesplnění fázového synchronismu, tedy $\Delta k \neq 0$, se energie při šíření krystalem periodicky přelévá mezi vlnami, které se interakce účastní. Tomu odpovídá změna účinnosti konverze v závislosti na délce nelineárního krystalu, viz obrázek 1.1. Zde l_c značí koherenční délku, což je vzdálenost uvnitř krystalu, na které je konverze čerpací vlny maximální. Pro koherenční délku platí

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k}. \quad (1.22)$$



Obrázek 1.1: Vliv koherenční délky l_c na účinnost konverze η . Převzato z [10].

Kvazi-fázový synchronismus je metoda, která kompenzuje fázové nepřizpůsobení změnou efektivního nelineárního koeficientu krystalu v prostoru, nejčastěji pomocí periodického pólování. Periodické pólování je proces, při kterém v krystalu vzniká periodická struktura s periodou rovnou dvojnásobku koherenční délky. Je tvořena doménami, ve kterých se mění znaménko efektivního nelineárního koeficientu, fáze generovaných vln je tak posunutá o π a dochází ke konstruktivní interferenci, což mnoh násobně zvyšuje účinnost konverze. Zároveň je kompenzován tzv. *spatial walk-off*, při kterém ordinární a extraordinární vlna ztrácí prostorový překryv. Periodické pólování se projeví i na podmínce fázového synchronismu

$$\Delta k = k(\omega_p) - k(\omega_s) - k(\omega_i) - \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (1.23)$$

Periodicky pólované krystaly mohou být navrženy pro různé nelineární procesy nebo pro OPO generujících na různých vlnových délkách. Efektivní nelineární koeficient v periodicky pólovaném krystalu d_{eff} je v porovnání s nepólovaným krystalem, ve kterém je ideálně splněn fázový synchronismus, nižší o faktor $2/\pi$. Narozdíl od kritického a nekritického fázového synchronismu však může při kvazi-fázovém synchronismu probíhat interakce, kde je polarizace všech interagujících vln stejná, tzv. interakce typu 0. V některých krystalech, například v periodicky pólovaném lithium niobátu, tak lze získat přístup k vyššímu prvku matice nelinearity a vyššímu d_{eff} , než bez periodického pólování [2].

Metoda periodického pólování byla navržena nezávisle na sobě Armstrongem [16] v roce 1962 a Frankenem a Wardem [17] v roce 1963. V současnosti je jednou z nejpoužívanějších metod výroby periodicky pólovaných krystalů, zejména PPLN, změna polarizace domén ferroelektrických materiálů pomocí silného elektrického pole. Při tomto procesu je na jednu stranu krystalu litograficky nanášena periodická struktura tvořená rovnoběžnými elektrodami s periodou Λ . Na druhou stranu je nanášena jedna souvislá elektroda. Na elektrody je poté přiveden krátký elektrický impuls, který způsobí změnu orientace elektrických dipólů tvořených vzájemnou polohou atomu lithia a niobu [18]. Elektrody jsou dále odstraněny a krystal je žhán, aby se snížilo materiálové napětí na hranici domén. Elektrické napětí potřebné při tomto procesu je vysoké, obvykle 22 kV/mm [18]. Tloušťka krystalu tak musí být malá, aby bylo možné přesně kontrolovat jeho vlastnosti [18, 19].

1.3 Synchronizace módů v pevnolátkových laserech

1.3.1 Historie

Při vývoji optických parametrických oscilátorů hrály důležitou roli lasery v režimu synchronizace módů, které umožňovaly stabilní čerpání s vysokým špičkovým výkonem. Tato metoda dosažení ultrakrátkých impulsů byla poprvé navržena a úspěšně otestována již v roce 1964 pomocí helium neonového laseru s aktivní modulací ztrát [20, 21]. První pevnolátkový laser v režimu synchronizace módů byl sestaven v roce 1966 s barvivovým satureovatelným absorbérem [22]. Výhodou těchto satureovatelných absorbérů byla jednoduchá optimalizace absorpce ředěním roztoku, barviva však byla často toxická a rychle degradovala vlivem vysokých intenzit procházejícího záření. Lasery byly čerpány pomocí výbojky v pulsním režimu, impulsy tvořené synchronizací módů tak při každém čerpacím impulsu vznikaly z šumu v Q-spínaných obálcích. Špičkový výkon ani délka takto vzniklých impulsů nebyly dostatečně stabilní a spolehlivě reprodukovatelné. Proto se ke generaci ultrakrátkých impulsů v 80. letech využívaly převážně plynové a barvivové lasery. Výhodou barvivových laserů je jejich široké emisní spektrum, díky kterému bylo možné generovat impulsy kratší než 100 fs. S rozvojem laserových diod s vysokým středním výkonem v 80. letech se opět zvýšil zájem o pevnolátkové lasery, který ještě vzrostl s objevem titan safírového aktivního prostředí. Ti:safír má velmi široké spektrum, které umožňuje generaci femtosekundových impulsů. V tomto prostředí byla navíc objevena nová metoda dosažení synchronizace módů, tzv. *Kerr lens mode locking*, objevený v roce 1991, díky kterému lze dosáhnout impulsů kratších než 5 fs [10, 23]. Lasery s ostatními aktivními prostředími stále spoléhaly na barvivové satureovatelné absorbéry, a to až do přelomu století, kdy je nahradily polovodičové satureovatelné absorbéry. V roce 1992 byl poprvé úspěšně otestován režim synchronizace módů s polovodičovým satureovatelným absorbérem na zrcadle, tzv. SESAMem, v pevnolátkovém laseru s aktivním prostředím Nd:YLF [24]. SESAM je dnes jedním z nejpoužívanějších optických prvků pro dosažení režimu synchronizace módů v pevnolátkových laserech. V současnosti je pomocí SESAMů možné generovat femtosekundové impulsy limitované šířkou emisního spektra aktivního prostředí. Další výzkum se zaměřuje například na lasery generující impulsy kratší než 50 fs a lasery s vysokým středním výkonem [25, 26].

1.3.2 Synchronizace módů v pevnolátkových laserech

Synchronizace módů, anglicky *mode locking*, je metoda generace ultrakrátkých impulsů, při které díky konstruktivní interferenci podélných módů rezonátoru vzniká jediný oscilující impuls. Lasery v režimu synchronizace módů nachází využití například v optických komunikacích, medicíně, mikroskopii nebo jako zdroje čerpání pro generaci nelineárních jevů.

Princip této metody je založen na synchronizaci podélných módů rezonátoru, které jsou zesilovány v aktivním prostředí. Za předpokladu, že v rezonátoru osciluje pouze základní příčný mód, je vzdálenost mezi módy

$$\Delta\nu_{rez} = \frac{c}{2L}, \quad (1.24)$$

kde c je rychlost světla a L je optická délka rezonátoru. Zesilovány jsou však pouze ty módy, které se nachází v oblasti spektra, kde zisk v aktivním prostředí převyšuje ztráty, tzv. spektrum zesílení $\Delta\nu_{zes}$. Výsledný počet oscilujících módů je tedy

$$N = \frac{\Delta\nu_{zes}}{\Delta\nu_{rez}}. \quad (1.25)$$

Ve volně běžícím režimu je fáze oscilujících módů vzájemně nezávislá a časová charakteristika má charakter tepelného šumu [10]. Vložení optického prvku, díky kterému vznikají vyšší ztráty pro záření s

nižší intenzitou, do rezonátoru dochází k potlačení slabších impulsů. Tímto způsobem dojde po mnoha obězích rezonátoru k ustálenému stavu, ve kterém v rezonátoru osciluje jediný impuls a fázový rozdíl oscilujících módů je nulový. Na výstupu laseru lze měřit velmi krátké impulsy s opakovací frekvencí rovnou převrácené hodnotě doby oběhu impulsu rezonátorem

$$f = \frac{c}{2L}. \quad (1.26)$$

Nejkratší dosažitelná délka impulsu je omezena šířkou spektra zesílení aktivního prostředí. *Time bandwidth product* je konstanta, která udává vztah mezi šířkou spektra $\Delta\nu_{zes}$ a délkou impulsu $\Delta\tau$

$$\text{TBP} = \Delta\nu_{zes} \cdot \Delta\tau \quad (1.27)$$

a je dána předpokládaným tvarem generovaného impulsu. Pro Gaussovskou aproximaci je $\text{TBP} = 0,44$, pro aproximaci sech^2 je tato hodnota 0,315 [2].

1.3.3 Pasivní synchronizace módů

Režimu synchronizace módů je možné dosáhnout pomocí aktivních nebo pasivních optických prvků. Aktivní modulace je využívána především v optických komunikacích. Ultrakrátké impulsy bývají obvykle generovány pomocí pasivních optických prvků. Jedním z nich je saturovatelný absorbér. Saturovatelné absorbéry bývají obvykle popisovány pomocí dvouhladinového systému, ve kterém jsou ionty v základním stavu excitovány na vyšší energetickou hladinu, kde zůstávají po dobu relaxace absorbéru. Při dostatečně vysoké intenzitě záření klesne počet iontů, které je možné excitovat, až dojde k tzv. vybělení, kdy je základní hladina zcela vyplýtvána nebo excitovaná hladina plně obsazená, a další absorpce není možná [2].

Polovodičový saturovatelný absorbér na zrcadle, tzv. SESAM, *semiconductor saturable absorber mirror*, je jedním z nejpoužívanějších prvků pro dosažení režimu pasivní synchronizace módů. SESAM je polovodičová struktura tvořená Braggovským zrcadlem a samotným polovodičovým saturovatelným absorbérem. Braggovské zrcadlo je periodická struktura tvořená dvojvrstvami, jejichž index lomu je navržen tak, aby mělo zrcadlo vysokou reflektivitu v požadované oblasti spektra. Saturovatelný absorbér je obvykle tvořen kvantovou jámou nebo kvantovými tečkami. Saturace absorpce zde probíhá stejným způsobem, jaký byl popsán výše, s tím rozdílem, že dochází k excitaci elektronů a vybělení nastává díky Pauliho principu [2]. Konkrétní struktura a proces výroby SESAMu pro synchronizaci módů v okolí 1,06 μm jsou popsány v sekci 3.2.

Lasery v režimu synchronizace módů se SESAMem bývají samostartující a jejich výstupní charakteristiky dlouhodobě stabilní. Jejich nevýhodou je relativně nízký práh poškození a náchylnost k parazitnímu Q-spínání, díky kterému lze práh poškození jednoduše překročit. Kromě saturovatelných absorbérů je možné využívat i jiné nelineární optické prvky. Pro generaci impulsů délky jednotek až desítek femtosekund se využívá tzv. *Kerr lens mode locking*, při kterém díky nelinearitě třetího řádu vzniká čočka, jejíž fokální vzdálenost je dána intenzitou záření [10, 23]. Tato metoda je nejčastěji využívána v Ti:safírových laserech, kde není vyžadován žádný další optický prvek a čočka je indukována přímo v aktivním prostředí. Další metodou je například synchronizace módů pomocí nelineárního zrcadla, které je tvořeno kombinací krystalu pro generaci druhé harmonické frekvence a výstupního dichroického zrcadla, které má vysokou reflektivitu na druhé harmonické frekvenci [27].

Kapitola 2

Použité přístroje

2.1 Výstupní výkon

Výstupní výkon laserové diody, čerpacího laseru a optického parametrického oscilátoru byl měřen přístrojem Coherent FieldMaxII-TO a sondou Molectron PowerMax PM10, jejíž charakteristika je uvedena v tabulce 2.1.

Detektor	Molectron PM10
Typ	Pyrodetektor
Výkonový rozsah	10 mW - 10 W
Rozlišení	100 μ W
Měřicí přístroj	Coherent FieldMaxII-TO

Tabulka 2.1: Sonda na měření výkonu.

2.2 Profil svazku

Profil svazku čerpacího laseru a poloměr svazku při fokusování byl naměřen pomocí CCD kamery Thorlabs Beam Profiler BC106N-VIS a profil svazku OPO byl zaznamenán pyroelektrickou kamerou Spiricon Pyrocam III. Jejich vlastnosti jsou shrnuty v tabulce 2.2.

Kamera	Thorlabs Beam Profiler BC106N-VIS	Spiricon Pyrocam III
Spektrální rozsah [μ m]	0,2 - 1,1	1,06 - 3000
Rozlišení čipu [pixel]	1360 \times 1024	160 \times 160
Velikost pixelu [μ m]	6,45 \times 6,45	80 \times 80

Tabulka 2.2: Vlastnosti použitých kamer.

2.3 Spektrální charakteristiky

Spektrum bylo měřeno dvěma vláknovými spektrometry, OceanOptics HR2000 ve viditelném spektru a OceanOptics S2000 v oblasti kolem 1,5 μ m. Jejich vlastnosti jsou shrnuty v tabulce 2.3

Spektrometr OceanOptics	HR2000	S2000
Spektrální rozsah	200-1100 nm	1450-1650 nm
Krok	0,4 nm	0,1 nm
Počet bodů detektoru	2040	2050

Tabulka 2.3: Vlastnosti použitých spektrometrů.

Spektrometr OceanOptics HR2000 byl využíván k měření spektrálních charakteristik laserové diody v oblasti 809 nm, dále k měření rozdílových a druhých harmonických frekvencí vznikajících v optickém parametrickém oscilátoru. OceanOptics S2000 sloužil k naměření parametrické fluorescence a charakterizaci optického parametrického oscilátoru, který generoval záření v okolí vlnové délky 1,5 μm .

2.4 Měření časových charakteristik

2.4.1 Osciloskop

K měření časových charakteristik byly využívány tři osciloskopy. Pomocí osciloskopu Tektronix TDS 3052B byla sledována stabilita laseru v režimu kontinuální synchronizace módů a Tektronix DPO3032 byl využíván pro záznam signálu z autokorelátoru. Teledyne LeCroy SDA 813Zi měl mnohem vyšší šířku pásma a umožňoval přesnější záznam pikosekundových impulsů. Vlastnosti všech osciloskopů jsou zaznamenány v tabulce 2.4. S osciloskopem Teledyne LeCroy SDA 813Zi byly využívány InGaAs fotodiody, jejichž vlastnosti se nachází v tabulce 2.5.

Osciloskop	Tektronix TDS 3052B	Tektronix DPO3032	Teledyne LeCroy SDA 813Zi
Šířka pásma	500 MHz	300 MHz	13 GHz
Vzorkovací frekvence	5 GS/s	2,5 GS/s	40 GS/s
Fotodioda	HP 4220	Thorlabs FDS1010	EOT ET-3500f, EOT ET-5000

Tabulka 2.4: Vlastnosti použitých osciloskopů.

Fotodioda	EOT ET-3500f	EOT ET-5000
Spektrální rozsah [nm]	1000 - 1650	850 - 2100
Délka náběžné a sestupné hrany [ps]	<25	28
Šířka pásma [GHz]	>15	>10
Maximální optický výkon [mW]	10	10

Tabulka 2.5: Vlastnosti použitých fotodiód.

2.4.2 Autokorelátor

Pro měření ultrakrátkých impulsů, řádově jednotek pikosekund až femtosekund, nejsou osciloskopy dostačující a je nutné využívat jiné metody. V této práci je využívána intenzitní autokorelace druhého řádu. Princip činnosti je následující. Měřený svazek vchází do přístroje a je rozdělen do dvou větví zakončených koutovými odražeči. Délka jedné z větví je konstantní, zatímco délka druhé větve se periodicky mění. Oba svazky prochází přes dělič zpět na čočku, v jejímž ohnisku je umístěn krystal pro generaci druhé harmonické frekvence, v našem případě LiIO_3 . Zde dochází k nekolineární generaci druhé harmonické frekvence, jejíž intenzita závisí na aktuálním intenzitním překryvu impulsů z obou větví. Ten je dán rozdílem jejich délek. Zbytkové záření na fundamentální frekvenci je poté odfiltrováno a druhá

harmonická frekvence je zaznamenána na fotodiodě. Schéma tohoto autokorelátoru se nachází na obr. 2.1.

Výstupem tohoto zařízení je autokorelační křivka měřená na osciloskopu, která je dána průměrem velkého množství impulsů. Pro úspěšné měření je tedy potřeba dobrá časová stabilita zdroje měřeného signálu. Tato metoda neumožňuje jednoznačné určení tvaru generovaných impulsů ani jejich fázi. Při určování délky impulsu se tedy předpokládá, že impulsy mají tvar Gaussovské křivky nebo sekans hyperbolický na druhou, kterou předpovídá teoretický model Hausovy řídicí rovnice [2]. Délka impulsu je tak dána naměřením pološířky autokorelační křivky $FWHM_A$ a vydělením délky konstantou, která závisí na zvolené aproximaci. Předpisy pro tvar impulsu, tvar autokorelační křivky a odpovídající konstanta se nachází v tab. 2.6.

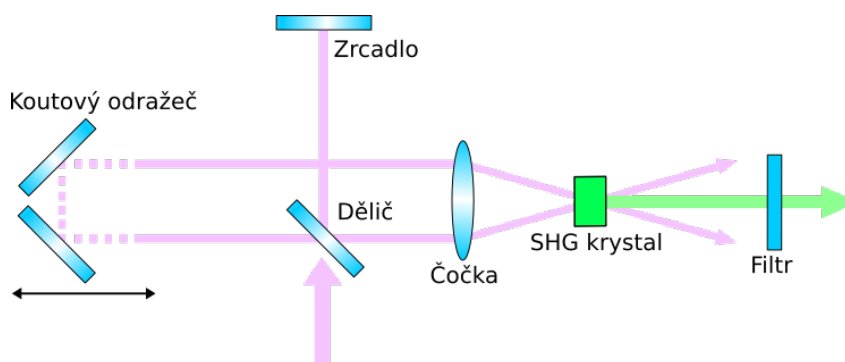
Funkce	Tvar pulsu	Autokorelační křivka	K
Gauss	$I(t) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}t}{FWHM_P}\right)^2\right]$	$A(t) = A_0 \exp\left[-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}t}{FWHM_A}\right)^2\right]$	1,41
sech^2	$I(t) = I_0 \text{sech}^2\left(\frac{1,7627t}{FWHM_P}\right)$	$A(t) = \frac{3A_0}{\sinh^2(\alpha)} [\alpha \coth(\alpha) - 1]$ $\alpha = \frac{2,7196t}{FWHM_A}$	1,54

Tabulka 2.6: Konstanty pro aproximaci autokorelační křivky [2].

Pro správné naměření délky impulsu je také nutné vzít v úvahu samotný přístroj, tedy maximální rozdíl délky ramen a rychlost, se kterou se délka ramene mění. Výsledná pološířka impulsu po započítání všech faktorů je tedy

$$FWHM_P = \frac{1}{K} \frac{2D}{c} \frac{FWHM_A}{T}, \quad (2.1)$$

kde $FWHM_A$ je pološířka autokorelační křivky, c je rychlost světla, D maximální rozdíl ramen autokorelátoru a T doba, za kterou se délka ramene změní o D .



Obrázek 2.1: Schéma intenzitního autokorelátoru s generací druhé harmonické.

2.5 Laserová dioda

Laser v režimu kontinuální synchronizace módů byl čerpán laserovou diodou Limo HLU-20F400. Tato dioda generuje záření v oblasti kolem 809 nm, kde má použité aktivní prostředí Nd:YVO₄ absorpční maximum. Dioda byla vybavena aktivním chladícím modulem KB-1 a byla napájena zdrojem LDD 50 od

firmy Limo. Záření na výstupu diody bylo navázáno do multimódového optického vlákna s numerickou aperturou $NA = 0,22$ a průměrem jádra $400\ \mu\text{m}$ o délce $1,5\ \text{m}$. Ztráty tohoto vlákna byly zanedbatelné.

Laserové diody jsou často využívány k čerpání pevnolátkových laserů v režimu kontinuální synchronizace módů. Jejich hlavní výhodou je možnost stabilního kontinuálního čerpání a v porovnání s nekoherentními zdroji mají užší emisní spektrum, díky kterému lze dosáhnout vyšší účinnosti. Laserové diody jsou polovodičové heterostrukтуры, které je možné čerpat elektricky, přivedením proudu na PIN přechod. Narozdíl od obvyklých světlo emitujících diod, se zde nachází nedopovaná polovodičová vrstva, která zabraňuje difuzi nosičů náboje na přechodu a umožňuje vznik inverze populace. Pro generaci vlnových délek v oblasti 750 až $880\ \text{nm}$ se nejčastěji využívá GaAs nedopovaná vrstva, která zároveň slouží jako vlnovod, a dopované AlGaAs vrstvy [28]. Vlnovodná vrstva je velmi tenká, obvykle menší než $100\ \mu\text{m}$. Tenké vrstvy umožňují generaci jednomódového svazku, zatímco se silnějšími vrstvami je možné dosáhnout vyššího optického výkonu. Generovaný svazek je vlivem difrakce na vlnovodu eliptický a u laserových diod s vysokým středním výkonem má často multimódovou strukturu. Vlnovodná vrstva zároveň funguje jako rezonátor, ve kterém je zpětná vazba zprostředkována Fresnelovským odrazem na lomné hraně struktury.

