

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

# **DISERTAČNÍ PRÁCE**

**Generace ultrakrátkých laserových impulsů  
v blízké infračervené oblasti**

**Praha 2020**

**Milan Frank**

### Bibliografický záznam

---

<b>Author</b>	<b>Ing. Milan Frank</b> České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská Katedra fyzikální elektroniky
Název disertační práce	Generace ultrakrátkých laserových impulsů v blízké infračervené oblasti
Doktorský studijní program	Aplikace přírodních věd
Studijní obor	Fyzikální inženýrství
Školitel	Prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc. České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Akademický rok	2019/2020
Počet stran	153
Klíčová slova	Lasery v blízké infračervené oblasti, pikosekundové lasery, stimulovaný Ramanův rozptyl, zkracování impulsů

---

### Bibliographic entry

---

<b>Author</b>	<b>Ing. Milan Frank</b> Czech Technical University in Prague Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering Department of Physical Electronics
Title of dissertation	Generation of ultrashort pulses in a near- infrared spectral region
Degree programme	Application of Natural Sciences
Field of study	Physical Engineering
Supervisor	Prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc. Czech Technical University in Prague Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering
Academic Year	2019/2020
Number of Pages	153
Keywords	Near-infrared lasers, picosecond lasers, stimulated Raman scattering, pulse shortening

---

# Abstrakt

Předkládaná disertační práce je věnována výzkumu, návrhu a vývoji laserových systémů generujících ultrakrátké laserové impulsy na vlnových délkách v blízké infračervené oblasti využitím stimulovaného Ramanova rozptylu.

V úvodní části práce je stručně shrnut současný stav problematiky s důrazem kladeným na teoretický rozbor vzniku Ramanova rozptylu a nastíněny potencionální možnosti využití jeho stimulované formy. Dále jsou popsány použité měřicí přístroje a metodika charakterizace výstupních parametrů laserových zdrojů.

Hlavní část disertační práce je věnována experimentální činnosti. Nejprve je popsán vývoj a optimalizace laserového oscilátoru s aktivním prostředím Nd:GdVO<sub>4</sub> v geometrii klouzavého dopadu generujícího v režimu kontinuální synchronizace módů s délkou impulsu v okolí 30 ps. Pozornost je především soustředěna na kompenzaci termické čočky vznikající uvnitř krystalu, optimalizaci výstupního výkonu a délky generovaných impulsů. Dále je vyvinut jednorůchodový zesilovač se stejným aktivním prostředím pracující v kontinuálním nebo kvazikontinuálním režimu. Navržený systém oscilátor - zesilovač s energií impulsu 330 nJ, délkou impulsu 36 ps a opakovací frekvencí 153 MHz byl použit pro studium nelineárních jevů Ramanova rozptylu.

V další části je proveden výzkum synchronně čerpaných Ramanovských laserů založených na krystalech BaWO<sub>4</sub>, Ca<sub>3</sub>(VO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, GdVO<sub>4</sub>, PbMoO<sub>4</sub>, SrMoO<sub>4</sub>, SrWO<sub>4</sub>, YVO<sub>4</sub> a kompozitních krystalech. Některé z nich byly pro synchronně čerpané Ramanovské lasery využity vůbec poprvé. Zkoumané lasery generovaly na první Stokesově komponentě odpovídající vibračnímu kvantu s největším Ramanovským ziskem a zároveň s největším Stokesovým posunem, přičemž nelineární interakce byla velmi účinná. U BaWO<sub>4</sub> bylo generováno záření s diferenciální účinností 69% na vlnové délce 1179 nm. V rámci práce vznikla taktéž nová metoda pro generaci ultrakrátkých impulsů v kaskádním procesu stimulovaného Ramanova rozptylu. První Stokesova komponenta se uvnitř rezonátoru stala zdrojem nového Ramanovského záření vzniklého na vibračním kvantu s menším vlnočtem a menším ziskem. Zároveň však tato vibrační kvanta, odpovídající ohybovým módům, mají širší čáru a dovolují tak teoreticky generovat kratší impulsy než je tomu u Stokesovy komponenty vyvolávající kaskádní proces. Samotné zkrácení impulsů je dáno několika mechanismy, které jsou detailně probrány. V případě GdVO<sub>4</sub> došlo ke zkrácení z 36 ps na 860 fs na vlnové délce 1228 nm. Pro další návrh a teoretický rozbor interakce byl vytvořen numerický model, kterým lze objasnit i zkrácení impulsů.

# Abstract

The presented doctoral thesis is focused on a research, design, and development of the laser systems generating ultra-short pulses at the wavelengths in a near- infrared spectral region using by stimulated Raman scattering.

In the introductory part, the contemporary state of research in this field is summarized. The emphasis is laid on the theoretical analysis of the Raman scattering and possibilities of potential use of stimulated phenomenon are outlined. The measurements methods and devices are also described.

The general part of thesis is engaged in experimental research. First the development and optimization of a master oscillator in bounce geometry with Nd:GdVO<sub>4</sub> as an active medium is described. The laser oscillator operating in mode-locked regime generated 30 ps pulses at the wavelength of 1063 nm. The compensation of induced thermal lens in the active medium, the optimization of output power and pulse duration were performed. The laser radiation was amplified in a single- pass amplifier based on the identical active crystal pumped by a continuous or quasi- continuous laser diode. The developed master oscillator - power amplifier laser system with the pulse energy up to 330 nJ, the pulse duration of 36 ps at the repetition rate of 153 MHz was used for study of non-linear phenomenon of Raman scattering.

The next section is focused on the research of synchronously pumped Raman lasers based on the crystals such as BaWO<sub>4</sub>, Ca<sub>3</sub>(VO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, GdVO<sub>4</sub>, PbMoO<sub>4</sub>, SrMoO<sub>4</sub>, SrWO<sub>4</sub>, YVO<sub>4</sub> or composites crystals. Some of them were used for synchronously pumped Raman lasers for the first time. The Raman lasers generated with the first Stokes component corresponding to stretching vibrational modes having the highest Raman gain and the longest Raman shift. The interaction was effective, the slope efficiency of 69 % at the wavelength of 1179 nm in the BaWO<sub>4</sub> crystal was achieved. The new approach enabling generation of ultra- short pulses in cascade Raman process is presented. The radiation at the the first Stokes component was a source of a additional Raman scattering creating on bending vibrational modes having lower Raman gain and shorter Raman wavenumber. The frequency lines of this bending vibrational modes are broader and provide possibilities of pulse generation with shorter duration in comparison with Stokes component inducing cascade process. The pulse-shortening is given by several mechanisms which are discussed in detail. In the case of GdVO<sub>4</sub>, the pulse shortening from 36 ps down to 860 fs at the wavelength of 1228 nm was obtained. The numerical model of synchronously pumped Raman lasers describing also pulse shortening was developed.



# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Cíle disertační práce</b>	<b>9</b>
<b>3</b>	<b>Současný stav problematiky</b>	<b>10</b>
3.1	Synchronizace módů . . . . .	10
3.1.1	Polovodičové saturevatelné absorbéry . . . . .	12
3.1.2	Pomalý saturevatelný absorbér . . . . .	13
3.1.3	Stabilní kontinuální synchronizace módů . . . . .	13
3.2	Ramanovské lasery . . . . .	15
3.2.1	Ramanův rozptyl . . . . .	15
3.2.2	Klasická a kvantová teorie Ramanova rozptylu . . . . .	16
3.2.3	Stimulovaný Ramanův rozptyl . . . . .	17
3.2.4	Teorie vázaných rovnic pro stimulovaný Ramanův rozptyl . . . . .	19
3.2.5	Ramanovské konvertory, lasery a jejich vlastnosti . . . . .	20
3.2.6	Aplikace Ramanova rozptylu . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Metodika měření a použité přístroje</b>	<b>24</b>
4.1	Charakterizace výkonu a energie optického záření . . . . .	24
4.2	Charakterizace optického záření v časové doméně . . . . .	24
4.3	Měření spektrálních charakteristik generovaného záření . . . . .	26
4.4	Měření prostorových vlastností a kvality generovaných svazků záření . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Čerpací laserový systém</b>	<b>28</b>
5.1	Nd:GdVO <sub>4</sub> laserový oscilátor . . . . .	28
5.1.1	Klouzavý dopad . . . . .	28
5.1.2	Aktivní prostředí Nd:GdVO <sub>4</sub> . . . . .	29
5.1.3	Kontinuální 40W laserová dioda . . . . .	35
5.1.4	Termická čočka uvnitř aktivního krystalu Nd:GdVO <sub>4</sub> . . . . .	36
5.1.5	Návrh rezonátoru . . . . .	39
5.1.6	Optimalizace zisku v aktivním prostředí . . . . .	40
5.1.7	Optimalizace reflektivity výstupního zrcadla . . . . .	41
5.1.8	Použité saturevatelné absorbéry . . . . .	43

5.1.9	Kontinuální synchronizace módů . . . . .	44
5.1.10	Výstupní charakteristiky laserového systému a srovnání s výchozím stavem . . . . .	52
5.2	Kontinuální jednopřechodový Nd:GdVO <sub>4</sub> zesilovač . . . . .	54
5.2.1	Návrh kontinuálního zesilovače . . . . .	54
5.2.2	Optimalizace zesílení . . . . .	55
5.3	Kvazi-kontinuální jednopřechodový Nd:GdVO <sub>4</sub> zesilovač . . . . .	58
5.3.1	Výstupní parametry MOPA systému s kvazi-kontinuálním Nd:GdVO <sub>4</sub> zesilovačem . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Synchronně čerpané Ramanovské lasery</b>	<b>61</b>
6.1	Kaskádní proces generace na dvou vibračních módech . . . . .	62
6.2	Numerický model synchronně čerpaného Ramanovského laseru . . . . .	63
6.3	Synchronně čerpaný GdVO <sub>4</sub> Ramanovský laser . . . . .	65
6.3.1	Ramanovská aktivita v krystalu GdVO <sub>4</sub> . . . . .	66
6.3.2	Návrh Ramanovského GdVO <sub>4</sub> laseru . . . . .	68
6.3.3	Nastavení rezonátoru využitím spontánního Ramanova rozptylu . . . . .	72
6.3.4	Spektrální dynamika stimulovaného Ramanova rozptylu v blízkosti prahu laseru . . . . .	73
6.3.5	Generace první Stokesovy komponenty v GdVO <sub>4</sub> Ramanovském laseru . . . . .	73
6.3.6	Generace kombinované Stokesovy komponenty v GdVO <sub>4</sub> Ramanovském laseru . . . . .	80
6.4	Další synchronně čerpané pevnolátkové Ramanovské lasery . . . . .	95
6.4.1	Testované Ramanovské materiály . . . . .	95
6.4.2	Výstupní parametry synchronně čerpaných Ramanovských laserů . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Diskuze</b>	<b>113</b>
<b>8</b>	<b>Přínos a aplikační využití</b>	<b>116</b>
<b>9</b>	<b>Závěr</b>	<b>118</b>
	<b>Použitá literatura</b>	<b>119</b>
	<b>Publikační činnost vztahující se k disertační práci</b>	<b>142</b>
	<b>Publikační činnost mimo disertační práci</b>	<b>144</b>
	<b>Seznam obrázků</b>	<b>146</b>
	<b>Seznam tabulek</b>	<b>151</b>
	<b>Prohlášení</b>	<b>152</b>
	<b>Poděkování</b>	<b>153</b>

# 1 Úvod

Laserové záření zasahuje do široké oblasti lidské činnosti. Díky svým jedinečným vlastnostem se uplatňuje v průmyslových aplikacích pro přesné obrábění (řezání, vrtání, žíhání, sváření, značkování, vytvrzování povrchů), v měřicí technice, telekomunikacích a senzorech, zákrokové medicíně a diagnostice (oftalmologie, chirurgie, urologie, dermatologie), energetice a v mnoha dalších oborech. Laser hraje taktéž důležitou roli v základním výzkumu jako zdroj záření ve spektroskopii a biologii, dále se využívá pro studium plazmatu, vlastností pevných látek a látek obecně. Mezi primární faktory ovlivňující výsledek interakce laserového záření a zkoumané látky patří vlnová délka záření, dopadající hustota intenzity a energie, v neposlední řadě taktéž délka impulsu. Pro mnoho aplikací je výhodné použití impulsů s délkou trvání od desítek ps do jednotek fs, tzv. ultrakrátké laserové impulsy, specifické vlnové délky.

Již od prvního laseru sestaveného v roce 1960 Theodorem H. Maimanem se výzkum soustředil na proces optimalizace, na zvyšování výkonu, energie a zkracování impulsů. Samotná optimalizace nebyla samoučelná, s rostoucím špičkovým výkonem a intenzitou mohly být zkoumány nové fyzikální jevy. K tomu dopomáhaly i ultrakrátké impulsy, neboť špičkový výkon je nepřímo úměrný jejich délce. V roce 1964 byla poprvé pozorována v He-Ne laseru synchronizace módů, metoda, jež je v současné době využívána právě pro generaci ultrakrátkých impulsů. S jejich nástupem se zvýšila intenzita a hustota energie natolik, že bylo možné pozorovat a cíleně zkoumat také nelineární jevy v optických materiálech. Vznikl tak obor nelineární optiky, kam patří i Ramanův rozptyl, jakožto nelineární odezva prostředí na dopadající záření daná změnou susceptibility třetího řádu. Ukazuje se, že Ramanův rozptyl nemusí být využit pouze pro Ramanovu spektroskopii, ale taktéž pro účinnou generaci záření na nových vlnových délkách pomocí stimulovaného efektu Ramanova rozptylu - tzv. Ramanovské lasery. Tyto lasery lze taktéž použít pro generaci ultrakrátkých impulsů, díky jejich dynamice totiž dochází ke zkracování impulsů mezi rozptýleným (generovaným) a rozptylovaným (inicializačním) zářením.

Disertační práce se zabývá generací ultrakrátkých laserových impulsů s typickou délkou v řádu stovek fs - desítek ps v blízké infračervené oblasti a má experimentální charakter. Pro generaci záření v oblasti vlnových délek 1000 nm - 1330 nm jsou využity dvě metody. První z nich je založena na přímé generaci impulsů pomocí metody synchronizace módů. Druhá využívá stimulovaného Ramanova rozptylu a nabízí potencionální možnosti generace ultrakrátkých impulsů na nových vlnových délkách.

Samotná práce je rozdělena do čtyř hlavních kapitol. Po stručném úvodu a motivaci následuje přehled současného stavu problematiky. Stať je zaměřena na metodu synchronizace módů a především na základy stimulovaného Ramanova rozptylu nutné k pochopení experimentální činnosti. Je probrán vznik stimulované formy ze spontánního rozptylu, zisk Ramanova prostředí a jeho vliv na práh Ramanovského laseru. Dále je nastíněn matematický popis nelineární interakce mezi dopadajícím zářením a látkou vyvolávající právě Ramanův rozptyl. Na rešeršní část navazuje kapitola zabývající se použitými měřicími přístroji a metodikou měření.

Hlavní část předložené práce pojednává o experimentální činnosti. Na začátku je navržen, vyvinut a optimalizován diodově buzený laserový oscilátor v uspořádání klouzavého dopadu s aktivním prostředím Nd:GdVO<sub>4</sub> pracující v režimu synchronizace módů. Detailně je probrán výběr aktivního prostředí, vliv indukované termické čočky na stabilitu optického rezonátoru a vliv nastavení rezonátoru na stabilitu a délku generovaných impulsů. Jako návrh posloužil podobný systém, který byl vyvinut v rámci mé diplomové práce na katedře fyzikální elektroniky. Poté se práce zabývá návrhem, sestavením a charakterizací jednopřechodového zesilovače s identickým krystalem aktivního prostředí, který byl čerpán pomocí kontinuální nebo kvazikontinuální laserové diody. Laserový systém oscilátor - zesilovač byl dále použit pro studium stimulovaného Ramanova rozptylu.

---

Druhá část popisuje vyvinuté synchronně čerpané Ramanovské lasery a novou metodu umožňující samovolné zkrácení impulsů pomocí stimulovaného Ramanova rozptylu, jakožto hlavní výsledky tvůrčí činnosti. Problematika byla zpracována ve spolupráci se skupinou prof. P. Zvereva z Generálního fyzikálního institutu Prokhorova, ruské Akademie věd a to především s Dr. S. Smetaninem. V externím rezonátoru je nejprve vybudováno vibrační kvantum (protahovací mód) odpovídající největšímu zisku Ramanovského prostředí, na kterém dochází k samotnému rozptylu. Délka budícího impulsu je v porovnání s relaxací polarizovatelnosti prostředí mnohonásobně vyšší. Ramanovský laser s vlnovou délkou typicky 1155 - 1185 nm odpovídající první Stokesově komponentě tak pracuje v ustáleném procesu stimulovaného Ramanova rozptylu s délkou impulsu menší než budící záření a zároveň větší než relaxace polarizovatelnosti vibračního kvanta. Intenzita pole je natolik silná, že se stává zdrojem dalšího Ramanova rozptylu na jiném rotačně-vibračním stavu (ohybový mód), přičemž eliminace generace druhého Stokesa je dána vysokými ztrátami optického rezonátoru. Rozptyl na tomto vibračním kvantu má menší frekvenční posun, menší zisk, ale většinou taktéž kratší dobu relaxace. Výsledkem je vznik záření prvního Stokesa (ohybový mód) z prvního Stokesa (protahovací mód) v oblasti vlnových délek 1210 - 1240 nm s délkou impulsu menší než doba relaxace polarizovatelnosti protahovacího módu a větší než relaxace polarizovatelnosti ohybového módu. U synchronně čerpaných Ramanovských laserů s externím rezonátorem je délka impulsu závislá na míře rozladění délek mezi oběma rezonátory. Pro rozladění  $+50 \mu\text{m}$ , kdy je externí kavita delší než čerpací, byly generovány impulsy blízké se teoretickému limitu, který je dán právě dobou relaxace polarizovatelnosti ohybového módu. Touto metodou bylo například docíleno zkrácení impulsů z původních 36 ps (vlnová délka 1063 nm) na 860 fs (1228 nm) v prostředí  $\text{GdVO}_4$  užitém jako Ramanovský krystal. Předložená metoda byla úspěšně testována v prostředích  $\text{BaWO}_4$ ,  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$ ,  $\text{GdVO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$ ,  $\text{YVO}_4$  a kompozitních krystalech. Navíc některá prostředí byla použita pro synchronně čerpané Ramanovské lasery vůbec poprvé. Pro pochopení mechanismů vedoucích ke zkrácení impulsů byl vytvořen numerický model vázaných rovnic popisující stimulovaný Ramanův rozptyl, který byl v rámci práce porovnán s experimentálními výsledky. Metoda je podrobně popsána na příkladu pro Ramanovské prostředí  $\text{GdVO}_4$ , pro ostatní prostředí jsou uvedeny základní výstupní charakteristiky. Výsledky výzkumu byly publikovány v několika recenzovaných časopisech a prezentovány na mezinárodních konferencích.

Na závěr jsou dosažené výsledky shrnuty a rozebrán přínos práce pro vědeckou obec a potenciální využití v aplikačních oborech.

## 2 Cíle disertační práce

Hlavním cílem disertační práce je návrh, vývoj a charakterizace laserových zdrojů záření umožňujících generaci ultrakrátkých impulsů na nových vlnových délkách v blízké infračervené oblasti. Práce se zaměřuje na dvě metody. První, přímá, využívá metody synchronizace módů. Druhá využívá ke generaci nelineárního jevu stimulovaného Ramanova rozptylu. Dílčí cíle lze shrnout do následujících bodů.

- Optimalizace kontinuálně buzeného Nd:GdVO<sub>4</sub> oscilátoru generujícího pikosekundové impulsy v režimu stabilní synchronizace módů s důrazem na střednědobou a dlouhodobou časovou stabilitu. Dále zvýšení energie impulsu a špičkového výkonu oscilátoru.
- Návrh, vývoj a charakterizace jednopřechodového zesilovače Nd:GdVO<sub>4</sub> v geometrii klouzavého dopadu. Cílem je zesílení pikosekundových impulsů na úroveň odpovídající energii minimálně 100 nJ při zachování vysoké kvality svazku. Jako zdroj signálu použít výše zmíněný oscilátor.
- Laserový systém oscilátor - zesilovač použít pro studium nelineárních jevů, především stimulovaného Ramanova rozptylu.
- Návrh, vývoj a charakterizace synchronně čerpaných Ramanovských laserů založených na stimulovaném Ramanově rozptylu v uspořádání s externím rezonátorem. Zaměřit se na možnost generace ultrakrátkých impulsů pomocí Ramanovských laserů na nových vlnových délkách využitím krystalů BaWO<sub>4</sub>, SrWO<sub>4</sub> apod. Demonstrovat účinnou interakci při generaci Stokesových komponent a samovolné zkrácení generovaných laserových impulsů závislé na rozladění délky rezonátoru synchronně čerpané dutiny. Dokázat vliv materiálových parametrů Ramanovského prostředí na délku impulsů.

## 3 Současný stav problematiky

Pro generaci laserových impulsů lze využít několika metod, ať už přímých či nepřímých [1]. Nepřímé metody se odlišují od přímých tím, že současně s generací impulsů dochází ve vhodném nelineárním prostředí ke změně vlnové délky. Navíc se u nepřímých metod nejedná o laserové záření v pravém slova smyslu, protože příslušné optické zdroje nejsou založeny na stimulované emisi záření, ale na jiných jevech, byť do jisté míry podobných. Mezi přímé metody tak řadíme Q-spínání [2, 3] a synchronizaci módů [4, 5], mezi nepřímé pak lasery založené na stimulovaném Ramanově rozptylu (Ramanovské lasery) [6, 7], na stimulovaném Brillouinově rozptylu (Brillouinovské lasery) [8, 9], optické parametrické generátory [10, 11] či na generaci vyšších harmonických [12, 13] apod.

### 3.1 Synchronizace módů

Takřka ihned po realizaci prvního laseru byla v roce 1961 úspěšně demonstrována metoda Q-spínání (*"Q-switching"*) využívající změnu činitele jakosti rezonátoru a umožňující dosáhnout laserových impulsů s limitní délkou v oblasti ns [2]. V roce 1964 byla v He-Ne laseru za pomoci akusto-optického modulátoru pozorována generace impulsů s frekvencí odpovídající volnému spektrálnímu rozsahu rezonátoru [4]. V článcích [4, 14, 15] byl jev přisouzen tzv. synchronizaci módů (*"mode-locking"*), kdy záření vzniká pouze za předpokladu sfázování oscilačních podélných módů. Následně byla metoda, umožňující generaci impulsů s délkou v řádu ps a kratší, úspěšně testována na dalších systémech [16–19] a detailně popsána v mnoha článcích [20, 21].

Základním principem metody synchronizace módů je oscilace elektrických polí náležících různým podélným módům s pevně danou fází. V případě laseru pracujícího ve volně běžícím režimu (*"free-running"*), jsou amplitudy i fáze elektrického pole pro různé oscilační frekvence nahodilé, přičemž oscilační frekvence jsou takové frekvence, jež skutečně v daném systému oscilují. Frekvence oscilujících podélných módů jsou mezi sebou vzdáleny o  $c/2L$ , kde  $c$  je rychlost světla a  $L$  optická délka lineárního rezonátoru (*Pozn. Přísně vzato nejsou frekvence podélných módů, díky přítomnosti aktivního prostředí s obecnou disperzí, ekvidistantně vzdáleny. Dochází k tzv. "přítahování" frekvencí, kdy se frekvenční rozestup zvětšuje se vzdáleností od centrální frekvence [14].*). Výstupní intenzita laseru má pak v časové doméně charakter teplotního šumu [22].

V případě synchronizace módů je fáze elektrických polí příslušných k jednotlivým podélným módům stejná. Za předpokladu konstantních amplitud polí  $E_0$ , lze celkovou intenzitu výstupního záření  $I$  aproximovat vztahem

$$I(t) = E(t)E^*(t) = E_0^2 \frac{\sin^2(N\pi t/t_r)}{\sin^2(\pi t/t_r)} \quad (3.1)$$

kde  $N$  je počet oscilačních módů,  $t$  sledovaný čas a  $t_r$  doba oběhu fotonu rezonátorem. Maximum závislosti nastává pro celočíselné násobky doby oběhu  $t_r$ . Dále z uvedeného vyplývá, že čím širší je čára přechodu aktivního prostředí  $\Delta\nu$ , tím lze dosáhnout kratšího impulsu, protože se do synchronizace zapojuje více podélných módů, jejichž zisk přesáhnul celkové ztráty [22, 23]. Teoretická délka impulsu  $t_p$  je úměrná  $\sim t_r/N \sim 1/\Delta\nu$  a je závislá na tvaru spektrální čáry [23]. Předpokládáme-li spektrální čáru odpovídající gaussově funkci, typickou pro prostředí s nehomogenně rozšířenou čarou, je i výsledný impuls dán gaussovou funkcí. Pro teoretický limit délky impulsu  $t_p$  platí TBP rovnice (*"Time-bandwidth product"*)  $t_p\Delta\nu = 0,44$  [23, 24], kde právě konstanta na pravé straně vzorce zohledňuje tvar impulsu a spektra. Pro tvar spektra korespondující s převertčenou parabolou je tvar

výstupního impulsu v intenzitní notaci dán, dle řídicí rovnice, funkcí  $sech^2$ . TBP rovnice pak nabývá tvaru  $t_p \Delta \nu = 0,315$  [23, 24]. Teoretický limit délky impulsu  $t_p$  je tak menší u spektra s parabolickým průběhem pro stejnou šířku čáry.

Rovnice 3.1 slouží pouze jako ideové přiblížení, pro rigorózní řešení bychom museli řešit řídicí rovnici synchronizace módů 3.2 [1, 23, 25–27], kde  $A$  je amplituda elektrického pole,  $g(t)$  časově proměnný zisk,  $\delta(t)$  ztráty,  $g_0$  zisk pro slabý signál,  $\Omega$  parametr zohledňující spektrální tvar křivky zisku,  $z$  souřadnice ve směru šíření a  $t$  čas. Řídicí rovnice a její modifikace byly řešeny pro různé specifické případy: pomalý absorbér [28], rychlý absorbér [29], fázová a amplitudová modulace ztrát [30], injektovaný impuls [26], impulsní čerpání [31], fázová modulace a grupové zpoždění [32] atd.

$$t_r \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = \left( g(t) - \delta(t) + \frac{g_0}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \right) A(z, t) \quad (3.2)$$

Synchronizaci módů principiálně rozdělujeme dle dynamiky laserové akce do dvou skupin na kontinuální a impulsní. První typ vzniká při kontinuálním čerpání, výsledkem je kontinuální sled impulsů se stejnou amplitudou a délkou. Druhá možnost je způsobena impulsním buzením s délkou impulsu  $\gg t_r$ . Výstupní sled má proměnou amplitudu, délka impulsu klesá s polohou v rámci sledu [31, 33–35] a obálka má tvar Q-spínaného impulsu. Další nevýhodou je časová neurčitost (*"time-jitter"*) generovaných impulsů vůči čerpacímu impulsu [36, 37] a obecně časová nestabilita dána počátečními podmínkami [31]. Oproti kontinuální synchronizaci módů je však amplituda jednotlivých impulsů zpravidla mnohonásobně vyšší [23, 34, 35]. Impulsní synchronizace módů se často používá s metodou otevírání dutiny (*"cavity dumping"*) pro extrakci jednoho impulsu s požadovanými vlastnostmi [38, 39].

Dále rozlišujeme synchronizaci módů s fázovou a amplitudovou modulací ztrát [30, 40]. Pokud jsou ztráty řízeny vnějším polem, pak hovoříme o aktivní synchronizaci módů [1, 21–23, 35], v opačném případě o pasivní formě [1, 20, 21, 23–25]. Někdy se spojují oba přístupy dohromady [41, 42] pro zlepšení některých vlastností, např. pro časovou stabilizaci impulsní synchronizace módů [43] či pro zamezení generace násobných impulsů [44].

### Aktivní synchronizace módů

Používá se fázová nebo amplitudová modulace ztrát vložení akustooptického [19, 45, 46] či elektrooptického modulátoru do laserového rezonátoru [47–49]. Obecnou nevýhodou je řízení vnějším polem náročným na synchronizaci, která musí odpovídat době oběhu fotonu rezonátorem [1, 22]. Díky konečné rychlosti modulace dochází pro krátké impulsy k zúžení spektra a tím i prodloužení impulsu [50]. V dnešní době se používá především pro polovodičové lasery [51, 52], vláknové lasery [53, 54] a plynové lasery [55, 56].

### Pasivní synchronizace módů

Pasivní forma využívá dostatečné počáteční intenzity záření uvnitř oscilátoru pro modulaci ztrát zapříčínující vznik synchronizace módů. Lze přitom využít Kerrový čočky (*KLM*, *"Kerr lens mode-locking"*) [57–59], saturevatelných absorbérů (pevnlátkové [60], barvivové [61], polovodičové [62], na bázi grafénu [63] a nanotrubiček [64]), nelineárního zrcadla [65] apod. Taktéž lze použít kombinaci výše zmíněných možností, nejčastěji *KLM* a polovodičových saturevatelných absorbérů [66]. Ve srovnání s aktivní synchronizací módů je dosahováno obecně kratších impulsů, vůbec nejkratších impulsů se dosahuje s metodou *KLM*, která před nástupem attosekundových technik [12, 13] držela i světový rekord [67]. Pasivní synchronizace módů se používá v systémech pevnolátkových laserů [65–67], vláknových laserů [68, 69], polovodičových laserů [70, 71], barvivových laserů [72, 73], plynových laserů [74, 75] a excimerových laserů [76, 77]. Pro femtosekundové systémy se používá metoda *KLM* [59] nebo se využívají absorbéry na bázi grafénu [63] a nanotrubiček [64], pro pikosekundovou generaci jsou to především polovodičové saturevatelné absorbéry [62].

### 3.1.1 Polovodičové saturevatelné absorbery

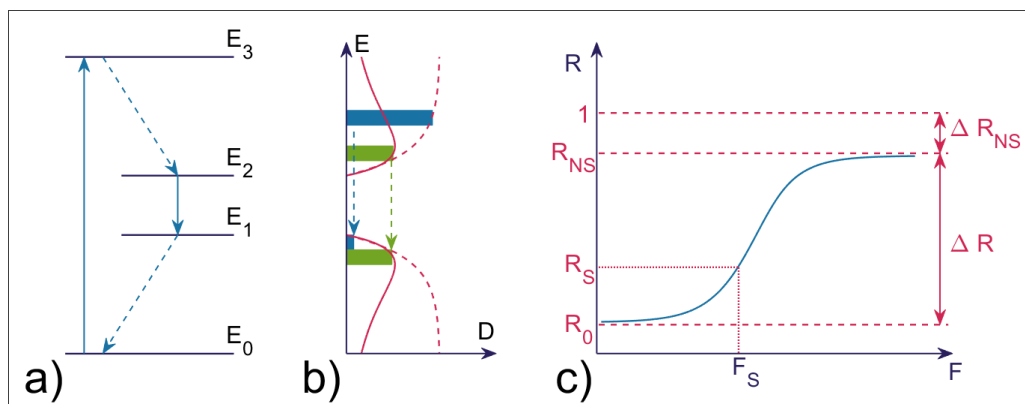
Na počátku 90. let 20. století se dostaly do popředí zájmu polovodičové saturevatelné absorbery, které umožňovaly dosáhnout pasivní synchronizace módů i pro aktivní materiály s dlouhou dobou života na horní laserové hladině [78–81]. Rozvoj nastal především díky rozmachu epitaxních technologií *MBE* ("epitaxe z molekulárních svazků", [82]) a *MOCVD* ("chemická depozice organokovových par", [83]), kdy již bylo možné záměrně ovlivňovat a docílovat požadovaných vlastností polovodičových struktur [84,85]. Obecně se polovodičové absorbery rozdělují na dvě skupiny: reflexní [78,79] a transmisní [86,87]. První typ obsahuje spolu se samotným polovodičovým absorberem i braggovské zrcadlo integrované do jedné struktury. Principem je odraz preferovaných polí, používá se proto jako koncové zrcadlo. Je často označován jako *SESAM* ("semiconductor saturable absorber mirror", zkráceně *SAM*). Transmisní typ je používán ojedinele a je postupně vytlačován absorbery na bázi grafénu [63]. Další odstavce se proto zabývají pouze reflexním typem.

