

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

**Diplomová práce
Matěj Žáček**

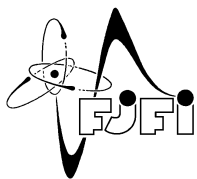
Praha – 2022

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

Regenerativní zesilovač s aktivním prostředím Yb:KYW

Diplomová práce

Autor práce: **Bc. Matěj Žáček**
Vedoucí práce: **Ing. Martin Smrž Ph.D.**
Konzultant: **Ing. Milan Frank Ph.D.**
Školní rok: **2021/2022**



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
Katedra fyzikální elektroniky

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student: **Bc. Matěj Žáček**

Studijní program: **Aplikace přírodních věd**

Obor: **Laserová technika a elektronika**

Akademický rok: **2021/2022**

Název práce: **Regenerativní zesilovač s aktivním prostředím Yb:KYW**
(česky)

Název práce: **Yb:KYW regenerative amplifier**
(anglicky)

Cíl práce:

Navrhnete a sestavte regenerativní zesilovač s aktivním prostředím Yb:KYW. Pokuste se o dosažení co nejmenších rozměrů výsledného systému pro budoucí komercializace. Zaměřte se na dosažení vysoké stability výstupních parametrů.

Pokyny pro vypracování

- 1) V teoretické části proveďte rešerši Yb:KYW laserů s ultrakrátkými pulsy.
- 2) Navrhněte CPA systém z dostupných komponent s Yb:KYW regenerativním zesilovačem.
- 3) Charakterizujte výstupní parametry použitého oscilátoru a prodlužovače impulzů.
- 4) Sestavte a otestujte rezonátor s aktivním prostředím Yb:KYW. Proveďte test v kontinuálním režimu a v režimu regenerativního zesilovače.
- 5) Proveďte měření výstupních charakteristik (profil a kvalita laserového svazku, délka pulsu, spektrum, atd.) sestaveného laserového zesilovače v režimu zesilování ultrakrátkých pulsů.
- 6) Výsledky sepište do práce o rozsahu 50-70 stránek.

Doporučená literatura:

1. Koechner W., Solid-state laser engineering, 6. vyd., New York: Springer, 2006.
2. Calendron Anne-Laure, Çankaya Hüseyin and Kärtner Franz X., High-energy kHz Yb:KYW dual-crystal regenerative amplifier, Opt. Express 22, 24752-24762, 2014.
3. Papadopoulos Dimitrios N., Pellegrina Alain, Ramirez Lourdes Patricia, Georges Patrick and Druon Frédéric, Broadband high-energy diode-pumped Yb:KYW multipass amplifier, Opt. Lett. 36, 3816-3818, 2011.
4. Ogawa K., Akahane Y., Aoyama M., Tsuji K., Tokita S., Kawanaka J., Nishioka H. and Yamakawa K., Multi-millijoule, diode-pumped, cryogenically-cooled Yb:KY(WO₄)₂ chirped-pulse regenerative amplifier, Opt. Express 15, 8598-8602, 2007.

Jméno a pracoviště vedoucího práce:

Ing. Martin Smrž, Ph.D.

Fyzikální ústav AV ČR

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Milan Frank, Ph.D.

Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání: 15. říjen 2021

Datum odevzdání: 4. květen 2022

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

.....
Garant oboru

.....
Vedoucí katedry

.....
Děkan

V Praze dne 10.10.2019

Prohlášení

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

V Praze dne 2. 5. 2022

Bc. Matěj Žáček

Poděkování

V první řadě bych chtěl poděkovat Ing. Janu Cvrčkovi za jeho pomoc a rady při psaní této práce, dále pak Ing. Martinovi Smržovi Ph.D. a Ing. Milanovi Frankovi Ph.D. za jejich cenné poznámky a konzultace. Také bych chtěl poděkovat všem ostatním kolegům z pracoviště Hilase Fyzikálního ústavu AV ČR za jejich všeobecnou vstřícnost a asistenci při práci v laboratoři.

Abstrakt

Název práce: **Regenerativní zesilovač s aktivním prostředím Yb:KYW**

Autor: Bc. Matěj Žáček

Obor: Laserová fyzika a technika

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. Martin Smrž Ph.D. (FzÚ AV ČR)

Konzultant: Ing. Milan Frank Ph.D.

Abstrakt: Diplomová práce se zabývá vývojem regenerativního zesilovače na bázi Yb:KYW. V teoretické části jsou shrnuty vlastnosti použitého krystalu a teorie laserového zesilovače. Dále jsou provedeny simulace regenerativního zesilovače pomocí Frantz-Nodvikovy rovnice. V experimentální části je charakterizován krystal Yb:KYW včetně měření silně astigmatické tepelné čočky. Dále je navržen a zkonstruován regenerativní zesilovač s výstupní energií 3,5 mJ při opakovací frekvenci 100 Hz, šířkou spektra v polovině maxima 3 nm, a který generuje základní příčný mód s $M^2 < 1, 2$. Šířka spektra naznačuje možnost komprimace impulzů na subpikosekundové délky; pokud by byl použit vhodnější prodlužovač impulzů, mělo by být možné získat impulzy v řádech nižších stovek fs. Jsou prezentovány možnosti vylepšení výstupních parametrů systému.

Klíčová slova: zesilování čerpovaných impulzů, regenerativní zesilovač, ultrakrátké impulzy, aktivní prostředí na bázi Yb

Abstract

Title: **Yb:KYW regenerative amplifier**

Author: Bc. Matěj Žáček

Abstract: This master thesis focuses on the development of a regenerative amplifier using an Yb:KYW crystal. Laser properties of this crystal are presented in the theoretical part, as well as the theory of laser amplifiers. Simulations of a regenerative amplifier are conducted using the Frantz-Nodvik model. In the experimental part, the properties of Yb:KYW are measured including its highly anisotropic thermal lens. In the following section a regenerative amplifier is designed and constructed. In its final configuration, the output energy of 3,5 mJ is achieved with repetition rate of 100 Hz and spectral width of 3 nm. The laser operates in fundamental mode with $M^2 < 1, 2$. The spectral width suggests subpicosecond pulses can be obtained by compression; should a more suitable stretcher be used, pulse durations in order of lower hundreds of fs should be reachable. Several possibilities of improving output parameters are presented.

Key Words: chirped-pulse amplification, regenerative amplifier, ultrashort pulses, Yb-doped active media

Obsah

Úvod	1
I Teoretická část	2
1 Aktivní laserové materiály dopované Ytterbiem	2
2 Yb:KYW systémy pracující s ultrakrátkými impulzy	7
2.1 Oscilátory	7
2.2 Regenerativní zesilovače	7
3 Zesilování impulzů v regenerativním zesilovači	10
3.1 Teorie laserového zesilovače	10
3.2 Regenerativní zesilovač	11
3.2.1 Parazitní jevy v regenerativním zesilovači	12
3.3 Elektrooptický jev a Pockelsova cela	15
3.4 Modelování regenerativního zesilovače	16
3.4.1 Výpočet koeficientu zesílení slabého signálu	17
3.4.2 Výsledky simulace	19
II Experimentální část	22
4 Použitá měřicí zařízení	22
5 Charakterizace čerpací diody	23
6 Charakterizace Yb:KYW krystalu	26
6.1 Spektroskopické vlastnosti	26
6.2 Měření tepelné čočky	27
6.3 Měření koeficientu zesílení slabého signálu	29
6.4 Diskuze výsledků	31
7 Stavba regenerativního zesilovače	32
7.1 Návrh rezonátoru	32
7.1.1 Režim volné generace	34
7.1.2 Režim Q-spínání	35
7.2 Charakterizace zdrojového oscilátoru	36
7.3 Charakterizace regenerativního zesilovače	38
7.3.1 Vylepšení kontrastu systému	43
7.3.2 Parazitní nelineární jevy	47
7.4 Diskuze výsledků	47
7.5 Možnosti dalšího vylepšení	49
Závěr	50

Úvod

Laser už od svého objevu v roce 1960 nachází využití v mnoha oblastech lidského působení. S objevem synchronizace módů přišla možnost generovat ultrakrátké světelné impulzy s vysokým špičkovým výkonem. Takové impulzy je možné využít v průmyslových aplikacích pro vrtání, obrábění nebo vytváření povrchových nanostruktur. Věda jich dále využívá pro přesná měření času a vzdálenosti nebo například v moderních mikroskopech s vysokým rozlišením. S využitím poznatků nelineární optiky je možné pomocí ultrakrátkých impulzů generovat koherentní rentgenové a terahertzové záření pro další aplikace.

Ultrakrátké impulzy je možné generovat v laserovém oscilátoru fungujícím v režimu synchronizace módů. Taková zařízení mohou být relativně kompaktní a jednoduchá, energie generovaných impulzů je ale omezená. Nejmodernější oscilátory na bázi tenkých disků dokáží generovat subpikosekundové impulzy s energií v řádech jednotek až desítek μJ . Pokud tyto energie resp. špičkové výkony nejsou pro danou aplikaci dostačující, bývá pro jejich zesílení použita metoda zvaná „chirped pulse amplification“ (CPA). V této metodě je nejdříve slabý ultrakrátký impulz disperzním prvkem prodloužen a následně je v jednom nebo více zesilovacích stupních zesílen. Nakonec je impulz opět disperzně komprimován. CPA systémy jsou významně dražší, větší a složitější než oscilátory, je pomocí nich ale možné dosáhnout o několik řádů vyšších energií impulzu.

Tato diplomová práce se zabývá stavbou regenerativního zesilovače využívajícího aktivní prostředí Yb:KYW na pracovišti Hilase. Práce se skládá z teoretické a experimentální části. V teoretické části je nejprve popsáno aktivní prostředí Yb:KYW a porovnáno se svým izomorfem Yb:KGW a často používaným Yb:YAG. Dále je provedena rešerše femtosekundových laserových systémů využívajících aktivní prostředí Yb:KYW. Třetí kapitola je věnována laserovým zesilovačům, specificky potom regenerativnímu zesilovači. V závěru kapitoly jsou provedeny simulace zesilování v regenerativním zesilovači.

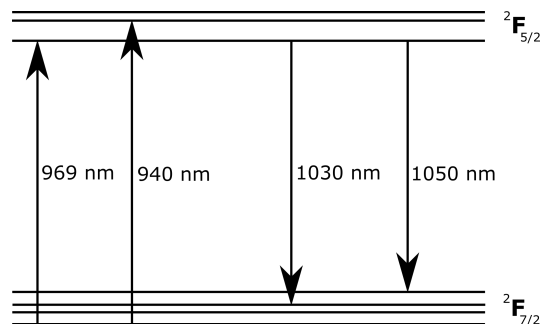
V experimentální části je nejprve charakterizována čerpací dioda. V další kapitole jsou změřeny základní vlastnosti použitého krystalu Yb:KYW včetně měření tepelné čočky a zesílení slabého signálu. Dále je popsán návrh optického rezonátoru, který je následně charakterizován ve volně běžícím a Q-spínaném režimu. Tento rezonátor je následně zprovozněn jako regenerativní zesilovač a charakterizován. V diskuzi jsou srovnány výsledky simulace a experimentu a jsou prezentovány možnosti dalšího vylepšení sestaveného systému.

Teoretická část

Kapitola 1

Aktivní laserové materiály dopované Ytterbiem

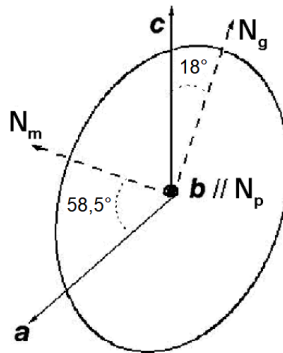
Iont ytterbia ve své trojvazné formě je v dnešní době jedním z nejvhodnějších aktivních iontů pro generaci záření v blízké infračervené oblasti. Jeho výhodou je jeho jednoduchá elektronová struktura (obrázek 1), kterou tvoří hladiny $^2F_{5/2}$ a $^2F_{7/2}$. Díky tomu při laserové generaci nedochází k nežádoucím jevům dvoufotonové absorpce a absorpce v excitovaném stavu. Při pokojové teplotě je populace dolní laserové hladiny relativně vysoká, proto je pro dosažení inverze populace potřeba vysoká budící intenzita nebo kryogenní chlazení aktivního prostředí. Velkou výhodou materiálů dopovaných ytterbiem je malý kvantový defekt, který je přibližně třikrát až šestkrát menší než u materiálů založených na trivalentním neodymu vyzářujícím na podobných vlnových délkách.



Obrázek 1: Schéma energetických hladin iontu ytterbia v matrici YAG. Šipky označují přechody důležité pro laserovou akci. V jiných matricích má iont ytterbia podobnou strukturu energetických hladin. [1]

YAG je kubický krystal na bázi granátu s chemickým složením $Y_3Al_5O_{12}$. Díky své kubické struktuře má izotropní optické vlastnosti. KYW ($KY(WO_4)_2$) a KGW ($KGd(WO_4)_2$) jsou draslíkové wolframáty s jedno-klonnou krystalickou strukturou grupy C2/c. Tyto krystaly jsou opticky dvouosé a středově symetrické. Nedochází v nich k nelinearitám druhého řádu jako generace druhé harmonické nebo součtové frekvence. Vztah krystaloptických a krystalografických os v krystalech KYW a YAG je zobrazen na obrázku 2. Při dopování nahrazuje ytterbium v YAG a KYW iont yttria a v případě KGW iont gadolinia. Díky tomu, že yttrium a ytterbium mají přibližně stejnou velikost, je možné vytvořit krystaly Yb:YAG a Yb:KYW s vysokou koncentrací ytterbia bez ztráty optické kvality. Oba krystaly jsou proto vhodné pro použití v geometrii tenkého disku. Je možné do-

sáhnout 100% koncentrace ytterbiových iontů; z krystalů Yb:YAG a Yb:KYW se pak stanou stechiometrické krystaly YbAG a KYbW. [2][3] Vzhledem k tomu, že se zvyšováním koncentrace dopantů snižuje tepelná vodivost těchto materiálů a zvyšuje se pravděpodobnost párového zhášení aktivních iontů, nenacházejí vysoce dopované krystaly příliš velké využití. [4][5] Krystal KGW je možné dopovat ytterbiem nejvýše do jednotek atomárních procent, pro vyšší koncentrace dochází ke ztrátě optické kvality krystalu. [6] Základní vlastnosti těchto materiálů jsou uvedeny v tabulce 1 a podrobněji jsou rozebrány dále.



Obrázek 2: Vzájemná orientace krystalografických (a, b, c) a krystaloptických (N_m , N_p , N_g) os v krystalu KYW. Osa b je kolmá ke stránce, zobrazená elipsa leží v rovině strany. Krystal KGW se od KYW liší pouze přesnou hodnotou úhlů mezi osami. Převzato z [6] a upraveno.

Spektroskopické vlastnosti

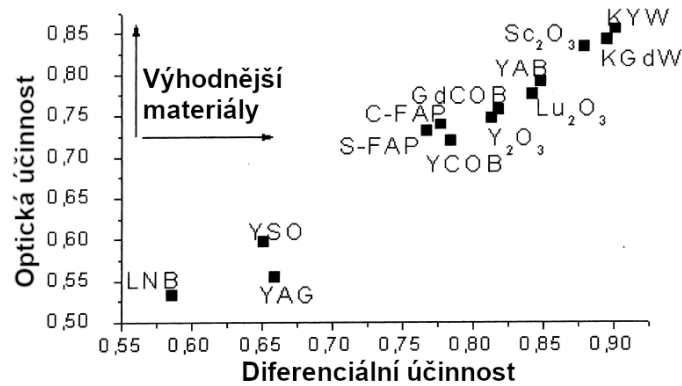
Teoretické srovnání ytterbiem dopovaných materiálů z hlediska spektroskopických vlastností a použití v laseru bylo provedeno v článcích [7] a [8]. V [7] jsou média hodnocena na základě dvou parametrů: minimální intenzity pro vybělení I_{min} a účinného průřezu stimulované emise na výstupní vlnové délce σ_{ext} . Z této analýzy vycházejí nejlépe fluoroapatity C-FAP a S-FAP. Wolframáty KYW a KGW vycházejí jako méně výhodná varianta. YAG má podobný σ_{ext} , ale mnohem vyšší I_{min} , takže se v tomto pohledu ukazuje být spíše nevýhodný pro použití v laseru. V článku [8] byl vytvořen model diodově čerpaného ytterbiem dopovaného materiálu, který počítal se saturací čerpacího záření. Zde byly různé matrice vyhodnocené podle možné dosažitelné optické a diferenciální účinnosti ve stejném rezonátoru. V tomto hodnocení byly wolframáty KYW a KGW na prvních pozicích ze zkoumaných materiálů, mimo jiné i díky velmi malému kvantovému defektu při čerpání na bezfononovém přechodu na 981 nm. Yb:YAG zde mezi porovnávanými materiály vyšel jako jeden z nejméně účinných. Porovnání s dalšími materiály je na obrázku 3.

Účinný průřez emise a absorpce na odpovídajících vlnových délkách pro wolframáty Yb:KGW a Yb:KYW jsou silně anizotropní. Nejvyšší účinné průřezy emise jsou ve směru osy N_m s šířkou přibližně 22 nm, zatímco ve směrech N_p a N_g jsou přibližně desetkrát nižší. Na druhou stranu jsou v těchto směrech emisní čáry přibližně o 20 % širší. Pokud v laserovém rezonátoru není žádný další polarizační prvek, generované záření bude polarizované ve směru, ve kterém je účinný průřez (respektive zesílení) největší. Yb:YAG je opticky izotropní materiál, jeho spektroskopické vlastnosti jsou tedy ve všech směrech stejné. Šířka emisního spektra je přibližně 8 nm a emisní účinný průřez je poloviční oproti Yb:KYW a Yb:KGW. Absorpční a emisní spektra Yb:KYW a Yb:YAG jsou na obrázku 4. Spektra pro Yb:KGW se příliš neliší od spekter Yb:KYW.

Doba života na horní laserové hladině v Yb:YAG je přibližně 1 ms. [9] V Yb:KYW a Yb:KGW se pohybuje okolo 240 μs . [10] Yb:YAG je tedy proto výhodnější materiál pro lasery v režimu Q-spínání a spínání ziskem, neboť je možné v něm udržet větší množství energie.

Tabulka 1: Základní spektroskopické a termomechanické vlastnosti popisovaných materiálů. U anizotropních krystalů je v závorkách uvedena krystaloptická nebo krystalografická osa, v jejímž směru byla daná hodnota změřena (avg. značí průměrnou hodnotu). n jsou indexy lomu, λ_a a λ_e jsou vlnové délky hlavních absorpčních a emisních čar, σ_e je účinný průřez emise na λ_e , τ je doba života na horní laserové hladině, κ je tepelná vodivost, dn/dT jsou termooptické koeficienty a α je koeficient tepelné roztažnosti.

Materiál	n	λ_a nm	λ_e nm	σ_e^1 10^{-24} m^2	τ μs	κ^2 $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	dn/dT^3 10^{-6} K^{-1}	α K^{-1}	Ref.
Yb:YAG	1,82	969/940	1030	2,3	950	14	7,8	6,7	[1][9]
Yb:KYW	2,05 (g)	981	1025	0,8 (g)	233	3(avg.)	-11,83 (g)	4,6(avg.)	[10][11]
	2,01 (m)			4 (m)			-7,61 (m)		[12]
	1,97 (p)			1 (p)			-13,08 (p)		
Yb:KGW	2,06 (g)	981	1023	0,8 (g)	243	2,6 (a)	-17,3 (g)	4 (a)	[10][11]
	2,01 (m)			3,2 (m)		3,8 (b)	-11,8 (m)	3,6 (b)	[6][13]
	1,98 (p)			0,5 (p)		3,4 (c)	-15,7 (p)	8,5 (c)	



Obrázek 3: Porovnání vlastností různých Yb dopovaných materiálů z článku [8]. Na ose x je vynesena teoreticky dosažitelná diferenciální účinnost, na ose y je teoreticky dosažitelná optická účinnost.

Díky anizotropii a kratší době života na horní laserové hladině mají zde popsané wolframáty širší čáry emise a absorpce než Yb:YAG. Je proto výhodné je používat v laserech v režimu synchronizace módů (je možné dosáhnout impulzů s délkou pod 100 fs [14][15]) nebo v regenerativních zesilovačích pro disperzně roztažené impulzy. Je navíc možné použít dva Yb:KYW krystaly s různými řezy uvnitř jednoho zesilovače. Díky anizotropii Yb:KYW se emisní spektra těchto krystalů překrývají jen z části. Tímto je možné předejít jevu zužování zisku a zesilovat kratší impulzy. [16]

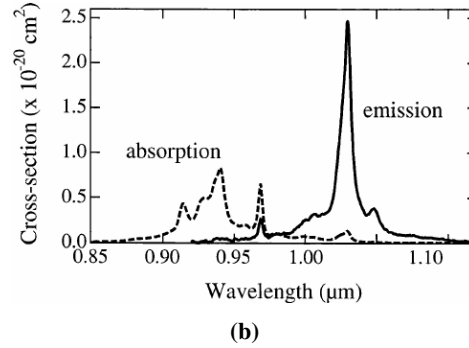
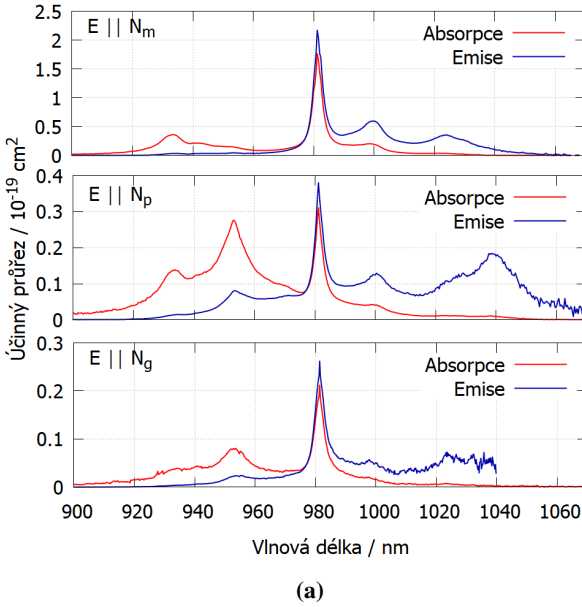
Termomechanické vlastnosti

Při návrhu laseru s vysokým středním výkonem je třeba uvažovat termomechanické a termooptické vlastnosti aktivních prostředí. Vlivem silného zahřívání uvnitř a chlazení na okrajích vzniká v krystalu teplotní gradient, který indukuje tepelnou čočku. Ta může snižovat stabilitu rezonátoru a účinnost laseru, zhoršovat kvalitu svazku nebo způsobovat poškození aktivního prostředí. Dále také teplotní gradient v izotropních krystalech

¹Účinné průřezy σ_e byly měřeny při pokojové teplotě.

²Tepelné vodivosti κ platí pro nedopované krystaly.

³Termooptické koeficienty dn/dT byly měřeny při homogenním zahřívání.



Obrázek 4: Absorpční a emisní spektra krystalů Yb:YAG a Yb:KYW naměřená při pokojové teplotě. (a) Spektra Yb:KYW pro polarizační stavy rovnoběžné s krystaloptickými osami. Data byla poskytnuta firmou Eksma Optics. (b) Absorpční a emisní spektrum Yb:YAG při pokojové teplotě. Převzato z [17].

vyvolává indukovaný dvojlom, který způsobuje depolarizační ztráty a deformaci svazku. [1][18]

Ke vzniku tepelné čočky přispívá několik samostatných jevů. První z nich je termooptický jev, tedy závislost indexu lomu na teplotě, často charakterizovaný termooptickým koeficientem dn/dT . Dále přispívá elastooptický jev, tedy závislost indexu lomu na vnitřním napětí vyvolaném tepelnou expanzí krystalu v radiálním směru. Tento jev je popsán elastooptickými konstantami C_i a tenzorem tepelné roztažnosti α . Třetí a ve většině případů nejméně důležitý příspěvek je vyboulení konců krystalu v důsledku teplotní expanze v axiálním směru. [1] Vliv všech tří jevů je přímo úměrný velikosti teplotního gradientu v krystalu. Velikost teplotního gradientu v koncově čerpaném krystalu chlazeném ze stran je závislá pouze na velikosti čerpacího svazku, čerpacím výkonu a tepelné vodivosti krystalu κ . Teplota chladiče a kvalita tepelného kontaktu na velikost gradientu mají jen malý vliv, silně ale ovlivňují teplotu krystalu při běhu laseru. [18]

Termooptické koeficienty dn/dT jsou pro KYW a YAG podobně velké, mají ovšem opačná znaménka. U KYW jsou tyto koeficienty silně anizotropní. U KGW jsou přibližně dvakrát větší, jejich anizotropie a znaménka jsou ale velmi podobná těm u KYW. Střední tepelná roztažnost materiálů je přibližně stejně velká, u KGW je ale taktéž silně anizotropní. Data ke KYW nebyla v době psaní práce nalezena, ale dá se očekávat, že hodnoty α se v jednotlivých směrech budou podobat těm pro KGW. Anizotropie termomechanických vlastností u YAG je mnohem menší, může v něm ale docházet k tepelně indukovanému dvojlomu, který způsobuje depolarizační ztráty.

Tepelná vodivost nedopovaného YAG je přibližně třikrát vyšší než tepelná vodivost nedopovaného KYW a KGW. Dopováním aktivním iontem se tepelná vodivost krystalu snižuje, což souvisí se zvyšující se neuspořádaností v krystalu. Protože jsou si atomové hmotnosti Gd a Yb podobné (Gd:157, Yb:173), snížení tepelné vodivosti je menší pro Yb:KGW než pro Yb:KYW a Yb:YAG. [6][19]

Vzhledem ke komplexnosti termických efektů v pevných látkách je velmi obtížné tepelnou čočku vypočítat čistě z materiálových parametrů. Pro izotropní materiály jako Yb:YAG je nicméně možné s dobrou přesností tepelnou čočku předpovědět (např. [20]). Ovšem pro jednoklonné wolframáty by rigorózní numerická simu-

lace musela počítat s kompletními materiálovými tenzory termomechanických a termooptických vlastností, které v době psaní práce pro KGW ani KYW dosud nebyly změřeny. Zároveň by taková simulace byla velmi výpočetně náročná. Z těchto důvodů modely takových materiálů používají zjednodušující předpoklady, což ovšem může vést k velkým nepřesnostem nebo výsledkům neodpovídajícím experimentům. [18][21] Proto je nejhodnější materiály porovnávat na základě experimentálních dat. Takové srovnání Yb:YAG a Yb:KGW (v řezu kolmém k ose Ng) s dalšími Yb-dopovanými materiály bylo provedeno v [22]. Oba materiály zde mají při laserové akci přibližně stejně velkou spojnu tepelnou čočku. Optická mohutnost čočky se po spuštění laserové činnosti významně snížila pro Yb:YAG, zatímco se mírně zvýšila pro Yb:KGW. Tepelná čočka Yb:KGW v různých řezech byla změřena v [23]. V řezu kolmém k Ng byla čočka spojná s $f_x = 200$ mm a $f_y = 55$ mm. Krystal v řezu kolmém k ose Np měl tepelnou čočku spojnou v jednom směru a rozptylnou v druhém s $f_x = -100$ mm a $f_y = 70$ mm. Vlastní směry čočky navíc byly pootočeny oproti krystalooptickým osám. Pro Yb:KYW v řezu Ng jsou výsledky podobné jako u Yb:KGW. [24][25] Žádná experimentální data o tepelné čočce Yb:KYW v řezu Np nebyla v literatuře nalezena, ale výsledky měření provedeném v kapitole 6.2 ukazují, že se tepelná čočka v tomto případě taktéž chová podobně jako u Yb:KGW. [26]

Anizotropie KYW a KGW dává možnost použít krystal vybroušený kolmo k atermální ose. Při šíření laserového svazku v tomto směru se efekty vytvářející tepelnou čočku vzájemně přibližně kompenzují. Mohutnost a astigmatismus čočky jsou potom menší. Je to ovšem za cenu snížení účinného průřezu emise a absorpce, neboť už záření není polarizováno ve směru krystalooptické osy Nm, ve které je účinný průřez největší. [27][28]

Při prudkém zahřátí části krystalu může v důsledku tepelné roztažnosti dojít k jeho poškození. Náchylnost na poškození je dána velikostí koeficientu tepelné roztažnosti ($P_{max} \propto 1/\alpha$ pro izotropní materiály) a rozdílem α a tepelné vodivosti κ v různých směrech. [1] Právě kvůli své anizotropii jsou jednoklonné wolframáty KYW a KGW náchylnější na poškození než izotropní YAG.

