

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

**Laser s nelineárním zrcadlem pro pasivní
synchronizaci módů**

Bakalářská práce

Autor: **Vojtěch Grossmann**
Vedoucí práce: **Ing. M. Jelínek, Ph.D.**
Konzultant: **prof. Ing. V. Kubeček, DrSc.**
Akademický rok: **2021/2022**

Poděkování:

Chtěl bych zde poděkovat svému školiteli Ing. Michalovi Jelínkovi, Ph.D. za vedení této bakalářské práce, za ochotu, rady a čas, který mi věnoval. Děkuji také prof. Ing. Václavovi Kubečovi, DrSc. za konzultaci a poskytnuté rady.

Čestné prohlášení:

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

V Praze dne 1. července 2022

Vojtěch Grossmann

Název práce:

Laser s nelineárním zrcadlem pro pasivní synchronizaci módů

Autor: Vojtěch Grossmann

Obor: Fyzikální elektronika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. M. Jelínek, Ph.D.

Konzultant: prof. Ing. V. Kubeček, DrSc.

Abstrakt: Nelineární zrcadlo představuje zajímavou metodu generace ultrakrátkých impulsů v pevnolátkových laserech. Cílem práce bylo seznámit se s principem nelineárního zrcadla založeného na periodicky pólovaném lithiu niobátu (PPLN) a jeho využitím v laseru s aktivním prostředím Nd:YVO₄. Teoretická část práce byla věnována metodám pasivní synchronizace módu a generaci druhé harmonické frekvence. V experimentální části pak byly zkonstruovány lasery s pasivní synchronizací módů pomocí polovodičového satureovatelného absorbéru na zrcadle a nelineárního zrcadla a byly naměřeny jejich výstupní parametry.

Klíčová slova: synchronizace módů, nelineární zrcadlo, PPLN

Title:

Passively mode-locked laser by nonlinear mirror

Author: Vojtěch Grossmann

Branch: Physical Electronics

Thesis: Bachelor thesis

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

Supervisor: prof. Ing. V. Kubeček, DrSc.

Abstract: Nonlinear mirror presents an interesting method for generation of ultrashort impulses in solid state lasers. The aim of this thesis was to get acquainted with the principles of operation of nonlinear mirror mode-locker based on periodically poled lithium niobate (PPLN) and its application in lasers with Nd:YVO₄ as active medium. Theoretical part of the thesis was dedicated to passive mode locking and second harmonic generation. In the experimental part, passively mode-locked lasers using the semiconductor saturable absorber mirror and nonlinear mirror were constructed and their output characteristics measured.

Key words: mode-locking, nonlinear mirror, PPLN

Obsah

Úvod	6
Cíle práce	7
1 Generace ultrakrátkých impulsů	8
1.1 Synchronizace módů v pevnolátkových laserech	8
1.1.1 Pasivní synchronizace módů	9
1.1.2 Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem	11
2 Generace druhé harmonické	14
2.1 Nelineární jevy druhého řádu	14
2.2 Fázový synchronismus	15
2.2.1 Kritický fázový synchronismus	15
2.2.2 Nekritický fázový synchronismus	18
2.2.3 Kvazi-fázový synchronismus	18
3 Použité přístroje	20
3.1 Výstupní výkon	20
3.2 Profil svazku	20
3.3 Spektrální charakteristika	21
3.4 Měření časových charakteristik	21
3.4.1 Osciloskopy	21
3.4.2 Autokorelátor	21
3.5 Laserová dioda	22
3.6 Laser pro charakterizaci nelineárních krystalů	23
4 Použité materiály	24
4.1 Aktivní prostředí	24
4.2 SESAM	25
4.3 Nelineární krystaly pro generaci druhé harmonické	25
4.3.1 LiIO ₃	25
4.3.2 LBO	26
4.3.3 PPLN	26
5 Výsledky měření	28
5.1 Synchronizace módů se saturovatelným absorbérem	28
5.1.1 Laserová dioda	28
5.1.2 Lineární rezonátor	31

5.1.3	Rezonátor tvaru „V“	32
5.1.4	Rezonátor tvaru „Z“	36
5.1.5	Synchronizace módů	38
5.2	Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem	41
5.2.1	Účinnost konverze nelineárních krystalů	41
5.2.2	Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem LBO	45
5.2.3	Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem PPLN	48
	Výsledky	50
	Závěr	52
	Literatura	53

Úvod

Diodově buzené pevnolátkové lasery s pasivní synchronizací módů umožňují generaci pikosekundových až femtosekundových impulsů s vysokými píkovými výkony a jsou velmi populární v mnoha aplikacích, jako je medicína, mikroskopie nebo generace vyšších harmonických frekvencí. K dosažení synchronizace módů je nejvíce využíváno satureovatelných absorbérů. Dříve se jednalo o roztoky organických barviv, ty však byly chemicky nestabilní a často toxické. Dnes jsou nejrozšířenější polovodičové satureovatelné absorbéry na zrcadle, tzv. SESAM, které jsou naopak stabilní a dobře se s nimi manipuluje. Lasery, které je využívají jsou kompaktní, samostartující a mají velmi dobrou časovou stabilitu. Mají však i své nevýhody, zejména relativně malý rozsah vlnových délek, pro které je SESAM běžně dostupný, nízký práh poškození, kterým je omezen jejich maximální výkon, a také technologicky náročná masová výroba těchto polovodičových struktur, což se odráží na jejich ceně. Existují také další metody generace ultrakrátkých impulsů. Některým z nich se daří část těchto problémů řešit. Jedna z nich je, ne příliš rozšířená, metoda využívající krystalu pro generaci druhé harmonické frekvence a dichroického zrcadla. Kombinaci těchto dvou prvků se také říká nelineární zrcadlo. Umožňuje dosažení režimu synchronizace módů s výkony přesahujícími jeden watt a délkou impulsu pod 5 ps s velmi dobrou časovou stabilitou.

Tato práce je rozdělena do více částí. První částí je teoretický úvod, který obsahuje informace o generaci ultrakrátkých impulsů v pevnolátkových laserech se zaměřením na pasivní synchronizaci módů, informace o generaci druhé harmonické frekvence v nelineárních krystalech a řešerši na hlavní téma této práce, synchronizaci módů s nelineárním zrcadlem. V další části jsou shrnuty použité přístroje a měřící metody, spolu se základními informacemi o použitých krystalech, LiIO_3 , LBO, PPLN a aktivním prostředí Nd:YVO_4 . Ve třetí části práce je sestaven laser se satureovatelným absorbérem pro pasivní synchronizaci módů generující záření na vlnové délce $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Tato část obsahuje charakterizaci budící laserové diody a jednotlivých stupňů konstrukce laseru. Je zakončena jeho úspěšným sestavením, optimalizací a měřením vlastností výstupního svazku. Dalším bodem práce bylo měření konverzní účinnosti nelineárních krystalů a návrh a sestavení systému pro generaci ultrakrátkých impulsů metodou nelineárního zrcadla. Následovalo jeho uvedení do provozu a naměření výstupních charakteristik, a to pro dvě různá nelineární zrcadla, LBO a PPLN. Na závěr jsou dosažené výsledky krátce shrnuty.

Cíle práce

Cílem této práce bylo navržení a sestavení laseru pro generaci pikosekundových impulsů metodou pasivní synchronizace módů se saturovatelným absorbérem a s nelineárním zrcadlem. K tomu bylo potřeba důkladně se seznámit s metodami pasivní synchronizace módů v pevnolátkových laserech a s možnostmi generace druhé harmonické frekvence v nelineárních krystalech. Dílčí cíle práce byly:

- Charakterizace vlastností výstupního svazku laserové diody používané k čerpání laseru.
- Sestavení a charakterizace laseru v různých geometrických konfiguracích vedoucí ke stavbě rezonátoru pro synchronizaci módů s polovodičovým saturovatelným absorbérem na zrcadle a měření jeho výstupních vlastností.
- Měření charakteristik nelineárních krystalů LiIO_3 , LBO a PPLN pro generaci druhé harmonické frekvence na vlnové délce $\lambda = 1064 \text{ nm}$.
- Sestavení a charakterizace laseru se synchronizací módů pomocí nelineárního zrcadla s krystalem LBO a PPLN.

Kapitola 1

Generace ultrakrátkých impulsů

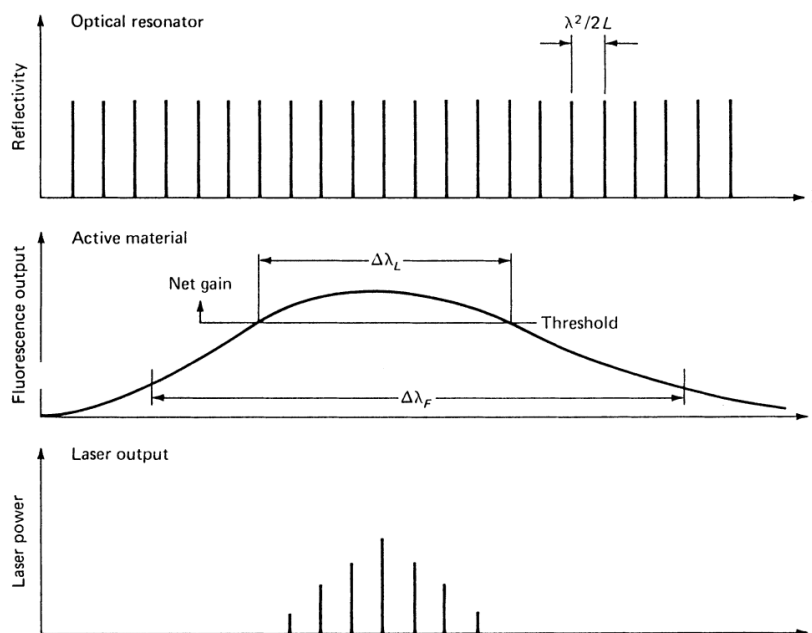
1.1 Synchronizace módů v pevnolátkových laserech

Pevnolátkové lasery umožňují generaci pikosekundových až femtosekundových impulsů s vysokými maximálními výkony. Využití nachází například v medicíně, mikroskopii nebo jako zdroj záření pro generaci vyšších harmonických frekvencí. V současné době není mnoho metod pro získávání takto krátkých impulsů a je využíváno téměř výhradně metody zvané synchronizace módů, anglicky mode locking. Principem této metody je synchronizace podélných módů generovaných v rezonátoru. Samotný rezonátor podporuje módy s frekvenčním rozestupem

$$\Delta\nu_{rez} = \frac{c}{2L}, \quad (1.1)$$

kde c je rychlost světla a L je optická délka rezonátoru. Počet módů, které budou v laseru oscilovat, však není dán jen délkou rezonátoru, ale také použitým aktivním prostředím. Dochází totiž k zesílení pouze těch módů, které se nachází ve spektru zesílení $\Delta\nu_{zes}$, tedy v oblasti emisního spektra aktivního prostředí, ve které zisk převyšuje ztráty. Počet podporovaných módů je tak

$$N = \frac{\Delta\nu_{zes}}{\Delta\nu_{rez}}. \quad (1.2)$$



Obrázek 1.1: Schématický diagram módů generovaných v laseru. Na prvním obrázku jsou módy podporované rezonátorem, na dalším emisní spektrum aktivního prostředí s naznačenou šířkou zesílení, a na posledním obrázku se nachází generované módy. Převzato z [6].

Módy generované ve volně běžícím laseru mají vzájemně nezávislou fázi a časová charakteristika na výstupu laseru má charakter tepelného šumu [6]. Zvýšením ztrát pro nízké intenzity uvnitř rezonátoru dochází k selektivnímu zesilování impulsů s vyšší intenzitou a potlačení slabšího šumu. Při více průchodech rezonátorem jsou vzniklé impulsy ořezávány v čase dokud v rezonátoru nezůstane jediný impuls tvořený konstruktivní interferencí generovaných módů. Jejich vzájemný fázový rozdíl je pak nulový. Doba oběhu tohoto impulsu rezonátorem je rovna

$$\Delta t = \frac{2L}{c} \quad (1.3)$$

a opakovací frekvence impulsů na výstupu laseru je dána její převrácenou hodnotou. S šířkou spektra aktivního prostředí souvisí také minimální dosažitelná délka impulsu. *Time bandwidth product (TBP)* je konstanta úměrná součinu šířky spektra a délky impulsu

$$TBP = \Delta\nu \cdot \Delta\tau. \quad (1.4)$$

Její hodnota závisí na tvaru měřeného impulsu, $TBP = 0,44$ pro Gaussovskou aproximaci, $TBP = 0,315$ pro aproximaci funkcí sech^2 . Více informací na toto téma se nachází v sekci (3.4.2). Z tohoto vztahu je zřejmé, že čím větší je spektrální šířka, tím kratší impulsy je možné generovat.

1.1.1 Pasivní synchronizace módů

Metod dosažení synchronizace módů je více. Pro generaci ultrakrátkých impulsů se využívá pasivní modulace, nejčastěji pomocí satureovatelných absorbérů. Satureovatelné absorbéry jsou pasivní elementy, které se vyznačují tím, že jejich transmitance je závislá na intenzitě dopadajícího záření. Tento jev je popisován pomocí dvouhladinového systému. Pro nízkou intenzitu dopadajícího záření se satureovatelné

absorbéry chovají jako každý jiný materiál, při dopadu záření dochází k excitaci iontů na vyšší energetickou hladinu, kde zůstávají po dobu relaxace. Saturovatelné absorbéry se však mohou dostat do stavu, ve kterém je buď zcela vyprázdňená základní hladina nebo plně obsazená hladina excitovaná. V obou případech už materiál nemůže absorbovat další záření, dochází tedy k saturaci absorpce a zvýšení transmitance, tzv. vybělení.

Saturovatelné absorbéry jsou charakterizovány hloubkou modulace A_0 , saturační intenzitou I_s , nesaturovatelnými ztrátami A_{ns} a relaxační dobou. Hloubka modulace označuje rozdíl mezi maximální a minimální transmitancí a saturační intenzita je intenzita záření, při které klesne absorpce materiálu na polovinu maximální hodnoty. Nesaturovatelné ztráty jsou například ztráty způsobené rozptylem, Fresnelovské ztráty nebo ztráty způsobené defekty. Pro uvažovaný dvouhladinový systém platí vztah pro absorpci

$$A(I) = \frac{A_0}{1 + \frac{I}{I_s}} + A_{ns}, \quad (1.5)$$

kde I je intenzita dopadajícího záření. Transmitance je dána vztahem

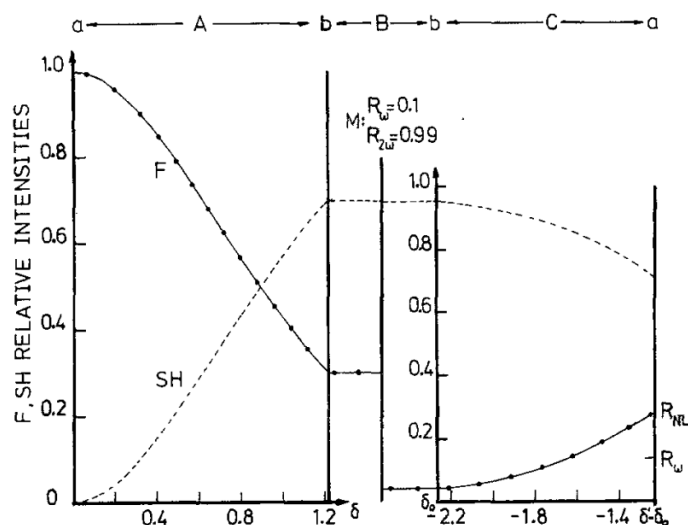
$$T(I) = 1 - A(I). \quad (1.6)$$

Podle relaxační doby se saturovatelné absorbéry dělí na rychlé a pomalé. U rychlých je doba relaxace kratší než je délka impulsu, u pomalých je naopak delší. Synchronizace módů je možné dosáhnout pomocí obou.

Historie této metody generace ultrakrátkých impulsů sahá až do sedmdesátých let minulého století. Dlouhou dobu byly jako saturovatelné absorbéry používány roztoky organických barviv. Jejich výhodou byla jednoduchá optimalizace absorpce ředěním, problémová však byla toxicita používaných barviv, tedy i náročná manipulace s nimi, rychlá degradace vlivem vysokých intenzit záření a nekonzistentní výstupní impulsy.

V současnosti je jedním z nejpoužívanějších prvků pro dosažení synchronizace módů polovodičový saturovatelný absorbér na zrcadle, tzv. SESAM (semiconductor saturable absorber mirror). Jedná se o braggovské zrcadlo, na kterém se nachází saturovatelný absorbér tvořený jednou nebo více kvantovými jámy. Kvantová jáma je polovodičová heterostruktura tvořená vrstvami tak tenkými, že vlnové vlastnosti nosičů náboje, tedy elektronů a děr, nejsou zanedbatelné. Vzniká potenciálová jáma s energetickými hladinami, jejichž rozdíl je dán tloušťkou vrstvy. Při dopadu vysoké intenzity záření se na vyšších energetických hladinách projeví Pauliho princip a částice už nemohou být dále excitovány, dochází tedy k saturaci absorpce [2]. Braggovské zrcadlo je struktura tvořená periodicky se opakujícími dvojrystvami materiálů s rozdílnými indexy lomu. Na každé z těchto dvojrystev je část procházejícího záření odražena zpět. Volbou indexu lomu a tloušťky jednotlivých vrstev tak lze na zrcadle dosáhnout konstruktivní interference pro určitou vlnovou délku. V interferenčních maximech uvnitř zrcadla jsou umístěny kvantové jámy. Předchází se tak jejich poškození vlivem vysoké intenzity na povrchu zrcadla. Více informací o výrobě těchto součástek se nachází v sekci (4.2). Synchronizace módů v laserech se SESAMem je samostartující a stabilní, manipulace je jednoduchá, materiál zdravotně nezávadný a životnost je v řádu tisíců hodin. Použití nachází v komerčních pikosekundových laserech. Jejich nevýhodou je nízký práh poškození a malý rozsah vlnových délek, pro které může být používán.

Saturovatelné absorbéry však nejsou jedinou metodou generace pasivní synchronizace módů. Je možné využít dalších nelineárních jevů. Jedním z nich je tzv. Kerr-lens mode locking. Tato metoda využívá Kerrova jevu, při kterém je v materiálu indukována čočka s fokální vzdáleností závislou na intenzitě záření. Je používána například pro generaci femtosekundových impulsů v Ti:safírových laserech. Dalším jevem, který lze využít k dosažení pasivní synchronizace módů, je generace druhé harmonické frekvence, a to pomocí tzv. nelineárního zrcadla.



Obrázek 1.2: Průběh relativní intenzity fundamentální frekvence (F) a druhé harmonické (SH) při průchodu nelineárním krystalem (A), po odrazu na dichroickém zrcadle $R_{\omega} = 10\%$, $R_{2\omega} = 99\%$ (B) a při zpětném průchodu nelineárním krystalem (C). Konverzní účinnost nelineárního krystalu je $\eta = 70\%$. R_{ω} vpravo dole označuje reflektivitu dichroického zrcadla na fundamentální frekvenci. R_{NL} je nelineární reflektivita pro impuls s vysokou intenzitou. Převzato z [9].

Kromě výše zmíněných pasivních metod lze využívat také metod aktivní synchronizace módů. Ty využívají externí signál k periodické modulaci ztrát v rezonátoru s periodou rovnou době oběhu rezonátorem Δt . Využití nachází v aplikacích, ve kterých je potřeba synchronizovat elektrický signál s optickým, například pro přenos dat ve vláknových komunikacích.

1.1.2 Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem

Tato metoda synchronizace módů využívá změny efektivní reflektivity nelineárního zrcadla v závislosti na intenzitě dopadajícího záření. Samotné nelineární zrcadlo je tvořeno dvěma prvky. Krystalem, umožňujícím generaci druhé harmonické frekvence, a dichroickým zrcadlem, které je na druhé harmonické vysoce reflexní. V rezonátoru jsou tyto dva prvky umístěny blízko sebe a slouží jako výstupní zrcadlo.