Energie emitovaných fotonů je dána šířkou zakázaného pásu, která závisí na poměru použitých materiálů a na teplotě. Obsazení energetických hladin v polovodičích se řídí Fermi-Diracovým rozdělením, se zvýšením teploty jsou obsazovány vyšší hladiny valenčního pásu, šířka zakázaného pásu se tedy zmenšuje a energie emitovaných fotonů klesá. Tato vlastnost je využívána k nastavení generované vlnové délky v laserových diodách tak, aby bylo dosaženo maximálního překryvu s absorpčním maximem aktivního prostředí. Ve výkonových laserových diodách s vysokou hustotou procházejícího proudu dochází k vnitřnímu zahřívání polovodičové struktury, což opět ovlivňuje generovanou vlnovou délku. Tento jev je v některých diodách využíván k jemnému ladění vlnové délky a stabilizaci [29].

Kapitola 3

Použité materiály

3.1 Aktivní prostředí

Aktivní prostředí čerpacího laseru v režimu kontinuální synchronizace módů byl krystal Nd:YVO₄, neodymem dopovaný yttrium vanadát, v řezu podél krystalografické osy *c*. Krystal byl umístěn v hliníkovém držáku a aktivně chlazen vodou na teplotu $T = 19,5^\circ\text{C}$. Jeho rozměry byly $3 \times 3 \times 5$ mm.

Neodymem dopované krystaly dnes patří mezi jedny z nejpoužívanějších aktivních prostředí pevnolátkových laserů. Jejich typickým zástupcem je neodymem dopovaný yttrium aluminium granát, Nd:YAG, který získal oblibu v sedmdesátých letech minulého století díky dobrým mechanickým a tepelným vlastnostem matrice, nízkému prahu generace a dobré účinnosti čerpání. Krystaly Nd:YVO₄ i Nd:YAG generují záření na vlnové délce 1,06 μm a je možné je čerpat v okolí vlnové délky 808 nm. Nd:YVO₄ má oproti krystalu Nd:YAG vyšší emisní i absorpční účinný průřez, součinitel zesílení a šířku spektrální čáry. Tyto krystaly jsou obvykle menší, řádově milimetry, a bývají čerpány koherentně [10]. Nd:YVO₄ je kladný jednoosý dvojlomný krystal a některé jeho vlastnosti, například maximum absorpce, emise a příslušné účinné průřezy, jsou silně polarizačně závislé. Obvykle je používán řez podél krystalografické osy *c*, kde jsou tyto hodnoty vyšší. Lze tak sestavit laser generující lineárně polarizované záření, ve kterém je krystal méně náchylný na indukovaný dvojlom [5]. Nevýhodou matrice YVO₄ je nižší tepelná vodivost a silnější termická čočka.

Parametry	Nd:YAG	Nd:YVO ₄
Krystalická struktura	kubická	tetragonální
Index lomu na $\lambda = 1,06$ nm	1,82	$n_e = 2,14$ $n_o = 1,93$
Hustota [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$]	4,56	4,22
Tepelná vodivost [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	13	5,2 (E c)
Maximum absorpce [nm]	808	809 (E c)
Maximum emise [nm]	1064,2	1063,3 (E c)
Doba života na horní laserové hladině [μs]	230	90 (E c)
Šířka emisního spektra [nm]	0,6	1 (E c)
Emisní účinný průřez na $\lambda = 1064$ nm [10^{-20}cm^2]	28	114 (E c)
Absorpční účinný průřez na $\lambda = 808$ nm [10^{-20}cm^2]	7,7	60 (E c)

Tabulka 3.1: Srovnání vlastností aktivních prostředí Nd:YAG a Nd:YVO₄. Jedná se o typické hodnoty pro 1 % dopaci [10, 2].

3.2 Polovodičový saturovatelný absorbér

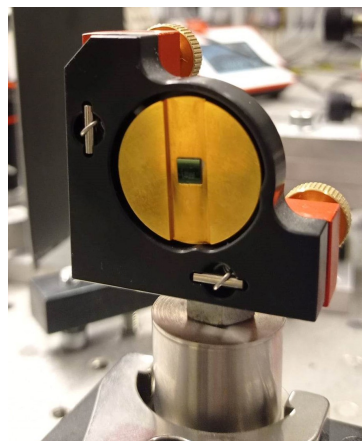
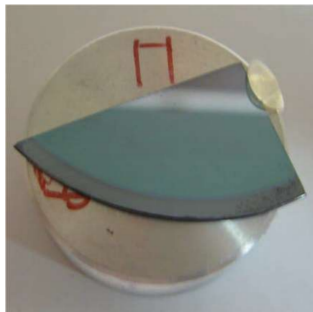
Polovodičový saturovatelný absorbér na zrcadle, neboli SESAM je optický komponent využívaný v Q-spínaných laserech a laserech v režimu synchronizace módů. K výrobě této polovodičové struktury jsou využívány epitaxní metody MBE (*molecular beam epitaxy*) nebo MOCVD (*metal organic chemical vapour deposition*), které umožňují velmi přesnou kontrolu tloušťky vrstev s přesností na jednotky nanometrů. Saturační intenzitu a relaxační dobu SESAMu je možné měnit úpravou tloušťky vrstev kvantové jámy, změnou koncentrace jednotlivých prvků, změnou teploty růstu a žháním. Spektrum, pro které je SESAM určen je dáno materiálem a Braggovským zrcadlem. Pro lasery generující v blízké infračervené oblasti se nejčastěji využívá GaAs jako substrát, GaAs spolu s AlAs tvoří Braggovskou mřížku a InGaAs kvantovou jámu.

Při stavbě čerpacího laseru byly otestovány dva saturovatelné absorbéry, MQ1486 a BATOP SAM-1064-2-10ps-x.

3.2.1 MQ1486

Přesné optické parametry SESAMu MQ1486 nejsou známy, odhaduje se však hloubka modulace 3 % a nesaturovatelné ztráty 2 % na vlnové délce 1064 nm. Tento absorbér byl navržen a vyroben v *Center for High Technology Materials, University of New Mexico, USA*. K jeho výrobě byla využita metoda MBE. Na GaAs substrátu bylo při teplotě vyšší než 600 °C vypěstováno Braggovské zrcadlo tvořené 25 páry vrstev AlAs tloušťky 90,5 nm a GaAs tloušťky 76,2 nm. Kvantová jáma je tvořena vrstvou InGaAs o tloušťce 15 nm mezi dvěma vrstvami GaAs tloušťky 61 nm. Koncentrace india kvantové jámě je 27 % a byla vypěstována při teplotě 350 °C.

	GaAs – 61nm
	InGaAs – 15nm
	GaAs – 61 nm
	Braggovo zrcadlo
25x	$\left\{ \begin{array}{l} \text{GaAs} - 76,2\text{nm} \\ \text{AlAs} - 90,5\text{nm} \end{array} \right.$
	Substrát GaAs



Obrázek 3.1: Struktura a fotografie absorbéro MQ1486.

Obrázek 3.2: BATOP SAM-1064-2-10ps-x.

3.2.2 SAM-1064-2-10ps-x

SAM-1064-2-10ps-x je komerční SESAM od firmy BATOP. Je určený pro režim kontinuální synchronizace módů na vlnové délce 1064 nm. Jeho vlastnosti se nachází v tabulce 3.2. Tento SESAM byl využíván v čerpacím laseru pro OPO.

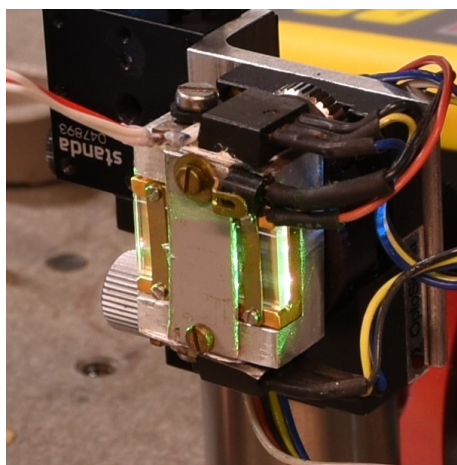
Parametr	BATOP SAM-1064-2-10ps-x
Reflektivita @ 1010-1070nm	> 96 %
Absorbance	2 %
Modulační hloubka	1,2 %
Nesaturovatelné ztráty	0,8 %
Saturační hustota energie	90 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$
Práh poškození	3 mJ/cm^2
Relaxační doba	10 ps

Tabulka 3.2: Vlastnosti absorbéru SAM-1064-2-10ps-x.

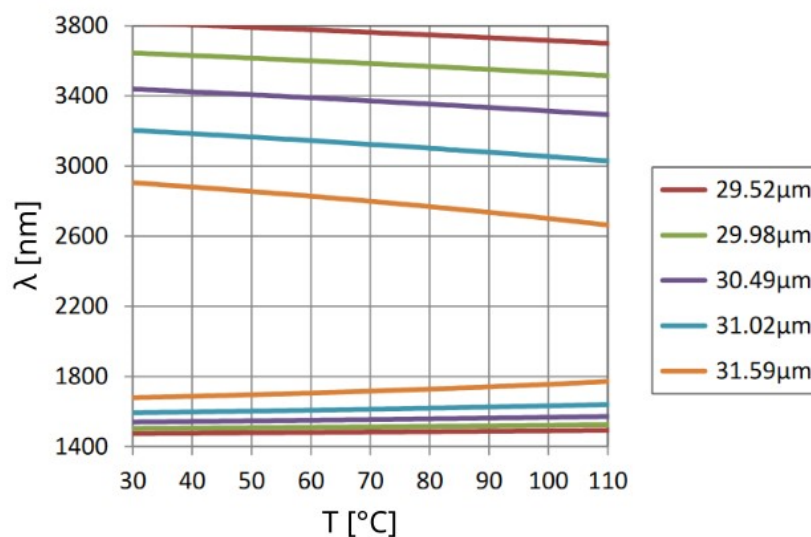
3.3 Periodicky pólovaný lithium niobát

Pro stavbu optického parametrického oscilátoru byl použit periodicky pólovaný lithium niobát (PPLN). Tento krystal je navržen pro kvazi-fázovou synchronizaci a interakci eee, při které se uplatní nejvyšší koeficient matice nelinearity d_{33} . Díky periodickému pólování má krystal vysokou účinnost konverze a nedochází k rozbíhání svazků vlivem dvojlomu. Krystal je tak velmi populární v aplikacích s nízkou a střední intenzitou pro zesilování signálu nebo generaci druhé harmonické [30]. PPLN je často dopován oxidem hořečnatým pro zvýšení prahu poškození a zvýšení odolnosti vůči fotorefraktivním jevům, které se v krystalu projevují za pokojové teploty [31, 32]. Další důležitou vlastností krystalu je jeho široký rozsah transparence ve viditelném a infračerveném spektru.

Použitý krystal PPLN dopovaný 5% MgO od firmy Covention je navržený pro generaci vlnových délek v rozmezí 1400 – 3800 nm v teplotním rozsahu od pokojové teploty až po 200 °C. Je vybaven pěti mřížkami s různou periodou pólování. Každá z těchto period odpovídá jiným generovaným vlnovým délkám a je možné mezi nimi přecházet vertikálním posuvem krystalu v držáku. Závislost generovaných vlnových délek na teplotě krystalu a periodě pólování pro čerpací vlnu na 1064 nm se nachází na obr. 3.4 a více informací o krystalu v tabulce 3.3. Držák je dále vybaven Peltierovým článkem a ovladačem pro kontrolu teploty krystalu v rozmezí 48 – 62 °C, viz obr. 3.3. Index lomu pro extraordinárně polarizovanou vlnu v závislosti na vlnové délce se nachází na obr. 3.3



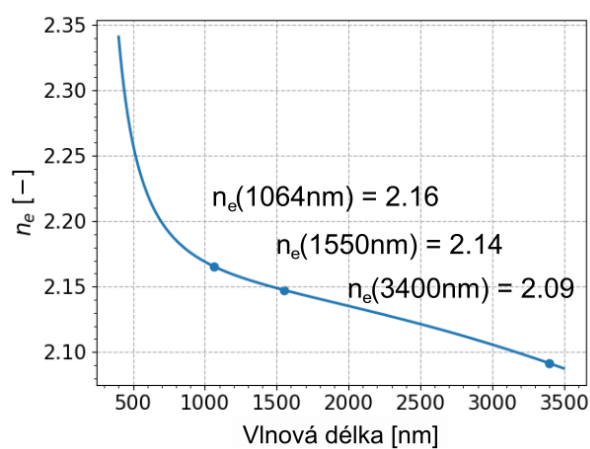
Obrázek 3.3: Použitý krystal MgO:PPLN v držáku.



Obrázek 3.4: Vlnová délka signálové a jalové vlny generované v OPO v závislosti na teplotě krystalu a periodě pólování pro čerpání na 1064 nm [33].

Parametry	MgO:PPLN
$d_{\text{eff}}@1550 \text{ nm}$	$7,45 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$
Koncentrace MgO	5 mol%
Perioda pólování [μm]	29,52; 29,98; 30,49; 31,02; 31,59
Rozměry	$1 \times 10 \times 20 \text{ mm}$
Transparence	350 – 5000 nm
Vrstvy	$R < 1\% @ 1064 \text{ nm}$ $R < 3\% @ 1400 - 1800 \text{ nm}$ $R < 4\% @ 2600 - 4800 \text{ nm}$

Tabulka 3.3: Vlastnosti použitého krystalu PPLN pro OPO.



Obrázek 3.5: Index lomu PPLN dopovaného 5% MgO pro extraordinární polarizaci [34].

Kapitola 4

Výsledky měření

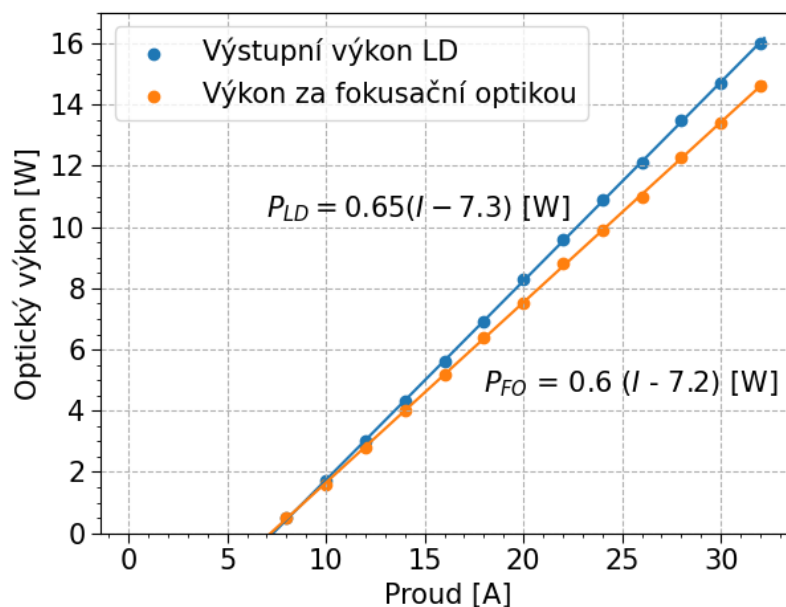
4.1 Laser v režimu synchronizace módů se saturovatelným absorbérem

V praktické části práce byl sestaven optický parametrický oscilátor, synchronně čerpaný pomocí laseru v režimu pasivní synchronizace módů. Cílem první části práce tedy bylo sestavit laser s dlouhodobě stabilními výstupními charakteristikami generující záření na vlnové délce $1,06 \mu\text{m}$ s dostatečným špičkovým výkonem pro čerpání OPO.

Aktivním prostředím čerpacího laseru byl krystal Nd:YVO_4 , který je častou volbou pro pikosekundové lasery v režimu pasivní synchronizace módů. Tento krystal je dvojlomný, generovaný laserový svazek byl lineárně polarizovaný podle jeho extraordinární osy. Krystal byl čerpán laserovou diodou generující na vlnové délce v okolí 809 nm . Pro optimalizaci čerpání byla naměřena závislost generované vlnové délky na teplotě a proudu a její výkonová charakteristika. Následně byl sestaven laser, nejdříve v režimu volné generace a poté v režimu pasivní synchronizace módů pomocí polovodičového saturovatelného absorberu na zrcadle. Byly naměřeny jeho výstupní výkonové a časové charakteristiky.

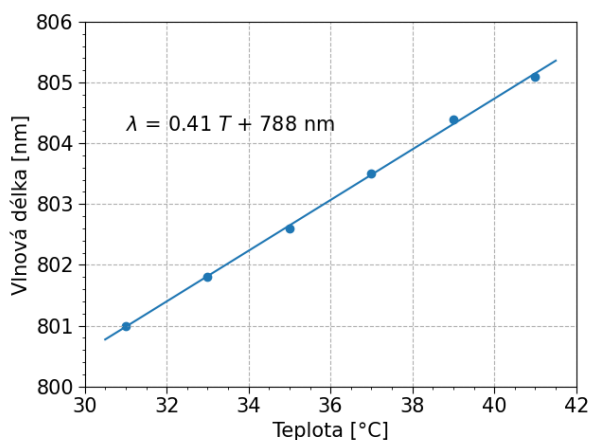
4.1.1 Čerpací laserová dioda

Laser byl čerpán laserovou diodou Limo HLU-20F400. Generované záření bylo navedeno multimódovým optickým vláknem a fokusováno pomocí optiky tvořené dvěma achromatickými dublety Thorlabs AC508-075-B s ohniskovou vzdáleností $f = 75 \text{ mm}$. Naměřená transmitance optiky byla $T = 91,5 \%$. Maximální doporučený proud diodou byl 32 A , při kterém bylo generováno záření o výkonu 16 W . Za fokusační optikou bylo naměřeno maximum $14,6 \text{ W}$. Výkonová charakteristika laserové diody spolu s naměřeným výkonem za fokusační optikou, tedy skutečným čerpacím výkonem pro laser, se nachází na obr. 4.1. Byl naměřen prahový proud diody 8 A . Při měření těchto charakteristik byla teplota diody nastavena na $T = 37^\circ\text{C}$.

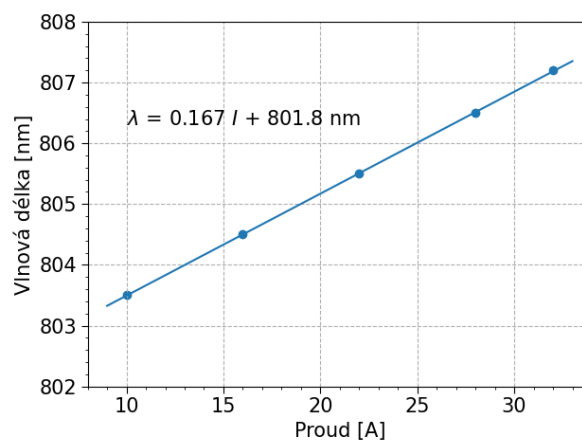


Obrázek 4.1: Výkonová charakteristika laserové diody Limo HLU-20F400 a výkon naměřený za fokusační optikou.

Pro maximální účinnost čerpání bylo nutné nastavit spektrum laserové diody tak, aby jeho maximum odpovídalo maximu absorpce v aktivním prostředí. Použitý krystal Nd:YVO₄ určený ke generaci na vlnové délce 1063,3 nm má absorpční maximum na 809 nm. Byla naměřena závislost vlnové délky generovaného záření na teplotě pouzdra laserové diody při konstantním proudu $I = 10$ A, viz obr. 4.2. Lze pozorovat růst vlnové délky o 0,41 nm/°C obvyklý pro laserové diody v této oblasti spektra [28]. Dále byla naměřena závislost generované vlnové délky na procházejícím proudu při konstantní teplotě $T = 37$ °C, viz obr. 4.3. Požadovanou vlnovou délku 809 nm je tak možné generovat při maximálním doporučeném proudu $I = 32$ A nastavením teploty diody na $T = 40$ °C. Po sestavení laseru v další části práce bylo ověřeno, že při této teplotě je účinnost čerpání nejvyšší.



Obrázek 4.2: Generovaná vlnová délka při konstantním proudu $I = 10$ A a různých teplotách pouzdra diody.