Srovnání

Krystal Yb:YAG je díky jeho vysoké tepelné vodivosti a odolnosti vůči poškození výhodné používat v lasech s vysokým středním výkonem. Díky možnosti vysokého dopování (okolo 7 %) je také tento krystal možné účinně využít v geometrii tenkého disku, ve které jsou efekty spojené s tepelným gradientem dále redukovány. Zde popisované wolframáty mají horší termomechanické vlastnosti a jsou méně odolné, pro vysokovýkonostní aplikace jsou tedy spíše nevhodné.

Wolframáty Yb:KYW a Yb:KGW mají široké emisní čáry (≈ 20 nm), které se navíc v různých směrech nepřekrývají, díky čemu jsou dobrými kandidáty na využití ve femtosekundových lasech a zesilovačích pro CPA systémy. Pro kontinuální systémy s nízkým středním výkonem jsou díky vysokým účinným průřezům a malým kvantovým defektům také dobrou variantou. Pro Q-spínané lasery a lasery spínané ziskem je preferován Yb:YAG, protože má delší dobu života v excitovaném stavu a je tak možné dosáhnout vyšších energií impulzů.

V této práci je pro stavbu regenerativního zesilovače použit krystal Yb:KYW. Ten byl zvolen pro svá široká emisní spektra a vysoké účinné průřezy.

Kapitola 2

Yb:KYW systémy pracující s ultrakrátkými impulzy

Tato kapitola obsahuje shrnutí laserových systémů na bázi Yb:KYW pracujících s ultrakrátkými impulzy popsaných v literatuře. Systémy jsou zde rozděleny na oscilátory pracující v režimu synchronizace módů a regenerativní zesilovače.

2.1 Oscilátory

První synchronizace módů v krystalu Yb:KYW byla realizována v [14]. Byl použit 4 mm dlouhý krystal dopovaný na 10 % a s řezem kolmým ke krystalografické ose a. Tím bylo možné využít širší emisní spektrum pro polarizaci rovnoběžnou k ose b (tj. ose Np). Pomocí Kerrový čočky byly generovány impulzy o délce přibližně 70 fs se středním výkonem 120 mW a opakovací frekvencí 110 MHz. Synchronizace módů s polarizací $E \parallel Nm$ byla provedena v [29]. Zde byl použit krystal s řezem kolmým k ose Np a dopací 10 %. Klínový tvar krystalu umožňoval spojitě měnit délku aktivního média mezi 0,3 mm až 2 mm. Bylo tak možné najít optimální délky krystalu pro minimalizaci reabsorpčních ztrát a pro nejširší spektrum. Generovány byly impulzy o délce přibližně 107 fs se střední vlnovou délkou 1054 nm a středním výkonem 126 mW.

Synchronizace módů pomocí saturovatelného absorbéru (SESAM) byla provedena v [30]. Byl použit krystal o délce 3 mm a dopací 5% čerpaný jednomódovou laserovou diodou. Generovány byly impulzy o délce 101 fs se středním výkonem 100 mW a opakovací frekvencí 95 MHz. Článek předpovídá možné zvýšení výstupního výkonu na přibližně 1 W při použití silnější čerpací diody. V [31] byl použit tenký disk Yb:KYW v kombinaci se SESAM k dosažení relativně vysokého středního výkonu 22 W a délky impulzů 240 fs při opakovací frekvenci 25 MHz. V [32] byly pomocí saturovatelného absorbéru generovány impulzy s opakovací frekvencí 1,2 GHz, délkou 168 fs a středním výkonem 40 mW.

V [15] byly porovnány dva Yb:KYW krystaly vybroušené kolmo k osám Np a Ng ve stejném laserovém systému. Čerpací výkon byl relativně nízký (max. 6 W), aby bylo možné zanedbat termooptické jevy. S oběma krystaly bylo dosaženo podobného středního výkonu okolo 1,7 W s opakovací frekvencí 79 MHz. Krystal s řezem kolmým k ose Ng generoval kratší impulzy o délce 96 fs na střední vlnové délce 1043 nm, zatímco krystal s řezem kolmým k Np generoval impulzy o délce 111 fs s maximem spektra na 1035 nm.

Ve výsledcích (shrnuty jsou v tabulce 2) v literatuře je možné pozorovat, že nejkratších generovaných impulzů je dosahováno na delších vlnových délkách okolo 1050 nm, zatímco vyšších účinností je dosahováno okolo 1030 nm. To je způsobeno tvarem emisní čáry Yb:KYW. Ta má maximum na 1025 nm, ale okolo 1050 nm je téměř plochá. Je tak možné generovat impulzy s širším spektrem díky sníženému vlivu zužování zisku.

2.2 Regenerativní zesilovače

V [34] byly sestrojeny a srovnány dvě varianty regenerativního zesilovače - koncově čerpaná a stranově čerpaná varianta. Koncově čerpaný zesilovač dokázal zesílit impulzy na energii 63 μJ s délkou impulzu po kompresi 400 fs. Stranově čerpaný zesilovač dosáhl na vyšší energii impulzu 95 μJ ale vyšší délky 460 fs a horší kvality svazku. Zesílení na vyšší energie u obou zesilovačů bránily ztráty způsobené stimulovaným Ramanovým rozptylem.

Tabulka 2: Přehled femtosekundových oscilátorů v literatuře. Polarizace značí, která osa krystalu byla využita ke generaci. λ je střední vlnová délka, P střední výkon, f opakovací frekvence a τ_p je délka generovaných impulzů.

Řez krystalu	Polarizace	Metoda ML	λ nm	P mW	f MHz	τ_p fs	Ref.
a	Np	KLM	1058	120	110	72	[14]
Np	Nm	KLM	1054	126	294	107	[29]
neuvedeno	neuvedeno	KLM	1046	14	4600	146	[33]
Np	Nm	SESAM	1035	1700	79	111	[15]
Ng	Nm	SESAM	1043	1700	79	96	[15]
neuvedeno	Nm	SESAM	1046	100	95	101	[30]
Np	a	SESAM	1028	22000	25	240	[31]
neuvedeno	neuvedeno	SESAM	1047	42	1170	168	[32]

Tenkodiskový zesilovač byl zkonstruován v [35]. Pro redukci astigmatismu způsobenému termickou čočkou měl rezonátor zesilovač neplanární konfiguraci, což umožnilo promítnout svazek na disk podruhé s rotací 90° . Bylo dosaženo výstupní energie $360 \mu\text{J}$ a impuls měl po komprimaci délku 250 fs. Zde bylo zesílení omezeno bifurkacemi výstupní energie impulsu. Problémy s anizotropií tepelné čočky byly řešeny podobně v krystalu ve tvaru kvádrů v [36], kde byl rezonátor zesilovače v kruhové konfiguraci. Zde bylo dosaženo výstupní energie 10 mJ (regenerativní zesilovač zde byl až třetí zesilovací stupeň). Do systému byly přidány dodatečné ztráty pro stabilizaci výstupní energie, jejich odstraněním bylo možné osahovat vyšších energií.

Regenerativní zesilovač fungující bez samostatného prodlužovače impulzů byl zkonstruován v [37]. Pozitivní disperze uvnitř zesilovače byla využita pro postupné roztažení impulsu spolu s jeho zesilováním. Impuls byl nakonec v kompresoru zkrácen. Tím bylo dosaženo délky impulsu 290 fs s energií $150 \mu\text{J}$.

Anizotropie Yb:KYW je možné využít použitím dvou aktivních krystalů různých řezů v zesilovači, čímž lze předejít zužování zisku a méně tak deformovat spektrální tvar zesilovaného impulsu. Zároveň je tím také do menší míry kompenzován astigmatismus termické čočky. To bylo demonstrováno v [16], kde byly zesilovány pulzy o délce 180 fs na energii $160 \mu\text{J}$. Podobný princip byl použit v [38], kde byl tenkým diskem veden svazek několikrát ve vzájemně kolmých polarizacích. Energie výstupních impulzů zde byla $500 \mu\text{J}$ a impulzy měly délku 185 fs. Další možností předcházení zužování spektra byla ukázána v [39], kde byla využita Kerrovská nelinearita k rozšíření spektra během zesilování. Impuls byl před zesilovačem roztažen se záporným čerpem. Během zesilování se zároveň impuls v zesilovači vlivem pozitivní disperze zkracoval. Když dosáhl dostatečné intenzity, začala se projevovat nelinearita třetího řádu, která rozšířila spektrum impulsu. Těsně poté byl impuls ze zesilovače vyvázán. Limitací tohoto systému byla vysoká pravděpodobnost poškození optických prvků při špatném nastavení.

Dva krystaly v rezonátoru byly použity i v [40], ovšem za účelem redukce vlivu termických efektů. Oba krystaly měly stejný řez a orientaci a byly umístěny tak, aby se jejich tepelné čočky přibližně kompenzovaly. Tím bylo možné zesilovat impulzy na energii 6,5 mJ s délkou po kompresi 650 fs.

Výsledky z výše uvedené literatury jsou shrnuty v tabulce 3. Je vidět, že pro zesilování impulzů kratších než přibližně 200 fs bylo třeba využít dvou krystalů nebo nelineárních efektů. Pro zesílení na energie v úrovních mJ je třeba redukovat termické jevy, tj. provozovat zesilovač na relativně nízké opakovací frekvenci (přibližně 1 kHz) a kompenzovat astigmatismus svazku.

Tabulka 3: Přehled regenerativních zesilovačů popsaných v literatuře. Polarizace značí, která osa nebo osy krystalu byly využity k zesilování. λ je střední vlnová délka, E výstupní energie, f opakovací frekvence a τ_p je délka zesilovaných impulzů po kompresi.

Polarizace	λ nm	E μJ	f kHz	τ_p fs	Ref.
Np	1040	63	1	400	[34]
Np	1040	10000	0,01	1200	[36]
Nm	1030	360	40	250	[35]
Nm	1030	6500	1	650	[40]
a	1030	150	45	290	[37]
Np+Nm	1034	160	50	180	[16]
Np+Nm	1035	500	20	185	[38]
neuveдено	1029	32	50	145	[39]

Kapitola 3

Zesilování impulzů v regenerativním zesilovači

Femtosekundové laserové impulzy nacházejí široké uplatnění v mnoha oblastech medicíny, průmyslu nebo vědeckého bádání. Tyto impulzy je možné generovat v oscilátorech se synchronizací módů, jejichž výstupní energie impulzů se pohybují maximálně v řádech desítek μJ . Pokud aplikace vyžadují ultrakrátké impulzy s vyšší energií, je potřeba použít jeden nebo více zesilovacích stupňů. Aby se předešlo optickému poškození prvků v zesilovači nebo jevům jako samofokuzace, generované impulzy jsou před zesilovačem disperzně roztaženy v čase. Potom, co jsou roztažené impulzy zesíleny, jsou zpětně komprimovány. Pomocí této metody (anglicky nazývané „chirped pulse amplification“) je možné dosáhnout o několik řádů vyšších energií a špičkových výkonů a její autoři Gérard Mourou a Donna Strickland za ní obdrželi v roce 2018 Nobelovu cenu za fyziku. [41]

V této kapitole je nejprve přiblížena teorie laserového zesilovače. Dále je popsána konstrukce a princip regenerativního zesilovače a hlavní problémy, které je při jeho konstrukci nutné řešit. Jedna z podkapitol je věnována Pockelsově cele, což je zásadní součást regenerativního zesilovače. Nakonec jsou provedeny simulace regenerativního zesilovače pomocí Frantz-Nodvikovy teorie.

3.1 Teorie laserového zesilovače

Zesílení laserového impulzu při průchodu tříhladinovým aktivním médiem ve směru osy z je možné popsat pomocí rychlostních rovnic pro hustotu inverze populace energetických hladin n a hustotu toku fotonů Φ [1]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma c \sigma \Phi n - \frac{n}{\tau_f} + W_p (n_{tot} - n) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = c \sigma \Phi n + S - c \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (2)$$

kde σ je účinný průřez stimulované emise, γ je degenerace hladiny, τ_f je doba života na horní hladině, W_p je rychlost čerpání, n_{tot} je celkové množství kvantových soustav (hustota aktivních iontů) a S je spontánní emise ve směru zesilovaného svazku. První členy v obou rovnicích reprezentují stimulovanou emisi, druhé spontánní emisi. Poslední člen v rovnici 1 je čerpání a poslední člen v rovnici (2) popisuje výstup fotonů z aktivního média. Pokud předpokládáme, že délka zesilovaného impulzu τ_p je kratší než charakteristické časy spontánní emise a čerpání, tj. $\tau_p \ll \tau_f$ a $\tau_p \ll W_p^{-1}$, rovnice se zjednoduší na

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n \Phi \sigma c \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = c \Phi \sigma n - c \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (4)$$

Tyto rovnice jsou dobře platné při zesilování impulzů s délkou v řádech stovek ps až jednotek μs . Obě diferenciální rovnice je možné řešit analyticky pro některé tvary vstupních impulzů. Pro obdélníkové impulzy a při zanedbání ztrát v zesilovači (včetně těch reabsorpčních) tento problém vyřešili Frantz a Nodvik v [42]. Výsledek dává vztah mezi hustotou energie vstupního impulzu E_0 a hustotou energie výstupního impulzu E_1

$$E_1 = E_s \ln \left(1 + \left(\exp \left(\frac{E_0}{E_s} \right) - 1 \right) \exp(g_0 l) \right), \quad (5)$$

kde g_0 je koeficient zesílení pro slabý signál, l je délka aktivního prostředí a E_s je saturační hustota energie prostředí, což je materiálový parametr, který lze spočítat jako

$$E_s(\lambda) = \frac{hc}{\lambda \cdot (\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda))}. \quad (6)$$

Více průchodů aktivním prostředím je možné popsat rekurentní aplikací (5) na E_0 . Je ovšem třeba započítat snižování zisku vlivem vyčerpávání uložené energie. Koeficient zesílení se sníží po každém průchodu podle vztahu

$$g'_0 = (1 - \eta_E)g_0, \quad (7)$$

kde

$$\eta_E = \frac{E_1 - E_0}{g_0 l E_s}. \quad (8)$$

Tyto vztahy obecně platí pro libovolnou velikost energie vstupního signálu a je pomocí nich možné simulovat proces zesílení. Je ale praktické je aproximovat pro slabý signál a pro signál blízko saturace. V prvním případě platí $E_0 \ll E_s$ a vztah (5) se zjednoduší na

$$E_1 = E_0 \cdot \exp(g_0 l). \quad (9)$$

Velikost výstupního signálu tedy roste exponenciálně s délkou aktivního prostředí. V druhém případě $E_0 \approx E_s$ vztah (5) přejde na

$$E_1 = E_0 + E_s g_0 l. \quad (10)$$

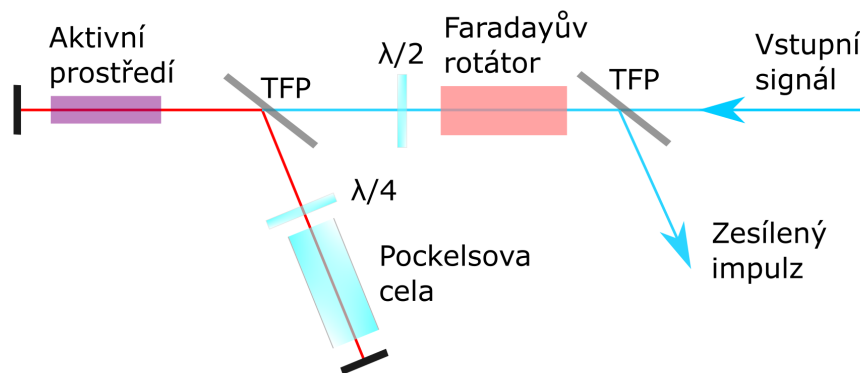
Nárůst energie je pak lineární - téměř všechna energie je z krystalu extrahována. Zesilování v tomto režimu nejefektivněji využívá vloženou energii, a proto jsou laserové zesilovače navrhovány pro provoz v saturaci. Z praktického hlediska navíc provoz v saturaci pomáhá stabilizovat výstupní energii.

Pro snazší dosažení saturace jsou často zesilovače navrženy pro provoz ve víceprůchodovém režimu. Toho je možné docílit buď geometrickým několikanásobným vedením svazku skrz aktivní prostředí ve víceprůchodovém zesilovači (tzv. „multipassu“) nebo pomocí regenerativního zesilovače.

3.2 Regenerativní zesilovač

Regenerativní zesilovač je zařízení umožňující libovolný počet průchodů signálního svazku skrz aktivní médium. Schéma jednoduchého regenerativního zesilovače s lineárním rezonátorem je na obrázku 5. Stojí za zmínku, že jeho konstrukce je podobná laseru Q-spínanému Pockelsovou celou. Jeho činnost probíhá ve dvou fázích rozdělených podle napětí na Pocklesově cele. Nejprve je na cele nulové napětí. Kvůli přítomnosti $\lambda/4$ destičky a polarizátoru nemůže dojít k laserové akci z důvodu vysokých ztrát, energie se proto pouze akumuluje v aktivním prostředí. Pokud do rezonátoru v této fázi přijde impuls, jednou projde rezonátorem a následně je vyveden na výstupu. Ve chvíli, kdy je v aktivním prostředí dostatek energie, je do rezonátoru přiveden impuls a na Pockelsovu celu přivedeno čtvrtvlnné napětí. Impuls je tím uzavřen v rezonátoru a dochází k jeho zesílení při opakovaném průchodu aktivním prostředím. Jakmile je impuls dostatečně zesílen, napětí je na Pockelsově cele vypnuto, impuls vyjde na výstupu a celý proces se může opakovat v dalším cyklu. [1][43]

Oproti víceprůchodovému zesilovači má regenerativní zesilovač vyšší zesílení (někdy více než 10^6), navíc dává možnost nastavovat výstupní energii pomocí počtu oběhů. Při uzavření impulsu do regenerativního zesilovače dochází k prostorové filtraci impulsu a zvyšování kvality svazku. Obsahuje ovšem transmisní elementy, které mohou být poškozeny, zvyšují disperzi systému a může v nich docházet k nelinearitám. Také kvůli velkému množství průchodů aktivním prostředím dochází k zužování spektra impulsu. Pro dobrý chod zesilovače



Obrázek 5: Schéma jednoduchého regenerativního zesilovače. TFP značí polarizátory. Červeně je značen svazek v rezonátoru, modře je značen svazek v naváděcím systému.

je klíčové přesné načasování, vyžaduje tedy složitou a nákladnou řídicí elektroniku. Také není možné zesilovač provozovat pro opakovací frekvence vyšší než desítky nebo stovky kHz. Víceprůchodový zesilovač není omezen opakovací frekvencí (s výjimkou impulzně čerpaných aktivních prostředí) a nevyžaduje složitou řídicí elektroniku. Pokud je víceprůchodový zesilovač nastaven pro zpětný průchod, je možné v něm použít fázově konjugující zrcadlo založené na principu stimulovaného Brillouinova rozptylu a omezit tak deformaci svazku po průchodu zesilovačem [44]. Obecně platí, že regenerativní zesilovač je výhodnější používat v případech, kdy je vyžadován vysoké zesílení, zatímco víceprůchodové zesilovače jsou vhodné pro zesilování impulzů s vysokou energií. Ve velkých CPA systémech je obvykle použito několik zesilovačů různých druhů - impulzy z oscilátoru jsou nejprve zesíleny ve vláknovém předzesilovači, dále o několik řádů regenerativním zesilovači a poté dojde k finálnímu zesílení ve víceprůchodovém zesilovači. [45][46]

V [47] bylo provedeno experimentální porovnání víceprůchodového a regenerativního zesilovače na bázi dvou tenkých disků Yb:CaF_2 . V této studii vyšel regenerativní zesilovač výhodný pro nízké opakovací frekvence (10 Hz), ale při vyšších opakovacích frekvencích okolo 50-100 Hz se energie výstupních impulzů snížila. To bylo pravděpodobně způsobeno deformací vlnoplochy vlivem tepelné čočky v aktivních médiích a následnou prostorovou filtrací po mnohonásobném průchodu rezonátorem.

Počet oběhů v regenerativním zesilovači je jedním z jeho hlavních parametrů a je třeba ho důkladně optimalizovat. Pokud je impulz vyvázan po příliš malém počtu oběhů, celkové zesílení impulzu je malé a na svazek má prostorová filtrace jen malý vliv. Protože zesilovač ještě není v saturaci (případ rovnice (9)), výstupní energie bude silně fluktuovat. Regenerativní zesilovač se v tomto případě chová prakticky jako kdyby byl nahrazen víceprůchodovým zesilovačem. Při volbě příliš mnoha oběhů zesilovaný impulz vyčerpá většinu energie z aktivního prostředí a vlivem ztrát rezonátoru a reabsorpce se začne zeslabovat. Ideální pracovní bod je tedy obvykle okolo nástupu saturace, kdy z aktivního prostředí byla extrahována většina energie, ale kdy ještě impulz nenabírá příliš velkou disperzi a nelinearitu.

3.2.1 Parazitní jevy v regenerativním zesilovači

Proces zesilování v regenerativním zesilovači je komplikován dalšími jevy. Ty se mohou projevovat jako depopulační ztráty nebo jako deformace časového nebo spektrálního tvaru zesilovaného impulzu. Depopulaci horní hladiny způsobuje fluorescence materiálu, která je dále zesílená jednonásobným nebo vícenásobným průchodem skrz aktivní prostředí. Tato zesílená spontánní emise (anglicky ASE) nemá práh generace jako laserová generace a je závislá primárně na zisku aktivního prostředí a jeho délce. Její prostorová koherence

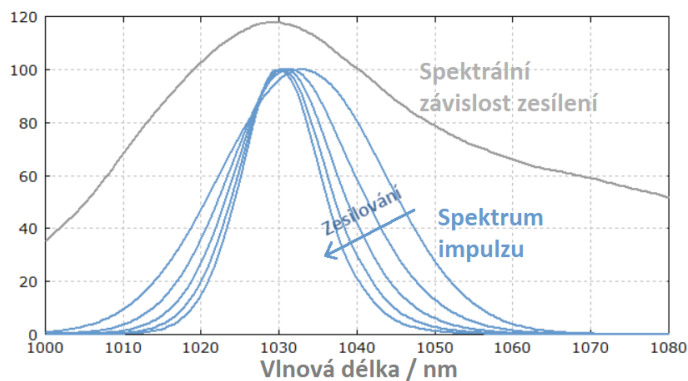
je úměrná poměru příčného a podélného rozměru aktivního prostředí. ASE limituje maximální dosažitelnou energii výstupního impulzu především u zesilovačů s velkým ziskem a délkou (např. u vláknových zesilovačů). U všech zesilovačů se také projevuje jako zdroj šumu, který není možno odstranit. [48] K depopulaci horní hladiny také může přispívat předčasná laserová akce (tzv. „prelasing“), při které ztráty zavedené do zesilovače polarizátorem nejsou dostatečné pro potlačení laserové generace. Tento problém nastává primárně u aktivních prostředí s vysokým ziskem. Předchází se mu přesným nastavením Pockelsovy cely a polarizátorů tak, aby bylo dosaženo co nejvyššího extinkčního poměru. [1]

Při dosažení vysokých špičkových výkonů se při šíření impulzu v zesilovači začíná projevovat Kerrovská nelinearita v Pockelsově cele a dalších transmisních elementech. Ta se může projevovat deformací časového nebo spektrálního tvaru impulzu, snížením kvality svazku, snížením zesílení nebo rozpadem impulzu. Navíc způsobuje samofokuzaci, která zmenšuje svazek. To dále zvyšuje intenzitu svazku a může vést až k poškození optických komponent. Význam těchto jevů je závislý na získaném nelineárním fázovém posunu ϕ_{NL} , který se často označuje jako B integrál a lze ho vypočítat podle [49]

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_L n_2 I(z) dz, \quad (11)$$

kde n_2 je nelineární index lomu látky. Nelinearita začíná mít významný vliv pro $\phi_{NL} \approx 1$. Ze vztahu (11) je vidět, že nejnepříznivější způsob snížení vlivu nelinearit při zachování stejné energie impulzu je zvětšení svazku v nelineárních prvcích nebo větší prodloužení zesilovaných impulzů.

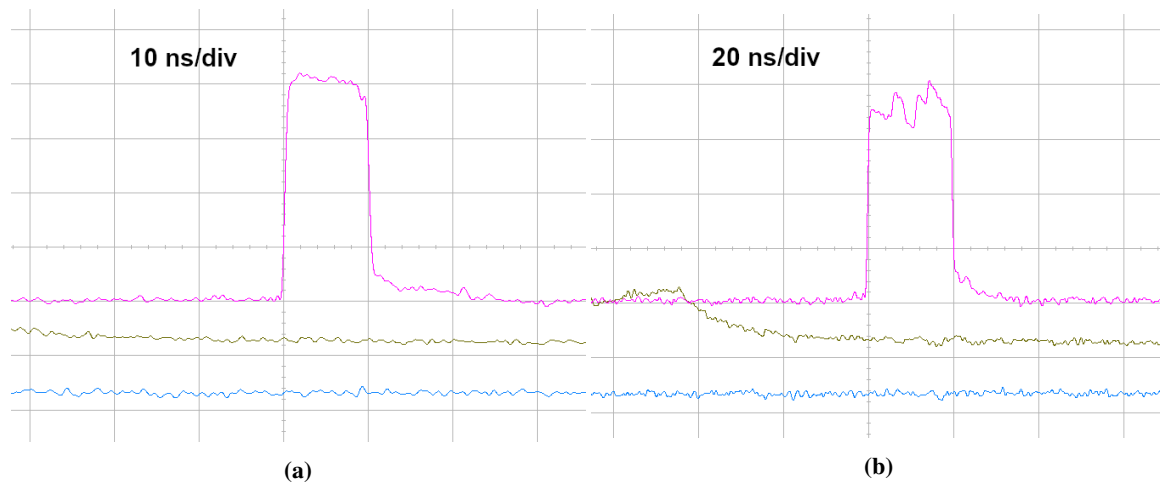
V případě, že jsou zesilovány impulzy se spektrem, které je srovnatelné šířky jako spektrum emisního materiálu, se zesilují centrální frekvence impulzu více než ty okrajové. V takovém případě dochází efektivně ke zužování spektra zesilovaného signálu. U ultrakrátkých impulzů to vede k jejich prodloužení a dává limit na nejkratší délku impulzu, kterou je možné zesílit. Tento jev se nazývá zužování zisku, jeho efekt je ilustrován na obrázku 6. Dá se mu předcházet volbou aktivního materiálu s širokou a hladkou emisní čarou. V [16] byly pro potlačení zužování zisku jako aktivní prostředí použity dva krystaly Yb:KYW vybrušené v různých orientacích, ve kterých se jejich emisní spektra nepřekrývala. Pro vyhlazení spektra je také možné použít spektrální filtr uvnitř zesilovacího rezonátoru. [50][51]



Obrázek 6: Ukázka procesu zužování zisku. Převzato z [50] a upraveno.