Generace druhé harmonické frekvence je nelineární jev druhého řádu, intenzita konvertovaného záření je tedy při ideálním splnění podmínky fázové synchronizace, viz sekce (2.2), kvadraticky závislá na intenzitě čerpací a konverzní účinnost roste lineárně s výkonem. Při průchodu impulsu s vysokou intenzitou je část záření procházejícího krystalem konvertována na druhou harmonickou. Díky vysoké reflektivitě dichroického zrcadla zůstává druhá harmonická v rezonátoru a prochází zpět nelineárním krystalem. Tam je její část konvertována zpět na fundamentální frekvenci a efektivní, tzv. nelineární, reflektivita výstupního zrcadla je vysoká. Pokud však do nelineárního krystalu vstupují impulsy s nižší intenzitou, je konvertována menší část záření a nelineární reflektivita výstupního zrcadla klesá. Tímto způsobem jsou ztráty v rezonátoru závislé na intenzitě záření a je možné dosáhnout synchronizace módů. Vizualizace popsaného procesu se nachází na obrázku (1.2).

Nelineární zrcadlo je charakterizováno celkovou nelineární reflektivitou R_{NL} , která je dána reflektivitou výstupního zrcadla na obou vlnových délkách, R_ω a $R_{2\omega}$, a konverzní účinností nelineárního krystalu η [9].

$$R_{NL} = [A + B] \left[1 - \tanh^2 \left(\sqrt{A + B} \cdot \operatorname{arctanh}(\sqrt{\eta}) - \operatorname{arctanh} \left(\sqrt{\frac{A}{A + B}} \right) \right) \right], \quad (1.7)$$

kde

$$\begin{aligned} A &= \eta R_{2\omega} \\ B &= (1 - \eta) R_\omega \end{aligned} \quad (1.8)$$

Účinnost konverze η roste lineárně s čerpacím výkonem, pro vyšší intenzity je tedy reflektivita vyšší. Aby tento systém fungoval, musí být splněna podmínka fázového synchronismu. Tomuto tématu se dále věnuje sekce (2.2). Pokud je podmínka splněna, je generována druhá harmonická frekvence. Rozdíl fází fundamentální a harmonické vlny po opuštění nelineárního krystalu je $\Delta\phi_{out}$. Po odrazu od dichroického zrcadla vstupují oba svazky zpět do krystalu s fázovým rozdílem $\Delta\phi_{in}$. Pokud je $\Delta\phi_{out}$ zpožděn oproti $\Delta\phi_{in}$ o lichý násobek π , tj.

$$\Delta\phi_{in} = \Delta\phi_{out} \pm (2m + 1) \pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.9)$$

je splněna podmínka pro konverzi druhé harmonické frekvence zpět na fundamentální. Tím roste nelineární reflektivita a s ní intenzita záření na fundamentální frekvenci v rezonátoru. V tomto režimu je možné dosáhnout synchronizace módů. Pokud se však fáze liší o sudý násobek π , tj.

$$\Delta\phi_{in} = \Delta\phi_{out} \pm 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.10)$$

je opět generována druhá harmonická a intenzita fundamentálního svazku klesá. Změny $\Delta\phi_{in}$ je možné dosáhnout vložení skleněné destičky do svazku mezi zrcadlem a nelineárním krystalem [9] nebo využitím disperze na vzduchu, tedy změnou vzdálenosti mezi krystalem a zrcadlem [12]. Protože při tomto jevu nedochází k elektronovým přechodům, je jeho odezva velmi rychlá. Délka generovaných impulsů tak může být omezena až šířkou emisního spektra podle vztahu (1.4), ovšem většinou je limitujícím faktorem disperze grupové rychlosti v krystalu, která narušuje splnění podmínky (1.9). Aby byl vliv disperze menší, jsou používány kratší nelineární krystaly, často menší než 1 cm, je však vyžadován vyšší čerpací výkon [16].

Využití nelineárního zrcadla k pasivní synchronizaci módů v pevnolátkových laserech poprvé navrhl Krassimir Stankov v roce 1988 jako alternativu k barvivovým saturevatelným absorbérům, které byly v té době převažující metodou generace synchronizace módů. Ve svojí práci zmiňoval možnost využití této metody ke generaci sub-pikosekundových impulsů při vysokých výkonech a na vlnových délkách, na kterých saturevatelné absorbéry nejsou běžně dostupné [9]. Stankov ověřil, že touto metodou lze generovat synchronizaci módů sestavením laseru s aktivním prostředím Nd:YAG a nelineárním zrcadlem KTP. Tento systém byl čerpán výbojkou a byly dosaženy až 100ps impulsy na druhé harmonické $\lambda = 532$ nm [10]. Významného zkrácení impulsů bylo dosaženo v diodově čerpaných laserech v kontinuálním režimu. Tento typ čerpání dále umožnil využití aktivního prostředí Nd:YVO₄. To se díky mnoha výhodám, které jsou popsány v sekci (4.1), stalo velmi populárním v systémech s nelineárním zrcadlem pro generaci na vlnové délce $\lambda = 1064$ nm. S nelineárním krystalem KTP o délce 3 mm byly při čerpání 10 W naměřeny 11ps impulsy na výstupu s průměrným výkonem 2,7 W. Takto vysoké výkony v kontinuálním režimu nebyly dříve pozorovány. S tímto systémem byly dosaženy nejkratší impulsy délky $7,9 \pm 0,1$ ps [11]. Použitím periodicky pólovaného KTP bylo možné dosáhnout impulsů až 2,7 ps při výkonu 500 mW.

Dalším vhodným materiálem pro nelineární zrcadlo se ukázal být periodicky pólovaný lithium niobát, tzv. PPLN. Tento krystal má vysokou konverzní účinnost a umožňuje tak generaci velmi krátkých impulsů, jejichž délka je omezena až rozdílem grupových rychlostí fundamentální a druhé harmonické vlny. Limit délky impulsu v systému využívajícím PPLN o délce 15 mm je 4,4 ps [16]. V laseru s aktivním prostředím Nd:YVO₄ generujícím na $\lambda = 1064$ nm bývají při čerpání výkonem 10 W generovány impulsy délky až 2,8 ps při výkonu do 1,5 W v 6mm krystalech [7, 15, 16]. Bylo také ukázáno, že systém s nelineárním zrcadlem PPLN může pracovat v kontinuálním režimu po dobu několika hodin a při čerpání výkonem vyšším než 11 W s výstupním zrcadlem $R = 78 \%$ je samostartující [15].

V současné době směřuje výzkum laserů s nelineárním zrcadlem ke generaci synchronizace módů na vlnový délkách zejména v infračervené oblasti, například 1,34 μm [13] nebo 2 μm [15].

Kapitola 2

Generace druhé harmonické

2.1 Nelineární jevy druhého řádu

Nelineární optika se zabývá jevy vyvolanými interakcí silného elektrického pole s materiálem. Elektrická pole \mathbf{E} dostatečně silná na to, aby se projevily nelineární jevy, je možné nalézt v intenzivním laserovém svazku. Při průchodu záření materiálem dochází k polarizaci způsobené změnou prostorového rozložení náboje. Obvykle je odpovídající polarizace pouze lineární, s narůstající intenzitou je však možné získat přístup i k vyšším nelineárním členům. Polarizaci dielektrika lze tedy obecně zapsat jako

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \cdot (\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots) = \mathbf{P}_{lin} + \mathbf{P}_{nelin}, \quad (2.1)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua a χ jsou tenzory susceptibility příslušných řádů. Dále platí, že

$$\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)}, \quad (2.2)$$

což vysvětluje potřebu pro záření s velmi vysokou intenzitou. To však není jediná podmínka, která musí být splněna.

Tato práce se zabývá generací druhé harmonické frekvence, což je nelinearita druhého řádu. V daném materiálu tedy musí být příslušná susceptibilita $\chi^{(2)}$ nenulová. To nastává v krystalech s necentrosymetrickou strukturou. Tenzor $\chi^{(2)}$ má obecně 27 nezávislých koeficientů, je však symetrický a pro jeho popis stačí dvoudimenzionální tenzor nelineárních koeficientů d , jehož prvky závisí na vlastnostech materiálu a polarizaci záření podílejícího se na interakci. Často bývá také používán efektivní nelineární koeficient d_{eff} definovaný jako

$$d_{ijk} = \epsilon_0 \cdot d_{eff}, \quad (2.3)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua [6]. Mezi nelineární jevy druhého řádu patří generace rozdílové, součtové a druhé harmonické frekvence. Aby mohl kterýkoliv z těchto jevů nastat, musí platit zákon zachování energie a hybnosti. Zákon zachování energie pro dva vstupní fotony s úhlovou frekvencí ω_1 , resp. ω_2 , a jeden výstupní ω_3 má tvar

$$E(\omega_1) + E(\omega_2) = E(\omega_3), \quad (2.4)$$

energie fotonu s úhlovou frekvencí ω je

$$E = \hbar\omega = \frac{hc}{\lambda}, \quad (2.5)$$

zákon zachování energie lze tedy zapsat ve tvaru

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3. \quad (2.6)$$

Dále musí platit zákon zachování hybnosti

$$\mathbf{p}(\omega_1) + \mathbf{p}(\omega_2) = \mathbf{p}(\omega_3). \quad (2.7)$$

A použitím vztahu

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} \quad (2.8)$$

jej lze upravit do tvaru tzv. podmínky fázového synchronismu

$$\mathbf{k}(\omega_1) + \mathbf{k}(\omega_2) = \mathbf{k}(\omega_3). \quad (2.9)$$

2.2 Fázový synchronismus

Při generaci druhé harmonické frekvence je zákon zachování energie $\omega_2 = 2\omega_1$ z principu splněn. Dosažení fázového synchronismu je složitější. Zákon zachování hybnosti lze po úpravách napsat ve skalárním tvaru jako

$$k(\omega) + k(\omega) + \Delta k = k(2\omega), \quad (2.10)$$

kde Δk musí být blízké nule, aby byl fázový synchronismus splněn. Protože platí vztah

$$k = \frac{\omega n}{c}, \quad (2.11)$$

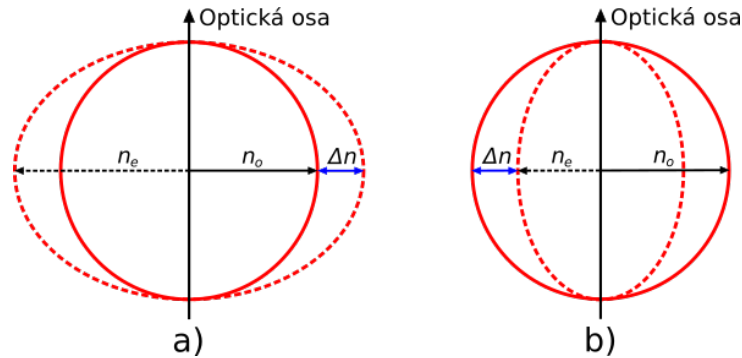
lze zákon zachování hybnosti zapsat ve tvaru

$$\Delta k = \frac{2\omega}{c}(n_\omega - n_{2\omega}). \quad (2.12)$$

Aby byl tedy fázový synchronismus splněn, musí být index lomu ve směru šíření pro obě frekvence stejný. Toho lze dosáhnout více způsoby.

2.2.1 Kritický fázový synchronismus

Ve dvojlomných anizotropních krystalech lze dosáhnout tzv. kritického synchronismu nastavením vhodného úhlu, pod kterým se záření šíří. Tyto krystaly se dělí podle počtu optických os na jednoosé a dvouosé. Optická osa je definována jako směr, ve kterém při šíření vlny nenastává dvojlom. V jednoosých dvojlomných krystalech je záření rozděleno do dvou svazků, ordinárního a extraordinárního. Jejich polarizace jsou lineární a navzájem kolmé. Index lomu ordinární polarizace je konstantní, ordinární svazek se tedy šíří stejně jako v izotropním prostředí. Index lomu extraordinárního svazku závisí na směru šíření. Říkáme, že krystal je pozitivní, pokud $n_e > n_o$, nebo negativní, v opačném případě. Materiál, ať už jednoosý nebo dvouosý, s indexem lomu závislým na směru šíření je obecně charakterizován tzv. indexovým elipsoidem. Velikost jeho poloos je dána velikostí indexu lomu v daném směru. Protože jednoosé krystaly mají index lomu rotačně symetrický kolem optické osy, stačí pro jejich popis pouze jedna dvoudimenzionální projekce elipsoidu s velikostí poloos n_e a n_o , viz obrázek (2.1), kde $\Delta n = |n_e - n_o|$ je hodnota dvojlomu. V krystalech dvouosých jsou tři indexy lomu n_x , n_y a n_z , pro které platí $n_x < n_y < n_z$. Krystaly jsou označovány jako kladné, pokud $n_z - n_y > n_y - n_x$, nebo záporné, když $n_z - n_y < n_y - n_x$. Hodnota dvojlomu je pak dána jako rozdíl největšího a nejmenšího z indexů $\Delta n = |n_z - n_x|$. Vstupní svazek je opět rozdělen na dva. Rychlý svazek (fast), s nižším indexem lomu, a pomalý (slow), s vyšším.



Obrázek 2.1: Dvoudimenzionální projekce indexů lomu a) kladného dvojlomného krystalu, $n_e > n_o$, b) záporného dvojlomného krystalu, $n_o > n_e$.

Jak bylo zmíněno výše, podmínka pro generaci druhé harmonické je splněna, pokud se index lomu fundamentální frekvence rovná indexu lomu druhé harmonické frekvence. Podle polarizací účastníků se na interakci je fázový synchronismus rozdělen na typ I a typ II. U prvního typu vstupují do krystalu dva fotony se stejnou polarizací a je generován jeden foton s dvojnásobnou frekvencí a polarizací kolmou. U jednoosých krystalů tak můžeme zapsat $e(\omega) + e(\omega) \rightarrow o(2\omega)$ pro kladný krystal a $o(\omega) + o(\omega) \rightarrow e(2\omega)$ pro záporný. Na obrázku (2.2) se nachází projekce indexu lomu obou frekvencí. Generace druhé harmonické frekvence nastává v bodě, ve kterém se elipsy protínají. Úhel θ , pod kterým musí záření procházet aby docházelo ke konverzi, pak může být určen pomocí vztahu

$$\sin^2 \theta = \left(\frac{n_e(\omega)}{n_o(2\omega)} \right)^2 \frac{n_o^2(\omega) - n_o^2(2\omega)}{n_o^2(\omega) - n_e^2(\omega)} \quad (2.13)$$

pro kladný krystal a analogicky, záměnou ω a 2ω , pro záporný. Při fázovém synchronismu typu II probíhá interakce dvou fotonů s různou polarizací a mění se také podmínka pro indexy lomu. Pro kladný jednoosý krystal musí být splněno

$$n_o(2\omega) = \frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2}. \quad (2.14)$$

Probíhá pak interakce $e(\omega) + o(\omega) \rightarrow o(2\omega)$ a vztah pro výpočet úhlu θ je

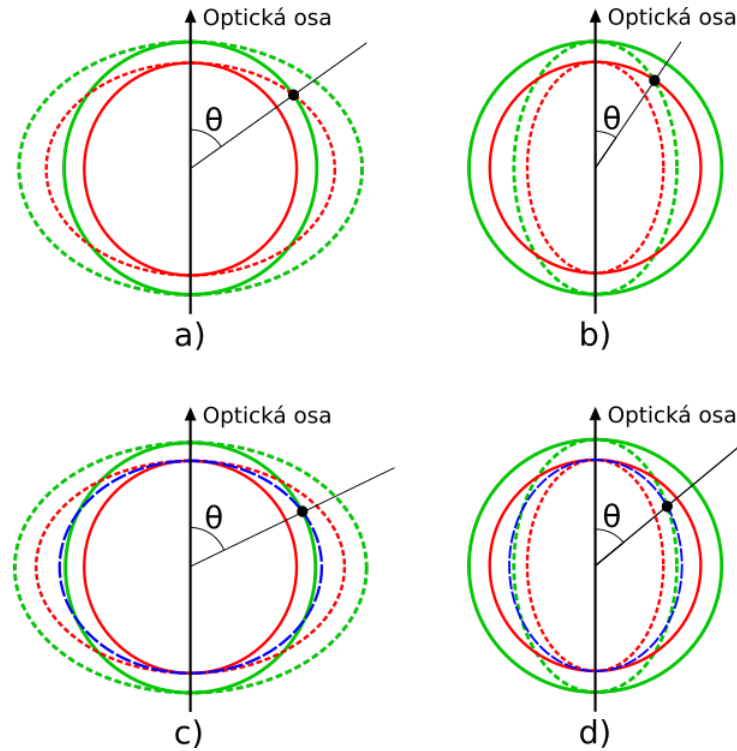
$$n_o(2\omega) = \frac{1}{2} \left(\frac{n_o(\omega)n_e(\omega)}{\sqrt{n_o^2(\omega)\sin^2\theta + n_e^2(\omega)\cos^2\theta}} + n_o(\omega) \right). \quad (2.15)$$

Oproti typu I je složitější, pokud jsou však známy hodnoty indexů lomu pro oba svazky, lze řešit numericky. V záporném krystalu musí platit podmínka

$$n_e(2\omega) = \frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2}, \quad (2.16)$$

probíhá interakce $e(\omega) + o(\omega) \rightarrow e(2\omega)$ a vztah pro θ je

$$\frac{1}{2} \left(\frac{n_o(\omega)n_e(\omega)}{\sqrt{n_o^2(\omega)\sin^2\theta + n_e^2(\omega)\cos^2\theta}} + n_o(\omega) \right) = \frac{n_o(2\omega)n_e(2\omega)}{\sqrt{n_o^2(2\omega)\sin^2\theta + n_e^2(2\omega)\cos^2\theta}}. \quad (2.17)$$



Obrázek 2.2: Fázový synchronismus – grafické zobrazení. a) Typ I kladný, $e(\omega) + e(\omega) \rightarrow o(2\omega)$; b) Typ I záporný, $o(\omega) + o(\omega) \rightarrow e(2\omega)$; c) Typ II kladný, $e(\omega) + o(\omega) \rightarrow o(2\omega)$; d) Typ II záporný, $e(\omega) + o(\omega) \rightarrow e(2\omega)$. Červená barva značí fundamentální a zelená druhou harmonickou frekvenci, modrá je $\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2}$.

Typ II může být pro generaci druhé harmonické použit stejně jako typ I. Mírnou nevýhodou typu II je menší rozsah frekvencí, pro které může být podmínka splněna. Pro typ I je rozsah použitelných frekvencí limitován splněním nerovnosti

$$n_{max}(\omega) > n_{min}(2\omega), \quad (2.18)$$

pro typ II

$$\frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} > n_{min}(2\omega). \quad (2.19)$$

S větším rozdílem indexů lomu ordinární a extraordinární polarizace, tj. s větší hodnotou dvojlomu Δn , se tedy zvyšuje rozsah frekvencí, které lze konvertovat. Pro příliš velké hodnoty se však začne projevovat tzv. *walk-off*, při kterém se směr šíření intenzity odklání od vlnového vektoru. Konverzní účinnost se tak vlivem zkrácení interakční délky snižuje. Vliv tohoto efektu je možné snížit použitím krátkého krystalu nebo většího průměru svazku, konverzní účinnost se však kvůli nižší intenzitě sníží. Dalším problémem je absorpce krystalu, která nejen snižuje intenzitu, ale může také narušovat fázový synchronismus vlivem změny teploty.

Pro dvojosé krystaly platí stejná podmínka na rovnost indexů lomu $n(\omega) = n(2\omega)$. Typ I nastává při interakci dvou pomalých svazků za vzniku rychlého svazku na druhé harmonické frekvenci, typ II při interakci rychlého a pomalého, vzniká rychlý. Aby došlo ke generaci druhé harmonické, musí svazek procházet pod úhlem θ , vzhledem k ose z a zároveň pod úhlem ϕ vzhledem k ose x v rovině xy . Výpočet těchto úhlů je v porovnání s jednoosými krystaly mnohem složitější a je mimo rozsah této práce.

V praxi je pro jednoosé i dvojosé krystaly potřeba úhly, pro které je fázová podmínka splněna, znát už při jejich výrobě. Krystal se nechá vyrůst a jsou určeny jeho optické osy. Dále jsou vzhledem

k těmto osám nalezeny požadované úhly a krystal je nařezán tak, aby záření do krystalu vstupovalo kolmou stěnou a fázový synchronismus byl při tom splněn. Aby se zabránilo nechtěným odrazům, mohou být aplikovány antireflexní vrstvy nebo jsou hrany krystalu seříznuty pod Brewsterovým úhlem. Pokud svazek vstupuje přesně pod úhlem θ , případně θ a ϕ u dvouosých krystalů, je fázový synchronismus splněn ideálně. Už pro malé odchylky je však znatelné snížení konverzní účinnosti. Rozdíl úhlů, na kterých klesne intenzita druhé harmonické na polovinu maximální intenzity, se označuje jako *angular acceptance bandwidth* a bývá vztahován k délce krystalu. Vyjadřuje se v jednotkách $\text{mrad} \times \text{mm}$.