Základní činnost samotného absorberu (*SA*) lze vysvětlit s určitou analogií činnosti laseru [88], obr. 3.1. Dopadající záření excituje kvantové soustavy na vyšší energetické hladiny ( $E_0 \rightarrow E_3$ ), odkud dochází k termálnímu přechodu na hladinu  $E_2$ . Termalizace v rámci pásů je velmi rychlá, trvá obvykle 10 - 100 fs, přičemž doba života  $\tau_A$  na hladině  $E_2$  je řádově vyšší [88]. Se vzrůstající inverzí populace dochází k saturaci absorpce z důvodu neobsazenosti základní hladiny  $E_0$ . Postupná saturace, tzv. vybělování ("bleaching"), se projevuje nižšími ztrátami *SA* pro dopadající záření. Na obr. 3.1b je uvedené rozložení stavů pro případ částečného (znázorněno zelenou barvou) a úplného (modrá) vybělení. Vysoký účinný průřez absorpce  $\sigma_A$  snižuje saturační intenzitu  $I_S$ , která je dána vztahem 3.3 [88], kde  $h$  je Planckova konstanta,  $\nu$  je frekvence záření, a měl by být proto co největší [61].

$$I_S = \frac{h\nu}{\sigma_A \tau_A} \quad (3.3)$$

Nelineární reflektivitu  $R$  struktury *SESAM* v závislosti na hustotě dopadající energie  $F$  lze popsat pomocí vztahu 3.4, kde  $R_{ns}$  je reflektivita pro silný signál,  $\Delta R$  hloubka modulace a  $F_{sat,A}$  saturační hustota energie [89]. Dle vzorce je  $F_{sat,A}$  definována jako hustota energie, kdy reflektivita dosáhne hodnoty  $R_0 + 1/e \cdot \Delta R$  (viz obr. 3.1c),  $R_0$  je reflektivita slabého signálu a  $\Delta R_{ns} = 1 - R_{ns}$  nesaturevatelné ztráty. Typická hodnota hustoty saturační energie je 50-150  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$  [88].

$$R(F) = R_{ns} \frac{\log\left(1 + \exp(-\Delta R) \left[ \exp\left(\frac{F}{F_{sat,A}}\right) - 1 \right]\right)}{F/F_{sat,A}} \quad (3.4)$$



Obrázek 3.1: Schématické znázornění energetických hladin *SA* (a), rozložení obsazenosti hladin *SA* pro částečné a úplné vybělení (b), závislost nelineární reflektivity  $R$  struktury *SESAM* na dopadající hustotě energie  $F$  (c).



Parametry *SESAM* jsou ovlivněny celkovou strukturou. Na vhodném substrátu se postupně nachází braggovo zrcadlo, saturovatelný absorbér, popř. další vrstva tvořící Fabry-Perotův rezonátor. Díky antirezonanci je intenzita uvnitř struktury, ve srovnání s dopadající, menší. V oblasti vlnových délek okolo  $1\ \mu\text{m}$  se pro výrobu *SA* používá  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , pro zrcadla pak  $\text{GaAs}$  nebo  $\text{AlAs}$ . Zastoupení india v *SA* lze upravovat šířku zakázaného pásu, absorpci a relaxační dobu, počet vrstev zvyšuje hloubku modulace  $\Delta R$  [88].

Obecnou výhodou všech saturovatelných absorbérů je fakt, že se jedná o metodu samostartující ("self-starting") [80, 88].

### 3.1.2 Pomalý saturovatelný absorbér

Časově proměnné ztráty absorbéro  $\delta_A$  lze popsat pomocí rovnice 3.5, kde  $\delta_{A0}$  jsou počáteční ztráty absorbéro. Je-li délka generovaného impulsu  $\tau_P \gg \tau_A$ , mluvíme o rychlých absorbérech (*KLM*) [29, 57]. V opačném případě se jedná o pomalé absorbéry (*SESAM*), kdy absorbér není schopen sledovat rychlé změny elektrického pole s intenzitou  $I(t)$ , a první člen na pravé straně rovnice lze zanedbat [28, 88]. Ideové znázornění dynamiky obou případů je na obr. 3.2 a-b.

$$\frac{\partial \delta_A}{\partial t} = -\frac{\delta_A(t) - \delta_{A0}}{\tau_A} - \frac{\delta_A(t)I(t)}{F_{sat,A}} \quad (3.5)$$

Integrací rovnice 3.5 v přiblížení pomalého saturovatelného absorbéro získáme vztah 3.6. Celková bilance zisku a ztrát  $g_T$  je dána rovnicí 3.7, kde  $g(t)$  je časově proměnný zisk,  $g_0$  počáteční zisk a  $\delta_R$  ztráty rezonátoru [88].

$$\delta_A = \delta_{A0} \cdot \exp\left[-\frac{F}{F_{sat,A}} \int^t \Delta\nu(t)dt\right] = \delta_{A0} \cdot \exp\left(-\frac{F}{F_{sat,A}}\right) \quad (3.6)$$

$$g_T = g(t) - \delta_A - \delta_R = g_0 \cdot \exp\left(-\frac{F}{F_{sat,L}}\right) - \delta_{A0} \cdot \exp\left(-\frac{F}{F_{sat,A}}\right) - \delta_R \quad (3.7)$$

Využitím Taylorova rozvoje lze poslední rovnici aproximovat výrazem 3.8, kde parametr  $s = F_{sat,L}/F_{sat,A}$  vyjadřuje poměr saturačních hustot energií prostředí a absorbéro,  $E_s = F/F_{sat,A}$  poměr hustoty energie impulsu ku saturační hustotě energie absorbéro. Celkový zisk v amplitudě zesilovaného impulsu  $g_T^{max}$  je roven 3.9, přičemž délka impulsu klesá s parametrem  $s$  [88, 90] (obr. 3.2c)).

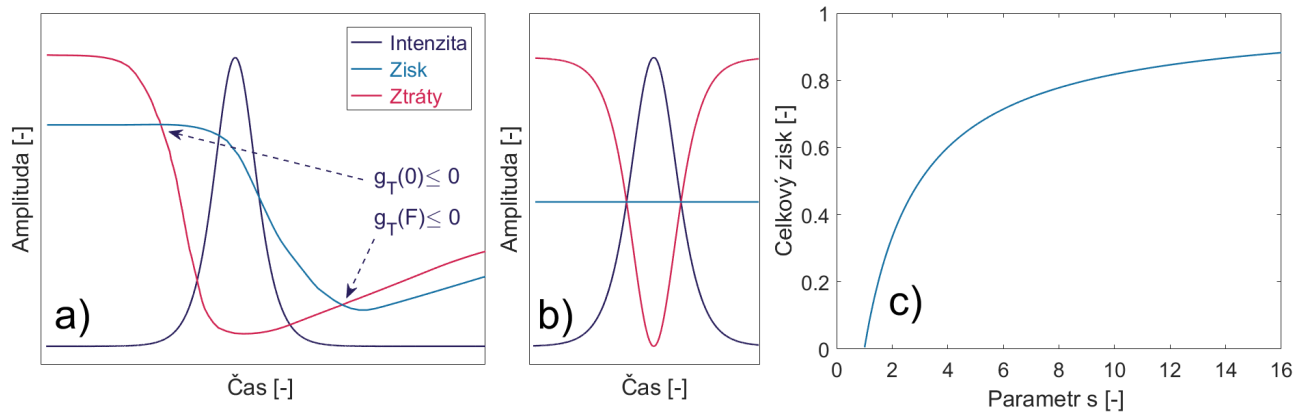
$$g_T \approx (g_0 - \delta_{A0} - \delta_R) + \left(\delta_{A0} - \frac{g_0}{s}\right)E_s + \frac{1}{2}\left(\frac{g_0}{s^2} - \delta_{A0}\right)E_s^2 \quad (3.8)$$

$$g_T^{max} = \frac{\delta_{A0} + \delta_R}{2} \frac{(1 - 1/s)^2}{(1 - 1/s^2)} \quad (3.9)$$

Na druhé straně je délka impulsu omezena podmínkou  $g_T(F) \leq 0$ , tj. musí dojít k účinné saturaci aktivního prostředí, aby celkový zisk na konci impulsu byl záporný, a  $g_T(0) \leq 0$ , tzn. dojít k relaxaci saturace před příchodem dalšího impulsu (viz obr. 3.2a)) Z pohledu celkových ztrát musí docházet k dřívější saturaci absorbéro před aktivním prostředí,  $F_{sat,A} < F_{sat,L}$  [28, 88].

### 3.1.3 Stabilní kontinuální synchronizace módů

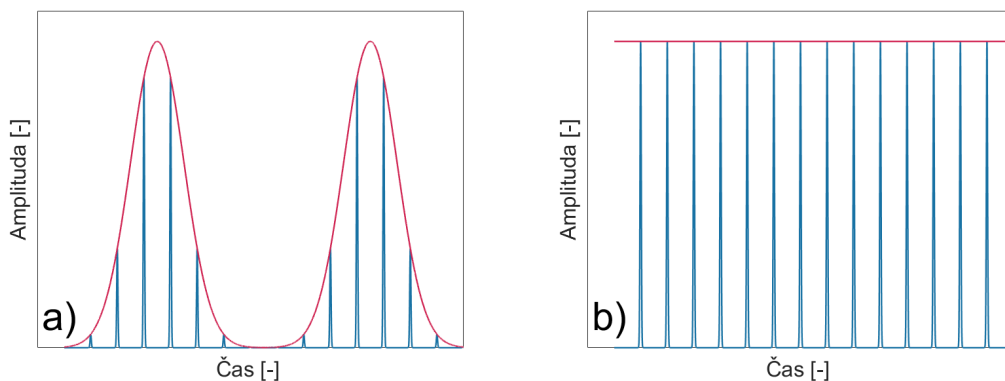
Celková dynamika generace impulsu se většinou popisuje 3-fázovým modelem: lineární zesílení, nelineární absorpce, nelineární zesílení [91]. Nelineární zesílení je procesem nejkratším, zkracuje a zesiluje generované impulsy v závislosti na saturačních hustotách energií absorbéro a aktivního prostředí. Při nedostatečné hustotě energie zesíleného impulsu nemusí být splněny dynamické podmínky pro stabilní kontinuální synchronizaci módů, při které mají všechny impulsy stejnou amplitudu a stejnou délku [92].



Obrázek 3.2: Dynamika pomalého absorbérů (a) a rychlého absorbérů (b) [88], celkový zisk  $g_T^{max}$  v závislosti na parametru  $s$  (c).

Výsledkem je generace sledu impulsů s proměnou amplitudou, jehož obálka připomíná Q-spínaný režim (Q-spínaná synchronizace módů, "Q-switched mode-locking"), avšak délka impulsů je řádově nižší než pro řádné Q-spínání [89,93]. Na obr. 3.3 jsou uvedeny rozdíly obou režimů. Pro generaci ve stabilní kontinuální synchronizaci módů platí podmínka 3.10 [89], kde  $P$  je střední vnitrorezonátorový výkon,  $A_A$  a  $A_L$  plocha svazku dopadajícího na absorbér, resp. aktivní prostředí,  $\tau_r$  doba oběhu fotonu rezonátorem.

$$P^2 > \frac{F_{sat,A} F_{sat,L} \Delta R A_A A_L}{\tau_r^2} \quad (3.10)$$



Obrázek 3.3: Dynamika Q-spínané synchronizace módů (a) a stabilní kontinuální synchronizace módů (b).

## 3.2 Ramanovské lasery

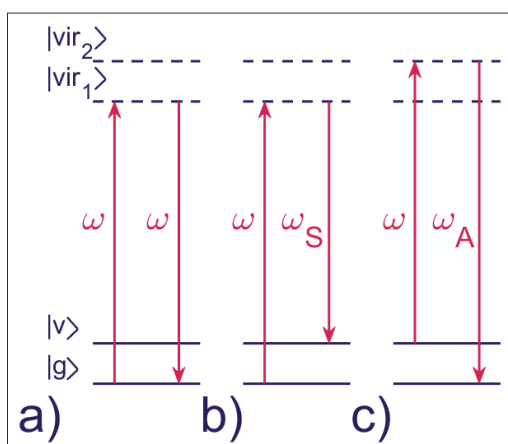
Ramanovské lasery jsou zdroje koherentního záření založeného na stimulovaném Ramanově rozptylu ("SRS, Stimulated Raman scattering" [6,7]. Nejedná se o lasery v pravém slova smyslu, protože nejsou založeny na efektu zesilování stimulované emise záření [6]. Poprvé bylo stimulované Ramanovské záření pozorováno u rubínového laseru [94], cíleně pak generováno v organické kapalině [95](1962). Vzhledem k podstatě SRS, jakožto nelineárního optického jevu třetího řádu, je nutná vysoká intenzita iniciačního záření [96,97]. Teoretická konverzní účinnost se může blížit kvantovému defektu iniciačního a rozptýleného záření [97].

### 3.2.1 Ramanův rozptyl

Ramanův rozptyl byl předpovězen již v roce 1923 jako obdoba Comptonova rozptylu [98] a v roce 1928 experimentálně demonstrován Ch. V. Ramanem [99], za což mu byla udělena v roce 1930 Nobelova cena [100]. Ve stejné době byl experimentálně ověřen i Landsbergem a Mandelstamem, proto se někdy užívá synonymum Mandelštamův rozptyl [101].

Ramanův rozptyl je neelastický rozptyl vznikající na rotačně-vibračních stavech molekul [99, 100, 102, 103]. Dopadající záření o frekvenci  $\omega$  excituje molekulu na vyšší virtuální hladinu *vir*, odkud kvantová částice přechází na hladinu *v* s energií danou frekvencí rotačně-vibračního stavu molekuly  $\omega_v$  (optický fonon), viz obr. 3.4. Výsledkem je generace fotonu s frekvencí  $\omega_S$  nižší než  $\omega$ , tzv. "Stokes" [103]. Pokud by došlo k přechodu z hladiny *vir* přímo na základní hladinu *g*, pak by se jednalo o pružný Rayleighův rozptyl [102, 104]. Kvantová částice může být z hladiny *v* taktéž excitována na další virtuální hladinu a přecházet na základní hladinu *g* současně s vyzářením fotonu s frekvencí  $\omega_A$ , která je vyšší než frekvence dopadajícího záření  $\omega$  ("anti-Stokes" [105, 106]. Anti-Stokes je řádově slabší než Stokes, neboť v termodynamické rovnováze má hladina *v* menší obsazenost [103, 107, 108]. Kaskádní proces generace *n*-té Stokesovy a anti-Stokesovy komponenty je možný dle 3.11 [103, 109–111]. Hodnota energie optického fononu je vyšší, než u fononu Brillouinova rozptylu vyvolaného akustickou poruchou v opticky transparentním materiálu [108, 112, 113].

$$\begin{aligned}\omega_{S(n)} &= \omega + n \cdot \omega_v \\ \omega_{A(n)} &= \omega - n \cdot \omega_v\end{aligned}\tag{3.11}$$



Obrázek 3.4: Schématické znázornění energetického diagramu pro Rayleighův rozptyl (a), Ramanův rozptyl se Stokesovou (b) a anti-Stokesovou komponentou (c).

### 3.2.2 Klasická a kvantová teorie Ramanova rozptylu

#### Klasická teorie Ramanova rozptylu

Z fenomenologického hlediska lze na Ramanův rozptyl nahlížet jako na nelinearitu polarizovatelnosti  $\vec{\alpha}$  způsobenou změnou susceptibility 3. řádu  $\overleftarrow{\chi}^{(3)}$  [103, 108, 114]. Vektor polarizace  $\vec{P}$  vlnové rovnice je vyjádřen pomocí 3.12, kde  $N$  je hustota dipólového momentu a  $\vec{E}_0$  elektrické pole ve vakuu, které změnu dipólového momentu vyvolalo. V přiblížení klasické fyziky lze odezvu dipólového momentu interpretovat jako vychýlení nábojových těžišť  $\vec{q}$ , pro které platí rovnice kmitání oscilátoru 3.13, kde  $\gamma$  představuje tlumení,  $\varepsilon_0$  permitivitu vakua rovnající se  $8,854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$  a  $m$  redukovanou hmotnost systému. Polarizovatelnost  $\vec{\alpha}$  se tak díky působení optického pole v čase mění dle 3.14 [103].

$$\vec{P} = N \vec{\alpha} \vec{E}_0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{q}}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \omega_v^2 \vec{q} = \frac{\varepsilon_0}{2m} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial \vec{q}} \right)_0 \langle \vec{E}^2(z, t) \rangle \quad (3.13)$$

$$\vec{\alpha} = \alpha_0 + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 \vec{q}(t) \quad (3.14)$$

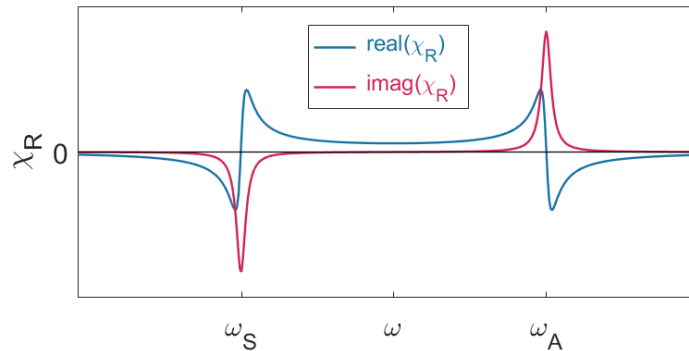
Dosažením obecného řešení rovnice oscilátoru 3.13 do rovnice 3.14, resp. 3.12, lze dostat vektor polarizace  $\vec{P}_S^{NL}$  s komplexní amplitudou  $P(\omega_S)$ , kde c.c. značí konjugovanou část. Susceptibilita 3. řádu  $\overleftarrow{\chi}^{(3)}$ , značená jako  $\chi_R(\omega_S)$  je dána vztahem 3.17, kde  $k_S$  je vlnové číslo náležící frekvenci  $\omega_S$ ,  $A$  amplituda dopadajícího pole a  $A_S$  amplituda Stokesovy vlny [103, 115, 116].

$$\vec{P}_S^{NL}(z, t) = P(\omega_S) \cdot e^{-i\omega_S t} + c.c. \quad (3.15)$$

$$P(\omega_S) = 6\varepsilon_0 \chi_R(\omega_S) |A|^2 A_S e^{ik_S z} \quad (3.16)$$

$$\chi_R(\omega_S) = \frac{\varepsilon_0 (N/6m) (\partial \alpha / \partial q)_0^2}{\omega_v^2 - (\omega - \omega_S)^2 + 2i(\omega - \omega_S)\gamma} \quad (3.17)$$

Vzhledem k předpisu 3.17 je  $\chi_R(\omega_S)$  hermitovská, tj.  $\chi_R(-\omega_S) = \chi_R^*(\omega_S)$ . Zisk pro Stokesovu vlnu s frekvencí  $\omega_S$  je dán zápornou imaginární částí  $\chi_R(\omega_S)$ , což znamená, že pro anti-Stokesovu vlnu dochází k tlumení.



Obrázek 3.5: Změna susceptibility při Ramanově rozptylu  $\chi_R(\omega_S)$  dle 3.17 v závislosti na úhlové frekvenci  $\omega$ , reálná část je značena modrou barvou, imaginární červenou.

Pro spontánní proces, kdy je jev vyvolán pouze dopadajícím polem o frekvenci  $\omega$ , je vibrační amplituda  $\vec{q}$  zanedbatelná a polarizovatelnost  $\vec{\alpha}$  je velmi slabá [103]. Při stimulovaném efektu se do procesu

zapojuje i Stokesova vlna, vytváří rezonanci s vibračním kvantem a polarizovatelnost je silně ovlivněna vibrační amplitudou. Proto je nezbytné, aby člen  $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial q}\right)_0$  byl nenulový, tzv. "Ramanovsky aktivní" [116–119].

### Kvantová teorie Ramanova rozptylu

Využitím statistického a interakčního operátoru lze odvodit změnu  $\overleftrightarrow{\chi}^{(3)}$  3.18, kde  $N_g$  a  $N_{vir}$  je obsazenost základní a virtuální hladiny (viz obr. 3.4),  $\Delta\omega_v$  spektrální šíře Ramanova přechodu a  $\mu$  jsou členy operátoru dipólového momentu 3.19 [120].

$$\overleftrightarrow{\chi}_{ijkl}^{(3)}(\omega, -\omega, \omega_S) = \frac{N_g - N_{vir}}{6\varepsilon_0\hbar^3} \frac{1}{\omega_v^2 - (\omega - \omega_S)^2 + i\Delta\omega_v} \cdot \sum_v \left[ \frac{(\mu_{gv})_i(\mu_{vvir})_j}{\omega_{vg} + \omega_S} + \frac{(\mu_{gv})_j(\mu_{vvir})_i}{\omega_{vg} - \omega} \right] \cdot \sum_v \left[ \frac{(\mu_{virv})_k(\mu_{vg})_l}{\omega_{vg} + \omega_S} + \frac{(\mu_{virv})_l(\mu_{vg})_k}{\omega_{vg} - \omega} \right] \quad (3.18)$$

$$\hat{\mu}_{ij} = \begin{bmatrix} \mu_{ii} & \mu_{ij} \\ \mu_{ji} & \mu_{jj} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \mu_{ij} \\ \mu_{ji} & 0 \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

Maticový element operátoru dipólového momentu je definován jako  $\mu_{ij} = \mu_{ji}^* = e\langle i|\vec{q}|j\rangle$  pro elementární náboj  $e = 1,602 \times 10^{-19}C$ . Diagonální prvky operátoru jsou vzhledem k symetrii  $\langle i|\vec{q}|i\rangle = \langle j|\vec{q}|j\rangle = 0$ . Pro stimulovaný proces, v analogii s klasickou teorií, musí platit nenulovost maticových elementů v rovnici 3.18 [121, 122].

### 3.2.3 Stimulovaný Ramanův rozptyl

Rozdíl mezi spontánním a stimulovaným Ramanovým rozptylem je dán uplatněním nelineárního příspěvku polarizovatelnosti  $\vec{\alpha}$ , kdy vzrůstá pravděpodobnost  $P_S$ , že dopadající foton bude rozptýlen do Stokesovy vlny. Pravděpodobnost lze aproximovat vztahem 3.20 jako časovou změnu počtu fotonů náležící Stokesově vlně  $m_S$  v jednotkovém objemu, kde  $m$  je počet dopadajících fotonů,  $c$  rychlost světla,  $n$  index lomu prostředí a  $D$  je parametr závislý na materiálových vlastnostech prostředí [96]. Rovnice byla později ověřena rigorózní, plně kvantovou metodou [123].

$$\frac{P_S}{c/n} = \frac{1}{c/n} \frac{\partial m_S}{\partial t} = \frac{\partial m_S}{\partial z} = \frac{1}{c/n} Dm(m_S + 1) \quad (3.20)$$

V případě spontánního procesu, kdy  $m_S \ll 1$ , lze podmínku zjednodušit 3.21. Přírůstek fotonů ve směru šíření  $z$  se Stokesovou frekvencí je lineární 3.22. Typická pravděpodobnost spontánního jevu je řádově  $10^{-6}$  [103, 108].

$$\frac{\partial m_S}{\partial z} = \frac{1}{c/n} Dm \quad (3.21)$$

$$m_S(z) = m_S(0) + \frac{1}{c/n} Dmz \quad (3.22)$$

Pro stimulovaný Ramanův rozptyl je počet fotonů náležící Stokesově vlně  $m_S \gg 1$ , rovnice 3.20 nabývá tvaru 3.23, kdy řešením je exponenciální funkce s parametrem  $G$  nazývaným Ramanův koeficient zesílení [97, 103].

$$\frac{\partial m_S}{\partial z} = \frac{1}{c/n} Dmm_S \quad (3.23)$$

$$m_S(z) = m_S(0) \cdot e^G \quad (3.24)$$

$$G = \frac{Dm}{c/n}z \quad (3.25)$$

Koeficient zesílení je závislý na materiálovém parametru  $D$ , který lze vyjádřit pomocí rovnice 3.26, kde  $M$  značí celkový počet Stokesových fotonů, které může systém vyzářit z objemu  $V$ , a  $b$  parametr popisující úhlovou závislost vyzářování Stokesovy vlny [124]. Výsledný tvar  $b$  je dán rozptylovou charakteristikou dipólového momentu  $f(\Theta, \Phi)$  v prostorovém úhlu  $\Omega$ .

$$D = \frac{N\sigma(c/n)}{Mb} \quad (3.26)$$

$$M = \frac{V\omega_S^2\Delta\omega}{\pi^2(c/n)^3} \quad (3.27)$$

$$b = \frac{\int |f(\Theta, \Phi)|^2 d\Omega / 4\pi}{|f(\Theta_S, \Phi_S)|^2} \quad (3.28)$$

Dosažením rovnic 3.26,3.27,3.28, definováním dopadající intenzity  $I$  dle 3.29 a parametru  $\sigma$  3.30, lze dostat vztah pro koeficient zesílení Ramanova rozptylu 3.31, kde  $\left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial\omega\partial\Omega}\right)_0$  označuje diferenciální spektrální účinný průřez *SRS* pro dané prostředí [125–127]. Pravou stranu rovnice lze snadno upravit pomocí parametru Ramanova zisku ("Raman gain")  $g$  udávaného v jednotkách  $cm/GW$ .

$$I = \frac{m\hbar\omega c}{Vn} \quad (3.29)$$

$$\sigma = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\omega}\right)_0 \Delta\omega = 4\pi b \left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial\omega\partial\Omega}\right)_0 \Delta\omega \quad (3.30)$$

$$G = \frac{N\pi^2 c^3 m}{V\omega_S^2 b n^3} \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\omega}\right)_0 = \frac{4\pi^3 N c^2}{\omega_S^2 \hbar \omega n_S^2} \left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial\omega\partial\Omega}\right)_0 I z = g I z \quad (3.31)$$

Úhlová vyzářovací charakteristika dipólového momentu je v případě stimulovaného jevu výrazně užší než pro spontánní proces [103] a rozptýlené *SRS* záření má menší angulární divergenci [124].

### Zisk stimulovaného Ramanova rozptylu

Stanovení diferenciálního spektrálního účinného průřezu, potažmo celého zisku  $g$ , je pro základní i aplikační výzkum *SRS* stěžejní ("Figure of merit") [125–129]. Přímé měření je velmi problematické a náročné [130–132], často se využívá inverzního efektu ("Inverse Raman scattering"), kdy dochází k útlumu na anti-Stokesově vlně [133, 134]. Dále se používají metody komparativní [135, 136] nebo je zisk zpětně dopočten z prahové podmínky Ramanovských laserů [137, 138] či ze zesílení [139, 140]. Taktéž lze účinný průřez stanovit teoreticky, nejpřesnějších výsledků se dostává metodou časově závislé teorie hustoty stavů (*TDDFT*, "Time-dependent density functional theory") [141].

Ramanův zisk klesá nepřímou úměrně s třetí mocninou vlnové délky dopadající vlny (předpokládáme-li, že  $\omega_S \approx \omega$ ). Taktéž diferenciální účinný průřez s rostoucí vlnovou délkou klesá [103, 142]. Trend je v prostředích s normální disperzí částečně kompenzován nepřímou úměrností na kvadrátu indexu lomu [140], viz 3.31.

Dále se zisk snižuje s klesající délkou impulsu rozptylovaného záření [143–145]. Jev může být vysvětlen pomocí konečné šířky vibračního kvanta  $\Delta\nu_v$ , kdy s širší spektrální čarou dopadajícího záření nedochází k maximálnímu rezonančnímu efektu [143]. Naopak pokud dopadá na Ramanovské médium záření s úzkou spektrální čarou, je rozptýlené spektrum *SRS* maximálně rovno  $\Delta\nu_v$  (v případě spontánního procesu je rovno právě této hodnotě) [103]. Minimální délka impulsu je tak dána relaxací polarizovatelnosti ("Dephasing time",  $T_2 = 1/\pi c \Delta\nu_v$ ) [146, 147]

Z hlediska dynamiky rozlišujeme dva stavy: ustálený a přechodový (*Steady-state regime/transient regime*) [146]. V ustáleném stavu, kdy délka čerpacího impulsu  $\tau_p \gg T_2$ , je zisk  $g_{SS}$  dán 3.31 jako maximální odezva prostředí na dopadající intenzitu záření [136, 137, 144–146]. V případě, že nedochází k depleci čerpacího záření, je výsledná intenzita Stokesovy komponenty  $I_S(L)$  po průchodu prostředím o délce  $L$  rovna výrazu 3.32 [136, 146, 148, 149], kde  $I_S(0)$  značí intenzitu rozptýleného záření na začátku.

$$I_S(L) = I_S(0) \cdot \exp(g_{SS}IL) \quad (3.32)$$

V přechodovém režimu je délka čerpacího impulsu  $\tau_p \ll T_2$  a zesílení  $G_T$  je redukováno dle vztahu 3.33, přičemž pro zesílení platí  $G_0 = g_{SS}IL$  [136, 150, 151]. Vliv délky čerpacího impulsu na zesílení byl detailně studován v práci [152–154] a zejména v [155], kde je diskutován i obecnější vztah mezi oběma stavy. Intenzitu Stokesovy komponenty lze pak vypočíst pomocí rovnice 3.34 [136, 146, 150].

$$G_T = \sqrt{4G_0 \frac{\tau_p}{T_2}} \quad (3.33)$$

$$I_S(l) = I_S(0) \cdot \exp\left(\frac{-\tau_p}{T_2}\right) \cdot \exp\left(2\sqrt{g_{SS}IL \frac{\tau_p}{T_2}}\right) \quad (3.34)$$

Ramanův zisk je ze své podstaty silně polarizačně závislý [112, 125, 146], nejvyšší hodnota nastává pro případ vybuzení maximální vibrační amplitudy [156]. V práci [157], zabývající se možnými kombinacemi Ramanovsky aktivních módů v různých grupách symetrie, je nastíněn i vliv vstupní polarizace vůči krystalografickým mřížkám. Problém polarizační závislosti Ramanova zisku je často studován v optických vláknech [158–160].

Teplotní vliv na Ramanův zisk  $g$  byl podrobně zkoumán v mnoha člancích [161–163]. S rostoucí teplotou klesá frekvence vibračního kvanta (řádově 1 % na  $\Delta T = 1000$  K pro krystaly [161–163]), dle rovnice 3.31 se tak nepatrně mění i zisk. Daleko větší význam má fakt, že při nízkých teplotách blízcí se 0 K je fononové spektrum jednotlivých vibračních kvant užší, nepřekrývá se, a s rostoucí teplotou se rozšiřuje [161, 162] dle *Cowley-ho principu* [164]. Dochází tak ke snížení relaxace polarizovatelnosti  $T_2$  a v návaznosti na vzorec 3.33 také ke zvětšení hodnoty zesílení či oddálení stavů ustáleného režimu a přechodových jevů. Vzhledem k malé teplotní změně koeficientu  $\frac{\partial \Delta \omega}{\partial T}$  je změna zesílení *SRS* neper-spektivní [163].

K saturačnímu efektu zisku  $g$  jako takovému dochází při dopadu inicializačního záření s vysokou intenzitou [165–167]. Častěji však dochází k depleci záření z důvodu generace Stokesova záření vyššího řádu či jiných komponent *SRS* a tím zároveň i k poklesu zisku [168]. Zisk může být také negativně ovlivněn konkurencí stimulovaného Brillouinova rozptylu [169] a dalšími mechanismy [170, 171].

### 3.2.4 Teorie vázaných rovnic pro stimulovaný Ramanův rozptyl

Teorie vázaných rovnic pro *SRS* byla poprvé vypracována v roce 1968 [172] a následně zobecněna v obsáhlejších teoretických statích [173, 174]. *Carman et al.* nachází v článku [146] analytické řešení pro zjednodušený případ stimulovaného Ramanova rozptylu v přechodovém režimu. V roce 1979 publikuje *Penzkofer et al.* obecnou studii vázaných rovnic pro *SRS* v ustáleném a přechodovém režimu spolu s řešením pro vybrané příklady [148]. Na základě této práce jsou založeny veškeré analytické i numerické modely popisující dynamiku *SRS* záření.

Vázané rovnice, popisující vzájemnou vazbu amplitudy dopadajícího pole  $E$ , amplitudy rozptýleného záření  $E_S$  a amplitudy vibračního kvanta  $Q$ , pro *SRS* jsou soustavou parciálně diferenciálních rovnic, nabývající dle [148] tvaru 3.35–3.38

$$\frac{\partial Q(x, t)}{\partial t} + \frac{1}{T_2} Q(x, t) = \frac{i}{4m\omega_v} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) \cdot \left( E(x, t) E_{S+}^*(x, t) + E(x, t) E_{S-}^*(x, t) \right) (1 - 2n) \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{v} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = i \frac{\pi \omega}{c \mu} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) N \left( E_{S+}(x, t) + E_{S-}(x, t) \right) Q(x, t) \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial E_{S+}(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{v_S} \frac{\partial E_{S+}(x, t)}{\partial t} = i \frac{\pi \omega_S}{c \mu_S} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) N E(x, t) Q(x, t)^* \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial E_{S-}(x, t)}{\partial x} - \frac{1}{v_S} \frac{\partial E_{S-}(x, t)}{\partial t} = -i \frac{\pi \omega_S}{c \mu_S} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) N E(x, t) Q(x, t)^* \quad (3.38)$$

kde  $x$  značí souřadnici,  $t$  čas,  $v$  a  $v_S$  rychlost šíření vlny  $E$  a  $E_S$  v prostředí,  $m$  hmotnost vibračního systému (oscilátoru),  $\mu$  a  $\mu_S$  permeability prostředí pro vlny  $E$  resp.  $E_S$ . Teorie připouští i vznik a šíření ve směru opačném než je inicializační záření, tzv. "zpětný  $SRS$ ", (*backward-direction*), značeno s indexem  $E_{S-}$ . Dopředný rozptyl (*forward-direction*) je pak značen  $E_{S+}$ . Uvedená soustava předpokládá vzájemnou vazbu pouze mezi dopadajícím a rozptýleným zářením, tj. zanedbává vazby např. mezi vyššími Stokesovými komponentami, vazbu odlišných vibračních kvant či generaci anti-Stokesova záření. Zatímco kaskádní procesy lze snadno popsat pouhým přidáním analogických rovnic do soustavy [148, 175–178], přidání vztahu popisující anti-Stokesovo záření je náročnější, neboť je tento jev řádově slabší a jeho účinná generace vždy souvisí se 4-vlnovým fázovým přizpůsobením [148, 179–181].