Pokud je zesilovaný impulz dostatečně dlouhý, dochází k jevu zvanému vypalování prostorových děr (anglicky „spatial hole burning“). V rezonátoru impulz interferuje sám se sebou a tvoří stojatou vlnu. Potom uvnitř aktivního prostředí vznikne interferenční obrazec podél směru šíření. Protože je impulz zesilovaný (nebo absorbovaný) jen v interferenčních maximech, sníží se tím zesílení při průchodu krystalem v momentech, kdy

k interferenci dochází. U laserových oscilátorů, které jsou založeny na aktivním materiálu s homogenně rozšířenou čarou, to způsobuje generaci ve více podélných módech. [52] V zesilovači jsou důsledkem tohoto jevu více zesíleny kraje impulsu (kdy nedochází k interferenci), zatímco jeho prostředek (kdy impuls interferuje sám se sebou) je zesílen méně. Ukázka tohoto jevu v praxi je zobrazena na obrázku 7. Možným řešením problému vypalování prostorových děr je navrhnout rezonátor zesilovače dostatečně dlouhý na to, aby se impuls s sebou uvnitř krystalu nikdy nesetkal. Opačným přístupem lze efekt redukovat. Pokud je aktivní krystal umístěn na konci rezonátoru, impuls se sebou interferuje po téměř celou jeho délku. Jeho zesílení je tak menší, ale je také časově neměnné, nedochází tedy k deformaci tvaru impulsu v čase. Alternativou k těmto řešením je použití kruhového rezonátoru - potom se sebou zesilovaný impuls nikde neinterferuje. [53]



Obrázek 7: Oscilogramy výstupních impulsů (fialový kanál) z regenerativního zesilovače. Na obrázku (a) je zobrazen nedeformovaný impuls o délce 10 ns. Na obrázku (b) je zobrazen impuls o délce 20 ns zesilovaný ve stejném systému. Patrná je významná deformace obdélníkového tvaru. Obrázky byly poskytnuty Ing. Janem Cvrčkem⁴.

Při vysoké opakovací frekvenci a velkém počtu oběhů může docházet k tomu, že čerpání nestačí doplňovat energii v aktivním médiu mezi zesilování jednotlivých impulsů. To vede k tzv. bifurkacím výstupní energie, při kterých energie impulsu začne fluktuovat mezi dvěma nebo více vzdálenými hodnotami. Nestabilita výstupní energie je nežádoucí jev a v extrémních případech může vést k poškození některého z optických prvků zesilovače. [54]

Vystupující impuls ze zesilovače může být doprovázen dalšími satelitními impulsy, které mohou být pro určité aplikace silně nežádoucí. Ty vznikají při uzavření více vstupních impulsů do zesilovače. Dodatečné impulsy jsou do zesilovače navázány např. při nedokonalém načasování nebo nastavení Pocklesovy cely. Dalším zdrojem mohou být parazitní odrazy nebo tzv. „acoustic ringing“ (viz kapitola 3.3). Kontrast na výstupu je kromě přesnějšího nastavení možné zlepšit použitím dodatečného optického spínače (tzv. „pulse picker“), který je otevřen jen pro procházející impuls.

⁴Fyzikální ústav AV ČR
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

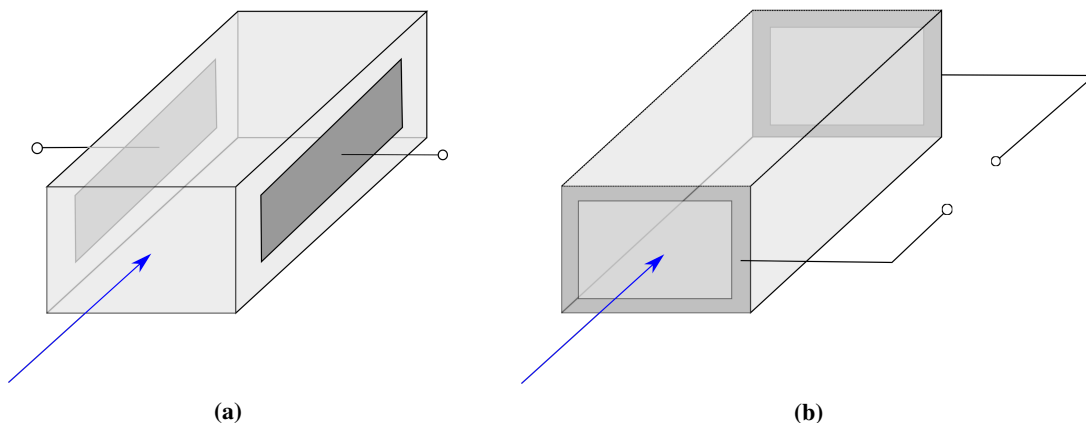
3.3 Elektrooptický jev a Pockelsova cela

Zásadní komponentou v regenerativním zesilovači je optický spínač, který umožní do rezonátoru navázat impuls a po jeho zesílení ho opět vyvézt. V naprosté většině případů se pro tento účel používá Pockelsova cela. Ta mimo regenerativní zesilovač nachází využití i v mnoha jiných laserových systémech, například v Q-spínaných laserech nebo v zařízeních pro zvýšení kontrastu impulsu (tzv. „pulse picker“). V této kapitole je popsán elektrooptický jev, na kterém je Pockelsova cela založená, dále jsou představeny problémy, které její použití obnáší a nakonec jsou srovnány vybrané elektrooptické materiály.

Lineární elektrooptický (nazývaný také Pockelsův) jev je proces, který se projevuje v nelineárních prostředích druhého řádu. Pokud je k takovému krystalu přiloženo dostatečně silné stejnosměrné elektrické pole, dochází v něm ke změně indexu lomu. Změnu indexu lomu n_i v různých směrech lze popsat jako deformaci indexového elipsoidu

$$\Delta\left(\frac{1}{n_i^2}\right) = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j, \quad (12)$$

kde E_j jsou složky přiloženého elektrického pole a r_{ij} jsou prvky elektrooptického tenzoru. Ten má obecně 3×6 prvků, ale díky symetriím v materiálech se množství nenulových a nezávislých prvků může výrazně redukovat. Přiložením stejnosměrného elektrického pole je možné indukovat anizotropii pro daný směr šíření optického impulsu. Tím se krystal chová jako fázový kompenzátor. Napětí, při kterém je pro daný směr šíření tento fázový rozdíl rovný π nebo $\pi/2$ (a krystal se tedy chová jako $\lambda/2$ resp. $\lambda/4$ destička), se nazývá půlvolné napětí $U_{\lambda/2}$ resp. čtvrtvolné napětí $U_{\lambda/4}$. Tato hodnota je jednou ze základních charakteristik Pockelsovy cely a pro běžně používané krystaly se pohybuje v jednotkách kV. Pokud je Pockelsova cela použita v kombinaci s polarizátorem (resp. s párem polarizátorů), slouží jako optický spínač.



Obrázek 8: Příklady přivedení napětí na Pockelsovy krystaly. Šipka značí směr vstupujícího záření. (a) příčná varianta (b) podélná varianta

Napětí je možno na krystal přikládat buď ve směru šíření záření nebo kolmo k němu. Podélné provedení má výhodu nezávislosti půlvolného napětí na velikosti vstupní apertury a délce krystalu. Elektrody jsou buď kovové prstence, nebo tenké průhledné vrstvy vodivého materiálu nanesené na čela krystalu. Příčné provedení Pockelsovy cely tuto výhodu nemá, ale pokud je potřeba malá apertura, mohou mít menší $U_{\lambda/2}$. Obě možnosti jsou ilustrovány na obrázku 8. Pro půlvolné napětí v příčné konfiguraci platí vztah [55]

$$U_{\lambda/2} = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_{ij} n^3}, \quad (13)$$

kde d je vzdálenost elektrod, L je délka krystalu, n je jeho index lomu λ_0 je vakuová vlnová délka procházejícího záření a r_{ij} je prvek elektrooptického tenzoru daný specifickou konfigurací cely, řezem krystalu a polarizací vstupního světla.

Pokud Pockelsova cely v kombinaci s polarizátorem nezpůsobuje dostatečné ztráty, může laserová akce začít probíhat před jejím otevřením (anglicky „prelasing“). Takto vygenerovaný parazitní impulz způsobuje depopulaci horní hladiny a v některých případech může způsobit optické poškození některých prvků. Tento problém nastává především v laserových systémech s aktivním prostředím s vysokým ziskem. Předchází se mu přesným nastavením Pockelsovy cely a polarizátorů tak, aby bylo dosaženo co nejvyššího extinkčního poměru. [1]

Pozdní laserová akce (anglicky „postlasing“ nebo „acoustic ringing“) nastává u Pockelsových cel s piezoelektrickým krystalem a při vyšších opakovacích frekvencích. Rychlé spínání elektrického pole uvnitř krystalu vytvoří akustickou vlnu, která moduluje indexy lomu uvnitř krystalu kvůli elasto-optickému jevu. Postlasing se projevuje jako generace dodatečných impulzů. Tomuto jevu je možné předejít provozováním cely na nižší opakovací frekvenci nebo použitím krystalu, který nemá piezoelektrické vlastnosti. [56]

Mezi často používané krystaly do Pockelsových cel patří mimo jiné fosfáty KDP, KD*P (DKDP), RTP a KTP, borát BBO nebo lithium niobát LiNbO_3 . KDP a DKDP mají výhodu možnosti vytváření krystalů velkých velikostí a tím vytvářet Pockelsovy cely s velkou vstupní aperturou. [57] Krystaly jsou ovšem hygroskopické a je proto nutné je udržovat v uzavřené komoře. Krystal LiNbO_3 je ve vzduchu stabilní a má vysoké hodnoty r_{ij} , což vede k nižšímu půlplnovému napětí. Krystal má ovšem mnohem nižší práh poškození a je piezoelektrický. LiNbO_3 tak nachází využití především v nízkoenergetických aplikacích s malou opakovací frekvencí. [1] β -baryum borát (BBO) se používá ve vysokovýkonových aplikacích kvůli jeho vysokému práhu poškození, velmi nízkému útlumu a malé tendenci k postlasingu. Má ovšem nízké hodnoty elektrooptického tenzoru a tedy vysoké půlplnové napětí. [58] Krystal RTP má díky vysoké hodnotě elektrooptického tenzoru relativně nízké $U_{\lambda/2}$, není hygroskopický ani piezoelektrický, má ale nižší práh poškození než BBO. Také jsou jeho optické vlastnosti silně závislé na teplotě, což může způsobovat rozladění laseru při vyšších výkonech. Vlastnosti vybraných elektrooptických materiálů jsou uvedeny v tabulce 4.

Tabulka 4: Přehled důležitých vlastností vybraných elektrooptických krystalů. n_o značí řádný index lomu, r_{ij} je využívaná hodnota elektrooptického tenzoru, α je absorpční koeficient na vlnových délkách okolo 1 μm , n_2 je nelineární index lomu. LIDT je prahová hustota energie poškození materiálu včetně AR vrstev pro impulzy o délce 10 ns.

Materiál	n_o	r_{ij}	α	n_2	LIDT	hygroskopický	piezoelektrický	Ref.
	-	pmV^{-1}	cm^{-1}	$10^{-19} \text{ m}^2 \text{W}^{-1}$	Jcm^{-2}			
LiNbO_3	2,23	32	0,15	1,6	2	ne	ano	[59][60]
BBO	1,66	2,7	0,002	0,6	50	ano	ne	[61]
DKDP	1,49	10,3	0,04	1	5	ano	ano	[62]
RTP	1,8	33	0,0005	3^5	6	ne	ne	[63]

3.4 Modelování regenerativního zesilovače

Nejjednodušším způsobem, jak modelovat regenerativní zesilovač je použít Frantz-Nodvikovu rovnici (5). K té je nutné přidat ztráty rezonátoru. K předpokladům uvedeným v kapitole 3.1 je poté nutné přidat před-

⁵Hodnota n_2 pro RTP nebyla v literatuře ani v datových listech nalezena. Pro srovnání je zde použita hodnota jeho izomorfů KTP s podobnými vlastnostmi.

poklad, že celý proces zesilování je mnohem rychlejší než všechny ostatní jevy ovlivňující inverzi populace (čerpání, spontánní emise). Doba procesu zesilování zřídka přesáhne jednotky μs , zatímco doba života na horní hladině pro pevnolátkové lasery je obvykle v řádech stovek až tisíců μs . Tento předpoklad je tedy téměř vždy splněn. Model lze poté vyjádřit pomocí rovnic

$$E_{i+1} = E_s \cdot \ln(1 + (e^{\frac{E'_i}{E_s}} - 1)e^{g_i l}) \quad (14)$$

$$g_{i+1} = g_i - \frac{E_{i+1} - E'_i}{E_s l}, \quad (15)$$

$$E'_{i+1} = (1 - \epsilon)E_{i+1} \quad (16)$$

kde E_i je hustota energie zesilovaného impulsu při i -tém průchodu aktivním prostředím, E_s je saturační hustota energie, g_i je koeficient zesílení slabého signálu při i -tém průchodu a ϵ jsou ztráty energie po jednom průchodu rezonátorem. První rovnice vyjadřuje zesílení impulsu v aktivním prostředí, druhá vyjadřuje úbytek energie v aktivním prostředí a třetí reprezentuje energetické ztráty při průchodu rezonátorem. Počáteční podmínkou jsou hodnoty E_0 (hustota energie vstupního impulsu) a g_0 (počáteční koeficient zesílení slabého signálu). Hodnotu E_0 je snadné změřit, g_0 je nutné buď změřit nebo vypočítat z parametrů čerpání a vlastností aktivního prostředí.

3.4.1 Výpočet koeficientu zesílení slabého signálu

Počáteční podmínku pro Frantz-Nodvikovu rovnici g_0 je kromě měření také možné vypočítat. Pro závislost koeficientu zesílení $g_0(\lambda)$ na vlnové délce λ v rezonančním prostředí platí rovnice [64]

$$g_0(\lambda) = N_0(\beta\sigma_e(\lambda) - (1 - \beta)\sigma_a(\lambda)) - \alpha_0, \quad (17)$$

kde N_0 je koncentrace aktivních iontů, $\sigma_e(\lambda)$ a $\sigma_a(\lambda)$ jsou účinné průřezy stimulované emise a absorpce, $\beta = N_2/N_0$ je podíl iontů na horní laserové hladině (inverze) a α_0 jsou nerezonanční ztráty v prostředí (v krystalických prostředích jsou tyto ztráty většinou zanedbatelné). Všechny parametry kromě β v této rovnici jsou známy vlastností aktivního prostředí. Tuto hodnotu je možné vypočítat z rychlostních rovnic.

Při ustáleném stavu, zanedbání ASE a ve stavu bez signálu je relativní populace horní hladiny [64]

$$\beta = \frac{R_{12}}{R_{12} + R_{21} + A_{21}}, \quad (18)$$

kde R_{12} , R_{21} a A_{21} jsou rychlosti přechodu definované jako

$$R_{12} = \frac{I_p \lambda_p}{hc} \sigma_a(\lambda_p) \quad (19)$$

$$R_{21} = \frac{I_p \lambda_p}{hc} \sigma_e(\lambda_p) \quad (20)$$

$$A_{21} = \frac{1}{\tau}, \quad (21)$$

kde τ je doba života na horní laserové hladině a I_p je hustota výkonu čerpání. V případě nepolarizovaného čerpacího záření a anizotropního prostředí je nutné rychlosti přechodů počítat samostatně pro obě polarizace. Pro výpočet inverze populace je tedy nutné vybudovat model absorpce čerpacího záření uvnitř krystalu.

Absorpci slabého signálu uvnitř látky popisuje Lambert-Beerův zákon pro hustotu výkonu I , který v diferenciální formě zní

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I, \quad (22)$$

kde α je materiálový parametr zvaný absorpční koeficient. Pokud je signál příliš silný a dochází k saturaci absorpce (což je případ čerpání krystalu laserovou diodou), je třeba použít složitější rovnici [18]

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{\alpha I}{1 + \frac{I}{I_S}}, \quad (23)$$

kde I_S je spektrálně závislý materiálový parametr zvaný saturační hustota výkonu, který lze vypočítat jako

$$I_S(\lambda) = \frac{E_s(\lambda)}{\tau} = \frac{hc}{\lambda\tau(\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda))}. \quad (24)$$

Zaměřme se nyní na případ koncově čerpaného krystalu. Většina budících diod s vysokým výkonem má profil svazku s obdélníkovým průřezem („top-hat“), je tedy možné zanedbat příčnou závislost budící intenzity a počítat pouze s poloměrem svazku. Dále je třeba také počítat s tím, že svazek je v krystalu fokusován, takže se na změně hustoty výkonu projevuje také změna velikosti svazku. Vývoj poloměru svazku je daný vztahem

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{M^2 \lambda (z - z_0)^2}{\pi n w_0^2}}, \quad (25)$$

kde w_0 je poloměr svazku v ohnisku, z_0 poloha ohniska, n je index lomu krystalu a M^2 je faktor kvality svazku. Celková rovnice pro hustotu výkonu v krystalu má po úpravách tvar

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{\alpha I}{1 + \frac{I}{I_S}} - \frac{2I}{S(z)S_0} \left(\frac{M^2 \lambda}{n} \right)^2 (z - z_0), \quad (26)$$

kde $S(z) = \pi w(z)^2$. Zde je okrajovou podmínkou vstupní hustota výkonu do krystalu $I(0)$. V případě jednosměrného čerpání je tuto rovnici možné řešit Runge-Kuttovou nebo obdobnou metodou. V případě, že je třeba řešit obousměrné čerpání, je řešení rovnice (26) složitější. Řešení je třeba rozložit na hustotu výkonu v opačných směrech I^+ a I^-

$$\frac{dI^+}{dz} = -\frac{\alpha I^+}{1 + \frac{I^+}{I_S}} - \frac{2I^+}{S(z)S_0} \left(\frac{M^2 \lambda}{n} \right)^2 (z - z_0) \quad (27)$$

$$\frac{dI^-}{dz} = +\frac{\alpha I^-}{1 + \frac{I^-}{I_S}} + \frac{2I^-}{S(z)S_0} \left(\frac{M^2 \lambda}{n} \right)^2 (z - z_0). \quad (28)$$

Ty jsou svázány s totální hustotou výkonu $I = I^+ + I^-$. Okrajovou podmínkou jsou zde vstupní intenzity na opačných koncích krystalu. Pro numerické řešení je nutné odhadnout výstupní hustotu výkonu $I^-(0)$ na začátku krystalu (nebo naopak) a rovnice řešit simultánně. Vypočtenou hodnotu $I^-(l)$ je potom možné srovnat s původní okrajovou podmínkou a iterativním způsobem zpřesňovat odhad $I^-(0)$ (např. pomocí bisekční metody). [64]

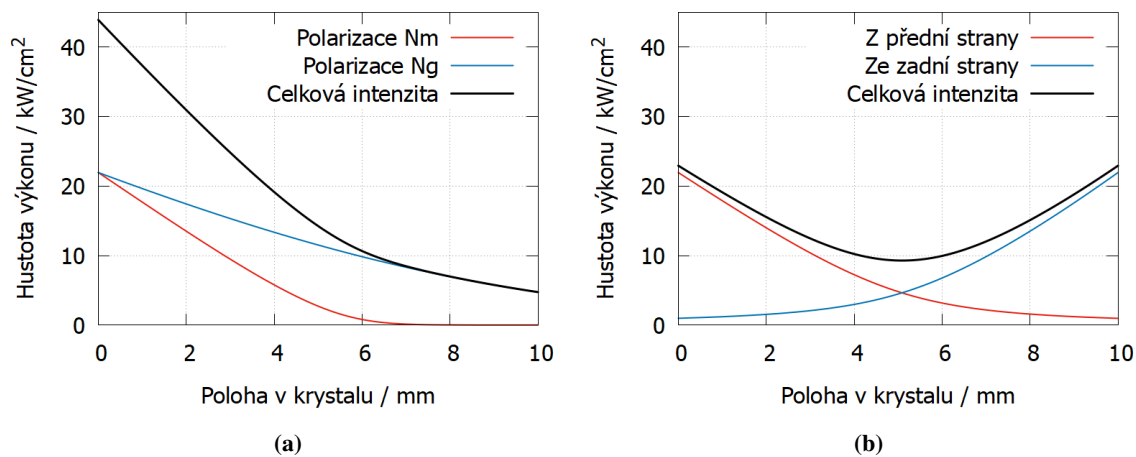
Tato úloha byla vyřešena pro krystal a čerpací diodu použité v této práci (viz kapitoly 5 a 6) v programu MATLAB. Parametry simulace jsou uvedeny v tabulce 5. Uvažovány byly dvě varianty čerpání - jednostranná a oboustranná. V jednostranné geometrii byl krystal čerpán nepolarizovaným svazkem s plným výkonem z jedné strany. V oboustranné konfiguraci je budící svazek polarizačně rozdělen a krystal je čerpán z obou stran zářením polarizovaným rovnoběžně s osou Nm, ve které má krystal nejvyšší účinné průřezy absorpce.

Rozložení intenzity v krystalu v obou případech je zobrazeno na obrázku 9. V případě jednostranného čerpání se absorbuje 89 % čerpacího záření, v případě obousměrného čerpání se absorbuje 91 %. U jednostranného čerpání je prošlá část čerpacího záření tvořená téměř úplně zářením s polarizací rovnoběžnou s osou Np. Z roz-

ložení intenzity budícího záření bylo podle vztahů (17) a (18) vypočtena relativní inverze $\beta(z)$ a koeficient zesílení slabého signálu $g_0(z)$, které byly zprůměrovány přes podélnou souřadnici z . Pro jednorůchodové čerpání byla střední inverze $\beta_1 = 0,256$ a koeficient zesílení $g_{0,1} = 0,65 \text{ cm}^{-1}$. V případě oboustranného čerpání je inverze $\beta_2 = 0,38$, což odpovídá $g_{0,2} = 1,1 \text{ cm}^{-1}$. Byť se v obou případech absorbuje přibližně stejné množství čerpacího výkonu, hodnoty inverze a koeficientu zesílení se významně liší. To je způsobeno tím, že zadní část krystalu je v případě obousměrného čerpání mnohem lépe vybělena. Spektrální závislost koeficientu zesílení pro vypočtené inverze je zobrazena na obrázku 12.

Tabulka 5: Parametry použité v simulaci pro zjištění koeficientu zesílení slabého signálu.

Parametr	Jednotka		Hodnota
Délka krystalu	l	mm	10
Koncentrace dopantů	N_0	m^{-3}	$1,28 \cdot 10^{26}$ ⁶
Doba života	τ	μs	233
Index lomu krystalu	n	-	2^7
Vlnová délka čerpání	λ_p	nm	981
Výkon čerpání	P_p	W	130
Kvalita svazku	M^2	-	25
Poloměr svazku v ohnisku	w	μm	300
Pozice ohniska	z_0	mm	5



Obrázek 9: Rozložení intenzity čerpacího záření v závislosti na podélné souřadnici. (a) krystal je čerpán z jedné strany nepolarizovaným svazkem (b) krystal je čerpán z obou stran polarizovaným svazkem.

3.4.2 Výsledky simulace

Frantz-Nodvikův model byl použit k simulaci stavěného regenerativního zesilovače v programu MATLAB. Pro simulaci byly použity parametry uvedené v tabulce 6. Jako počáteční podmínka byly použity čtyři hod-

⁶Odpovídá koncentraci 2 at. %.

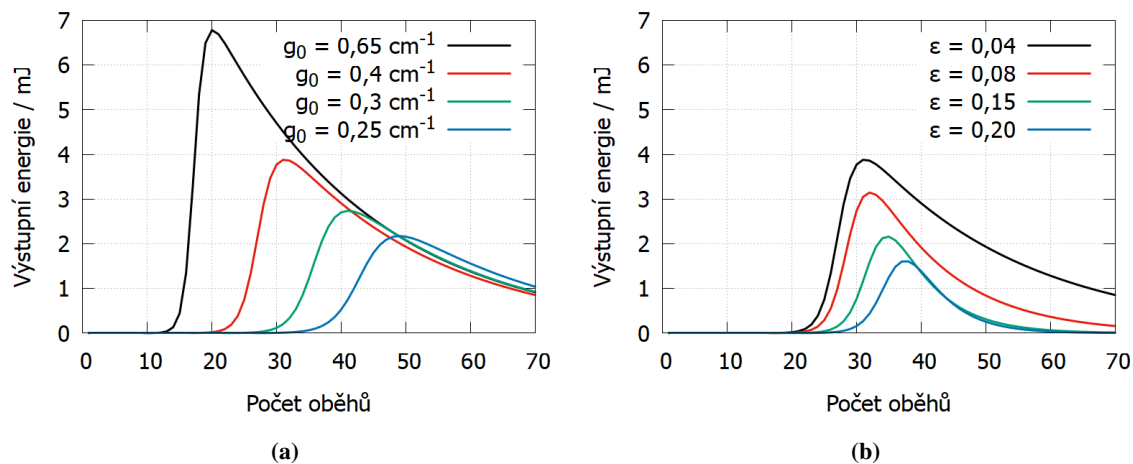
⁷Anizotropie indexu lomu v tomto případě způsobí pouze malý posun ohniska pro různé polarizace. Proto je možné s dobrou přesností použít pouze průměrnou hodnotu indexu lomu.

noty g_0 ; tři získané experimentálním měřením pro různé hodnoty čerpání (viz kapitola 6.3), čtvrtá simulací popsanou výše. Průchod aktivním prostředím byl rozdělen na dva zesilovací kroky, což reflektuje dva průchody krystalem během jednoho oběhu rezonátorem.