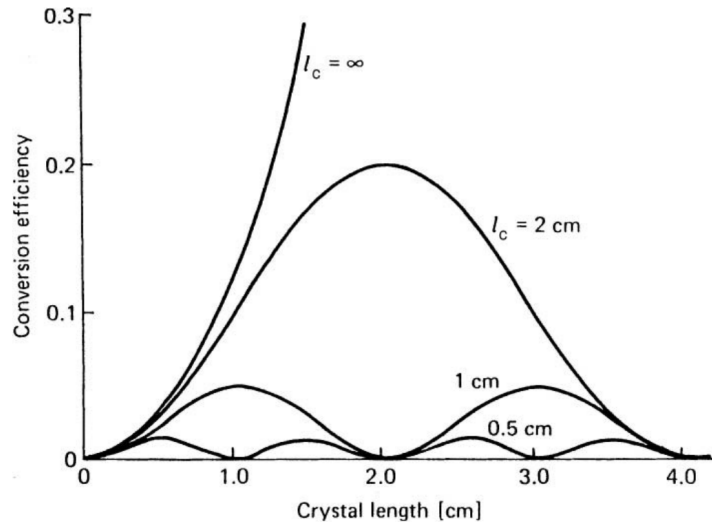
2.2.2 Nekritický fázový synchronismus

Splnění fázového synchronismu lze uskutečnit i pro fixní úhel kolmý na optickou osu, $\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$, a to změnou teploty krystalu. Princip je zde stejný jako u kritického synchronismu, index lomu pro extraordinární polarizaci je však závislý na teplotě. Oproti předchozí metodě je tedy mnohem méně náchylný na změnu úhlu. Protože se svazek šíří kolmo na optickou osu, vzniká jen velmi malá prostorová odchylka, a může být více zaostřen, což vede k vyšší konverzní účinnosti. Nevýhodou však je potřeba udržet vysokou, a hlavně stabilní, teplotu krystalu, často vyšší než 100°C . Možnou odchylku od ideálního fázového synchronismu udává *temperature bandwidth* s jednotkou $\text{K} \times \text{mm}$.

2.2.3 Kvazi-fázový synchronismus

V některých materiálech umožňujících generaci druhé harmonické je velmi obtížné splnit podmínku fázového synchronismu postupy popsány výše. Může to být například z důvodu příliš vysoké, nebo naopak příliš nízké, hodnoty dvojlomu. Některé z nich však lze při výrobě upravit tak, aby bylo možné fázový synchronismus splnit a zároveň získat vysokou účinnost konverze. Ve všech nelineárních krystalech pro generaci druhé harmonické platí, že pokud lze dosáhnout $\Delta k = 0$, ať už změnou úhlu nebo teploty, pak intenzita druhé harmonické roste kvadraticky s délkou krystalu. Při $\Delta k \neq 0$ dochází při šíření krystalem k přelévání energie mezi fundamentální a druhou harmonickou vlivem interference vln generovaných v různých částech krystalu. Tento jev je periodický, viz obrázek (2.3). Vzdálenost uvnitř krystalu l , na které se nachází maximum intenzity druhé harmonické je nazývána koherenční délka

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k}. \quad (2.20)$$



Obrázek 2.3: Závislost konverzní účinnosti η na délce krystalu a koherenční délce l_c . Převzato z [6].

Pokud tedy vezmeme krystal délky l_c , získáme maximální možnou konverzi. U některých krystalů jsou však tyto délky velmi malé, v řádu mikrometrů. Řešením tohoto problému je změna znaménka nelineárního koeficientu v části krystalu. Fáze generovaného záření je zde oproti fázi původního posunutá o π , s původní vlnou tedy interferuje konstruktivně a zvyšuje tak konverzní účinnost. Této metodě se říká periodické pólování.

Periodicky pólované krystaly mají mnoho period o délce $\Lambda = 2l_c$. Podmínka fázového synchronismu zde přejde do tvaru

$$\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega) - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.21)$$

a její splnění, tedy $\Delta k = 0$, je dáno periodou pólování a teplotou krystalu. Ta je často nižší než u nekritického fázového synchronismu [1]. Nelineární koeficient je zde menší o faktor $\frac{2}{\pi}$. Kvazi fázový synchronismus typu I a II má tedy nižší konverzní účinnost, lze však dosáhnout i fázové synchronizace typu 0, při které je polarizace zachována. Probíhající interakce je tedy $e(\omega) + e(\omega) \rightarrow e(2\omega)$. To může být uplatněno například v periodicky pólovaném LiNbO_3 , kde nejvyšší člen nelineárního koeficientu odpovídá právě této interakci a výsledná konverzní účinnost je tak velmi vysoká [1, 20, 22]. Nejpopulárnější metoda výroby periodicky pólovaných krystalů je změnou polarizace feroelektrických domén přiložením elektrického pole [1, 25]. Používá se pro pólování feroelektrických materiálů jako KTP, nebo častěji LiNbO_3 . Na krystal LiNbO_3 , jehož molekuly mají vlastní dipólový moment daný vzájemnou polohou lithia a niobu, jsou přiloženy elektrody ve vzdálenosti Λ . Aplikací krátkého impulsu silného elektrického pole je vzájemná poloha iontů invertována, dojde tedy ke změně směru elektrického dipólu a vytvoření domén s opačným znaménkem nelineárního koeficientu [25]. Elektrody bývají na jednu ze stran krystalu nanášeny pomocí litografických metod. Na druhé straně je vytvořena jedna souvislá elektroda. Přiložené napětí bývá velmi vysoké, přibližně 22 kV/mm [25], a musí být přesně kontrolována doba, po kterou je mu krystal vystaven. Požadované vlastnosti jsou získány pouze na malých tloušťkách kolem jednoho milimetru, apertura krystalů tedy bývá malá. Po ukončení pólovacího procesu jsou všechny elektrody odstraněny a krystal je žhán při teplotě 400 °C. To snižuje materiálové napětí na hranici domén vzniklé během pólování [17].

Kapitola 3

Použité přístroje

3.1 Výstupní výkon

K měření výkonu byly v této práci používány tři sondy. Pro měření výstupního výkonu všech sestavených laserů byla použita sonda Thorlabs S425C umožňující měření výkonů do 10 W. Pro měření výkonu druhé harmonické při charakterizaci nelineárních krystalů byla použita sonda Thorlabs S120C, která má vyšší přesnost při nízkých výkonech. Obě tyto sondy byly připojeny k měřiči výkonu Thorlabs PM400. Při měření druhé harmonické bylo potřeba filtrovat zbývající záření na fundamentální frekvenci $\lambda = 1064$ nm pomocí filtru Thorlabs FL532-10. Jeho transmitance na vlnové délce $\lambda = 532$ nm byla změřena $T_{532} = 75\%$. V systému pro synchronizaci módů metodou nelineárního zrcadla byl kromě výstupního svazku generován ještě druhý svazek na $\lambda = 532$ nm. Jeho výkon byl opět měřen za filtrem Thorlabs FL532-10, tentokrát pomocí sondy Molelectron PM10, která byla připojena k měřiči Coherent FieldMate II. Charakteristika použitých sond je uvedena v tabulce (3.1).

Detektor	Thorlabs S120C	Thorlabs S425C	Molelectron PM10
Typ	Si fotodioda	Pyrodetektor	Pyrodetektor
Výkonový rozsah	50 nW – 50 mW	2 mW – 10 W	10 mW – 10 mW
Rozlišení	1 nW	100 μ W	100 μ W
Spektrální rozsah	400 – 1100 nm	190 – 2000 nm	190 – 1100 nm
Měřicí přístroj	Thorlabs PM400	Thorlabs PM400	Coherent FieldMax II

Tabulka 3.1: Sondy na měření výkonu.

3.2 Profil svazku

K měření všech profilů svazku byla použita CCD kamera Thorlabs Beam Profiler BC106N-VIS s nastavitelnými ND filtry a antireflexní úpravou. Kamera má rozlišení 1360×1024 s velikostí pixelu $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}$. Lze ji použít pro vlnové délky v rozsahu 350 nm – 1100 nm. Kamera je velmi citlivá. Aby se předešlo saturaci, byl při měření snížen dopadající výkon na jednotky miliwattů pomocí gradientního tmavého filtru.

3.3 Spektrální charakteristika

Bylo měřeno spektrum laserové diody v závislosti na teplotě. K tomuto měření byl použit integrovaný vláknový spektrometr OceanOptics HR2000. Jedná se o spektrometr s křemíkovým detektorem s 2048 body. Je určen pro záření v rozsahu 200 – 1100 nm s rozlišením 0,4 nm.

3.4 Měření časových charakteristik

3.4.1 Osciloskopy

U všech laserových systémů byla měřena délka impulsu a časová stabilita. Časová stabilita byla měřena křemíkovou diodou HP 4220 a osciloskopem Tektronix TDS 3052B s šířkou pásma 500 MHz a vzorkovací frekvencí 5 GS/s. Tuto konfiguraci je možné použít pro měření impulsů delších než jedna nanosekunda. V sestavených laserech se synchronizací módů je však běžná délka impulsů v řádu jednotek až desítek pikosekund. Pro měření délky takto krátkých impulsů bylo nutné použít osciloskop s větší šířkou pásma a také rychlejší fotodiodu. V systému se saturovatelným absorberem bylo využito osciloskopu Teledyne LeCroy SDA 813Zi s mnohem větší šířkou pásma 13 GHz a vzorkovací frekvencí 40 GS/s. Signál byl měřen fotodiodou ET-3500. Jedná se o InGaAs diodu určenou pro záření na vlnové délce 1000 – 1650 nm. Délka náběžné hrany diody je $t_R < 35$ ps. Při této kombinaci bylo možné měřit impulsy delší než 49 ps. Pro měření kratších impulsů, v systému s nelineárním zrcadlem, bylo nutné využít autokorelační metody.

3.4.2 Autokorelátor

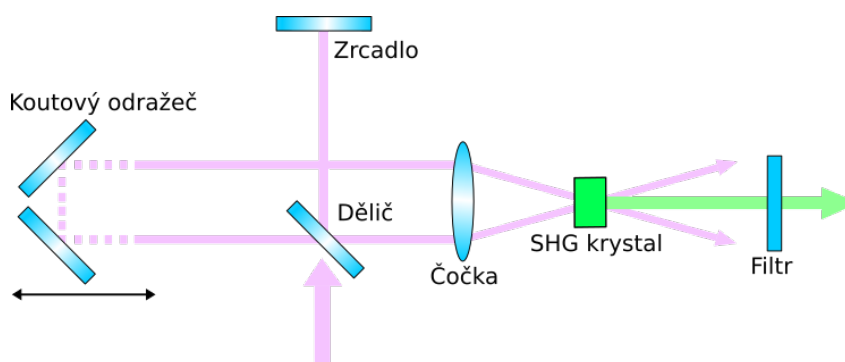
Autokorelátor je zařízení využíváné k měření délky pikosekundových až femtosekundových impulsů. Princip činnosti je následující. Měřený svazek vstupující do autokorelátoru je děličem, zrcadlem $R = 50\%$, rozdělen do dvou větví. Jedna z nich má konstantní délku a je zakončena zrcadlem nebo koutovým odražečem pro jednodušší nastavení. Na druhé větvi je umístěn koutový odražeč na posuvném rameni, které se periodicky pohybuje pomocí krokového motorku. Oba svazky jsou odraženy zpět a fokusovány čočkou do nelineárního krystalu. Ten je umístěn pod úhlem tak, aby byl splněn kritický fázový synchronismus pouze v případě, že do krystalu vstupují oba impulsy zároveň. Pokud je délka obou ramen stejná, impulsy z obou svazků se v krystalu překryjí a je generována druhá harmonická s maximální intenzitou. Při změně délky ramene je jeden z impulsů zpožděn a překryv obou impulsů v krystalu je menší, generovaný výkon je tedy nižší. Zbylé záření na fundamentální frekvenci je odfiltrováno a časový průběh výkonu druhé harmonické je měřen na osciloskopu. Naměřená data mají tvar odpovídající průměru mnoha impulsů, pro měření je tedy potřeba relativně stabilní signál. Dále je naměřena délka impulsu na polovině maxima, tzv. pološířka nebo $FWHM$, autokorelovaného impulsu. Vztah mezi skutečnou délkou impulsu τ a pološířkou naměřené autokorelační křivky $FWHM$ je

$$\Delta t = \frac{1}{K} \frac{2D}{c} \frac{FWHM}{T}, \quad (3.1)$$

kde K je konstanta volená podle použité aproximace, D je maximální rozdíl délky ramen, který posuvné rameno urazí za čas T , a c je rychlost světla. Konstanty odpovídající aproximaci Gaussovskou funkcí a funkcí sech^2 spolu s jejich předpisy jsou uvedeny v tabulce (3.2). V použitém autokorelátoru se nacházel nelineární krystal LiIO_3 a výkon na druhé harmonické byl měřen osciloskopem Tektronix DPO3032 s fotodiodou Thorlabs FDS1010. Šířka pásma osciloskopu je 300 MHz se vzorkovací frekvencí 2,5 GS/s.

Funkce	Předpis	$FWHM$	K
Gaussovská	$I = I_0 \exp[-(\frac{t}{\omega})^2]$	$1,6651 \omega$	1,41
sech^2	$I = I_0 \text{sech}^2(\frac{t}{\omega})$	$1,7627 \omega$	1,54

Tabulka 3.2: Konstanty pro aproximaci autokorelační křivky.



Obrázek 3.1: Schéma autokorelátoru.

3.5 Laserová dioda

Jedná se o polovodičovou heterostrukturu tvořenou PIN přechodem generující laserové záření. Oproti tradiční PN diodě má mezi P vrstvou a N vrstvou ještě nedopovanou vrstvu, která vlivem rozdílných indexů lomu okolních materiálů funguje jako vlnovod. Tloušťka této vrstvy je obvykle $1 - 100 \mu\text{m}$, v závislosti na aplikaci. Diody s užšími vrstvami jsou používány jako zdroj jednomódového svazku, například ve vláknové optice, pro vyšší výkony je však potřeba širší vrstva, aby intenzita na výstupní stěně nepřesáhla práh poškození. Pokud je potřeba vyšší výkon, než může dodat jediná dioda aniž by byla poškozena, lze vyrobit tzv. *diode array* tvořený více PIN přechody na jednom substrátu. U laserových diod se nepoužívají vnější zrcadla. Místo nich postačí leštěná lomná hrana, protože používané polovodiče mají vysoký index lomu. Pro vlnové délky $\lambda = 750 - 880 \text{ nm}$ se nejčastěji používá GaAs jako vlnovod obklopený kladně, resp. záporně, dopovaným AlGaAs. Index lomu vlnovodu je tedy $n = 3,5$ a Fresnelovský odraz na hranici polovodič – vzduch je dostatečně velký pro vznik funkčního rezonátoru [4]. Hlavní nevýhodou polovodičových diod je, že generují eliptický svazek s nízkou kvalitou. To je způsobeno difrakcí na tenké vlnovodné vrstvě.

Diodové lasery jsou čerpány elektricky, přivedením proudu na PIN přechod v propustném směru. Na obyčejném PN přechodu by nosiče náboje, elektrony a díry, difundovaly, díky nedopované „I“ vrstvě však vzniká potenciálová bariéra umožňující inverzi populace, stimulovanou emisi a vznik laserového záření. Energie vyzářených fotonů je úměrná energii zakázaného pásu mezi vodivostní a valenční vrstvou. Ta závisí na použitých materiálech a jejich poměru. Jemné doladění vlnové délky lze provádět změnou provozní teploty. Při změně teploty PIN přechodu totiž dochází k posuvu energetických hladin ve valenčním pásu, šířka zakázaného pásu, tedy i energie vyzářovaných fotonů, se tak mění. Platí, že při zvyšování teploty laserové diody klesá rozdíl energií, vlnová délka tedy roste. Tato vlastnost je užitečná pro čerpání pevnolátkových laserů, které mají úzké absorpční píky. Změnou teploty diody, která pracuje blízko absorpčního maxima, je možné doladit vlnovou délku tak, aby účinnost čerpání byla co nejvyšší.

Pro diody bez aktivní kontroly teploty používané k čerpání se může jednat o parazitní jev, který snižuje účinnost čerpání.

Laserové diody jsou dnes častou volbou pro kontinuální čerpání pevnolátkových laserů. Jejich hlavními výhodami jsou dlouhá životnost, vysoká optická a elektrická účinnost, časová stabilita a možnost dosažení vysokých výkonů. Za vysokou účinností čerpání stojí úzké emisní spektrum laserové diody. Aktivní prostředí má na vlnových délkách používaných pro čerpání taktéž relativně úzké absorpční maximum a pokud je pološířka emisního spektra diody menší nebo srovnatelná s pološířkou maxima absorpce, je k excitaci využita velká část energie dodávané čerpáním. Takto lze dosáhnout absorpční účinnosti $\eta_a = 40 - 60 \%$ [6]. U nekoherentního čerpání je absorpční účinnost srovnatelná, celková účinnost je ale mnohem nižší. Při nekoherentním čerpání jsou využívány zdroje záření se širokým spektrem. Přebytková energie z vlnových délek, které nejsou využity k excitaci, pak přispívá k zahřívání a velkým tepelným ztrátám. Elektrická účinnost laserových diod je také vysoká, $\eta_e = 40 - 80 \%$, oproti $\eta_e = 4 - 8 \%$ u nekoherentních zdrojů [6].

V této práci byly použity laserové diody k čerpání obou sestavených laserů. Laserová dioda ATC#2047 v systému se saturovatelným absorbérem a dioda LIMO HLU 20F400-808 u nelineárního zrcadla. Obě generují záření v oblasti kolem 808 nm, tedy v blízkosti absorpčního maxima neodýmem dopovaných aktivních prostředí. ATC#2047 je navržena pro výkon do 1 W. Teplota diody je regulována chladičem a Peltierovým článkem umístěným v jejím pouzdře. Teplota i proud na diodě jsou ovládány zdrojem ITC133. Maximální proud je $I_{max} = 1,1$ A. Výstupní svazek z diody je fokusován čočkou s ohniskovou vzdáleností $f = 20$ mm. Druhá laserová dioda, LIMO HLU 20F400-808, je napájena zdrojem LDD 50 s maximálním proudem 50 A. Teplota je udržována pomocí chladiče. Maximální používaný výkon byl 12,5 W. Záření z diody je vedeno multimódovým optickým vláknem a prochází fokusační optikou tvořenou dvěma čočkami $f = 75$ mm.

3.6 Laser pro charakterizaci nelineárních krystalů

Pro charakterizaci nelineárních krystalů LBO, LiIO₃ a PPLN byl použit laser od firmy Ekspla s aktivním prostředím Yb:fiber generujícím záření na vlnové délce $\lambda = 1064$ nm s maximálním výkonem $P_{max} = 80$ mW a délkou impulsu $\tau = 6,2$ ps. Všechny tyto hodnoty byly ověřeny měřením.

Kapitola 4

Použité materiály

4.1 Aktivní prostředí

Neodymem dopované materiály patří mezi nepoužívanější aktivní prostředí pevnolátkových laserů. Typickým zástupcem těchto materiálů je Nd:YAG, neodymem dopovaný yttrium aluminium granát. Dalším oblíbeným materiálem, který je používán i v této práci, je neodymem dopovaný yttrium vanadát, neboli Nd:YVO₄. Oba tyto materiály generují v blízké infračervené oblasti. Nd:YAG získal svoji oblíbenost v sedmdesátých letech minulého století, a to díky velmi dobrým mechanickým a tepelným vlastnostem, nízkému prahu generace a dobré účinnosti čerpání. V té době nebylo možné využít Nd:YVO₄ jako aktivní prostředí, je totiž složité vyrobit velké krystaly tohoto materiálu s dostatečnou kvalitou. Jejich velikost je tak omezená řádově na milimetry a pomocí výbojky nelze takto malé krystaly efektivně čerpat [6]. To se změnilo s příchodem laserových diod a dnes je Nd:YVO₄ jako aktivní prostředí hojně využíván. Pro generaci záření na $\lambda = 1064$ nm má Nd:YVO₄ mnoho výhod. Mezi ně patří vyšší absorpční i emisní průřez, kratší doba života na horní hladině a širší spektrální čára. Nd:YVO₄ je dvojlomný krystal, generuje tak lineárně polarizované záření. Má nižší tepelnou vodivost, při vysokých výkonech je tak náchylnější k vytvoření termické čočky.