Soustava není obecně analyticky řešitelná. V případě ustáleného stavu lze zanedbat všechny časové derivace a řešení najít pomocí integrálních rovnic. Pokud nedochází k saturaci zisku, nárůst Stokesova záření je ve směru šíření exponenciální a nabývá tvaru 3.32 [136, 146, 148, 182]. U přechodového režimu se slabou konverzí, tj. kdy nedochází k depleci dopadajícího záření, lze zanedbat časové derivace v rovnicích 3.36–3.38 a řešení najít ve formě složité integrální rovnice [146, 148, 182]. Pro přiblížení přechodového režimu se silnou konverzí obecné analytické řešení neexistuje. Pro Ramanovské lasery s rezonátorem jsou rovnice, s výjimkou kontinuálních Ramanovských laserů [183], vždy řešeny numericky [184–193]. Soustava vázaných rovnic byla modelována pro mnoho specifických podmínek: ve vnitro-rezonátorovém uspořádání [184–187] a s vnějším rezonátorem [177, 178, 183, 188, 189]; pro krystalické materiály [183–189], plyny [178, 180, 190] a vláknové lasery [191–193], včetně případů vláken s jádry plněnými tekutinou [194]; pro kontinuální systémy [183, 191], ns-systémy v ustáleném stavu [184–186], ps-systémy v přechodovém stavu [175, 178] a synchronně čerpané systémy [178].

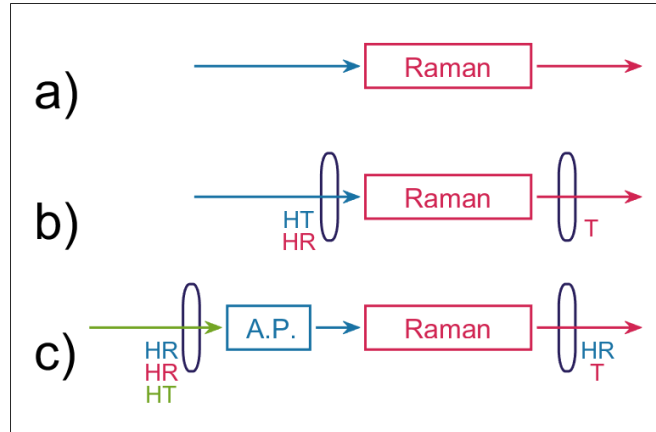
Vázané rovnice předpověděly solitonové řešení  $SRS$ , které bylo později i experimentálně dokázáno [195, 196].

### 3.2.5 Ramanovské konvertory, lasery a jejich vlastnosti

Stimulovaný Ramanův rozptyl lze použít pro účinnou konverzi záření z vlnové délky dopadajícího záření na vlnovou délku Stokesovy či anti-Stokesovy komponenty [197, 198]. Jako čerpání je vždy užito koherentního zdroje záření [197]. Z hlediska konstrukčního dělíme generátory na konvertory (bez rezonátoru) a Ramanovské lasery (s rezonátorem) [199], viz obr. 3.6. Dále dělíme Ramanovské lasery na vnitro-rezonátorové uspořádání ("*Intra-cavity setup*"), kdy je laserová kavita společná i pro inicializační záření, a uspořádání s externím rezonátorem ("*Extra-cavity setup*").

Pro konverzi s účinností  $> 10\%$  je v případě Ramanovských konvertorů nutné inicializační záření s vysokou intenzitou špičkového výkonu [198–202], často blízko prahu poškození [200, 202]. Díky vysoké intenzitě navíc často dochází ke kaskádní generaci [200–202]. Daleko výhodnější je použití Ramanovského laseru s externím rezonátorem, kdy je dosaženo podstatně nižšího prahu činnosti díky kladné zpětné vazbě optického rezonátoru [175, 188, 189, 199]. Toto experimentální nastavení může být použito pro kontinuální režim [203], impulsní režim s délkou impulsů v řádu ns [175], ps [178] i fs [204], tj. pro ustálený režim, přechodový režim i hluboce přechodový režim. Běžné je i synchronní čerpání, kdy výrazně klesá práh [178, 204]. Pro kompaktní systémy se používá vnitro-rezonátorové uspořádání [184–187], většinou se jedná o Q-spínané lasery [185, 186] nebo systémy kontinuální [205]. V sestavě se společným rezonátorem nemusí jít nutně o záměr  $SRS$  generace, tzv. "*self-Raman laser*" [186]. Obecnou výhodou/nevýhodou vnitro-rezonátorového uspořádání je přímá vazba mezi generací čerpacího a Stokesova záření [184–187].





Obrázek 3.6: Ramanovský konvertor (a), Ramanovský laser s externím rezonátorem (b) a s vnitro-rezonátorovým uspořádáním (c). Zkratka *A.P.* popisuje aktivní prostředí pro čerpání Ramanovského prostředí *Raman*, čerpání aktivního prostředí značeno zelenou barvou, inicializační záření modrou a rozptýlené červenou barvou. Index *HT*, *T* a *HR* popisuje totálně propustné, částečně propustné a totálně odrazné zrcadlo pro vlny označené příslušnou barvou.

### Práh činnosti Ramanovského laseru

Lasery založené na *SRS* nemají z fyzikální podstaty práh činnosti [197, 198, 206]. Konvenčně se prahem rozumí stav, kdy celková konverze rozptýleného a dopadajícího záření dosáhne 1 %, tj. faktor zesílení  $G$  je roven hodnotě 25 [135–137].

$$G = g_{SS} I L_{eff} = 25 \quad (3.39)$$

Práh činnosti *SRS* laseru ovlivňuje nejen zisk  $g_{SS}$ , ale také efektivní délka Ramanovského prostředí  $L_{eff}$ , která je dle [207] dána rovnicí 3.40, kde  $N_{eff}$  je efektivní počet průchodů prostředím,  $L_R$  optická délka rezonátoru,  $\tau_P$  délka čerpacího impulsu a  $R$  je součin reflektivit zrcadel, popř. dalších ztrát. V případě synchronního čerpání je  $\tau_P \rightarrow \infty$ . Optimalizační prahu činnosti *SRS* laseru se zabývá mnoho studií [183, 189, 203, 208].

$$L_{eff} = L N_{eff} = L \cdot \left( \frac{L_R}{\tau_{PC}} + \frac{1}{25} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} \right)^{-1} \quad (3.40)$$

### Zkracování generovaných impulsů

Samovolné zkrácení generovaných impulsů lze vysvětlit několika způsoby, základní mechanismus může být popsán dle dynamiky generace *SRS* záření [146, 148], viz rovnice v předešlé kapitole. Dopadající záření vyvolává nárůst vibrační amplitudy, tj. změnu polarizace, po překročení prahu činnosti dochází k účinné generaci, která zaniká díky relaxaci polarizovatelnosti  $T_2$  velmi rychle. Generovaný impuls je tak oproti čerpacímu zkrácen. V kaskádních procesech se zkracování opakuje, délka impulsu klesá s řádem Stokesovy komponenty [175, 200, 202]. Při silné konverzi, kdy dochází k depletaci, je dynamika a samovolné zkrácení složitější [148], Taktéž při generaci založené na základě vybuzení odlišných vibračních kvant [209]. U Ramanovských laserů, zejména synchronně čerpaných [178], dochází k periodickému načítání polí příslušných k Stokesovu záření a efekt zkracování je tak silnější [184, 185]. V případě hluboce přechodového režimu může být délka generovaného impulsu větší, spektrum je však vždy širší než u čerpacího záření [204].

### Prostorová struktura generovaných svazků

V uspořádání Ramanovských konvertorů je divergence generovaného záření dána prostorovou charakteristikou dipólového momentu generujícího v *SRS* [148], ziskem a průběhem čerpacího svazku [124, 176].

Vzhledem ke zvyšující se divergenci jednotlivých Stokesových vln vyšších řádů lze složky snadno prostorově odlišit [176]. Totéž platí i pro anti-Stokesovy komponenty [180]. V případě Ramanovských laserů jsou prostorové struktury a vlastnosti generovaných svazků dány optickým rezonátorem [210]. Často dochází k výraznému zlepšení kvality svazku ("*beam self-cleaning/cleanup*") oproti záření vyvolávající *SRS* [211].

### Přehled laserových systémů založených na *SRS*

Ramanovské lasery a konvertory byly úspěšně demonstrovány v kapalinových [212], pevnolátkových [199–205], plazmatických [213], plynových [178, 214] a polovodičových prostředích [215] pro generaci záření od rentgenové oblasti [216] po střední infračervenou oblast [207]. Největší pozornost je díky vlastnostem *SRS* věnována plynům a pevným látkám. Plynná prostředí se vyznačují velkými posuvy ( $\nu_v = 1000\text{--}4000\text{ cm}^{-1}$ ) a úzkými čarami vibračních kvant ( $\Delta\nu_v = 10^{-3}\text{--}10^{-1}\text{ cm}^{-1}$ ). Jejich obecnou nevýhodou je nízká koncentrace rozptylových center a tím i nutnost dlouhých interakčních délek [217]. U Ramanovsky aktivních pevných látek je díky krystalografické struktuře přítomno výrazně více rotačně-vibračních stavů [157]. První vibrační kvantum, vibrační mód s nejvyšším vlnočtem  $\nu_v$ , je největší u diamantu ( $\nu_v = 1333\text{ cm}^{-1}$ ) [199, 204]. Zpravidla se však pohybuje mezi  $\nu_v = 800\text{--}1100\text{ cm}^{-1}$  [135, 136, 217]. Šířka čáry prvního vibračních módu je širší a dosahuje hodnot od ( $\Delta\nu_v = 10^{-1}\text{--}10^1\text{ cm}^{-1}$ ) [135, 217]. Díky velké koncentraci rozptylových center, teplotním a mechanickým vlastnostem, nabízejí pevné látky jedinečné možnosti *SRS* laserů [199, 205, 217].

Ramanovsky aktivních pevných látek je však poměrně málo. Mezi nejvýznamnější skupiny patří diamantu podobné struktury, molybdáty ( $\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$  atd.), wolframáty ( $\text{BaWO}_4$ ,  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ ,  $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ ,  $\text{PbWO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$  atd.), vanadáty ( $\text{YVO}_4$ ,  $\text{GdVO}_4$ ,  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  atd.), nitráty ( $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ ), kalcity ( $\text{CaCO}_3$ ), niobáty ( $\text{LiNbO}_3$ ) a jodáty ( $\text{LiIO}_3$ ). [135–137, 199, 205, 217]. Přehled *SRS* laserových systémů a jejich základních vlastností je uveden níže.

- Ramanovské konvertory mohou dosahovat vysokých konverzních účinností blížících se kvantovému defektu [217]. Kontinuální režim je těžko dosažitelný, neboť by současně znamenal nutnost eliminovat negativní termální jevy spojené s velkým vneseným teplem do Ramanovského média [199, 205]. Vhodné pro čerpání ns- a ps- impulsy [199, 205, 217].
- Kontinuální Ramanovské lasery využívají prostředí s dobrými teplotními vlastnostmi, např. diamant. Často se používají ve vnitro-rezonátorovém uspořádání pro účinnou kompenzaci termické čočky [203, 205]. S externím rezonátorem lze dosáhnout průměrného výkonu v řádu desítek W [218], s kvazi-kontinuálním čerpáním až stovky W [219].
- ns- Ramanovské lasery jsou nejčastějším typem *SRS* laserů, dosahují vysokých účinností. Vhodné především pro materiály s užší čarou vibračního kvanta  $\Delta\omega_v$ , např.  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$  [136, 199, 217]. Ve vnitro-rezonátorovém uspořádání se nejčastěji používají s akustoopticky Q-spínaným čerpacím laserem [199]. Vnější rezonátory jsou povětšinou velmi malé a kompaktní [217, 218]. V případě systémů s malou opakovací frekvencí může být extrahována energie v řádu desítek mJ [218].
- ps- *SRS* laserové systémy jsou výhodné pro prostředí s širší čarou vibračního kvanta pro oddálení přechodových jevů (diamant,  $\text{BaWO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$  atd.) [135–137]. Zkrácení výstupních impulsů není tak velké jako u ns- čerpaných *SRS* laserů [220]. Pro účinnou generaci lze taktéž použít synchronního čerpání [221]. Průměrný výkon dosahuje v případě s externím rezonátorem i jednotek W [221]. Pro lasery s malou opakovací frekvencí je energie v řádu mJ [200, 202].
- fs- Ramanovské lasery jsou díky nízkému zisku v hluboce přechodovém režimu účinně čerpány pouze synchronním mechanismem [204], ostatní způsoby vyžadují vysoké špičkové výkony buďícího záření [222]. Z krystalických materiálů je nejčastěji demonstrován v diamantu [204], kde bylo dosaženo Stokesova záření ve formě solitonu [223].
- Ramanovské zesilovače jsou využívány pro zvýšení špičkového výkonu či energie jen ojediněle. V případě krystalických materiálů úspěšně demonstrováno např. u  $\text{BaWO}_4$  [224]

Účinná generace *SRS* záření byla taktéž demonstrována v optických vláknech [225–227], kde jsou ale také jedním z limitujících faktorů pro přenos a generaci záření o vysokých výkonech a energiích [228–230]. Negativní vliv generace *SRS* lze najít taktéž u zesilovačů v pevnolátkových systémech a obecně i tam, kde je dostatečná intenzita pro účinnou generaci Stokesových vln, neboť mnoho aktivních materiálů je samo Ramanovsky aktivních [231–233].

### 3.2.6 Aplikace Ramanova rozptylu

Ramanův rozptyl není využíván pouze pro účinnou konverzi záření, vzhledem k přímé vazbě rotačně-vibračních stavů molekul nebo krystalografických mřížek, se *SRS* hojně využívá v měřicí, detekční a zobrazovací fyzice [234–237]. Na základě spontánního a stimulovaného Ramanova rozptylu vznikl celý vědní obor zabývající se Ramanovou spektroskopií, která čítá více jak 25 unikátních metod [235, 236]. Nezastupitelnou roli má v biologii, fyzice i chemii [234–239]. Zajímavý je i z hlediska možnosti generace superkontinua pro další aplikační využití [240].

# 4 Metodika měření a použité přístroje

## 4.1 Charakterizace výkonu a energie optického záření

Pro měření výkonu generovaného záření byl využit wattmetr *Thorlabs PM100A* [241] se sondami *Thorlabs S120C* [242], *Thorlabs S310C* [243] a *Thorlabs S314C* [244]; *Standa 11PMK-15S-H5* [245] a *Coherent Field Mate power meter* [246] se sondou *Molelectron Powermax PM10* [247]. Základní parametry použitých přístrojů jsou uvedeny v tabulce 4.1. Energie optického záření byla určena ze znalosti středního výkonu, opakovací frekvence, popř. střídý.

Tabulka 4.1: Základní parametry použitých sond pro měření výkonu optického záření.

Název sondy	Spektrální rozsah	Maximální měřený výkon	Rozlišení
Thorlabs S120C	400 - 1100 nm	50 mW	1 nW
Thorlabs S310C	0,19 - 25 $\mu\text{m}$	10 W	1 mW
Thorlabs S314C	0,25 - 11 $\mu\text{m}$	40 W	1 mW
Standa 11PMK-15SH5	0,19 - 20 $\mu\text{m}$	15 W	1 mW
Powermax PM10	0,19-11 $\mu\text{m}$	10 W	0,2 mW

## 4.2 Charakterizace optického záření v časové doméně

### Měření časových průběhů pomocí osciloskopů a fotodiod

Pro charakterizaci optického záření v časové doméně bylo využito několika osciloskopů a fotodiod. Pro detailnější pohled na časový průběh bylo využito osciloskopů *LeCroy SDA 9000* nebo *LeCroy SDA 813Zi* s největší analogovou šířkou pásma dosahující 9 GHz, resp. 13 GHz, v kombinaci s fotodiodou *ET3500* od firmy *Electro-Optics Technology*. Pro rámcový pohled na delších časových úsecích a pro ladění rezonátoru bylo převážně používáno osciloskopu *Tektronix TDS3032* a *Tektronix TDS3052B* spolu s fotodiodou *Thorlabs DET210*. V tabulkách 4.2 a 4.3 jsou uvedeny základní charakteristiky použitých osciloskopů a fotodiod.

Vzhledem ke konečným dobám náběžných hran osciloskopů a fotodiod je zobrazovaný časový průběh zkreslený [248–251]. Čím je detekovaný impuls kratší, tím více dochází ke zkreslení signálu. Předpokládáme-li, že odezvou systému na delta funkci je např. gaussova funkce s šířkou  $\delta_L$ , je celková měřená hodnota délky impulsu  $\tau_M$  rovna 4.1, kde  $\tau_P$  je skutečná délky impulsu.

$$\tau_M = \sqrt{\tau_P^2 + \delta_L^2} \quad (4.1)$$

Dle [252] byla stanovena odezva systému *LeCroy SDA 9000 + ET3500* na 75 ps. V případě použití osciloskopu *LeCroy SDA 813Zi* a stejné fotodiody je odezva dokonce 50 ps.

Tabulka 4.2: Základní parametry použitých osciloskopů.

Název osciloskopu	Analog. šířka pásma	Vzorkovací frekvence	Vypočtená náběžná hrana [248]
Tektronix TDS1012C [253]	100 MHz	1 Gs/s	3,6 ns
Tektronix TDS2022 [254]	200 MHz	2 Gs/s	1,8 ns
Tektronix DPO3032 [255]	300 MHz	2,5 Gs/s	1,2 ns
Tektronix DPO3052B [256]	500 MHz	5 Gs/s	700 ps
Tektronix DPO4104BL [257]	1 GHz	5 Gs/s	450 ps
LeCroy SDA 9000 [258]	6/9 GHz	20/40 Gs/s	75/50 ps
LeCroy SDA 813Zi [259]	13 GHz	40/80 Gs/s	35 ps

Tabulka 4.3: Základní parametry použitých fotodiód.

Název fotodiody	Typ detektoru/materiál	Náběžná hrana	Kapacita přechodu
HP 5082-4200 [260]	PIN/ Si	1 ns	2 pf
Thorlabs DET210 [261]	PIN/ Si	1 ns	6 pf
ET 3000 [262]	PIN/ InGaAs	< 175 ps	0,5 pf
ET 3500 [263]	PIN/ InGaAs	< 32 ps	0,12 pf
G12182-005K [264]	PIN/ InGaAs	< 1 ns	—

### Měření délky impulsu pomocí autokorelačních metod

Z uvedeného vyplývá, že pomocí osciloskopu nejsme schopni změřit reálnou hodnotu délky impulsu kratšího než odezva měřícího systému. Pro přesné stanovení délky impulsu se používají autokorelační metody, které obecně převádějí intenzitu laserového záření na autokorelační funkci intenzity [265–272]. Mezi nejznámější metody patří FROG a SPIDER [269–272], které jsou schopny stanovit kromě délky impulsu také fázi a tvar impulsu. Pro měření samotné délky impulsu postačí jednodušší metoda využívající generace druhé harmonické v prostředí nelineárního krystalu, tzv. SHG autokorelace (*Second Harmonics Generation*) v nekolineárním uspořádání [270, 272].

Principem SHG autokorelace je rozdělení záření pomocí děliče svazku na dvě větve s proměnným dráhovým rozdílem. Svazky se následně protínají ve vhodném nelineárním krystalu za současné generace druhé harmonické, přičemž výslednou autokorelační funkci intenzity druhého řádu  $A$  můžeme spočítat dle [272] jako

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (4.2)$$

kde  $I(t)$  a  $I(t - \tau)$  je intenzita dvou vzájemně zpožděných signálů o čas  $\tau$ . Ze znalosti časového průběhu autokorelační funkce, lze zpětně dopočítat skutečný tvar impulsu, který se od ní obecně liší. Problém spočívá ve faktu, že musíme prvotně předpokládat tvar měřeného impulsu. Nejčastěji se setkáváme s aproximací gaussovy funkce či  $sech^2$  [265, 272], kde mezi šířkou autokorelační funkce  $\tau_{AC}$  a šířkou impulsu  $\tau_p$  platí obecně jednoduchý vztah:

Tabulka 4.4: Autokorelační křivky a přepočební konstanty pro různé tvary impulsů.

Tvar impulsu	Autokorelační křivka	Přepočební konstanta $C$
$\exp(-t^2)$	$\exp(-t_{AC}^2)$	1,414
$\operatorname{sech}^2(t)$	$3 \cdot \frac{t_{AC} \cdot \cosh(t_{AC}) - \sinh(t_{AC})}{a}$	1,543
$\operatorname{tri}(t)$	$\operatorname{rect}(t_{AC})$	1

$$\tau_{AC} = C \cdot \tau_p \quad (4.3)$$

kde  $C$  je konstanta. Přehled autokorelačních funkcí a přepočebných konstant v závislosti na předpokládaném tvaru signálu je uveden v tabulce 4.4.

Z průběhu autokorelační funkce lze taktéž posuzovat stabilitu generace. Pokud je křivka hladká bez výraznějších odchylek, pak je impuls v časové doméně stabilní. Opakovaně měřená křivka s více oddělenými maximy pak značí vícenásobné impulsy [272].

Pro měření délky generovaných impulsů byl použit SHG autokorelátor sestavený v laboratoři pevnolátkových laserů s nelineárním krystalem  $\text{LiIO}_3$  (krystal I. typu, *ooe*,  $3 \times 3 \times 5 \text{ mm}^3$ ). Jedno z ramen autokorelátoru je umístěno na počítačem řízeném posuvu, v kombinaci s vyčítáním z osciloskopu *Tektronix TDS1012C* je časové rozlišení 23 fs a v případě *Tektronix DPO3032* až 2 as.

### 4.3 Měření spektrálních charakteristik generovaného záření

Pro měření spektrálních charakteristik bylo použito spektrometrů *Ocean Optics HR 2000* [273], *Ocean Optics NIR 512* [274] a *Ocean Optics S2000* [275] spolu se sběrnými vlákny *Avantes FC-IR008-2-ME-1SMA* ([276], průměr vlákna  $8 \mu\text{m}$ ) a *Ocean Optics QP200-2-UV-BX* ([277], průměr vlákna  $200 \mu\text{m}$ ). Základní charakteristiky spektrometrů jsou uvedeny v tabulce 4.5.

Tabulka 4.5: Základní parametry použitých spektrometrů.

Název spektrometru	Spektrální rozsah	Rozlišení	Dynamický rozsah
Ocean Optics HR 2000	0,19 - 1,10 $\mu\text{m}$	0,8 nm	4095
Ocean Optics NIR 512	0,85 - 1,75 $\mu\text{m}$	3,5 nm	65000
Ocean Optics S2000	1,43 - 1,66 $\mu\text{m}$	0,3 nm	2500

### 4.4 Měření prostorových vlastností a kvality generovaných svazků záření

K měření prostorových charakteristik generovaného záření bylo použito tzv. "beam profilerů", ať už na základě snímače typu CCD pro spektrální oblasti do  $1,2 \mu\text{m}$  (*DataRay WinCamD* [278]) nebo na pyroelektrickém poli snímačů (*Spiricon Pyrocam III* [279]). Dále byly použity laboratorně upravené webkamery, které byly schopny detekce do  $1,3 \mu\text{m}$ .

Tabulka 4.6: Základní parametry použitých kamer pro měření prostorových vlastností záření.

Název kamery	Spektrální rozsah	Rozlišení čipu	Velikost čipu
DataRay WinCamD	0,2 - 1,2 $\mu\text{m}$	1280×1024	7×7 $\text{mm}^2$
Spiricon Pyrocam III	1 - 3000 $\mu\text{m}$	124×124	12×12 $\text{mm}^2$
Genius WebCam III	do 1,3 $\mu\text{m}$	640×480	5,8×4,4 $\text{mm}^2$
Genius Eye 110	do 1.3 $\mu\text{m}$	1280×1024	3,6×2,8 $\text{mm}^2$

### Měření parametru $M^2$ metodou ostré hrany

Kvalita svazku a parametr  $M^2$  laserového záření byly měřeny pomocí kamer nebo metodou ostré hrany (*"knife edge method"*) [280, 281] ve fokální rovině sférické čočky [282]. Metoda je založená zaznamenávání prošlé intenzity  $I$  na postupném zakrývání svazku hranou  $\Delta x$ . Prošlá intenzita  $I$  je pak rovna příslušné distribuční funkci gaussova svazku [280, 281]

$$I(\Delta x) = \frac{I_{max}}{2} \left( 1 \pm \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{2}\Delta x}{w} \right) \right) \quad (4.4)$$

kde  $w$  značí poloměr svazku. Parametr kvality svazku  $M^2$  lze pak jednoduše spočítat z rovnice šíření [280–282] v ose  $z$  jako:

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z M^2}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (4.5)$$

kde  $w_0$  je krček neboli kaustika a  $\lambda$  vlnová délka záření.

# 5 Čerpací laserový systém

Pro účinnou generaci optického záření pomocí nelineárních jevů 2. řádu (*OPO*, "optické parametrické oscilátory") a 3. řádu (*SRS*) je potřeba vysokých intenzit inicializačního laserového záření ( $\sim \text{MW}/\text{cm}^2$  pro *OPO* [283, 284],  $\sim \text{GW}/\text{cm}^2$  pro *SRS* [285, 286]). Samotné laserové oscilátory zpravidla těchto intenzit nedosahují. Z tohoto důvodu jsou konstruovány laserové systémy typu MOPA ("master oscillator - power amplifier") skládající se z hlavního oscilátoru, udávajícího spektrální a časové charakteristiky záření, a ze zesilovače (popř. zesilovačů), který má zvýšit celkový výkon nebo energii impulsu [287–290].

Kapitola je věnována stručnému popisu oscilátoru, jakožto i jednotlivých součástí, s důrazem na kompenzaci termické čočky v aktivním krystalu způsobené vysoko-výkonovým čerpáním. Dále je diskutována optimalizace oscilátoru pro laser generující v režimu synchronizace módů s ohledem na délku generového impulsu a dlouhodobou stabilitu rezonátoru. Následně je probrána možnost zesílení impulsů v jednopřechodovém zesilovači čerpaném kontinuální a kvazi-kontinuální laserovou diodou. Cílem je návrh, konstrukce a vývoj laserového systému MOPA, který by byl použit pro studium nelineárních jevů.

## 5.1 Nd:GdVO<sub>4</sub> laserový oscilátor

Výchozím stavem pro oscilátor byl pikosekundový laserový systém s aktivním prostředím Nd:GdVO<sub>4</sub>, jenž byl studován a vyvíjen v rámci diplomové práce [291]. Kontinuálně buzený laser pracující v režimu synchronizace módů generoval pomocí saturovatelného absorbéru reflexního typu 30ps impulsy se středním výkonem 7 W a opakovací frekvencí 200 MHz na vlnové délce 1063 nm [291]. V rámci předložené práce byl stávající systém optimalizován. Cílem optimalizace bylo dosažení nižší opakovací frekvence, větší energie impulsu a především časové stability ze střednědobého a dlouhodobého hlediska.

Vyvíjený laserový oscilátor, nacházející se v laboratoři pevnolátkových laserů na katedře *Fyzikální elektroniky, FJFI ČVUT v Praze*, je sestaven z aktivního prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub>, které je buzeno kontinuální laserovou diodou s nominálním výkonem 40 W. Optický rezonátor je tvořen výstupním zrcadlem s reflektivitou 50 %, totálně odrazným konkávním zrcadlem s poloměrem křivosti 10 cm a saturovatelným absorbérem zajišťujícím generaci v režimu synchronizace módů. Dále obsahuje dvě vertikální cylindrické čočky s ohniskovou vzdáleností 5 cm pro kompenzaci termické čočky uvnitř krystalu vznikající v důsledku vysokovýkonového kontinuálního čerpání (viz kapitola 5.1.5).

Čerpací záření s horizontální, lineární polarizací je fokusováno cylindrickou čočkou s ohniskovou vzdáleností 23 mm a dále je pomocí  $\lambda/2$  desky stočena její polarizace do vertikální roviny tak, aby byla paralelní vzhledem ke krystalografické ose *c* aktivního materiálu Nd:GdVO<sub>4</sub> (viz kapitola 5.1.2). Laserová dioda, fokusační čočka i  $\lambda/2$  deska jsou umístěny na Peltierově článku zajišťující teplotní stabilizaci.

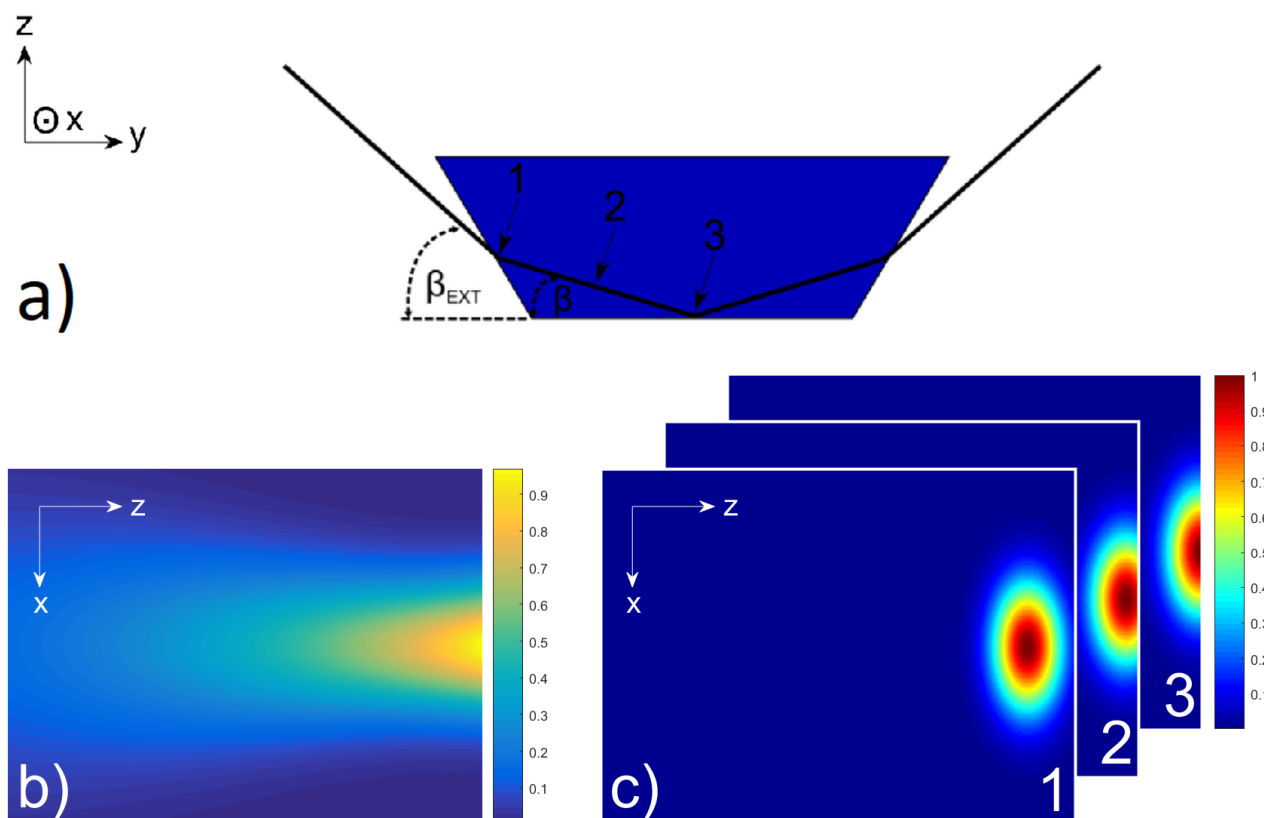
Krystal je chlazen v měděném držáku pomocí vodního chlazení s termostatem. Na styčných plochách mezi krystalem a držákem je fólie india napomáhající k lepší tepelné vodivosti a zlepšující tak termální podmínky a jevy aktivního prostředí. Detailnější informace o systému jsou uvedeny v [291].