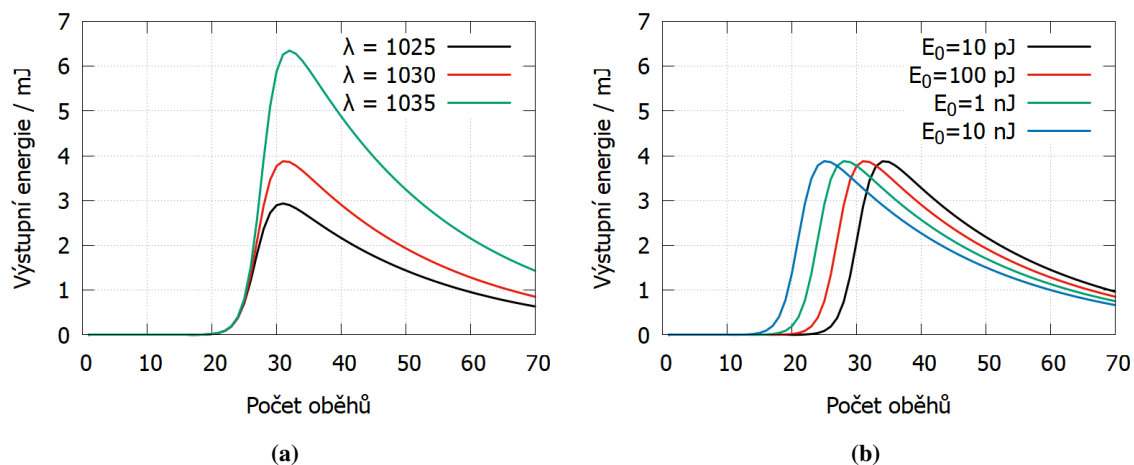
Výsledky výpočtů jsou na obrázcích 10 a 11. Podle použité počáteční hodnoty g_0 se očekávaná výstupní energie pohybuje mezi 2 mJ a 7 mJ. Saturace by mělo být dosaženo po několika desítkách oběhů rezonátorem. Na obrázku 10b je zobrazena závislost procesu zesilování na ztrátách rezonátoru. Vyšší ztráty omezují maximální energii a mírně zpomalují dosažení saturace. Na obrázku 11a je závislost výstupní energie na vlnové délce zesilovaného signálu. S vlnovou délkou mimo maximum ziskového spektra je dosaženo vyšších energií než pro signál v maximu. To je způsobeno tím, že saturační hustota energie E_s (vztah (6)) je pro tyto vlnové délky vyšší. Je ale nutné poznamenat, že čím dále bude signál od maxima emisního spektra, tím vyšší bude vliv zesílené spontánní emise, což v tomto modelu není možné zahrnout. Na obrázku 11b je vidět efekt změny vstupní energie na zesilování - pouze změna počtu oběhů nutných pro dosažení saturace. V tomto konkrétním případě zvýšení E_0 o jeden řád zrychlí dosažení saturace o tři oběhy rezonátorem. Je tedy výhodné používat silnější vstupní signál, aby byl redukován vliv zužování spektra ziskem a zesílené spontánní emise. Závislost koeficientu zesílení na vlnové délce je zobrazena na obrázku 12. Pro vyšší hodnoty β nebude signál s $\lambda = 1030$ nm v maximu zesílení. Dá se proto očekávat, že se spektrum signálu bude posouvat směrem ke kratším vlnovým délkám.

Tabulka 6: Parametry použité v simulaci regenerativního zesilovače pomocí Frantz-Nodvikova modelu.

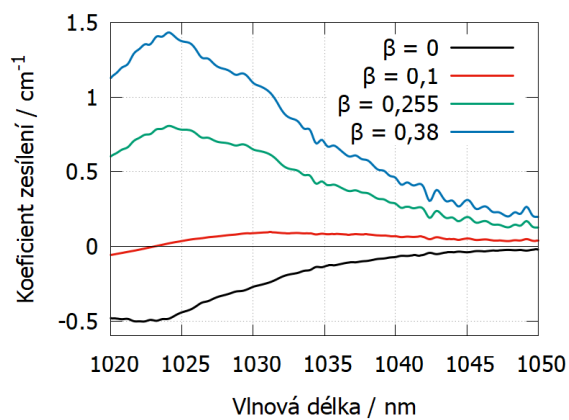
Parametr	Jednotka	Hodnota
Vlnová délka	λ_e	nm
Počáteční energie	E_0	pJ
Rozměr módu v krystalu	S	mm ²
Počáteční koeficient zesílení	g_0	cm ⁻¹
Ztráty rezonátoru	ϵ	%
Saturační hustota energie	E_s	Jcm ⁻²



Obrázek 10: Závislost výstupní energie zesilovače na počtu oběhů v rezonátoru. (a) pro různé hodnoty počátečního koeficientu zesílení g_0 (b) pro různé hodnoty ztrát ϵ ($g_0 = 0,4$ cm⁻¹)



Obrázek 11: (a) Závislost výstupní energie zesilovače na počtu oběhů v rezonátoru pro různé hodnoty vlnové délky signálu λ ($g_0 = 0,4 \text{ cm}^{-1}$) (b) Závislost výstupní energie zesilovače pro různé hodnoty vstupní energie E_0 ($g_0 = 0,4 \text{ cm}^{-1}$)



Obrázek 12: Závislost koeficientu zesílení na vlnové délce pro různé hodnoty relativní inverze β . Vypočteno podle vztahu (17).

Experimentální část

Kapitola 4

Použitá měřicí zařízení

Výkon laserů byl měřen wattmetrem Ophir VEGA, případně rozhraním pro připojení k počítači Ophir Juno. Použity byly následující sondy: Ophir L50(150) s maximálním měřeným výkonem 50 W, Ophir FL500A s maximálním výkonem do 500 W, Ophir PD300-3W-V1 pro výkony do 3 W a Ophir PE50-C.

Pro měření spekter byly použity vláknové spektrometry Narran BR8 s rozlišením 0,05 nm a rozsahem 840 nm až 1100 nm a OceanOptics USB2000+ s rozlišením 0,1 nm a rozsahem 900 nm až 1070 nm. Pro měření vlnových délek generovaných Ramanovým rozptylem byly použity InGaAs spektrometr Optosky ATP-8000 měřící v rozsahu 900 nm až 2400 nm a OceanOptics USB2000+ měřící v oblasti 450 nm až 570 nm.

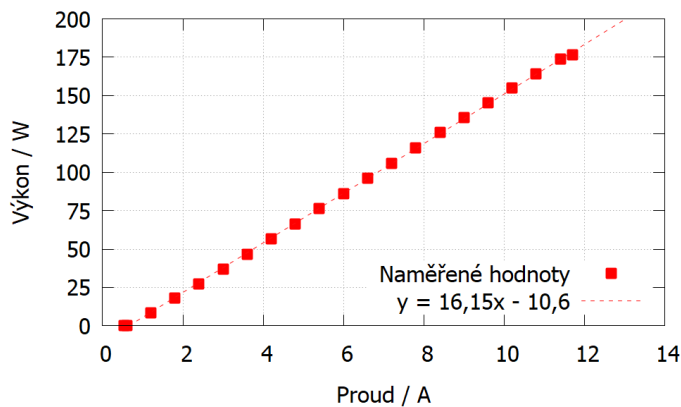
Časový průběh záření byl zaznamenáván fotodiodami EOT ET-3000 a Thorlabs APD130A2 připojenými k osciloskopu Rohde & Schwartz RTM3004 s šířkou pásma 1 GHz. Výstupní impulz z prodlužovače impulzů byl měřen fotodiodou EOT ET-3500 s šířkou pásma 12 GHz a osciloskopem Tektronix DPO7354C s šířkou pásma 3,5 GHz. Autokorelace impulzů z oscilátoru byla změřena autokorelátorem APE PulseLink.

Pro měření profilu svazku byly použity CCD kamery Spiricon od firmy Ophir Photonics s rozlišením 1120 x 840 px a Huaris 1 od firmy Perspektiva Solutions s rozlišením 752 x 480 px. Teplota krystalu byla monitorována termokamerou FLIR E50. Při nastavování laseru byla použita CMOS kamera DCC1545M od firmy ThorLabs s rozlišením 1280 x 1024 px. Jako signál při měření tepelné čočky a zisku byl použit vláknový laser GoPico pracující v cw režimu v kombinaci s optickým chopperem ThorLabs MC1000A. Pro časovou synchronizaci čerpací diody v některých experimentech byl použit signální generátor Agilent 33522A. Systém regenerativního zesilovače byl ovládán generátorem zpoždění Stanford DG645.

Kapitola 5

Charakterizace čerpací diody

Jako zdroj budícího záření v této práci byla použita laserová dioda K981BN1RN-200.0W od firmy BWT se spektrální stabilizací a maximálním kontinuálním výkonem 200 W na vlnové délce 981 nm. Výstup diody byl vyvázaný optickým vláknem s poloměrem jádra 100 μm a numerickou aperturou 0,22. Dioda byla napájena zdrojem Meanwell RSP-1000 s pomocí driveru Meerstetter LDD-1125-UHV. Driver bylo možné ovládat počítačem skrz USB rozhraní a dokázal spínat maximální proud 10 A. Tím byl špičkový výkon diody omezen pouze na přibližně 130 W. Vodní chlazení diody a driveru bylo zařízeno pomocí chilleru Thermo-Con od firmy SMC. To umožňovalo nastavit teplotu čerpací diody s přesností na desetiny stupně Celsia. Výkonová charakteristika diody v kontinuálním režimu je na obrázku 13. Dioda měla prahový proud 0,55 A a lineární strmlost 16,15 W A^{-1} . Výstup diody byl nepolarizovaný.

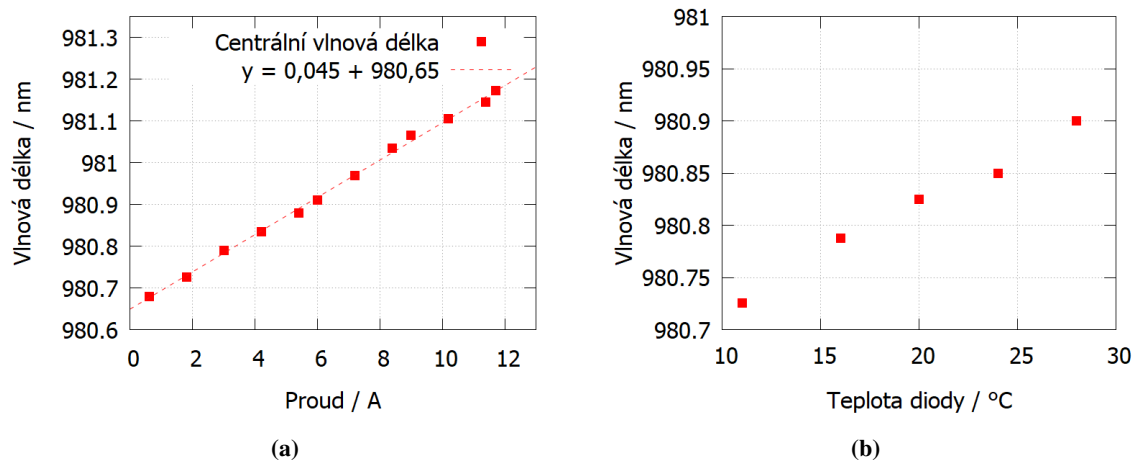


Obrázek 13: Výkonová charakteristika čerpací diody v kontinuálním režimu. Měřeno při teplotě diody 20 °C. Dioda byla provozována při maximálním proudě 12 A, aby se snížilo riziko poškození. Při tomto měření byla dioda napájena driverem Maiman SF6060.

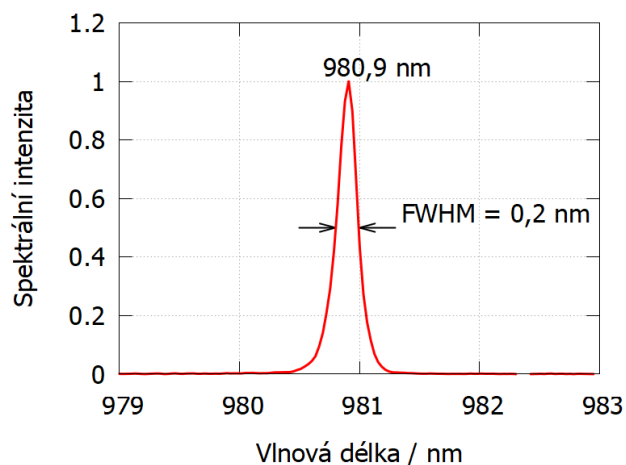
Dále bylo změřeno spektrum diody a jeho závislost na teplotě a proudu v kontinuálním režimu. Centrální vlnová délka se pohybovala okolo 980,9 nm. Pro teploty mezi 10 °C až 28 °C se změnila maximálně o 0,2 nm. Při změnách proudu mezi 0 A až 13 A se zvýšila maximálně o 0,5 nm. Tyto závislosti jsou zobrazeny na obrázku 14. Šířka spektrální čáry v polovině maxima byla 0,2 nm, spektrum je zobrazeno na obrázku 15.

Svazek diody byl zobrazen pomocí teleskopu z čoček s ohniskovými vzdálenostmi 50 mm a 150 mm. Dioda byla zapnuta těsně nad prahem generace, následně byl změřen profil svazku. Ten měl „top-hat“ tvar s poloměrem 300 μm , jeho snímek v ohnisku je na obrázku 16. Faktor kvality svazku diody M^2 byl přibližně 25 v obou osách.

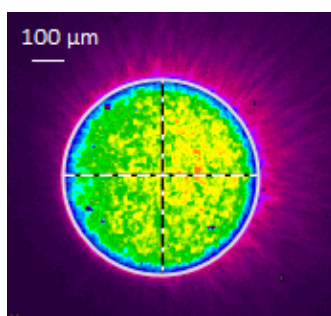
Dioda byla ve většině práce provozována v pulzním režimu s opakovací frekvencí 100 Hz a délkou impulzu 500 μs . Výkonová charakteristika pro tento režim je zobrazena na obrázku 17a, časový průběh impulzu je na obrázku 17b.



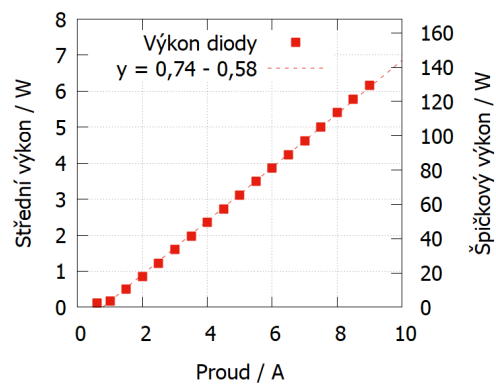
Obrázek 14: (a) Závislost vlnové délky diody na proudu. Měřeno při teplotě chladící vody 20 °C. (b) Závislost vlnové délky diody na teplotě. Měřeno při konstantním proudu 3,9 A.



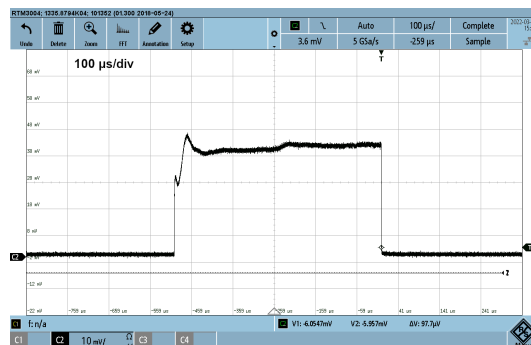
Obrázek 15: Spektrum čerpací diody při teplotě 20 °C a proudu 6 A.



Obrázek 16: Profil svazku diody v ohnisku zobrazený teleskopem se zvětšením 3.



(a)



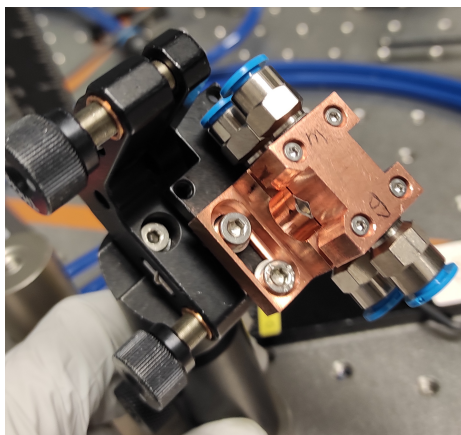
(b)

Obrázek 17: (a) Střední a špičkový výkon diody generující impulzy s délkou 500 μ s a opakovací frekvencí 100 Hz. (b) Časový průběh impulzu generovaného diodou při proudu 9 A.

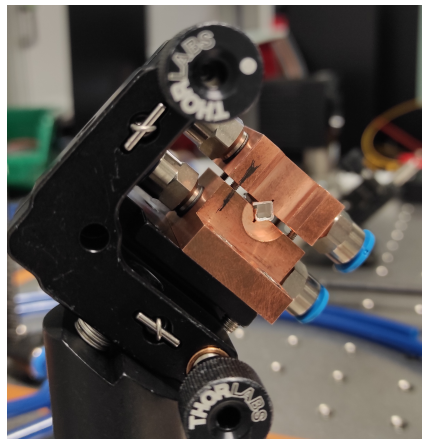
Kapitola 6

Charakterizace Yb:KYW krystalu

Aktivní prostředí použité v této práci byl krystal Yb:KYW vyrobený firmou EKSMa s řezem kolmým ke krystaloptické ose N_p a stranami rovnoběžnými s osami N_m a N_g . Měl atomární dopaci 2 % a rozměry 3x3x10 mm. Krystal byl z obou stran opatřen antireflexní vrstvou pro vlnové délky 980 nm až 1070 nm. Ve většině experimentů byl umístěn v měděném držáku vyvinutém na pracovišti Hilase (obr. 18). Tento držák umožňoval chlazení krystalu vodou ze všech čtyř stěn. Pro lepší tepelný kontakt mezi krystalem a držákem byla použita indiová fólie. Krystal byl ve všech experimentech chlazen vodou o teplotě 16 °C.



(a)



(b)

Obrázek 18: Řešení upevnění a chlazení krystalu. Držák byl připevněn pod úhlem 45°, aby byly jeho krystaloptické osy rovnoběžné resp. kolmé ke stolu.

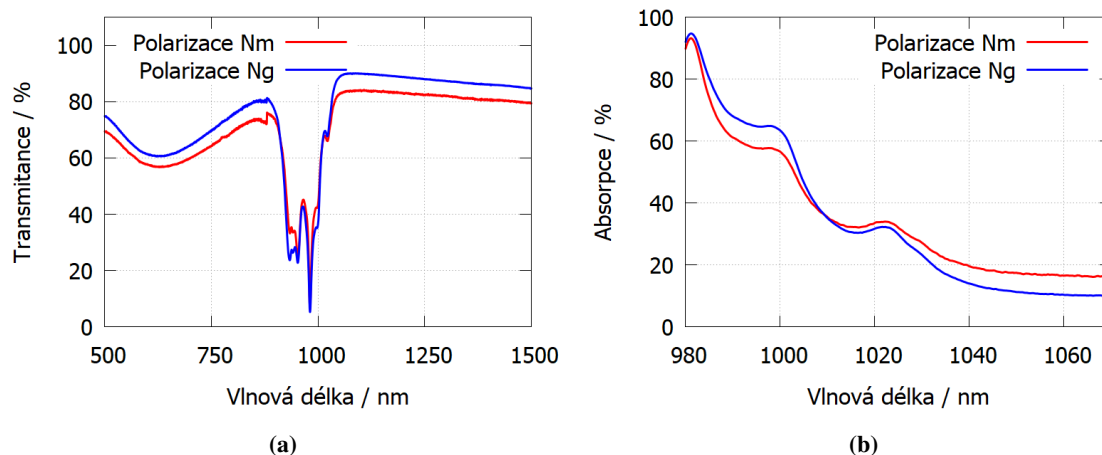
6.1 Spektroskopické vlastnosti

Absorpční a emisní spektra krystalu pro polarizace rovnoběžné s krystaloptickými osami poskytnutá výrobcem jsou na obrázku 4a. V rámci této práce byla tato spektra změřena také. Transmisní spektrum pro polarizace rovnoběžné s osami N_m a N_g změřil Ing. Michal Jelínek PhD.⁸ na spektrometru Shimadzu UV-3600 v rozsahu vlnových délek 500 nm až 1500 nm. Naměřené transmisní a vypočtené absorpční spektrum jsou zobrazena na obrázcích 19a a 19b.

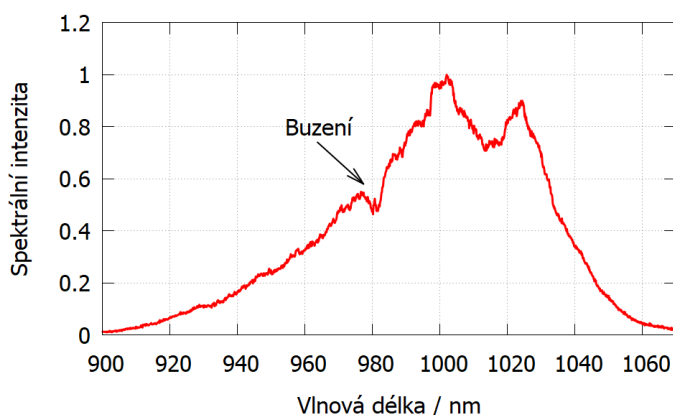
Spektrum fluorescence bylo změřeno při buzení na 981 nm, je zobrazeno na obrázku 20. Za krystal mimo budící svazek byl umístěn mřížkový spektrometr, který zachytával emitované záření. Vzhledem k tomu, že účinný průřez emise je přibližně 10x větší pro polarizaci N_m , než pro ostatní polarizace, předpokládalo se, že polarizace N_m byla při fluorescenci dominantní.

Byla také změřena absorpce čerpacího záření pro různé čerpací výkony a teploty diody. Krystal byl čerpán kontinuálně s buzenou oblastí ve tvaru válce o poloměru 300 μm . Výsledky jsou zobrazeny na obrázku 21. Zde se opět ukázala dobrá spektrální stabilizace diody - absorpce záření se téměř nezměnila v širokém rozsahu teplot. Proto byla dioda ve všech dalších experimentech chlazená vodou o teplotě 25 °C, při které byla

⁸Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze



Obrázek 19: (a) Transmisní spektrum krystalu Yb:KYW. (b) Absorpční spektrum krystalu Yb:KYW v rozsahu vlnových délek propouštěných AR vrstvou.



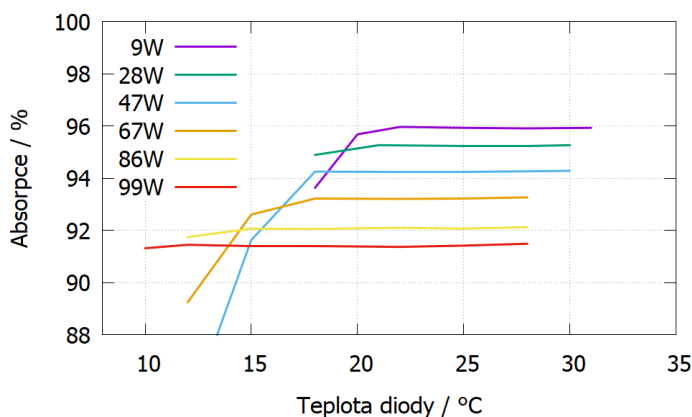
Obrázek 20: Fluorescenční spektrum krystalu při buzení na 981 nm.

absorpce nejvyšší. Při výkonu 100 W byla absorpce přibližně 91 %. Také se ani při maximálním čerpacím výkonu nezačala projevovat saturace absorpce. To naznačuje, že v tomto krystalu bude při laserové akci docházet k reabsorpčním ztrátám.

6.2 Měření tepelné čočky

Jedním z důležitých faktorů při návrhu rezonátoru pevnolátkového laseru je tepelná čočka. Vzhledem k tomu, že v literatuře nebyla nalezena žádná data o tepelné čočce v Yb:KYW v řezu kolmém k ose Np, bylo přistoupeno k jednoduché variantě měření tepelné čočky. Schéma měřící soustavy je na obrázku 22. Do kontinuálně čerpaného krystalu byl skrz dichroické⁹ zrcadlo naveden svazek z kontinuálního oscilátoru. Signální svazek měl lineární svislou polarizaci (tedy rovnoběžnou s osou Nm). Uvnitř krystalu měl signální svazek poloměr přibližně 220 μm , čerpaná oblast měla poloměr 300 μm . Za krystalem byly signál a čerpací zařízení opět odděleny dichroickým zrcadlem. Signální svazek pak byl snímán CCD kamerou, která byla od krystalu vzdálená 39 cm. Byla zaznamenávána velikost svazku v závislosti na středním výkonu čerpání. Následně byla

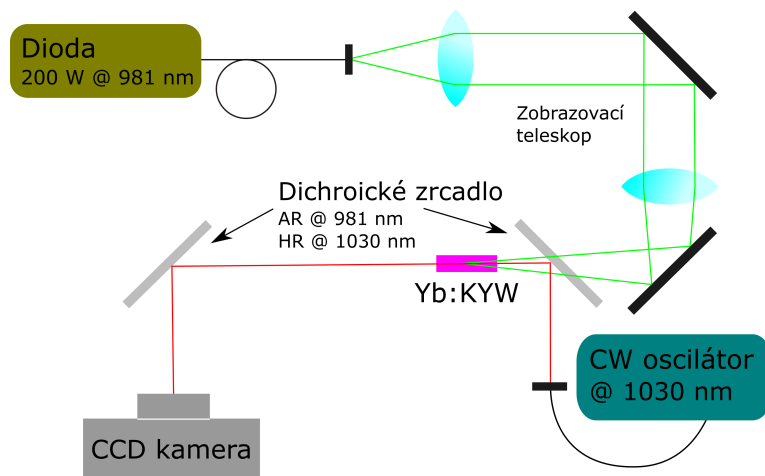
⁹Antireflexní (AR) na 981 nm, vysoce reflektivní (HR) na 1030 nm.



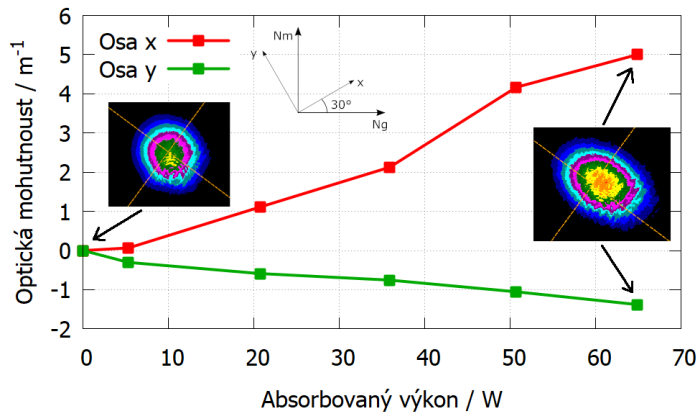
Obrázek 21: Absorpce čerpacího záření pro různé čerpací výkony a teploty čerpací diody.

pomocí výpočtů v programu ReZonator 2 odhadnuta velikost čočky. Tato metoda je velmi jednoduchá, má ale relativně nízkou přesnost a citlivost. Není možné ji použít pro určení velikosti tepelné čočky při impulzním čerpání krystalu - střední výkon a tedy i tepelná čočka jsou příliš malé na to, aby bylo možné pozorovat změnu velikosti svazku na kameře. Umožňuje ale změřit znaménka, orientaci a relativní velikost čočky, což jsou hodnotná data pro další návrh rezonátoru.

Ukázalo se, že vlastní směry tepelné čočky nebyly rovnoběžné s krystaloptickými osami N_m a N_g - byly oproti nim natočeny přibližně o 55° proti směru hodinových ručiček. V jednom směru byla čočka spojná a při maximálním použitém výkonu 65 W měla optickou mohutnost přibližně 5 m^{-1} ($f \approx 200 \text{ mm}$). V druhém směru byla rozptylná s optickou mohutností $1,3 \text{ m}^{-1}$ ($f \approx -770 \text{ mm}$). Výsledky a profily svazků jsou zobrazeny na obrázku 23.



Obrázek 22: Schéma soustavy pro měření tepelné čočky. Čerpací svazek je značen zeleně, signální svazek je značen červeně.



Obrázek 23: Optická mohutnost tepelné čočky pro různé výkony. V grafu jsou také zobrazeny profily svazku při nulovém výkonu a maximálním absorbovaném výkonu 65 W.