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

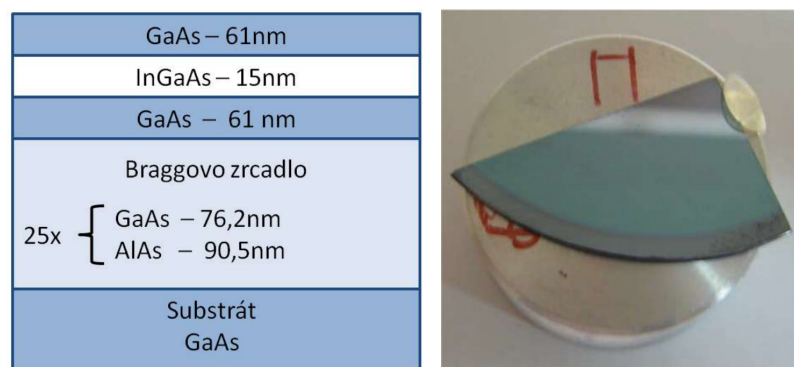
Tabulka 4.1: Vlastnosti aktivního prostředí Nd:YAG a Nd:YVO₄ [1, 6].

Použitý krystal Nd:YVO₄ v systému se saturovatelným absorbérem má velikost $3 \times 3 \times 5$ mm. Je zasazen v měděném držáku, který zároveň funguje jako chladič. Nd:YVO₄ slouží jako aktivní prostředí i v laseru s nelineárním zrcadlem. Jeho rozměry jsou také $3 \times 3 \times 5$ mm, je však umístěn hliníkovém držáku a aktivně chlazen vodou na $T = 19,5$ °C.

4.2 SESAM

Polovodičový saturovatelný absorbér na zrcadle, SESAM, je tvořen Braggovským zrcadlem a jednou nebo více kvantovými jámami. Více o jeho struktuře a využití je možné vyčíst v sekci (1.1.1). SESAM se vyrábí epitaxními metodami, převážně MBE (molecular beam epitaxy) nebo MOCVD (metal organic chemical vapour deposition), které umožňují tvorbu tenkých vrstev s velmi přesnou kontrolou jejich tloušťky. To je důležité zejména pro výrobu kvantové jámy, kde je potřeba vrstva řádu jednotek až desítek nanometrů. Při výrobě lze velmi přesně kontrolovat parametry, jako saturační intenzitu a dobu rekombinace, to změnou tloušťky vrstev zrcadla a kvantové jámy, změnou koncentrace jednotlivých materiálů tvořících kvantovou jámu, změnou teploty růstu a žíháním.

Použité materiály závisí na vlnové délce pro kterou je určen. Pro lasery generující na vlnové délce blízko $1\ \mu\text{m}$ se obvykle používá InGaAs na kvantovou jámu, GaAs a AlAs na Braggovskou mřížku a GaAs jako substrát. To je i případ saturovatelného absorbéru MQ 1486 použitého pro dosažení synchronizace módů v této práci. Jeho výroba a struktura vypadá takto. Na GaAs substrátu je metodou MBE při teplotě vyšší než $600\ ^\circ\text{C}$ vypěstováno braggovo zrcadlo tvořené střídáním vrstev AlAs o tloušťce $90,5\ \text{nm}$ a GaAs o tloušťce $76,2\ \text{nm}$. Celkem bylo vypěstováno 25 těchto dvojvrstev. Samotný saturovatelný absorbér je kvantová jáma tvořená heterostrukturou GaAs ($61\ \text{nm}$) – InGaAs ($15\ \text{nm}$) – GaAs ($61\ \text{nm}$). Vrstva InGaAs byla vypěstována při teplotě okolo $350\ ^\circ\text{C}$, koncentrace india je $27\ \%$. Ačkoliv přesné optické parametry nejsou známy, odhaduje se hloubka modulace na $3\ \%$ a celková reflektivita na $98\ \%$.



Obrázek 4.1: Struktura (vlevo) a fotografie (vpravo) SESAM MQ 1486.

4.3 Nelineární krystaly pro generaci druhé harmonické

V této práci byly pro generaci druhé harmonické frekvence použity tři materiály. Lithium jodát LiIO_3 , lithium triborát LiB_3O_5 , označovaný také jako LBO, a periodicky pólovaný lithium niobát LiNbO_3 , označovaný PPLN. U všech byla naměřena závislost výkonu generované druhé harmonické frekvence na teplotě, resp. úhlu natočení. LBO a PPLN byly dále použity v systému s nelineárním zrcadlem. LiIO_3 byl využíván v autokorelátoru k měření pikosekundových impulsů.

4.3.1 LiIO_3

Jedná se o negativní jednoosý krystal s hexagonální symetrií. Je charakterizován velkým rozsahem propustnosti, rozsahem vlnových délek, pro které lze dosáhnout fázového synchronismu, a vysokým

nelineárním koeficientem. Je však značně hygroskopický a má nízký práh poškození. Krystaly bývají velmi tenké, kvůli velkému rozdílu směru šíření vlnoploch svazku a intenzity uvnitř krystalu, tzv. *walk-off*. Pro efektivní konverzi je tak potřeba vysoká intenzita záření. Vlastnosti LiIO_3 relevantní pro generaci druhé harmonické při kritické fázové synchronizaci typu I na vlnové délce $\lambda = 1064 \text{ nm}$ se nachází v tabulce (4.2).

Efektivní nelineární koeficient d_{eff}	2,48 $\text{pm} \cdot \text{V}^{-1}$
<i>Acceptance angle</i> $\times L$	0,77 mrad $\times \text{cm}$
<i>Walk-off angle</i>	74,3 mrad
θ	30°
Rozměry	10 \times 10 \times 2 mm

Tabulka 4.2: Vlastnosti krystalu LiIO_3 pro generaci druhé harmonické při kritické fázové synchronizaci typu I na $\lambda = 1064 \text{ nm}$ [6, 23, 27].

4.3.2 LBO

Tento záporný dvouosý krystal s ortorombickou strukturou je nehygroskopický, dobře mechanicky a chemicky stabilní, s malým *walk-off* efektem. Jeho velkou výhodou je také vysoký práh poškození a velký *acceptance angle*, obzvláště při nekritickém fázovém synchronismu. Je tak možná velká fokusace a v kombinaci s vysokým prahem poškození je LBO vhodný materiál pro generaci druhé harmonické frekvence při vysokých výkonech, například uvnitř rezonátoru [6]. V této práci byly použity dva různé krystaly LBO, pro kritický a nekritický fázový synchronismus. Krystal využívaný pro nekritický fázový synchronismus se nacházel ve vyhřívané píce, díky které byl chráněn před teplotními vlivy okolního prostředí, a byl vybaven antireflexními vrstvami na $\lambda = 1064 \text{ nm}$ a $\lambda = 532 \text{ nm}$.

Efektivní nelineární koeficient d_{eff}	0,83 $\text{pm} \cdot \text{V}^{-1}$
<i>Acceptance angle</i> $\times L$	9,63 mrad $\times \text{cm}$
<i>Walk-off angle</i>	6,88 mrad
$\theta; \phi$	90°; 11°
Rozměry	3 \times 3 \times 10 mm

Tabulka 4.3: Vlastnosti krystalu LBO pro generaci druhé harmonické při kritické fázové synchronizaci typu I na vlnové délce $\lambda = 1064 \text{ nm}$ při pokojové teplotě [6, 24, 27].

Efektivní nelineární koeficient d_{eff}	0,85 $\text{pm} \cdot \text{V}^{-1}$
<i>Acceptance angle</i> $\times L$	52 mrad $\times \text{cm}$
<i>Temperature acceptance</i> $\times L$	5,36 K $\times \text{cm}$
<i>Walk-off angle</i>	0,97 mrad
$\theta; \phi$	90°; 0°
Rozměry	3 \times 3 \times 20 mm

Tabulka 4.4: Vlastnosti krystalu LBO pro generaci druhé harmonické při nekritické fázové synchronizaci typu I na vlnové délce $\lambda = 1064 \text{ nm}$ při teplotě $T = 148 \text{ °C}$ [6, 24, 27].

4.3.3 PPLN

Samotný lithium niobát je jednoosý krystal s trigonální strukturou, je chemicky stabilní, nehygroskopický a má dobré elektrooptické a akustooptické vlastnosti. Aby jej bylo možné efektivně využít pro

generaci druhé harmonické, musí projít procesem periodického pólování. Periodicky pólovaný lithium niobát je pak díky vysokému nelineárnímu koeficientu jedním z nejlepších materiálů pro generaci druhé harmonické u laserů s nízkou a střední intenzitou [21]. Má relativně nízký práh poškození, proto je potřeba jej udržovat na teplotě vyšší než $75\text{ }^{\circ}\text{C}$, při které v krystalu nedochází k fotorefraktivním jevům. Práh poškození lze zvýšit dopováním oxidem manganu MgO. Na použitém krystalu je z obou stran nanosená antireflexní vrstva na $\lambda = 1064\text{ nm}$ a $\lambda = 532\text{ nm}$.

Efektivní nelineární koeficient d_{eff}	$15,9\text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$
<i>Temperature acceptance</i> $\times L$	$5,9\text{ K} \times \text{cm}$
Perioda pólování	$6,89\text{ }\mu\text{m}$
Rozměry	$3 \times 3 \times 10\text{ mm}$

Tabulka 4.5: Vlastnosti krystalu PPLN pro generaci druhé harmonické při kvazi fázové synchronizaci typu 0 na vlnové délce $\lambda = 1064\text{ nm}$ při teplotě $T = 74,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ [6, 25, 27].

Kapitola 5

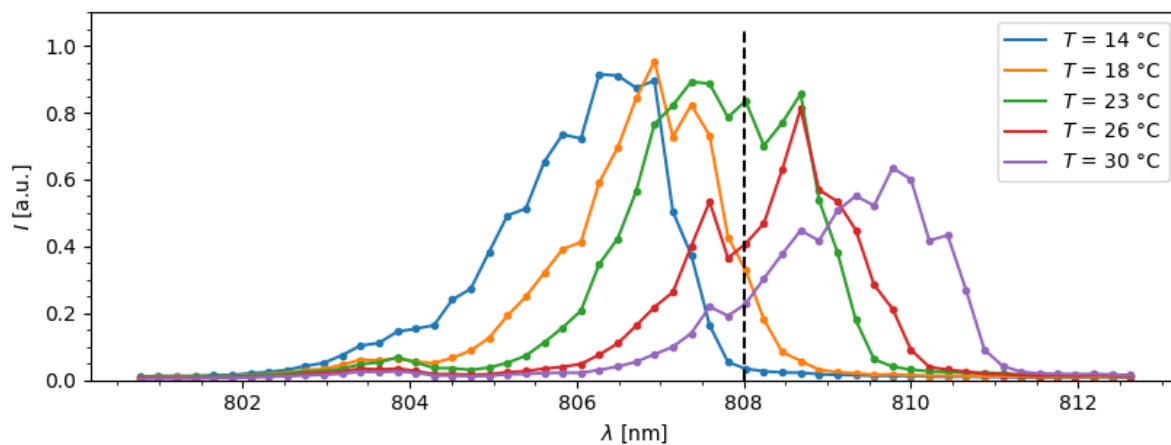
Výsledky měření

5.1 Synchronizace módů se saturovatelným absorberem

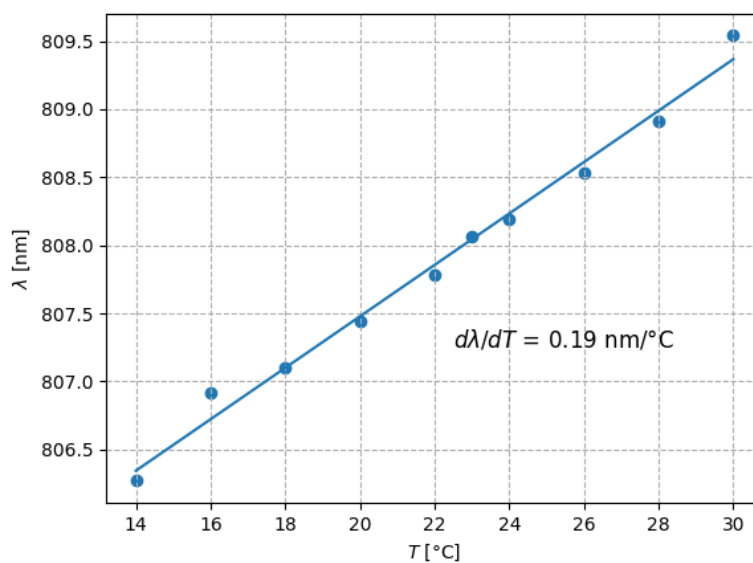
Cílem této části práce bylo sestavení laseru v režimu pasivní synchronizace módů pomocí polovodičového saturovaného absorberu na zrcadle (SESAMu). Jako aktivní prostředí je využíván materiál Nd:YVO₄, pro jehož čerpání lze využít laserovou diodu generující záření na $\lambda = 808$ nm. Vlastnosti použité diody byly proměřeny. Dále byl sestaven laser s Nd:YVO₄ buzený touto diodou, nejdříve s lineárním rezonátorem, dále s rezonátorem tvaru „V“ a rezonátorem tvaru „Z“, se kterým bylo dosaženo synchronizace módů.

5.1.1 Laserová dioda

Jako zdroj čerpání laseru byla zvolena dioda ATC#2047 generující záření na vlnové délce $\lambda = 808$ nm s maximálním výstupním výkonem $P_p = 750$ mW. Byla naměřena její výkonová charakteristika, spektrální charakteristika v závislosti na teplotě diody a prostorové rozložení intenzity ve svazku. Aby mohla být dioda využita k čerpání, je potřeba optimalizovat generovanou vlnovou délku upravením její provozní teploty, viz sekce (3.5). Závislost generovaného spektra na teplotě diody se nachází na obrázku (5.1) a (5.2). Je vidět, že se zvyšující se teplotou roste i generovaná vlnová délka. Aktivní prostředí Nd:YVO₄ má absorpční maximum na vlnové délce $\lambda = 808$ nm. Optimální teplota této laserové diody je tedy $T_{LD} = 23$ °C s pološířkou emisního spektra $\Delta\lambda = 2,48$ nm. U Nd:YVO₄ se uvádí pološířka absorpčního spektra 16 nm [1, 6], emisní spektrum diody je užší než absorpční spektrum aktivního prostředí a dioda je tedy vhodným zdrojem čerpání.

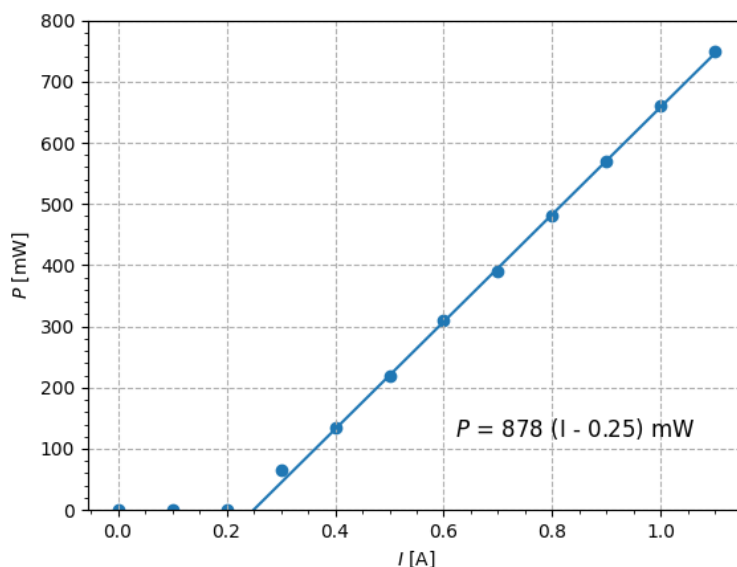


Obrázek 5.1: Závislost emisního spektra laserové diody na teplotě. Je zvýrazněna vlnová délka $\lambda = 808$ nm, na které se nachází absorpční maximum Nd:YVO₄.



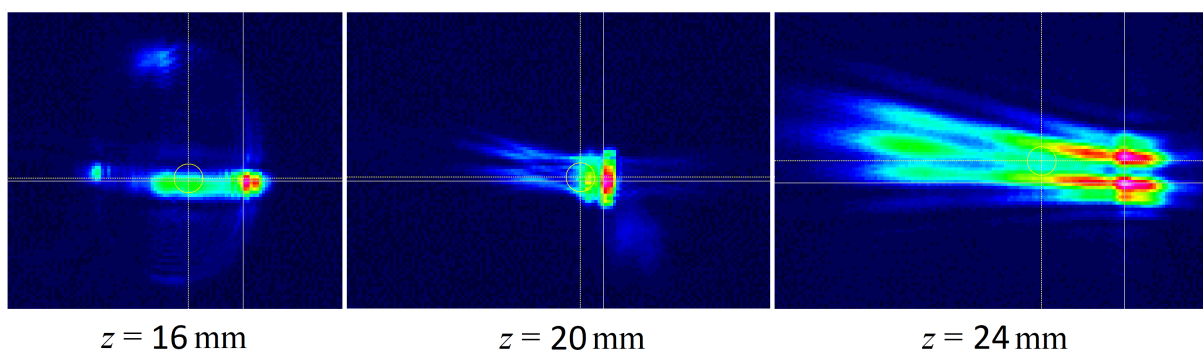
Obrázek 5.2: Závislost střední generované vlnové délky λ na teplotě laserové diody s fitem $\lambda = 0,19 T + 803,7$ nm.

Výkonová charakteristika laserové diody byla naměřena při optimální teplotě pro čerpání aktivního prostředí Nd:YVO₄, $T_{LD} = 23$ °C a nachází se na obrázku (5.3). Maximální výstupní výkon při proudu $I_{max} = 1,1$ A je $P_{max} = 750$ mW a prahový výkon je $P_{th} = 63$ mW při proudu $I_{th} = 0,3$ A.

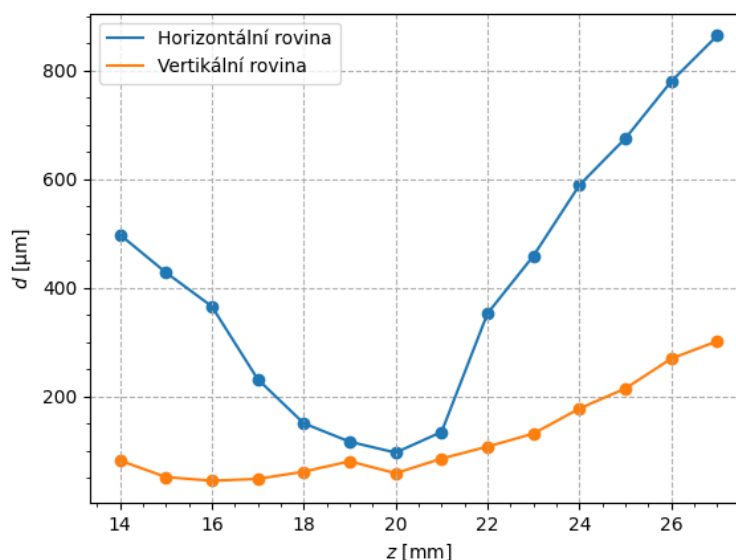


Obrázek 5.3: Výkon laserové diody při teplotě $T_{LD} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$. Fit lineární části $P = 878 (I - 0,25) \text{ mW}$.

Profil výstupního svazku laserové diody byl zaznamenán pomocí CCD kamery Throlabs Beam Profiler. CCD kamery mají obvykle velmi nízký práh poškození, měření tedy bylo provedeno při výstupním výkonu $P = 85 \text{ mW}$, v pulsním režimu o frekvenci $f = 2 \text{ Hz}$ a délce impulsu $\tau = 0,3 \text{ ms}$. Mezi diodu a kameru byl dále vložen tmavý gradientní filtr tak, aby kamera nebyla saturována. Záznam z kamery pro vybrané vzdálenosti z od čočky umístěné na pouzdře laserové diody se nachází na obrázku (5.5). Zde a v grafu na obrázku (5.5) je vidět, že svazek je značně divergentní v horizontální rovině a má více příčných módů. Jak bylo zmíněno v sekci (3.5), horizontální rozšíření je způsobeno difrací na vlnovodné vrstvě a vyšší módy vznikají kvůli malému poměru vlnové délky a tloušťky vlnovodné vrstvy, což je obvyklé pro diody generující vysoký výkon [4].