### 5.1.1 Klouzavý dopad

Laserový oscilátor efektivně využíval geometrie klouzavého dopadu. Uspořádání klouzavého dopadu ("grazing-incidence") je speciálním typem příčné konfigurace čerpání, při kterém se svazek v rezonátoru šíří pod malým úhlem  $\beta$  v blízkosti čerpací stěny aktivního elementu a totálně se od ní odráží [292, 293], viz 5.1. Toto uspořádání je výhodné pro dosažení vysokých účinností [294, 295], pro oscilátory s vyšším



středním výkonem [296, 297] či MOPA systémy [287, 288]. Výhodou je taktéž přímé použití laserové diody bez vláknové optiky [292–295, 297, 297], v případě kvazikontinuálních diod dokonce bez jakékoliv fokusační optiky [298]. Geometrie klouzavého dopadu rovněž napomáhá účinně kompenzovat termickou čočku uvnitř krystalu [299–301]. Nutnou podmínkou pro využití uspořádání klouzavého dopadu je aktivní prostředí s vysokou absorpcí [288, 293–295, 297], neboť čerpací záření musí být absorbováno v blízkosti čerpací stěny krystalu. V opačném případě klesá díky konečným rozměrům laserového svazku efektivní zisk v aktivním prostředí [302, 303]. Z toho důvodu se jeví použití krystalu Nd:GdVO<sub>4</sub> jako výhodné [288, 293, 298].



Obrázek 5.1: Geometrie klouzavého dopadu: a) Horní pohled na lichoběžníkový krystal a procházející svazek šířící se pod klouzavým úhlem  $\beta$ . b) Rozložení absorbovaného výkonu v rovině xz. c) Prostorové rozložení procházejícího svazku v rovině xz v místech dle a).

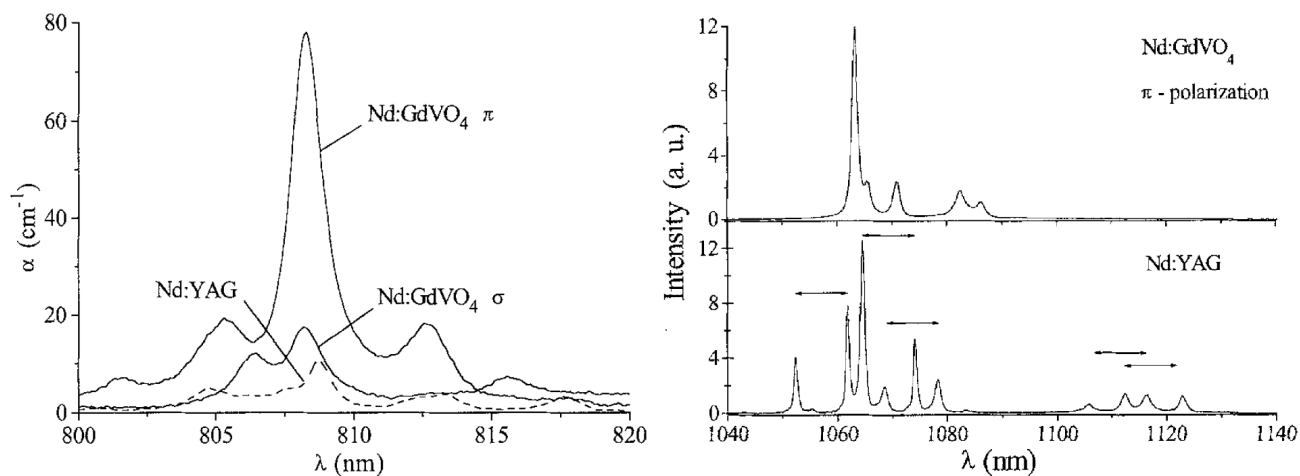
### 5.1.2 Aktivní prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub>

Jako aktivní prostředí oscilátoru byl použit krystal Nd:GdVO<sub>4</sub> se standardní 1% dopací iontů Nd<sup>3+</sup> o rozměrech  $2 \times 16 \times 4 \text{ mm}^3$  ( $x \times y \times z$  dle 5.1) od firmy *Foctek* [304]. Krystalografická osa c byla orientovaná paralelně s osou x. Čelní strana  $2 \times 16 \text{ mm}^2$ , sloužící k čerpání, byla povrstvena antireflexní vrstvou (AR) pro vlnovou délku v okolí 800 nm. Boční stěny s *a-cut* řezem, svírající s čelní stranou úhel 95°, měly AR-vrstvy pro vlnové délky v rozmezí od 1000 nm do 1300 nm.

#### Aktivní prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub> a srovnání s jinými maticemi dopovanými Nd<sup>3+</sup>

Anizotropní krystal Nd:GdVO<sub>4</sub> je v dnešní době poměrně rozšířený a běžný aktivní prostředí těšící se vzrůstající oblibě. První zmínku o potenciálním využití Nd:GdVO<sub>4</sub> lze najít v článkách [305–307]. Mezi přednosti tohoto aktivního materiálu patří v porovnání s Nd:YAG kromě výrazně vyššího absorpčního koeficientu i vyšší účinný průřez pro stimulovanou emisi [308, 309]. Tepelná vodivost je porovnatelná [310]. Šířka emisní čáry je u Nd:GdVO<sub>4</sub> 2× širší, naopak střední doba života na horní laserové hladině je zhruba 2× menší [308]. Pro Q-spínání se proto více hodí Nd:YAG, zatímco Nd:GdVO<sub>4</sub>

nachází uplatnění v systémech s potřebou vysoké absorpce. Aktivní prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub> je často srovnáváno s dalším orthovanadátem Nd:YVO<sub>4</sub>, jež má velmi podobné vlastnosti. V porovnání s ním má Nd:GdVO<sub>4</sub> vyšší tepelnou vodivost, ale menší účinný průřez pro stimulovanou emisi [308, 309]. Přehled základních vlastností je uveden v tabulce 5.1.



Obrázek 5.2: Absorpční koeficient  $\alpha$  (vlevo) a fluorescenční spektrum v závislosti na vlnové délce  $\lambda$  pro aktivní prostředí Nd:YAG a Nd:GdVO<sub>4</sub> [306].

Tabulka 5.1: Srovnání základních vlastností laserových materiálů s ionty Nd<sup>3+</sup> [308], \*<sup>1</sup> [309], \*<sup>2</sup> [310] při 1% dopadaci.

Materiál	Nd:YAG	Nd:YVO <sub>4</sub>	Nd:GdVO <sub>4</sub>
Emitovaná vlnová délka	1064,2 nm	1064,3 nm	1062,9 nm
Šířka emisní čáry	0,45 nm	0,8 nm	0,9 nm
Střední doba života	230 $\mu$ s	100 $\mu$ s	95 $\mu$ s
Účinný průřez pro stimul. emisi	$2,8 \times 10^{-19}$ cm <sup>-2</sup>	$15,6 \times 10^{-19}$ cm <sup>-2</sup>	$7,6 \times 10^{-19}$ cm <sup>-2</sup>
Absorpční vlnová délka	807,5 nm	808,5 nm	808,4 nm
Špičkový absorpční koeficient	11 cm <sup>-1</sup>	41 cm <sup>-1</sup>	57 cm <sup>-1</sup> * <sup>1</sup>
Krystalická struktura	kubická	tetragonální	tetragonální
Výstupní polarizace	nepolarizované	paralelní - osa c	paralelní - osa c
Index lomu na 1064 nm	n = 1,81	n <sub>o</sub> = 1,95; n <sub>e</sub> = 2,16	n <sub>o</sub> = 1,98; n <sub>e</sub> = 2,19
Tepelná vodivost	0.14 Wcm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	0.1 Wcm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> * <sup>2</sup>	0.12 Wcm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> * <sup>2</sup>
Standardní dopování	0,1 - 2 %	0,1 - 3 %	0,1 - 3 %

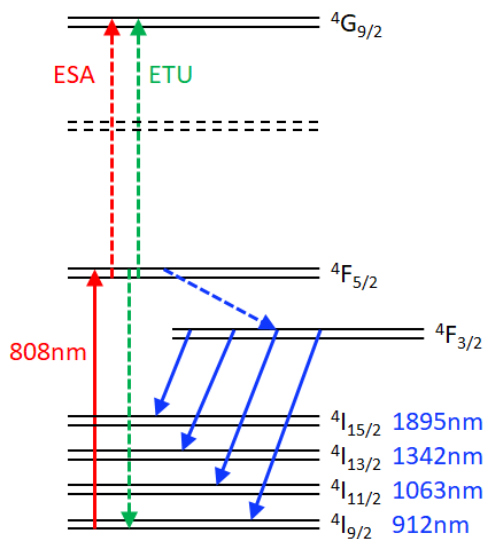
Aktivní prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub> je dvojlomný optický krystal vznikající vsazením trojmocných iontů Nd<sup>3+</sup> do matrice ortovanadátu gadolinia. Vzhledem k náročnosti a požadavku vysoké optické homogenity se krystal pěstuje Czochralského metodou [304, 308, 311] či metodou zonální tavby [312] s maximálním rozměrem 20 mm [271, 311], úroveň dopace lze volit až do 3% [304, 308]. Vzniká tak krystal tetragonální struktury s poměrně vysokou hustotou. Tetragonalita má za následek anizotropní vlastnosti a dvojlomnost. Jelikož je index lomu pro ordinární směr menší než pro extraordinární, jedná se o kladný krystal. Analytický tvar disperze materiálu lze vyjádřit pomocí Sellmeierovy rovnice jako [313]:

$$\begin{aligned}
 n_o^2(\lambda) &= 3,8714 + \frac{0,0604}{\lambda^2 - 0,06119} - 0,03961\lambda^2 \\
 n_e^2(\lambda) &= 3,8714 + \frac{0,0604}{\lambda^2 - 0,06119} - 0,03961\lambda^2
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Pro generovanou vlnovou délku 1063 nm to znamená index lomu  $n_o=1,972$ , resp.  $n_e=2,192$ .

### Energetické spektrum a přechody Nd:GdVO<sub>4</sub>

Energetické spektrum je, jako u všech reálných případů, velmi složité. Ucelenou studii energetických hladin přináší zejména práce [311, 313–315]. Ze základní hladiny  $^4I_{9/2}$  dochází k excitaci kvantových částic na hladinu  $^4F_{5/2}$  absorpcí záření odpovídající vlnové délce 808 nm. Odtud kvantové částice termálně relaxují na hladinu  $^4F_{3/2}$  s relaxačním časem 66  $\mu$ s [311], která je horní laserovou hladinou. Z ní dochází k stimulované emisi na vlnové délce 1063 nm s vysokým účinným průřezem ( $7,6 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$  [308]) při přechodu na dolní laserovou hladinu  $^4I_{11/2}$ . Doba života na horní laserové hladině činí 95  $\mu$ s [311, 313], na dolní hladině je zhruba 4 $\times$  menší [311]. V tomto přiblížení funguje Nd:GdVO<sub>4</sub> jako 4-hladinový systém. Obdobně se chová i při přechodu na  $^4I_{13/2}$ , kde je vyzářeno záření s vlnovou délkou 1342 nm [311, 314] avšak s menším účinným průřezem. Při přechodu z horní laserové hladiny  $^4F_{3/2}$  na základní energetickou hladinu  $^4I_{9/2}$  je generována vlnová délka 912 nm a systém pracuje jako 3-hladinový [311, 314, 316]. Totéž platí při přechodu odpovídající vlnové délce 879 nm [311, 317, 318].



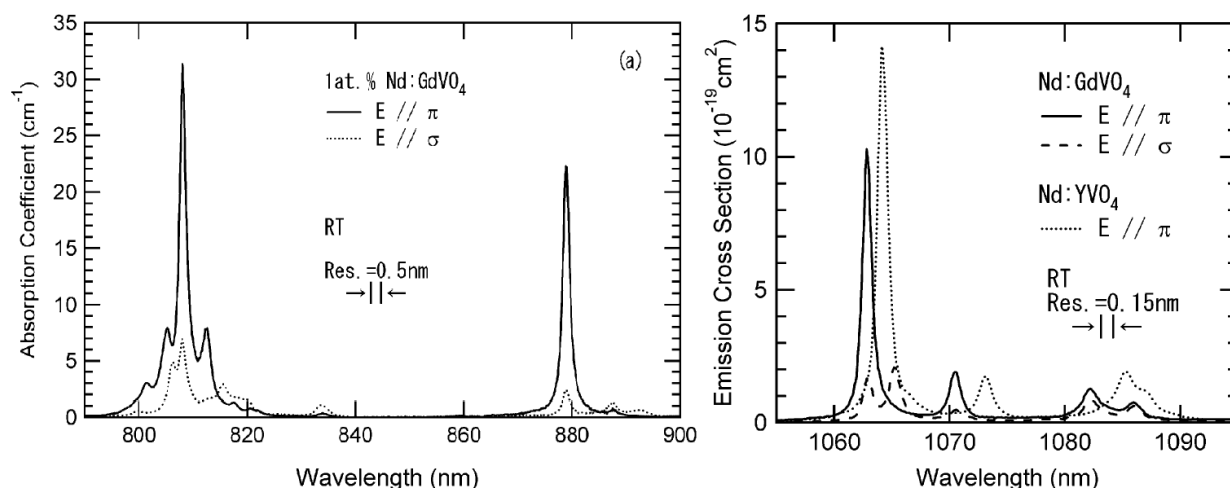
Obrázek 5.3: Schematické znázornění energetických hladin Nd:GdVO<sub>4</sub> v přiblížení 4-hladinového modelu [291] s vyznačenými up-konverzními procesy pro typické vlnové délky odpovídající krystalografické ose c, tzv.  $\pi$  osa (červená plná = čerpání, červená přerušovaná = ESA, zelená přerušovaná = ETU, modrá plná = emise, modrá přerušovaná = termální relaxace).

Excitace na vyšší energetické hladiny je docílena optickou cestou. Vzhledem k faktu, že v okolí 808 nm dnes existují vysokovýkonové diody, je čerpání většinou představováno právě laserovými diodami, neboť lze efektivně využít vysokého absorpčního koeficientu a relativně úzké čáry [288, 291, 298, 305, 314]. Budící proces nemusí nutně využívat pouze vlnových délek v okolí 808 nm, silné absorpce je taktéž dosaženo na vlnových délkách 590 nm a 879 nm [313, 319]. U první možnosti však zatím neexistují dostatečně účinné laserové diody, u druhé je absorpce nižší. Kvantový defekt je však v druhém případě snížen, zvláště při generaci na vlnové délce 912 nm [319]. Ve většině případů se tedy pro čerpání využívá vlnová délka 808 nm, kde absorpční koeficient dosahuje hodnoty 57  $\text{cm}^{-1}$  [309, 311]. V některých publikacích se lze setkat s hodnotami od 31  $\text{cm}^{-1}$  [315] do 76  $\text{cm}^{-1}$  [306]. V tabulce 5.2 jsou zaznamenány integrální absorpční koeficienty a účinné průřezy absorpce pro vybrané absorpční přechody.

Tabulka 5.2: Centrální vlnová délka, spektrální rozsah, integrální absorpční koeficient a účinný průřez absorpce pro nejčastější absorpční přechody ze základní energetické hladiny  $^4I_{9/2}$  v aktivním prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub> v ose  $\pi$  [313].

Koncová hladina	Centrální vlnová délka [nm]	Spektrální rozsah [nm]	Int. absorpční koeficient [cm <sup>-1</sup> ]	Účinný průřez [10 <sup>-20</sup> cm <sup>2</sup> ]
$^2P_{1/2}$	433	430-441	1,5186	2,506
$^2G_{11/2}/^2P_{3/2}/^2D_{3/2}$	474	458-487	1,3919	2,296
$^4G_{9/2}/^4G_{7/2}$	532	507-543	2,1385	3,529
$^4G_{5/2}$	593	568-617	7,8023	12,875
$^4F_{9/2}$	684	672-695	1,0367	1,711
$^4S_{3/2}/^4F_{7/2}$	754	732-776	4,0813	6,735
$^2H_{9/2}/^4F_{5/2}$	808	784-840	5,6937	9,593
$^4F_{3/2}$	879	863-900	2,1771	3,593

Taktéž hodnota příčného průřezu pro stimulovanou emisi na vlnové délce 1063 nm se často v publikacích liší, nejčastěji se setkáváme s hodnotami od  $7,6 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$  [305,307,308] do  $10,3 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$  [315]. Hodnota se může nepatrně měnit s teplotou [320] a koncentrací [315]. Díky anizotropnímu charakteru krystalu Nd:GdVO<sub>4</sub> jsou absorpční i emisní spektra polarizačně závislá [305–307,311,313,315]. Obecně platí, že hodnoty absorpčních koeficientů i příčných průřezů pro stimulovanou emisi jsou výrazně vyšší pro osu  $\pi$  (paralelní s optickou osou  $c$ , též  $\langle 100 \rangle$ ) než pro osu  $\sigma$  (kolmá na  $c$ ,  $\langle 001 \rangle$ ) [305,311,313,315]. Např. absorpční koeficient v okolí vlnové délky 808 nm je asi  $5 \times$  vyšší [313,315], účinný průřez pro 1063 nm asi  $4 \times$  vyšší [315]. Navíc dochází i k mírnému posunutí píku absorpčních a fluorescenčních spekter [305,311,313,315], viz obr. 5.4. Toho lze využít např. pro dvoufrekvenční Nd:GdVO<sub>4</sub> laser na vlnových délkách 1063 nm (osa  $\pi$ ) a 1066 nm (osa  $\sigma$ ) vzájemně polarizačně kolmých [321,322]. V tabulce 5.3 jsou integrální účinné průřezy stimulované emise pro vybrané přechody mezi hladinami.



Obrázek 5.4: Absorpční koeficient (vlevo) a fluorescenční spektrum v závislosti na vlnové délce  $\lambda$  pro aktivní prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub> ( $\pi$  a  $\sigma$  polarizace) [311].

Tabulka 5.3: Doba života, vlnová délka a integrální účinný průřez stimulované emise pro vybrané přechody mezi hladinami v aktivním prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub> v ose  $\pi$  [311].

Počáteční hladina	Koncová hladina	Vlnová délka [nm]	Doba života [ $\mu$ s]	Int. účinný průřez [ $10^{-18}\text{cm}^2$ ]
$^4\text{F}_{5/2}$	$^4\text{F}_{3/2}$	9461	66,72	0,502
	$^4\text{I}_{15/2}$	1579		4,781
	$^4\text{I}_{13/2}$	1194		12,732
	$^4\text{I}_{11/2}$	972		4,37
	$^4\text{I}_{9/2}$	823		21,450
$^4\text{F}_{3/2}$	$^4\text{I}_{15/2}$	1895	90,87	0,743
	$^4\text{I}_{13/2}$	1342		7,51
	$^4\text{I}_{11/2}$	1063		21,558
	$^4\text{I}_{9/2}$	912		9,967

### Up-konverzní procesy v Nd:GdVO<sub>4</sub>

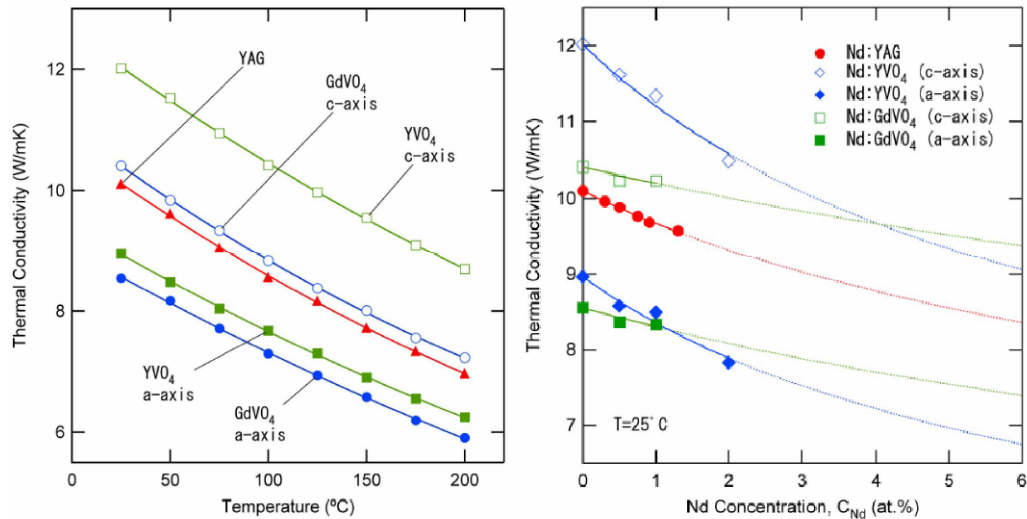
Pomocí up-konverzních procesů lze dokonce generovat záření ve viditelné oblasti [313,314]. Up-konverzními procesy rozumíme kvantové procesy, při nichž dochází k excitaci na vyšší energetické hladiny, než kterým odpovídá vlnová délka čerpacího záření. Pro studium a vývoj laserů na nových vlnových délkách představují up-konverzní procesy zajímavou možností [314, 323, 324]. V běžných systémech jsou často tyto procesy nežádoucí, neboť mohou snižovat populaci na horních laserových hladinách a tím i inverzi populace. Up-konverzních procesů je několik, u aktivního materiálu Nd:GdVO<sub>4</sub> se uplatňují pouze dva: ESA (*"excited-state absorption"*) a ETU (*"energy transfer upconversion"*). Při procesu ESA dochází k absorpci na již excitované kvantové soustavě, která přechází na vyšší energetickou hladinu. V případě procesu ETU dochází k nezárivému předání energie mezi dvěma již excitovanými kvantovými soustavami; jedna energii ztrácí a druhá získává za postoupení na vyšší energetickou hladinu [323, 324]. Up-konverzní procesy mají u Nd:GdVO<sub>4</sub> velmi malé pravděpodobnosti a lze je zanedbat [314]. Stimulovaný Ramanův rozptyl může být naopak velmi silný [325] a Nd:GdVO<sub>4</sub> lze využít jako Ramanovský krystal [326–328].

### Tepelné vlastnosti Nd:GdVO<sub>4</sub>

Pro kontinuální, vysokovýkonové laserové systémy hraje důležitou roli taktéž rychlý a účinný odvod tepla, který se v důsledku kvantového defektu hromadí v krystalu (*pozn. kvantovým defektem rozumíme podíl excitační a emisní energie; pro přímé čerpání je kvantový defekt vždy přítomný*). Jednou z velkých předností aktivního materiálu Nd:GdVO<sub>4</sub> je poměrně vysoká teplotní vodivost, která napomáhá transportu tepla do míst s chlazením. Přebytkové teplo je snáze odváděno pryč, dochází k potlačení termálních jevů jako je termická čočka, závislost účinných průřezů na teplotě atd. [300, 329, 330]. Tepelná vodivost je pro osu  $\pi$ , v porovnání s hodnotou pro osu  $\sigma$ , vyšší. Teplotní závislost indexu lomu je pro osu  $\pi$  menší. Dříve byla jako hlavní výhoda oproti aktivnímu materiálu Nd:YVO<sub>4</sub> zmiňovaná právě jeho několikanásobně vyšší hodnota tepelné vodivosti. Díky komparativním studiím *Sato*, *Taira* bylo dokázáno, že jsou si oba materiály velmi blízké co do účinných průřezů absorpce a stimulované emise [315, 320], ale také i do tepelné vodivosti, kde je hodnota pro Nd:YVO<sub>4</sub> dokonce vyšší [331, 332]. V tabulce 5.4 jsou uvedeny nejdůležitější teplotní vlastnosti.

### Laserové systémy s aktivním prostředím Nd:GdVO<sub>4</sub>

V dnešní době se aktivní materiál Nd:GdVO<sub>4</sub> uplatňuje v mnoha laserových systémech. Zejména se používá v diodově buzených laserech, ať už koncově či stranově čerpaných.



Obrázek 5.5: Závislost tepelné vodivosti na teplotě (vlevo) a koncentraci Nd<sup>3+</sup> (vpravo) pro aktivní prostředí Nd:GdVO<sub>4</sub>, Nd:YVO<sub>4</sub> a Nd:YAG [331].

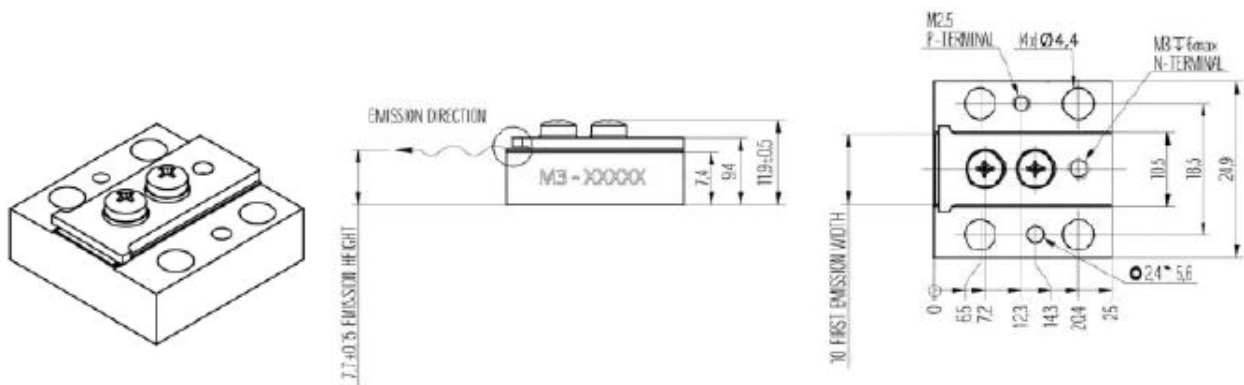
Tabulka 5.4: Vybrané teplotní vlastnosti aktivního materiálu Nd:GdVO<sub>4</sub> [332].

osa	Teplovní vodivost [Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	Lineární roztažnost [K <sup>-1</sup> ]	Koef. změny indexu lomu s teplotou [K <sup>-1</sup> ]
osa $\pi$	10,4	$7,89 \cdot 10^{-6}$	$10,1 \cdot 10^{-6}$
osa $\sigma$	8,6	$1,14 \cdot 10^{-6}$	$13,8 \cdot 10^{-6}$

- Kontinuální laserové oscilátory ve volně běžícím režimu na vlnové délce 1063 nm [333] s výkonem až několik desítek wattů [288] a dosahující diferenciální účinností 71% [334]; dále na vlnových délkách 912 nm [319, 335], 1342 nm [336, 337], lasery dvoufrekvenční [321, 322] atd.
- Q-spínané lasery s impulsy v řádu ns na vlnové délce 1,06  $\mu\text{m}$  [338–340] s vysokým výkonem [341] a na vlnové délce 1,34  $\mu\text{m}$  [342] apod.
- Lasery pracující v synchronizaci módů s délkou impulsů v řádu ps pomocí saturovatelného absorberu [298, 343], nelineárního zrcadla [344] nebo Kerrovské čočky [345], kontinuálně buzené [343] či kvazikontinuálně [298]. Nejkratší dosažený impuls 2,8 ps [345].
- MOPA systémy: kontinuální s výkonem přesahujícím 100 W [345]; s Q-spínaným oscilátorem [346] či oscilátorem pracujícím v režimu synchronizace módů [347]
- Ramanovské lasery vznikající na principu *Self-Raman*, kdy je v optickém rezonátoru dostatečně vysoká intenzita pro stimulovaný Ramanův rozptyl v aktivním laserovém médiu [327, 328] nebo je použit krystal záměrně jako Ramanovský konvertor [326]
- Kompozitní lasery vznikající spojením dvou odlišných aktivních prostředí, např. Nd:YVO<sub>4</sub>/ Nd:GdVO<sub>4</sub> pro získání unikátních vlastností vyplývajících z výhod daných prostředí [348] nebo spojením aktivního materiálu Nd:GdVO<sub>4</sub> s nedopovanou maticí GdVO<sub>4</sub> [349].
- Komerční laserové systémy s aktivním prostředím Nd:GdVO<sub>4</sub> nejsou, vzhledem k velmi podobným vlastnostem materiálu Nd:YVO<sub>4</sub>, běžně dostupné. Aktivní prostředí Nd:YVO<sub>4</sub> se snadněji pěstuje [311], navíc má velmi blízkou vlnovou délku 1064 nm s Nd:YAG laserem a lze je tak výhodně kombinovat v systémech pro dosažení vysokých výkonů a impulsních energií [350–352].

### 5.1.3 Kontinuální 40W laserová dioda

Jako čerpací zdroj byla použita kontinuální laserová dioda *Dilas M3Y808,3-40C* s nominálním výkonem 40 W od firmy *Diodenlaser GmbH (Dilas)* [353]. Dioda je umístěna na Peltierův článek, jež diodu teplotně stabilizuje na pracovní teplotě 30,5°C. Tato optimalizovaná hodnota zaručuje nejlepší překryv emisního spektra laserové diody s absorpčním spektrem aktivního prostředí (viz kapitola 5.1.2 a obr. 5.7). Součástí diody je i mikrokolimační čočka, která kolimuje svazek v horizontální směru (tzv. "rychle-rozsbíhající směr"). Nejdůležitější parametry použité laserové diody jsou uvedeny v tabulce 5.5.



Obrázek 5.6: Náčrt a okótované schéma laserové diody *Dilas M3Y808,3-40C* [353].

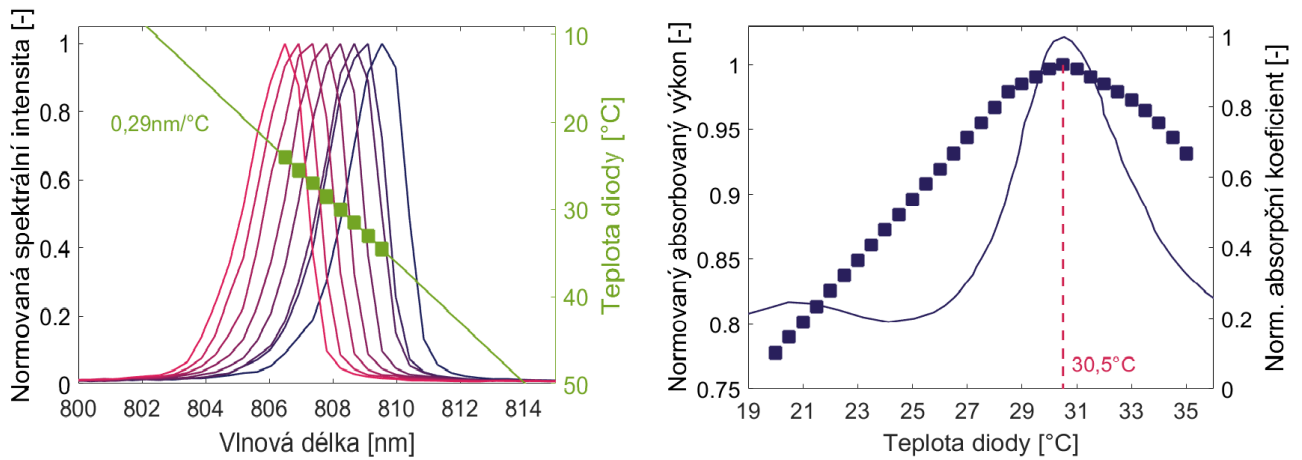
Tabulka 5.5: Základní vlastnosti použité laserové diody *Dilas M3Y808,3-40C* [353].

Parametr	Dilas M3Y808,3-40C
Střední vlnová délka	808 nm
Nominální optický výkon	40 W
Spektrální šířka (FWHM)	$\leq 3$ nm
Divergence v rychlo-rozsbíhavém směru (bez mikrokolimační čočky, s mikročočkou)	$70^\circ$ ; $< 0,46^\circ$
Divergence v pomalu-rozsbíhavém směru	$8^\circ$
Posun vlnové délky při změně teploty	0,27 nm /°C
Prahový proud	8,2 A
Pracovní proud	45 A
Pracovní napětí	$< 1,8$ V
Účinnost	56,7%

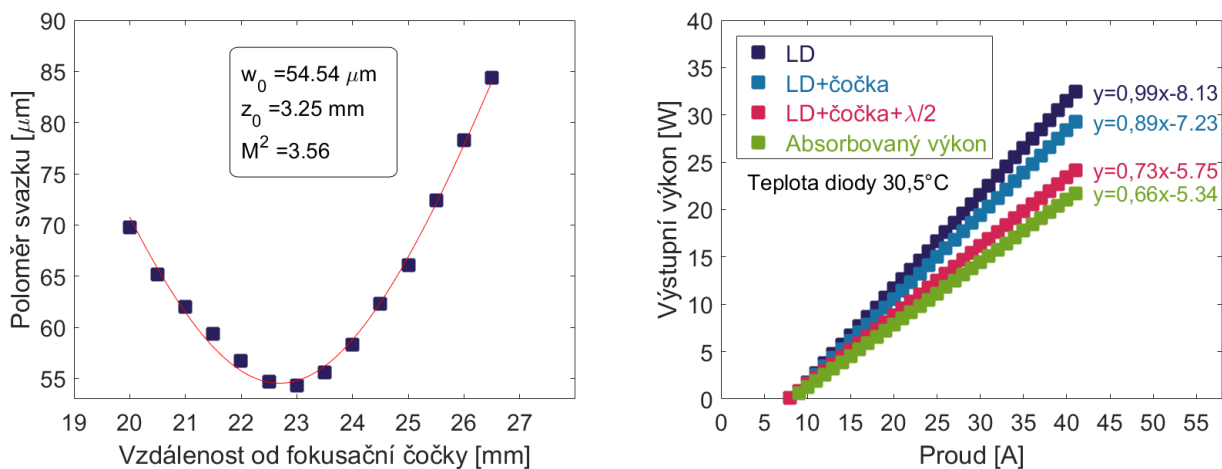
Výstupní svazek laserové diody byl fokusován ve vertikálním směru pomocí cylindrické spojné čočky s ohniskovou vzdáleností 23 mm. Průběh poloměru svazku na vzdálenosti od cylindrické čočky je na obr. 5.8. Velikost kaustiky byla stanovena na 54  $\mu\text{m}$ , Rayleighova vzdálenost 3,25 mm a parametr svazku  $M^2$  3,56 dle rovnice 4.5.