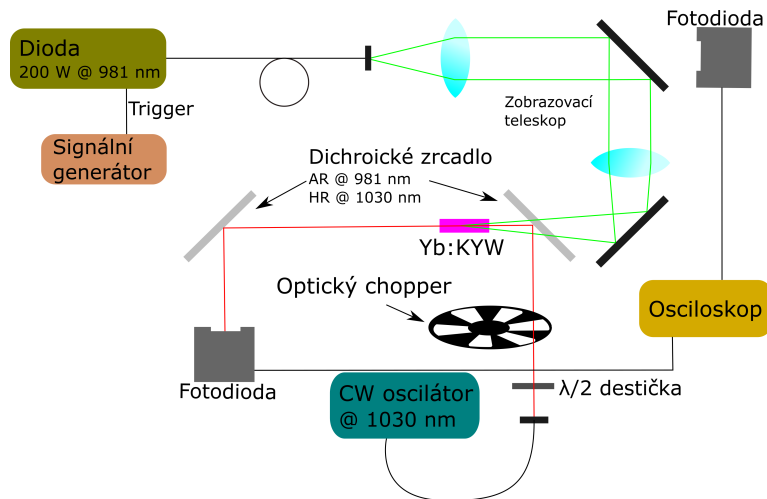
6.3 Měření koeficientu zesílení slabého signálu

Aby bylo možné modelovat zesilování impulzů v regenerativním zesilovači podle rovnice (5) z kapitoly 3.1, je třeba znát součinitel zesílení malého signálu g_0 . Toto měření bylo také provedeno. Experimentální soustava byla podobná té pro měření tepelné čočky v kapitole 6.2. Místo kamery byla použita fotodioda připojená k osciloskopu. Navíc byla umístěna další fotodioda za jedno z 45° zrcadel pro sledování čerpacích impulzů. Čerpací dioda byla ovládána signálním generátorem Agilent 33522A, tím bylo možné přesně kontrolovat fázi čerpacích impulzů. Pomocí optického chopperu byly z kontinuálního signálu oscilátoru vytvořeny impulzy o délce $500 \mu\text{s}$. Schéma experimentu je na obrázku 24. Na osciloskopu bylo možné porovnávat amplitudu zesíleného a nezesíleného impulzu. Vydělením jejich integrálů bylo získáno zesílení slabého signálu G_0 . Příklad snímku z osciloskopu je na obrázku 25. Součinitel zesílení se z celkového zesílení získá podle vztahu

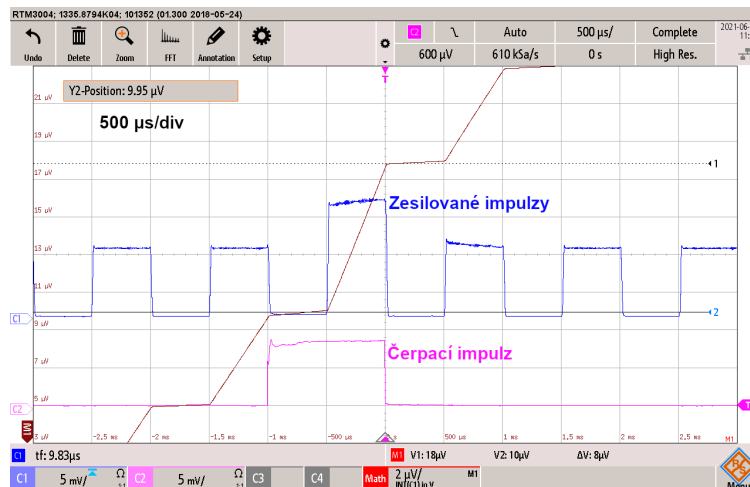
$$G_0 = \exp(g_0 l), \quad (29)$$

kde l je délka krystalu. Je také nutné uvažovat, že signál, který prochází nečerpaným krystalem bude částečně absorbován. Kdyby absorpce signálu nebyla započtena, byla by do měření započtena další chyba - zesílení by bylo zdánlivě vyšší.

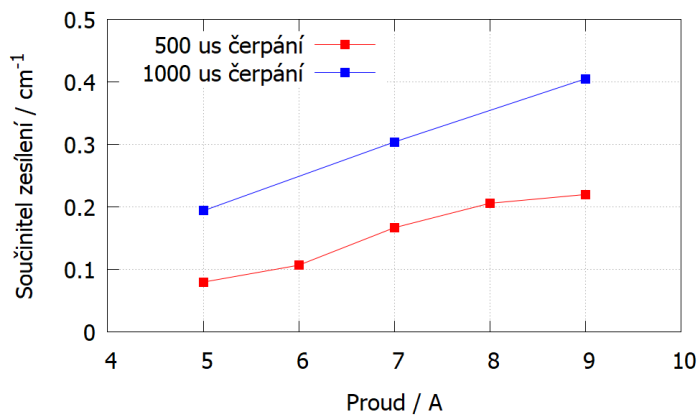
Výkon signálního svazku před krystalem byl 33 mW , za krystalem činil 30 mW , což dává absorpci přibližně 9% . Bylo změřeno zesílení impulzů o délce $500 \mu\text{s}$ při délkách čerpacích impulzů $500 \mu\text{s}$ a $1000 \mu\text{s}$ pro různé výkony. Pro $500 \mu\text{s}$ čerpací impulzy bylo nejvyšší zesílení $1,25$ a tomu odpovídající koeficient zesílení $0,22 \text{ cm}^{-1}$. Pro $1000 \mu\text{s}$ čerpací impulzy bylo nejvyšší zesílení $1,5$ a tomu odpovídající koeficient zesílení $0,4 \text{ cm}^{-1}$. Pro delší čerpací impulzy je zesílení vyšší, protože došlo k většímu vybuzení krystalu (doba života na horní hladině Yb:KYW je přibližně $300 \mu\text{s}$). Pro účely modelování regenerativního zesilovače je lepší použít druhou hodnotu, neboť regenerativní zesilování probíhá na úplném konci čerpacího impulzu, kdy je krystal nejvíce vybuzen.



Obrázek 24: Schéma soustavy pro měření součinitele zesílení. Čerpací svazek je značen zeleně, signální svazek je značen červeně.



Obrázek 25: Oscilogram z měření koeficientu zesílení slabého signálu g_0 .



Obrázek 26: Hodnoty součinitele zesílení pro různé proudy čerpací diody.

6.4 Diskuze výsledků

Naměřená data o absorpčním a fluorescenčním spektru je možné porovnat s daty poskytnutými výrobcem. Absorpční spektrum má podle výrobce (obr. 4a) i naměřených dat (obr. 19b) malý vrchol okolo 950 nm a ostrý vrcholek na 981 nm (bezfononový přechod). Oboje data se také shodují na nenulové absorpci okolo 1000 nm. Ovšem pro vlnové délky nad 1020 nm (pro polarizace N_m a N_g) výrobce uvádí téměř nulový účinný průřez absorpce, zatímco naměřená data ukazují v této oblasti absorpci nenulovou. Námi i výrobcem naměřená data (obr. 20 a 4a) o emisním spektru krystalu se shodují na lokálních maximech emise na 1000 nm a 1025 nm.

Tepelná čočka v krystalu (obr. 23) má v různých směrech opačná znaménka a jiné mohutnosti. Vlastní směry čočky se navíc neshodují s krystaloptickými osami. V numerických simulacích v [21] je předpovězena tepelná čočka, která má v různých směrech opačné znaménko, článek ale používá údaje o krystalu Yb:KGW. Ten má sice velmi podobné vlastnosti jako Yb:KYW (alespoň při nízkých koncentracích Yb), ale v článku toto není uvedeno. Navíc z článku není zřejmá orientace krystalu a jestli jsou jeho strany kolmé ke krystalografickým nebo krystaloptickým osám. Dat o tepelné čočce v Yb:KGW je více a kvalitativně se s naším měřením shodují jak v natočení čočky oproti krystaloptickým osám, tak ve znaménku čočky. Výsledky se významně liší od dat pro krystaly řezané kolmo k ose N_g , pro které je tepelná čočka v obou směrech kladná. [23][65]

Naměřený koeficient zesílení slabého signálu (obr. 26) je přibližně o třetinu nižší než koeficient vypočtený v kapitole 3.4.1. Tento rozdíl může být způsobený několika faktory. Zaprvé se v teoretickém modelu počítá s ustáleným stavem populací hladin, což nutně nemuselo být splněno, obzvláště pro měření s impulzy o délce 500 μ s. Dále je možné, že signální svazek se nepřekrýval úplně s čerpanou oblastí v krystalu, což by naměřenou hodnotu snížilo. Pro zlepšení přesnosti by bylo vhodné toto měření opakovat se signálními impulzy, které jsou významně kratší než čerpací impulzy.

Kapitola 7

Stavba regenerativního zesilovače

Tato kapitola se zabývá návrhem a konstrukcí regenerativního zesilovače. V první části je popsán návrh použitého rezonátoru a jeho výsledky ve volně běžícím a Q-spínaném režimu. V druhé části je charakterizován oscilátor sloužící jako zdroj impulzů a prodlužovač impulzů. Ve třetí části je charakterizován samotný zesilovač v několika konfiguracích. Nakonec je provedena diskuse výsledků a jsou navrženy možnosti dalšího vylepšení parametrů zesilovače.

7.1 Návrh rezonátoru

Návrh rezonátoru musí splňovat několik bodů. V první řadě musí rezonátor regenerativního zesilovače být dostatečně dlouhý na to, aby se do něj fyzicky vešel impulz o dané délce s dostatečnou rezervou. Dlouhodobým výhledem konstruovaného systému je zesilovat impulzy o délce 20 ns, což znamená, že rezonátor musí být více než 300 cm dlouhý od koncového zrcadla k polarizátoru. Průměr svazku v krystalu by měl být přibližně 80 % velikosti čerpané oblasti (průměr čerpané oblasti byl určen na 600 μm). Tím je možné zajistit generaci a později zesilování základního příčného módu. Za účelem snadnějšího nastavení je vhodné umístit krystal na jeden z konců rezonátoru. To navíc omezí vliv vypalování prostorových děr na tvar zesilovaného impulzu (viz kapitola 3.2.1). Na druhém konci rezonátoru musí být umístěná Pockelsova cela za polarizátorem. V té by měl být svazek co největší, aby se předešlo jejímu optickému poškození. Zároveň by v této oblasti měl být svazek kolimovaný. Díky tomu bude výstup laseru i zesilovače také kolimovaný. Vzhledem k dostupným Pockelsovým celách a jejich aperturám byl zvolen průměr svazku v cele 3 mm až 4 mm. Rezonátor by měl kompenzovat vliv tepelné čočky. Mód v krystalu by se se zesilující tepelnou čočkou neměl měnit nebo jen mírně zvětšovat, aby byla zajištěna jednomódovost výstupu i při vysokém čerpacím výkonu. Rezonátor by neměl být příliš citlivý na mechanické vibrace, což je nejlépe zaručeno použitím kvalitní optomechaniky a nastavení do zóny stability I podle Magniho [66].

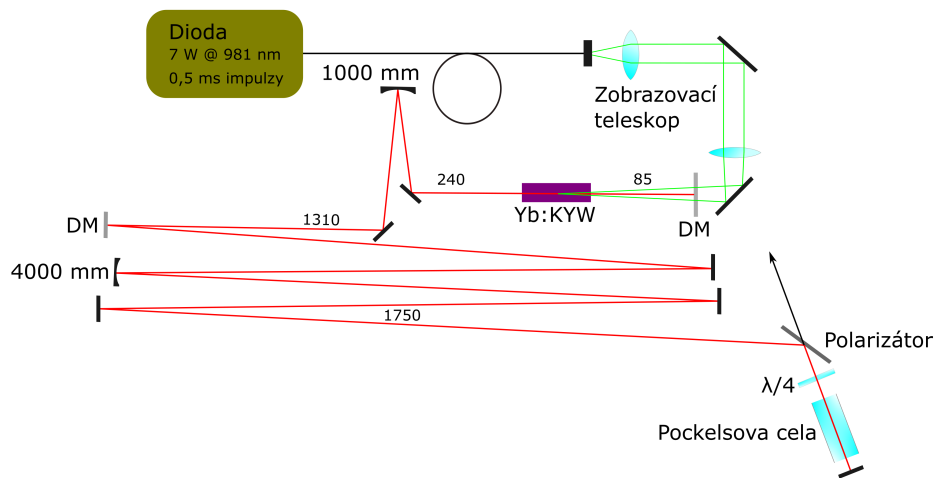
Na základě těchto požadavků bylo v programu reZonator 2 vytvořeno několik návrhů lineárních rezonátorů, které byly postaveny a otestovány ve výzkumném úkolu [26]. První rezonátor počítal s tepelnou čočkou významně silnější, než jaká byla v reálném případě. Pracoval tedy jen v nestabilním režimu, generoval příčný mód vysokého řádu a jeho účinnost se pohybovala pod 1 %. Druhý návrh generoval ve stabilním režimu, ale nebylo dosaženo jednomódové generace. To bylo způsobeno nedokonalé kompenzovaným vlivem tepelné čočky na mód uvnitř rezonátoru. Laser ovšem generoval s optickou účinností 35 %. Teprve třetí rezonátor generoval základní mód a splňoval i ostatní uvedené požadavky. Výkonem a účinností byl srovnatelný s předchozím návrhem. Byly vyzkoušeny dvě jeho varianty, které se lišily pouze celkovou délkou (návrh zesilovače pro 3ns a 20ns impulzy) a poloměrem jednoho z kulových zrcadel. Konstrukce varianty pro impulzy o délce 20 ns je popsána dále.

Použitý návrh rezonátoru obsahoval dvě kulová konkávní zrcadla s poloměry 1000 mm a 4000 mm a jeho celková délka byla 3,6 m. Jeho schéma je na obrázku 27, poloměr svazku v závislosti na pozici je na obrázku 28. Stabilní byl pro tepelné čočky s mohutností -2 m^{-1} až 3 m^{-1} uvnitř zóny stability I, jak je ukázáno na obrázku 29a. Závislost velikosti svazku uvnitř krystalu na mohutnosti tepelné čočky je zobrazena ve větším detailu na obrázku 29b. Při zvětšení optické mohutnosti v obou směrech se svazek prakticky neměnil nebo se zvětšoval maximálně o 10 μm . Tím byla zajištěna generace základního příčného módu nezávisle na znaménku tepelné

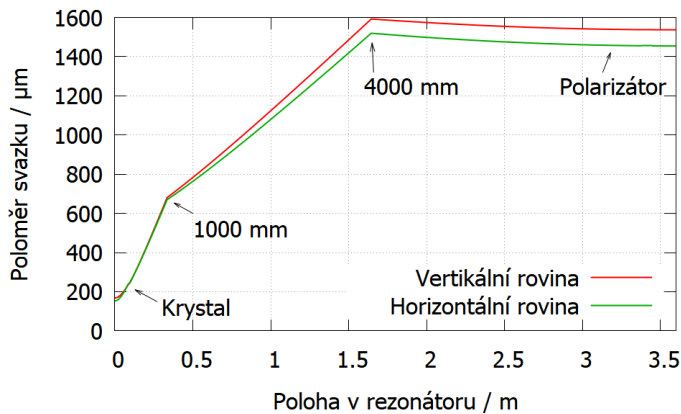
čočky, dokud byla čočka dostatečně slabá. Toho bylo možné dosáhnout použitím dostatečně krátkých budících impulzů a nízké opakovací frekvence (tj. nízkého středního výkonu buzení). Celkovou délku rezonátoru bylo možné měnit v řádech desítek cm pouze posouváním koncového zrcadla na straně Pockelsovy cely. Takové změny neměly zásadnější dopad na stabilitu a velikost módu.

Jako čerpací zdroj byla použita laserová dioda popsaná v kapitole 5. Zářeni z ní bylo kolimováno čočkou s ohniskovou vzdáleností $f = 50$ mm a do krystalu fokuzováno čočkou s $f = 150$ mm. Čerpaná oblast měla přibližně tvar válce s poloměrem $300 \mu\text{m}$. Dvojice zrcadel umožňovala přesné navedení čerpacího svazku do krystalu.

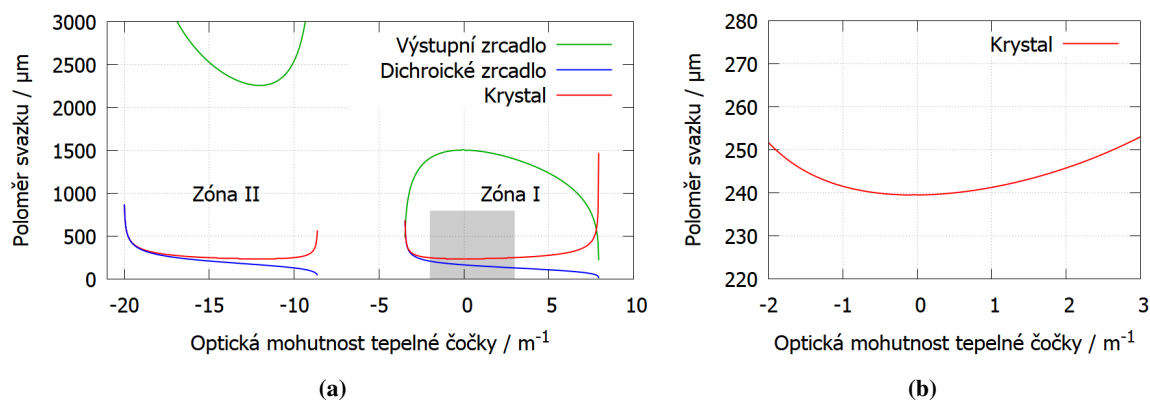
Pro impulzy s výstupní energií 5 mJ a délkou 500 ps byl vypočten B-integrál zesilovače $\phi_{NL} \approx 0,15$. Hlavní příspěvek do B-integrálu dává Pockelsova cela. Pro výstupní energie v řádech jednotek mJ bude tedy možné jevy spojené s Kerrovskou nelinearitou zanedbat. Ztráty na jeden průchod rezonátorem byly určeny přibližně na 4 %.



Obrázek 27: Schéma použitého rezonátoru. Čerpací svazek je značen zeleně, mód v rezonátoru je značen červeně. DM jsou dichroická zrcadla, která byla vysoce reflektivní pro 1030 nm a antireflexní pro 981 nm. Čísla uvedená u svazku značí vzdálenosti mezi konkávními zrcadly v mm.



Obrázek 28: Poloměr svazku (definovaný jako $1/e^2$) v navrženém rezonátoru v obou rovinách. Šipkami jsou vyznačeny pozice krystalu, kulových zrcadel a výstupního polarizátoru. Modelováno v programu reZonator 2.

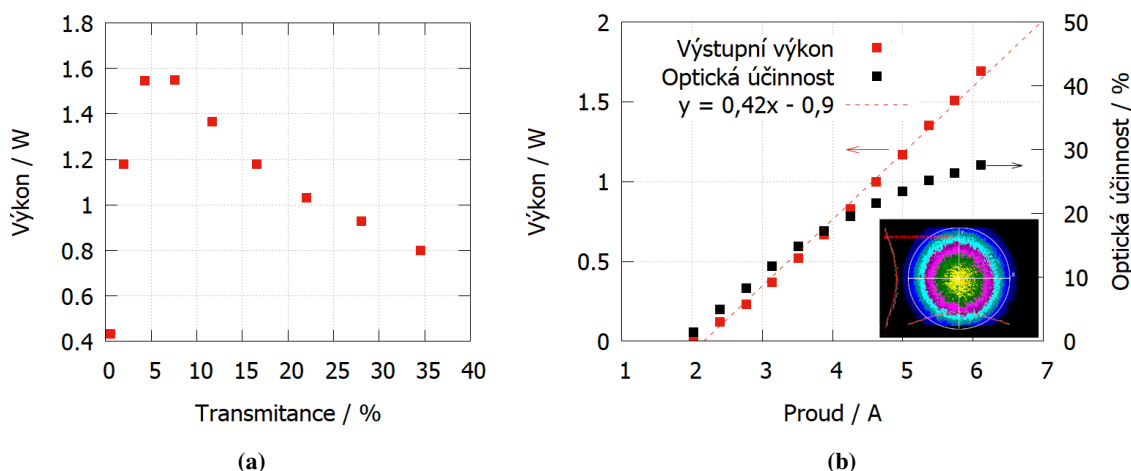


Obrázek 29: (a) Poloměr svazku ($1/e^2$) uvnitř krystalu a na koncových zrcadlech v závislosti na optické mohutnosti tepelné čočky. Šedý obdélník značí oblast, pro kterou byl rezonátor navržen. Modelováno v programu reZonator 2 (b) Velikost svazku uvnitř krystalu v závislosti na optické mohutnosti tepelné čočky - detail pro -2 m^{-1} až 3 m^{-1} .

7.1.1 Režim volné generace

Laser bez Pockelsovy cely byl zprovozněn v režimu volné generace. Při buzení 500 μs impulzy byl prahový výkon 1,5 W a maximální výstupní výkon 1,7 W s optickou účinností 28 %. Výkonová charakteristika byla lineární s diferenciální účinností 46 %. Generován byl základní příčný mód. Při buzení kratšími impulzy se snížila optická účinnost, ale diferenciální účinnost zůstala téměř stejná.

Rotací $\lambda/4$ destičky bylo možné nastavit procento výkonu vyvážaného z rezonátoru (transmitanci výstupního zrcadla resp. polarizátoru). Závislost výstupního výkonu na transmitanci výstupního zrcadla¹⁰ a výkonová charakteristika ve stavu s maximálním výkonem jsou na obrázcích 30a a 30b. Diferenciální účinnost se pro různé transmitance pohybovala v rozsahu 35 % až 45,8 %. Optimální transmitance výstupního zrcadla byla určena na $T \approx 5 \%$.

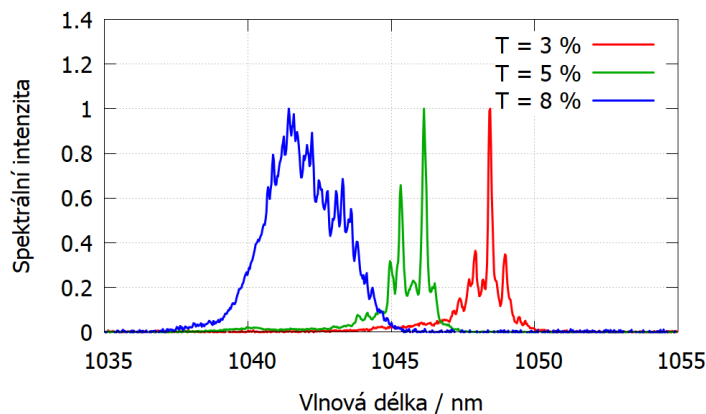


Obrázek 30: (a) Závislost výstupního výkonu laseru na transmitanci výstupního zrcadla. (b) Výkonová charakteristika laseru a profil svazku laseru při maximálním výkonu.

¹⁰Transmitance byla vypočtena z natočení čtvrtlnné destičky.

Změřena byla také spektra laseru pro různé transmittance, zobrazena jsou na obrázku 31. Pro 3% byla centrální vlnová délka 1048,2 nm, pro 5% zrcadlo 1045,5 nm a pro 8% zrcadlo 1042 nm. Tento výsledek je zajímavý, protože podle výrobce krystalu i námi naměřených dat z kapitoly 6.1 by mělo být maximum emise okolo vlnové délky 1025 nm. Proto by i laser měl na této vlnové délce generovat, pokud v něm není jiný element fungující jako spektrální filtr. Zvláštní je také fakt, že se centrální vlnová délka takto významně posouvala. Spektrum se podobným způsobem posouvalo i při přidání dalších ztrát do laseru (např. uzavíratelnou aperturou). Takto šlo laser přeladovat od 1030 nm až k 1050 nm, ovšem za cenu významného snížení výstupního výkonu.

Posouvání vlnové délky laseru bylo z nejvyšší pravděpodobností způsobeno reabsorpcí generovaného záření. Při zavedení ztrát do rezonátoru (vyšší transmittance výstupního zrcadla resp. přivření apertury) se sníží výkon cirkulující uvnitř rezonátoru a vzhledem k tomu, že budící výkon zůstával po celou dobu stejný, se tím snížila míra depopulace horní hladiny. Absorpční přechod pak byl lépe saturovaný a laser tak pocíval nižší ztráty u kratších vlnových délek.

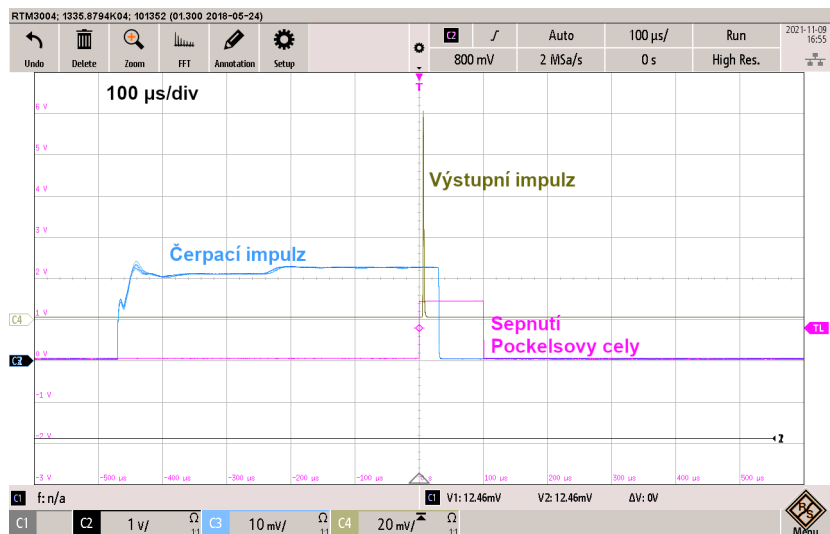


Obrázek 31: Spektra laseru ve volně běžícím režimu pro různé transmittance výstupního zrcadla.

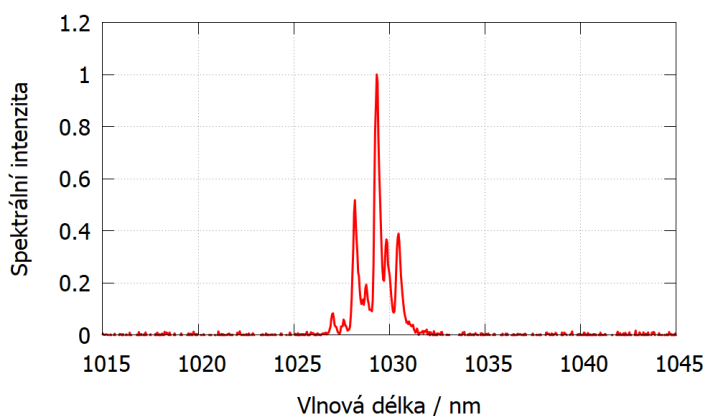
7.1.2 Režim Q-spínání

Následně byla do laseru umístěna Pockelsova cely. Ta sestávala ze dvou paralelně zapojených RTP krystalů o délce 1 cm a příčným rozměrem 9x9 mm. Čtvrtvlnné napětí cely bylo přibližně 1,87 kV. Ztráty na dvojitý průchod celou byly odhadnuty na 1 %. Driver Pocklesovy cely byl vyroben firmou Ekspla s dobou sepnutí pod 6 ns. Jako zdroj vysokého napětí byl použit zdroj iseg HPP 150-107, který umožňoval přivádět na celou maximální napětí 2,2 kV.