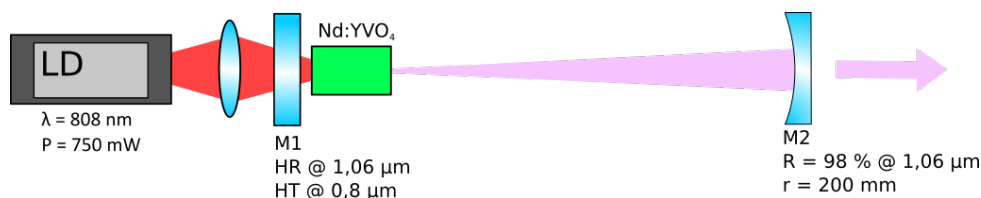


Obrázek 5.4: Profil svazku pro různé vzdálenosti od čočky na výstupu laserové diody.



Obrázek 5.5: Průměr výstupního svazku laserové diody v horizontální a vertikální rovině ve vzdálenosti z od čochy na výstupu laserové diody. Hodnota d byla měřena na 13,5 % maximální intenzity.

5.1.2 Lineární rezonátor



Obrázek 5.6: Schéma sestaveného laseru s lineárním rezonátorem.

Byl sestaven lineární rezonátor tvořený planárním a konkávním zrcadlem, opticky koncově buzený laserovou diodou ATC#2047 nastavenou tak, aby generovala maximální výkon na vlnové délce $\lambda = 808$ nm. Schéma laseru se nachází na obrázku (5.6). Rezonátor je tvořen planárním zrcadlem M1 s vysokou transmittancí na čerpací vlnové délce a vysokou reflektivitou na $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$. Výstupní zrcadlo má reflektivitu $R = 98\%$ na $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ a poloměr $r = 200$ mm. Délka rezonátoru L byla vypočítána z následující rovnice

$$0 < g_1 g_2 < 1, \quad (5.1)$$

která vyjadřuje podmínku stability rezonátoru. Vyskytují se zde tzv. g -parametry g_i . Jsou dány poloměrem příslušného zrcadla R_i a délkou rezonátoru L

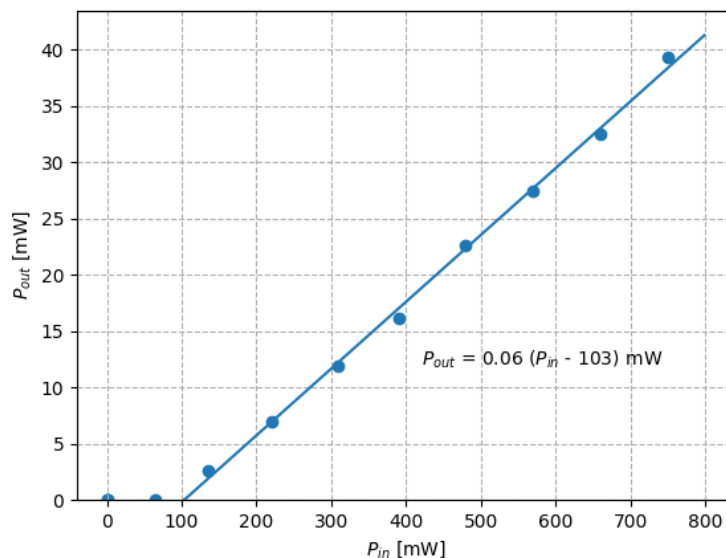
$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i}. \quad (5.2)$$

Pro planární zrcadlo je poloměr $R = \infty$ a musí tedy platit $L < 200$ mm. Byla zvolena délka $L = 150$ mm. Ve složitějších konfiguracích rezonátoru není výpočet stability takto jednoduchý, pro účely této

práce je tedy stabilita v dalších krocích ověřována pomocí aplikace reZonator [26]. Výkonová charakteristika laseru se nachází na obrázku (5.7). Lineární část grafu může být aproximována funkcí

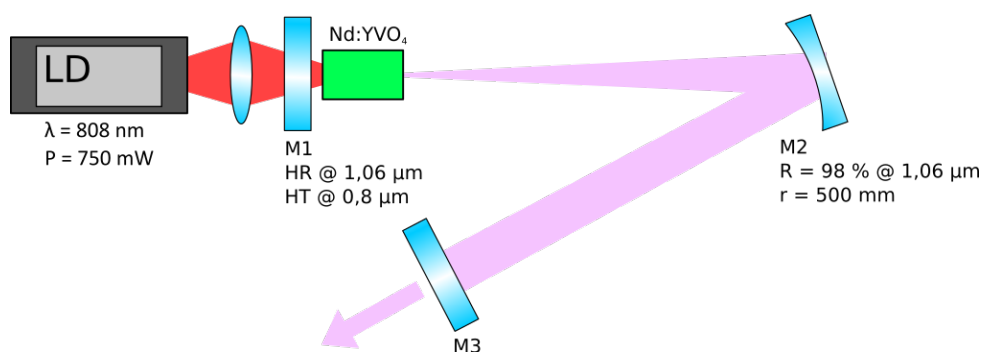
$$P_{out} = \sigma (P_{in} - P_{th}), \quad (5.3)$$

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



Obrázek 5.7: Výstupní výkon laseru v závislosti na čerpání. Fit lineární části $P_{out} = 0,06 (P_{in} - 103)$ mW.

5.1.3 Rezonátor tvaru „V“



Obrázek 5.8: Schéma sestaveného laseru s rezonátorem tvaru „V“.

Byl sestaven z předchozího laseru výměnou zrcadla M2 za zrcadlo s poloměrem $r = 500$ mm a jeho otočením o 6° . Dále byla prodloužena délka mezi zrcadly M1 a M2 na $L1 = 350$ mm a přidáno zrcadlo M3 ve vzdálenosti $L2 = 450$ mm. Stabilita tohoto rezonátoru byla ověřena v aplikaci reZonator [26]. Byla studována optická zpětná vazba, tedy vliv výstupního zrcadla M3 na výkonovou charakteristiku laseru, pro pět zrcadel s různou reflektivitou. Pomocí aproximace lineárních částí těchto charakteristik vztahem (5.3), který udává závislost výstupního výkonu na výkonu budícím, bylo možné určit prahový

výkon a diferenciální účinnost v závislosti na použitém zrcadle. Hodnoty jsou uvedeny v tabulce (5.1). Na obrázku (5.9) jsou zobrazeny výkonové charakteristiky pro tři z nich. Z tabulky i grafu lze pozorovat, že práh generace P_{th} , stejně jako diferenciální účinnost σ , s rostoucí reflektivitou klesá. To však neplatí obecně, jak bude ukázáno dále.

R [%]	σ [%]	P_{th} [mW]
83	31	320
88	28	267
90	26	215
93	22	212
96	15	148

Tabulka 5.1: Aproximované hodnoty diferenciální účinnosti σ a prahového výkonu P_{th} pro výstupní zrcadla s různou reflektivitou R v rezonátoru tvaru „V“.

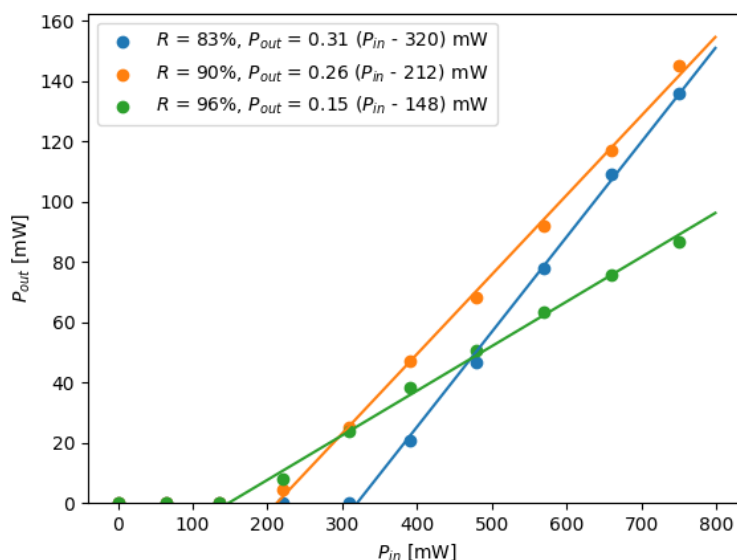
Ze znalosti hodnot prahových výkonů je dále možné určit ztráty rezonátoru δ způsobené odrazem, rozptylem nebo absorpcí. Prahovou podmínku laseru lze zapsat jako

$$2gl = \delta - \ln(R) \quad (5.4)$$

kde R je reflektivita výstupního zrcadla, g je zisk a l délka aktivního prostředí. Zisk g se s rostoucí intenzitou záření I snižuje

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}}. \quad (5.5)$$

Zde I_s je saturační intenzita a g_0 zisk pro slabý signál. Při silném čerpání je zisk satureován a vzniká ustálený stav popsáný prahovou podmínkou. Laser se nachází na prahu generace, pokud je čerpací výkon roven výkonu prahovému $P_{in} = P_{th}$. V takovém případě je intenzita na výstupu nulová $I = 0$ a zisk $g = g_0$ je lineárně závislý na prahovém výkonu [6]. Vynesením P_{th} pro několik různých zrcadel a následnou lineární extrapolací je možné nalézt hodnotu ztrát δ na průsečíku s vertikální osou, viz obrázek (5.11). Tímto způsobem byly odhadnuty ztráty v sestaveném rezonátoru $\delta = 8,9\%$.

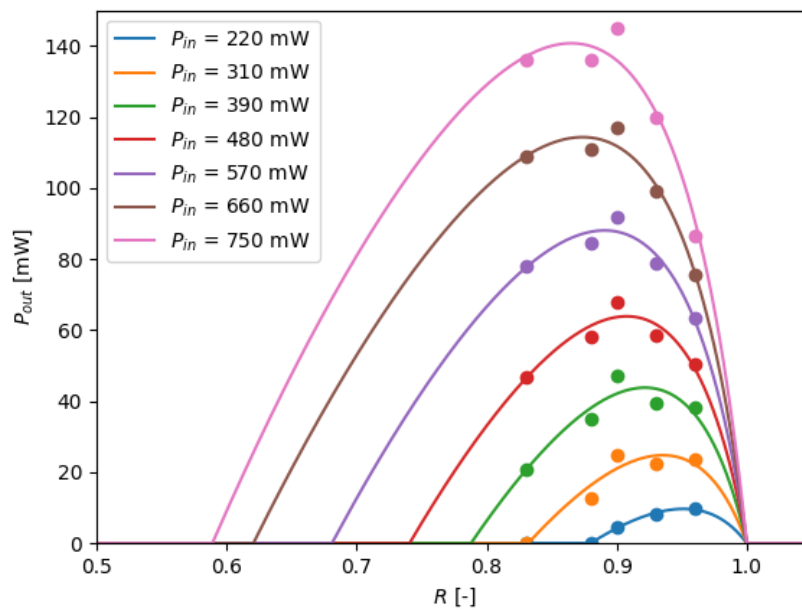


Obrázek 5.9: Výkonová charakteristika pro různá výstupní zrcadla rezonátoru tvaru „V“.

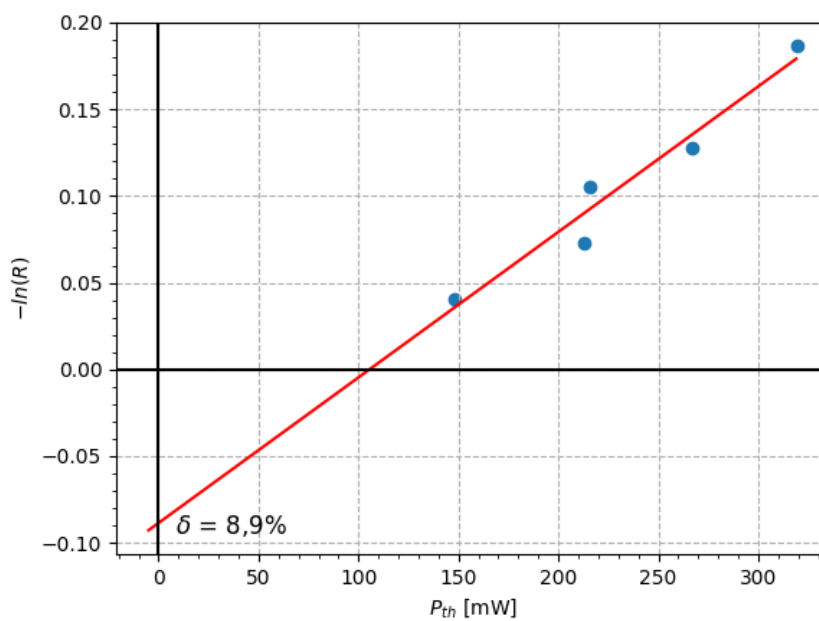
Pro optimalizaci laseru je potřeba zvolit výstupní zrcadlo tak, aby byl výstupní výkon co nejvyšší. Při splnění prahové podmínky v laseru s výstupním zrcadlem s reflektivitou R platí pro výstupní výkon následující vztah

$$P_{out} = A \frac{1-R}{1+R} I = A \frac{1-R}{1+R} \left(\frac{2g_0 l}{\delta - \ln(R)} - 1 \right) \quad (5.6)$$

daný příčným průřezem aktivního prostředí A a intenzitou záření uvnitř rezonátoru, která kromě R závisí také na zisku g_0 , délce aktivního prostředí l a ztrátách v rezonátoru δ . Naměřené výkonové charakteristiky pak lze touto funkcí aproximovat a nalézt křivku optimální reflektivity, viz obrázek (5.10). Je vidět, že zvyšujícím se vstupním výkonem intenzita uvnitř rezonátoru roste a aktivní prostředí je snáze saturováno, což způsobuje pokles optimální reflektivity [6]. Pro maximální čerpací výkon $P_p = 750$ mW je tedy $R_{opt} = 87\%$.

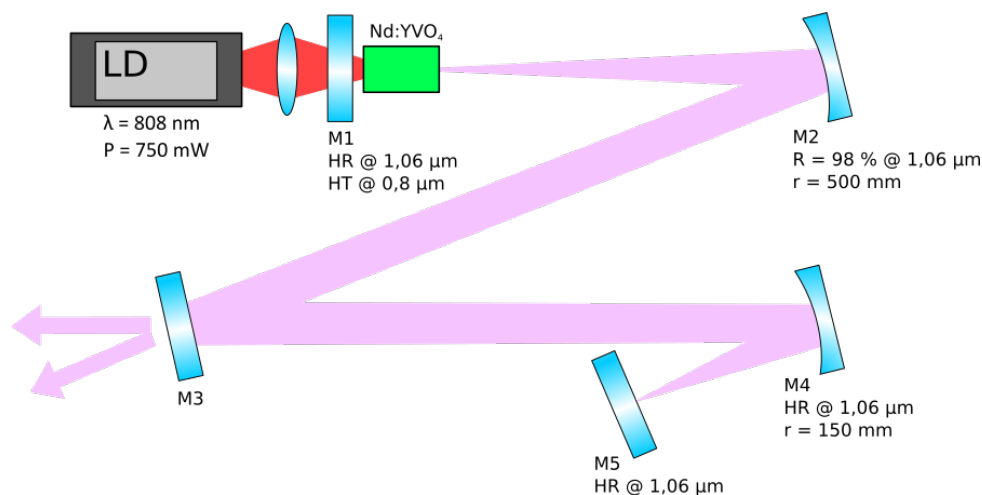


Obrázek 5.10: Optická zpětná vazba rezonátoru tvaru „V“. Použitá aproximace je dána vztahem (5.6).



Obrázek 5.11: Určení ztrát δ rezonátoru tvaru „V“.

5.1.4 Rezonátor tvaru „Z“

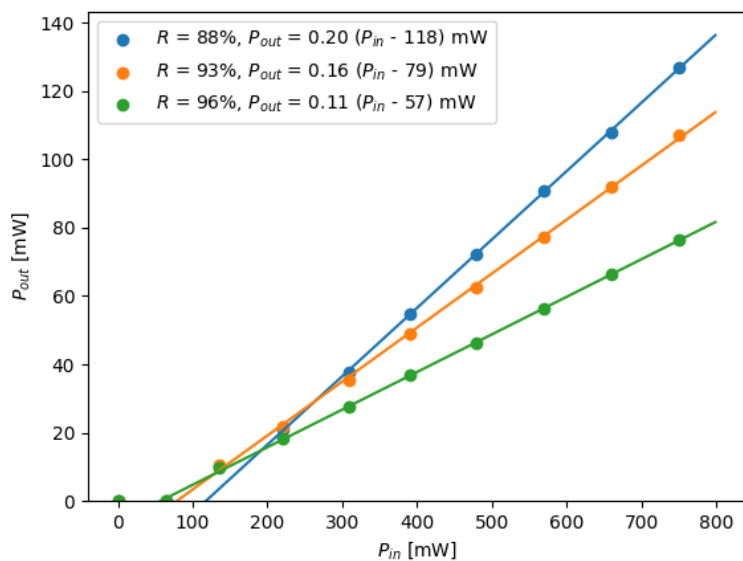


Obrázek 5.12: Schéma sestaveného laseru s rezonátorem tvaru "Z".

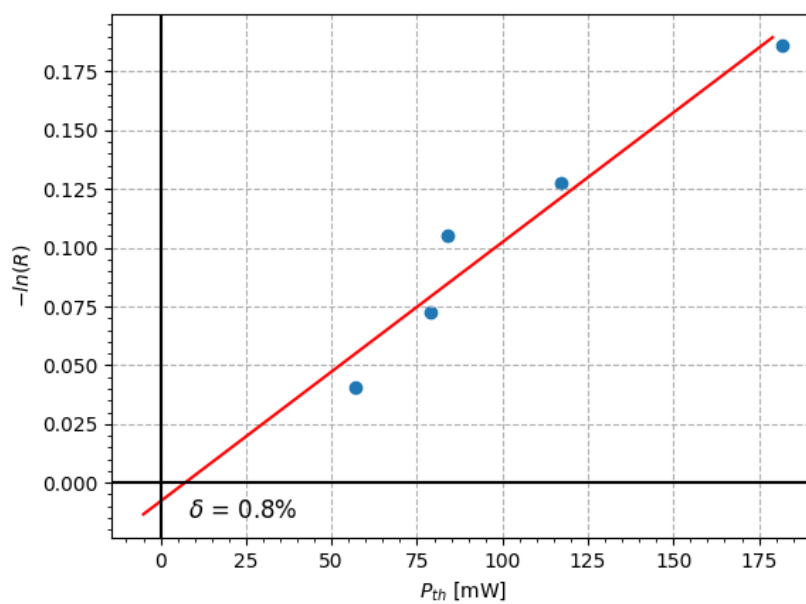
Přidáním zrcadel M4 a M5 byl sestaven rezonátor tvaru „Z“, viz (5.12). Tento systém je často používán pro konstrukci laserů s pasivní synchronizací módů. Velikost svazku je zde minimální nejen v aktivním prostředí, kde je potřeba saturovat zisk, ale také na zrcadle M5, na kterém bývá umístěn saturovatelný absorbér. Aby byl rezonátor stabilní, byly zvoleny vzdálenosti $L_3 = 490$ mm, mezi zrcadli M3 a M4, a $L_4 = 50$ mm, mezi zrcadli M4 a M5. Stabilita byla opět ověřena v programu reZonator [26]. Na výstupu získáme díky umístění výstupního zrcadla dva svazky. Všechna následující měření výkonu byla provedena na jednom ze svazků a celkový výstupní výkon je tedy přibližně dvojnásobný. Příčný profil svazku byl v základním módu. Stejně jako u předchozího rezonátoru byl změřen výstupní výkon v závislosti na reflektivitě zrcadla M3, viz tabulka (5.2), a ztráty, které byly tentokrát mnohem nižší, $\delta = 0,8\%$.