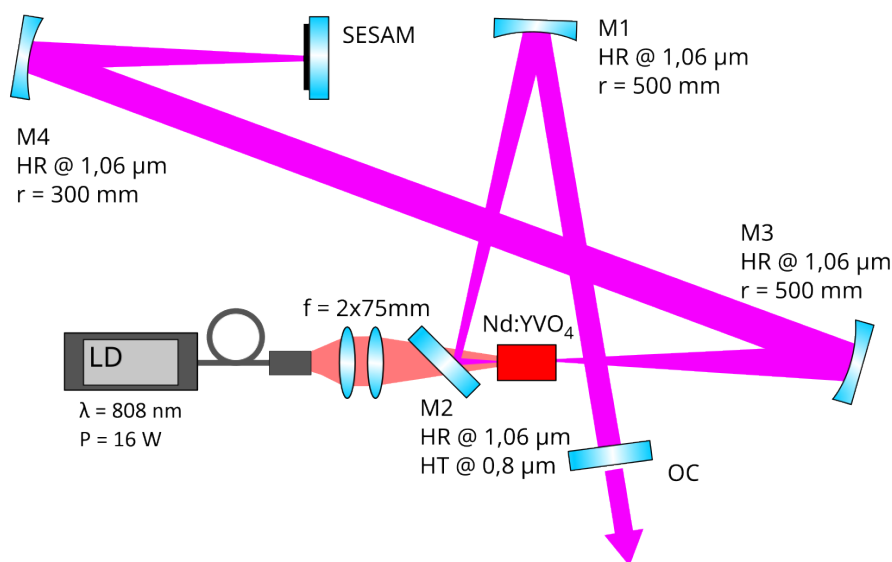


Obrázek 4.3: Generovaná vlnová délka při konstantní teplotě pouzdra $T = 37$ °C a různém proudu diodou.

4.1.2 Laser v kontinuálním režimu

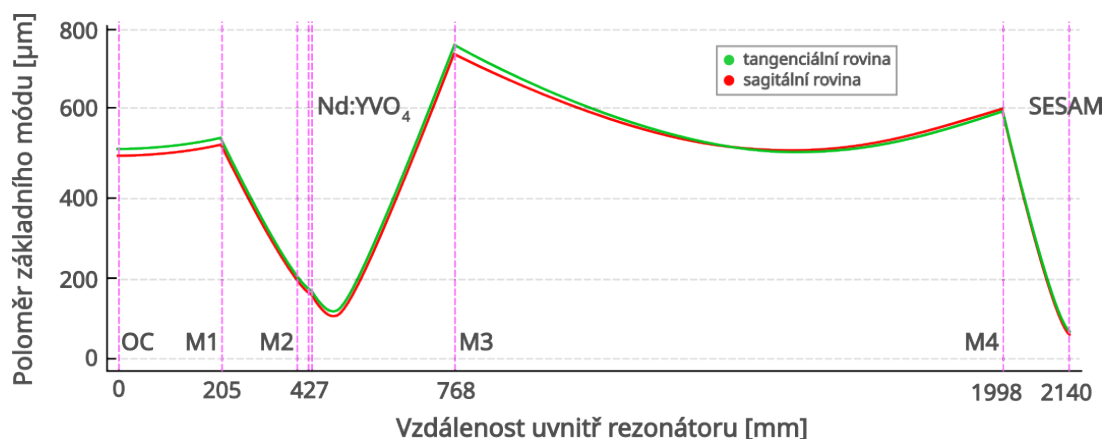
Optický parametrický oscilátor vyžaduje čerpání laserem s vysokým špičkovým výkonem. Základní požadavky na laser jsou tedy maximalizace průměrného výstupního výkonu a zkrácení délky impulsu. Dalšího zvýšení špičkového výkonu je možné dosáhnout snížením opakovací frekvence laseru, v případě synchronizace módů tedy stačí sestavit laser s dlouhým rezonátorem.

Laser pracující v režimu synchronizace módů musí mít rezonátor navržený tak, aby byl saturován absorbérem a získal v aktivním prostředí. Byl využíván polovodičový saturovatelný absorbér na zrcadle, který v rezonátoru nahrazuje zrcadlo se stoprocentní reflektivitou. Rezonátor měl jediný výstupní svazek, viz schéma 4.4, a výstupní výkon byl měřen pro několik výstupních zrcadel s různou reflektivitou. Za zrcadla M1, M2 a M4 bylo možné pozorovat svazky, jejichž výkon byl v řádu jednotek až desítek miliwattů. Byly využívány k měření časových charakteristik laseru. Vzájemnou změnou polohy zrcadel M1 a M3 bylo možné měnit poloměr módu v aktivním prostředí a divergenci výstupního svazku. Tato zrcadla, stejně jako SESAM a fokusační optika, byla umístěna na mikrometrických posuvech.



Obrázek 4.4: Návrh rezonátoru se SESAMem pro kontinuální synchronizaci módů.

Byl sestaven model v programu reZonator [35], ve kterém byla ověřena stabilita rezonátoru. Na obrázku 4.5 je pomocí tohoto programu vykreslen poloměr základního módu. Do modelu byla zahrnuta i termická čočka v aktivním prostředí. Fokální délka byla nejdříve stanovena na $f = 100$ mm, podle práce Aleny Zavadilové [5], která pracovala s tímto aktivním prostředím za stejných podmínek. Později, při nastavování synchronizace módů, byla fokální délka upravena na $f = 200$ mm, protože hranice stability v modelu tak více odpovídala naměřeným hodnotám.



Obrázek 4.5: Poloměr základního módu v sestaveném rezonátoru [35].

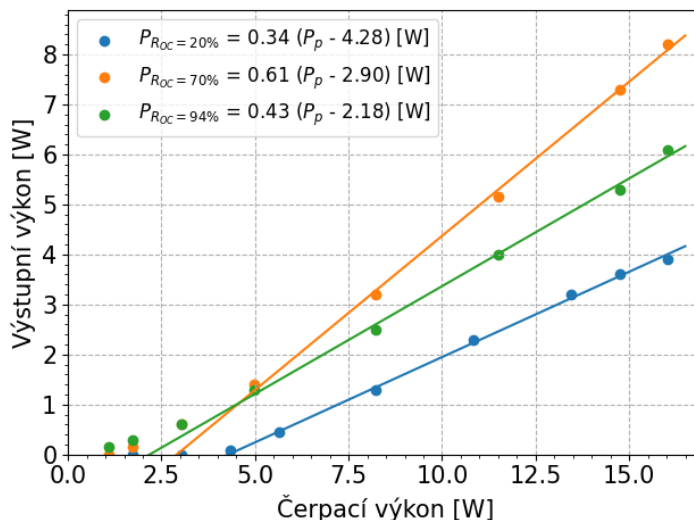
Pro kompletní charakterizaci tohoto laseru byla naměřena závislost výstupního výkonu na reflektivitě výstupního zrcadla R_{OC} . Některé z výkonových charakteristik jsou vykresleny na obr. 4.6. Diferenciální účinnost a prahový výkon laseru pro všechna použitá zrcadla se nachází v tabulce 4.1. Tyto hodnoty jsou získány aproximací lineární části výkonové charakteristiky vztahem

$$P_{out} = \sigma(P_{in} - P_{th}). \quad (4.1)$$

R [%]	σ [%]	P_{th} [W]	P_m [W]
20	33	4,2	4
50	55	3,2	3
70	61	2,9	1,6
83	56	2,4	1
88	52	2,2	0,7
94	43	2,1	0,5

Tabulka 4.1: Diferenciální účinnost σ , aproximovaný prahový výkon P_{th} a naměřený prahový výkon P_m .

Tabulka 4.1 porovnává naměřený a aproximovaný prahový výkon. Jejich hodnoty se mohou lišit, z části kvůli termické čočce v aktivním prostředí, jejíž fokální délka závisí na čerpacím výkonu, a z části vlivem snížení zisku při vysoké teplotě aktivního prostředí [2]. Z naměřených prahových hodnot v tabulce 4.1 byly pomocí metody Findlay - Clay [10] stanoveny pasivní ztráty rezonátoru na $\delta = 5,1 \%$.

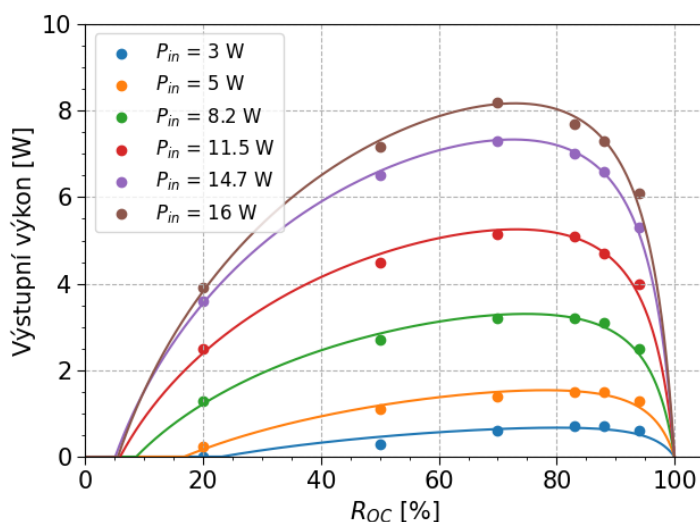


Obrázek 4.6: Výkonová charakteristika laseru pro několik výstupních zrcadel R_{OC} . P_p značí čerpací výkon.

Pro výkon laseru s výstupním zrcadlem s reflektivitou R_{OC} při splnění prahové podmínky platí vztah

$$P_{out} = A \frac{1 - R_{OC}}{1 + R_{OC}} I = A \frac{1 - R_{OC}}{1 + R_{OC}} \left(\frac{2g_0 l}{\delta - \ln(R_{OC})} - 1 \right), \quad (4.2)$$

kde A , l a g_0 je příčný průřez aktivního prostředí, jeho délka a nesaturovaný zisk, I je intenzita záření uvnitř rezonátoru a δ jsou ztráty [10]. Naměřené hodnoty byly aproximovány touto funkcí a zaznamenány na obr. 4.7. Maximální výstupní výkon byl dosažen použitím zrcadla s reflektivitou $R_{OC} = 70\%$. Toto zrcadlo bylo později zaměněno za zrcadlo s vyšší reflektivitou $R = 86\%$. Vložení saturovatelného absorbéru do rezonátoru a nastavením režimu synchronizace módů se omezil zisk v aktivním prostředí a křivka maximálního výkonu se posunula směrem k vyšším reflektivitám.

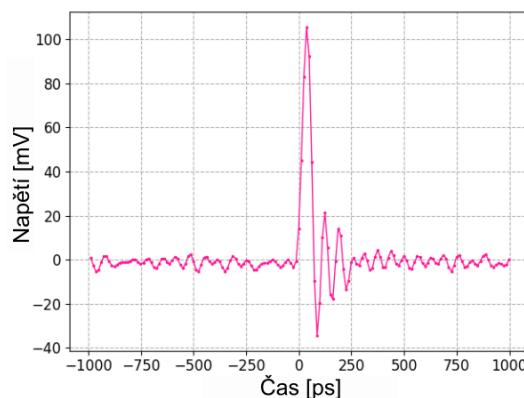
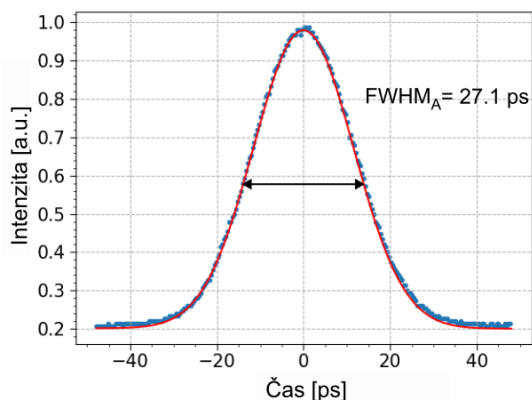


Obrázek 4.7: Optimální zpětná vazba rezonátoru v kontinuálním režimu.

4.1.3 Laser v režimu pasivní synchronizace módů

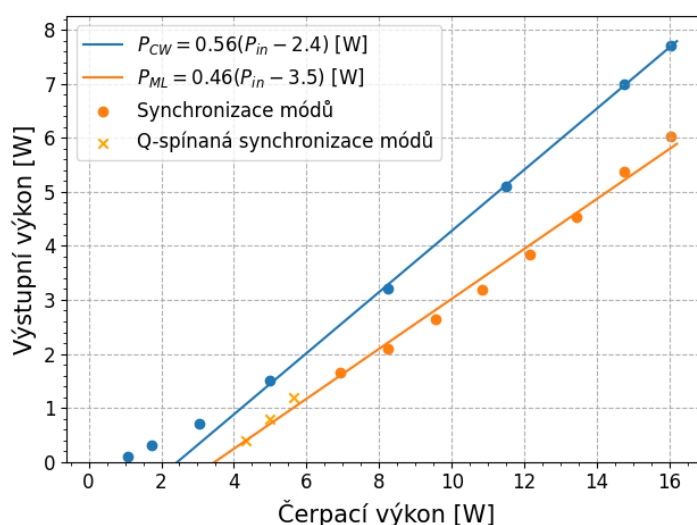
Laser v režimu synchronizace módů byl otestován se dvěma polovodičovými saturevatelnými absorberů na zrcadle, MQ1486 a BATOP SAM-1064-3-10ps.

Jako první byl otestován SESAM MQ1486. Laser s tímto saturevatelným absorberem měl velmi nízký práh synchronizace módů, vysokou odolnost vůči parazitnímu Q-spínání a byl samostartující. Při prvním nastavení byla naměřena délka impulsu 120 ps. Pečlivým nastavením délky ramen rezonátoru a prodloužením rezonátoru k hranici stability bylo možné dosáhnout režimu synchronizace módů, při kterém byla naměřena autokorelační křivka o pološířce 27,1 ps, viz obr. 4.8, při Gaussovské aproximaci byla délka impulsu $\tau_{Gauss} = 17,6$ ps. Oscilogram se nachází na obr. 4.9. Opakovací frekvence laseru byla $f = 65,83$ MHz, maximální výstupní výkon $P = 6$ W. Výkonová charakteristika se nachází na obr. 4.10. Problémem tohoto saturevatelného absorberu byl relativně nízký práh poškození a nedostatečná dlouhodobá stabilita při vysokých čerpacích výkonech.



Obrázek 4.8: Autokorelační křivka výstupních impulsů s absorberem MQ1486.

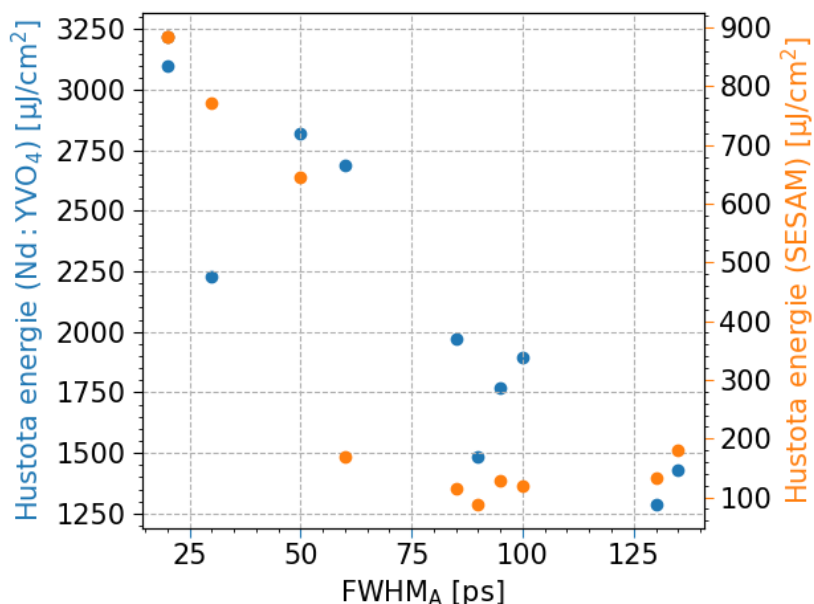
Obrázek 4.9: Oscilogram výstupního impulsu s absorberem MQ1486.



Obrázek 4.10: Výkonová charakteristika sestaveného laseru ve volně běžícím režimu a v režimu synchronizace módů s absorberem MQ1486.

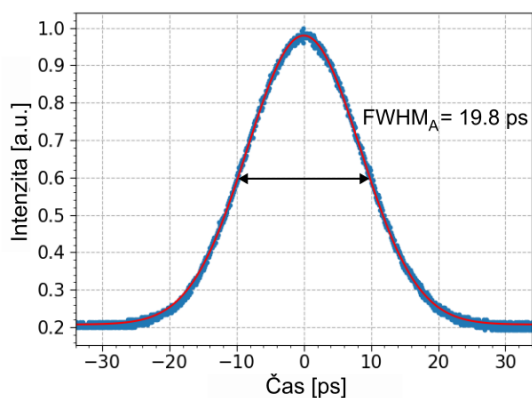
Druhým testovaným SESAMem byl SAM-1064-3-10ps. Laser s tímto saturovatelným absorbérem měl vyšší práh synchronizace módů, $P_p = 11$ W, pod kterým pracoval laser v režimu Q-spínané synchronizace módů. Laser byl samostartující, generoval kratší impulsy a byl stabilnější než laser s předchozím absorbérem.

Dosáhnout generace ultrakrátkých impulsů zde bylo náročnější. Stopa svazku v aktivním prostředí a na SESAMU byla systematicky zmenšována a byla zaznamenána data prezentovaná na obr. 4.11. Na vertikální ose tohoto grafu je hustota energie, která byla vypočítána ze znalosti výkonu uvnitř rezonátoru a odhadu poloměru základního módu z modelu v programu reZonator. Jak bylo zmíněno výše, poloměr módu v rezonátoru je ovlivňován termickou čočkou v aktivním prostředí, hodnoty hustoty energie tedy nejsou přesné. Rozsah naměřených délek impulsů je však dostatečně velký na to, aby byl trend zkracování délky impulsu s rostoucí hustotou energie dobře viditelný. Finální poloměr svazku v aktivním prostředí byl 180 μm a 95 μm na saturovatelném absorbéru.

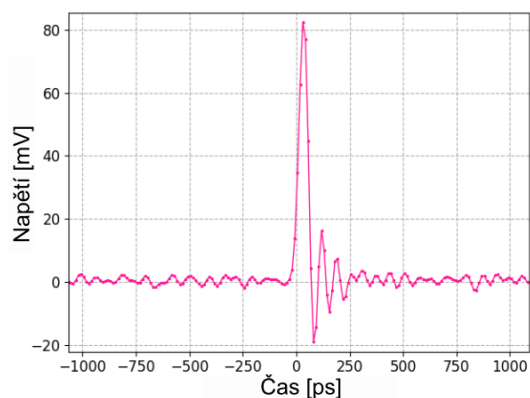


Obrázek 4.11: Zkracování délky impulsu se změnou hustoty energie v aktivním prostředí (modrá) a na saturovatelném absorbéru (oranžová). Každé z hodnot délky impulsu odpovídá jedna hodnota hustoty energie na absorbéru a jedna hodnota hustoty energie v aktivním prostředí.

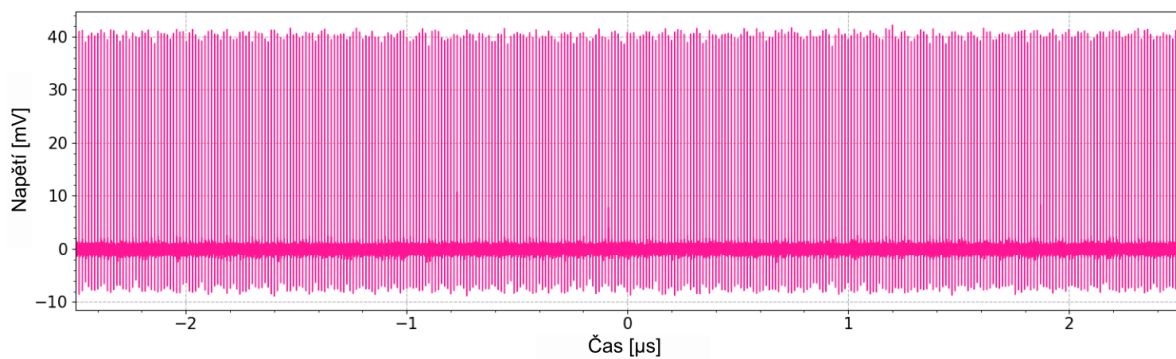
Tímto způsobem bylo dosaženo stabilního režimu synchronizace módů. Maximální výstupní výkon laseru byl 5,3 W. Výkonová charakteristika se nachází na obr. 4.15. Při maximálním čerpání vykazoval laser velmi dobrou časovou stabilitu, výstupní výkon se během celého dne měření téměř neměnil a délka impulsu také zůstávala stabilní. Byly zaznamenány oscilogramy, obr. 4.13 a 4.14, a autokorelační křivka na obr. 4.12 s pološířkou 19,8 ps. Při Gaussovské aproximaci je délka impulsu rovna $\tau_{Gauss} = 14$ ps. Naměřená opakovací frekvence byla 70,065 MHz.