Dále byl otestován režim Q-spínání pro ověření správného fungování Pockelsovy cely. Laser byl v tomto režimu provozován jen těsně nad prahem generace s opakovací frekvencí 100 Hz, aby se předešlo zbytečnému poškození optických prvků. Při buzení se špičkovým výkonem 70 W byly generovány impulzy s energií 1 mJ a FWHM 1,5 μ s. Záznam z osciloskopu je na obrázku 32. Spektrum laseru v této konfiguraci je na obrázku 33. Při Q-spínání byla generována vlnová délka 1030 nm, vkládání ztrát do rezonátoru nemělo na spektrum téměř žádný vliv. Rozdíl oproti režimu volné generace je dán tím, že díky počátečním vysokým ztrátám se mohlo excitovat větší procento aktivních iontů v krystalu. Na generovaném impulzu s délkou okolo 1 μ s se potom neprojeví reabsorpce.



Obrázek 32: Oscilogram systému v režimu Q-spínání. Délka generovaného impulsu byla 1,5 μ s.



Obrázek 33: Spektrum signálu v režimu Q-spínání.

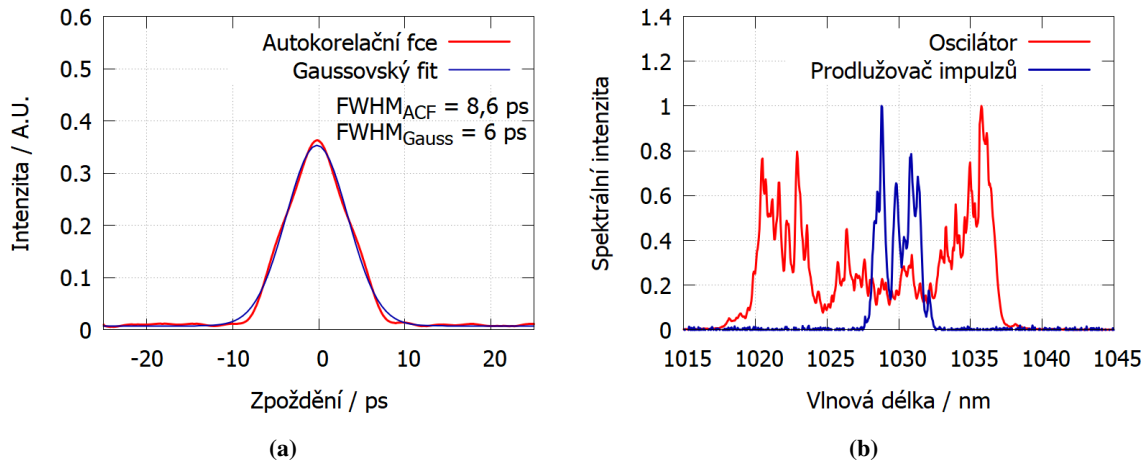
7.2 Charakterizace zdrojového oscilátoru

Jako zdroj ultrakrátkých impulsů sloužil vláknový oscilátor GoPico vyvinutý na pracovišti Hilase. Synchronizace módů v něm bylo dosaženo pomocí nelineární rotace polarizace v režimu s celkovou kladnou disperzí. Oscilátor měl vestavěnou fotodiodu, která umožňovala monitorovat jeho provoz a dala se použít k synchronizaci další ovládací elektroniky. Jeho výstup byl navázaný do jednomódového vlákna udržujícího polarizaci (PM vlákna).

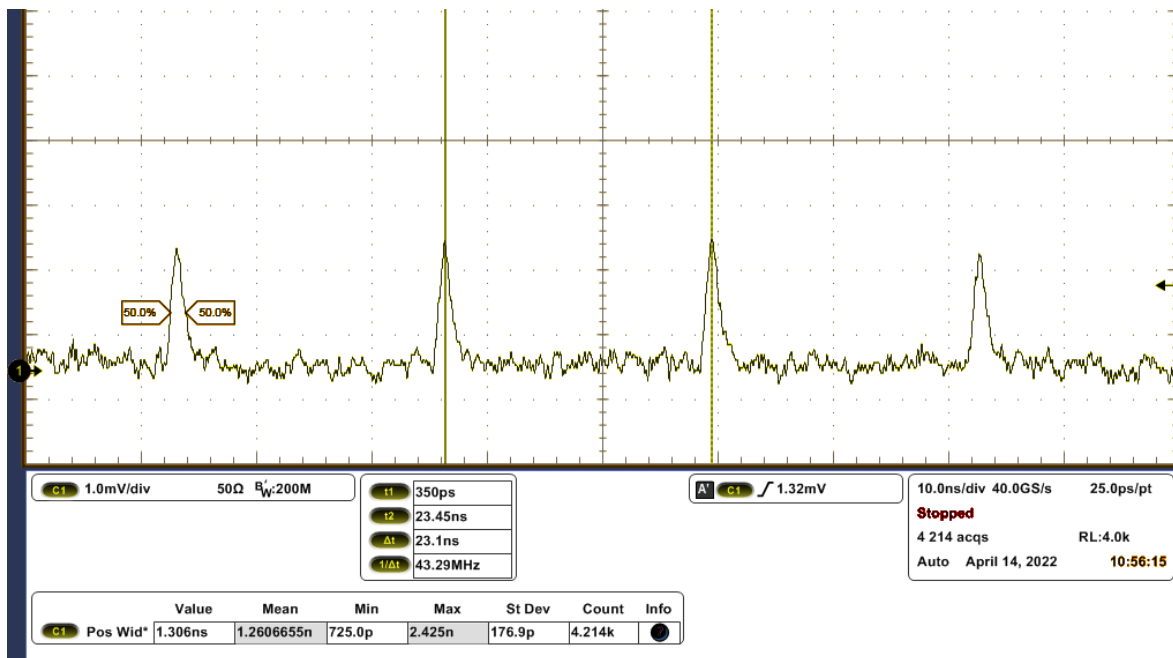
Oscilátor měl střední výkon 45 mW s opakovací frekvencí 43,3 MHz, což odpovídá impulsům s energií přibližně 700 pJ. Generované impulsy měly délku 6 ps. Autokorelační křivka a spektrum oscilátoru jsou zobrazeny na obrázku 34. Spektrum mělo FWHM 16 nm s centrální vlnovou délkou 1028 nm. Šířka spektra naznačuje, že by generované impulsy by navíc bylo možné zkomprimovat na délku v řádech stovek fs.

Výstup z oscilátoru byl optickým vláknem veden přes optický cirkulátor do prodlužovače impulsů TeraXion TPSR na bázi čerpané objemové Braggovské mřížky (CVBG). Systém omezil šířku spektra na 3 nm s centrální vlnovou délkou 1030 nm, impulsy měly délku 1,2 ns. Spektrum signálu vystupujícího z prodlužovače je na obrázku 34b. Oscilogram vystupujících impulsů je na obrázku 35. Výstup ze stretcheru byl vedený

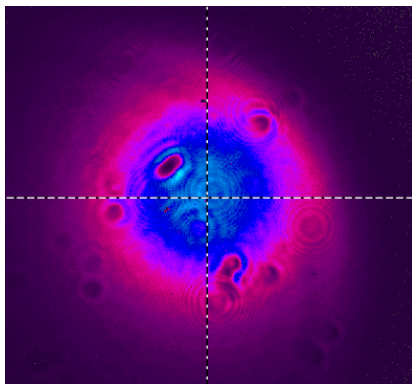
do vláknového kolimátoru. Střední výstupní výkon za prodlužovačem byl přibližně 4 mW. Svazek vystupující z kolimátoru měl průměr 600 μm a téměř gaussovský profil (obrázek 36).



Obrázek 34: (a) Autokorelační křivka impulzu před prodlužovačem impulzů. (b) Spektrum oscilátoru před a za prodlužovačem impulzů.



Obrázek 35: Oscilogram řetězce impulzů za prodlužovačem TeraXion. Časové měřítko je 10 ns na dílek.



Obrázek 36: Profil svazku oscilátoru za prodlužovačem impulsu. Malé kroužky jsou způsobeny defekty na filtru kamery.

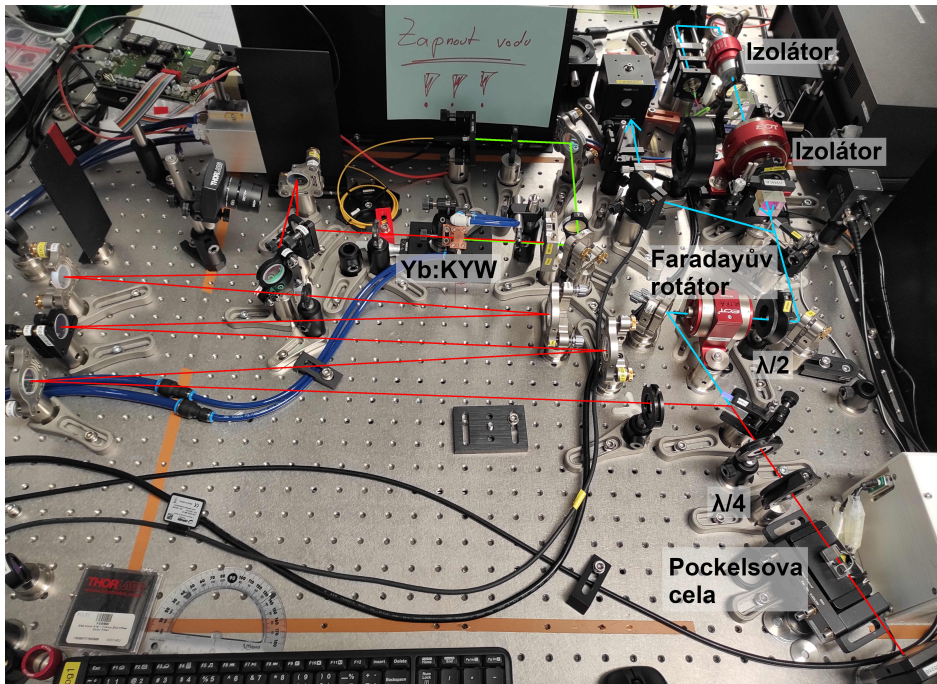
7.3 Charakterizace regenerativního zesilovače

Laser byl dále přenastaven do režimu regenerativního zesilovače. Signál z oscilátoru popsaného výše byl naveden do rezonátoru pomocí polarizátoru, Faradayova rotátoru a půlvlnné destičky. Pro zajištění stejné velikosti vstupního svazku a módu rezonátoru byl použit Keplerův teleskop se zvětšením 5. Fotografie systému je na obrázku 37. Aby se předešlo poškození oscilátoru, byl před vstup do systému umístěn Faradayův optický izolátor s izolací 30 dB. Čtvrtvlnná destička v rezonátoru a načasování Pockelsovy cely byly nastaveny tak, aby byly impulzy uzavírány v rezonátoru na konci čerpacího impulsu, jak je ukázáno na obrázku 38. Pockelsova cela a čerpací dioda byly triggerovány pomocí generátoru zpoždění Stanford DG645, který byl synchronizován signálem z fotodiody vestavěné v oscilátoru (viz obr. 39). Samotný signál z fotodiody nebyl dostatečně silný pro triggerování generátoru zpoždění, proto byl pro upraven na sinusoidu a zesílen elektronickým předzesilovačem BME-P3 od firmy BME Bergmann.

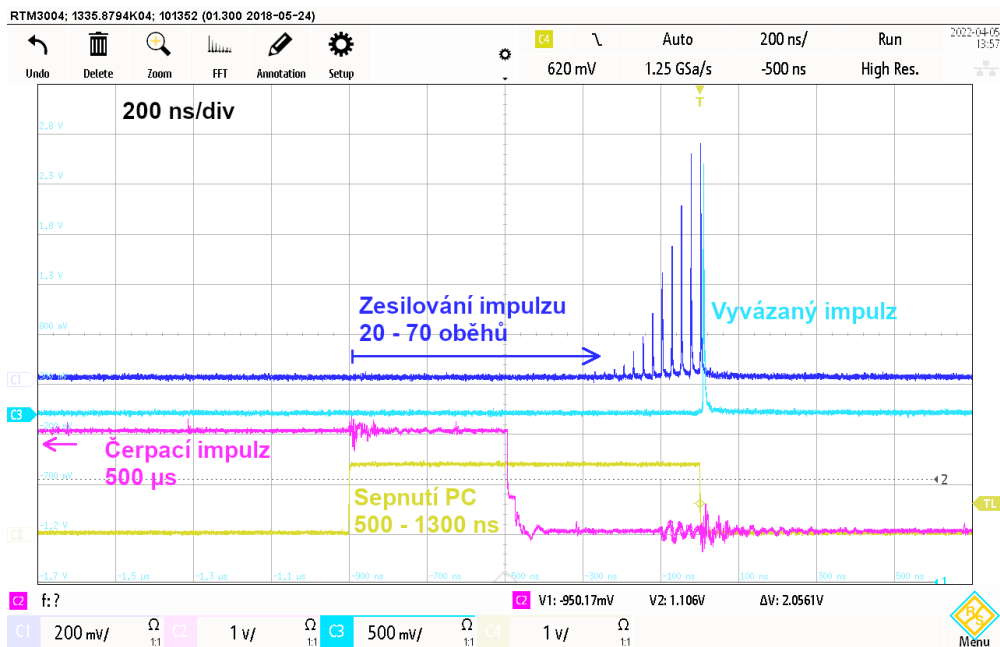
Následně bylo provedeno prvotní zesilování impulzů se špičkovým čerpacím výkonem 85 W až 130 W. Závislost výstupní energie na počtu oběhů rezonátorem je na obrázku 40a. Saturace bylo dosaženo po několika desítkách oběhů, což značí, že zesílení na jeden průchod krystalem bylo relativně vysoké. Zároveň se ale po dosažení saturace výstupní energie začala prudce snižovat, což naznačuje vysoké ztráty. Při maximálním čerpání bylo dosaženo maximální energie 4,1 mJ v základním příčném módu. Energetická charakteristika zesilovače je zobrazena na obr. 40b. Výstupní energie byla silně závislá na přesném nastavení náklonu Pockelsovy cely. I malé naklonění mohlo změnit výstupní energii o jednotky mJ. Nastavení Pockelsovy cely na nejvyšší extinkční poměr obvykle nevedlo k nejvyšší výstupní energii.

Také byla změřena energetická stabilita zesilovače po dobu 150 minut, zobrazena je na obrázku 41. Střední hodnota se po jedné hodině zvýšila na 4,2 mJ se střední kvadratickou odchylkou 90 μ J. Přidání jednoho nebo dvou oběhů energetickou stabilitu zlepšilo, ovšem za cenu snížení výstupní energie o 10 % až 20 %. Systém při tomto měření nebyl nijak zakrytý, což by stabilitu značně vylepšilo.

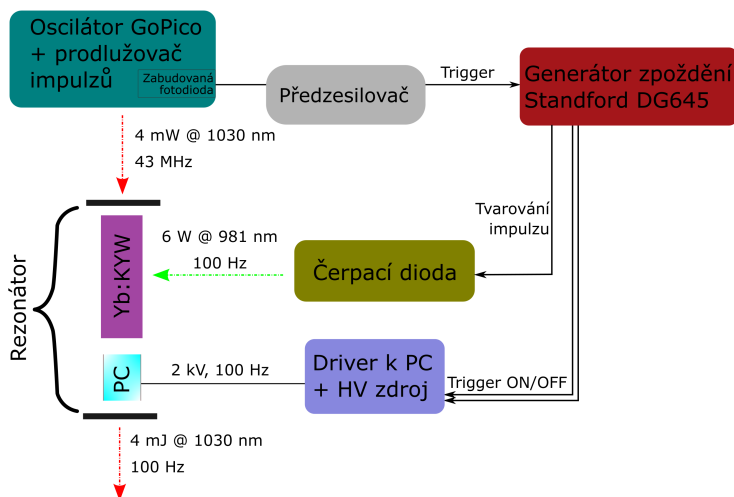
Spektrum zesilovaného impulsu pro dva různé čerpací výkony je na obrázku 42. Pro slabší čerpání se spektrum mírně zúžilo a posunulo se přibližně o 1 nm ke kratším vlnovým délkám. Při silném čerpání se navíc ve spektru začala objevovat nová složka na 1025 nm. Tato složka vznikala v důsledku zesilování spontánní emise. Společně se zesilovaným impulzem v zesilovači vznikala sekundární impuls v režimu vyprazdňování rezonátoru („cavity dumping“). Ten má vlnovou délku odpovídající maximu zisku a soupeří se signálním impulzem o energii. Ze spektra lze odhadnout, že přibližně 25 % celkové výstupní energie je obsaženo v sekundárním impulzu. Na obrázku 43 je zobrazen snímek z osciloskopu, kde je vidět výstupní impuls a signál na zbytkovém



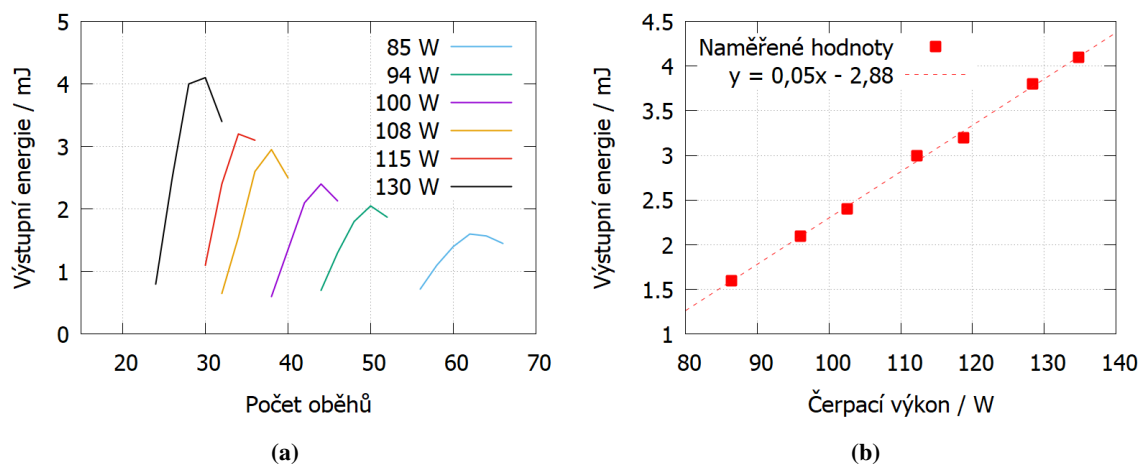
Obrázek 37: Fotografie systému pro regenerativní zesilování. Červeně je vyznačený svazek uvnitř rezonátoru, zeleně je vyznačený čerpací svazek a modře je vyznačená cesta vstupního a výstupního signálu.



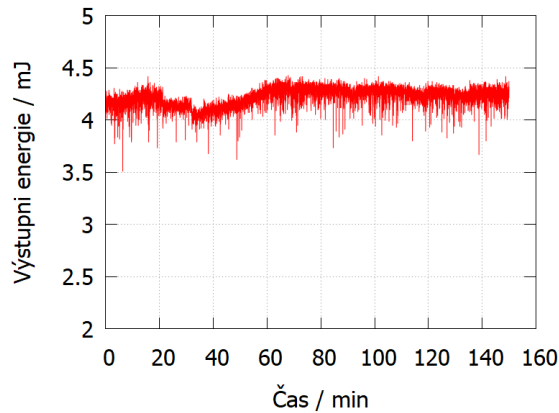
Obrázek 38: Oscilogram demonstrující časování systému.



Obrázek 39: Schéma systému pro ovládání regenerativního zesilovače. PC je zkratka pro Pockelsovu celu.

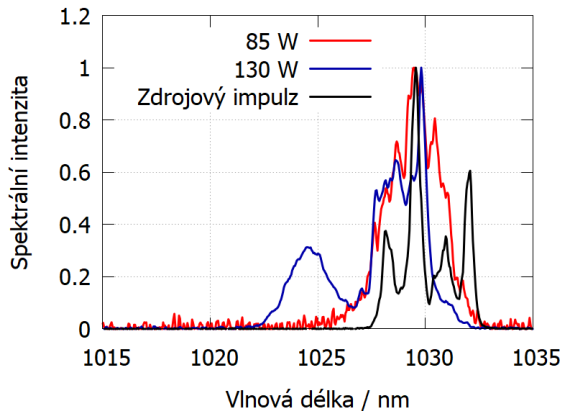


Obrázek 40: (a) Závislost výstupní energie na počtu oběhů pro různé čerpací výkony. (b) Energetická charakteristika zesilovače a profil svazku. Pro každé měření byl zvolen počet oběhů s nejvyšší výstupní energií.



Obrázek 41: Energetická stabilita regenerativního zesilovače. Střední hodnota byla 4,2 mJ se střední kvadratickou odchylkou 90 μ J, minimální energie byla 3,5 mJ, maximální 4,4 mJ.

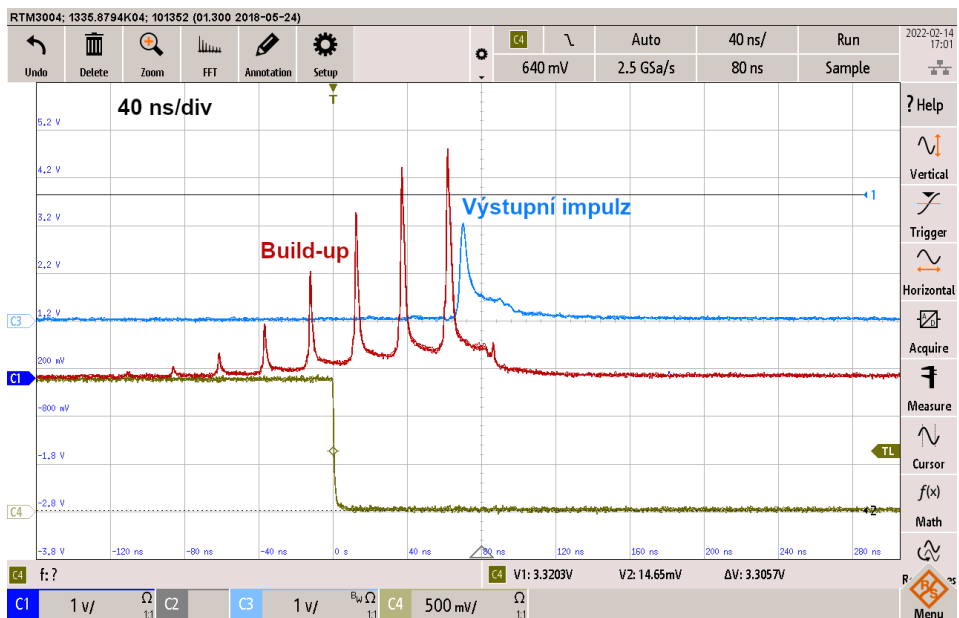
signálu prošlém jedním ze zrcadel rezonátoru. I zde je vidět, že v zesilovači kromě krátkého hlavního impulsu vznikala i sekundární 20 ns dlouhý podstavec. Změnou načasování otevření Pockelsovy cely bylo možné měnit pozici krátkého impulsu oproti dlouhému, nebylo je ovšem možné oddělit. V případě, že byl zablokován přístup vstupního signálu, byly generovány pouze sekundární impulzy.



Obrázek 42: Spektrum zesilovače pro dvě úrovně čerpání.

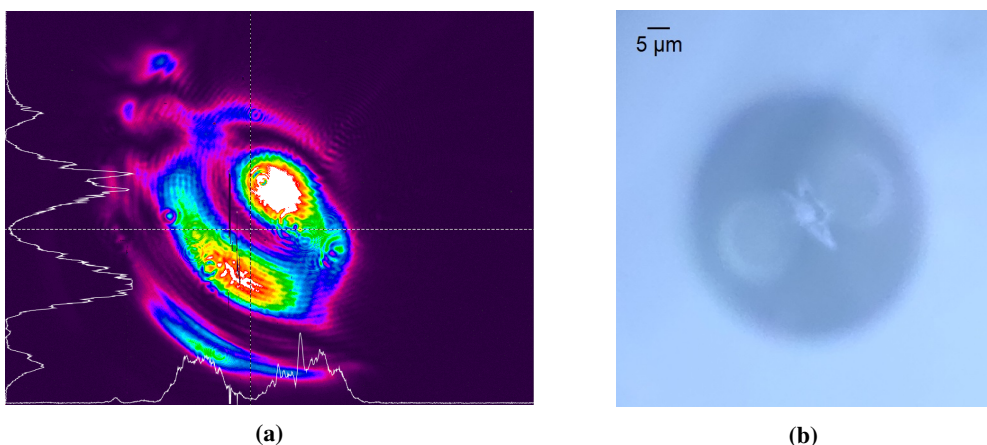
Generace sekundárního impulsu byla způsobena nedostatečnou energií vstupního impulsu. Ten nestačil extrahovat dostatečné množství energie z aktivního prostředí před tím, než došlo k zesílení spontánní emise. Problém byl zhoršen tím, že zesílení pro vlnovou délku 1025 nm je vyšší než pro 1030 nm (viz obrázek 12). Generaci druhotného impulsu bylo možné předejít buď zesílením vstupního signálu nebo použitím spektrálního filtru. [67] Při další diagnostice systému bylo zjištěno, že došlo k poškození konce optického vlákna ve vláknovém kolimátoru na výstupu ze zdrojového oscilátoru. To způsobilo významný pokles výkonu vstupního signálu (přibližně o 90 %) a silnou deformaci svazku (obrázek 44a). Fotografie čela poškozeného vlákna z vláknového mikroskopu je na obrázku 44b.

Poškození optického vlákna s nejvyšší pravděpodobností způsobily nedokonale odizolované impulzy ze zesilovače. To je možné ověřit pomocí výpočtu prahu poškození. Práh poškození rozhraní optického vlákna a vzduchu pro 10ns impulzy je podle [68] 1 GWcm^{-2} . To pro impuls o délce 1,2 ns, který se promítne na oblast s průměrem 5 μ m dává prahovou energii poškození 80 nJ. Společná izolace výstupního polarizátoru s použitým



Obrázek 43: Oscilogram zesilování impulzů v prvotní konfiguraci systému.

optickým izolátorem byla určena na ≈ 50 dB. Generované impulzy (s energií v řádech jednotek mJ) byly tedy řádově dostatečně silné na to, aby potenciálně způsobily poškození optického vlákna.



Obrázek 44: (a) Výstupní svazek oscilátoru po poškození výstupního vlákna oscilátoru. (b) Fotografie konce výstupního vlákna oscilátoru pod vláknovým mikroskopem.