R [%]	σ [%]	P_{th} [mW]
83	17	182
88	20	117
90	18	84
93	16	79
96	11	57

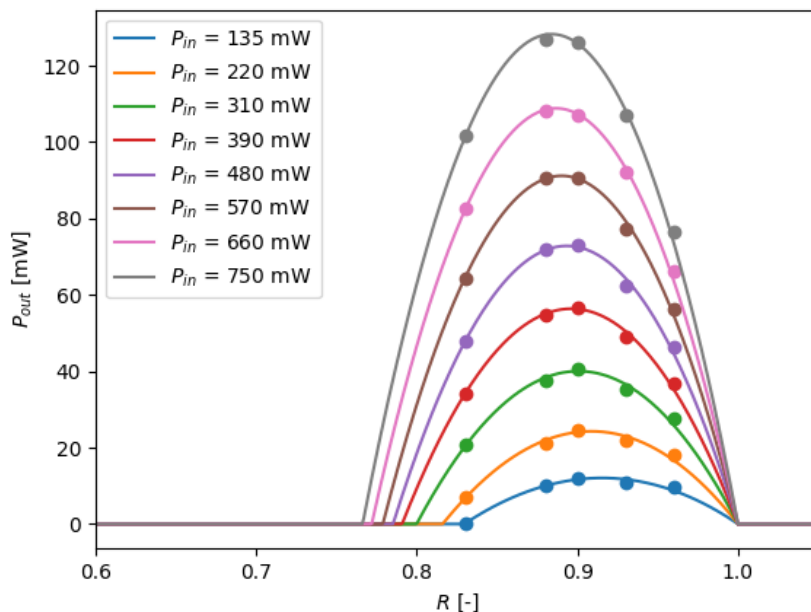
Tabulka 5.2: Aproximované hodnoty diferenciální účinnosti σ a prahového výkonu P_{th} pro výstupní zrcadla s různou reflektivitou R v rezonátoru tvaru „Z“.



Obrázek 5.13: Výkonová charakteristika pro různá výstupní zrcadla rezonátoru tvaru "Z".



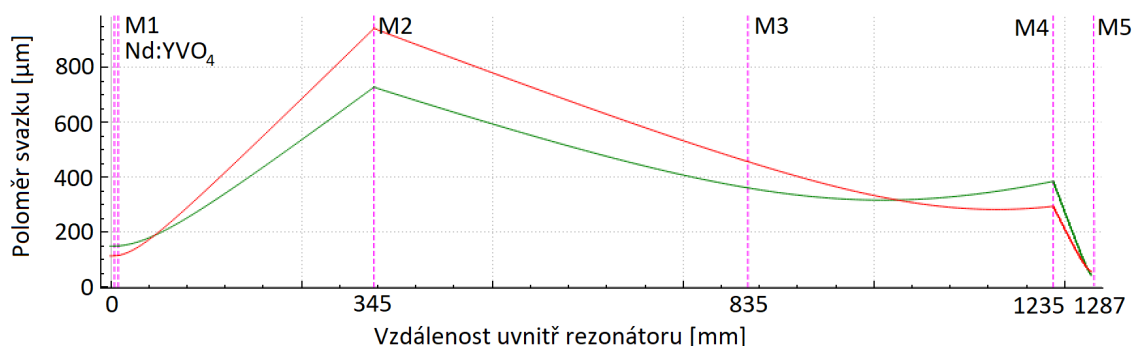
Obrázek 5.14: Určení ztrát δ rezonátoru tvaru "Z".



Obrázek 5.15: Optická zpětná vazba rezonátoru tvaru „Z“. Použitá aproximace je dána vztahem (5.6).

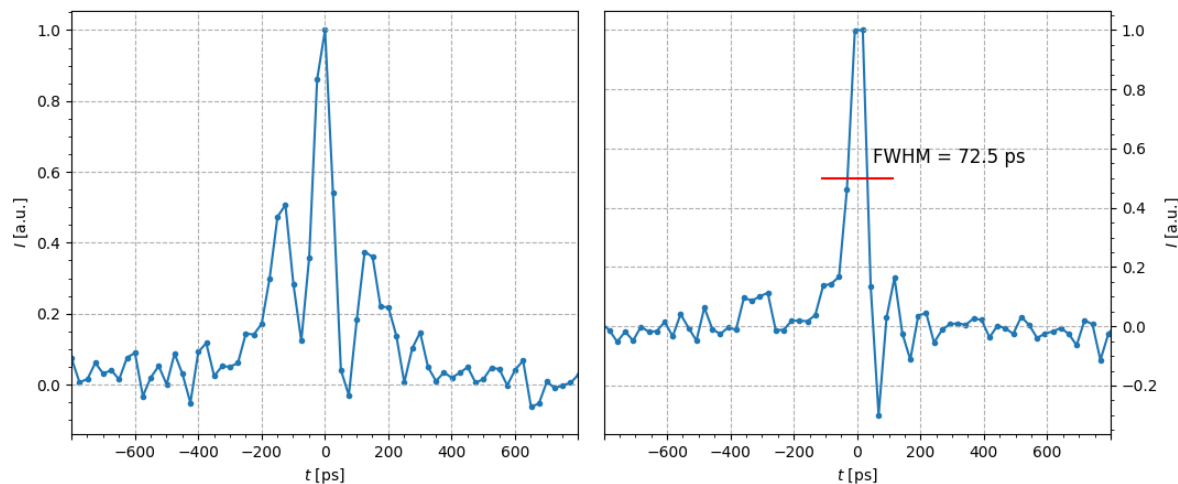
5.1.5 Synchronizace módů

Klíčovým bodem práce bylo sestavení systému pro synchronizaci módů se saturovatelným absorberem. Byl používán SESAM MQ 1486, více informací v sekci (4.2), připevněný na mikrometrickém posuvu a umístěný místo zrcadla M5 v rezonátoru tvaru "Z". Jako výstupní zrcadlo bylo v návaznosti na měření optické zpětné vazby, viz obrázek (5.15), použito zrcadlo s reflektivitou $R = 90\%$. Jak bylo zmíněno v předchozí sekci, výhodou tohoto rezonátoru je malá plocha svazku jak v aktivním prostředí, tak na SESAMu. Průběh poloměru svazku v rezonátoru pro použité hodnoty je k nahlédnutí na obrázku (5.16). Je vidět, že poloměr svazku v horizontální a vertikální rovině se liší. To je způsobeno optickou aberací na nakloněných kulových zrcadlech. Poloměr svazku v aktivním prostředí je $r = 110\ \mu\text{m}$ a na SESAMu $r = 80\ \mu\text{m}$. Absorbérem lze dále pohybovat díky mikrometrickému posuvu a doladit rezonátor tak, aby byl absorbér saturován a mohla probíhat synchronizace módů.

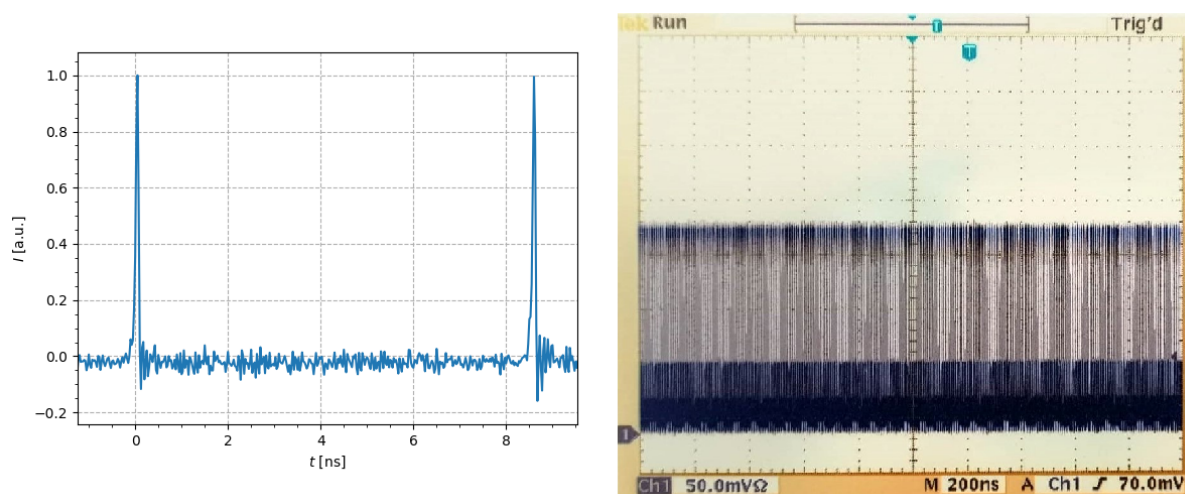


Obrázek 5.16: Poloměr svazku v rezonátoru v horizontální (zelená) a vertikální (červená) rovině. M1 – M4 jsou zrcadla, M5 je saturovatelný absorber na zrcadle, viz obrázek (5.12). Graf byl vygenerován v programu reZonator [26], upraveno.

S laserem v popsané konfiguraci byl dosažen režim synchronizace módů. Nejdříve byly naměřeny impulsy délky $\tau = 78$ ps s etalony 130 ps od centrálního impulsu. Tento jev vznikl v krystalu Nd:YVO₄. Etalony vymizely při naklonění aktivního prostředí přibližně o 6°.



Obrázek 5.17: Naměřený impuls s etalony (vlevo) a bez etalonů (vpravo).



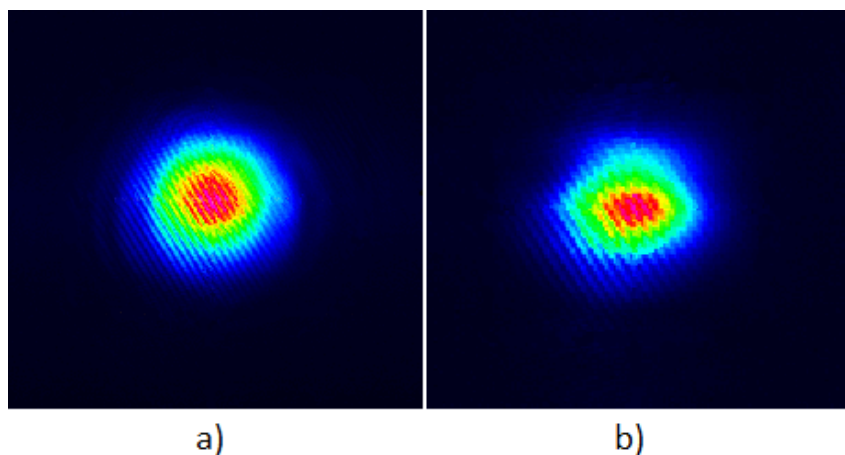
Obrázek 5.18: Záznam impulsů (vlevo) a oscilogram (vpravo) naměřený na laseru se SESAMem.

Laser byl dále optimalizován. Při nastavení s nejkratšími impulsy bylo naměřeno $\tau = 72,5$ ps s opakovací frekvencí $f = 116,9$ MHz a výstupním výkonem $P = 100$ mW. Důležitou vlastností výstupního svazku je jeho prostorová struktura. Žádaným profilem je TEM₀₀, tedy Gaussovský profil. Svazek zaznamenaný za zrcadlem M4, který odpovídá profilu svazku na saturovatelném absorbéru se mu velmi blíží, jak je vidět na obrázku (5.19). Už dříve bylo zmíněno, že laser má dva výstupní svazky. Prostorový profil svazku s menší divergencí je k nahlédnutí na obrázku (5.19). Jeho profil je zřetelně ovlivněn optickou aberací v rezonátoru. Velikost tohoto svazku na 13,5 % maxima intenzity, ve vzdálenosti $d_1 = 45$ mm od

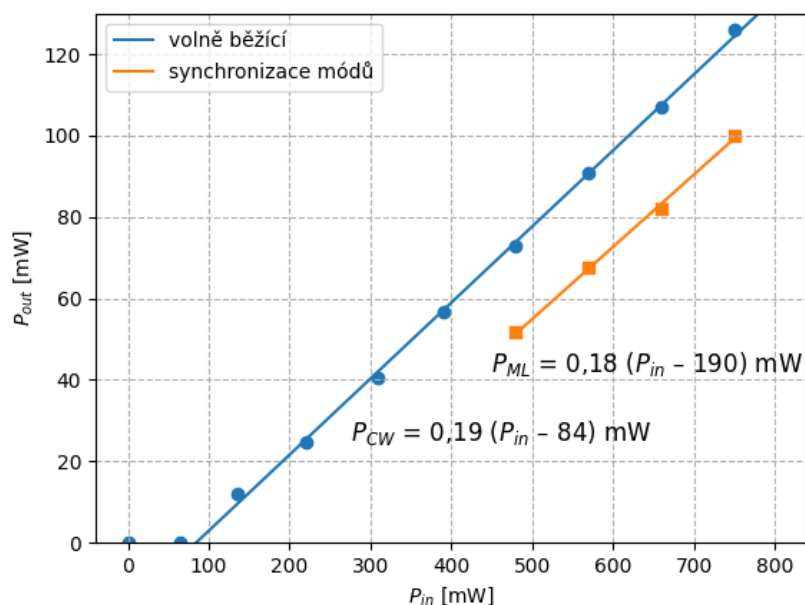
čočky, je $554 \times 630 \mu\text{m}$ a jeho divergenci je možné dopočítat pomocí vztahu

$$\theta = 2 \arctan\left(\frac{d_1 - d_2}{2L}\right), \quad (5.7)$$

kde d_1 a d_2 jsou naměřené průměry svazku a L je vzdálenost mezi body měření. Druhé měření bylo provedeno ve vzdálenosti 760 mm od výstupního zrcadla a velikost svazku byla $1299 \times 1733 \mu\text{m}$. Divergence je tedy $\theta_h = 1,55$ mrad v horizontální a $\theta_v = 1$ mrad ve vertikální rovině.



Obrázek 5.19: Profil svazku a) za zrcadlem M4, b) ve vzdálenosti 45 mm od výstupního zrcadla.



Obrázek 5.20: Výkon laseru se saturovatelným absorbérem ve volně běžícím režimu a při synchronizaci módů s fitem $P_{CW} = 0,19 (P_{in} - 84)$ mW a $P_{ML} = 0,18 (P_{in} - 190)$ mW.

5.2 Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem

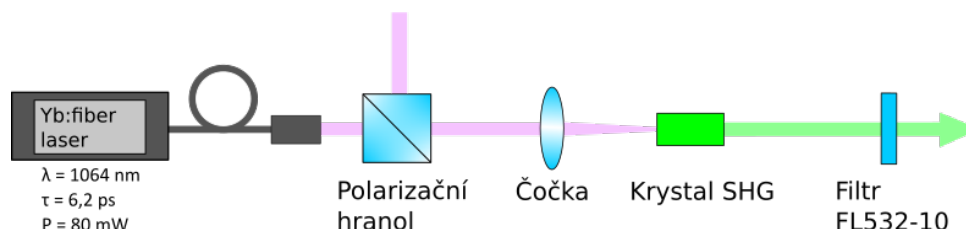
Tato část práce se zabývá generací druhé harmonické frekvence v krystalech LBO a PPLN a jejich využití pro synchronizaci módů metodou nelineárního zrcadla. Nejdříve byla naměřena účinnost konverze fundamentální frekvence na druhou harmonickou, v tomto případě $\lambda_F = 1064 \text{ nm}$ a $\lambda_{SH} = 532 \text{ nm}$, u krystalů LBO, PPLN a LiIO_3 . Dále byl sestaven diodově buzený laser s rezonátorem tvaru „Z“ a aktivním prostředím Nd:YVO_4 , ve kterém bylo dosaženo synchronizace módů metodou nelineárního zrcadla pro LBO a PPLN.

5.2.1 Účinnost konverze nelineárních krystalů

Pro toto měření byl sestaven systém tvořený polarizačním hranolem, čočkou, měřeným krystalem a filtrem. Jako zdroj záření na vlnové délce $\lambda = 1064 \text{ nm}$ byl využíván laser Ekspla Yb:fiber. Jeho výstupní svazek má výkon 80 mW a je nepolarizovaný. Abychom měli jistotu, že v měřeném krystalu nastane fázový synchronismus typu I, resp. typu 0 u PPLN, musí být záření vstupující do krystalu lineárně polarizované. Svazek tedy prochází polarizačním hranolem, za kterým lze naměřit výkon 40 mW . Dále je pomocí čočky fokusován do krystalu. Ohnisková délka čočky byla volena v závislosti na délce měřeného krystalu, maximální konverze totiž nastává pro ohniskovou vzdálenost splňující

$$\frac{L}{b} = 2,84 \quad (5.8)$$

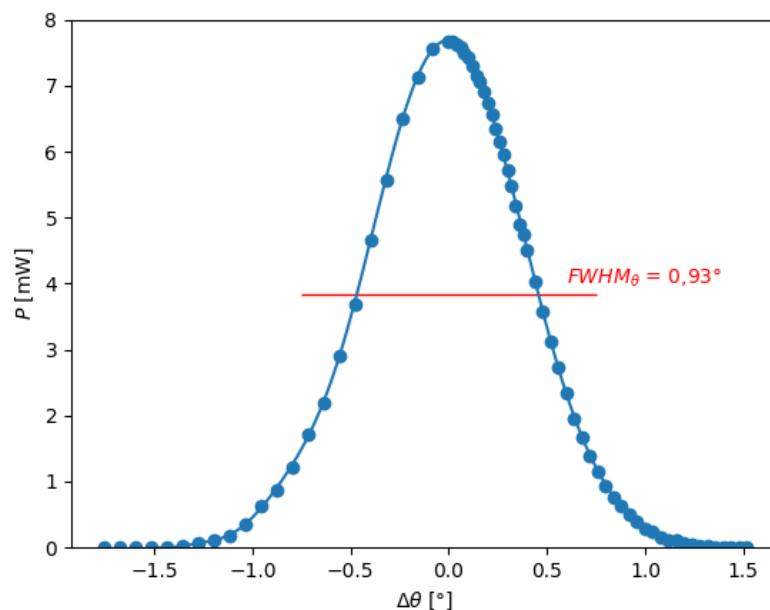
kde L je délka krystalu a b je konfokální parametr [20]. V krystalu je při splnění fázového synchronismu generováno záření $\lambda = 532 \text{ nm}$ a zbytkové záření na fundamentální frekvenci je odfiltrováno. Použitý filtr Thorlabs FL532-10 má transmissi na druhé harmonické $T_{532} = 75 \%$. Schéma systému se nachází na obrázku (5.21). Výkon generovaného záření na $\lambda = 532 \text{ nm}$ je měřen výkonoměrkou Thorlabs S120C.



Obrázek 5.21: Systém pro měření účinnosti konverze nelineárních krystalů.

5.2.1.1 LiIO_3

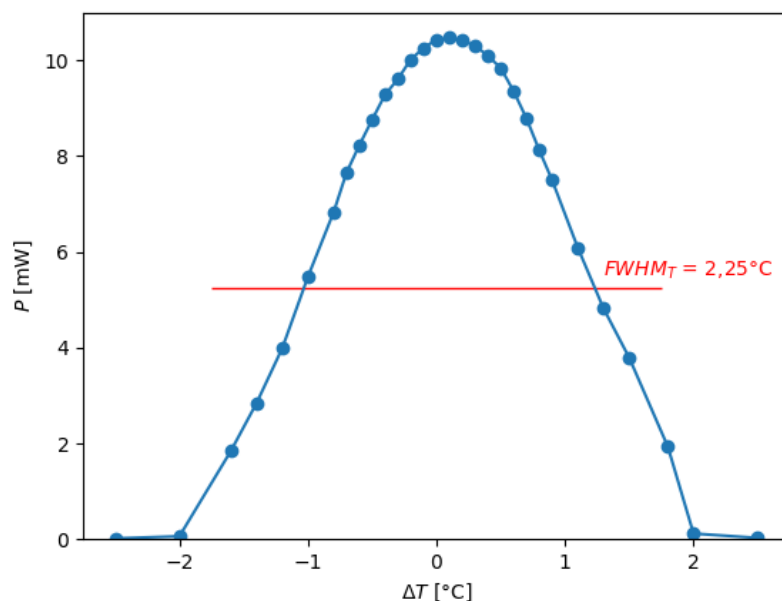
Prvním měřeným krystalem byl lithium jodát, LiIO_3 . Jeho vlastnosti jsou podrobně popsány v sekci (4.3.1). Krystal byl upevněn na držáku umožňujícím nastavení úhlu dopadu ve třech osách. Byla použita čočka $f = 75 \text{ mm}$. Pro tento krystal byl splněn kritický fázový synchronismus typu I. Při optimálním nastavení byl naměřený výkon na $\lambda = 532 \text{ nm}$ roven $P_{532} = 7,67 \text{ mW}$. Za polarizačním hranolem byl výkon $P_{1064} = 40 \text{ mW}$, maximální konverzní účinnost je tedy $\eta = 19,2\%$. Byla naměřena křivka udávající závislost generovaného výkonu na úhlu rozladění $\Delta\theta$, která se nachází na obrázku (5.22). Pološířka křivky je $FWHM_\theta = 0,93^\circ$, *acceptance angle* na polovině maxima intenzity je tedy $1,6 \text{ mrad} \times \text{cm}$.