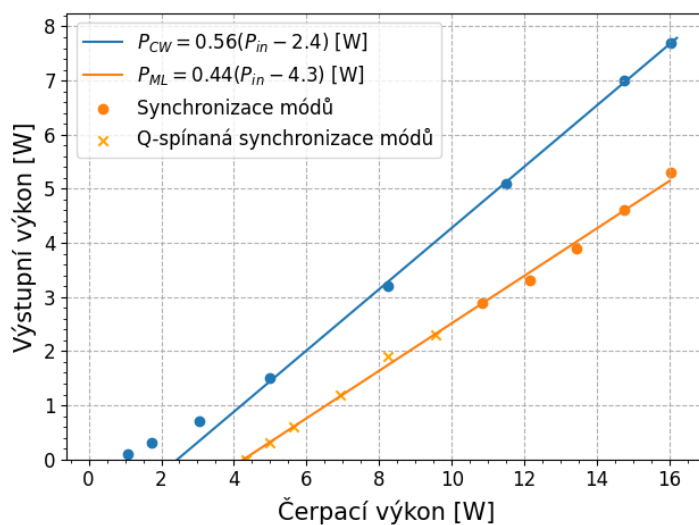
Obrázek 4.12: Autokorelační křivka výstupních impulsů s absorbérem SAM-1064-3-10ps.



Obrázek 4.13: Oscilogram výstupního impulsu s absorbérem SAM-1064-3-10ps.



Obrázek 4.14: Oscilogram výstupních impulsů v režimu kontinuální synchronizace módů s absorbérem SAM-1064-3-10ps.



Obrázek 4.15: Výkonová charakteristika sestaveného laseru ve volně běžícím režimu a v režimu synchronizace módů s absorbérem SAM-1064-3-10ps.

4.2 Optický parametrický oscilátor v oblasti 1,5 μm

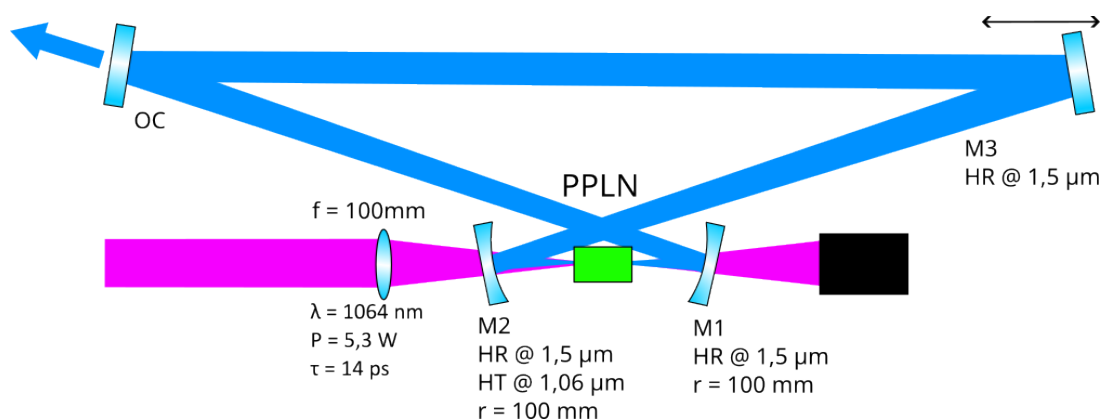
V předchozí části práce byl sestaven laser v režimu pasivní synchronizace módů pracující na vlnové délce 1064 nm, který dále sloužil jako čerpací laser pro optický parametrický oscilátor. Ve finální konstrukci laseru byl zvolen saturovatelný absorbér SAM-1064-3-10ps, se kterým měl laser dlouhodobě stabilnější výstupní charakteristiky a kratší impulsy. Díky aktivnímu prostředí Nd:YVO₄ bylo generované záření lineárně polarizované, což zvýšilo účinnost čerpání OPO. Dostupný nelineární krystal PPLN měl několik různých period pólování umožňující generaci signálové vlny na vlnových délkách v okolí 1486, 1515, 1558, 1614 a 1680 nm při teplotě 63 °C. Vlnovou délku bylo možné upravit změnou teploty nelineárního krystalu a rozladěním délky rezonátoru.

Byl navržen a sestaven synchronně čerpaný OPO s kruhovým rezonátorem a nelineárním krystalem PPLN. Byly naměřeny jeho výkonové, spektrální a časové charakteristiky při optimálním nastavení a následně závislost těchto charakteristik na rozladění délky rezonátoru.

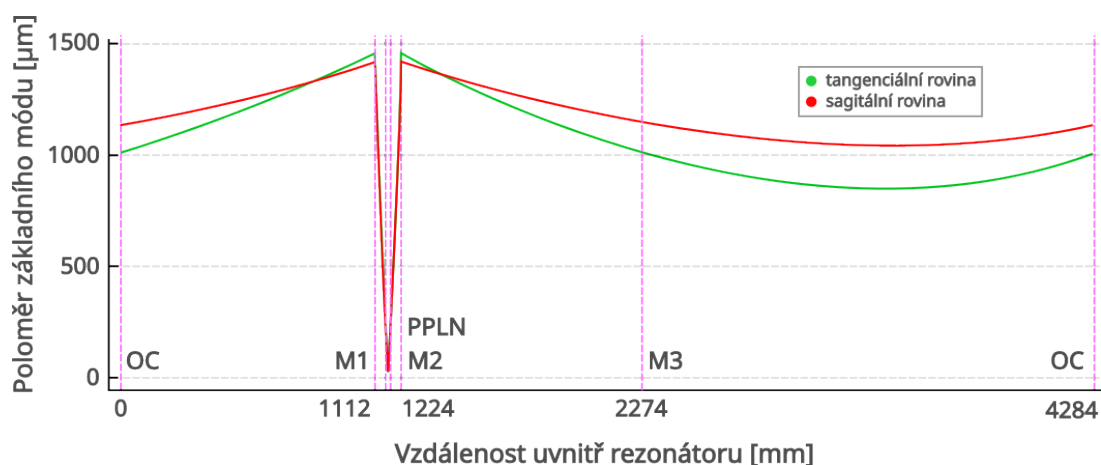
4.2.1 Návrh rezonátoru a čerpání

Byl navržen kruhový rezonátor. V tomto typu rezonátoru bývá při čerpání pikosekundovými impulsy oscilující vlna významně zesilována pouze v jednom směru šíření [2]. V opačném směru jsou zesilovány hlavně parazitní vlny na druhé harmonické frekvenci a na rozdílových frekvencích ve viditelném spektru, které mají v krystalu vysoký parametrický zisk [2, 3]. Schéma navrženého rezonátoru se nachází na obr. 4.16.

Optický parametrický oscilátor byl čerpan synchronně, délka rezonátoru tedy musela odpovídat opakovací frekvenci čerpacího laseru 70,065 MHz. Požadovaná délka rezonátoru byla $L_{rez} = c/f_{rep} = 4,28 \text{ m}$. Byl vytvořen model v programu reZonator [35], poloměr základního módu uvnitř rezonátoru se nachází na obr. 4.17.

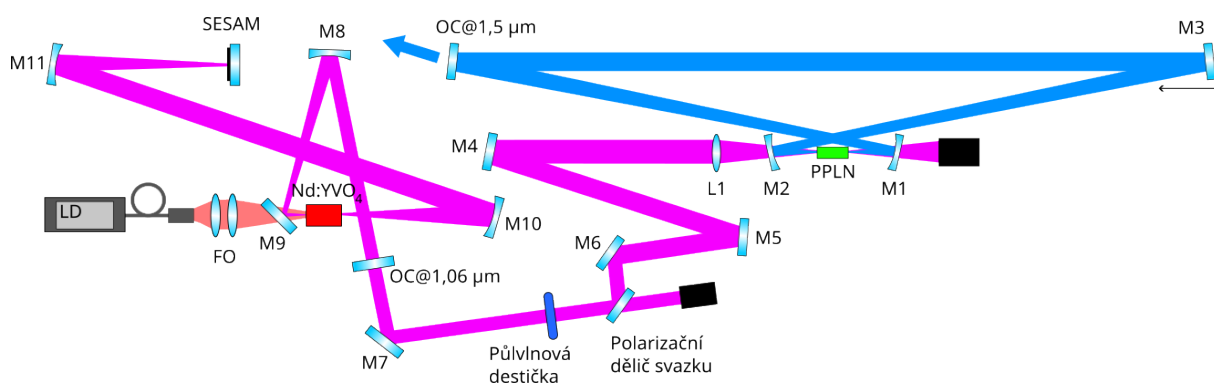


Obrázek 4.16: Finální návrh OPO.



Obrázek 4.17: Poloměr základního módu v kruhovém rezonátoru s nelineárním krystalem PPLN.

Aby byla možná kompletní charakterizace OPO, bylo potřeba měnit čerpací výkon. Měnit výstupní výkon laseru v režimu synchronizace módů není pro tuto aplikaci vhodné. Při změně úrovně čerpání laseru by kvůli proměnné termické čočce v aktivním prostředí bylo potřeba časté ladění, které ovlivňuje dlouhodobou stabilitu a výstupní parametry. Laser byl tedy čerpán konstantním výkonem a jeho výstupní svazek byl naveden přes půlvlnovou destičku a polarizační dělič Thorlabs PBSW-1064. Pomocí půlvlnové destičky byla stáčená rovina polarizace a polarizační dělič odrážel pouze složku záření, jejíž polarizace byla shodná s polarizací čerpacího laseru. Takto bylo možné jednoduše ovládat čerpací výkon pro OPO a zároveň zajistit správnou polarizaci. Schéma celého systému včetně OPO a čerpacího laseru se nachází na obr. 4.18.



Obrázek 4.18: Schéma OPO a čerpacího laseru. M1, M2 - sférická zrcadla OPO, HR@1,5 μm , HT@1,06 μm , $r_{M1, M2} = 100 \text{ mm}$; M3 - rovinné zrcadlo OPO, HR@1,5 μm ; L1 - čočka, $f_{L1} = 100 \text{ mm}$; M4, M5, M7 - rovinná zrcadla, HR@1,06 μm ; M6 - rovinné zrcadlo 45°, HR@1,06 μm ; OC@1,06 μm - výstupní zrcadlo čerpacího laseru, $R = 86 \% @ 1,06 \mu\text{m}$; M8, M10, M11 - sferická zrcadla laseru, HR@1,06 μm , $r_{M8, M10} = 500 \text{ mm}$, $r_{M11} = 500 \text{ mm}$; M9 - rovinné zrcadlo laseru, HR@1,06 μm ; SESAM - SAM-1064-2-10ps-x; FO - fokusační optika, $f_{FO} = 2 \times 75 \text{ mm}$; LD - laserová dioda.

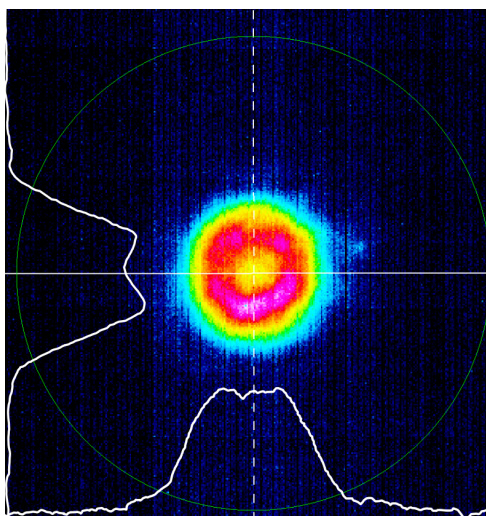
Byl naměřen profil čerpacího svazku, obr. 4.19, a poloměr svazku v ohnisku čočky $f = 100$ mm. Poloměr svazku v ohnisku dosahoval $20 \mu\text{m}$ s konfokálním parametrem $2,17$ mm. Rezonátor OPO byl navržen tak, aby byl v ohnisku dobrý překryv čerpací a signálové vlny. Naměřený poloměr čerpacího svazku a poloměr základního módu z modelu v programu reZonator se nachází na obr. 4.20. Aproximace poloměru Gaussovského svazku je dána rovnicí

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (4.3)$$

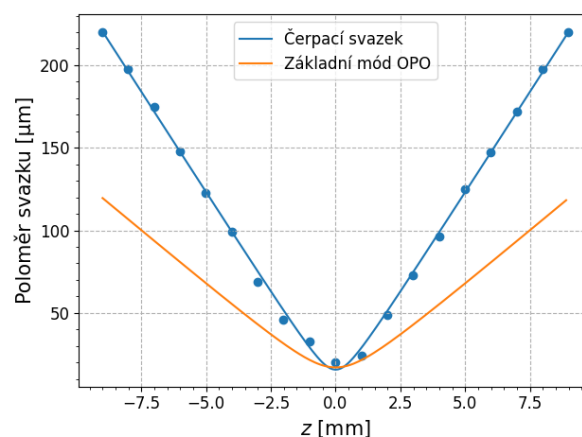
kde w značí poloměr svazku na 13,5 % maximálního výkonu, w_0 poloměr svazku v ohnisku a z_R Rayleighovu délku. Čerpací svazek na obr. 4.20 je aproximován hodnotami $w_0 = 15,6 \mu\text{m}$, $z_R = 0,64$ mm a základní mód rezonátoru $w_0 = 17 \mu\text{m}$, $z_R = 1,29$ mm. Rayleighova délka je dána vztahem 4.4, ze kterého lze určit M^2 čerpacího svazku $M^2 = 1,12$.

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2} \quad (4.4)$$

Podle návrhu byl dále sestaven rezonátor optického parametrického oscilátoru s nelineárním krystalem PPLN. V nelineárním krystalu byly generovány parazitní vlny, zejména druhá harmonická frekvence čerpací vlny 532 nm. Na výstupu OPO se proto při všech měřeních nacházel filtr Thorlabs FEL 1450.



Obrázek 4.19: Profil čerpacího svazku před čočkou.

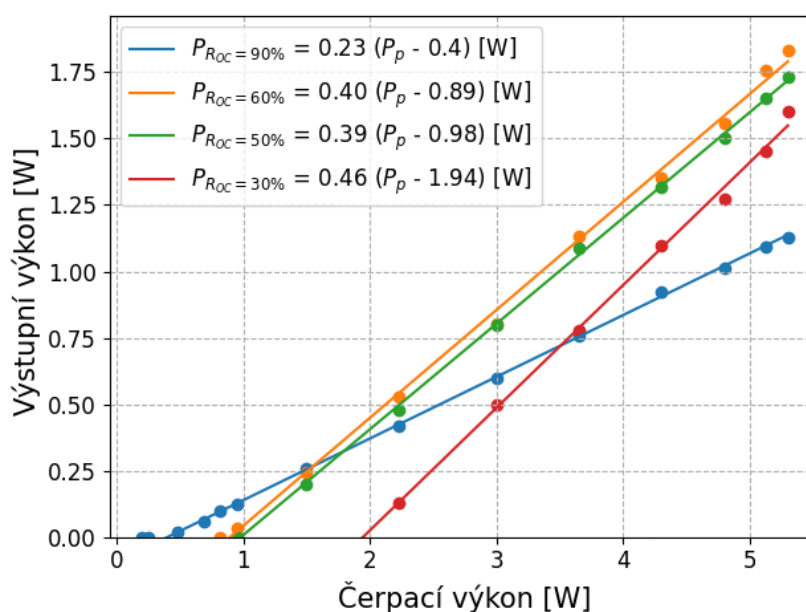


Obrázek 4.20: Naměřené ohnisko čerpacího svazku a poloměr základního módu rezonátoru z programu reZonator. Poloměr svazku je měřen na 13,5 % maximálního výkonu.

4.2.2 Základní charakteristiky

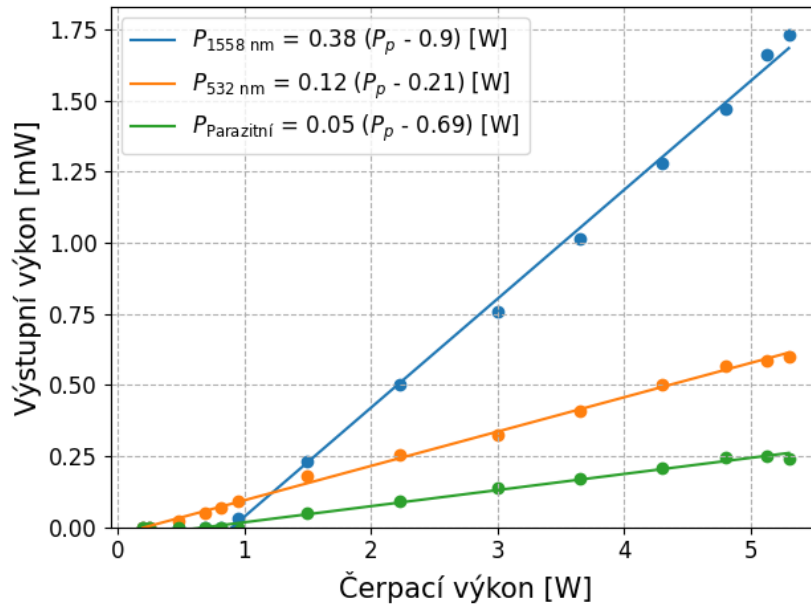
4.2.2.1 Výkonová charakteristika

Sestavený OPO byl charakterizován pro různá výstupní zrcadla s reflektivitou $R_{OC} = 90, 60, 50$ a 30% . Výkonová charakteristika se nachází na obr. 4.21. Pomocí metody Findlay - Clay [10] byly z naměřených hodnot stanoveny ztráty rezonátoru na $\delta = 15,2\%$. Maximální výstupní výkon $P = 1,8\text{ W}$ byl generován s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ na vlnové délce 1558 nm s diferenciální účinností 40% a prahovým čerpacím výkonem 890 mW .



Obrázek 4.21: Výkonová charakteristika optického parametrického oscilátoru na vlnové délce 1558 nm .

Ukázalo se, že zrcadla OPO byla vysoce reflektivní i pro druhou harmonickou frekvenci čerpací vlny 532 nm (dále SHG). Výkonová charakteristika pro OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ @ 1558 nm je zaznamenána na obr. 4.22 spolu s charakteristikou oscilující SHG a výkonem parazitních vln vznikajících interakcí signálové vlny a SHG, více v sekci 4.2.2.2.

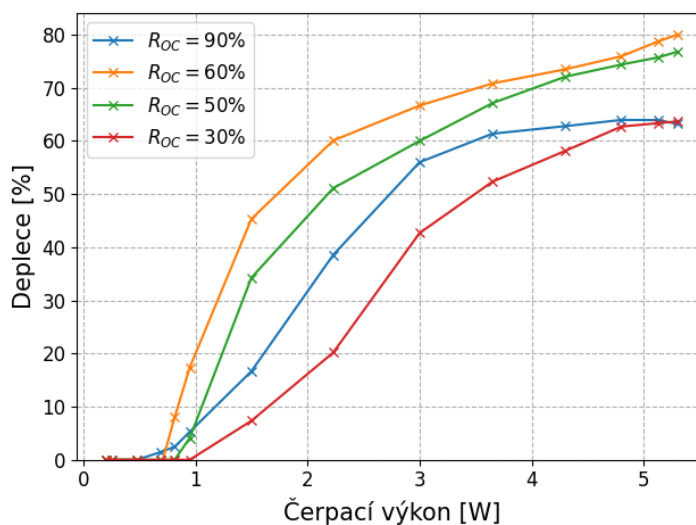


Obrázek 4.22: Výkonová charakteristika OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ @1558 nm. Výkon $P_{\text{Parazitní}}$ byl naměřen za zrcadlem M1, výkon oscilujících vln na výstupu OPO.