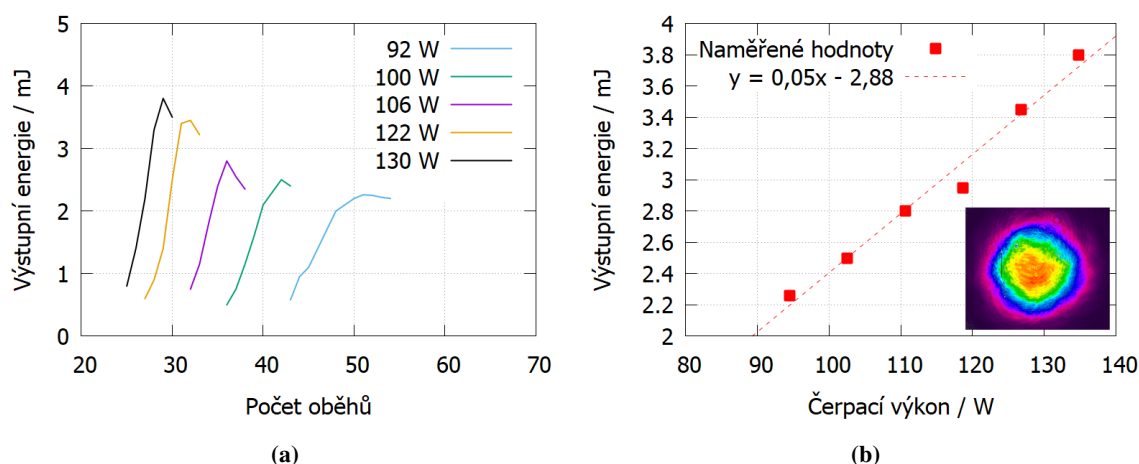
Existuje několik řešení, pomocí kterých lze předejít poškození vstupního vlákna. Nejjednodušší řešení je provozovat zesilovač jen s nízkou úrovní čerpání. V praxi je ovšem téměř nemožné odhadnout přesně pro jakou energii začíná docházet k poškození. Pro zaručení spolehlivého fungování by bylo nutné snížit výstupní energii alespoň o řád. Snížit špičkový výkon je také možné větším roztahením impulzu. Systém je navržen pro zesilování impulzů o délce až 20 ns, špičkový výkon by tedy šlo snížit přibližně 15krát. Bylo by ovšem nutné použít jiný roztahovač impulzů, který v době psaní práce nebyl k dispozici. Další možností je přidat do systému dodatečný izolátor. Toto řešení je snadno implementovatelné, ovšem pro případné komerční využití zesilovače relativně drahé. Bylo by také možné vstupní svazek fokuzovat skrz úzkou aperturu, která by zpětný svazek odfiltrovala. Poslední možností je použít závěrku, která by se zavřela ihned po vstupu impulzu do systému.

Taková závěrka by se ovšem musela dokázat zavírat za méně než 500 ns, což umožňují jen akustooptické a elektrooptické spínače.

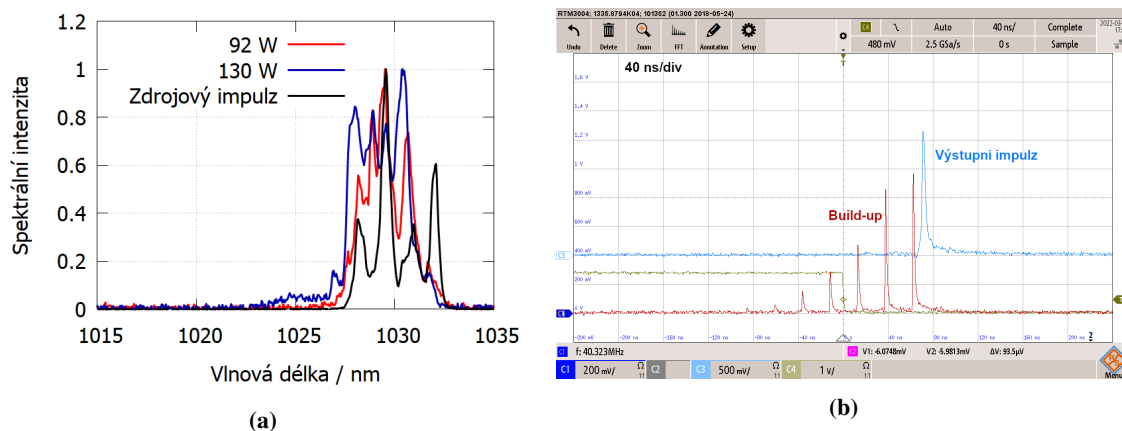
7.3.1 Vylepšení kontrastu systému

Pro eliminaci sekundárních impulzů bylo třeba zabránit poškozování výstupu z oscilátoru. Pro ten účel byl do systému vložen dodatečný izolátor, který by měl prošlý špičkový výkon dále redukovat. Zároveň s tím byl přestavěn systém pro navádění impulsu do rezonátoru. Optické vlákno bylo nyní zakončeno pouze FC/APC konektorem a výstup z něj byl kolimován čočkou s ohniskovou vzdáleností 30 mm a zvětšen pomocí Keplerova teleskopu se zvětšením 2,66. V případě případného poškození tak nebylo třeba vyměňovat kolimátor, ale pouze vyměnit vláknový konektor.

Závislost výstupní energie na počtu oběhů rezonátorem a energetická charakteristika systému jsou na obrázku 45. Oproti předchozímu měření se mírně snížila výstupní energie na 3,8 mJ při maximálním čerpání. Spektrum je zobrazeno na obrázku 46a, FWHM mělo 3,2 nm se střední vlnovou délkou 1029,5 nm. Je vidět, že sekundární impuls je zde silně potlačen, ale při maximálním čerpání se stále objevuje. Oscilogram výstupního impulsu je na obrázku 46b.

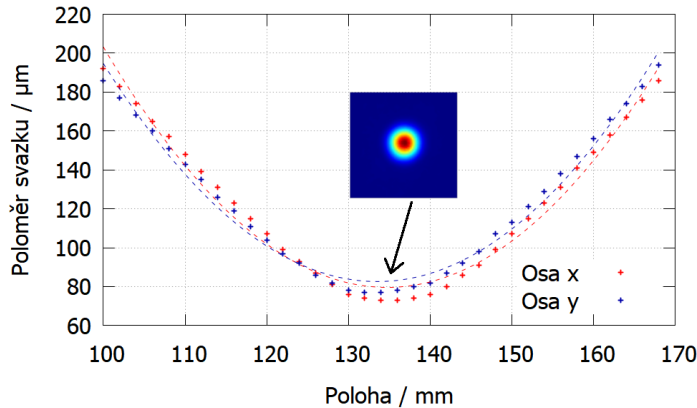


Obrázek 45: (a) Závislost výstupní energie zesilovače na počtu oběhů po přidání druhého optického izolátoru. (b) Energetická charakteristika zesilovače a profil svazku.

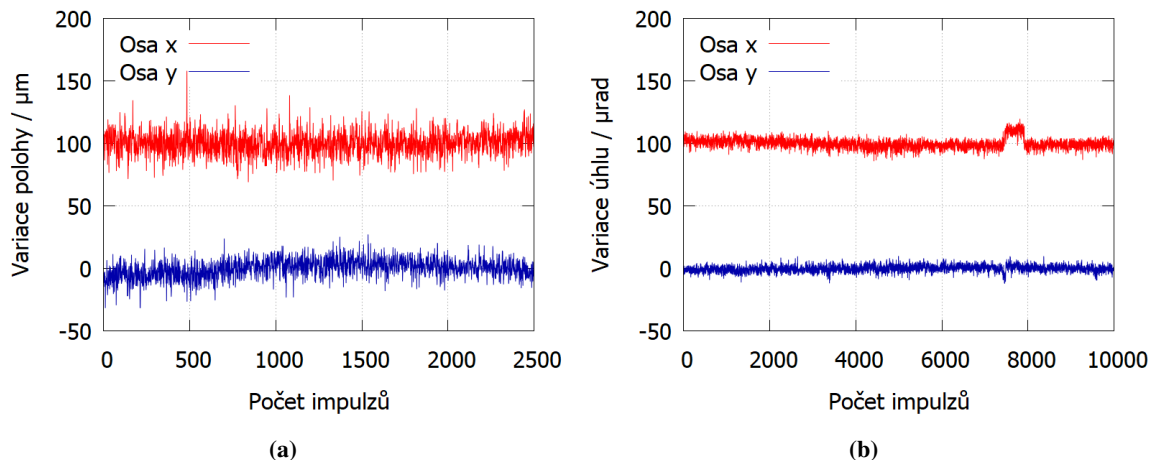


Obrázek 46: (a) Spektrum zesilovače pro dva čerpací výkony. (b) Oscilogram zesilovacího procesu po přidání druhého optického izolátoru.

Generován byl základní příčný mód kruhového tvaru. Profil svazku je zobrazen na obrázku 45b. Bylo také provedeno měření faktoru kvality svazku M^2 . V ose x byl $M_x^2 = 1,14$ a v ose y $M_y^2 = 1,19$. Kaustika svazku za čočkou s ohniskovou vzdáleností 300 mm je na obrázku 47. Svazek byl mírně astigmatický, poloha ohniska pro oba směry se lišila přibližně o 1,5 mm (Rayleighova vzdálenost byla 14 mm). V této konfiguraci laseru byla také změřena poziční a úhlová stabilita laseru. Střední kvadratická odchylka polohy centroidu svazku byla $40\ \mu\text{m}$, střední kvadratická odchylka úhlu svazku byla $50\ \mu\text{rad}$. Závislosti pozice a úhlu svazku na čase jsou zobrazeny na obrázku 48.

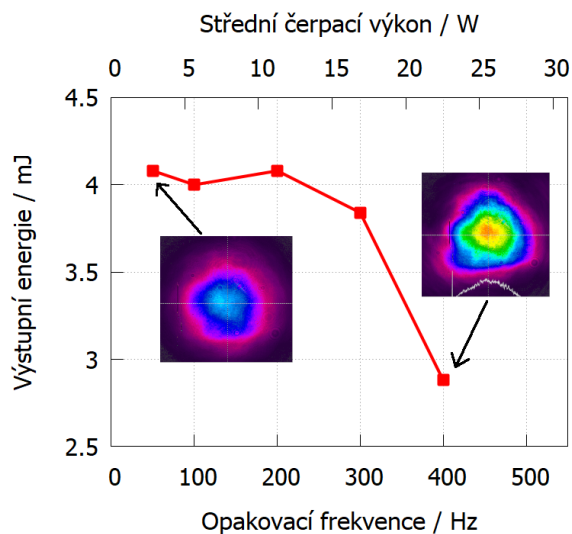


Obrázek 47: Naměřená kaustika svazku v ohnisku za spojkou s $f = 300\ \text{mm}$ a jeho profil v ohnisku.



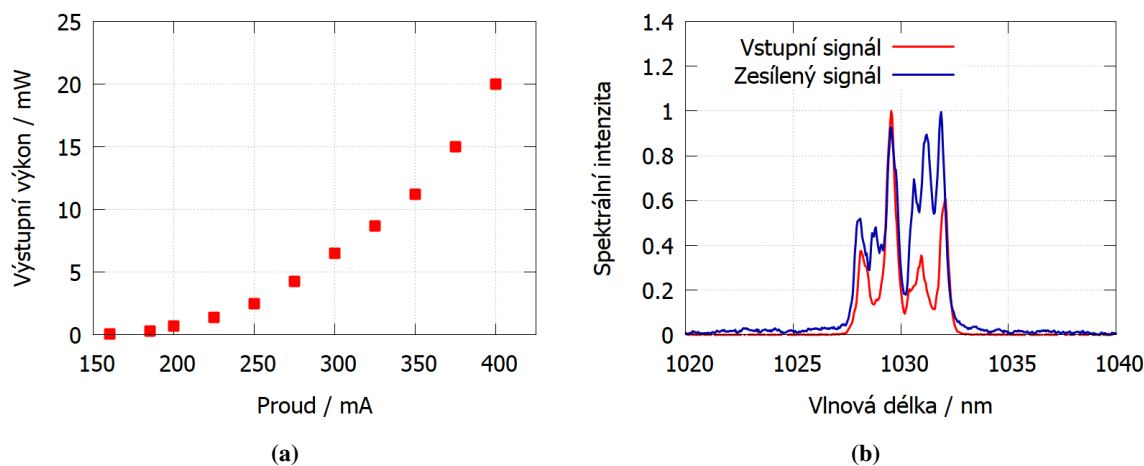
Obrázek 48: (a) Závislost pozice středu svazku na čase. (b) Závislost úhlu svazku na čase.

V této konfiguraci byl regenerativní zesilovač otestován pro opakovací frekvenci 50 Hz až 400 Hz. Špičkový čerpací výkon byl 130 W. Závislost maximální výstupní energie a profily svazku jsou zobrazeny na obrázku 49. Výstupní energie se do 300 Hz měnila jen minimálně. Při frekvenci 400 Hz se výstupní energie snížila a výstupní svazek se začal deformovat vlivem tepelné čočky. Opakovací frekvence 400 Hz odpovídala střednímu výkonu čerpání 25 W, což podle obr. 23 odpovídá optické mohutnosti tepelné čočky přibližně $1,5\ \text{m}^{-1}$ resp. $-0,5\ \text{m}^{-1}$. Se zvětšením opakovací frekvence se zvyšoval počet oběhů nutný pro dosažení saturace. To bylo s nejvyšší pravděpodobností způsobeno změnou tepelné čočky a tedy i velikostí módu uvnitř rezonátoru a jeho částečným rozladěním.



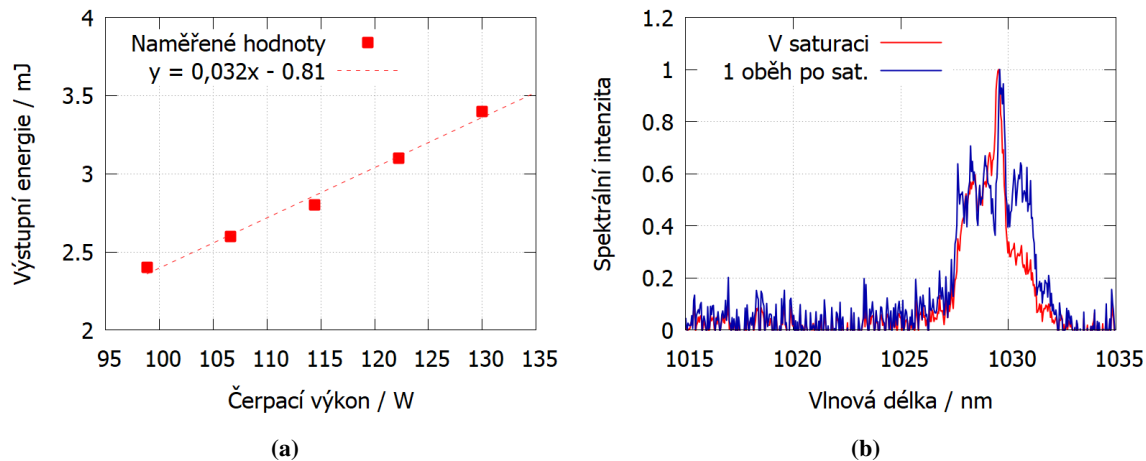
Obrázek 49: Závislost výstupní energie zesilovače na opakovací frekvenci. Zobrazeny jsou profily svazku pro 50 Hz a 400 Hz.

S cílem dalšího potlačení šumu na 1025 nm byl do systému za prodlužovač impulzů přidán vláknový zesilovač AMP-FL8521 od firmy Fiberlabs. Ten umožňoval zesilování signálů s vlnovou délkou 1020 nm až 1080 nm. Výkonová charakteristika zesilovače a spektrum výstupního signálu jsou na obrázku 50. Zesilovač byl provozován s proudem čerpací diody 400 mA, což odpovídalo střednímu výkonu 20 mW. Zvednutá hodnota spektrální intenzity v rozsahu 1020 nm až 1040 nm byla způsobena zesílenou spontánní emisí.

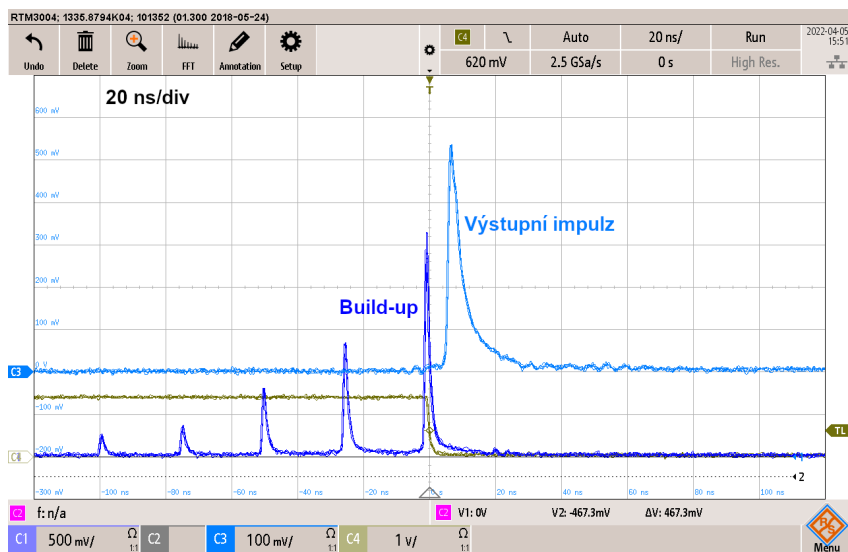


Obrázek 50: (a) Výkonová charakteristika vláknového zesilovače (b) Spektrum vláknového zesilovače při proudu 400 mA.

Energetická charakteristika zesilovače v této konfiguraci je zobrazena na obrázku 51a. Bylo dosaženo nejvyšší výstupní energie 3,5 mJ. Spektrum zesilovaného impulsu je na obrázku 51b. Před dosažením saturace mělo spektrum šířku 2 nm s centrální vlnovou délkou 1029,5 nm. Po dosažení saturace se spektrum rozšířilo na 3,5 nm. Sekundární impuls na 1025 nm je téměř úplně potlačen, což je vidět i na oscilogramu 52. Po těchto měřeních bohužel opět došlo k poškození optického vlákna na vstupu. Nezbyl již čas na opravu optického vlákna, proto v této konfiguraci systém nebyl dále charakterizován.



Obrázek 51: (a) Energetická charakteristika zesilovače při použití předzesilovacího stupně. (b) Spektrum zesilovače při dosažení saturace a jeden oběh po dosažení saturace.



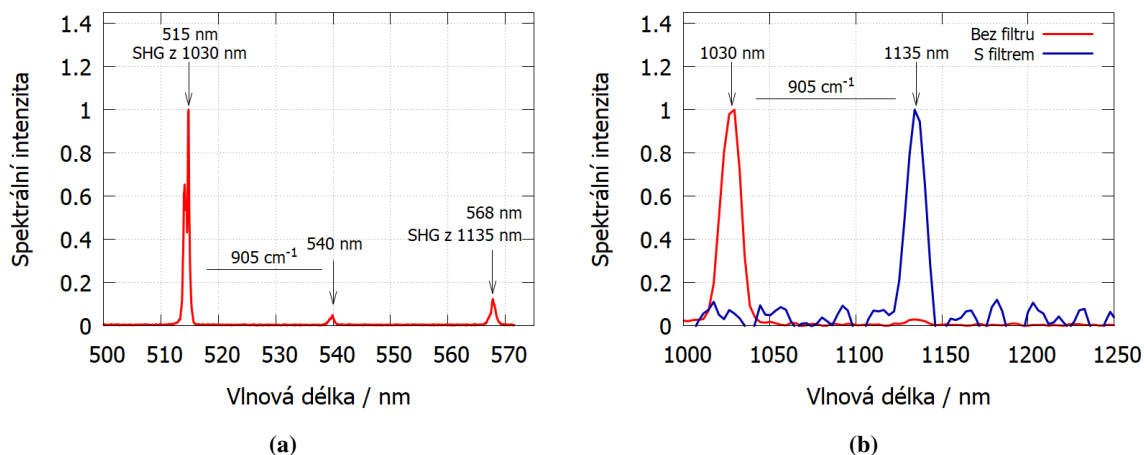
Obrázek 52: Oscilogram zesilovacího procesu po přidání předzesilovače.

7.3.2 Parazitní nelineární jevy

Během charakterizace regenerativního zesilovače byly pozorovány nelineární jevy vedoucí ke generaci dalších vlnových délek. Nejsnáze byl pozorovatelný svazek s vlnovou délkou 515 nm, který vznikl jako druhá harmonická frekvence hlavního signálu na 1030 nm uvnitř Pockelsovy cely. Tento jev je běžný pro regenerativní zesilovače pracujících s mJ impulzy.

Při nastavení dostatečného počtu oběhů pro dosažení saturace bylo za koncovým zrcadlem možné navíc pozorovat nový svazek žlutozelené barvy. Jeho výkon se zvyšoval s počtem oběhů, a to i potom, co se začala snižovat výstupní energie zesilovače. Při nižším počtu oběhů jeho výkon viditelně kolísal. Spektrum tohoto svazku je na obrázku 53a. Ve spektru jsou kromě vrcholku na 515 nm vidět další dvě vlnové délky: 540 nm a 568 nm. Také bylo změřeno výstupní spektrum zesilovače InGaAs spektrometrem Optosky ATP-8000 měřícím v rozsahu 900 nm až 2400 nm. Výsledek je vidět na obrázku 53b. Zde je vidět hlavní vrcholek na 1030 nm a druhý, značně nižší vrcholek okolo 1135 nm.

Nelineární jev způsobující generaci dodatečných vlnových délek mimo 515 nm byl s nejvyšší pravděpodobností stimulovaný Ramanův rozptyl uvnitř Yb:KYW. Tento krystal má pro záření polarizované rovnoběžně s osou Nm silnou ramanovskou linii na 905 cm^{-1} .¹¹ [71] To odpovídá generaci 1135 nm jako prvnímu Stokesovu řádu z 1030 nm a 540 nm jako prvnímu Stokesovu řádu z 515 nm. Vlnová délka 568 nm mohla být generována buď jako druhý Stokesův řád z 515 nm nebo jako druhá harmonická z 1135 nm. Dá se očekávat, že dominantní z těchto jevů je ten druhý, neboť znamená jen dva kroky nelineární konverze. Nebyla pozorována žádná anti-Stokesova komponenta.



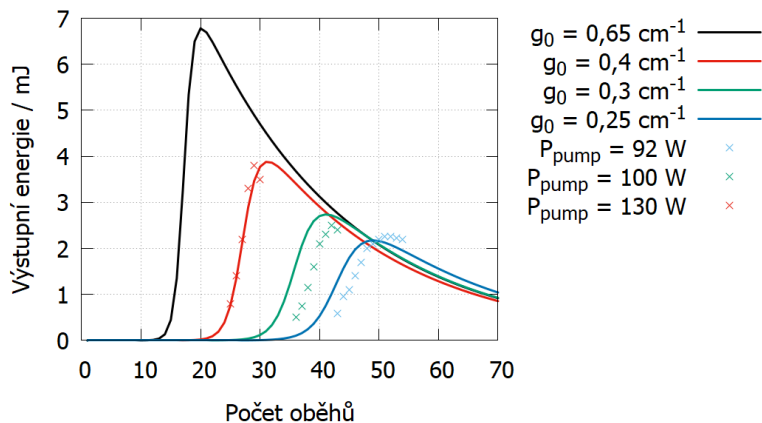
Obrázek 53: (a) Spektrum laseru ve viditelné oblasti za koncovým zrcadlem. (b) Výstupní spektrum zesilovače. Měřeno s filtrem FEL1050 a bez něj.

7.4 Diskuze výsledků

Energie regenerativního zesilovače se pohybovala okolo 4 mJ. Bylo ji možné dále zvýšit nastavením Pockelsovy cely až na 5 mJ za cenu významného zhoršení kontrastu vůči pozadí a generaci předčasných impulzů. To by se dalo vysvětlit nedokonalým řezem jednoho nebo obou krystalů RTP v cele. Porovnání naměřených výsledků energie s modelem z kapitoly 3.4 je na obrázku 54. Změřené maximální výstupní energie zesilovače

¹¹Jediné další transmisní prvky v rezonátoru jsou RTP Pockelsova cely a křemenná čtvrtvlnná destička. Křemen ani RTP nemají v okolí 900 cm^{-1} žádnou významnou ramanovskou čáru. [69][70]

dobře odpovídají předpovědím Frantz-Nodvikovy teorie s počáteční podmínkou g_0 získanou měřením v kapitole 6.3. Hodnota $g_0 = 0,65 \text{ cm}^{-1}$ získaná z teoretického modelu pro čerpání s výkonem 130 W výsledkům neodpovídá. Rozdíl počtu oběhů nutných pro dosažení saturace v modelu a výsledcích mohl být způsoben rozladěním rezonátoru při změně mohutnosti tepelné čočky (rezonátor byl nastaven pro generaci maximální výstupní energie při čerpání 130 W). K této chybě také mohl přispívat Ramanův rozptyl, který způsoboval ztráty závislé na energii resp. na počtu oběhů v rezonátoru. Ten také způsoboval rychlejší pokles energie, než bylo předpovězeno.



Obrázek 54: Srovnání vypočtené a naměřené závislosti výstupní energie zesilovače na počtu oběhů v rezonátoru. Experimentální data jsou z obr. 45a.

Výstupní energie zesilovače v čase silně fluktovala. Krátkodobé fluktuace energie jsou obvykle způsobeny prouděním vzduchu v rezonátoru nebo mechanickými vibracemi. Pokud byl laser provozován v saturaci, projevoval se také stimulovaný Ramanův rozptyl. Ten odebíral energii zesilovanému impulzu. Protože se ramanovská vlna generuje z šumu, její energie fluktovala, což snižovalo stabilitu výstupní energie.

Spektrum zesilovaného impulzu se měnilo s počtem oběhů v rezonátoru. Před dosažením saturace mělo šířku 1 nm až 2 nm, po jejím dosažení se rozšířilo na přibližně 3 nm. To je důsledek toho, že zesílení pro některé spektrální složky impulzu bylo vyšší než pro ostatní. Hodnota saturační energie se pro různé vlnové délky příliš nemění. Nebyl pozorován jev zužování spektra ziskem, pravděpodobně díky relativně malému počtu průchodu aktivním prostředím. Zde je nutné poznamenat, že FWHM šířka spektra zdrojového impulzu byla relativně malá. Dá se očekávat, že by se zužování spektra ziskem projevilo pro impulzy s širším spektrem. Transformační limit pro gaussovský impulz s šířkou v polovině maxima 3 nm je 520 fs, což naznačuje, že zesilované impulzy by mohlo být možné komprimovat na délku okolo 1 ps.

Systém se potýkal s problémy spojenými s nedostatečným kontrastem signálu oproti šumu. To bylo způsobeno tím, že počáteční energie impulzu byla srovnatelná s šumem resp. spontánní emisí. Problém byl zhoršen tím, že šum se generoval na vlnové délce 1025 nm, pro kterou je zesílení přibližně o 20 % vyšší než pro signál na 1030 nm. Je dále pravděpodobné, že ke zhoršení kontrastu také přispívala špatná kvalita svazku vycházejícího z poškozeného vlákna (obr. 44a). Protože měl svazek více maxim, uvnitř aktivního prostředí vznikly „mrtvé body“, ze kterých nebyla extrahována energie hlavním impulzem. Tyto body potom generovaly sekundární impulz. Porušení vstupního svazku nemuselo být způsobeno jen poškozením výstupního vlákna - difrakce způsobena oříznutím svazku (např. v optickém rotátoru nebo na kraji zrcadla) může mít podobný efekt.

Během nastavování a charakterizace zesilovače docházelo opakovaně k poškození konce optického vlákna přivádějícího zdrojové impulzy. Zpočátku se zdálo, že k poškození dochází kvůli dopadu nedostatečně izolova-

ného výstupního impulsu na konec vlákna. K propálení konce vlákna došlo ale i po přidání dalšího optického izolátoru. Optické poškození konce vlákna tedy pravděpodobně způsobila jedna z ostatních generovaných vlnových délek, pro kterou použité optické izolátory nebyly navrženy. Tento problém je možné řešit přidáním spektrální pásmové propusti okolo 1030 nm na vstup.