Pro maximalizaci absorpce byla stočena původně horizontální lineární polarizace na vertikální (osa  $\pi$ ) pomocí  $\lambda/2$  desky. Závislost výstupního optického výkonu na proudu procházejícím diodou je uveden

na obr. 5.8(vpravo). Díky ztrátám na fokusační optice a  $\lambda/2$  desce, geometrii čerpání, rozbíhavosti svazku diody a konečným rozměrům aktivního elementu je absorbovaný výkon roven pouze 22 W pro maximální úroveň čerpání odpovídající proudu 41 A.



Obrázek 5.7: Spektrum laserové diody pro různé teploty a maximální proud (vlevo); normovaný absorbovaný výkon v závislosti na teplotě diody spolu s absorpčním spektrem Nd:GdVO<sub>4</sub> (plná čára, [306]) pro maximální proud, vpravo.



Obrázek 5.8: Průběh poloměru svazku na 13,5% maximální intenzity ve vertikálním směru při použití cylindrické spojné čočky s ohniskovou vzdáleností 23 mm (vlevo) a závislost výstupního výkonu laserové diody na procházejícím proudu (vpravo).

#### 5.1.4 Termická čočka uvnitř aktivního krystalu Nd:GdVO<sub>4</sub>

Jak už bylo řečeno, termická čočka vzniká především v důsledku kvantového defektu při procesu čerpání. Vnesené teplo má za následek, díky rozložení absorbovaného záření, nehomogenní rozložení teploty uvnitř aktivního prostředí, které způsobuje změnu indexu lomu a tepelné napětí [329, 330, 354, 355]. Tyto termo-optické a termo-mechanické veličiny zapříčiňují vznik indukované termické čočky [354, 355]. Termická čočka může mít negativní vliv na parametry a kvalitu svazku [329, 330] či na stabilitu a ztráty samotného rezonátoru, v němž je aktivní prostředí umístěno [356–358]. Proto je nutné, zvláště pro kontinuální systémy s vyšším výkonem, termickou čočku účinně kompenzovat [288, 330, 359]. Kompenzaci termické čočky lze provést přizpůsobením rezonátoru [356] nebo umístěním čoček do re-



zonátoru [288,359]. Velikost termické čočky lze dále snížit využitím vhodné geometrie čerpání [299–301], použitím většího krystalu [300], účinným odvodem tepla [329,330] a chlazením aktivního média [360]. Obecně může mít termická čočka charakter spojky či rozptylky - dle znaménka závislosti indexu lomu na teplotě [329,330]. Čím menší je ohnisková vzdálenost a větší optická mohutnost indukované termické čočky, tím ji nazýváme větší nebo silnější, přičemž se fokální vzdálenost čočky zmenšuje s rostoucím absorbovaným výkonem. Měření velikosti termické čočky je tedy pro návrh a optimalizaci vysokovýkonových laserových systémů nezbytné. Samotné měření velikosti lze provést několika způsoby.

- Přímé měření- měření pozice ohniska referenčního svazku procházejícím aktivním prostředím s termickou čočkou [329]
- *Z-Scan* a jeho modifikace- měření odezvy (nejčastěji nelineární) posunem referenčního vzorku ve směru šíření [361–363]
- Difrakční měření- studium a analýza Fresnelova difrakčního integrálu pro prostředí s termickou čočkou [364]
- Teorie stability rezonátoru- využívá změny ztrát optického rezonátoru v závislosti na poloze v diagramu stability [356–358]
- Ostatní metody založené na měření změny prostorového rozložení svazků [365,366] atd.

Pro ustálený stav lze termickou čočku rovněž modelovat a analýzou tak navrhnout optimální řešení její kompenzace. Numerických modelů můžeme najít v literatuře mnoho, většinou se však jedná o studie zabývající se problematikou laserů s koncovým čerpáním [367–370]. Modelováním termické čočky pro případ systému využívajícího klouzavého dopadu se zabývaly např. práce [299,300].

Rozložení teploty uvnitř krystalu lze popsat pro geometrii klouzavého dopadu pomocí trojdimenzionální parciálně-diferenciální rovnice [299]:

$$-\left(K_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)T(x, y, z) = \eta_h \alpha_0 I_0(x, y, 0) \exp(-\alpha_0 z) \quad (5.2)$$

kde  $K_i$  je tepelná vodivost v ose  $i$ ,  $T(x, y, z)$  teplotní rozložení,  $\eta_h$  kvantový defekt,  $\alpha_0$  absorpční koeficient a  $I_0$  dopadající intenzita na čelo krystalu, přičemž osy  $x$ ,  $y$  a  $z$  odpovídají obrázku 5.1. V rovnici je zanedbána teplotní závislost teplotní roztažnosti.

Celková změna optické dráhy svazku *OPD* procházejícího aktivním elementem s nehomogenně rozloženou teplotou je rovna dle [299,300]

$$OPD(y', z') = OPD_T(y', z') + OPD_E(y', z') \quad (5.3)$$

kde  $OPD_T$  je změna optické dráhy v důsledku změny indexu lomu a  $OPD_E$  změna díky tepelné roztažnosti. Změna indexu lomu na tepelně indukovaném mechanickém napětí byla zanedbána, protože je velmi malá [300,371].  $OPD_T$  lze jednoduše vypočítat jako

$$OPD_T(y, z) = \frac{dn}{dT} \int_L T(x, y, z) dl = \frac{dn}{dT} \int_{L'} T(x', y', z') dx' = OPD_T(y', z') \quad (5.4)$$

kde nové osy  $x'$  a  $z'$  vznikly rotací o klouzavý úhel  $\beta$ ,  $y'$  je totožná s osou  $y$ . Pro výpočet  $OPD_E$  vznikající v důsledku vyklenutí čel platí vztah 5.5

$$OPD_E(y', z')_{x'y'z'} \approx \frac{2n_c}{\sin(\beta)} D_E(x, y)_{xyz}$$

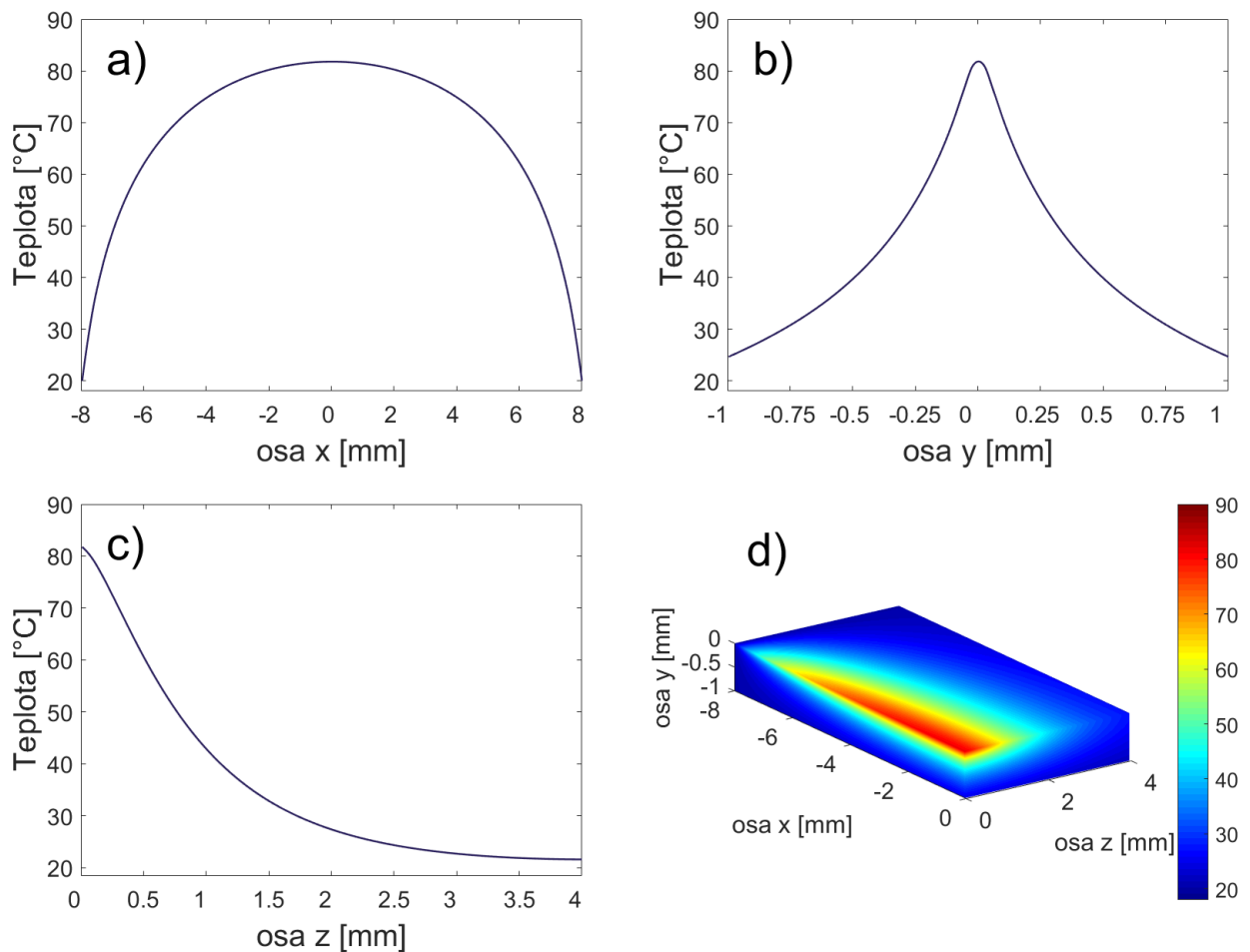
$$D_E(x, y)_{xyz} = \zeta_a \int_0^{w_1} [T(x, y, z) - T_0] dz \quad (5.5)$$

kde  $n_c$  je index lomu v ose  $y$ ,  $\beta$  interní klouzavý úhel,  $D_E$  deformace na čelech krystalu,  $w_1$  velikost krystalu ve směru čerpání. Celkovou změnu optické dráhy  $OPD$  lze polynomiálně aproximovat a z druhého řádu rozkladu určit optickou mohutnost  $DP$  a ohniskovou vzdálenost  $f$  termické čočky [299, 300, 367, 368].

$$OPD(i) = \kappa_i^{(0)} + \kappa_i^{(1)}i + \kappa_i^{(2)}i^{(2)} \dots + \kappa_i^{(n)}i^{(n)} \quad (5.6)$$

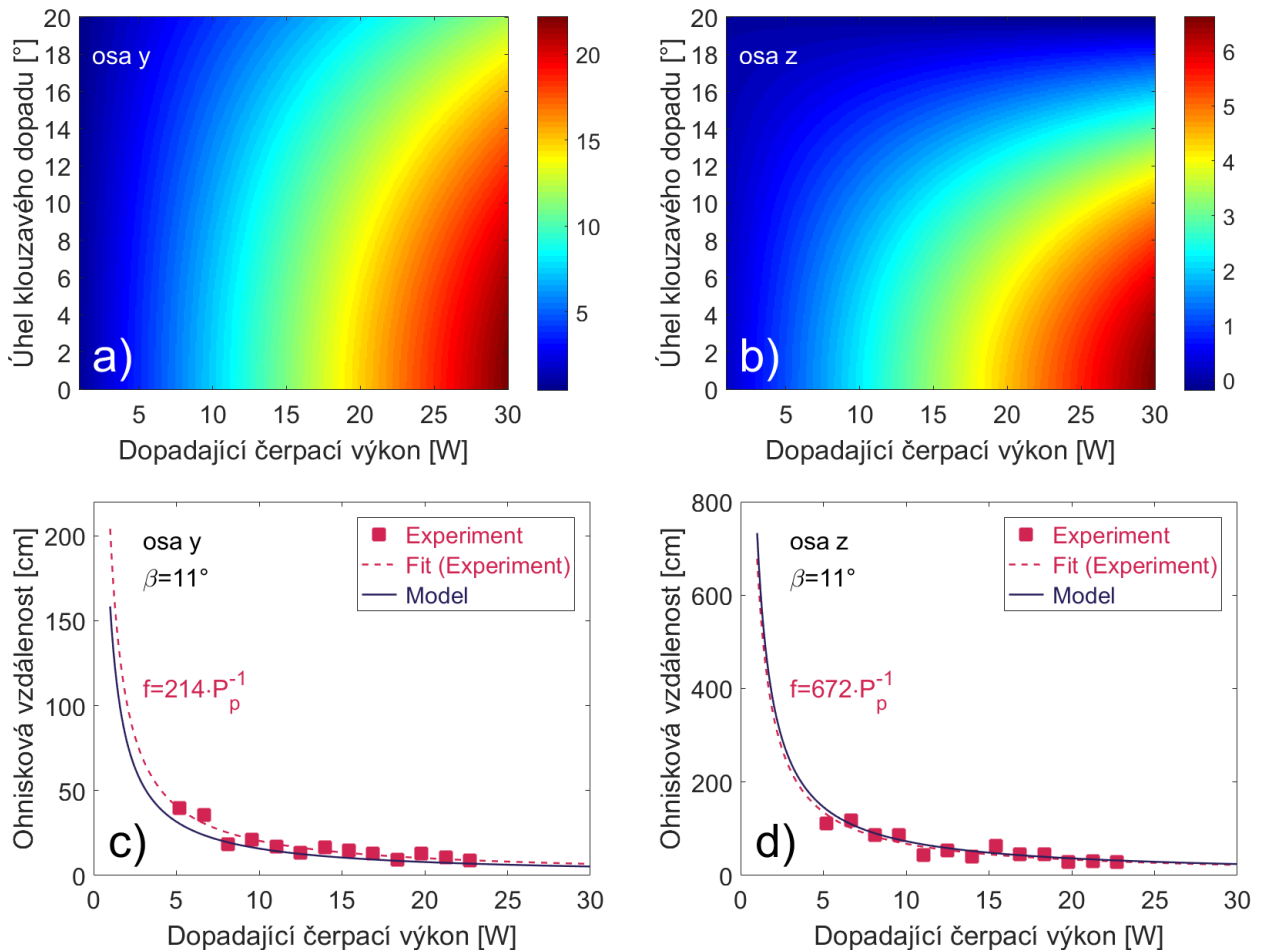
$$DP = 1/f = -2\kappa_i^{(2)} \quad (5.7)$$

Na obr. 5.9 je uvedeno rozložení teploty uvnitř krystalu dle rovnice 5.2 v použitém krystalu Nd:GdVO<sub>4</sub> pro 25 W čerpání, velikost svazku na čele krystalu 54  $\mu\text{m}$  spolu s chlazením horní a spodní stěny na teplotu 18°C. Nejvyšší teplota 82°C uprostřed krystalu dobře koresponduje s experimentálně naměřenou teplotou 85°C (měřeno průmyslovou termokamerou *FLIR E63900* [372]).



Obrázek 5.9: Nehomogenní rozložení teploty uvnitř krystalu Nd:GdVO<sub>4</sub> při 25 W dopadajícího čerpacího výkonu: a) v rovině  $x, z=0$ ; b)  $y, z=0$ ; c)  $x, y=0$ ; d) celkový pohled.

Model rozložení teploty byl dále využit k analýze indukované termické čočky. Ukazuje se, že termická čočka v ose  $y$  má větší optickou mohutnost a záleží nejen na dopadajícím výkonu, ale taktéž i na úhlu klouzavého dopadu. Čím je klouzavý úhel  $\beta$  menší, tím kratší je i ohnisková vzdálenost čočky. Tento fakt lze snadno vysvětlit, neboť při menším úhlu prochází svazek v blízkosti čerpacího čela krystalu, kde je nejvyšší teplota, viz obr. 5.9. Výsledky z numerického modelu byly porovnány s experimentálně naměřenými hodnotami a ukazují dobrou shodu (obr. 5.10). Naměřené hodnoty byly získány přímým měřením a dle teorie stability rezonátoru s relativní odchylkou  $< 5\%$ .



Obrázek 5.10: Závislost optické mohutnosti termické čočky [ $m^{-1}$ ] na dopadajícím výkonu a klouzavém úhlu (a, b); závislost ohniskové vzdálenosti na dopadajícím výkonu pro úhel klouzavého dopadu  $\beta = 11^\circ$  dle modelu a pro experimentálně naměřená data.

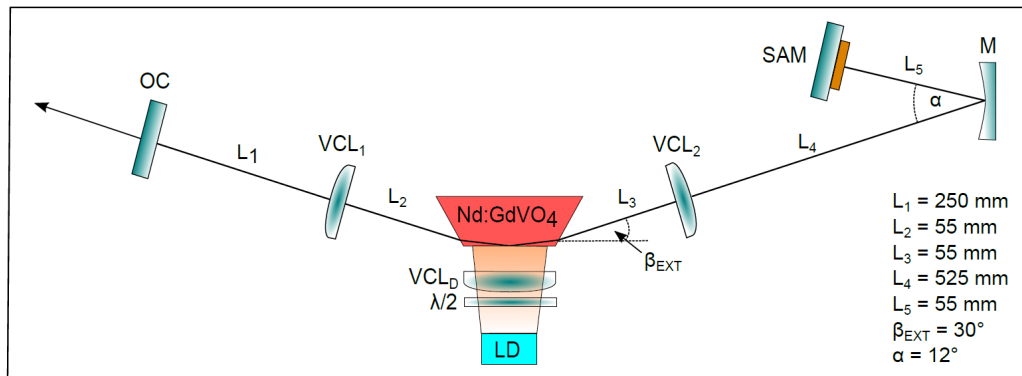
### 5.1.5 Návrh rezonátoru

Návrh rezonátoru vychází z původního oscilátoru [291] s opakovací frekvencí 200 MHz. Jedním z důvodů pro vývoj nového systému byl požadavek na snížení opakovací frekvence a tím zvýšení energie jednoho impulsu. Optický rezonátor je uveden na obr. 5.11 a skládá se z výstupního rovinného zrcadla  $OC$  (klínové s úhlem  $2^\circ$ ), konkávního zrcadla  $M$  s poloměrem křivosti 100 mm a saturovatelného absorbéru  $SESAM$ . Ten může být nahrazeno dle potřeby rovinným zrcadlem. Dále obsahuje dvě vertikální cylindrické čočky  $VCL$  s ohniskovou vzdáleností  $f = 50$  mm pro kompenzaci termické čočky. Navržený optický rezonátor musí pro stabilní generaci v režimu kontinuální synchronizace módů splňovat tyto hlavní požadavky:

- Kompenzace termické čočky v celém rozsahu čerpacího výkonu pomocí  $VCL$  dle článků [288,

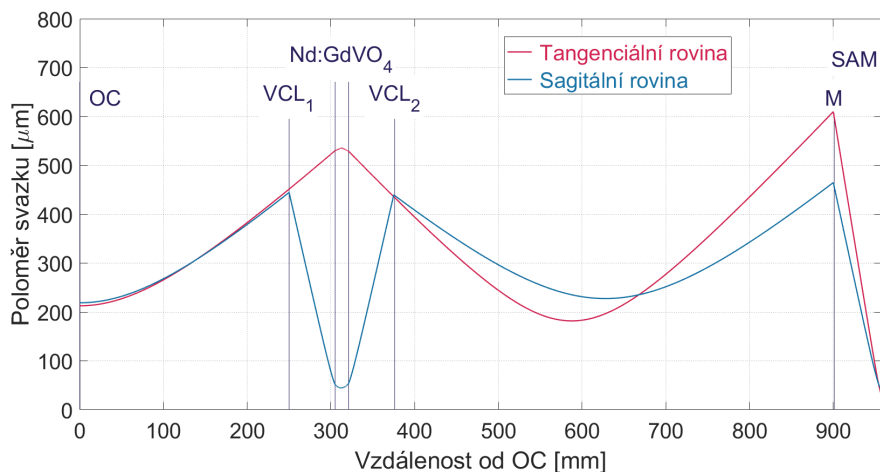
292, 295]. Pro návrh byly použity výsledky z kapitoly 5.1.4.

- Plocha svazku na *SAM* musí být mnohonásobně menší než uvnitř krystalu. V opačném případě nedojde k dřívější saturaci satureovatelného absorbéru a nedojde k dynamickým mechanismům zapříčínujícím stabilní kontinuální synchronizaci módů či účinnému zkracování impulsů [373–375].
- Plocha svazku uvnitř krystalu by měla co nejefektivněji překrývat načerpaný objem.



Obrázek 5.11: Experimentální uspořádání Nd:GdVO<sub>4</sub> oscilátoru generujícího v režimu kontinuální synchronizace módů; kde *OC* značí rovinné výstupní zrcadlo, *VCL*<sub>1,2</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 50 mm, *VCL*<sub>D</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 23 mm, *M* konkávní zrcadlo s poloměrem křivosti 100 mm, *SAM* satureovatelný absorbér na zrcadle, *LD* laserovou diodu a  $\lambda/2$  půlvlnnou desku. Celková optická délka rezonátoru odpovídá opakovací frekvenci 153 MHz.

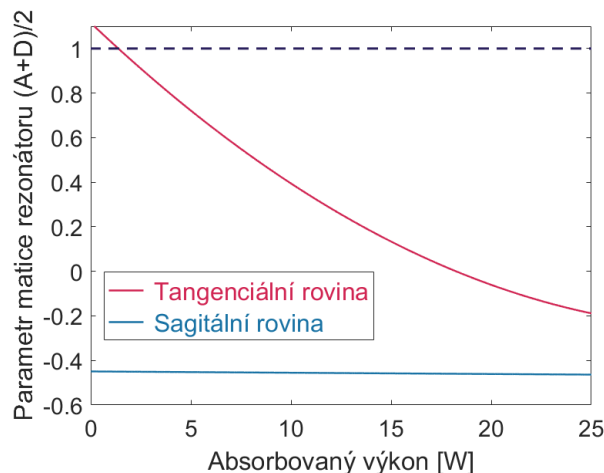
Pro návrh rezonátoru byl použit software *Rezonator* [376], pro modelování podmínek stability vlastní program. Oba dva přístupy jsou založeny na formalismu ABCD přenosových matic [377, 378]. Na obr. 5.13 lze vidět, že navržený optický rezonátor je stabilní v obou rovinách pro celý rozsah čerpání.



Obrázek 5.12: Průběh poloměru svazku na 13,5 % maximální intenzity uvnitř rezonátoru pro případ absorbovaného výkonu 21,5 W; značení jednotlivých komponent dle obr. 5.11.

### 5.1.6 Optimalizace zisku v aktivním prostředí

Zisk aktivního prostředí je dán nepřímo-úměrně efektivní načerpanou oblastí. Pro aktivní prostředí s vysokým absorpčním koeficientem to znamená, že zisk v elementu objemu je vyšší než pro aktivní



Obrázek 5.13: Závislost parametru přenosové matice rezonátoru  $(A+D)/2$  v tangenciální a sagitální rovině pro různé absorbované výkony při nichž vzniká termická čočka (5.10). Černá přerušovaná čára značí hranici stability rezonátoru.

prostředí s menším absorpčním koeficientem, přičemž načerpaný objem je závislý na prostorové charakteristice čerpacího záření. V geometrii klouzavého dopadu je největší zisk poblíž čerpací stěny krystalu a postupně exponenciálně klesá ve směru šíření čerpacího svazku [291, 292, 294].

Díky rozměrům laserového svazku uvnitř krystalu a díky konečným absorpčním koeficientům lze najít optimální vnitřní úhel šíření, při kterém je dosaženo nejvyššího zisku. V případě šíření laserového svazku rovnoběžně s čerpací stěnou musí být střed svazku vzdálen více než o svůj poloměr, kde je zisk již menší, jinak dochází k neefektivnímu módovému překryvu [379–381]. Optimální hodnotou úhlu klouzavého dopadu se zabývalo několik prací [382–384], ucelenou studii přináší článek [385]. Za předpokladu, že se poloměr čerpacího svazku v sagitální (vertikální) rovině výrazně nemění a je srovnatelný s procházejícím laserovým svazkem, lze střední hodnotu zisku  $\langle g_0 \rangle$  vyjádřit rovnicí 5.8 [385]

$$\langle g_0 \rangle = \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \frac{P_P}{WL I_{sat}} \langle \psi \rangle_{w_s} \quad (5.8)$$

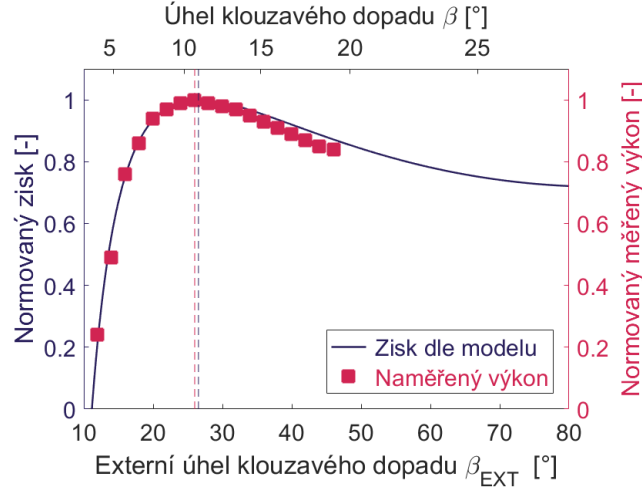
$$\langle \psi \rangle_{w_s} = \frac{2}{\beta} \left[ 1 - \exp\left(\frac{\alpha\beta L}{2}\right) \frac{2}{\alpha w_s} \cdot \sinh\left(\frac{\alpha w_s}{2}\right) \right] \quad (5.9)$$

kde  $\lambda_P$  a  $\lambda_L$  jsou vlnové délky čerpání a laseru,  $P_P$  výkon čerpání,  $W$  a  $L$  průměr čerpacího svazku ve vertikální a horizontální rovině,  $I_{sat}$  saturační intenzita aktivního prostředí,  $\langle \psi \rangle_{w_s}$  překryvový faktor,  $\alpha$  absorpční koeficient aktivního prostředí,  $\beta$  interní úhel klouzavého dopadu a  $w_s$  poloměr laserového svazku v horizontální rovině.

Pro srovnání modelu s experimentem byl v uspořádání nahrazen *SAM* rovinným zrcadlem a změřeny výstupní výkony laseru pro různé úhly klouzavého dopadu. I když díky ztrátám a dynamice nemusí být zisk a výkon veličiny přímo-úměrné [386, 387], získaná experimentální data jsou v dobré shodě s modelem. Optimální hodnota úhlu klouzavého dopadu  $\beta$  byla stanovena na  $11^\circ$  korespondující, s přihlédnutím k použitému aktivnímu krystalu, s  $26^\circ$  pro externí úhel  $\beta_{EXT}$ . Model potvrzuje fakt, že pro oscilátory s nižším čerpáním je hodnota klouzavého úhlu vyšší [292, 294, 384] než např. pro zesilovače s vysokým čerpáním [383, 385] či vysokovýkonové oscilátory [288].

### 5.1.7 Optimalizace reflektivity výstupního zrcadla

Optický rezonátor funguje jako kladná zpětná vazba pro zesilující prostředí dané parametrem zesílení  $g_0$ . Z teorie [386–390] vyplývá, že se ziskem mění taktéž optimální zpětná vazba, přičemž optimální



Obrázek 5.14: Simulace normovaného zisku v závislosti na úhlu klouzavého dopadu  $\beta$  dle 5.8 spolu s experimentálně naměřeným výstupním výkonem s vyznačenými maximy.

zpětnou vazbou chápeme stav, kdy je s danou konfigurací laseru dosaženo nejvyššího výstupního výkonu jakožto činných ztrát rezonátoru. Vyvazování výkonu se děje prostřednictvím výstupního zrcadla s reflektivitou  $R$ , tento parametr tak přímo ovlivňuje samotnou zpětnou vazbu. Pro vyšší výstupní výkon  $P_{out}$  s větším vyvazováním platí dle *Rigrodovy* analýzy rovnice 5.10 [386, 387, 389]

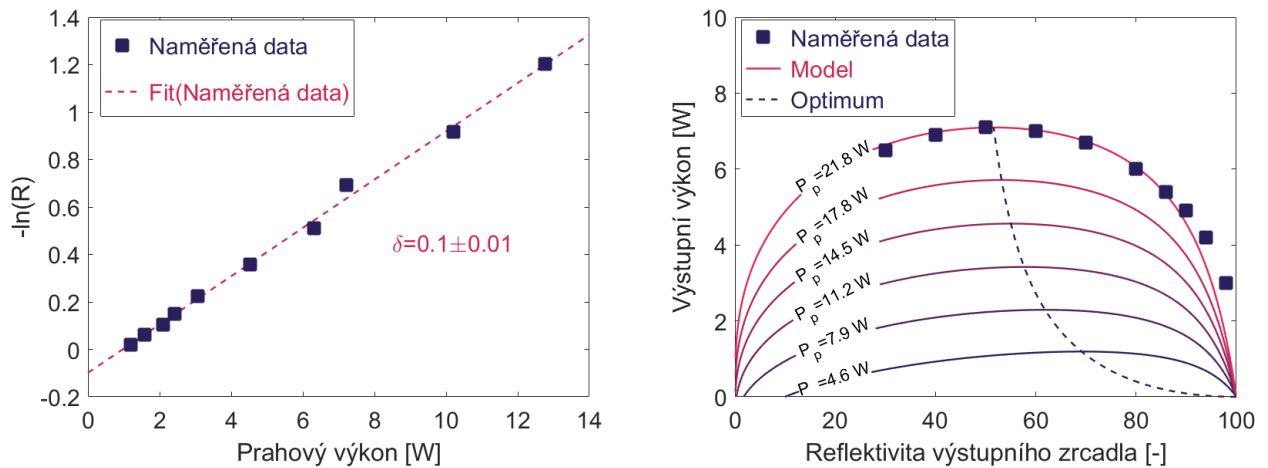
$$P_{out} = A \frac{1-R}{1+R} I_S \left( \frac{2Lg_0}{\delta - \ln R} - 1 \right) \quad (5.10)$$

$$I_S = \frac{\hbar\omega}{\sigma\tau_1} \quad (5.11)$$

kde  $A$  je příčný průřez načerpaného objemu,  $I_S$  saturační intenzita aktivního prostředí definovaná dle 5.11 [386, 387],  $L$  délka aktivního prostředí,  $\hbar$  redukovaná Planckova konstanta,  $\omega$  kruhová frekvence laserového záření,  $\sigma$  účinný průřez pro stimulovanou emisi,  $\tau_1$  doba života na horní laserové hladině. Hodnotu zesílení  $g_0$  pro klouzavý dopad lze vypočítat ze vztahu 5.8, parametr  $\delta$  zahrnující ztráty na jeden průchod lze získat z prahové podmínky činnosti laseru  $P_{Thr}$  5.12, tzv. *Findlay - Clay* analýza [386, 387, 391, 392].

$$-\ln(R) = \frac{2\eta}{I_S A} \cdot P_{Thr} + \delta \quad (5.12)$$

Na obr. 5.15(vlevo) můžeme najít grafické znázornění *Findlay - Clay* rovnice, pomocí níž byly stanoveny ztráty na jeden průchod  $\delta = 0.1 \pm 0.01$ . Tato hodnota byla dále použita pro *Rigrodovu* analýzu laserového oscilátoru, obr. 5.15(vpravo). Můžeme si povšimnout, že optimální reflektivita klesá s vyššími čerpacími výkony. Pro případ maximálního čerpání byl model srovnán s experimentálním měřením, kdy naměřená data potvrdila optimální reflektivitu 50%. Měření probíhalo v uspořádání, kdy bez újmy na obecnosti bylo použito, namísto saturovatelného absorberu  $SAM$ , koncové rovinné zrcadlo.



Obrázek 5.15: *Findlay - Clay* analýza: závislost logaritmu reflektivity výstupního zrcadla na prahovém výkonu (vlevo); Výstupní výkon jako funkce reflektivity výstupního zrcadla dle *Rigroda* pro různé čerpací výkony spolu s naměřenými daty.