Deplece čerpací vlny udává účinnost konverze čerpací vlny v nelineárním krystalu. Je definována poměrem výkonu před nelineárním krystalem a za ním,

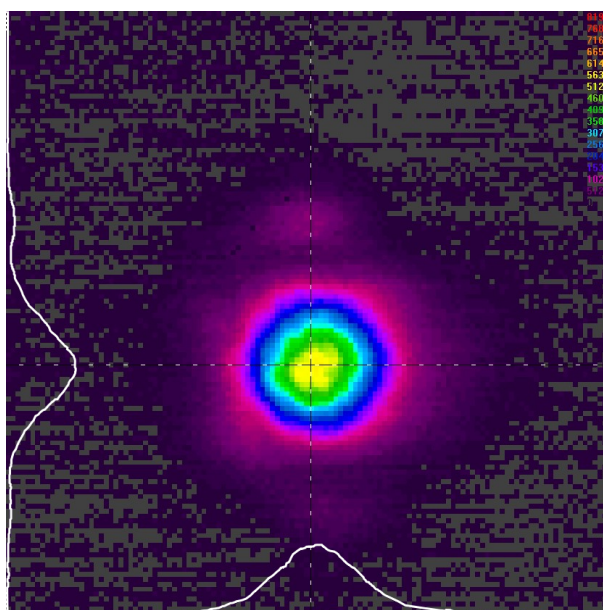
$$\text{deplece čerpací vlny} = \frac{\text{čerpací výkon} - \text{výkon čerpací vlny za krystalem}}{\text{čerpací výkon}}. \quad (4.5)$$

Maximální naměřená deplece byla 80% s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$, naměřená data pro všechna výstupní zrcadla jsou na obr. 4.23. V ideálním případě by byla všechna čerpací energie konvertována do signálové a jalové vlny, zde je však zahrnuta i silná oscilující SHG a parazitní vlny. Výkon depletované čerpací vlny byl měřen za zrcadlem M1 a byl využíván filtr Thorlabs FEL 950 pro odstranění parazitních vln, jejichž výkonová charakteristika byla zaznamenána na obr. 4.22.



Obrázek 4.23: Deplece čerpací vlny pro různá výstupní zrcadla R_{OC} .

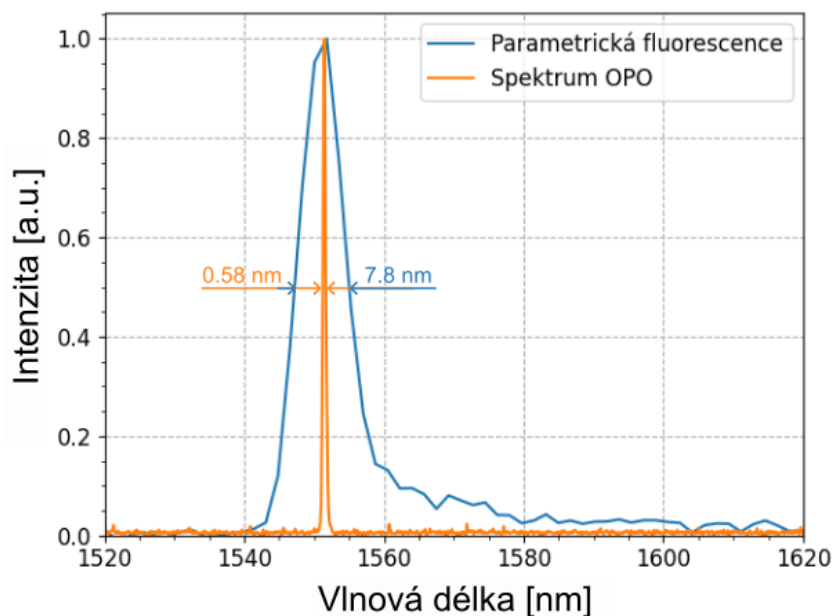
V optimálním nastavení s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ při maximálním čerpacím výkonu byl zaznamenán profil výstupního svazku, viz obr. 4.24.



Obrázek 4.24: Profil výstupního svazku na vlnové délce 1558 nm.

4.2.2.2 Spektrální charakteristika

Použitý krystal PPLN měl pět různých period pólování, kterým odpovídaly různé vlnové délky generované OPO. Ještě před zavedením zpětné vazby pomocí rezonátoru bylo možné v krystalu PPLN naměřit optickou parametrickou fluorescenci. Její spektrum pro periodu pólování $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$ je na obr. 4.25 srovnáno se spektrem generovaným OPO. Parametrická fluorescence byla naměřena za zrcadlem M1.

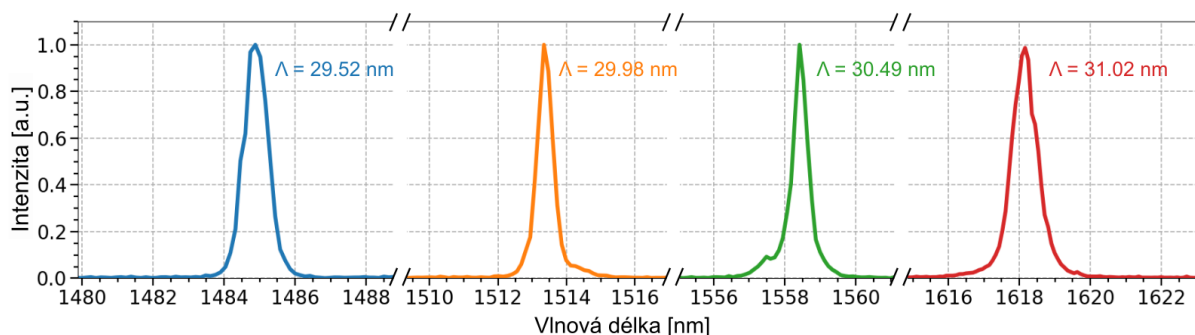


Obrázek 4.25: Srovnání spektra optické parametrické fluorescence a spektra OPO pro PPLN s periodou pólování $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$.

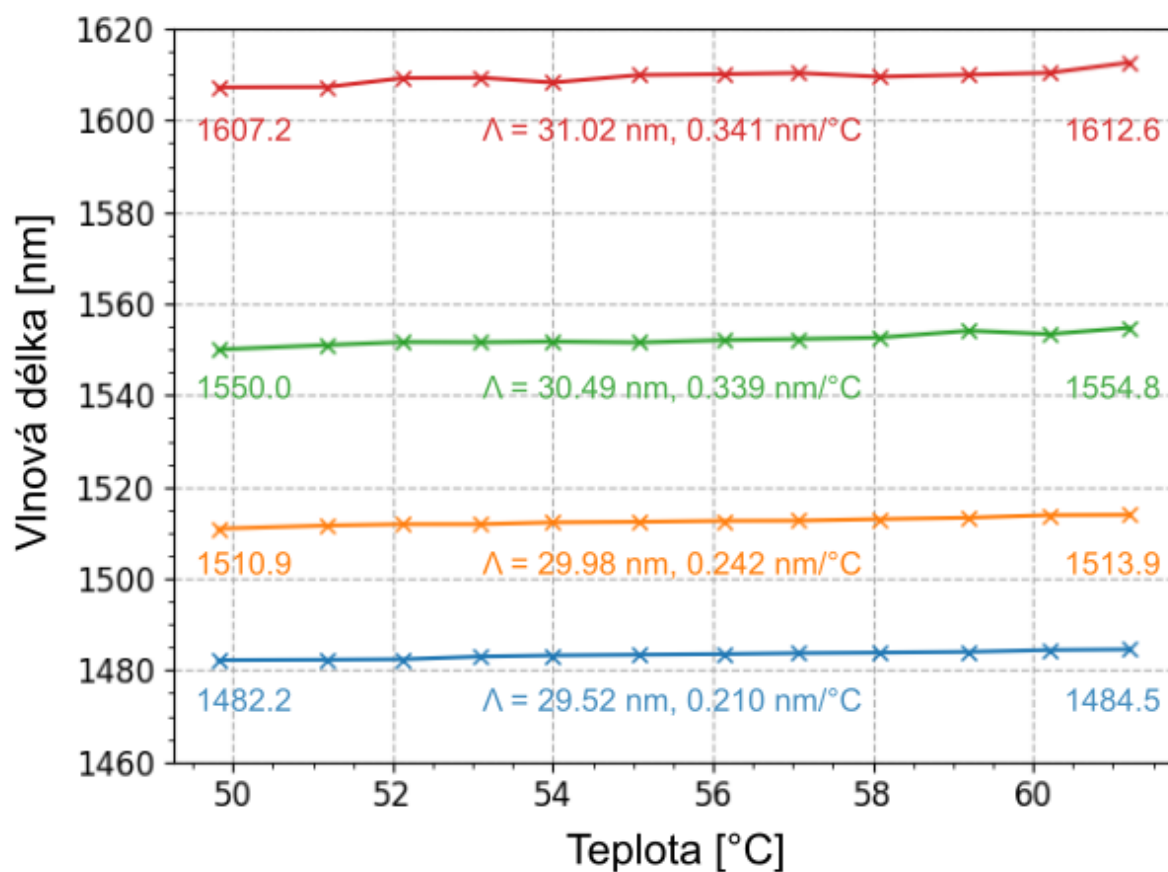
V tabulce 4.2 a na obr. 4.26 se nachází vlnové délky a šířky spektra naměřené s jednotlivými periodami pólování. Vlnovou délku je dále možné upravit změnou teploty krystalu. Úplná závislost vlnové délky na teplotě použitého krystalu PPLN od výrobce se nachází na obr. 3.4. Pro relativně malý rozsah teplot, mezi 48 a 62 $^{\circ}\text{C}$ bylo naměřeno spektrum generované OPO na obr. 4.26 a dosažitelné vlnové délky vypsány do tabulky 4.3.

Perioda pólování [μm]	Střední vlnová délka [nm]	Šířka spektra [nm]
29,52	1484,89	0,79
29,98	1513,37	0,56
30,49	1558,44	0,55
31,02	1618,14	0,86

Tabulka 4.2: Naměřené vlnové délky pro různé periody pólování krystalu PPLN při teplotě 63,6 $^{\circ}\text{C}$. Šířka spektra odpovídá pološířce proložené Gaussovské křivky.



Obrázek 4.26: Normalizované spektrum s různou periodou pólování krystalu PPLN při teplotě 63,3 °C.

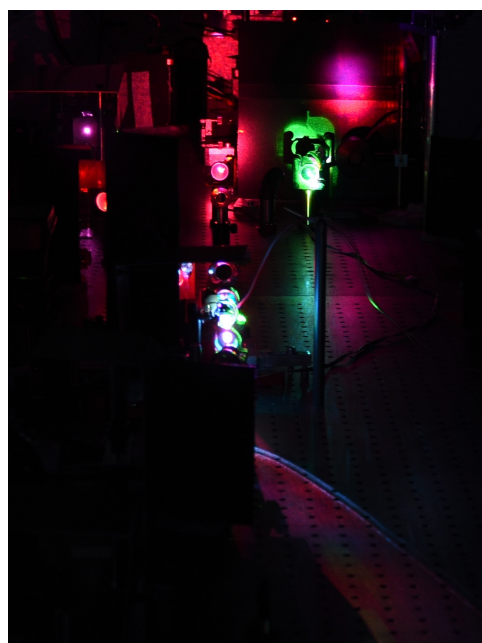
Obrázek 4.27: Vlnová délka oscilující signálové vlny v závislosti na teplotě. Měřeno s různými periodami pólování Λ krystalu PPLN v rozsahu 48 – 62 °C.

Perioda pólování [μm]	Nejnižší vlnová délka [nm]	Nejvyšší vlnová délka [nm]	Strmost [nm/°C]
29,52	1482,2	1484,5	0,210
29,98	1510,9	1513,9	0,242
30,49	1550,0	1554,8	0,339
31,02	1607,2	1612,6	0,341

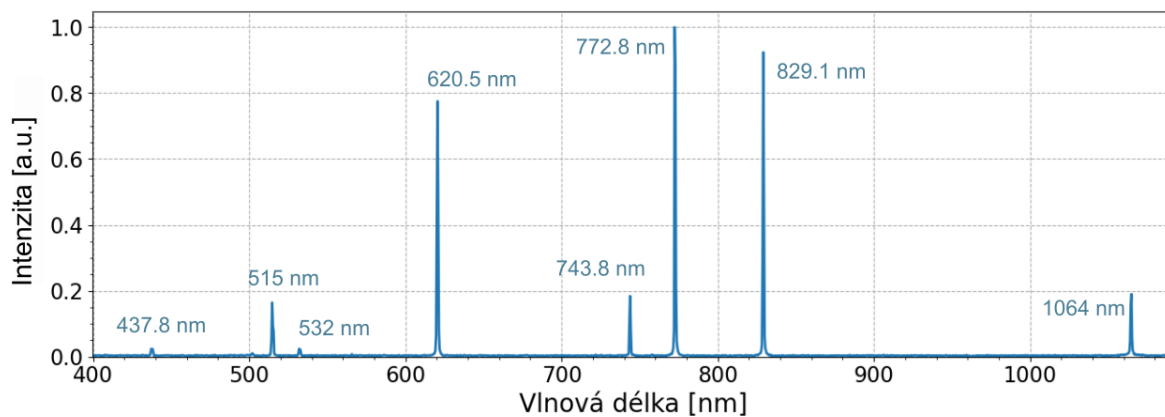
Tabulka 4.3: Dosažitelné vlnové délky signálové vlny v OPO s PPLN čerpaným na 1,06 μm v rozmezí teplot 48 – 62 °C.

Kromě signálové a jalové vlny byly v OPO generovány i parazitní vlny ve viditelném spektru, viz obr. 4.28. Již bylo zmíněno, že nejvýznamnější z nich byla druhá harmonická frekvence čerpací vlny 532 nm, která v rezonátoru oscillovala a v některých případech ovlivňovala výstupní charakteristiky na signálové vlnové délce. Díky vysoké intenzitě této vlny byly dále generovány vlnové délky v oblasti kolem 830 nm a 620 nm, které odpovídají rozdílové frekvenci SHG a signálové, resp. jalové vlny. Spektrum na obr. 4.29 bylo naměřeno s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$ a periodou pólování 29,52 μm . Na obrázku se dále nachází zbytková čerpací vlna 1064 nm a druhá harmonická frekvence signálové vlny 743,8 nm. Intenzita jednotlivých parazitních vln byla závislá na periodě pólování krystalu. Nejvíce vlnových délek ve viditelném spektru bylo generováno s nejkratší periodou. S periodou 30,49 μm byla nejsilnější rozdílová frekvence SHG a jalové vlny. S touto periodou pólování bylo možné naměřit nejvyšší výkon signálové vlny.

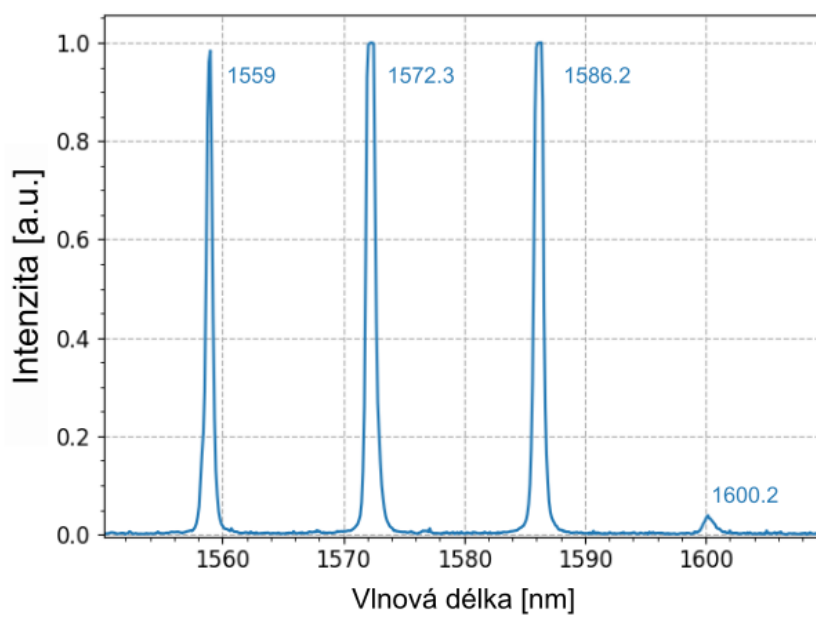
Při optimálním nastavení OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$, tedy s nejvyšším měřeným výkonem uvnitř rezonátoru, se spektrum signálové vlny rozšířilo a byla zaznamenána nová maxima vlnových délek, viz obr. 4.30. Tento jev nebyl ojedinělý, vyskytoval se u všech period pólování a byl jednoduše reprodukovatelný. Podobný tvar mělo i spektrum druhé harmonické frekvence signálové vlny a rozdílová frekvence SHG a signálové vlny na obr. 4.32, kde je srovnáno spektrum při optimálním nastavení délky rezonátoru a spektrum při rozladění délky rezonátoru o 40 μm . V tomto režimu měly autokorelační křivky naměřené v další sekci netypický tvar. S nižší reflektivitou výstupního zrcadla nedocházelo k takto výrazným změnám spektra, kromě periody pólování 30,49 μm , kde byla generována silná rozdílová frekvence na vlnové délce 630 nm a ve spektru signálové vlny se energie přelévala mezi dvěma blízkými maximy, jako na obr. 4.31.



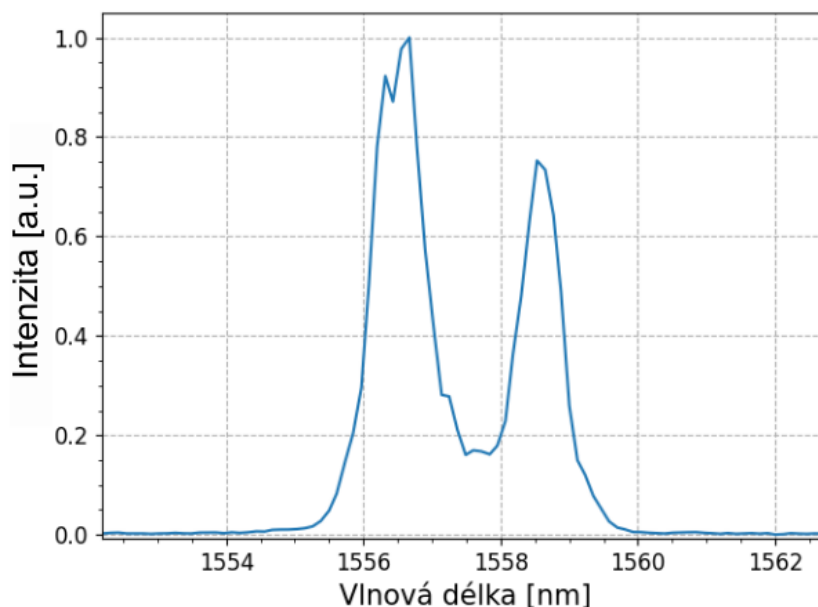
Obrázek 4.28: Parazitní vlny ve viditelném spektru.



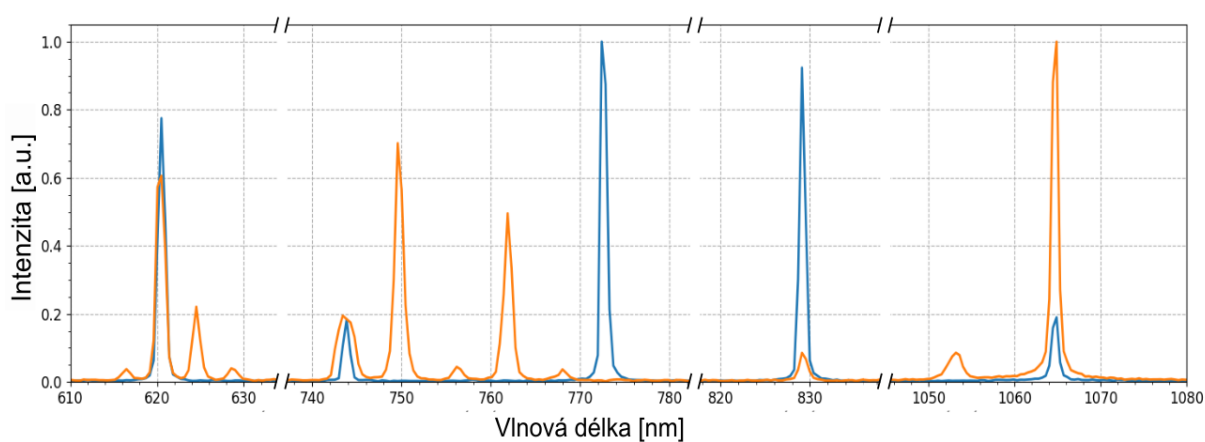
Obrázek 4.29: Naměřené vlnové délky ve viditelné oblasti spektra a zbytková čerpací vlna s $R_{OC} = 90\%$ a periodou pólování 29,52 μm .



Obrázek 4.30: Spektrum OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$ a periodou pólování 30,49 μm při optimálním nastavení.



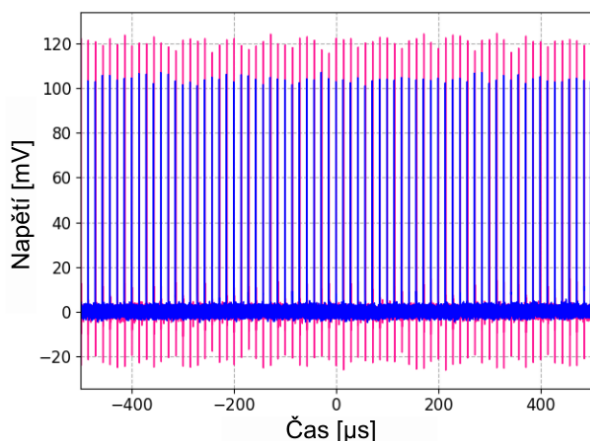
Obrázek 4.31: Spektrum OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ a periodou pólování 30,49 μm při optimálním nastavení.