7.5 Možnosti dalšího vylepšení

Výstupní energii zesilovače je v tomto případě omezená dvěma faktory. Zaprvé je to počáteční zesílení resp. čerpací výkon. Ten je možné zvýšit čerpáním s vyšším výkonem. Použitá laserová dioda umožňuje čerpání s výkonem až 200 W, tento výkon je ale omezený parametry jejího driveru. Pro zvýšení čerpacího výkonu by jej tedy bylo nutné vyměnit. Druhý faktor omezující výstupní energii je stimulovaný Ramanův rozptyl. Tomu je možné předejít roztažením impulsu na větší délku. V [40] byl sestaven Yb:KYW regenerativní zesilovač s podobnými parametry - generovány byly impulzy s energií 6,5 mJ o délce 3,2 ns a poloměrem módu v krystalu 350 μm . V této práci nebyl stimulovaný Ramanův rozptyl pozorován. Z toho lze odhadnout, že impulzy by bylo nutné roztáhnout nejméně na 5 ns. Pravděpodobně by bylo roztažení nutné vyšší - intenzita Ramanova rozptylu roste exponenciálně s délkou prostředí. V této práci je délka krystalu Yb:KYW 10 mm, v [40] je to 2*3 mm. Další možnosti jak redukovat Ramanův rozptyl je použití kratšího krystalu (s vyšší dopací) nebo zvětšení svazku v aktivním prostředí.

Šířka spektra zesilovaných impulsů byla omezena šířkou pásma prodlužovače impulsů, která činila 3 nm. Pro zesilování širšího spektra by bylo nutné použít jiný stretcher, např. na bázi páru difrakčních mřížek. To by umožnilo potenciálně dosahovat délek impulsů v řádu stovek fs.

Opakovací frekvence zesilovače je omezena termickými jevy v aktivním prostředí. Nejvyšší frekvence, při které nedocházelo k významné deformaci svazku byla 300 Hz. Další zvýšení opakovací frekvence při zachování čerpacího výkonu a průřezu svazku není možné bez zhoršení kvality svazku a snížení výstupní energie. Tento problém snadno bohužel vyřešit nelze. Oblast stability rezonátoru je možné do menší míry rozšířit jeho zkrácením, to by ovšem odpovídajícím způsobem zkrátilo nejdelší impulzy, které lze v rezonátoru zesilovat. [26] Případnou alternativou je použití krystalu s řezem kolmým ke krystaloptické ose Ng. Ten na rozdíl od zde použitého krystalu nemá anizotropní tepelnou čočku, návrh rezonátoru by pro něj byl tedy jednodušší.

Nakonec by také bylo vhodné rezonátor i zbytek systému přestavět do kompaktnější podoby. Pak by bylo možné celý zesilovač uzavřít do boxu. To by zamezilo proudění vzduchu v rezonátoru, které je částečně zodpovědné za nestabilitu energie, pozice a úhlu laseru.

Závěr

Tato diplomová práce se zabývá vývojem regenerativního zesilovače s aktivním prostředím Yb:KYW. V teoretické části je srovnán použitý krystal Yb:KYW s často používanými krystaly Yb:YAG a Yb:KGW z hlediska materiálových vlastností a možností využití. Dále je provedena rešerše systémů na bázi Yb:KYW pracujících s ultrakrátkými impulzy. Část je zakončena kapitolou o regenerativních zesilovačích a elektrooptických modulátorech. Byly také provedeny simulace regenerativního zesilovače na základě Frantz-Nodvikovy teorie.

V experimentální části byl nejprve charakterizován použitý krystal. Byla změřena jeho absorpční a emisní spektra, která byla srovnána s daty od výrobce. Byla změřena tepelná čočka v krystalu a součinitel zesílení slabého signálu na 1030 nm. Tepelná čočka byla silně astigmatická a při čerpání se středním výkonem 65 W měla optické mohutnosti 5 m^{-1} a $1,3 \text{ m}^{-1}$. Koeficient zesílení byl při čerpání 130 W roven $0,4 \text{ cm}^{-1}$.

Na základě dat o tepelné čočce byl navržen a postaven optický rezonátor sloužící jako základ regenerativního zesilovače. Ten byl nejdříve otestován ve volně běžícím a Q-spínaném režimu. Ve volně běžícím režimu byl generován střední výkon 1,7 W s optickou účinností 28 %. V režimu Q-spínání byla výstupní energie 1 mJ s délkou impulzu 1 μs . Jako regenerativní zesilovač systém generoval impulzy s výstupní energií 3,5 mJ a opakovací frekvencí 100 Hz. Spektrum mělo šířku v polovině maxima 3 nm, nebylo pozorováno jeho zužování. Výstupní svazek měl tvar základního příčného módu s faktorem kvality svazku $M^2 < 1,2$. Během zesilování v systému docházelo ke stimulovanému Ramanovu rozptylu. Ten omezoval maximální výstupní energii, snižoval energetickou stabilitu systému a způsoboval poškození optického vlákna přivádějícího vstupní signál. Naměřené výsledky byly porovnány se simulací a byly navrženy způsoby jak eliminovat problémy s Ramanovým rozptylem a jak dále vylepšit parametry systému. Tím bylo splněno zadání práce ve všech bodech.

- Byla provedena rešerše Yb:KYW laserových systémů pracujících s ultrakrátkými impulzy.
- Z dostupných komponent byl navržen regenerativní zesilovač využívající Yb:KYW.
- Byl charakterizován použitý oscilátor a prodlužovač impulzů.
- Rezonátor zesilovače byl úspěšně zprovozněn a otestován jako laser a jako zesilovač.
- Byly změřeny výstupní charakteristiky generovaných impulzů.
- Byly navrženy možnosti vylepšení parametrů systému.

Výsledky této práce budou prezentovány na konferenci HPLS&A 2022 v Praze.

Reference

1. KOECHNER, Walter. *Solid-State Laser Engineering*. Springer New York, 2006. ISBN 978-0-387-29338-7. Dostupné z DOI: 10.1007/0-387-29338-8_10.
2. PATEL, F. D.; HONEA, E. C.; SPETH, J.; PAYNE, S. A.; HUTCHESON, R.; EQUALL, R. Laser demonstration of Yb/sub 3/Al/sub 5/O/sub 12/ (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2001, roč. 37, č. 1, s. 135–144. Dostupné z DOI: 10.1109/3.892735.
3. KLOPP, P.; GRIEBNER, U.; PETROV, Valentin; MATEOS, Xavier; BURSUKOVA, M.A.; PUJOL, Maria; SOLE, R.; GAVALDÀ, Jna; AGUILO, M.; GÜELL, F.; MASSONS, J.; KALKANDJIEV, Todor; DIAZ, F. Laser operation of the new stoichiometric crystal KYB(WO4)2. *Applied Physics B: Lasers and Optics*. 2002, roč. 74, s. 185–189. Dostupné z DOI: 10.1007/s003400100782.
4. QIU, Hongwei; YANG, Peizhi; DONG, Jun; DENG, Peizhen; XU, Jun; CHEN, Wei. The influence of Yb concentration on laser crystal Yb: YAG. *Materials Letters*. 2002, roč. 55, č. 1-2, s. 1–7.
5. PADTURE, Nitin P; KLEMENS, Paul G. Low thermal conductivity in garnets. *Journal of the American Ceramic Society*. 1997, roč. 80, č. 4, s. 1018–1020.
6. KLOPP, Peter. *New Yb³⁺-doped laser materials and their application in continuous-wave and mode-locked lasers*. 2006. Dizertační práce. Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität zu Berlin.
7. DELOACH, L. D.; PAYNE, S. A.; CHASE, L. L.; SMITH, L. K.; KWAY, W. L.; KRUPKE, W. F. Evaluation of absorption and emission properties of Yb/sup 3+/ doped crystals for laser applications. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1993, roč. 29, č. 4, s. 1179–1191. Dostupné z DOI: 10.1109/3.214504.
8. BRENIER, A; BOULON, G. Overview of the best Yb³⁺-doped laser crystals. *Journal of Alloys and Compounds*. 2001, roč. 323-324, s. 210 –213. ISSN 0925-8388. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/S0925-8388\(01\)01112-4](https://doi.org/10.1016/S0925-8388(01)01112-4). Proceedings of the 4th International Conference on f-Elements.
9. HÖNNINGER, Clemens; PASCHOTTA, R; GRAF, M; MORIER-GENOUD, F; ZHANG, G; MOSER, M; BISWAL, S; NEES, J; BRAUN, A; MOUROU, GA et al. Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers. *Applied Physics B*. 1999, roč. 69, č. 1, s. 3–17.
10. KISEL, V.E.; TROSHIN, A.E.; SHCHERBITSKY, V.G.; KULESHOV, N.V. Luminescence lifetime measurements in Yb³⁺-doped KY(WO4)2 and KGd(WO4)2. In: *Advanced Solid-State Photonics*. Optical Society of America, 2004, WB7. Dostupné z DOI: 10.1364/ASSP.2004.WB7.
11. OPTICS, Eksma. *Yb:KGW AND Yb:KYW CRYSTALS LASER LINES AND HARMONICS* [online]. 2020 [cit. 2020-12-20]. Dostupné z: https://eksmaoptics.com/out/media/EKSMA_Optics_Femtoline_YbKGW_YbKYW_Crystals.pdf.
12. AGGARWAL, R.; RIPIN, D.; OCHOA, J.; FAN, TY. Measurement of thermo-optic properties of YAG, LuAG, YAlO3, LiYF4, LiLuF4, BaY2F8, KGd(WO4)2, and KY(WO4)2 laser crystals in the 80-300 K temperature range. *Journal of Applied Physics*. 2005, roč. 98, s. 103514 –103514. Dostupné z DOI: 10.1063/1.2128696.

13. KÖRNER, Jörg; KRÜGER, Mathias; REITER, Jürgen; MÜNZER, Andreas; HEIN, Joachim; KALUZA, Malte C. Temperature dependent spectroscopic study of Yb 3+-doped KG (WO 4) 2, KY (WO 4) 2, YAIO 3 and YLiF 4 for laser applications. *Optical Materials Express*. 2020, roč. 10, č. 10, s. 2425–2438.
14. LIU, H.; NEES, J.; MOUROU, G. Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO4)2 laser. *Opt. Lett.* 2001, roč. 26, č. 21, s. 1723–1725. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.26.001723.
15. KIM, Guang Hoon; YANG, GH; LEE, DS; KULIK, Alexander V; CHIZHOV, SA; YASHIN, VE; KANG, U et al. High-power efficient cw and pulsed lasers based on bulk Yb: KYW crystals with end diode pumping. *Quantum Electronics*. 2012, roč. 42, č. 4, s. 292.
16. KIM, Gyeong Hun; YANG, Juhee; CHIZHOV, s; SALL, Elena; KULIK, A; YASHIN, Vladimir; LEE, D; KANG, U. High average-power ultrafast CPA Yb:KYW laser system with dual-slab amplifier. *Optics express*. 2012, roč. 20, s. 3434–42. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.20.003434.
17. SPUEHLER, Gabriel; PASCHOTTA, Rüdiger; KULLBERG, M.P.; GRAF, Martin; MOSER, Mohammed; MIX, E.; HUBER, Guenter; HARDER, C.; KELLER, U. A passively Q-switched Yb:YAG microchip laser. *Applied Physics B*. 2001, roč. 72, s. 285–287. Dostupné z DOI: 10.1007/s003400100507.
18. CHÉNAIS, Sébastien; DRUON, Frédéric; FORGET, Sébastien; BALEMBOIS, François; GEORGES, Patrick. On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials. *Progress in Quantum Electronics*. 2006, roč. 30, č. 4, s. 89–153. ISSN 0079-6727. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2006.12.001>.
19. GAUMÉ, Romain; VIANA, Bruno; VIVIEN, Daniel; ROGER, Jean-Paul; FOURNIER, Danièle. A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals. *Applied Physics Letters*. 2003, roč. 83, č. 7, s. 1355–1357. Dostupné z DOI: 10.1063/1.1601676.
20. HARITON, Victor; JOÃO, Celso Paiva; PIRES, Hugo; GALLETTI, Mario; FIGUEIRA, Gonçalo. Thermal lens analysis in a diode-pumped 10 Hz 100 mJ Yb:YAG amplifier. *High Power Laser Science and Engineering*. 2020, roč. 8, e13. Dostupné z DOI: 10.1017/hpl.2020.11.
21. NIU, Ronglian; LIU, Jie; LIU, Chengcheng; LIU, Ying; QIN, Lianjie. Theoretical investigation on thermal lensing effects of Yb: KY (WO4) 2 in diode-pumped lasers. *Optik*. 2011, roč. 122, č. 21, s. 1931–1934.
22. CHÉNAIS, S; DRUON, F; BALEMBOIS, F; LUCAS-LECLIN, G; FICHOT, Y; GEORGES, P; GAUMÉ, R; VIANA, B; AKA, G.P; VIVIEN, D. Thermal lensing measurements in diode-pumped Yb-doped Gd-COB, YCOB, YSO, YAG and KGW. *Optical Materials*. 2003, roč. 22, č. 2, s. 129–137. ISSN 0925-3467. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/S0925-3467\(02\)00356-7](https://doi.org/10.1016/S0925-3467(02)00356-7).
23. KIM, Guang Hoon; YANG, Juhee H; LEE, Byunghak; SALL, Elena Gennad'evna; CHIZHOV, Sergey A; YASHIN, Vladimir Evgen'evich; KANG, Uk. Investigation of diode-pump absorption efficiency and thermo-optical effects in a high-power Yb: KGW laser. *Quantum Electronics*. 2015, roč. 45, č. 3, s. 211.
24. MIRZAEIAN, H; MANJOORAN, S; MAJOR, A. A simple technique for accurate characterization of thermal lens in solid state lasers. In: *Photonics North 2014*. 2014, sv. 9288, s. 928802.
25. LOIKO, Pavel; MANJOORAN, Sujith; YUMASHEV, Konstantin; MAJOR, Arkady. Polarization anisotropy of thermal lens in Yb: KY (WO 4) 2 laser crystal under high-power diode pumping. *Applied optics*. 2017, roč. 56, č. 10, s. 2937–2945. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1364/AO.56.002937>.

26. ŽÁČEK, Matěj. *Laser s aktivním prostředím Yb:KYW*. 2021. Výzkumný úkol. Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze.
27. HELLSTRÖM, JE; BJURSHAGEN, Stefan; PASISKEVICIUS, V. Laser performance and thermal lensing in high-power diode-pumped Yb: KGW with athermal orientation. *Applied Physics B*. 2006, roč. 83, č. 1, s. 55–59.
28. LOIKO, P.A.; YUMASHEV, K.V.; KULESHOV, N.V.; RACHKOVSKAYA, G.E.; PAVLYUK, A.A. Detailed characterization of thermal expansion tensor in monoclinic $K\text{Re}(\text{WO}_4)_2$ (where $\text{Re}=\text{Gd}, \text{Y}, \text{Lu}, \text{Yb}$). *Optical Materials*. 2011, roč. 34, č. 1, s. 23–26. ISSN 0925-3467. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2011.07.007>.
29. LAGATSKY, A. A.; BROWN, C. T. A.; SIBBETT, W. Highly efficient and low threshold diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser. *Opt. Express*. 2004, roč. 12, č. 17, s. 3928–3933. Dostupné z DOI: [10.1364/OPEX.12.003928](https://doi.org/10.1364/OPEX.12.003928).
30. KLOPP, P.; PETROV, V.; GRIEBNER, U.; ERBERT, G. Passively mode-locked Yb:KYW laser pumped by a tapered diode laser. *Opt. Express*. 2002, roč. 10, č. 2, s. 108–113. Dostupné z DOI: [10.1364/OE.10.000108](https://doi.org/10.1364/OE.10.000108).
31. BRUNNER, F.; SÜDMEYER, T.; INNERHOFER, E.; MORIER-GENOUD, F.; PASCHOTTA, R.; KISEL, V. E.; SHCHERBITSKY, V. G.; KULESHOV, N. V.; GAO, J.; CONTAG, K.; GIESEN, A.; KELLER, U. 240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser. *Opt. Lett.* 2002, roč. 27, č. 13, s. 1162–1164. Dostupné z DOI: [10.1364/OL.27.001162](https://doi.org/10.1364/OL.27.001162).
32. YANG, Hee-Won; KIM, Chur; CHOI, Sun Young; KIM, Guang-Hoon; KOBAYASHI, Yohei; ROTERMUND, Fabian; KIM, Jungwon. 1.2-GHz repetition rate, diode-pumped femtosecond Yb:KYW laser mode-locked by a carbon nanotube saturable absorber mirror. *Opt. Express*. 2012, roč. 20, č. 28, s. 29518–29523. Dostupné z DOI: [10.1364/OE.20.029518](https://doi.org/10.1364/OE.20.029518).
33. ENDO, Mamoru; OZAWA, Akira; KOBAYASHI, Yohei. Kerr-lens mode-locked Yb:KYW laser at 4.6-GHz repetition rate. *Opt. Express*. 2012, roč. 20, č. 11, s. 12191–12197. Dostupné z DOI: [10.1364/OE.20.012191](https://doi.org/10.1364/OE.20.012191).
34. LIU, Hsiao hua; NEES, John; MOUROU, Gérard. Directly diode-pumped Yb:KY(WO₄)₂ regenerative amplifiers. *Opt. Lett.* 2002, roč. 27, č. 9, s. 722–724. Dostupné z DOI: [10.1364/OL.27.000722](https://doi.org/10.1364/OL.27.000722).
35. LARIONOV, M.; BUTZE, F.; NICKEL, D.; GIESEN, A. Femtosecond thin disk Yb:KYW regenerative amplifier with astigmatism compensation. In: *Advanced Solid-State Photonics*. Optical Society of America, 2007, WB11. Dostupné z DOI: [10.1364/ASSP.2007.WB11](https://doi.org/10.1364/ASSP.2007.WB11).
36. JOÃO, C. P.; KÖRNER, J.; KAHLE, M.; LIEBETRAU, H.; SEIFERT, R.; LENSKI, M.; PASTRIK, S.; HEIN, J.; GOTTSCHALL, T.; LIMPET, J.; FIGUEIRA, G.; BAGNOUD, V. High-power Yb:KYW picosecond regenerative amplifier for optical parametric amplifier pumping. In: COSTA, Manuel Filipe (ed.). *International Conference on Applications of Optics and Photonics*. SPIE, 2011, sv. 8001, s. 377–383. Dostupné z DOI: [10.1117/12.894547](https://doi.org/10.1117/12.894547).
37. BEYERTT, A.; NICKEL, D.; GIESEN, A. Femtosecond thin-disk Yb:KYW regenerative amplifier. *Applied Physics B: Lasers and Optics*. 2005, roč. 80, č. 6, s. 655–660. Dostupné z DOI: [10.1007/s00340-005-1796-3](https://doi.org/10.1007/s00340-005-1796-3).

38. BUENTING, Udo; SAYINC, Hakan; WANDT, Dieter; MORGNER, Uwe; KRACHT, Dietmar. Regenerative thin disk amplifier with combined gain spectra producing 500 μ J sub 200 fs pulses. *Opt. Express*. 2009, roč. 17, č. 10, s. 8046–8050. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.17.008046.
39. POUYSEGUR, Julien; DELAIGUE, Martin; HÖNNINGER, Clemens; GEORGES, Patrick; DRUON, Frédéric; MOTTAY, Eric. Generation of 150-fs pulses from a diode-pumped Yb:KYW nonlinear regenerative amplifier. *Opt. Express*. 2014, roč. 22, č. 8, s. 9414–9419. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.22.009414.
40. CALENDRON, Anne-Laure; ÇANKAYA, Hüseyin; KÄRTNER, Franz X. High-energy kHz Yb:KYW dual-crystal regenerative amplifier. *Opt. Express*. 2014, roč. 22, č. 20, s. 24752–24762. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.22.024752.
41. STRICKLAND, Donna; MOUROU, Gerard. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*. 1985, roč. 55, č. 6, s. 447–449. ISSN 0030-4018. Dostupné z DOI: [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90151-8](https://doi.org/10.1016/0030-4018(85)90151-8).
42. FRANTZ, Lee M; NODVIK, John S. Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *Journal of applied physics*. 1963, roč. 34, č. 8, s. 2346–2349.
43. DIELS, Jean-Claude; RUDOLPH, Wolfgang. *Ultrashort laser pulse phenomena*. Elsevier, 2006.
44. TSUBAKIMOTO, Koji; YOSHIDA, Hidetsugu; MIYANAGA, Noriaki. High-average-power green laser using Nd:YAG amplifier with stimulated Brillouin scattering phase-conjugate pulse-cleaning mirror. *Opt. Express*. 2016, roč. 24, č. 12, s. 12557–12564. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.24.012557.
45. BADZIAK, J; CHIZHOV, SA; KOZLOV, AA; MAKOWSKI, J; PADUCH, M; TOMASZEWSKI, K; VANKOV, AB; YASHIN, VE. Picosecond, terawatt, all-Nd: glass CPA laser system. *Optics communications*. 1997, roč. 134, č. 1-6, s. 495–502.
46. CHYLA, M; DIVOKY, M; SMRZ, M; MUZIK, J; REZA, A; SIKOCINSKI, P; CHEN, L; SEVEROVA, P; NOVAK, O; TURCICOVA, H et al. Status and development of high average power lasers at HiLASE. In: *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. 2018, s. 1–2.
47. DRUON, Frédéric; GENEVRIER, Kevin; GEORGES, Patrick; PAPADOPOULOS, Dimitris N. Comparison of multi-pass and regenerative strategies for energetic high-gain amplifiers based on Yb: CaF 2. *Optics Letters*. 2020, roč. 45, č. 16, s. 4408–4411. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.398612>.
48. IVANOV, Vladimir V; MAKSIMCHUK, Anatoly; MOUROU, Gerard. Amplified spontaneous emission in a Ti: sapphire regenerative amplifier. *Applied optics*. 2003, roč. 42, č. 36, s. 7231–7234.
49. PASCHOTTA, Rüdiger. *B integral* [online] [cit. 2021-12-05]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/b_integral.html.
50. PASCHOTTA, Rüdiger. *Gain Narrowing* [online] [cit. 2021-05-24]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/gain_narrowing.html.
51. RAYBAUT, Pierre; BALEMBOIS, François; DRUON, Frédéric; GEORGES, Patrick. Numerical and experimental study of gain narrowing in ytterbium-based regenerative amplifiers. *IEEE journal of quantum electronics*. 2005, roč. 41, č. 3, s. 415–425.
52. KIMURA, Tatsuya; OTSUKA, Kenju; SARUWATARI, Masatoshi. Spatial hole-burning effects in a Nd 3+: YAG laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1971, roč. 7, č. 6, s. 225–230.

53. PASCHOTTA, Rüdiger. *Spatial Hole Burning* [online] [cit. 2020-07-05]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/spatial_hole_burning.html.
54. DÖRRING, Jochen; KILLI, Alexander; MORGNER, Uwe; LANG, Alexander; LEDERER, Max; KOPF, Daniel. Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers. *Opt. Express*. 2004, roč. 12, č. 8, s. 1759–1768. Dostupné z DOI: 10.1364/OPEX.12.001759.
55. SALEH, Bahaa; TEICH, Malvin. *Fundamentals of Photonics, 3rd Edition*. 2019. ISBN 9781119506874.
56. VENGELIS, Julius; SINKEVIČIUS, Giedrius; BANYS, Jonas; MASIULIS, Laimonas; GRIGONIS, Rimantas; DOMARKAS, Justinas; SIRUTKAITIS, Valdas. Investigation of piezoelectric ringing effects in Pockels cells based on beta barium borate crystals. *Applied optics*. 2019, roč. 58, č. 33, s. 9240–9250.
57. HAWLEY-FEDDER, Ruth A.; GERAGHTY, Paul; LOCKE, Susan N.; MCBURNEY, Michael S.; RUNKEL, Michael J.; SURATWALA, Tayyab I.; THOMPSON, Samuel L.; WEGNER, Paul J.; WHITMAN, Pamela K. NIF Pockels cell and frequency conversion crystals. In: LANE, Monya A.; WUEST, Craig R. (ed.). *Optical Engineering at the Lawrence Livermore National Laboratory II: The National Ignition Facility*. SPIE, 2004, sv. 5341, s. 121–126. Dostupné z DOI: 10.1117/12.538482.
58. GOODNO, GD; GUO, Z; MILLER, RJD; MILLER, IJ; MONTGOMERY, JW; ADHAV, SR; ADHAV, RS. Investigation of β -BaB₂O₄ as a Q switch for high power applications. *Applied physics letters*. 1995, roč. 66, č. 13, s. 1575–1577.
59. OPTICS, Eksma. *LITHIUM NIOBATE - LINBO3 CRYSTALS* [online]. 2021 [cit. 2021-07-01]. Dostupné z: <https://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/lithium-niobate-linbo3-crystals/>.
60. COVESION. *Material properties of Lithium Niobate* [online]. 2021 [cit. 2021-07-01]. Dostupné z: <https://www.covesion.com/resource/material-properties-of-lithium-niobate/>.
61. CRYSTALS, United. *Properties of beta-BBO Single Crystal* [online]. 2016 [cit. 2021-07-01]. Dostupné z: <https://unitedcrystals.com/BBOProp.html>.
62. OPTICS, Eksma. *POTASSIUM DIDEUTERIUM PHOSPHATE AND ITS ISOMORPHS - KDP, KD*P (DKDP) CRYSTALS* [online]. 2021 [cit. 2021-07-01]. Dostupné z: <https://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/potassium-dideuterium-phosphate-and-its-isomorphs-kdp-kd-p-dkdp-crystals/>.
63. OPTRONICS, Red. *RTP Crystal (Rubidium Titanyl Phosphate or RTiOPO4)* [online]. 2010 [cit. 2021-07-01]. Dostupné z: <https://www.redoptronics.com/RTP-crystal.html>.
64. PASCHOTTA, Rudiger; NILSSON, Johan; TROPPER, Anne C; HANNA, David C. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of quantum electronics*. 1997, roč. 33, č. 7, s. 1049–1056.
65. LOIKO, PA; YUMASHEV, KV; KULESHOV, NV; SAVITSKI, VG; CALVEZ, S; BURNS, D; PAVLYUK, AA. Thermal lens study in diode pumped Ng-and Np-cut Nd: KGd (WO 4) 2 laser crystals. *Optics express*. 2009, roč. 17, č. 26, s. 23536–23543.
66. MAGNI, Vittorio. Multielement stable resonators containing a variable lens. *J. Opt. Soc. Am. A*. 1987, roč. 4, č. 10, s. 1962–1969. Dostupné z DOI: 10.1364/JOSAA.4.001962.
67. KOBTSEV, S; SVENTSITSKAYA, N. Application of birefringent filters in continuous-wave tunable lasers: a review. *Opt. Spektrosk.* 1992, roč. 73, s. 196–212.

68. THORLABS. *Single Mode Fiber* [online]. 2022 [cit. 2022-03-29]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=949.
69. WATSON, GH. Polarized Raman spectra of ktioaso4 and isomorphic nonlinear-optical crystals. *Journal of Raman spectroscopy*. 1991, roč. 22, č. 11, s. 705–713.
70. KRISHNAMURTI, D. The Raman spectrum of quartz and its interpretation. In: *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*. 1958, sv. 47, s. 276–291. Č. 5.
71. SARANG, Soumya; WILLIAMS, Robert J.; LUX, Oliver; KITZLER, O.; MCKAY, A.; JASBEER, H.; MILDREN, R. P. High-gain 87 cm⁻¹ Raman line of KYW and its impact on continuous-wave Raman laser operation. *Opt. Express*. 2016, roč. 24, č. 19, s. 21463–21473. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.24.021463.