### 5.1.8 Použité saturevatelné absorbéry

#### Absorbéry SA1486 a MQ2

Saturevatelné absorbéry typu SAM s označením *SA1486* a *MQ2* byly navrženy a vyrobeny v *Center for High Technology Materials, University of New Mexico, USA* pro pevnolátkové lasery generující v oblasti 1,06  $\mu\text{m}$ . Vnitřní struktura *SA1486* je velmi podobná absorbéru *MQ2*, jenž vznikl dříve, a který byl úspěšně používán pro dosažení režimu kontinuální synchronizace módů.

Na substrátu *GaAs* je metodou MBE (*Molecular-beam epitaxy* [393]; *epitaxe z molekulárních svazků*) vypěstováno při teplotě cca 600°C braggovo zrcadlo skládající se z 20 párů vrstev *GaAs* a *AlAs* s tloušťkou 76 nm, resp. 90 nm. Polovodičovým absorbérem je struktura označována jako kvantová jáma *InGaAs* (15 nm) pěstovaná při teplotách okolo 350°C, oddělená od zrcadla u typu *SA1486* 61nm vrstvou *GaAs*, u *MQ2* 90nm vrstvou *AlAs*. Celková struktura je zakončena opět *GaAs*, na němž dochází vůči vzduchu k 30% odrazu. Přesné parametry laboratorně vyrobených absorbérů *SA1486* a *MQ2* nejsou bohužel známy, hloubka modulace dosahuje 1-2%, celková reflektivita 97%.

#### Absorbér MQ8

SAM *MQ8* byl rovněž vyroben na stejném institutu, strukturou je velmi podobným předchozím typům, koncentrace india v samotném saturevatelném absorbéru je však vyšší. Metodika přípravy byla totožná, pro růst a modifikaci bylo užito odlišných teplot. Na substrátu *GaAs* bylo vypěstováno braggovo zrcadlo čítající 25 párů vrstev *GaAs* a *AlAs*, které mají za následek vyšší absorpenci než u *SA1486* a *MQ2*. Polovodičovým absorbérem je kvantová jáma *InGaAs* (15 nm) s 27% koncentrací india, oddělená od braggova zrcadla vrstvou *GaAs*. Celková vrstva je opět zakončena *GaAs*. Hloubka modulace je nepatrně vyšší a dosahuje 2-3%, celková reflektivita je 98%.

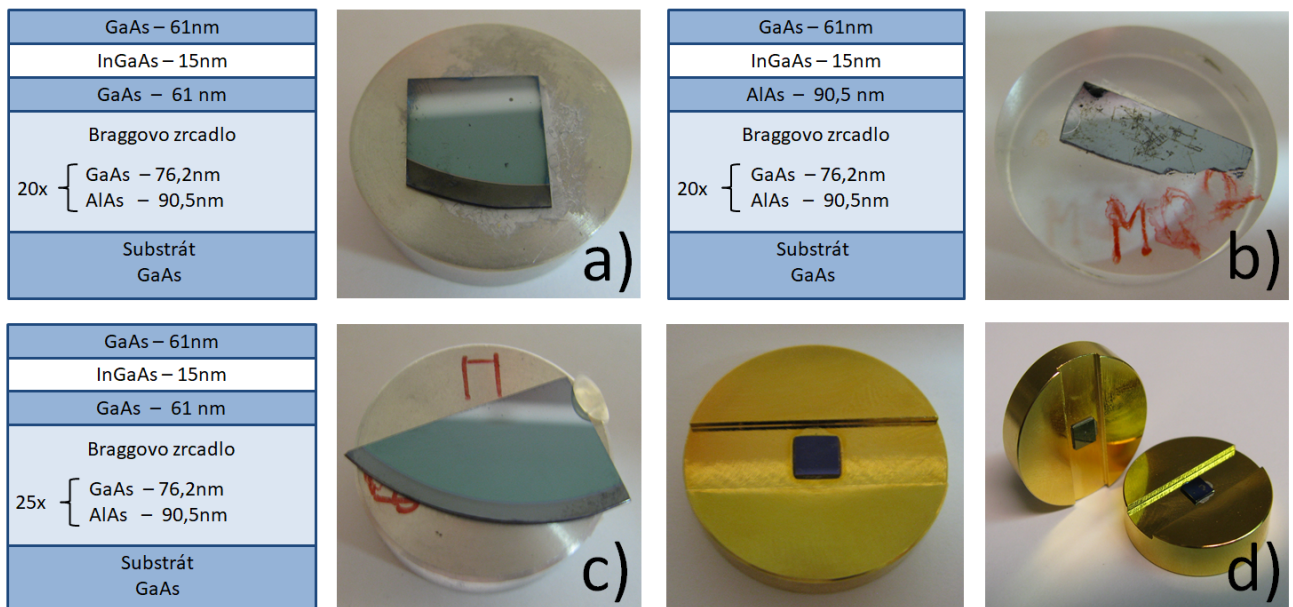
#### Absorbér BATOP SAM-1064-2-10ps-x

Saturevatelný absorbér *SAM-1064-2-10ps-x* od firmy *BATOP Optoelectronics* [394] je komerčně dostupným absorbérem určeným pro kontinuální synchronizaci módů v okolí vlnové délky 1,06  $\mu\text{m}$ . Uvedený absorbér se prezentuje nízkými nesaturevatelnými ztrátami a krátkou dobou relaxace. Celkové parametry jsou uvedeny v tabulce 5.6. Absorbéry *BATOP* jsou hojně využívány, o čemž svědčí i mnoho citací v literatuře [296, 343, 395].



Tabulka 5.6: Základní vlastnosti použitého absorbéru *BATOP SAM-1064-2-10ps-x* [394].

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

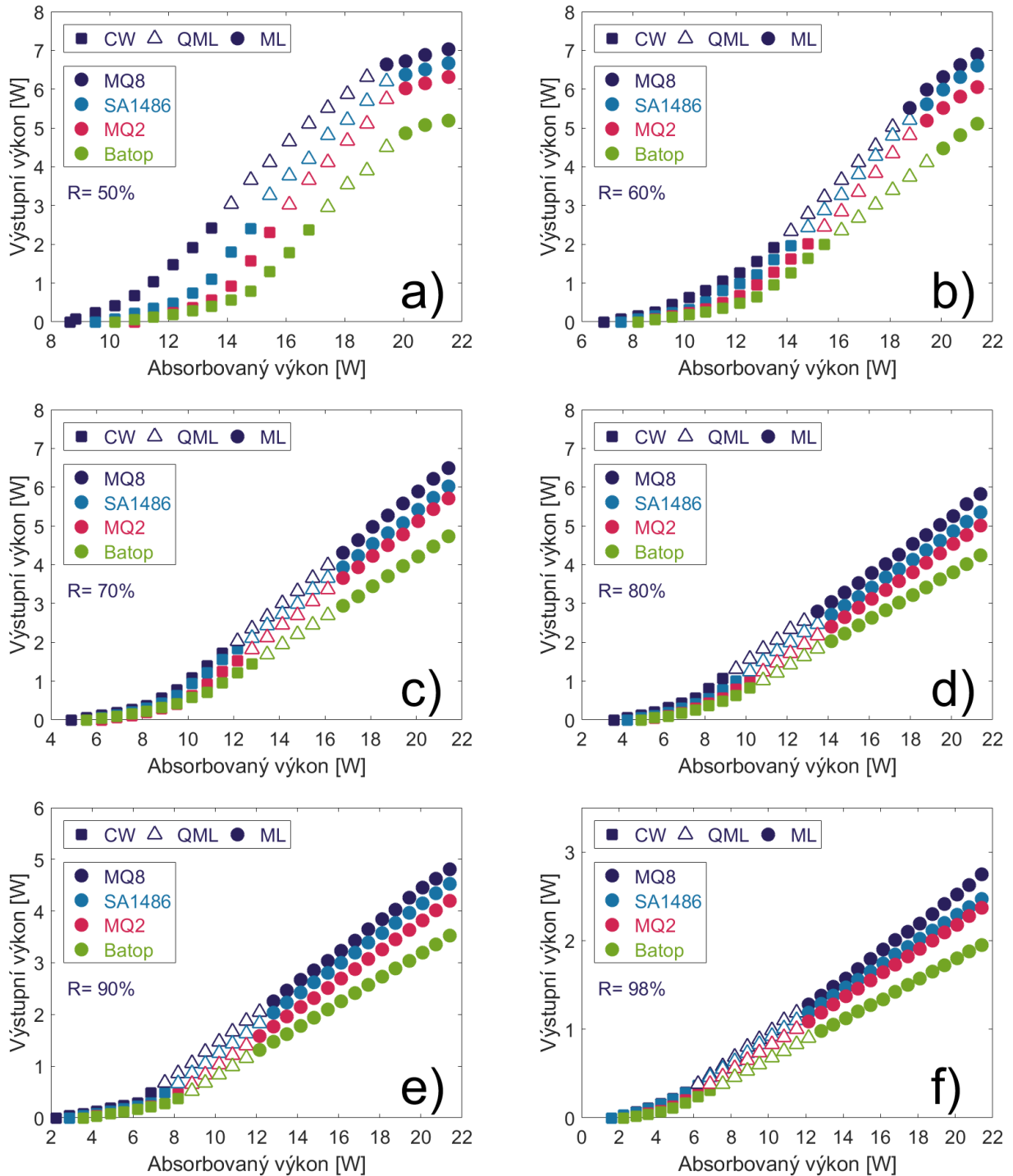
Obrázek 5.16: Struktura a foto použitých absorbérů: a) *SA1486*; b) *MQ2*; c) *MQ8*; d) *BATOP SAM-1064-2-10ps-x*.

### 5.1.9 Kontinuální synchronizace módů

#### Výkonové charakteristiky

Po procesu optimalizace ve volně běžícím režimu bylo koncové rovinné zrcadlo nahrazeno saturevatelným absorbérem *SAM* a docíleno kontinuální synchronizace módů s opakovací frekvencí 153,4 MHz. V souladu s teorií uvedenou v kapitole 3.1 laser nejprve generuje ve volně běžícím režimu (*CW*), s rostoucím čerpáním a rostoucím výkonem (energií) uvnitř rezonátoru dochází ke generaci v Q-spínané synchronizaci módů (*QML*), která plynule přechází do kontinuální synchronizace módů (*ML*) po splnění podmínky 3.10. Na obr. 5.17 jsou uvedeny závislosti výstupních výkonů na vstupních pro zkoumané absorbéry s vyznačenými režimy generace pro různé reflektivity  $R$  výstupního zrcadla *OC*. Lze si povšimnout, že se hranice jednotlivých režimů generace posouvají k nižším absorbovaným výkonům s rostoucí reflektivitou  $R$ . Nejvyššího středního výkonu 7,03 W bylo dosaženo pro uspořádání s absorbérem *MQ8* a reflektivitou  $R = 50\%$ . Obecně lze říci, že nejvyššího výkonu bylo dosaženo s absorbérem *MQ8*, nejnižšího s *Batop* pro všechny zkoumané reflektivity.

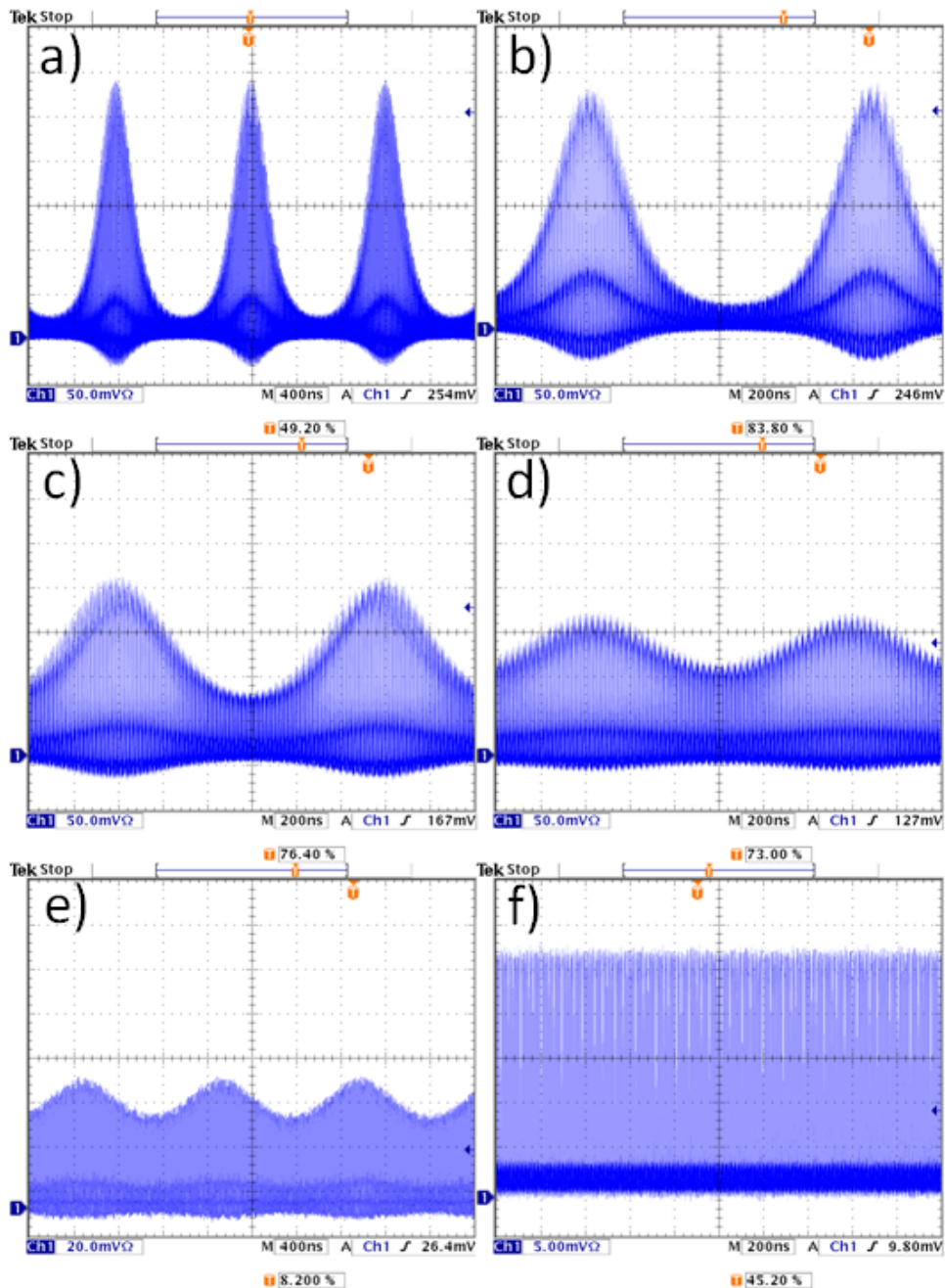




Obrázek 5.17: Výstupní výkon jako funkce absorbovaného výkonu pro oscilátor s různými absorbéry a s reflektivitou výstupního zrcadla: a) 50 % ; b) 60 % ; c) 70 % ; d) 80 % ; e) 90 % ; f) 98 % .

### Stabilní kontinuální synchronizace módů, Q-spínaná synchronizace módů a přechodové jevy

Přechod mezi stabilní kontinuální synchronizací módů a Q-spínanou synchronizací módů není přísně ohraničen. Blíží-li se laser k hranici přechodu, okamžité amplitudy (*QML*) impulsů se začínají zmenšovat, modulace mezi obáčkami je slabší, rozdíly se začínají ztrácet. Amplitudy se vyrovnávají ve chvíli, kdy generace laseru plynule přejde do stabilní synchronizace módů. Pro nastavování lze využít faktu, že pro silnější modulaci se vzdálenost (*QML*) obálek zkracuje. Přechodová fáze je uvedena na obr. 5.18.

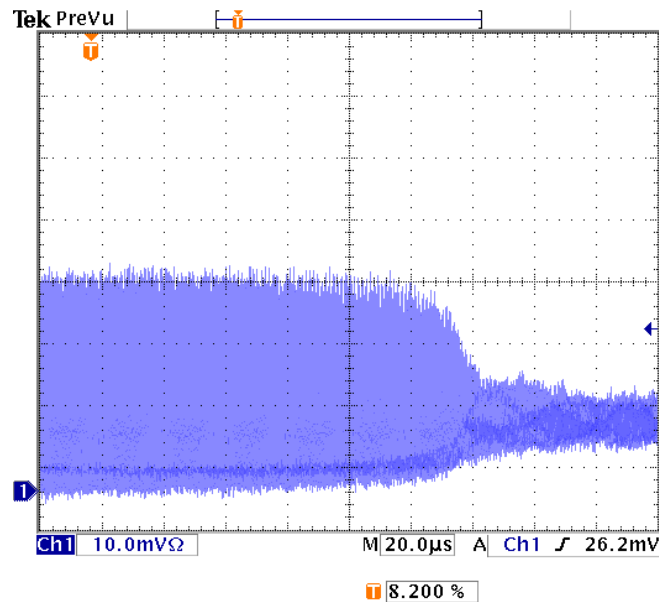


Obrázek 5.18: Dynamika přechodu mezi Q-spínanou synchronizací módů a stabilní kontinuální synchronizací módů [291]: a) Q-spínaná synchronizace módů; b)- e) přechodová fáze; f) stabilní kontinuální synchronizace módů. Zachyceno pomocí *Tektronix TDS3052S + ET3500*.

Ze znalosti hranice přechodu mezi *QML* a *ML* lze zpětně dle 3.10 vypočítat neznámé saturační energie použitých absorbérů. Pro samotný výpočet byly použity hodnoty prahu generace *ML* pro různé reflektivity výstupního zrcadla. Taktéž byly zohledněny rozdílné poloměry svazků na krystalu a absorbéru pro různé hodnoty čerpání vznikající v důsledku přítomnosti termické čočky dle 5.10. Za předpokladu, že hloubka modulace činí u absorbérů *SA1486* a *MQ2* přibližně 1,5 % a u *MQ8* 2,5 %, byly saturační hustoty energie rovny  $95,2 \pm 4,8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , resp.  $101 \pm 6,8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  a  $71,3 \pm 6,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . U absorbéru *Batop* byla zjištěna saturační hustota energie  $83,3 \pm 5,2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , což je o něco méně než uváděna hodnota  $90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  [391].

### Krátkodobá stabilita a její optimalizace

Synchronizační podmínka, jakožto podmínka konstruktivní interference, je velmi citlivá na jakékoliv změny [386, 387]. Velmi nežádoucí jsou z toho pohledu parazitní odrazy od optických elementů uvnitř rezonátoru či mechanické vibrace. Eliminace těchto jevů je pro stabilní kontinuální synchronizaci módů klíčová. Ukazuje se, že pouhé použití elementů s anti-reflexními vrstvami nestačí. Proto všechny prvky optického rezonátoru, jež by mohly způsobit nežádoucí parazitní odrazy, byly mírně vyoseny. Na obr. 5.19 je uveden případ, kdy působením nevyosených *VCL* čoček a neklínového výstupního zrcadla docházelo k porušení synchronizace a zániku stabilní synchronizace módů.



Obrázek 5.19: Nestabilní kontinuální synchronizace módů způsobená parazitními odrazy od nevyosených *VCL* čoček a neklínového výstupního zrcadla. Zachyceno pomocí *Tektronix TDS3052S + HP 5082-4200*.

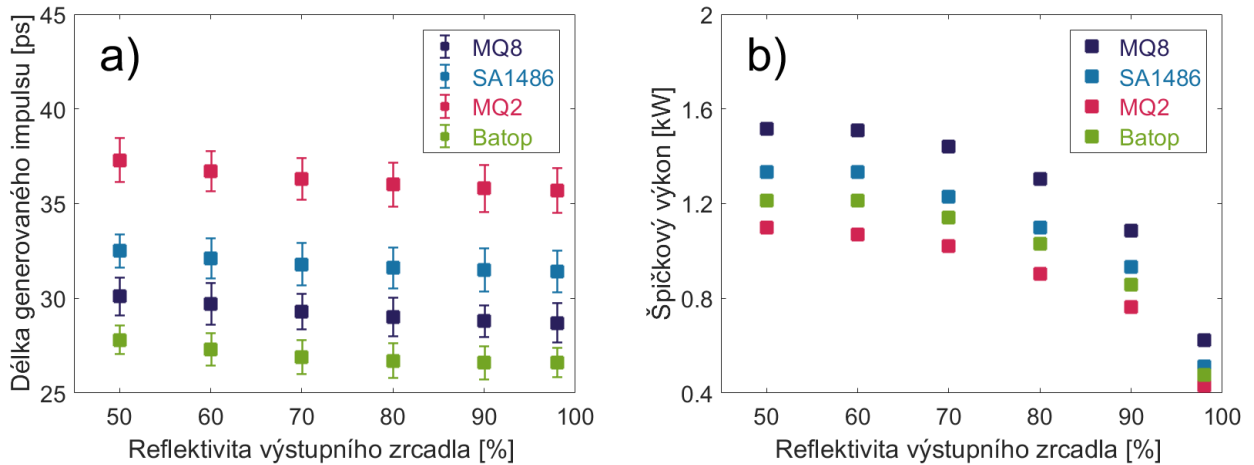
### Délka generovaných impulsů

Délka generovaných impulsů byla měřena pomocí nekolineárního SHG autokorelátoru (viz kapitola 4.2) a stanovena jako plná šířka na polovině maxima po proložení gaussovým průběhem impulsu. Pro rychlé nastavování délky impulsu bylo využito osciloskopu *LeCroy SDA 9000* a fotodiody *ET3500* s náběžnou hranou 75 ps. V daném pracovním bodě byly nejkratší impulsy dosaženy s absorbérem *Batop*, naopak nejdelší impulsy s absorbérem *MQ2*. Délka impulsu, ve shodě s teorií [373, 386, 387], závisí na reflektivitě výstupního zrcadla  $R$ . S vyšší reflektivitou (nižší činné ztráty) délka generovaných impulsů klesá, viz obr. 5.20a). Pro  $R = 50\%$  a *MQ8* je délka impulsu rovna  $30,1 \pm 0,3$  ps, pro  $R = 98\%$  dosahuje  $28,7 \pm 0,4$  ps. S absorbérem *Batop* byly generovány impulsy o délce  $27,8 \pm 0,2$  ps a  $26,6 \pm 0,3$  ps pro  $R = 50\%$ , resp.  $R = 98\%$ . Na obr. 5.21 jsou uvedeny příklady autokorelačních křivek pro výše zmíněné absorběry.

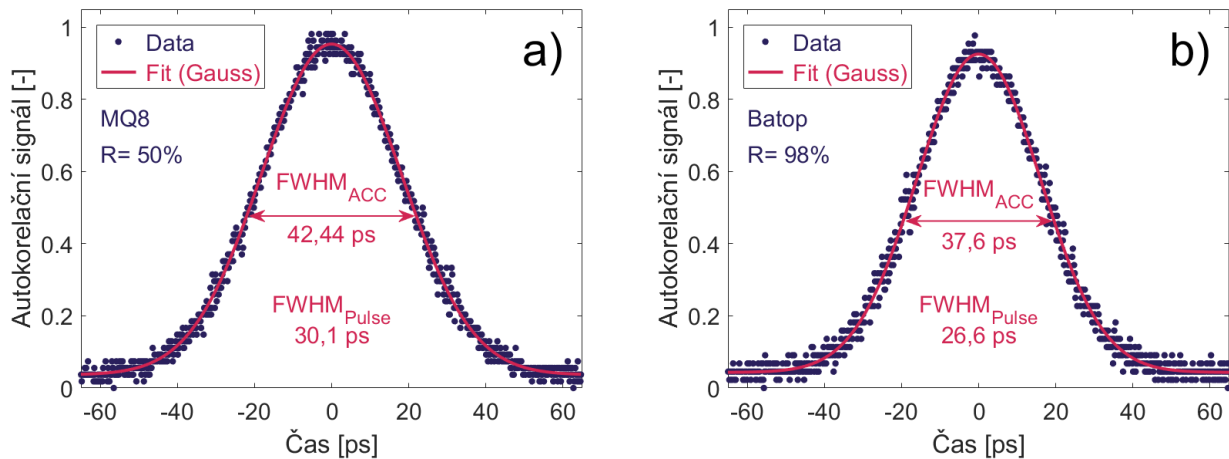
Délka impulsů by měla klesat taktéž s rostoucím čerpáním [386, 387], tento trend nebyl prokazatelně pozorován. S délkou generovaných impulsů souvisí taktéž špičkový výkon záření. Nejvyššího špičkového výkonu bylo pro danou reflektivitu výstupního zrcadla  $R$  dosaženo obecně s absorbérem *MQ8* současně s nejvyšším středním výkonem (obr. 5.17). U absorbéru *Batop* délka impulsu vykompenzovala nejmenší výstupní výkon, špičkový výkon tak byl větší než s absorbérem *MQ2* při stejném vyvazování. Nejvyššího špičkového výkonu 1,52 kW bylo dosaženo v uspořádání s  $R = 50\%$  a *MQ8*.

### Dlouhodobá stabilita a její optimalizace

Pojmem dlouhodobá stabilita budeme pro naše účely rozumět časovou a výkonovou stabilitu systému v řádu hodin provozu, a dále možnost reprodukce po vypnutí či odstavení systému. Výchozí systém



Obrázek 5.20: Délka generovaného impulsu v závislosti na reflektivitě výstupního zrcadla  $R$  pro různé absorbéry (vlevo) při maximální úrovni čerpání (a). Špičkový výkon jako funkce reflektivity  $R$  (b).

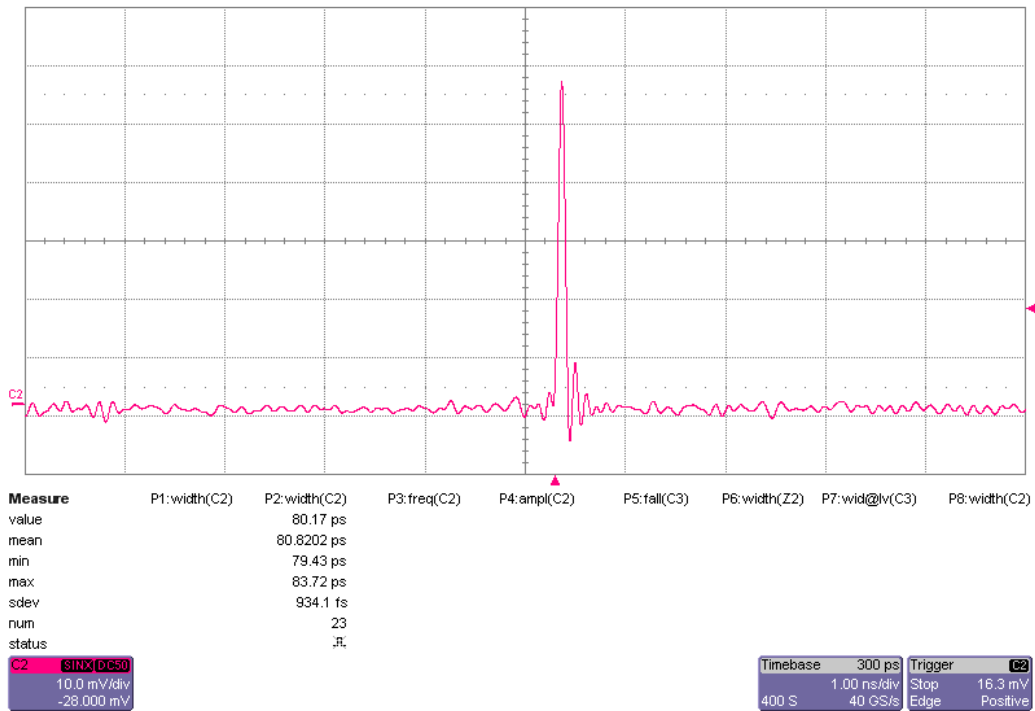


Obrázek 5.21: Autokorelační křivka pro uspořádání s reflektivitou výstupního zrcadla  $R = 50\%$  a absorbérem MQ8 (a),  $R = 98\%$  a Batop (b).

nebyl schopen docílit reprodukovatelných výsledů. Dalším problémem bylo časté propalování saturovatelných absorbérů. Podmínku stabilní synchronizace módů ve tvaru 3.10 lze splnit dvěma způsoby - vysokým výkonem uvnitř rezonátoru nebo malou plochou na  $SAM$ . V druhém případě však riskujeme zničení vrstev saturovatelného absorbéru, neboť při sebemenší změně nastavení se může plocha svazku dopadajícího na  $SAM$  zmenšit. Tento problém byl současně vyřešen při optimalizaci délky impulsu.

### Optimalizace délky impulsu

Jednou z hlavních příčin změny délky impulsu může být změna poloměru svazku na krystalu a na saturovatelném absorbéru. Délka generovaného impulsu je dána celkovou dynamikou zisku celého systému, tzn. ziskem a ztrátami v aktivním prostředí i v  $SAM$ . Z teorie synchronizace módů vyplývá, že musí dojít k dřívější saturaci absorbéru než zisku v aktivním prostředí. Brzká či pozdní saturace zisku vůči saturaci absorbéru může mít za následek generaci dlouhých impulsů či nestabilní charakter synchronizace módů [373, 396–398]. Pokud je aktivní materiál nedostatečně saturován, nedochází k nastoupení jevů zapříčňujících zesilování a zkracování impulsů (jednotlivé části impulsu jsou zesíleny stejně). Naopak je-li plně saturován, čelo ani týl není účinně zesilován a tím není impuls efektivně zkracován. Optimální stav je takový stav, kdy se aktivní prostředí nachází ve stavu těsně před saturací [373, 397, 398], přičemž saturace  $SAM$  musí pro stabilní synchronizaci módů nastat vždy. Z výše uvedeného je zřejmé, že délku

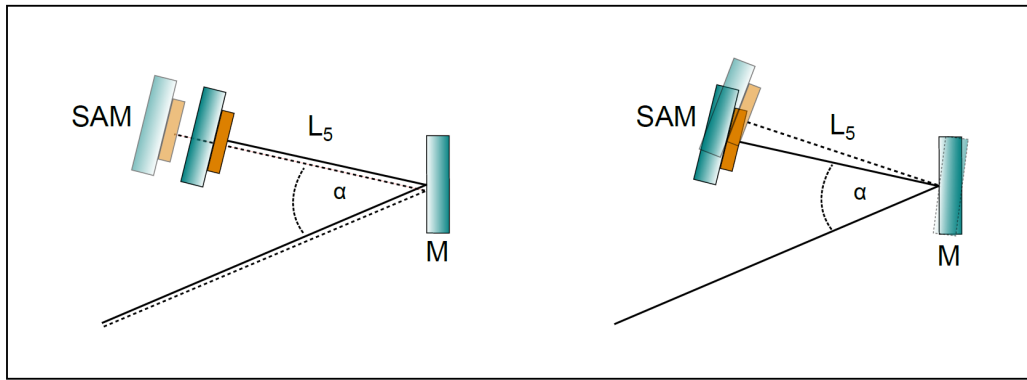


Obrázek 5.22: Oscilogram impulsu zachycený osciloskopem *LeCroy SDA 9000* a fotodiodou *ET 3500*, reálná délka impulsu 30 ps.