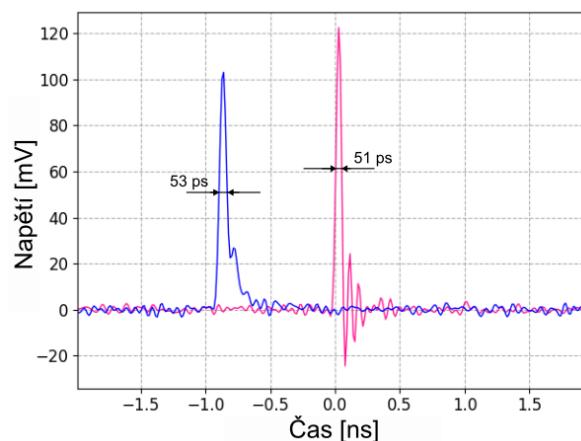
Obrázek 4.32: Srovnání spektra při optimálním nastavení délky rezonátoru (oranžová) a při rozladění o 40 μm . $R_{OC} = 90\%$, perioda pólování 29,52 μm .

4.2.2.3 Časová charakteristika

Opakovací frekvence OPO s optimálním nastavením délky rezonátoru byla 70,0617 MHz. Oscilogramy čerpacího laseru a OPO jsou zaznamenány na obr. 4.33. Na obr. 4.34 jsou přiblíženy jednotlivé impulsy. Signál z čerpacího laseru byl měřen pomocí fotodiody EOT-3500f a signál z OPO fotodiódou EOT ET-5000. Odezva této diody měla netypický tvar, viz obr. 4.34, který neodpovídá skutečnému tvaru impulsu.

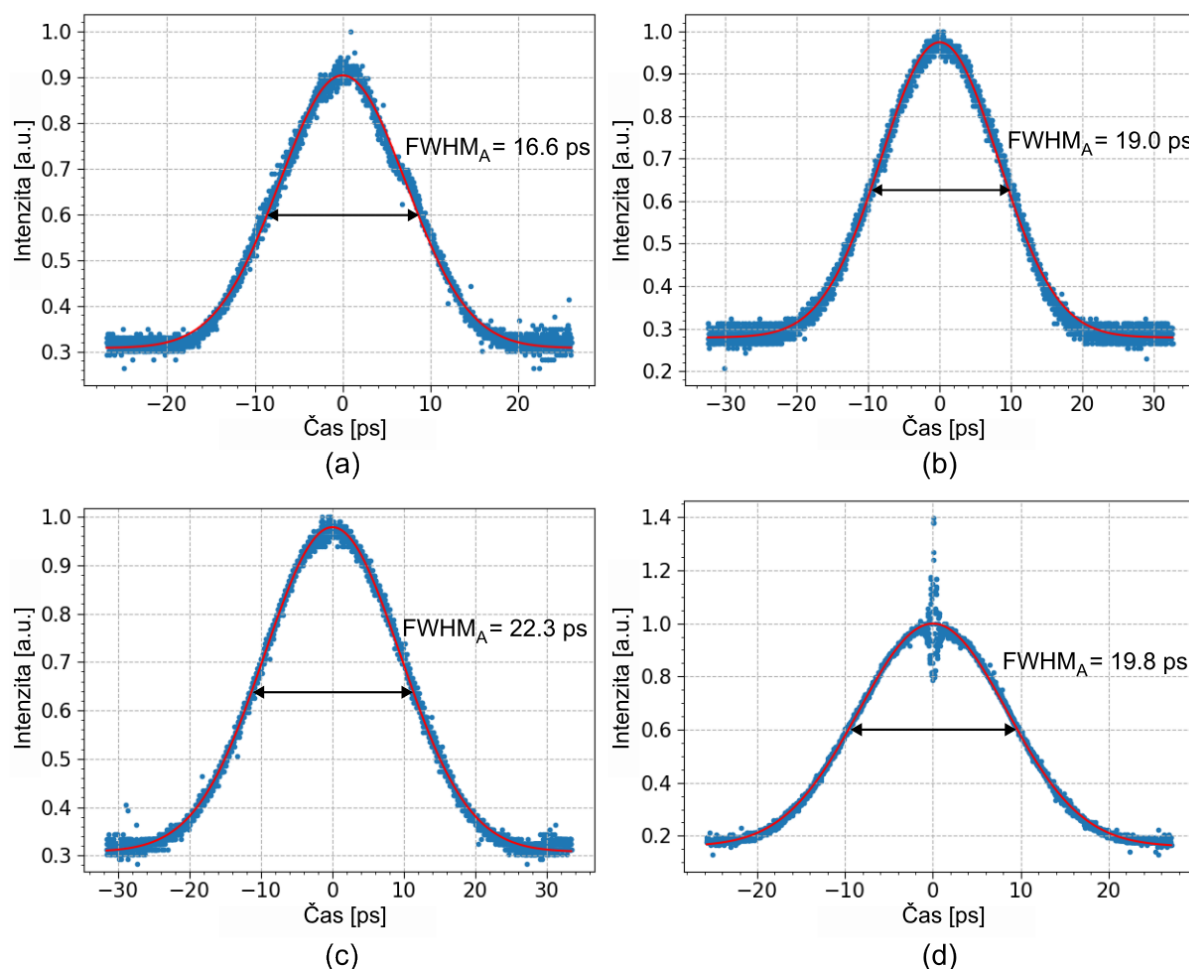


Obrázek 4.33: Oscilogram čerpacího laseru (červená) a OPO (modrá).



Obrázek 4.34: Přiblížení impulsů čerpacího laseru (červená) a OPO (modrá).

Skutečná délka generovaných impulsů byla naměřena pomocí autokorelátoru. Při optimálním nastavení s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ byla naměřena délka impulsu $\tau_{Gauss} = 15,8 \text{ ps}$ při Gaussovské aproximaci. S výstupním zrcadlem $R_{OC} = 50\%$ byla naměřena délka $\tau_{Gauss} = 13,5 \text{ ps}$ a nakonec $\tau_{Gauss} = 11,8 \text{ ps}$ se zrcadlem $R_{OC} = 30\%$. Záznam autokorelačních křivek se nachází na obr. 4.35 (a), (b), (c). S výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$ byla naměřena autokorelační křivka 4.35 (d), jejíž maximum je přiblíženo na obr. 4.44. Výstupní charakteristiky OPO zde byly silně ovlivňovány oscilující SHG. Ve stejné konfiguraci byla naměřena také spektra 4.30 a 4.32.



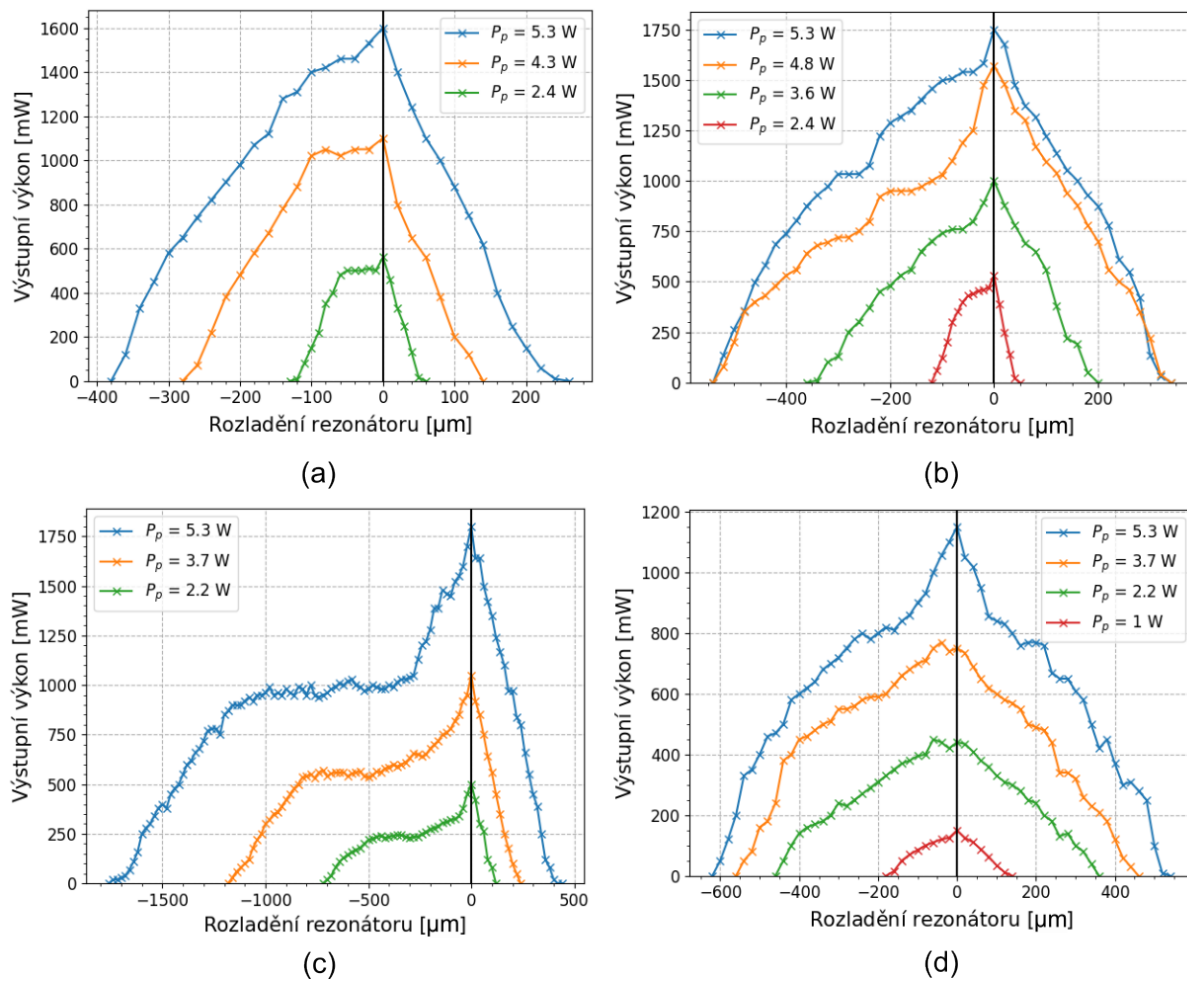
Obrázek 4.35: Autokorelační křivky při optimálním nastavení rezonátoru s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 30\%$ (a), $R_{OC} = 50\%$ (b), $R_{OC} = 60\%$ (c) a $R_{OC} = 90\%$ (d).

4.2.3 Rozladění délky rezonátoru

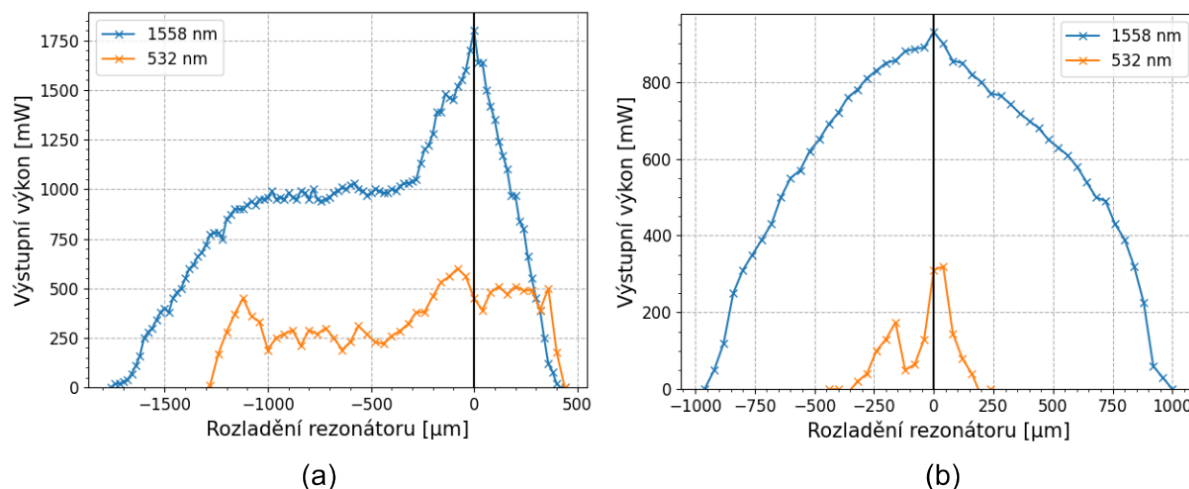
Byla naměřena závislost výstupního výkonu, délky impulsu a spektra v závislosti na rozladění délky rezonátoru pro různá výstupní zrcadla. Úprava délky rezonátoru v následujících měřeních byla provedena pomocí mikrometrického posuvu, na kterém bylo upevněno zrcadlo M3, viz schéma 4.16. Nulové rozladění v následujících měřeních označuje délku rezonátoru, při které měl OPO maximální výstupní výkon, kladné rozladění odpovídá prodloužení rezonátoru.

4.2.3.1 Výkonová charakteristika

Závislost výstupního výkonu na rozladění rezonátoru pro výstupní zrcadla s reflektivitou 30 %, 50 %, 60 % a 90 % pro různé čerpací výkony se nachází na obr. 4.36. Naměřené křivky jsou nesymetrické, což odpovídá výsledkům jiných prací [6, 12, 37]. V rezonátoru oscilovala také druhá harmonická frekvence čerpací vlny, byla tedy naměřena i její závislost na rozladění rezonátoru pro některá ze zrcadel, viz 4.37.



Obrázek 4.36: Výstupní výkon OPO na vlnové délce 1558 nm se zrcadlem $R_{OC} = 30\%$ (a), $R_{OC} = 50\%$ (b), $R_{OC} = 60\%$ (c) a $R_{OC} = 90\%$ (d) pro různé čerpací výkony P_p .



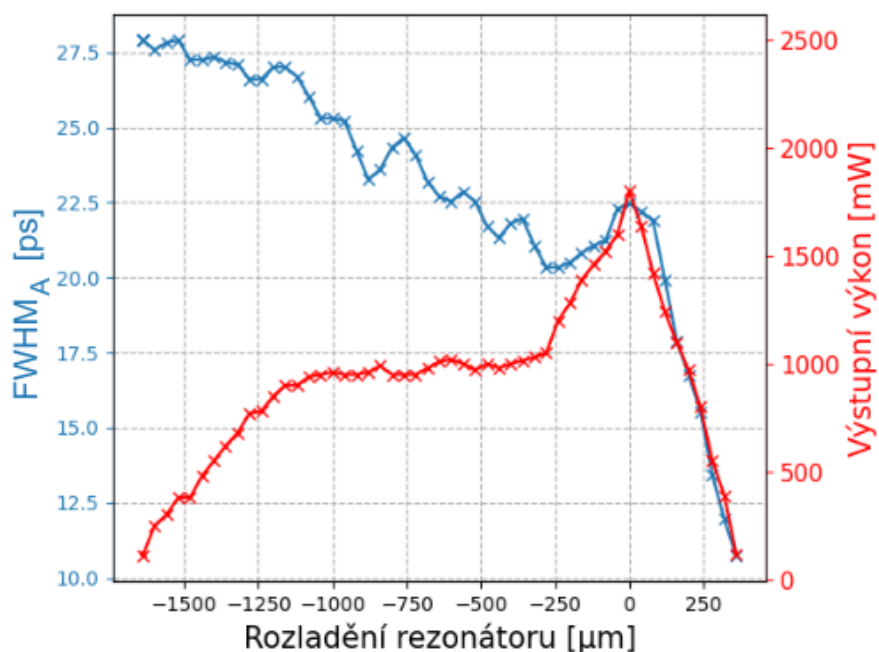
Obrázek 4.37: Výstupní výkon na vlnových délkách 1558 nm a 532 nm v OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ (a) a $R_{OC} = 90\%$ (b) při maximálním čerpacím výkonu.

4.2.3.2 Časová charakteristika

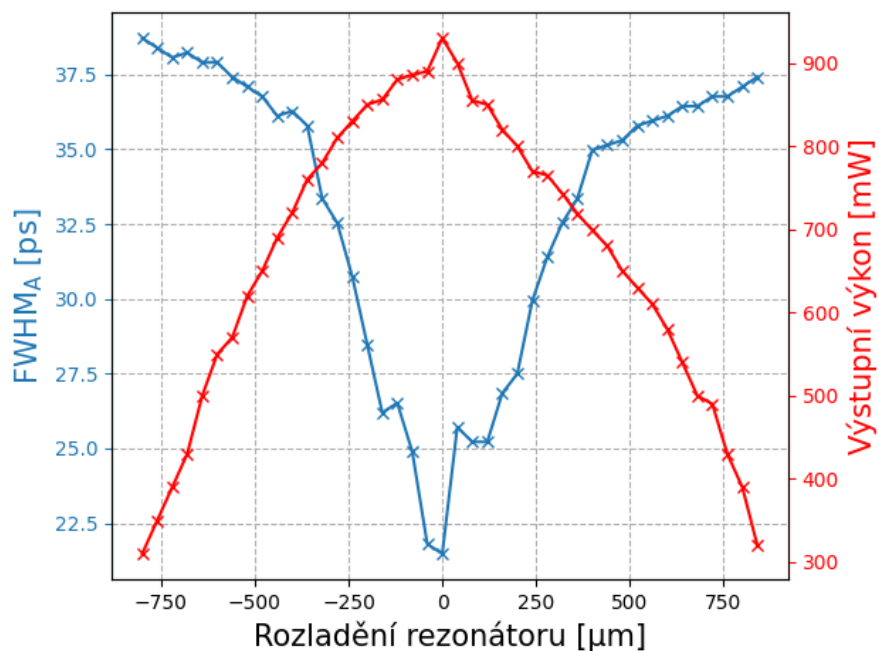
Pomocí autokorelátoru byla naměřena délka impulsu na výstupu OPO na vlnové délce 1558 nm pro různá výstupní zrcadla. Na obr. 4.38 a 4.39 je porovnáván výstupní výkon s pološířkou autokorelační křivky FWHM_A . Graf na obr. 4.38 byl naměřen s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$. Některé z autokorelačních křivek jsou zaznamenány na obr. 4.42 a autokorelační křivka při rozladění 0 μm na obr. 4.35 (c). Stejná závislost byla naměřena pro OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$, viz obr. 4.39.

V OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ dochází k silnému zkrácení impulsů při prodloužení rezonátoru. Nejkratší naměřená délka impulsu byla právě s tímto zrcadlem při maximálním prodloužení, viz obr. 4.42 (a). Pološířka autokorelační křivky je 10,1 ps, tedy $\tau_{Gauss} = 7,1$ ps při Gaussovské aproximaci, tvar této křivky je však diskutován v následující sekci, která se zabývá numerickými simulacemi OPO. S výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$ bylo možné naměřit nejkratší impulsy v okolí nulového rozladění rezonátoru. V autokorelačních křivkách zaznamenaných na obr. 4.43 a 4.35 (d) se nachází oscilace, které vymizí při rozladění větším než $\pm 100 \mu\text{m}$. Vrcholy autokorelačních křivek pro rozladění 0 μm a -40 μm jsou přiblíženy na obr. 4.44.

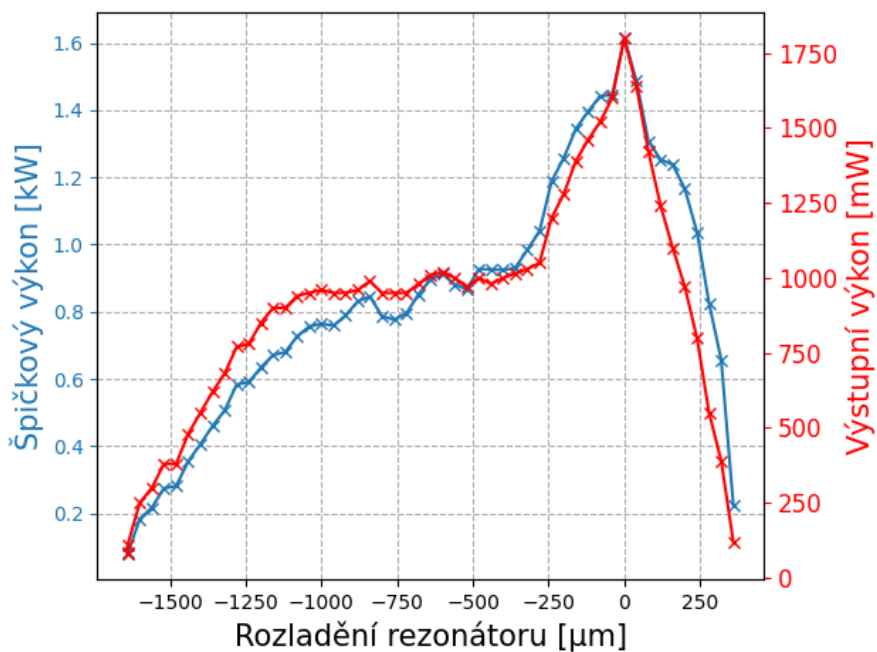
Špičkový výkon na výstupu OPO, viz obr. 4.40 a 4.41 byl dopočítán z hodnot na obr. 4.38 a 4.39.