Obrázek 5.22: Závislost výkonu generované druhé harmonické na úhlu rozladění $\Delta\theta$ v krystalu LiIO_3 při kritickém fázovém synchronismu I. typu.

5.2.1.2 LBO

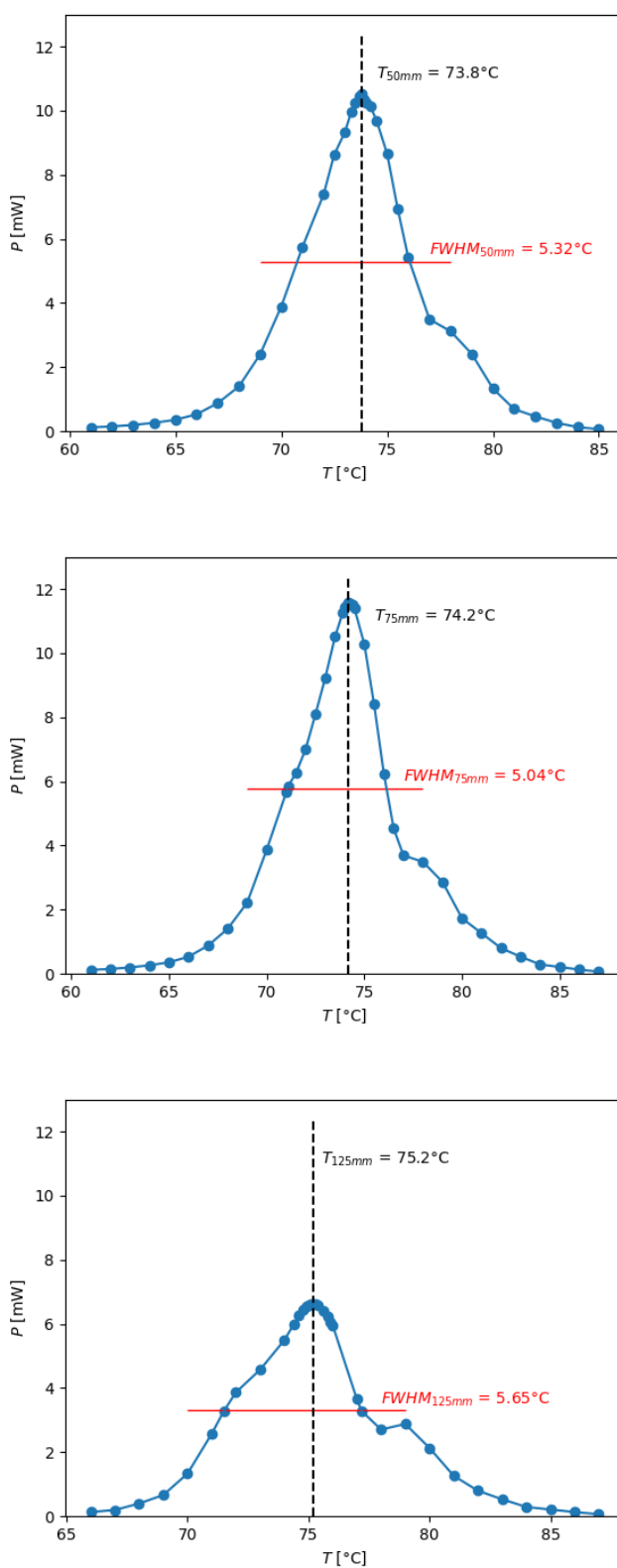
Dalším studovaným krystalem byl lithium triborát, neboli LBO, při nekritickém fázovém synchronismu. Byl tedy nastaven tak, aby se laserový svazek šířil pod úhlem 90° vzhledem ke stěně krystalu. Tento krystal má délku 20 mm, byla tedy použita čočka s větší ohniskovou vzdáleností $f = 125$ mm. Vzhledem k tomu, že se jedná o nekritický fázový synchronismus, je nutné změnit teplotu krystalu tak, aby bylo možné generovat druhou harmonickou frekvenci. Optimální teplota pro generaci druhé harmonické z $\lambda = 1064$ nm v krystalu LBO byla pomocí programu SNLO [27] určena jako $T = 422$ K, tedy $148,85^{\circ}\text{C}$. Maximální naměřený výkon byl $P_{532} = 10,47$ mW při teplotě $T = 149^{\circ}\text{C}$. To odpovídá účinnosti $\eta = 26\%$. *Temperature acceptance* na polovině maxima je $4,5$ K \times cm.



Obrázek 5.23: Závislost výkonu generované druhé harmonické na rozladění teploty ΔT v krystalu LBO při nekritickém fázovém synchronismu I. typu. Maximální výkon byl naměřen při $T = 149^\circ C$.

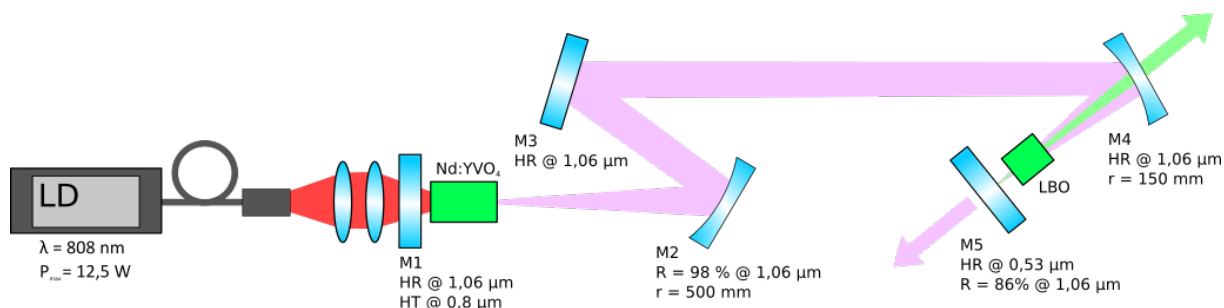
5.2.1.3 PPLN

V krystalu periodicky pólovaného lithium niobátu probíhá nekritický fázový synchronismus typu 0, při kterém se polarizace záření zachovává. V programu SNLO [27] byla pro konverzi z $\lambda = 1064$ nm na $\lambda = 532$ nm při periodě pólování krystalu $\Lambda = 6,89 \mu m$ vypočtena optimální teplota $T = 347$ K, tedy $73,85^\circ C$. V použitém krystalu PPLN byla konverze silně závislá na příčné poloze laserového svazku. Teplotní závislost byla proměřena nejdříve s čočkou s fokální délkou $f = 75$ mm, dále s čočkou $f = 125$ mm a $f = 50$ mm. Byla pozorována malá změna teploty, na které generovaný výkon dosahuje maxima, a také změna maximálního generovaného výkonu. Nejvyšší výkon na $\lambda = 532$ nm, $P = 11,57$ mW, byl naměřen s čočkou $f = 75$ mm při teplotě $T = 74,2^\circ C$. Odpovídající účinnost konverze je $\eta = 28,9\%$.



Obrázek 5.24: Závislost výkonu druhé harmonické na teplotě PPLN a fokusační čočce s ohniskovou vzdáleností $f = 50$ mm (nahore), $f = 75$ mm (uprostřed), $f = 125$ mm (dole).

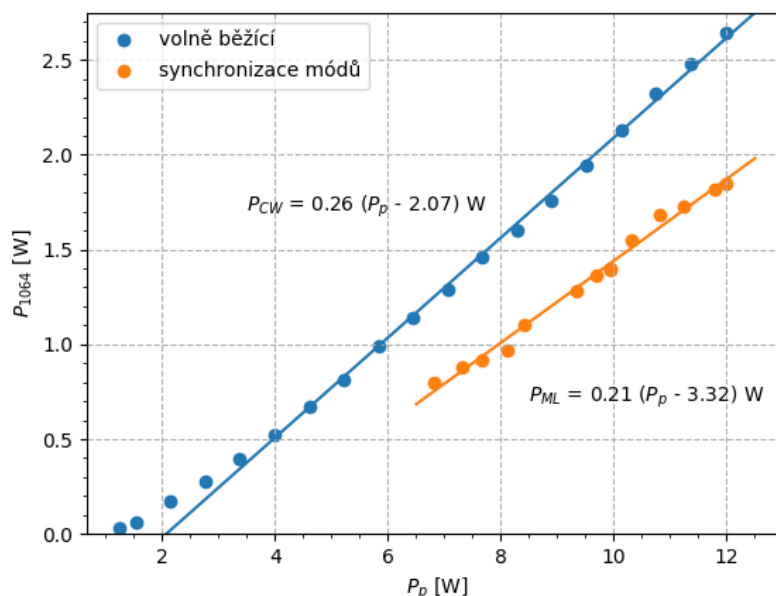
5.2.2 Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem LBO



Obrázek 5.25: Schéma sestaveného laseru pro synchronizaci módů s nelineárním zrcadlem.

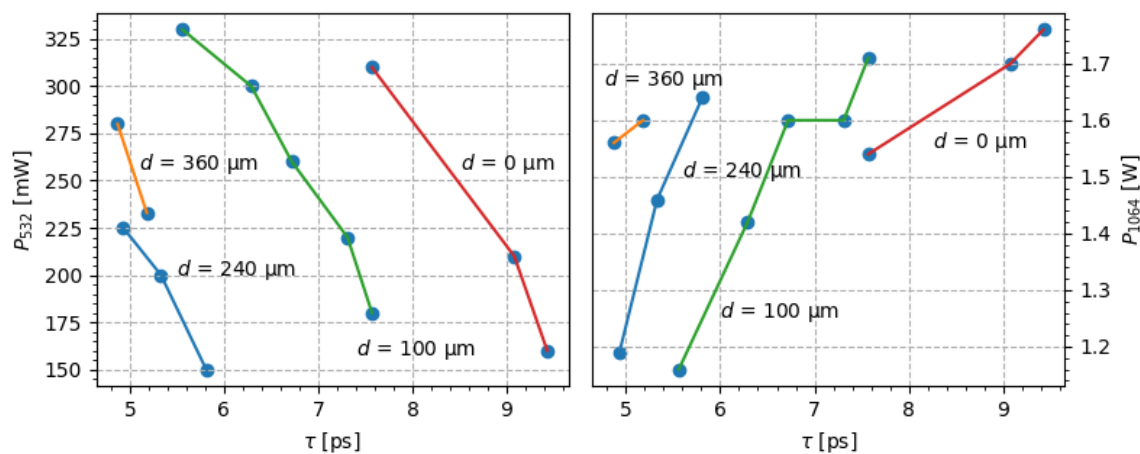
Byl sestaven rezonátor typu „Z“ podle obrázku (5.25), se vzdálenostmi $L_0 = 280 \text{ mm}$, $L_1 = 120 \text{ mm}$, $L_3 = 655 \text{ mm}$ a $L_4 = 70 \text{ mm}$. Jako aktivní prostředí byl zvolen materiál Nd:YVO₄, který generuje lineárně polarizované záření umožňující vysokou účinnost konverze. Krystal je chlazen na teplotu $T = 19,5 \text{ }^\circ\text{C}$, je čerpán laserovou diodou LIMO HLU 20F400-808 s maximálním použitým čerpacím výkonem $P_p = 12,5 \text{ W}$. Výstupní zrcadlo M5 je dichroické, na $\lambda = 532 \text{ nm}$ je vysoce reflexní a na $\lambda = 1064 \text{ nm}$ je jeho reflektivita $R = 84\%$. Mezi M4 a M5 byl vložen nelineární krystal LBO s rozměry $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}$, který byl nastaven pro kritický fázový synchronismus typu I. Krystal i výstupní zrcadlo se nachází na mikrometrickém posuvu. Kromě výstupního výkonu byl měřen i výkon druhého výstupního svazku s vlnovou délkou $\lambda = 532 \text{ nm}$ za zrcadlem M4 a filtrem Thorlabs FL532-10. V této sestavě bylo dosaženo synchronizace módů metodou nelineárního zrcadla. Typická délka impulsu v tomto systému byla pět až patnáct pikosekund.

Byla naměřena výkonová charakteristika laseru v kontinuálním režimu a při synchronizaci módů s délkou impulsu $\tau = 9 \pm 0,2 \text{ ps}$, viz obrázek (5.26). Délka impulsu při změnách čerpacího výkonu zůstávala konstantní, stejně tak poměr P_{1064} a P_{532} .

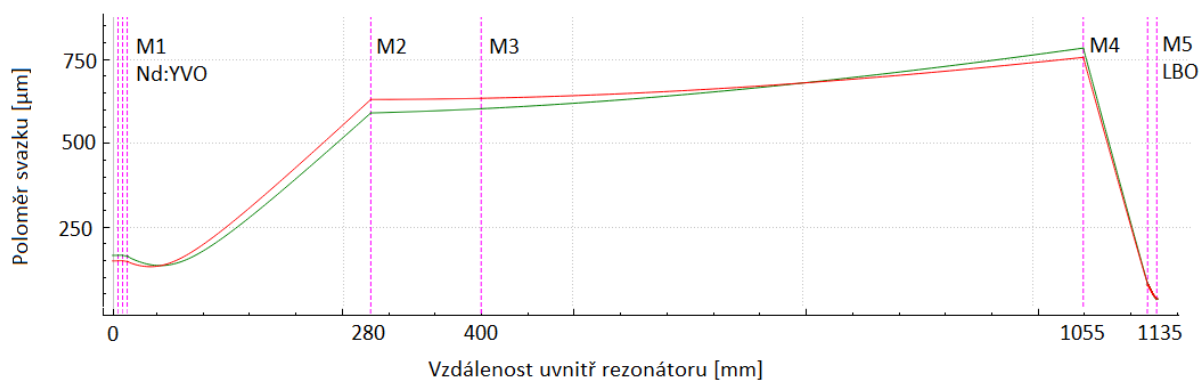


Obrázek 5.26: Výkonová charakteristika volně běžícího laseru s fitem $P_{CW} = 0,26 (P_p - 2,07) \text{ W}$ a výkonová charakteristika při synchronizaci módů pomocí nelineárního zrcadla s LBO, fit $P_{ML} = 0,21 (P_p - 3,32) \text{ W}$.

Zde je důležité zmínit, že délka impulsu hraje pro výstupní výkon velkou roli. Při synchronizaci módů pomocí nelineárního zrcadla není vyžadováno, aby se rezonátor nacházel na hranici stability. Pokud je však prodloužena vzdálenost L_4 , mezi zrcadli M_4 a M_5 , má svazek v blízkosti zrcadla menší průměr a intenzita v krystalu je tak vyšší. Tím se zvyšuje i konverzní účinnost a s ní se zkracuje délka impulsu. Na obrázku (5.27) se nachází vztah mezi prodloužením vzdálenosti L_4 , výkony na obou generovaných vlnových délkách a naměřenou délkou impulsu. Podle očekávání byly nejkratší impulsy naměřeny při největším prodloužení. Je ale nutné podotknout, že je možné získat stejnou délku impulsu i dále od hranice stability rezonátoru, výstupní výkon P_{1064} však v tomto nastavení nemusí být maximální. Při změnách čerpacího výkonu P_p měla dále velký vliv termická čočka. Aby byla při měření výkonové charakteristiky (5.26) synchronizace módů zachována, musela být při každé změně P_p upravena vzdálenost mezi nelineárním krystalem a výstupním zrcadlem.

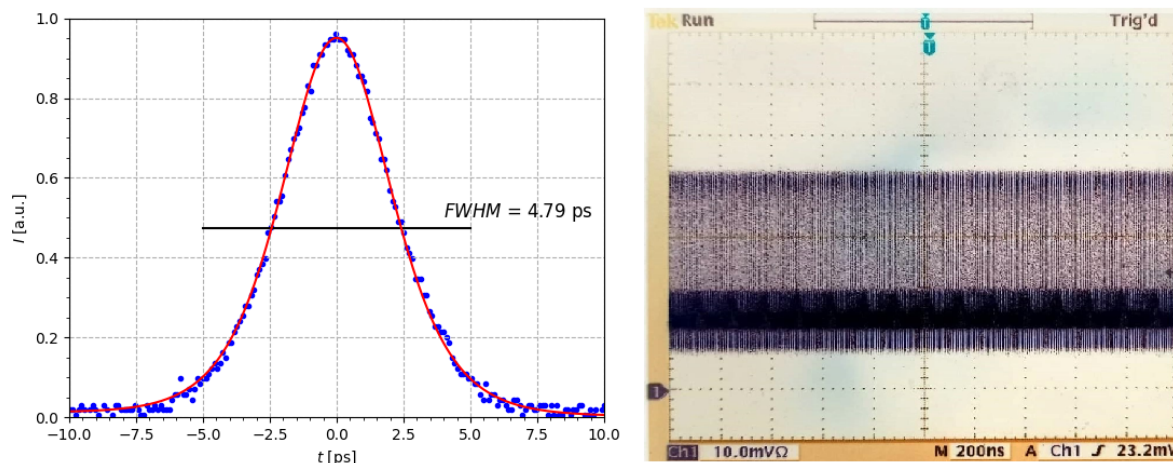


Obrázek 5.27: Vztah délky impulsu, výkonu na vlnové délce $\lambda = 532 \text{ nm}$ (vlevo) a výkonu na $\lambda = 1064 \text{ nm}$ (vpravo) pro různá prodloužení rezonátoru d . Měřeno při čerpacím výkonu $P_p = 10 \text{ W}$.

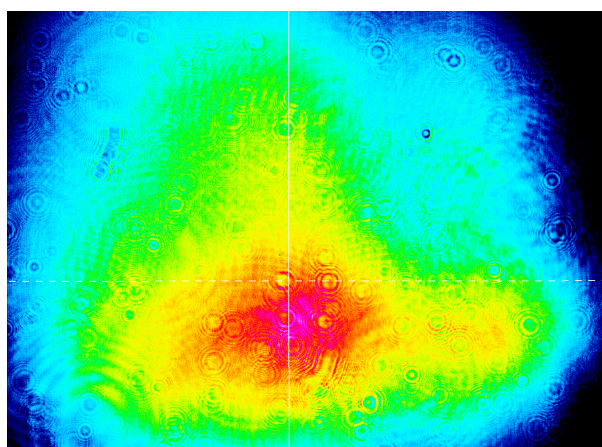


Obrázek 5.28: Poloměr svazku v rezonátoru v horizontální (zelená) a vertikální (červená) rovině. M1–M5 jsou zrcadla, M5 je zrcadlo dichroické. Byla přidána termická čočka s ohniskovou vzdáleností $f = 100 \text{ mm}$, která vzniká při čerpání $P_p = 10 \text{ W}$ [7]. Graf byl vygenerován v programu reZonator [26], upraveno.

Časová stabilita tohoto systému byla velmi dobrá. Výstupní výkon $P_{1064} = 1,63 \pm 1,23 \cdot 10^{-5} \text{ W}$ byl měřen 30 minut při délce impulsu $\tau = 5,5 \text{ ps}$. V konfiguraci s nejkratšími impulsy bylo dosaženo $\tau = 4,79 \text{ ps}$ při aproximaci sech^2 s opakovací frekvencí $f = 133,5 \text{ MHz}$. Výstupní výkon byl $P_{1064} = 1,66 \text{ W}$ a výkon druhé harmonické $P_{532} = 400 \text{ mW}$. Laser byl čerpán výkonem $P_p = 12,5 \text{ W}$ a rezonátor byl nastaven blízko hranice stability. Vzdálenost mezi LBO a dichroickým zrcadlem byla menší než 1 mm.



Obrázek 5.29: Autokorelační křivka výstupního signálu (vlevo) a oscilogram (vpravo) při synchronizaci módů metodou nelineárního zrcadla s LBO na $\lambda = 1064$ nm při optimálním nastavení.