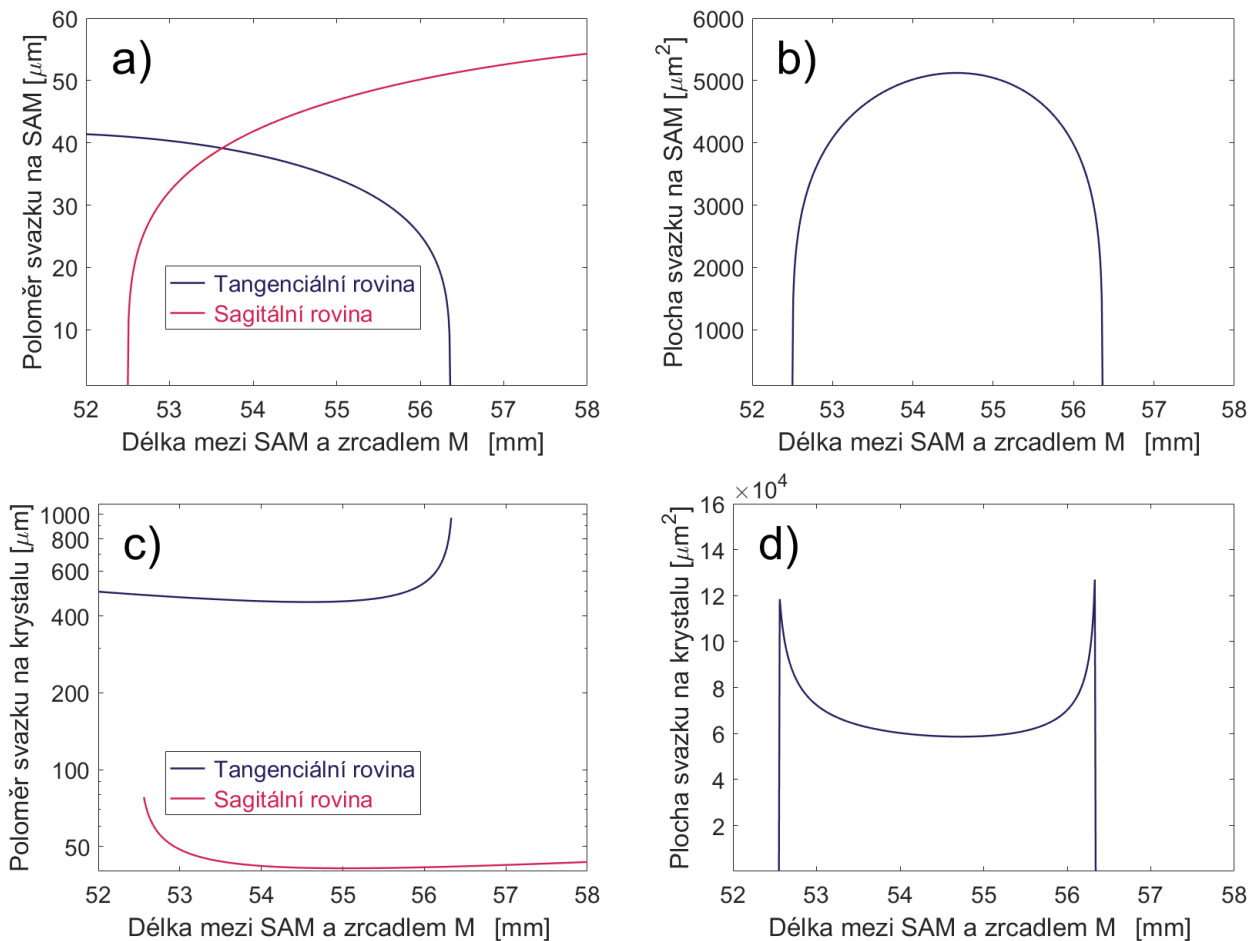
impulsu bychom měli být schopni měnit pomocí změny velikosti svazku na krystalu a na absorbéru.

Předpokládejme, že optický rezonátor je v sagitální rovině již optimalizován a zaměříme se na analýzu základního laserového módu v tangenciální rovině. Toho lze jednoduše docílit pomocí změny vzdálenosti  $L_5$  či úhlu  $\alpha$  dle obr. 5.11 a 5.23. Uvažme, že úhel  $\alpha$  je konstantní a má velikost rovnu  $11^\circ$ . Pro takové uspořádání můžeme vidět velikosti poloměrů a ploch svazku na *SAM* a na krystalu, viz obr. 5.24. Zatímco se plocha svazku na *SAM* v okolí hranice stability ( $L_5 = 52,5$  mm nebo  $56,5$  mm) snižuje, plocha svazku v krystalu naopak roste. Z hlediska stability by byl nejvýhodnější pracovní bod v okolí  $L_5 = 54,5$  mm. Tomuto případu však odpovídá maximální plocha na *SAM*. Pokud nebude výkon dostatečný, nebo při vyšší saturační intenzitě *SAM*, nemusí dojít k saturaci absorbéru a tím ani ke generaci v stabilní kontinuální synchronizaci módů. Naopak v okolí hranice stability jde poloměr gaussova svazku buď k nule nebo k nekonečnu [378]. První případ tak může vést až k propálení samotného absorbéru díky nárůstu intenzity. Navíc aktivní prostředí nemusí být účinně saturováno. Experimentálně bylo zjištěno, že délka generovaných impulsů se změnou délky  $L_5$  výrazně nemění, u hranice stability v blízkosti  $L_5 = 52,5$  mm dochází k ničení struktury *SAM*, u hranice  $L_5 = 56,5$  mm nebylo docíleno generace v stabilním režimu.

Druhou možností je změna úhlu  $\alpha$ , tato úloha je však komplexnější, neboť se změnou úhlu dochází i ke změně délky  $L_5$ . Na obr. 5.25 lze vidět plochy svazků v závislosti na úhlu  $\alpha$  a vzdálenosti  $L_5$ . Pro úhel  $\alpha < 4^\circ$  je možná vzdálenost  $L_5$  pro stabilní rezonátor největší a se zvětšujícím se úhlem klesá. Pro malé hodnoty úhlu  $\alpha$  je však ve středu stabilní oblasti natolik velká plocha svazku na *SAM* zabraňující účinné saturaci, že pro synchronizaci módů dostáváme dvě oddělené oblasti pro možnou generaci. Proto je lepší za pracovní bod volit uspořádání s úhlem vyšším  $> 10^\circ$ , kde dochází ke generaci pro širokou oblast danou vzdáleností  $L_5$  (Pozn. *Ve výchozím laserovém systému byl úhel  $\alpha$  malý, ke generaci docházelo pouze u hranici stability, kde docházelo k častému poničení SAM či časovým nestabilitám z dlouhodobého hlediska.*). Při změně úhlu tak lze efektivně měnit plochy svazků na aktivním krystalu a saturovatelném absorbéru, aniž bychom se pohybovali v okolí samotné hranice stability.



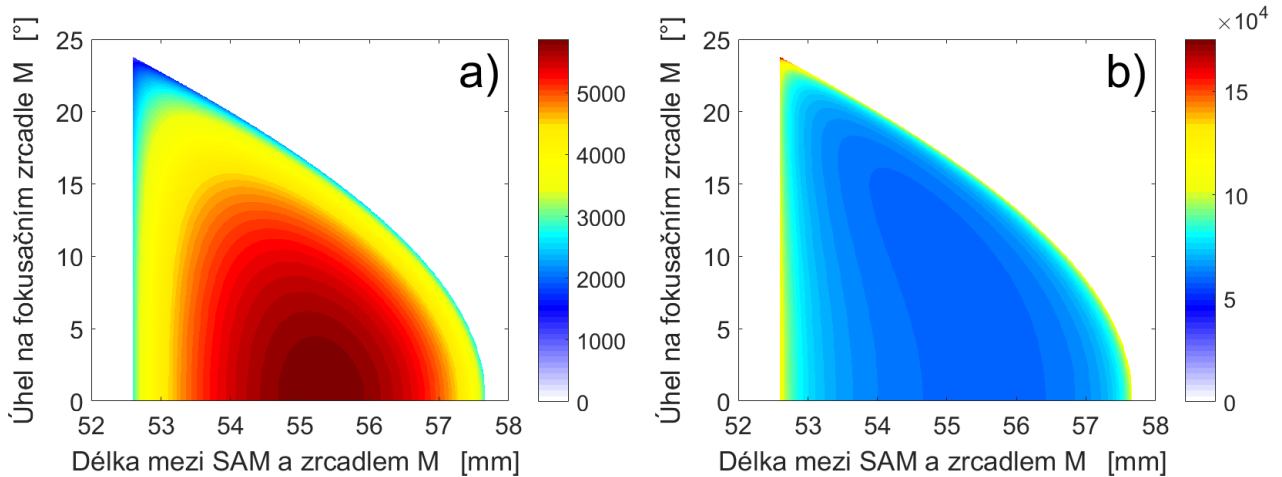
Obrázek 5.23: Změna parametru laserového rezonátoru: vlevo - změna vzdálenosti  $L_5$  mezi absorbérem  $SAM$  a zrcadlem  $M$ ; vpravo - změna úhlu  $\alpha$ .



Obrázek 5.24: Poloměry a plochy svazků na saturovatelném absorbéru a v krystalu v závislosti na vzdálenosti  $L_5$  mezi absorbérem  $SAM$  a zrcadlem  $M$  pro úhel  $\alpha = 11^\circ$  a maximální úroveň čerpání.

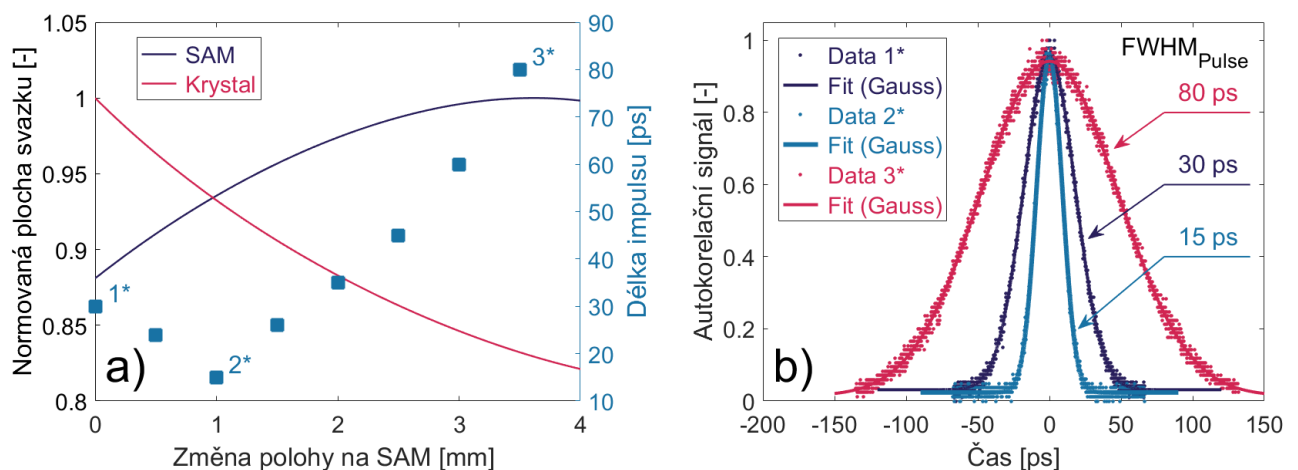
Pro přeladění délky impulsu byl vybrán výchozí stav, kdy je vzdálenost  $L_5$  rovna 54 mm a úhel  $\alpha = 10^\circ$ . Při tomto uspořádání docházelo ke generaci v stabilní kontinuální synchronizaci módů. Změnou úhlu v rozmezí od  $10^\circ$  do  $14^\circ$  se měnila i délka  $L_5$ . Pro jednoduchost popisu vyjádříme celkovou změnu nastavení pomocí polohy na  $SAM$  vůči výchozímu stavu. Změna ploch na  $SAM$  a v krystalu byla natolik velká, že bylo možno spojitě přeladovat délku impulsů v rozmezí od 15 do 80 ps [A19]. Výstupní výkon a prostorová struktura svazku zůstaly takřka nezměněny. Z obr. 5.26 si lze povšimnout, že s klesajícím





Obrázek 5.25: Plocha svazků na saturovatelném absorbéru *SAM* (a) a v krystalu (b) v [ $\mu\text{m}^2$ ] jako funkce úhlu  $\alpha$  na fokusačním zrcadle *M* a vzdálenosti mezi *SAM* a *M*. Simulace provedena pro maximální úroveň čerpání.

plochou svazku v uvnitř krystalu nejprve délka impulsu klesala a pak rostla. Tato tendence může být vysvětlena tím, že od jistého bodu již nebylo záření schopno efektivně saturovat *SAM* a nedocházelo tak k nastoupení jevů zkracujících impulsy. Nejkratšího impulsu s délkou 15 ps bylo z tohoto pohledu dosaženo pro optimální podmínky dynamiky. Jako pracovní bod bylo zvoleno nastavení, jemuž odpovídá délka  $L_5$  mezi fokusačním zrcadlem a saturovatelným absorbérem 55 mm a úhel na fokusačním zrcadle  $\alpha = 11^\circ$ . V tomto uspořádání byl laser schopen generace 30ps impulsů s dlouhou stabilitou s reprodukovatelnými výsledky.

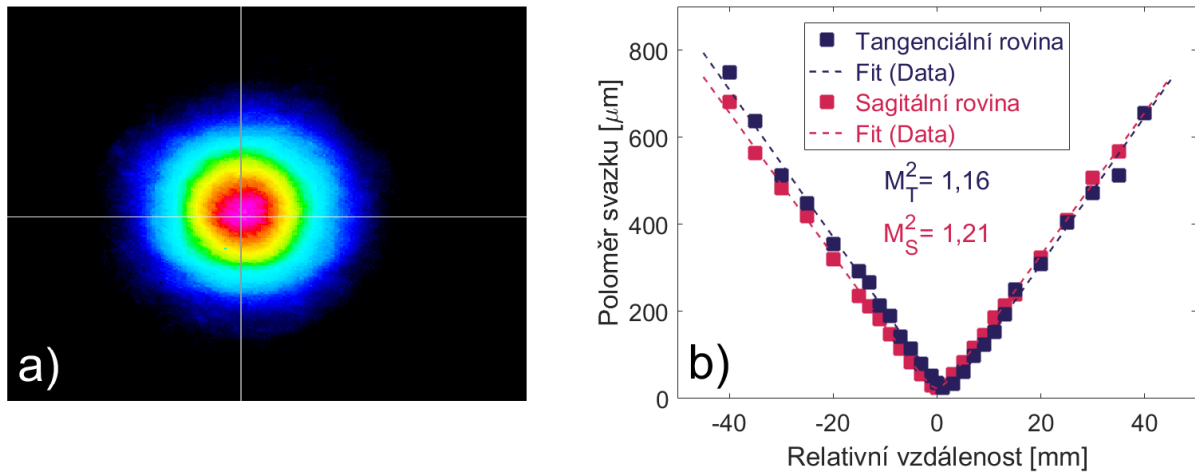


Obrázek 5.26: Závislost normovaných ploch svazků na absorbéru *SAM* a uvnitř krystalu (plná čára) spolu s naměřenými délkami impulsů (body) v závislosti na poloze na *SAM* dané referenčním bodem  $L_5 = 54 \text{ mm}$  a  $\alpha = 10^\circ$  (vlevo, a)). Autokorelační křivky vybraných naměřených impulsů (b).

### Kvalita svazku a prostorová struktura

Kvalita svazku oscilátoru generujícího v režimu stabilní kontinuální synchronizaci módů vyjádřená parametrem  $M^2$  4.5 se pohybovalo pod 1,3 v obou rovinách pro všechny konfigurace. Vliv úrovně čerpání na kvalitu svazku nebyl prokázán, rezonátor plně eliminoval negativní projev termické čočky. Kvalita svazku byla pro sagitální rovinu mírně horší. Tento fakt může být způsoben samotou kompenzací termické čočky pomocí vertikálních cylindrických čoček uvnitř optického rezonátoru. Na obr. 5.27 je

uveden prostorová struktura laserového svazku v konfiguraci s absorbérem MQ8 při středním výkonu 7,03 W a délce impulsu 30 ps. Obdobné struktury byly zaznamenány i pro uspořádání s ostatními absorbéry. Výstupní svazek byl mírně divergentní, divergence měřená v rozmezí vzdáleností od 0,5 do 1,5 m byla cca 1,6 mrad v obou rovinách. Záření bylo lineárně polarizováno ve vertikálním směru s poměrem 52:1.



Obrázek 5.27: Prostorová struktura laserového svazku při středním výkonu 7,03 W a délce impulsu 30 ps (a), měření kvality svazku při fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm (b).

### 5.1.10 Výstupní charakteristiky laserového systému a srovnání s výchozím stavem

V tabulce 5.7 je uvedeno srovnání vybraných výstupních parametrů nového a původního laserového oscilátoru.

Tabulka 5.7: Srovnání původního [291] a optimalizovaného laserového systému pro vybrané parametry.

	Původní systém	Optimalizovaný systém
Práh činnosti laseru	9,3 W	7,1 W
Práh ML	20,1 W	19,8 W
Výstupní střední výkon	6,9 W	7,03 W
Energie jednoho impulsu	34,5 nJ	45,8 nJ
Optická účinnosti	31 %	32%
Opakovací frekvence	200 MHz	153,4 MHz
Nejkratší impuls	28 ps	15 ps
Délka impulsu v pracovním bodě	30 ps	30 ps
Špičkový výkon v pracovním bodě	1,15 kW	1,53 kW
Kvalita svazku M <sup>2</sup>	-	< 1,25 (v obou rovinách)
Polarizace	lineární	lineární, 52:1
Dlouhodobá stabilita	NE	ANO



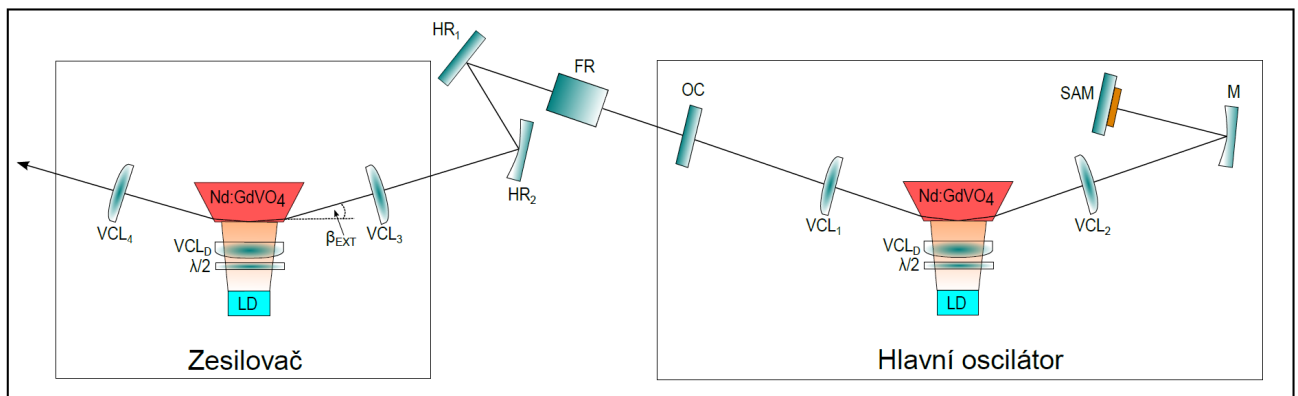
Pro další návrh systému MOPA bylo použito uspořádání s absorbérem *MQ8* a reflektivitou výstupního zrcadla  $R = 50\%$ . V tomto nastavení generoval systém v režimu stabilní kontinuální synchronizace módů s opakovací frekvencí 153,4 MHz, středním výkonem 7,03 W a délkou impulsu 30 ps odpovídající špičkovému výkonu 1,53 kW. Hodnota špičkového výkonu a středního výkon byla pro všechny konfigurace nejvyšší. Délka impulsu byla vybrána z hlediska reprodukovatelnosti výsledků celého systému a dlouhodobé stability.

## 5.2 Kontinuální jednorůchodový Nd:GdVO<sub>4</sub> zesilovač

Pro zesilování kontinuálního sledu pikosekundových impulsů byl navrhnut jednorůchodový zesilovač v geometrii klouzavého dopadu. Výhodou geometrie klouzavého dopadu pro zesilovače v MOPA systémech je vysoké zesílení [288, 296, 382, 385], snadné oddělení jednotlivých stupňů zesilovačů [399, 400] a škálování výstupních energií [385, 400]. Lze jej využít pro kontinuální [296, 382] a kvazikontinuální zesilování [385, 399, 400], v jedno-průchodovém [288, 296] či více průchodovém uspořádání [401]. Cílem bylo dosažení impulsů s energií 100 nJ, což odpovídá při délce impulsu 30 ps špičkovému výkonu 3,3 kW. Pro sled impulsů s opakovací frekvencí 153 MHz je střední výkon takto zesíleného záření roven přibližně 15 W.

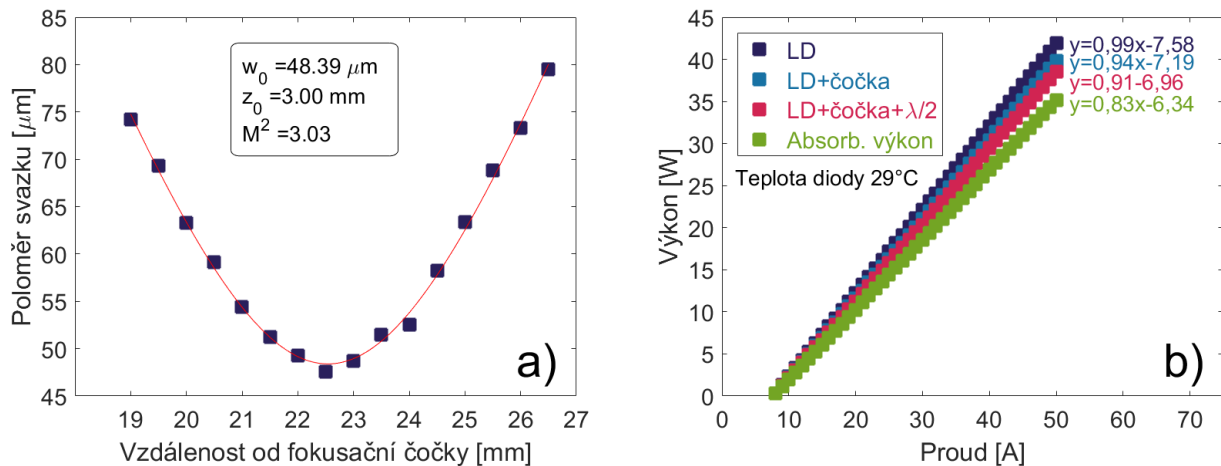
### 5.2.1 Návrh kontinuálního zesilovače

Návrh MOPA systému včetně zesilovače je uveden na obr. 5.28. Samotný zesilovač je založen na totožném krystalu aktivního materiálu Nd:GdVO<sub>4</sub>, který byl použit v oscilátoru. Zesilovač je čerpán kontinuální laserovou diodou *Dilas M3Y808.3-50C* [402] s nominálním výkonem 50 W. Dioda měla obdobné parametry jako 40W dioda použitá v oscilátoru, proto zde nebudou separátně probírány její vlastnosti. Lineární polarizace laserové diody byla otočena z horizontální na vertikální směr pomocí  $\lambda/2$  desky, záření bylo fokusováno na krystal zesilovače spojnou cylindrickou čočkou s ohniskovou vzdáleností 23 mm. Poloměr svazku na čele krystalu byl ve vertikálním směru roven 48  $\mu\text{m}$ , kvalita svazku  $M^2$  odpovídala hodnotě 3,03 pro nejvyšší úroveň čerpání. Laserová dioda byla stabilizována na teplotu 29°C třemi sériově zapojenými Peltierovými články. Nastavená teplota zaručovala nejlepší překryv emisního spektra s absorpčním maximem aktivního materiálu. Maximální absorbovaný výkon činil 36 W.



Obrázek 5.28: Experimentální uspořádání Nd:GdVO<sub>4</sub> MOPA systému, kde *FR* značí Faradayův izolátor, *HR*<sub>1</sub> rovinné zrcadlo, *HR*<sub>2</sub> konkávní zrcadlo s poloměrem křivosti 0,5 m, *VCL*<sub>3,4</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 50 mm, *VCL*<sub>D</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 23 mm, *LD* laserovou diodu a  $\lambda/2$  půlvlnnou desku. Popis komponent hlavního oscilátoru dle 5.11.

Zesilovací stupeň je oddělen od oscilátoru optickým izolátorem *EOT Pavos* [403] fungujícím na principu Faradayova rotátoru. Výstupní svazek z oscilátoru je naveden do zesilovače pomocí rovinného zrcadla *HR*<sub>1</sub> a konkávního zrcadla *HR*<sub>2</sub> pod externím klouzavým úhlem  $\beta_{EXT}$ . Poloměr křivosti konkávního zrcadla *HR*<sub>2</sub> a jeho vzdálenost od středu krystalu ovlivňovaly poloměr zesilovaného svazku uvnitř aktivního prostředí a tím i samotné zesílení. Proto byly, stejně tak jako  $\beta_{EXT}$ , pro optimalizaci měněny.



Obrázek 5.29: Průběh poloměru svazku laserové diody na 13,5% maximální intenzity ve vertikálním směru při použití cylindrické spojné čočky s ohniskovou vzdáleností 23 mm (a) a závislost výstupního výkonu laserové diody na procházejícím proudu (b).

### 5.2.2 Optimalizace zesílení

Pro návrh jedno-průchodového zesilovače byl využit numerický model založený na *Frantz-Nodvik* [404] teorii pro uspořádání využívající geometrii klouzavého dopadu [385]. Intenzita zesíleného záření  $I_{out}$  je dána vstupní intenzitou  $I_{in}$  vztahem 5.13

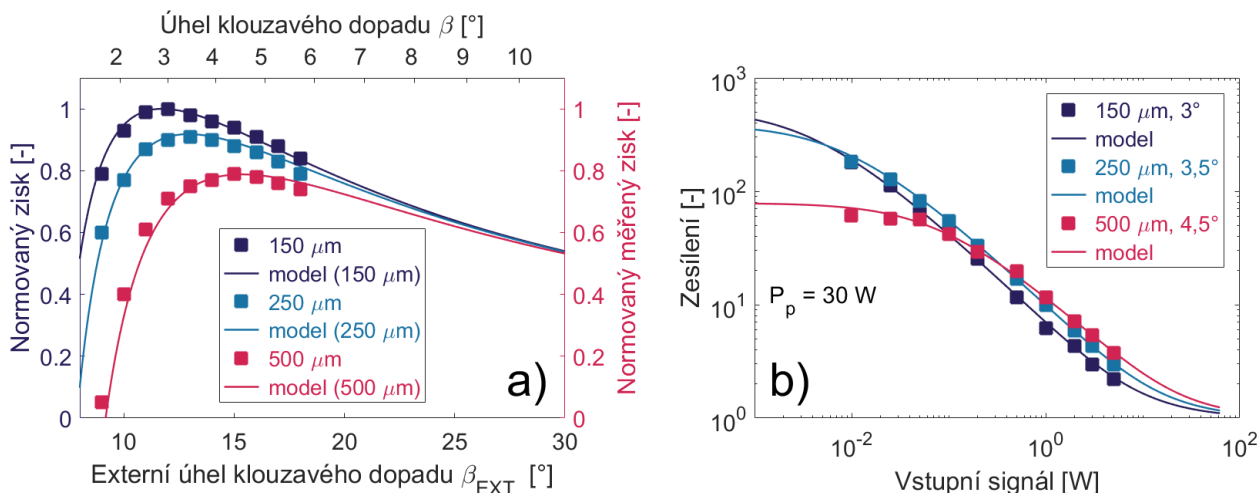
$$I_{out} = I_{sat} \cdot \ln \left[ 1 + e^{\langle g_0 \rangle} \left( e^{I_{in}/I_{sat}} - 1 \right) \right]; \quad (5.13)$$

kde  $I_{sat}$  je saturační intenzita aktivního prostředí,  $\langle g_0 \rangle$  střední zisk dle rovnice 5.8. Jak už bylo uvedeno v kap. 5.1.6, střední zisk je závislý jednak na prostorových charakteristikách čerpacího záření, tak na vnitřním klouzavém úhlu. Pro optimalizaci zisku zesilovače byla experimentálně zkoumána tři uspořádání s různými poloměry svazku vstupního signálu v horizontální rovině, a to: 150  $\mu\text{m}$ , 250  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$ . Dle modelu dosahoval největšího středního zisku svazek s poloměrem 150  $\mu\text{m}$ . V souladu s teorií se optimální klouzavý úhel posouval se vzrůstajícím poloměrem k vyšším hodnotám za současného poklesu hodnoty zisku, viz obr. 5.30(a). Optimální hodnota úhlu pro svazek s poloměrem 150  $\mu\text{m}$  činila 3°, zatímco pro 250  $\mu\text{m}$  3,5° a 500  $\mu\text{m}$  4,5°. Ve vertikální rovině byl svazek fokusován *VCL* čočkami na hodnotu poloměru svazku rovnající se 40  $\mu\text{m}$ .

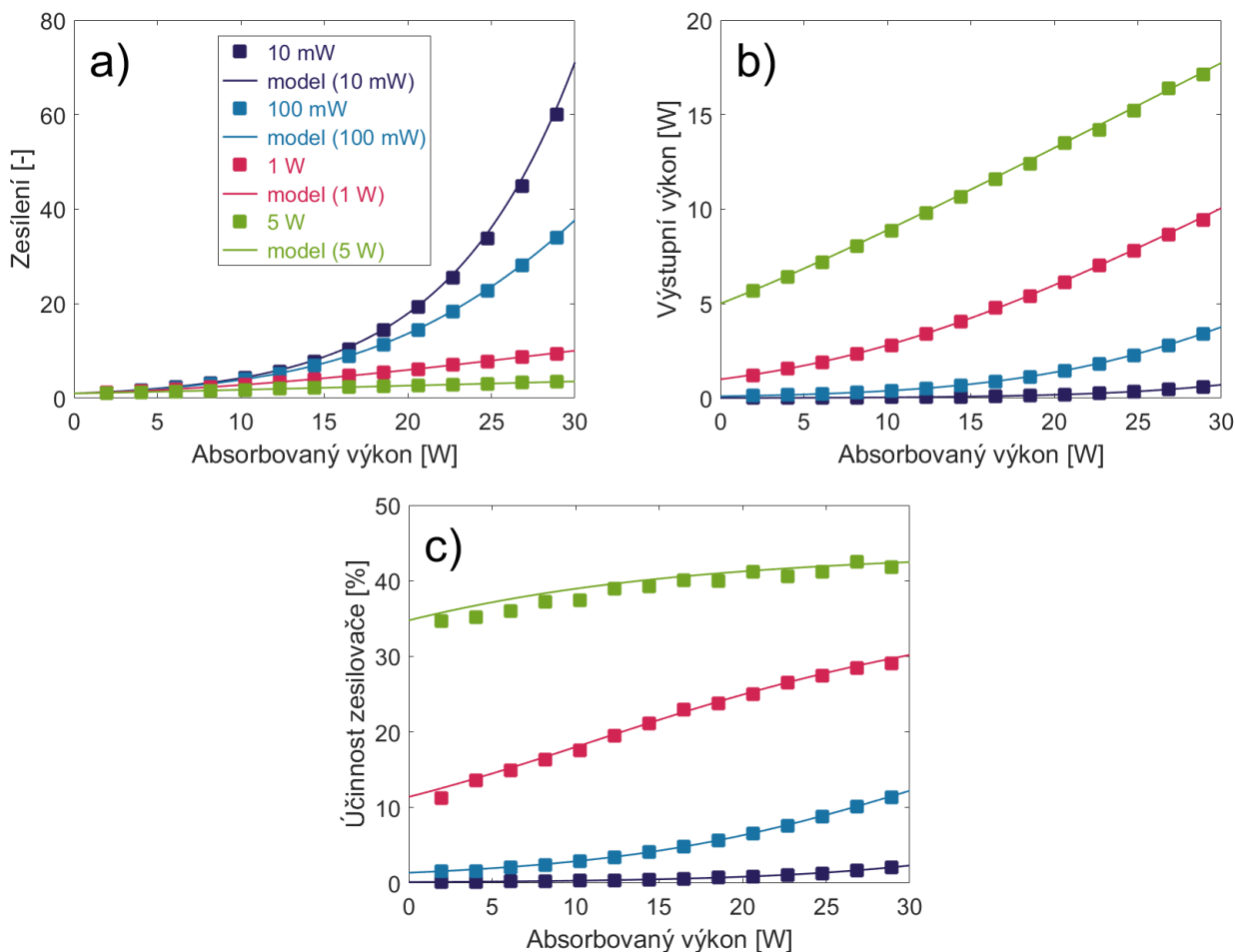
Největšího zesílení 184 slabého signálu o středním výkonu 10 mW bylo dosaženo pro konfiguraci s poloměrem svazku 250  $\mu\text{m}$  a klouzavým úhlem 3,5° při čerpání 30 W, obr. 5.30(b). V případě zesilování 300 mW signálu ("seed") bylo již výhodnější díky saturačním jevům použít konfiguraci se svazkem o poloměru 500  $\mu\text{m}$  a úhlem 4,5°, i když byl 10 mW signál zesílen pouze faktorem 69. Experimentálně naměřená data se shodovala s modelem, kdy pro zesílení slabých signálů je výhodnější použít menší svazek, zatímco pro větší *seed* svazek s větší plochou. Zesílení bylo definováno jako podíl výstupního výkonu zesilovače ku vstupnímu signálu.

Naším požadavkem kladeným na jednorůchodový zesilovač nebylo největší zesílení, ale co největší výstupní výkon. Z toho důvodu bylo vybráno uspořádání se signálovým svazkem o poloměru 500  $\mu\text{m}$ . V tomto uspořádání bylo dosaženo zesíleného výstupního výkonu 17,1 W při čerpacím výkonu 29 W a 5W signálu, což odpovídá zesílení 3,4 a účinnosti zesilovače 42%. Vstupní signál 10 mW byl zesílen na 600 mW s účinností 2%. Výsledky dosažených zesílení, výstupních výkonů a účinností zesilovačů jsou uvedeny spolu s příslušnými modely na obr. 5.31.