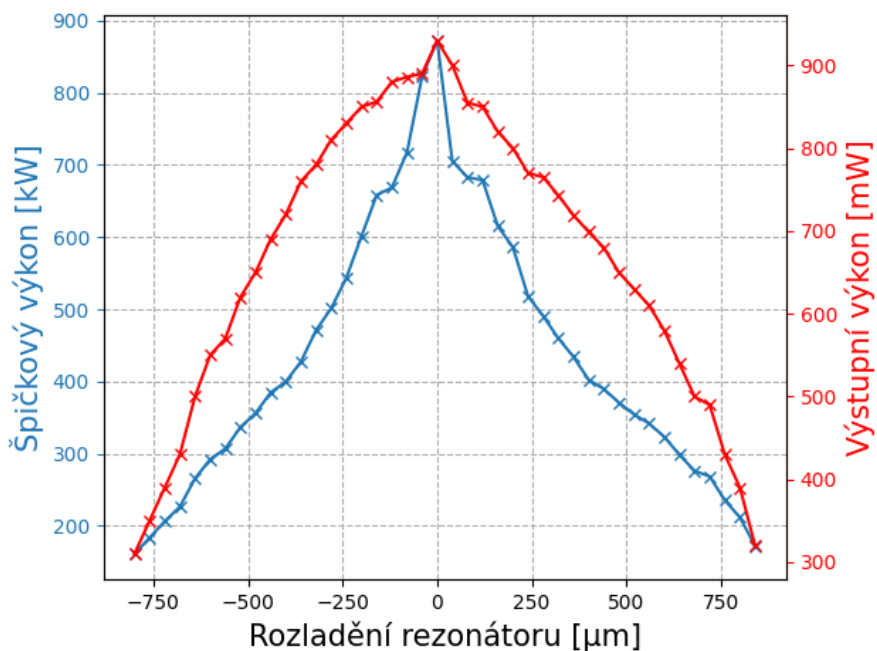
Obrázek 4.38: Změna délky impulsu při rozladění rezonátoru v OPO na vlnové délce 1558 nm se zrcadlem $R_{OC} = 60\%$. FWHM_A označuje pološířku autokorelační křivky.



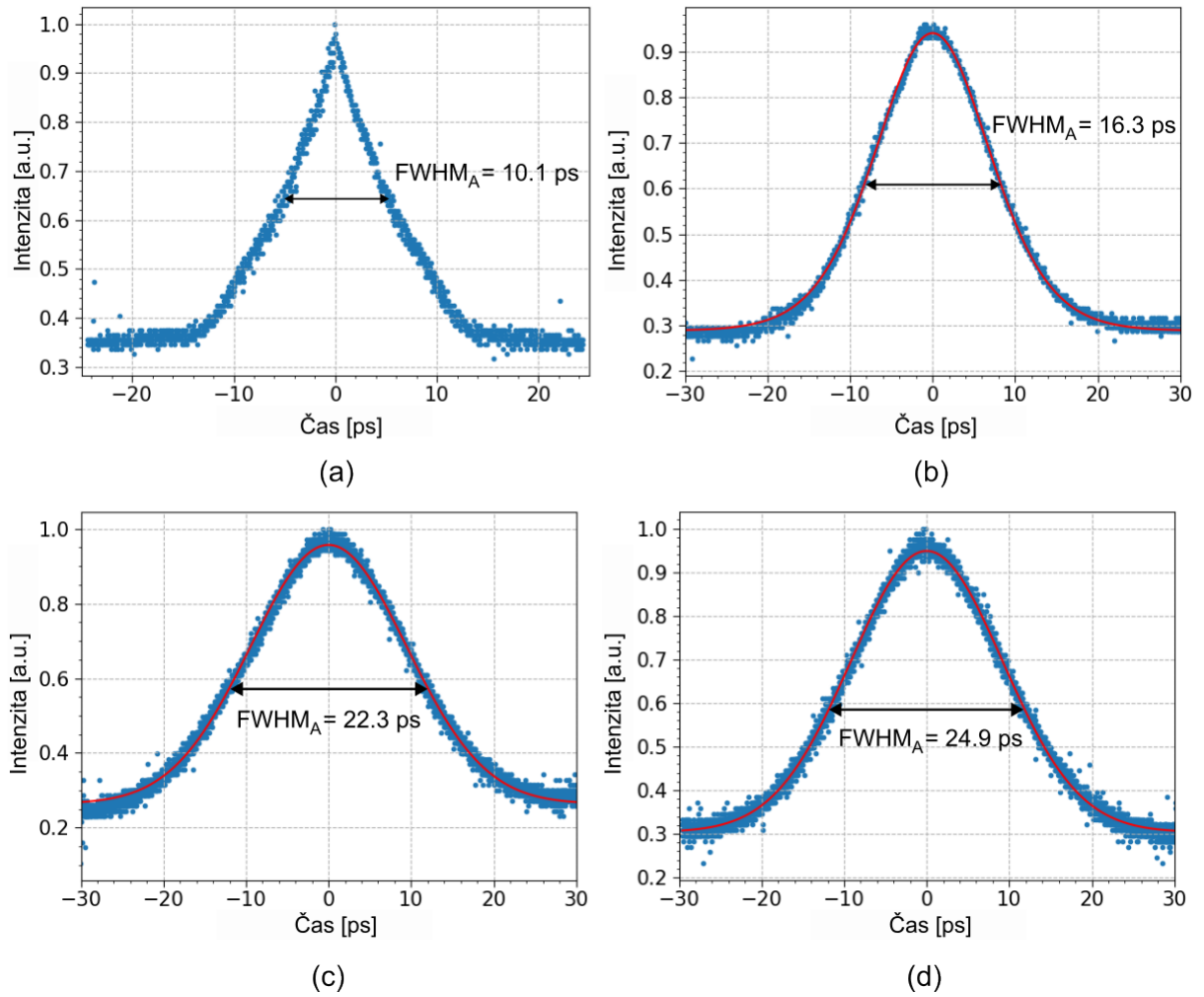
Obrázek 4.39: Změna délky impulsu při rozladění rezonátoru v OPO na vlnové délce 1558 nm se zrcadlem $R_{OC} = 90\%$. FWHM_A označuje pološířku autokorelační křivky.



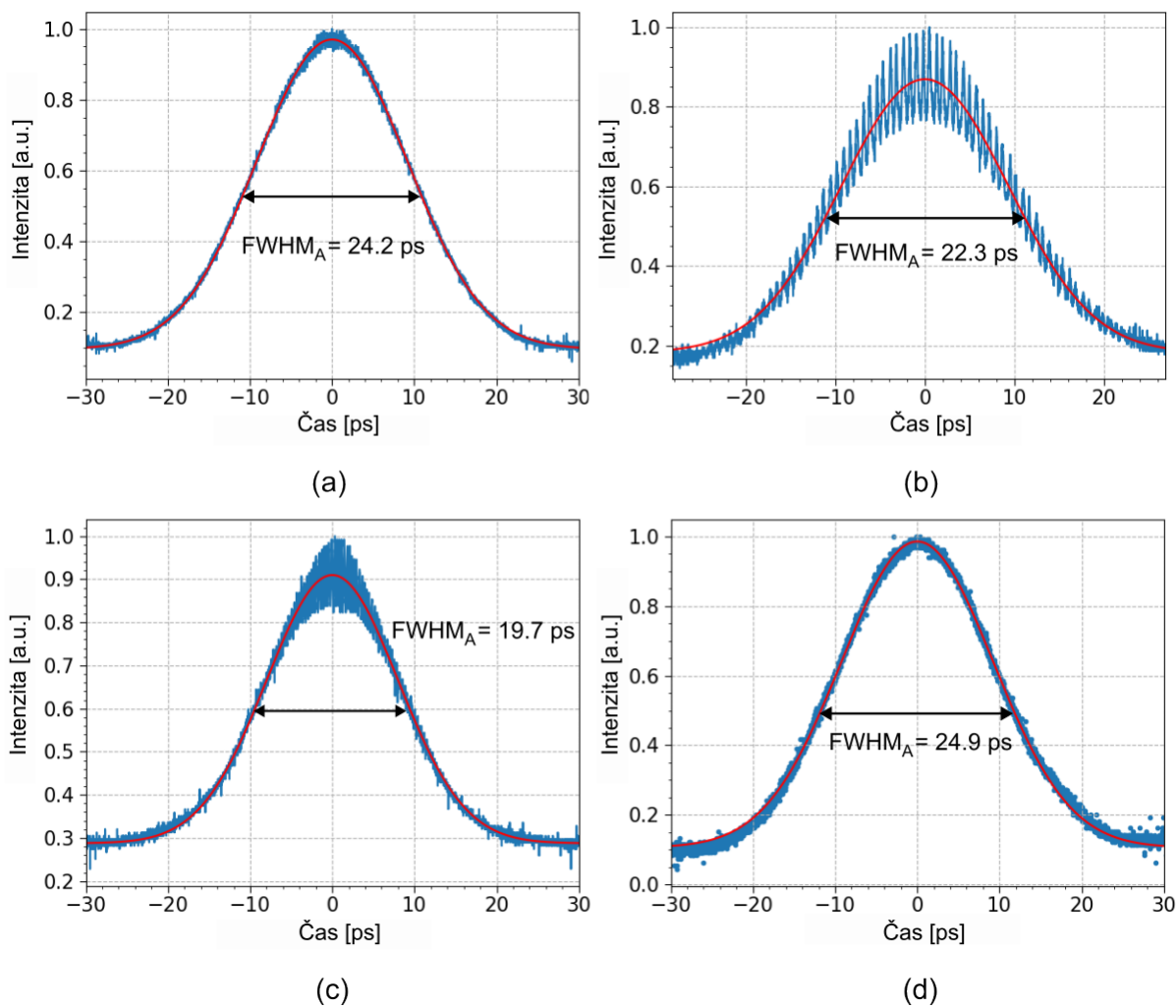
Obrázek 4.40: Špičkový výkon na výstupu OPO s $R_{OC} = 60\%$. Při výpočtu je uvažován Gaussovský tvar impulsu.



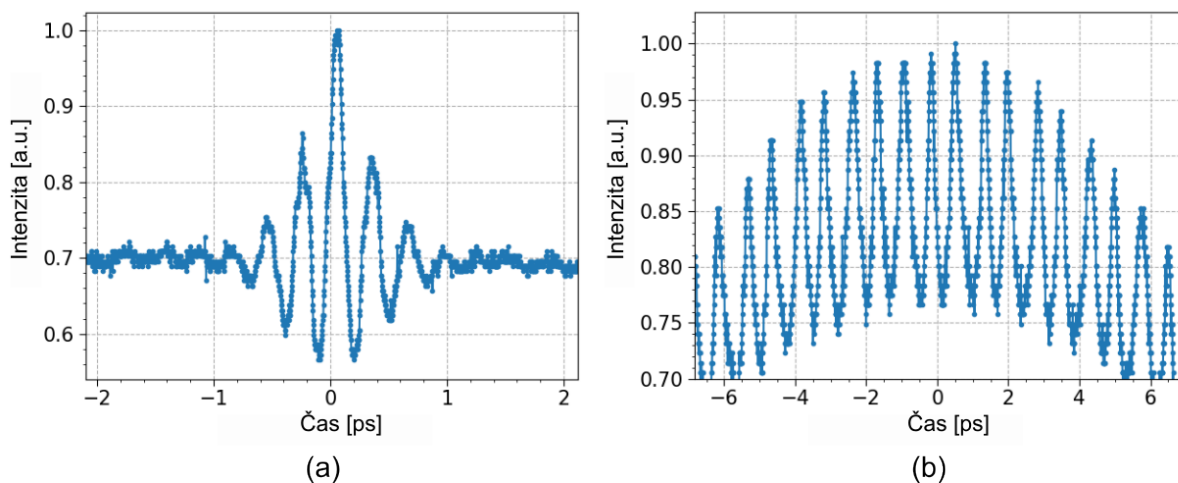
Obrázek 4.41: Špičkový výkon na výstupu OPO s $R_{OC} = 90\%$. Při výpočtu je uvažován Gaussovský tvar impulsu.



Obrázek 4.42: Autokorelační křivky signálové vlny naměřené s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ při rozladění rezonátoru $-360 \mu\text{m}$ (a), $-200 \mu\text{m}$ (b), $400 \mu\text{m}$ (c) a $800 \mu\text{m}$ (d).



Obrázek 4.43: Autokorelační křivky signálové vlny naměřené s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ při rozložení rezonátoru -140 μm (a), -40 μm (b), 20 μm (c) a 120 μm (d).

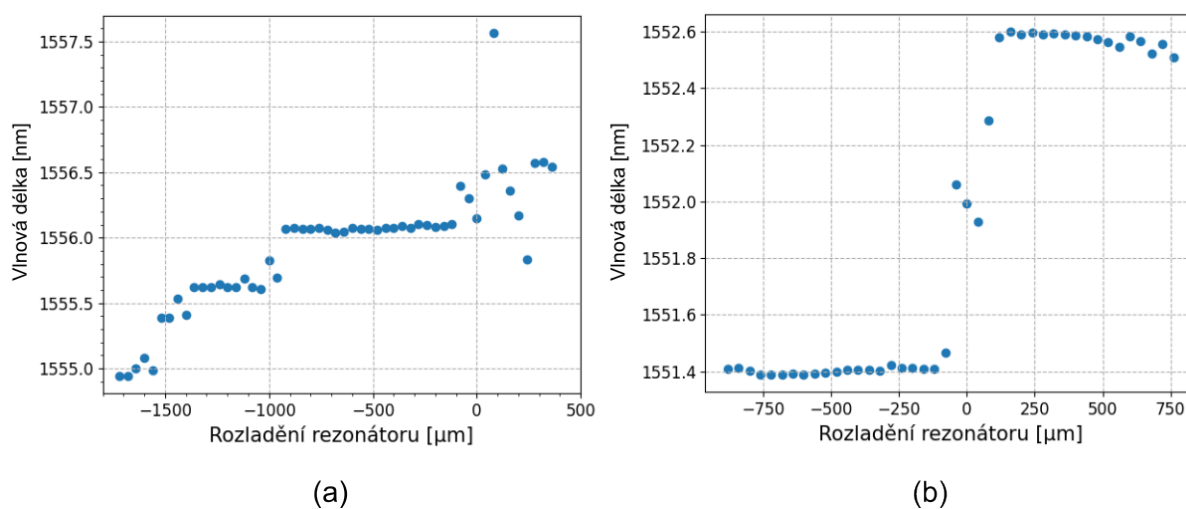


Obrázek 4.44: Přiblížení maxima autokorelační křivky při rozladění 0 μm (a) a -40 μm (b) v OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$.

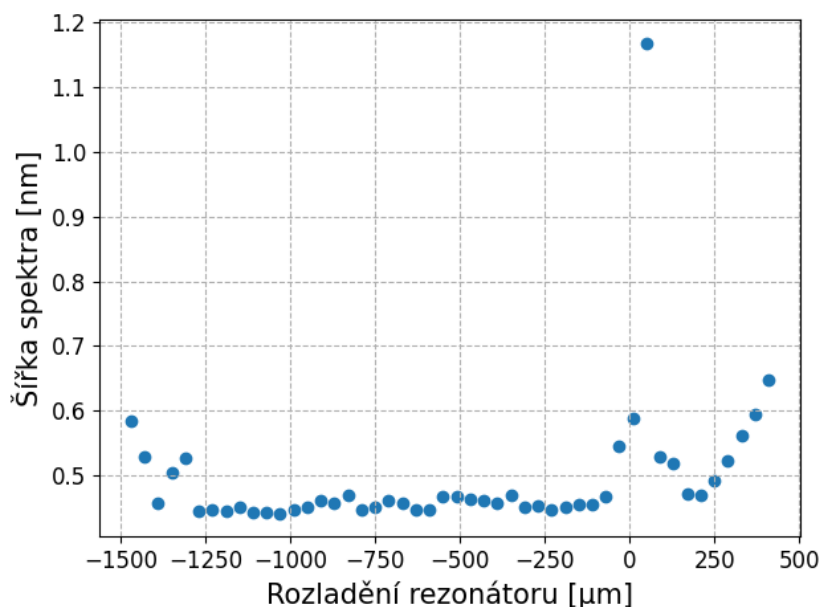
4.2.3.3 Spektrální charakteristika

Byla naměřena závislost generované vlnové délky na rozladění rezonátoru s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$, viz obr. 4.45 (a). Vlnovou délku bylo možné skokově měnit od 1554,9 nm do 1556,6 nm. S výstupním zrcadlem $R_{OC} = 90\%$, obr. 4.45 (b), zůstávala vlnová délka při změně délky rezonátoru konstantní díky silné zpětné vazbě. V obou případech byla generovaná vlnová délka v okolí optimální délky rezonátoru nestabilní.

Na obr. 4.46 je zaznamenána šířka spektra OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ v závislosti na rozladění rezonátoru. Podle očekávání se spektrum při prodloužení rezonátoru rozšiřuje a generované impulsy se zkracují, viz 4.38. V okolí nulového rozladění bylo spektrum nestabilní a vznikala dvě maxima, viz obr. 4.31. V grafu 4.46 byla měřena šířka stabilnějšího maxima, tedy maxima s nižší vlnovou délkou.



Obrázek 4.45: Změna vlnové délky OPO vlivem rozladění rezonátoru v OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ (a) a $R_{OC} = 90\%$ (b).



Obrázek 4.46: Šířka spektra OPO. Hodnoty odpovídají pološířce proložené Gaussovské křivky.

4.3 Numerické simulace

V teoretické části práce byly odvozeny vázané vlnové rovnice, které popisují přelévání energie mezi čerpací, signálovou a jalovou vlnou 1.12 - 1.14. Na tento proces je možné nahlédnout blíže pomocí numerických simulací. Při odvození rovnic v sekci 1.1.2 byl zanedbán rozdíl grupových rychlostí jednotlivých vln, který však má velký vliv na charakter generovaných impulsů. Byla tedy zvolena tzv. *split-step* metoda, která dovoluje simulovat rozdíl grupových rychlostí bez nutnosti řešit složitější soustavu rovnic. Ve *split-step* metodě je jeden krok simulace rozdělen na část integrační, kde jsou řešeny vlnové rovnice metodou Runge-Kutta čtvrtého řádu, a část posuvnou, ve které se projeví grupová rychlost, více v literatuře [36, 37]. Simulace byly prováděny v časové doméně s konstantním krokem Δt , vázané vlnové rovnice 1.12 - 1.14 tedy byly upraveny do tvaru

$$\frac{d}{dt}A_p(t, z') = v_p \frac{i\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c} A_i(t, z') A_s(t, z') \exp(-i\Delta k z') \quad (4.6)$$

$$\frac{d}{dt}A_s(t, z') = v_s \frac{i\omega_2 d_{\text{eff}}}{n_2 c} A_p(t, z') A_i^*(t, z') \exp(i\Delta k z') \quad (4.7)$$

$$\frac{d}{dt}A_i(t, z') = v_i \frac{i\omega_3 d_{\text{eff}}}{n_3 c} A_p(t, z') A_s^*(t, z') \exp(i\Delta k z'), \quad (4.8)$$

kde A je amplituda vlny a ω, n, v je příslušná úhlová frekvence, index lomu a grupová rychlost [36]. Transformace souřadnic byla provedena tak, aby byl čerpací impuls stacionární v souřadnici $z' = z - v_p t$. V posuvné části *split-step* metody byla signálová vlna posunuta o $\Delta z_s = \Delta t \cdot (v_s - v_p)$, kde v_s je grupová rychlost vlny. Analogicky byla posunuta i vlna jalová.