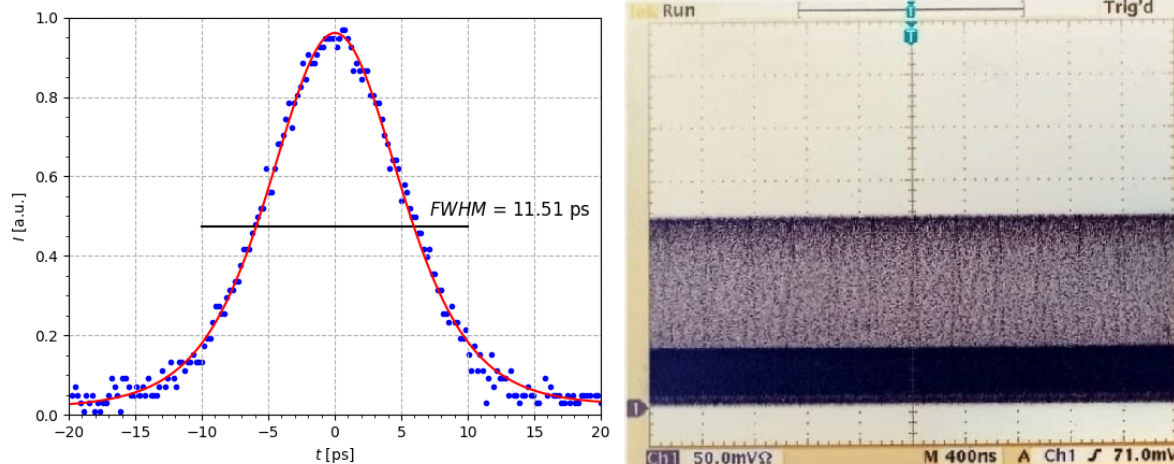
Obrázek 5.30: Profil výstupního svazku při synchronizaci módů metodou nelineárního zrcadla s krystalem LBO.

5.2.3 Synchronizace módů s nelineárním zrcadlem PPLN

Posledním krokem této práce bylo sestavení laseru s nelineárním zrcadlem využívajícím krystal PPLN. V rezonátoru z předchozí sekce byl tedy LBO nahrazen krystalem PPLN s rozměry $1 \times 3 \times 10$ mm a periodou pólování $\Lambda = 6,89 \mu\text{m}$. V tomto materiálu dochází ke kvazi-fázové synchronizaci, byl tedy nastaven kolmo na svazek. Podle programu SNLO [27] může probíhat generace druhé harmonické frekvence při $75,9^\circ\text{C}$. Podobně jako v sekci (5.2.1.3), kde se optimální teplota měnila v závislosti na použité čočce, i zde docházelo ke změnám parametrů ovlivňujících maximální konverzní účinnost při dané teplotě. Byla to zejména délka rezonátoru, vzdálenost krystalu od dichroického zrcadla a změna termické čočky závislá na čerpacím výkonu.

V této konfiguraci bylo dosaženo synchronizace módů a byla naměřena délka impulsu $\tau = 11,51$ ps s opakovací frekvencí $f = 135,7$ MHz a výstupními výkony $P_{1064} = 1,32$ W, $P_{532} = 160$ mW. Čerpací výkon byl nastaven na $P_p = 12,5$ W a teplota krystalu PPLN na $T = 75,5^\circ\text{C}$. Tento režim byl, stejně jako

v konfiguraci s LBO, dlouhodobě stabilní, jediný problém představovala nedostatečná ochrana PPLN před okolními teplotními vlivy.



Obrázek 5.31: Autokorelační křivka výstupního signálu (vlevo) a oscilogram (vpravo) při synchronizaci módů metodou nelineárního zrcadla s PPLN na $\lambda = 1064$ nm.

Výsledky

V praktické části této práce bylo prvním úkolem sestavit laser s pasivní synchronizací módů pomocí SESAMu. Prvním krokem ke splnění tohoto úkolu bylo naměřit výkonovou a spektrální charakteristiku laserové diody generující na vlnové délce $\lambda = 808$ nm. Dále byl sestaven laser s plano-konkávním rezonátorem a aktivním prostředím Nd:YVO₄ generujícím záření na $\lambda = 1064$ nm, pro jehož čerpání byla laserová dioda optimalizována. Z tohoto rezonátoru byl sestaven rezonátor tvaru „V“ a následně rezonátor tvaru „Z“. Pro oba byly vypočítány ztráty δ . V prvním rezonátoru byly vysoké, $\delta = 8,9\%$. To mohlo být způsobeno neideálním nastavením rezonátoru. Tuto myšlenku podporuje i rozložení výstupního výkonu při měření optické zpětné vazby, viz obrázek (5.10), které se pro některá zrcadla od předpovězeného průběhu značně liší. V rezonátoru tvaru "Z" jsou ztráty naopak malé, $\delta = 0,8$. Důvodem může být rozdíl skutečného a aproximovaného prahového výkonu P_{th} . Zdroj čerpací laserové diody umožňoval změny proudu s krokem 100 mA, což odpovídá změně čerpacího výkonu P_{in} o přibližně 90 mW. Proto byl naměřený prahový výkon pro většinu výstupních zrcadel stejný a byly použity hodnoty aproximované, které se od reálných mohou lišit.

Geometrie svazku uvnitř rezonátoru tvaru "Z" umožňuje saturaci absorbéru na zrcadle a zároveň saturaci zisku v aktivním prostředí. Byl do něj tedy vložen SESAM MQ 1486, se kterým bylo dosaženo synchronizace módů a laser byl optimalizován. Na výstupu byla naměřena délka impulsu $\tau = 72,5$ ps s opakovací frekvencí $f = 116,9$ MHz a výstupním výkonem $P = 100$ mW. Diferenciální účinnost byla $\sigma = 18\%$ ve svazku v základním módu s divergencí $\theta_h = 1,55$ mrad v horizontální a $\theta_v = 1$ mrad ve vertikální rovině. Laser byl otestován pro generaci druhé harmonické frekvence v nelineárním krystalu LiIO₃. Ukázalo se, že vlnovou délku $\lambda = 532$ nm je možné generovat, ovšem pouze na úrovni viditelné lidským okem a výkon na této vlnové délce se nepodařilo pomocí přístrojů naměřit.

V další části práce byla proměřena závislost generovaného výkonu druhé harmonické v nelineárních krystalech. Byla měřena závislost na úhlu a teplotě, podle typu fázového synchronismu. Byly vybrány krystaly LiIO₃, ve kterém byl nastaven kritický synchronismus typu I a jehož charakteristika se nachází na obrázku (5.22), LBO s nekritickým synchronismem typu I, viz obrázek (5.23), a PPLN, kde docházelo ke kvazi-fázovému synchronismu typu 0, viz obrázek (5.24). Maximální dosažená účinnost s lineárně polarizovaným vstupním zářením na $\lambda = 1064$ nm s výkonem $P = 20$ mW byla $\eta_{LiIO_3} = 19,2\%$, $\eta_{LBO} = 26\%$ a $\eta_{PPLN} = 28,9\%$. Při měření s PPLN byla účinnost konverze silně závislá na poloze svazku v krystalu, maximální výkon byl naměřen, když svazek procházel středem.

Konečným cílem této práce bylo sestavení laseru pro generaci pikosekundových impulsů s nelineárním zrcadlem. Opět byl zvolen rezonátor v konfiguraci „Z“. Nelineární zrcadlo bylo tvořeno krystalem LBO pro kritický fázový synchronismus typu I a dichroickým zrcadlem $R = 84\%$ na $\lambda = 1064$ nm, vysoce reflektivním na $\lambda = 532$ nm. Tento systém byl čerpán laserovou diodou dodávající čerpací výkon $P_p = 12,5$ W. Laser byl optimalizován a pomocí autokorelátoru byla naměřena délka impulsu $\tau = 4,79$ ps při aproximaci sech^2 s opakovací frekvencí $f = 133,5$ MHz. Výstupní výkon byl $P_{1064} = 1,66$ W, diferenciální účinnost $\sigma = 21\%$ a výkon druhé harmonické $P_{532} = 400$ mW. Tyto výsledky bylo možné naměřit při nastavení dichroického zrcadla tak, aby se rezonátor nacházel blízko hranice stability

a vzdálenost mezi LBO a dichroickým zrcadlem byla menší než 1 mm. Měření výkonové charakteristiky v závislosti na čerpacím výkonu znesnadňovala termická čočka vzniklá v aktivním prostředí Nd:YVO₄, jejíž fokální délka se s čerpáním měnila. Při každé změně tak bylo nutné upravit vzdálenost mezi krystalem LBO a dichroickým zrcadlem. Délka generovaných impulsů šla při nastavování laseru odhadnout podle výkonu P_{532} . Dokud laser nebyl v režimu synchronizace módů, nepřevýšil výkon druhé harmonické 20 mW, poté však bylo možné dosáhnout výkonu až 400 mW. S kratšími impulsy se výkon P_{532} zvyšoval, pro nejkratší impulsy délky 5 – 6 ps byl vždy naměřen $P_{532} > 150$ mW. Výkon P_{1064} se s kratšími impulsy naopak snižoval, do značné míry však závisel na tom, jak daleko se rezonátor nachází od hranice stability. Časová stabilita v optimálním nastavení byla velmi dobrá. Při neoptimálním nastavení měl však výstupní výkon tendence kolísat a synchronizace módů trpěla parazitním Q – spínáním i při malých mechanických otřesech.

V posledním bodě práce byl krystal LBO v nelineárním zrcadle nahrazen krystalem PPLN. I pro tuto konfiguraci bylo dosaženo synchronizace módů, systém ovšem nebyl optimalizován. Na výstupu byla naměřena délka impulsu $\tau = 11,51$ ps s opakovací frekvencí $f = 135,7$ MHz. Výstupní výkon byl $P_{1064} = 1,32$ W a výkon druhé harmonické $P_{532} = 160$ mW při čerpacím výkonu $P_p = 12,5$ W a teplotě PPLN $T = 75,5$ °C. Při ladění byl v krystalu generován mnohem vyšší výkon na druhé harmonické než v LBO, až $P_{532} = 300$ mW ve volně běžícím režimu. Synchronizaci módů bylo možné nastavit orientováním krystalu kolmo na svazek v rezonátoru a poté nastavením teploty tak, aby byla splněna fázová podmínka. Tato metoda ovšem fungovala jen na hranách krystalu, kde nebylo možné dosáhnout maximální účinnosti konverze. Při tomto nastavení byl výstup velmi dobře časově stabilní a byl odolný vůči otřesům. Krystal PPLN byl zahříván na vysokou teplotu a neměl odpovídající ochranu před vnějšími teplotními vlivy, synchronizace módů tak byla náchylná na změny okolní teploty. Synchronizaci módů bylo možné naladit i v centru krystalu, kde byly oba měřené výkony, P_{1064} i P_{532} , i délka impulsu srovnatelné, signál byl však málo promodulovaný a mnohem více náchylný na otřesy i teplotní změny.

V laserech s nelineárním zrcadlem pro pasivní synchronizaci módů s krystalem PPLN v konfiguraci podobné této bývá experimentálně dosahováno impulsů kratších než 5 ps, a to až 2,8 ps s krystalem délky 6 mm, s výstupním výkonem přibližně 1,5 W [7, 15, 16]. Bylo také ukázáno, že pokud je intenzita uvnitř rezonátoru dostatečná, může být synchronizace módů samostartující [15]. V laseru sestaveném v této práci zatím nehraje délka krystalu PPLN velikou roli. Dalším krokem k získání kratších impulsů by byla optimalizace laseru a zakrytí PPLN tak, aby byl chráněn před teplotními vlivy okolního prostředí.

Závěr

Tato práce se zabývala dvěma tématy. Prvním z nich byla generace ultrakrátkých impulsů metodou pasivní synchronizace módů v pevnolátkových laserech se zaměřením na polovodičové saturovatelné absorbery na zrcadle, tzv. SESAM. Druhým tématem byly možnosti generace druhé harmonické frekvence a využití tohoto jevu ke generaci pasivní synchronizace módů. V praktické části práce byl sestaven laser s aktivním prostředím Nd:YVO₄ se synchronizací módů pomocí SESAMu. Tento laser byl optimalizován a byly naměřeny jeho výstupní charakteristiky, tedy délka impulsu $\tau = 72,5$ ps, opakovací frekvence $f = 116,9$ MHz, výstupní výkon $P = 100$ mW na svazku s divergencí $\theta_h = 1,55$ mrad v horizontální a $\theta_v = 1$ mrad ve vertikální rovině. Výkon byl měřen na jednom ze dvou svazků, celkový generovaný výkon je tedy přibližně dvojnásobný. Laser pracoval v základním módu.

Dále byla provedena charakterizace krystalů LiIO₃, LBO a PPLN. Bohužel nebyla provedena pomocí sestaveného laseru, protože generované impulsy neměly pro tuto aplikaci dostatečný píkový výkon. Bylo tedy využito jiného laseru a byla naměřena závislost výkonu generované druhé harmonické frekvence na změně teploty, resp. úhlu, pro nekritický, resp. kritický fázový synchronismus. Maximální dosažená účinnost konverze při vstupním výkonu $P = 20$ mW byla $\eta_{LiIO_3} = 19,2\%$, $\eta_{LBO} = 26\%$ a $\eta_{PPLN} = 28,9\%$.

Hlavním tématem této práce byla synchronizace módů metodou nelineárního zrcadla. Byl tedy navržen a sestaven laser s aktivním prostředím Nd:YVO₄ využívající tuto metodu. Jako nelineární krystal byl používán materiál LBO. Při čerpání $P_p = 12,5$ W byla naměřena nejkratší délka impulsu $\tau = 4,79$ ps s opakovací frekvencí $f = 133,5$ MHz, stabilním výstupním výkonem $P_{1064} = 1,66$ W na fundamentální vlnové délce $\lambda = 1064$ nm a diferenciální účinností $\sigma = 21\%$. Výkon na vlnové délce $\lambda = 532$ nm generované v LBO byl $P_{532} = 400$ mW. Nakonec byl krystal LBO zaměněn za PPLN a byla naměřena délka impulsu $\tau = 11,51$ ps s opakovací frekvencí $f = 135,7$ MHz, výstupním výkonem $P_{1064} = 1,32$ W a výkonem druhé harmonické $P_{532} = 160$ mW. To vše při čerpacím výkonu $P_p = 12,5$ W a teplotě PPLN $T = 75,5$ °C. Tím byly úspěšně splněny všechny body zadání.

Literatura

- [1] PASCHOTTA R.: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, Wiley-VCH, 2008, ISBN 978-3-527-40828-3.
- [2] DAVID, A., MILLER, B.: Optical physics of quantum wells, *Quantum Dynamics of Simple Systems*, 2020, pp. 239-266, ISBN 9781003072973.
- [3] ZHANG, W., YU, H., WU, H., HALASYAMANI, S.: Phase-Matching in Nonlinear Optical Compounds: A Materials Perspective. *Chemistry of Materials*, 2017, vol. **29**, pp. 2665-2668, DOI: 10.1021/acs.chemmater.7b00243
- [4] POSPIECH, M., LIU, S.: Laser Diodes, an Introduction, 2004, URL: <https://www.matthiaspospiech.de/files/studium/praktikum/diodelasers.pdf>.
- [5] LIN, S., HUANG, C.: Effects of nonlinear phase in cascaded mode-locked Nd:YVO₄ laser, *Opt. Express*, 2019, vol. **27**, pp. 504-511, DOI: 10.1364/OE.27.000504.
- [6] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*, Springer Science+Business Media, 2006, ISBN 0-387-29338-8.
- [7] ZAVADILOVÁ, A.: *Synchronně čerpané optické parametrické oscilátory pro senzory*, Praha, 2008, Disertační práce, ČVUT Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyzikální elektroniky.
- [8] KELLER, U.: Ultrafast all solid state laser technology, *Appl. Phys. B*, 1994, vol. **58**, pp. 347-363, DOI: 10.1007/BF01081874.
- [9] STANKOV, K. A.: A mirror with an Intensity Dependent Reflection Coefficient, *Appl. Phys. B*, 1988, vol. **45**, pp. 191-195, DOI: 10.1007/BF00695290.
- [10] STANKOV, K. A., JETHWA, J.: A new mode-locking technique using a nonlinear mirror, *Optics Communications*, 1988, vol. **66**, pp. 41-46, DOI: 10.1016/0030-4018(88)90201-5
- [11] AGNESI, A., PENNACCHIO, C., REALI, G. C., KUBEČEK, V.: High-power diode-pumped picosecond Nd³⁺:YVO₄ laser, *Optics Letters*, 1997, vol. **22**, pp. 1645-1647, DOI: 10.1364/OL.22.001645.
- [12] ILIEV, H., CHUCHUMISHEV, D., BUCHVAROV, I., PETROV, V.: Passive mode-locking of a diode pumped Nd:YVO₄ laser by intracavity SHG in PPKTP, *Optics Express*, 2010, vol. **18**, pp. 5754-5762, DOI: 10.1364/OE.18.005754.
- [13] LIU, Y. H., XIE, Z. D., PAN, S. D., LV, X. J., YUAN, Y., HU, X. P., LU, J., ZHAO, L. N., CHEN, C. D., ZHAO, G., ZHU, S. N.: Diode-pumped passively mode-locked Nd:YVO₄ laser at 1342 nm with periodically poled LiNbO₃, *Optics Letters*, 2011, vol. **36**, pp. 698-700, DOI: 10.1364/OL.36.000698.

- [14] ZHAO, L., TONG, L., CAI, F., YUAN, Y., CAI, Y.: Wavelength-tunable nonlinear mirror mode-locked laser based on MgO doped lithium niobate, *Crystals*, 2020, **vol. 10**, pp. 861, DOI: 10.3390/cryst10100861.
- [15] LIN, S.T., HUANG, CH.H.: Effects of nonlinear phase in cascaded modelocked Nd:YVO4 laser, *Optics Express*, 2019, **vol. 27**, pp. 504-511, DOI: 10.1364/OE.27.000504.
- [16] CHENG, H., JIANG, X. D., HU, X.P., ZHONG, M.L., LU, X.J., ZHU, S.N.: Diode-pumped 1988 nm Tm:YAP laser mode-locked by intracavity second-harmonic generation in periodically poled LiNbO₃, *Optics Letters*, 2014, **vol. 39**, pp. 2187-2190, DOI: 10.1364/OL.39.002187.
- [17] 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*, 2006, **vol. 515**, pp. 922-926, DOI: 10.1016/j.tsf.2006.07.161.
- [18] 4LASERS, *Nd:YVO4 crystals* [online], ©2021 [cit. 16.06.2022], dostupné z: <https://4lasers.com/en/components/crystals/laser-crystals/nd-doped-crystals/nd-yvo4-crystals>.
- [19] THORLABS, *Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) – Tutorial* [online], ©2015 [cit. 01.06.2022], dostupné z: <https://www.thorlabs.com/catalogpages/693.pdf>.
- [20] COVESION, *How to Use PPLN* [online], 12.11.2020 [cit. 01.06.2022], dostupné z: <https://www.covesion.com/en/resource/how-to-use-ppln/>,
- [21] COVESION, *Material properties of Lithium Niobate* [online], 12.11.2020 [cit. 03.06.2022], dostupné z: <https://www.covesion.com/en/resource/material-properties-of-lithium-niobate/>.
- [22] FOSCO CONNECT, *PHASE MATCHING FOR NONLINEAR OPTICAL PROCESSES* [online], ©2022 [cit. 25.05.2022], dostupné z: <https://www.fiberoptics4sale.com/blogs/wave-optics/phase-matching-for-nonlinear-optical-processes>.
- [23] EK SMA OPTICS, *LITHIUM IODATE – LIO3 CRYSTALS* [online], ©2022 [cit. 06.06.2022], dostupné z: <https://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/lithium-iodate-lio3-crystals/>.
- [24] EK SMA OPTICS, *LITHIUM TRIBORATE – LBO CRYSTALS* [online], ©2022 [cit. 06.06.2022], dostupné z: <https://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/lithium-triborate-lbo-crystals/>.
- [25] UNITED CRYSTALS, *Properties of LN Crystal* [online], ©2016 [cit. 05.06.2022], dostupné z: <https://www.unitedcrystals.com/LiNbO3Prop.html>.
- [26] CHUNOSOV, N.I., *reZonator* [software], ©2010, poslední aktualizace 16.02.2022, dostupné z: <http://rezonator.orion-project.org/>.
- [27] AS-Photonics, *SNLO* [software], ©2008, poslední aktualizace 22.12.2021, dostupné z: <https://as-photonics.com/products/snlo/>