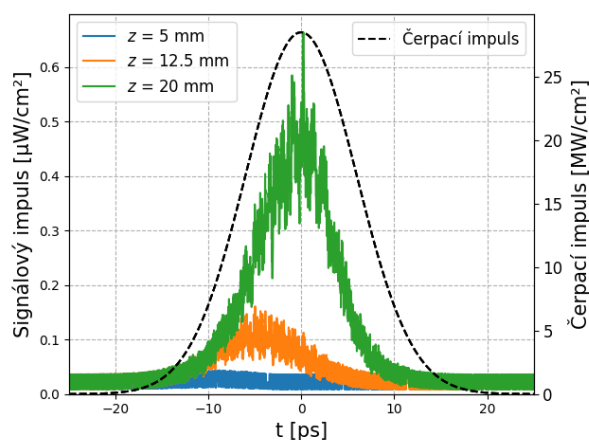
Parametry simulovaného OPO jsou uvedeny v tabulce 4.4. Počáteční podmínky simulace byly následující. Jalová a signálová vlna měly charakter šumu, který byl zesilován čerpacím Gaussovským impulsem. Zesílený signálový impuls poté osciloval v rezonátoru a po mnoha průchodech nelineárním krystalem, obvykle mezi 200 a 300 průchody v závislosti na rozladění rezonátoru, nastal ustálený stav,

kdy tvar signálového impulsu po průchodu nelineárním krystalem zůstával konstantní. Signálová vlna byla na konci každého průchodu vynásobena odmocninou z reflektivity výstupního zrcadla a posunuta o dobu odpovídající jednomu oběhu rezonátoru. Poté byla použita jako vstupní signálová vlna při dalším průchodu krystalem.

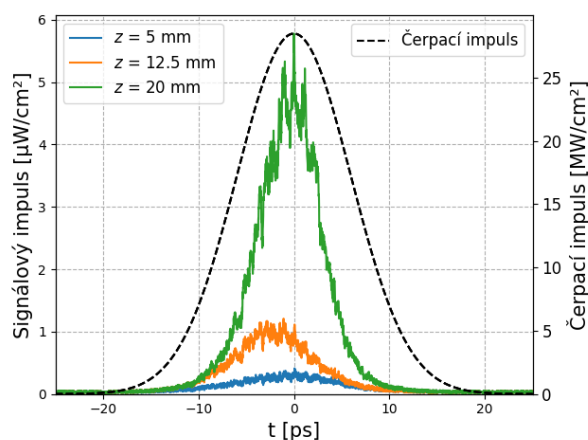
Parametr	Čerpací vlna	Signálová vlna	Jalová vlna
Vlnová délka [nm]	1064	1550	3393,4
Index lomu	2.16	2.14	2.09
Počáteční špičková intenzita	73 MW/cm ²	10 nW/cm ²	10 nW/cm ²
d_{eff} @ 1550 nm	7,45 pm · V ⁻¹		
Délka krystalu	20 mm		
Výstupní zrcadlo @ 1550 nm	60 %		
Délka čerpacího impulsu	14 ps		
Δk	0 cm ⁻¹		

Tabulka 4.4: Vlastnosti simulovaného OPO.

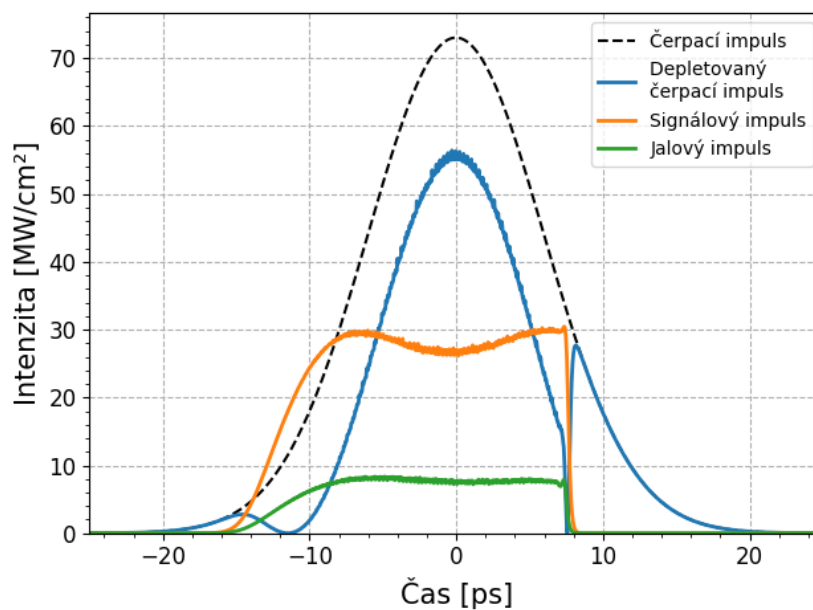
V první simulaci byla přiblížena generace signálového impulsu ze šumu. Na obr. 4.47 je vidět generace slabého signálu na náběžné hraně čerpacího impulsu. Signál je při průchodu krystalem dále zesilován směrem k jeho maximu. Při druhém průchodu na obr. 4.48 vstupuje čerpací a signálový impuls do krystalu současně. Signálová vlna má v krystalu PPLN vyšší rychlost, předbíhá tedy čerpací impuls, který pak více zesiluje její sestupnou hranu a vyrovnává polohu impulsu. Po mnoha obězích dojde k ustálenému stavu, viz obr. 4.49, 4.50 a 4.51. Na obr. 4.49 je nastaveno nulové rozladění rezonátoru. Náběžná hrana je zde prodloužena, protože grupová rychlost signálové vlny je vyšší než rychlost vlny čerpací, a v maximu čerpacího impulsu dochází k silné zpětné konverzi. Na obr. 4.50 je nastaveno rozladění rezonátoru na -200 μm . Signálový impuls předbíhá impuls čerpací a je tedy zesilována převážně jeho sestupná hrana. Na obr. 4.51 se nachází simulace pro rozladění 200 μm , kde vzniká ostré maximum na vzestupné hraně signálového impulsu. To může objasnit tvar některých naměřených autokorelačních křivek. Nejkratší impulsy naměřené při silném rozladění rezonátoru v OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ měly nezvyklý tvar, viz obr. 4.42 (a). Byla tedy provedena autokorelace simulovaného impulsu a porovnána s naměřenou autokorelační křivkou, viz obr. 4.52.



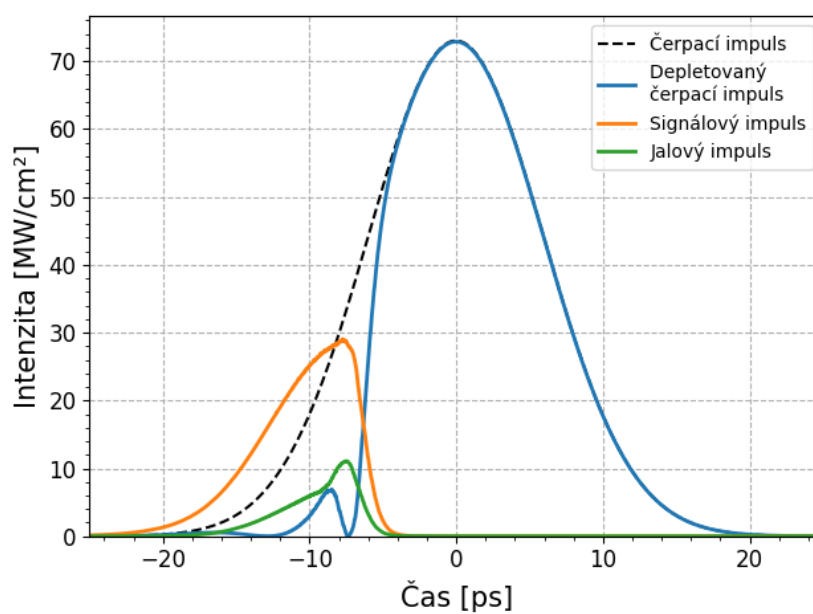
Obrázek 4.47: Generace signálového impulsu při prvním průchodu krystalem. z značí pozici v krystalu.



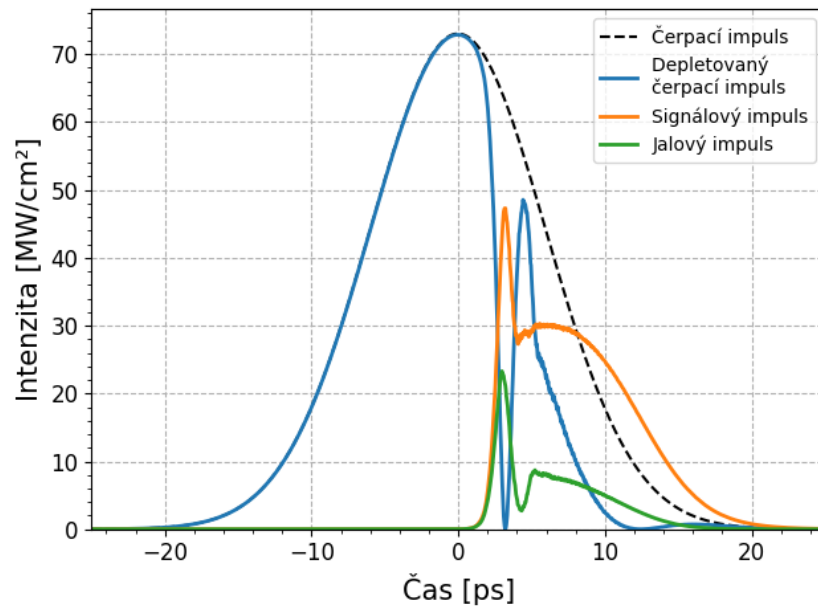
Obrázek 4.48: Zesílení signálového impulsu při druhém průchodu krystalem. z značí pozici v krystalu.



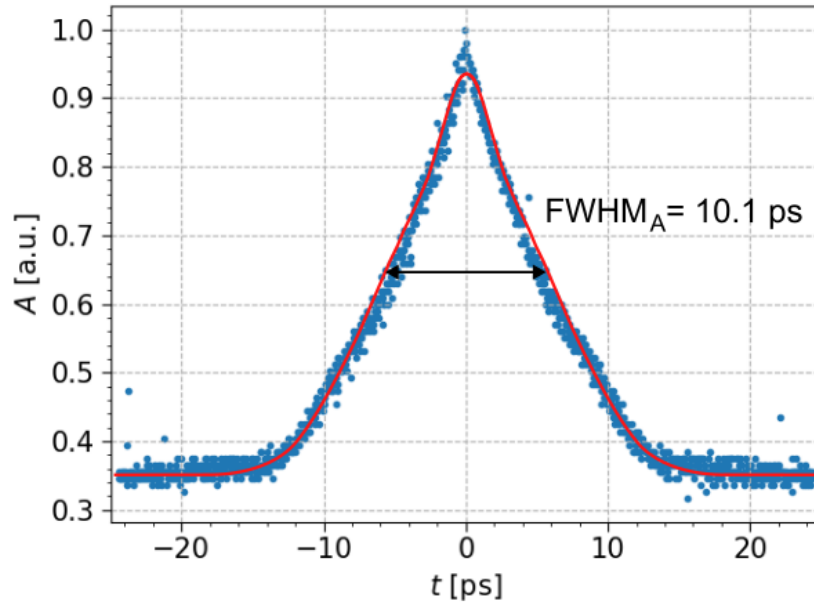
Obrázek 4.49: Simulace impulsů v OPO v ustáleném stavu po průchodu nelineárním krystalem. Rozlazení rezonátoru 0 μm.



Obrázek 4.50: Simulace impulsů v OPO v ustáleném stavu po průchodu nelineárním krystalem. Rozlazení rezonátoru -200 μm.



Obrázek 4.51: Simulace impulsů v OPO v ustáleném stavu po průchodu nelineárním krystalem. Rozladění rezonátoru 200 μm .



Obrázek 4.52: Porovnání autokorelační křivky signálového impulsu ze simulace na obr. 4.47 s naměřenou autokorelační křivkou OPO s výstupním zrcadlem $R_{OC} = 60\%$ při rozladění -360 μm .

Závěr

Hlavním tématem této práce byl pikosekundový synchronně čerpaný optický parametrický oscilátor pro generaci signálové vlny v oblasti $1,5 \mu\text{m}$ s nelineárním krystalem PPLN. V první části práce byla sepsána rešerše na optický parametrický oscilátor, parametrické zesílení a vázané vlnové rovnice. Dále rešerše na pevnolátkové lasery v režimu kontinuální pasivní synchronizace módů, které lze použít jako zdroj synchronního čerpání OPO, a kvazi-fázový synchronismus, který umožňuje účinné parametrické zesílení v nelineárním krystalu PPLN.

V praktické části práce byl sestaven a optimalizován laser v režimu synchronizace módů s aktivním prostředím Nd:YVO₄. Pomocí satureovatelného absorbéru na zrcadle bylo dosaženo režimu stabilní kontinuální synchronizace módů s délkou impulsu 14 ps, opakovací frekvencí 70 MHz a výstupním výkonem 5,3 W na vlnové délce $1,06 \mu\text{m}$. Dále byl navržen a sestaven optický parametrický oscilátor s nelineárním krystalem PPLN který umožňoval generaci signálové vlny v oblasti 1482 až 1612 nm. Byly naměřeny jeho výkonové a časové charakteristiky a závislost spektra OPO na periodě pólování a teplotě nelineárního krystalu. Byla také zkoumána závislost těchto charakteristik na rozladění délky rezonátoru. Maximální dosažený výstupní výkon byl 1,8 W na vlnové délce 1558 nm a nejkratší dosažená délka impulsu $\tau_{Gauss} = 7,1 \text{ ps}$, která odpovídá dvojnásobnému zkrácení délky čerpacího impulsu. Některá měření byla ovlivněna druhou harmonickou frekvencí čerpací vlny 532 nm, která v rezonátoru oscillovala a umožňovala generaci rozdílových vln ve viditelném spektru a frekvenčních hřebenů v okolí signálové vlny. Práce byla také doplněna o numerické simulace, které umožnily lepší náhled na proces vzniku generovaných impulsů a jejich tvar.

Literatura

- [1] Giordmaine J. A., Miller R. C., Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies, *Physical Review Letters*, vol. 14, pp. 973-976, 1965.
- [2] Paschotta R., *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, Wiley-VCH, ISBN 978-3-527-40828-3, 2008.
- [3] Boyd R. W., *Nonlinear Optics, Fourth Edition (4th. ed.)*, Academic Press, Inc., USA, ISBN: 978-0-12-811002-7, 2020.
- [4] Kumar S. C. , Wei J., Debray J., Kemlin V., Boulanger B., Ishizuki H., Taira T., Ebrahim-Zadeh M., High-power, widely tunable, room-temperature picosecond optical parametric oscillator based on cylindrical 5%MgO:PPLN, *Optical Letters* 40, 3897-3900, 2015.
- [5] Zavadilová A., Synchronně čerpané optické parametrické oscilátory pro senzory. Disertační práce, ČVUT Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2008.
- [6] Smythe P., An Infrared Picosecond Optical Parametric Oscillator for Polymer Ablation, 10.25911/5d7a2885af173, 2004.
- [7] Villar A., Cassemiro K., Dechoum K., Khoury A., Martinelli M., Nussenzveig P., Entanglement in the above-threshold optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B* 24, 249-256, 2007.
- [8] Louisell W. H., Yariv A., Siegman A. E., Quantum fluctuations and noise in parametric processes, *Physical Review*, vol. 124, p. 1646, 1961.
- [9] Batchko R. G., et al., Continuous-wave 532-nm-pumped singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate, *Optics Letters*, vol. 23(3), p. 168, 1998.
- [10] Koechner W., *Solid-state laser engineering*, New York, NY: Springer, 2006.
- [11] Agnesi A., Lucca A., Reali G., Tomaselli A., All-solid-state high-repetition-rate optical source tunable in wavelength and in pulse duration, *J. Opt. Soc. Am. B* 18, 286-290, 2001.
- [12] Klein M. E., Robertson A., Tremont M. A., Wallenstein R., Boller K.J., Rapid infrared wavelength access with a picosecond PPLN OPO synchronously pumped by a mode-locked diode laser, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 73, no. 1, pp. 1–10, 2001.
- [13] Amiune N., Zawilski K., Schunemann P., Buse K., Breunig I., Pump tuning of a mid-infrared whispering gallery optical parametric oscillator, *Optics Express*. 30. 41084. 10.1364/OE.471416, 2022.
- [14] Kumar S. C., Ebrahim-Zadeh M., High-power, Fiber-laser-pumped, picosecond optical parametric oscillator based on MgO:sPPLT, *Optical Express* 19, 26660-26665, 2011.

- [15] Sutherland R.L., Handbook of Nonlinear Optics, (2nd ed.). CRC Press, 2003
- [16] Armstrong J.A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P.S., Physical Review, 127, 1918–1939, 1962.
- [17] Franken P.A., Ward J.F., Reviews of Modern Physics, 35, 23-39, 1963.
- [18] Thorlabs, manuál, Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN), dostupné z: <https://www.thorlabs.com/catalogpages/693.pdf>, [cit.2024-05-01].
- [19] Kwon S.W., Song Y.S., Yang W.S., Lee H.M., Kim W.K., Lee H.Y., Kim B.Y., Lee M.H., Lee D.Y., Influence of annealing temperature on domain shape of periodically poled LiNbO₃ for Ti:LN waveguides, Thin Solid Films, Volume 515, Issue 3, Pages 922-926, 2006.
- [20] Willis E. L. Jr., Theory of an Optical Maser, Phys. Rev. 134, A1429, 1964
- [21] Hargrove L. E., Fork R. L., Pollack M. A., Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation, Appl. Phys. Lett.; 5 (1): 4–5, 1964
- [22] De Maria A. J., Stetser D. A., Heynau H., Self mode-locking of lasers with saturable absorbers, Applied Physics Letters, vol. 8, pp. 171–176, 1966.
- [23] Spence D., Kean P. N., Sibbett W., 60-fsec pulse generation from a self-modelocked Ti:sapphire laser, Optics Letters, vol. 16, pp. 42–44, 1991.
- [24] Keller U., Miller D. A. B., Boyd G. D., Chiu T. H., Ferguson J. F., Asom M. T., Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: An antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber, Opt. Lett., vol. 17, pp. 505–507, 1992.
- [25] Wang L., Chen W., Zhao Y., Loiko P., Mateos X., Guina M., Pan Z., Mero M., Griebner U., Petrov V., Sub-50 fs pulse generation from a SESAM mode-locked Tm,Ho-codoped calcium aluminate laser, Optics Letters. 46. 2642. 10.1364/OL.426113, 2021.
- [26] Tomilov S., Wang Y., Hoffmann M., Heidrich J., Golling M., Keller U., Saraceno C. J., 50-W average power Ho:YAG SESAM-modelocked thin-disk oscillator at 2.1 μm , Opt. Express 30, 27662-27673, 2022
- [27] Stankov K.A., A mirror with an Intensity Dependent Reflection Coefficient, Appl. Phys. B. 45, 191, 1988.
- [28] Pospiech M., Liu S., Laser Diodes an Introduction, University of Hannover, Germany, 2004.
- [29] Carlson C.G., Dragic P.D., Price R.K., Coleman J. J., Swenson G., A Narrow-Linewidth, Yb Fiber-Amplifier-Based Upper Atmospheric Doppler Temperature Lidar, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of. 15. 451 - 461. 10.1109/JSTQE.2009.2012403, 2009.
- [30] Covesion, datasheet, Material properties of Lithium Niobate, dostupné z: <https://www.covesion.com/en/resource/material-properties-of-lithium-niobate/>, [cit.2024-05-01].
- [31] Nakamura K., Kurz J., Parameswaran K., Fejer M. M., Periodic poling of magnesium-oxide doped lithium niobate, Journal of Applied Physics, vol. 91, 2002.

-
- [32] United Crystals, datasheet, Properties of LN Crystal, dostupné z: <https://www.unitedcrystals.com/LiNbO3Prop.html>, [cit.2024-05-01].
- [33] Covesion, datasheet, Device Specification MOPO1-1.0-xx, Dostupné z: <https://covesion.com/en/products/mgoppln-crystals-and-chips/opo-crystals/1480-3785nm-opo/>, [cit.2024-05-01].
- [34] Deng L.H, Gao X.M., Cao Z.S., Chen W.D., Yuan Y.Q., Zhang W.J., Gong Z.B., Improvement to Sellmeier equation for periodically poled LiNbO₃ crystal using mid-infrared difference-frequency generation, Optics Communications, Volume 268, Issue 1, Pages 110-114, ISSN 0030-4018, 2006.
- [35] Chunosov N.I. reZonator [software] Dostupné z: <http://rezonator.orion-project.org/>, [cit.2024-05-01].
- [36] Smith A. V., Gehr R. J., Bowers M. S. , Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators, J. Opt. Soc. Am. B 16, 609-619, 1999.
- [37] Smith A. V., Alford W. J., Raymond T. D., Bowers M. S., Comparison of a numerical model with measured performance of a seeded, nanosecond KTP optical parametric oscillator, J. Opt. Soc. Am. B 12, 2253-2267, 1995.