Čerpací 50W laserová dioda pro kontinuální zesilovač byla schopna dodávat 38 W absorbovaného výkonu. Pro čerpací výkony vyšší než 30 W začala kvalita zesilovaného svazku degradovat v důsledku

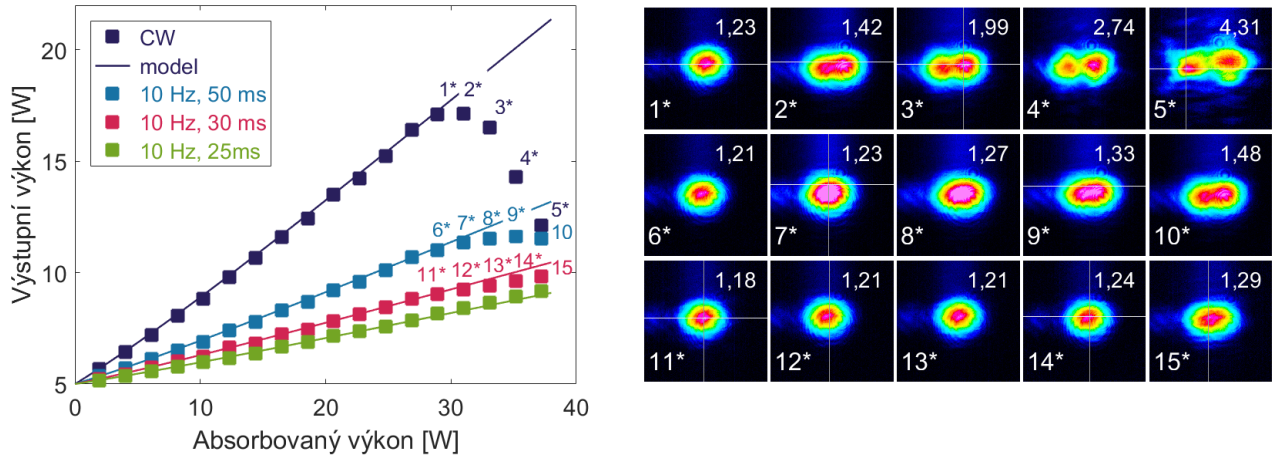


Obrázek 5.30: Normovaný zisk (normováno k nejvyšší hodnotě dat) a model zisku jako funkce klouzavého dopadu (a), zesílení v závislosti na velikosti vstupního signálu pro čerpání 30 W (b).



Obrázek 5.31: Zesílení (a), výstupní výkon (b) a účinnost zesilovače (c) v závislosti na absorbovaném výkonu pro různé vstupní signály. Legenda pro všechny obrázky stejná.

indukované termické čočky. Zatímco ve vertikálním směru se parametr  $M^2$  takřka neměnil, v horizontálním směru se zvýšil z hodnoty 1,15 až na 4,3 pro nejvyšší úroveň čerpání. Zhoršení kvality svazku mělo negativní vliv na zesílení, výstupní výkon ze zesilovače se dokonce zmenšoval se vzrůstajícím

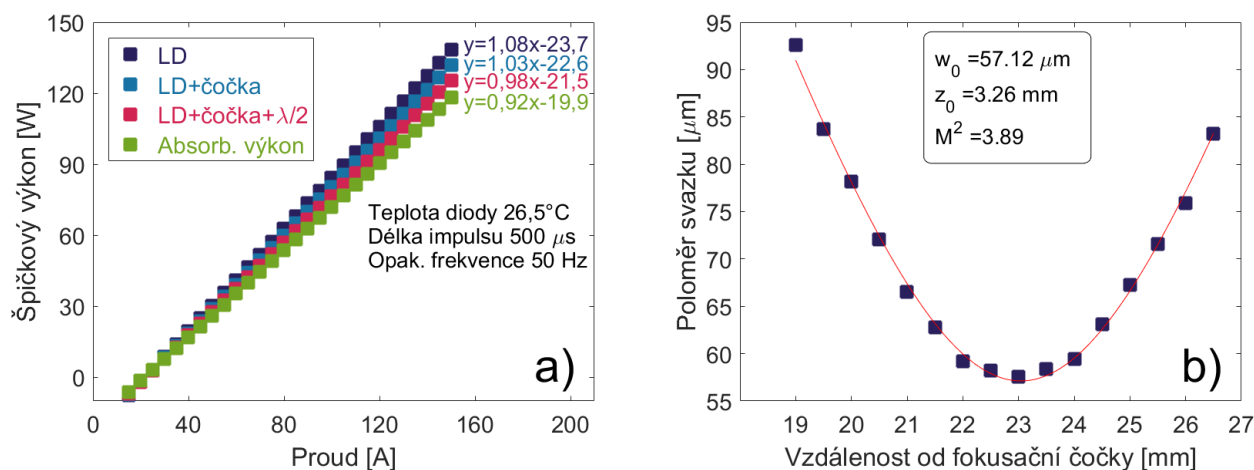


Obrázek 5.32: Výstupní výkon zesíleného zařízení jako funkce absorbovaného výkonu (vztaženo k CW) pro různé čerpací podmínky (opakovací frekvence a délka impulsu) a vstupní 5W signál. Čísla označují hodnoty, pro které byly zaznamenány prostorové charakteristiky svazku. V pravém horním rohu každé charakteristiky je taktéž uveden parametr  $M^2$  v horizontální rovině.

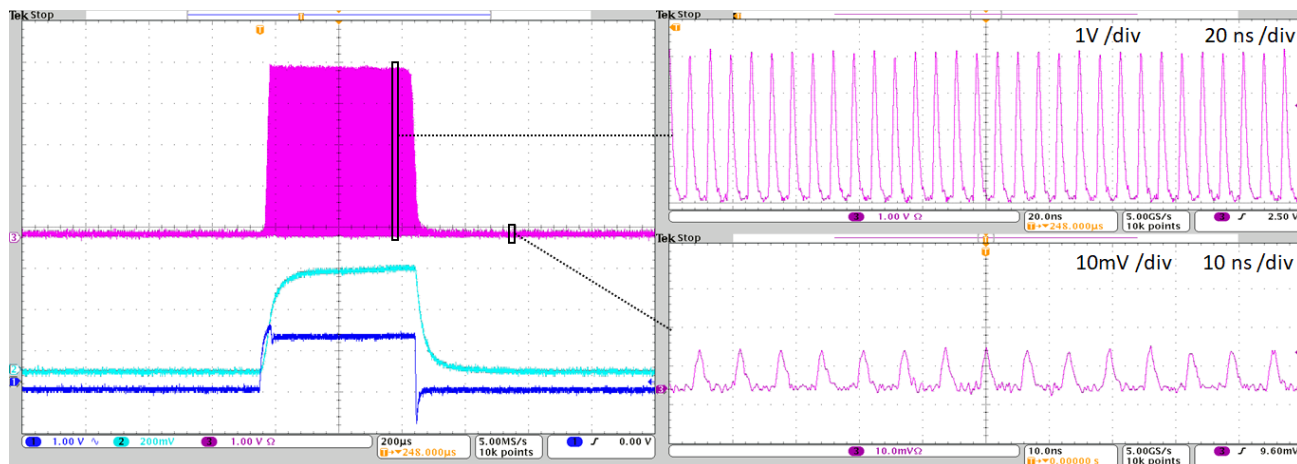
čerpáním ("roll-off"). Efekt byl odstraněn při kvazi-kontinuálním čerpání. S klesající střídou vzrůstal také pracovní bod, kdy docházelo ke zhoršení kvality svazku a klesání výkonu. Pro podmínky odpovídající čerpání se střídou 1:4 tento efekt zcela vymizel. Nejhorší situace nastávala při zesilování slabého vstupního signálu, kdy se účinnost zesílení pohybuje pouze kolem 2% a extrakce výkonu je tak velmi malá. Na obr. 5.32 je znázorněna závislost výstupního výkonu na absorbovaném pro celou čerpací oblast spolu s prostorovými rozložením generovaného svazku.

### 5.3 Kvazi-kontinuální jednorůchodový Nd:GdVO<sub>4</sub> zesilovač

Ačkoli bylo s kontinuálním zesilovačem dosaženo požadovaného středního výstupního výkonu 15 W odpovídající energii jednoho impulsu 100 nJ při opakovací frekvenci 153 MHz, špičkový výkon záření se ukázal, s ohledem na studium stimulovaného Ramanova rozptylu, jako nedostatečný. Provoz kontinuální laserové diody v kvazi-kontinuálním režimu přispívá z dlouhodobého hlediska ke snížení životnosti. Proto dioda byla nahrazena kvazi-kontinuální laserovou diodou *JOLD-225-QPFN-1L* [405] se špičkovým výkonem 225 W umožňující generaci se střídou až 1:50. Aby byla možná rychlá záměna obou čerpacích diod, ostatní nastavení jednorůchodového zesilovače nebylo měněno ani optimalizováno. Návrh zesilovače pracující v kvazikontinuálním režimu (*QCW*) je tak totožný s obr. 5.28. Laserová dioda pracovala s délkou čerpacího impulsu 500  $\mu\text{s}$  při opakovací frekvenci 50 Hz, tj. se střídou 1:40. Maximální optický špičkový výkon daný omezením zdroje byl 150 W, přičemž amplituda absorbovaného výkonu činila 118 W. Teplota diody byla stabilizována na 26,5°C pro optimální překryv emisního spektra diody a absorpčního píku aktivního prostředí zesilovače. Výstupní svazek diody byl ve vertikální rovině fokusován spojnou čočkou  $VCL_D$  do kaustiky s poloměrem 57  $\mu\text{m}$  a parametrem  $M^2 = 3,89$ .



Obrázek 5.33: Závislost špičkového výkonu *QCW* diody na vstupním proudu (a), Poloměru svazku na 13,5% ve vertikálním směru při použití cylindrické čočky s ohniskovou vzdáleností 23 mm (b).



Obrázek 5.34: Oscilogram kvazi-kontinuálního zesilování, tmavě modrá barva značí průběh proudu procházejícím diodou, světle modrá výstupní záření laserové diody a fialová zesílený sled impulsů. Oscilogram odpovídá situaci 550-násobného zesílení 10mW vstupního signálu při nejvyšší úrovni čerpání.

Kvazi-kontinuální zesilování kontinuálního sledu impulsů (*"train"*) má, oproti sledu generovaného

při *QCW* synchronizaci módů, mnoho výhod. Amplitudy jednotlivých impulsů jsou v sledu stejné a mají stejnou délku. Navíc odpadá problém synchronizace *QCW* sledu v *QCW* zesilovači. Pro *QCW* režim s vyšší střídou jsou termální efekty, např. indukované termické čočky, účinně sníženy. Další výhodou je zpravidla vyšší špičkový výkon *QCW* diod oproti kontinuálním. S přístupem *QCW* zesilování kontinuálního sledu se lze setkat i v mnohé literatuře [406], myšlenkou se zabýval zejména *Agnesi* [385, 399, 400].

### 5.3.1 Výstupní parametry MOPA systému s kvazi-kontinuálním Nd:GdVO<sub>4</sub> zesilovačem

Dynamika zesílení kvazikontinuálního sledu je velmi podobná jako v případě kontinuálního sledu, namísto rovnice 5.13 však platí analogický vztah 5.14 [385]

$$F_{out} = F_{sat} \cdot \ln \left[ 1 + e^{\langle g_0 \rangle} \left( e^{F_{in}/F_{sat}} - 1 \right) \right]; \quad (5.14)$$

$$\langle g_0 \rangle = \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \frac{E_p}{W L F_{sat}} \frac{\tau_f}{T_p} \left[ 1 - e^{-T_p/\tau_f} \right] \langle \psi \rangle_{w_s} \quad (5.15)$$

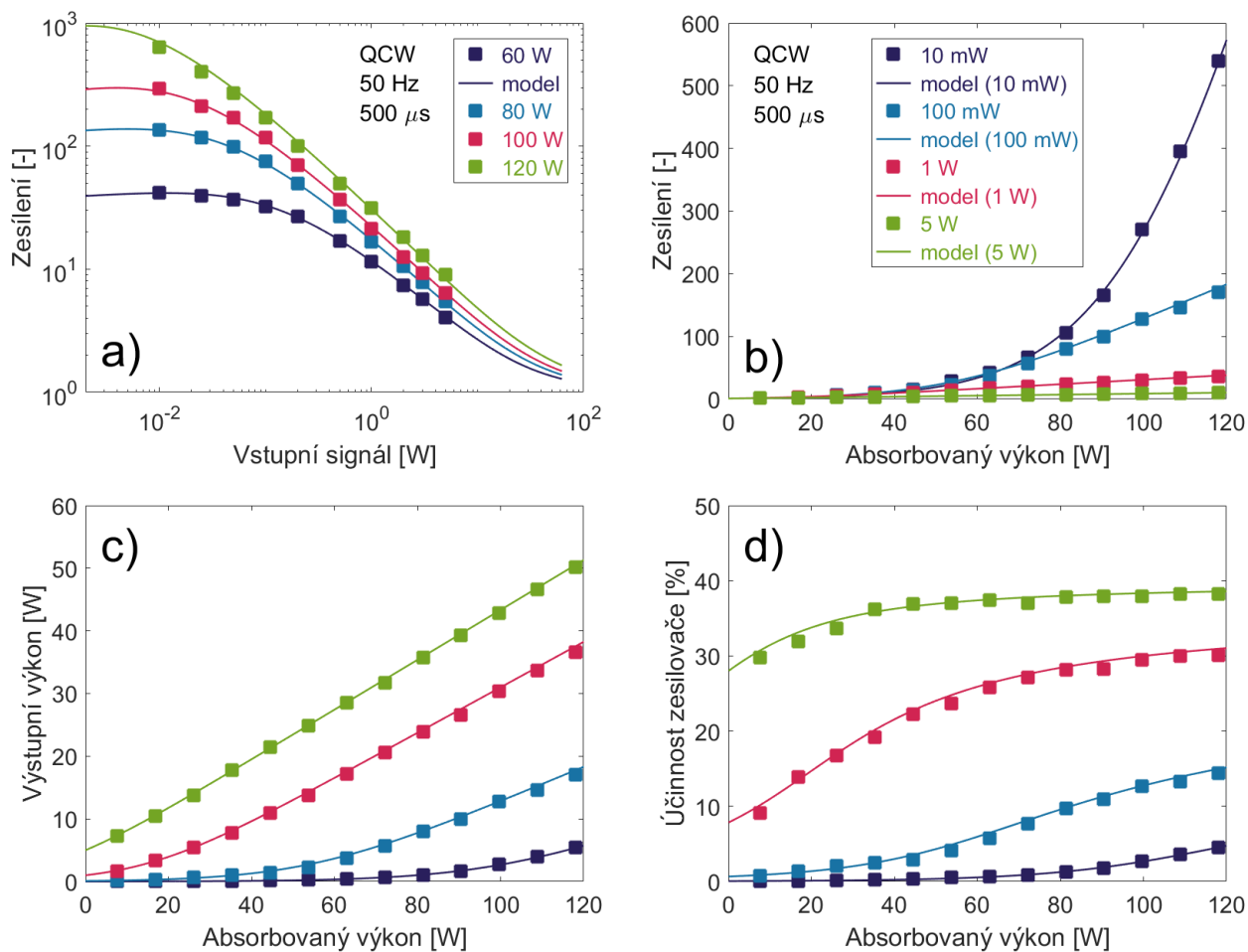
kde  $F_{out}$ ,  $F_{in}$  a  $F_{sat}$  značí hustotu energie zesíleného záření, signálu a saturace,  $E_p$  energii čerpání,  $\tau_f$  dobu života na horní laserové hladině a  $T_p$  délku čerpacího impulsu. Rovnice postihuje vliv délky čerpacího sledu impulsů vůči fluorescenční době života, čím kratší je čerpací sled, tím je zesílení větší.

Pro zkoumaný jednorůchodový zesilovač bylo experimentálně dosaženo zesílení 550 pro 10mW signál při nejvyšší úrovni čerpání odpovídající absorbovanému špičkovému výkonu 118 W. Pro 5W signál bylo záření zesíleno faktorem 10 (v amplitudě zesíleného sledu) při účinnosti zesilovače 38 % a energii jednoho impulsu 330 nJ. Výsledky pro *QCW* zesilování jsou uvedeny na obr. 5.35 a shodují se s teoretickou předpovědí dle modelu 5.14.

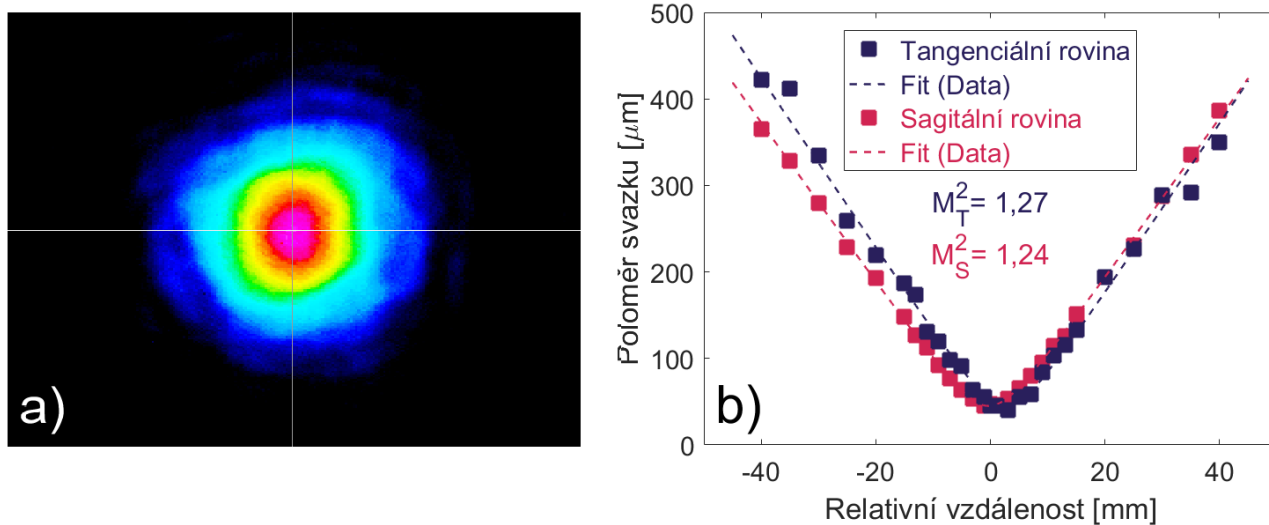
Tabulka 5.8: Výstupní parametry MOPA systému.

	Oscilátor	CW MOPA	QCW MOPA
Výstupní střední výkon	7 W	17 W	6,12 W
Amplituda středního výkonu	7 W	17 W	50 W
Energie impulsu	46 nJ	111 nJ	330 nJ
Optická účinnosti	31 %	29%	36%
Opakovací frekvence	153,4 MHz	153,4 MHz	153,4 MHz
Sled impulsů	CW	CW	500 $\mu$ s, 50 Hz
Délka impulsu	30 ps	32 ps	36 ps
Špičkový výkon	1,5 kW	3,4 kW	9,4 kW
Kvalita svazku M <sup>2</sup>	< 1,25	< 1,28	< 1,26
Polarizace (linární)	52:1	26:1	18:1

Při zesílení došlo k prodloužení impulsu z původních 30 ps na 36 ps a částečné dopolarizaci záření ve vertikální rovině z hodnoty 52:1 na hodnotu 18:1 pro nejvyšší úroveň čerpání. Kvalita svazku z oscilátoru byla zachována. Celkový MOPA laserový systém generoval 36ps impulsy o energii 330 nJ s opakovací frekvencí 153,4 MHz odpovídající špičkovému výkonu 9,4 kW v kvazi-kontinuálním sledu ("*burst*") o délce 500  $\mu$ s a frekvenci 50 Hz. Výstupní charakteristiky celého systému jsou uvedeny v tabulce 5.8.



Obrázek 5.35: Zesílení jako funkce vstupního signálu pro různé úrovně čerpání (a). Zesílení (b), výstupní výkon (c) a účinnost *QCW* zesilovače v závislosti na absorbovaném výkonu (c). Legenda pro (b-d) stejná.



Obrázek 5.36: Prostorová struktura zesíleného záření s energií impulsu 330 nJ (a) a měření kvality svazku spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm (b).



# 6 Synchronně čerpané Ramanovské lasery

Synchronní čerpání představuje velmi zajímavou možnost účinného buzení Ramanovských laserů a optických parametrických oscilátorů obecně, kdy doba oběhu signálu rezonátorem je totožná nebo velmi blízká opakovací frekvenci budícího laseru [407–410]. Z podstaty věci nejsou pro buzení využívány impulsy s délkou v ns, ale impulsy s typickou délkou desítek ps až desítek fs, přičemž možné rozladění laserové kavity se pohybuje, v závislosti na délce budícího impulsu, maximálně do stovek  $\mu\text{m}$  [407, 409, 410]. Výhodou synchronního mechanismu čerpání je významné snížení prahu činnosti Ramanovských laserů nebo *OPO* (u některých případů až o 4-5 řádů vzhledem k energii budícího impulsu [409]), nevýhodou pak nutnost velmi přesného nastavení délky rezonátoru [407–410].

Z hlediska dynamiky je, vzhledem k silné vazbě generovaného a budícího záření, časová a amplitudová stabilita čerpání kritická. Kvalita svazku, viz kapitola 3.2.5, není pro účinnou generaci stěžejní, má však pozitivní vliv na čerpací podmínky a práh činnosti *SRS* laseru [411]. Jako zdroj budícího záření byl použit pikosekundový laserový systém MOPA pracující vlnové délce na  $1,06\ \mu\text{m}$ , s opakovací frekvencí 153 MHz, generující 36ps impulsy o energii 330 nJ v rámci *QCW* sledu o délce  $500\ \mu\text{s}$  a frekvenci 50 Hz, jenž byl popsán v kapitole 5 a který splňuje výše uvedené podmínky. Kvazi-kontinuální čerpání se ukázalo jako výhodné, neboť nedocházelo k negativním termálním jevům spojeným s vysokou tepelnou zátěží z podstaty inherentně generované v Ramanovském médiu při kontinuálním režimu. Všechny vzorky tak byly pouze vzduchem chlazené.

Jako Ramanovské prostředí byla pro své jedinečné vlastnosti vybrána pevnolátková dielektrika splňující požadavek vysokého Ramanova zisku v ustáleném režimu a nižší hodnoty relaxace polarizovatelnosti pro účinnou generaci v přechodovém režimu - viz kapitola 3.2.3. Experimentálně byly testovány Ramanovsky aktivní materiály  $\text{BaWO}_4$ ,  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$ ,  $\text{GdVO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$ ,  $\text{SrMoO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$ ,  $\text{YVO}_4$ , popř. kompozitní krystaly  $\text{PbMo}_{1-x}\text{W}_x\text{O}_4$ . Některé z materiálů byly poprvé použity pro synchronní čerpání, unikátní kompozity vůbec poprvé pro Ramanovské konvertory či lasery. Pro synchronně čerpaný laserový rezonátor se nejčastěji využívalo kruhového uspořádání, v některých případech lineárního.

Při prvotním studiu v kaskádním  $\text{BaWO}_4$  Ramanovském laseru s lineárním rezonátorem bylo generováno záření na vlnových délkách 1179 a 1323 nm odpovídající prvnímu a druhému Stokesovu posunu s vibračnímu kvantem  $925\ \text{cm}^{-1}$ . Taktéž byla účinně generována i vlna na 1227 nm vznikající na odlišném vibračním kvantu  $332\ \text{cm}^{-1}$  z původní vlnové délky 1179 nm. Při detailní charakterizaci výstupního záření se ukázalo, že dochází ke zkracování délek impulsů generovaných komponent a to tak silně, že v případě záření na vlnové délce 1227 nm byla hodnota menší než relaxace polarizovatelnosti  $T_2$  vibračního kvanta na  $925\ \text{cm}^{-1}$  a blížila se k teoretické hodnotě  $T_2$  druhého vibračního kvanta. Další experiment s  $\text{BaWO}_4$  s kruhovým rezonátorem a dále s prostředím  $\text{SrMoO}_4$  potvrdil, že v případě kaskádního procesu generace na kombinované Stokesově komponentě dochází u synchronně čerpaných Ramanovských laserů k významnému zkrácení délek impulsů. Soustředěným výzkumem tak byla navržena, popsána a experimentálně ověřena metoda pro samovolné zkracování impulsů v pikosekundové oblasti, která byla publikována v několika recenzovaných článcích [A1–A6], konferenčních sbornících [A7–A9] a prezentována na konferencích mezinárodního charakteru [A10–A17].

Kapitola představuje těžiště práce jakožto tvůrčí výsledek disertace. Na začátku je představena a popsána metoda pro samovolné zkrácení impulsů. Následuje popis vytvořeného numerického modelu popisující navrženou metodu, který sloužil k teoretickému ověření dosažených výsledků, hlubšímu porozumění dynamiky *SRS* a dalšímu vývoji synchronně čerpaných Ramanovských laserů. Bez újmy na obecnosti je metoda, spolu s experimentálními výsledky a matematickým modelem, demonstrována na

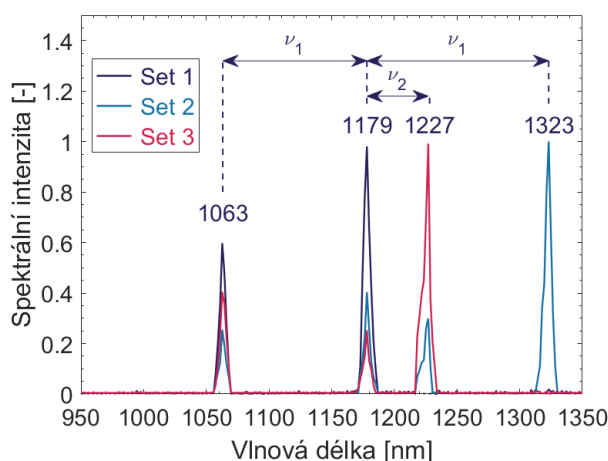
příkladu  $\text{GdVO}_4$  *SRS* laseru. Na závěr kapitoly jsou uvedeny jednotlivé Ramanovské lasery s krátkým popisem příslušného nelineárního materiálu a s nejdůležitějšími dosaženými výsledky.

## 6.1 Kaskádní proces generace na dvou vibračních módech

Kaskádní princip generace Stokesových komponent, popsáný rovnicí 3.11, je v Ramanovských laserech častým jevem. Dopadající záření vyvolává *SRS*, přičemž nově vzniklé rozptýlené záření je dále rozptylováno na již vybuzených, Ramanovsky aktivních, centrech. Dle podmínek dynamiky zesílení se tento mechanismus může opakovat. Není výjimkou, že jsou účinně generovány Stokesovy i anti-Stokesovy vlny čtvrtého nebo vyššího řádu [412–415]. Jednou z výhod kaskádního procesu je samotná generace optického záření na vyšších vlnových délkách a jednak časté samovolné zkracování impulsů rostoucí s řádem kaskádní generace [416–418], viz kapitola 3.2.5.

U některých Ramanovských laserů, většinou ve vnitrorezonátorovém uspořádání [419] nebo se synchronním čerpáním [420], lze pozorovat kaskádní generaci na dvou, zcela odlišných rotačně-vibračních módech. Dopadající záření o vlnové délce  $\lambda$  je rozptylováno na módech s posuvem  $\nu_1$  za vzniku Stokesovy komponenty na vlnové délce  $\lambda_{S1}$ . Příslušné pole Stokesova záření se stává zdrojem sekundárního rozptylu na rotačně-vibračním stavu s vlnočtem  $\nu_2$  a je generována Stokesova komponenta o vlnové délce  $\lambda_{S2}$ , vzdálená od původního záření o  $(\nu_1 + \nu_2)$  [419, 420].

Proces kaskádní generace může být silně ovlivněn podmínkami kladné zpětné vazby zprostředkované optickým rezonátorem. Zvýšením ztrát lze účinně potlačit generaci na vyšších Stokesových komponentách a podpořit rozptyl na jiném rotačně-vibračním stavu. Příkladem můžou být výsledky synchronně čerpaného *SRS* laseru s prostředím  $\text{BaWO}_4$  s vibračními kvanty  $\nu_1 = 925 \text{ cm}^{-1}$  a  $\nu_2 = 332 \text{ cm}^{-1}$ , obr. 6.1. V případě rezonátoru se zrcadly podporujícími jen záření o vlnové délce 1179 nm (*set 1*) byl generován pouze první Stokes ( $\nu_1$ ) jako rozptyl dopadajícího záření na 1063 nm. Pro HR zrcadla 1100–1350 nm (*set 2*) bylo generováno záření na vlnových délkách 1179, 1227 a 1323 nm odpovídající prvnímu Stokesu ( $\nu_1$ ), kombinovanému Stokesu ( $\nu_1 + \nu_2$ ), resp. druhému Stokesu ( $2\nu_2$ ). *Set 3* s HR zrcadly pro 1179 nm záření a  $R=95\%$  pro 1227 nm podporoval vznik pouze první a kombinované Stokesovy komponenty.



Obrázek 6.1: Kaskádní generace v krystalu  $\text{BaWO}_4$  s posuvem vibračních módů  $\nu_1 = 925 \text{ cm}^{-1}$  a  $\nu_2 = 332 \text{ cm}^{-1}$  pro sety zrcadel s různou reflektivitou.

V pevnolátkových krystalických materiálech se uplatňují pouze Ramanovsky aktivní módy příslušné k vibračním stavům, rotační stavy jsou velmi slabé. Dle povahy vzniku dělíme vibrační stavy na protahovací ("stretching vibrational mode") a ohybové módy ("bending vibrational mode") [421–424]. Protahovací módy vznikají protažením Ramanovsky aktivní krystalické mřížky nebo jejího segmentu, kdežto ohybové módy jejím ohybem a zkroucením. Dle struktury může být v krystalickém materiálu

více protahovacích a ohybových módů zároveň [423, 424]. Dle konvence se pak indexují písmeny a čísla dle struktury krystalické mřížky a dle povahy vzniku [424]. První protahovací mód má většinou intenzitu větší než první ohybový mód [422–424] (platí ve směru maximální vibrační amplitudy), jehož amplituda může být i 10x menší nebo chybět úplně (např. diamant) [421]. Pro naše popisné účely budou nadále první protahovací módy korespondovat s posunem  $\nu_1$  a první ohybové stavy s  $\nu_2$ .

V krystalických materiálech je vždy  $\nu_1 > \nu_2$  [423, 424], přičemž pro většinu molybdátů, vanadátů a wolframátů platí přibližně  $\nu_1 \approx 2.5 - 3.5 \nu_2$  [425, 426]. Vibrační amplituda je pro  $\nu_1$  zpravidla větší [425, 426]. Spektrální šířka čáry protahovacího módu  $\nu_1$  je, ve srovnání s  $\nu_2$  [426], naopak většinou menší s menší teplotní závislostí [427–429]. Relaxace polarizovatelnosti je tedy u ohybového módu rychlejší, což vede v návaznosti na dynamiku záření k možnému výraznějším zkrácení generovaných impulsů.

S ohledem na výše zmíněné byla navržena, vyvinuta a experimentálně demonstrována metoda pro zkracování impulsů v pikosekundové oblasti v synchronně čerpaných Ramanovských laserech. Externí rezonátor s vysokým činitelem jakosti pro prvního Stokese, vznikajícího na protahovacím módu  $\nu_1$ , vytváří silné pole pro vybuzení vibrační amplitudy ohybového módu s  $\nu_2$  a následnou konverzi záření. Pro účinný kombinovaný kaskádní proces s posuvem ( $\nu_1 + \nu_2$ ) je nezbytné, aby nedocházelo k depleci prvního Stokese simultánní generací druhého Stokese s posunem  $2\nu_1$ . Ztráty rezonátoru pro druhého Stokese by měly být proto co nejvyšší. Metoda dále předpokládá použití materiálů s vysokým Ramanovským ziskem a širokou čarou ohybového módu. Současně by mělo docházet k účinné generaci prvního Stokese jako zdroje vybuzení ohybového módu.

## 6.2 Numerický model synchronně čerpaného Ramanovského laseru

Matematický model byl vytvořen pro lepší pochopení dynamiky spojené s kaskádním procesem na dvou vibračních kvantech, dále pro návrh a další vývoj synchronně čerpaných Ramanovských laserů, jakožto i pro jejich optimalizaci. Model je založen na vázaných rovnicích v přechodovém přiblížení zahrnujících depleci záření, viz kap. 3.2.4, které však byly rozšířeny o dvě rovnice - jedna popisuje vývoj pole příslušného ke kombinované Stokesově vlně a druhá vibrační amplitudu ohybového módu s posuvem  $\nu_2$ . Soustava tak nabývá tvaru

$$\frac{\partial Q_1(x, t)}{\partial t} + \frac{1}{T_{2,1}} Q_1(x, t) = -i\chi_{01} \cdot E_0(x, t) E_1^*(x, t) \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial Q_2(x, t)}{\partial t} + \frac{1}{T_{2,2}} Q_2(x, t) = -i\chi_{12} \cdot E_1(x, t) E_2^*(x, t) \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial E_0(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial E_0(x, t)}{\partial t} = -i\chi_0 \cdot Q_1(x, t) E_1(x, t) \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial E_1(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial E_1(x, t)}{\partial t} = -i\chi_1 \left[ Q_1^*(x, t) E_0(x, t) + Q_2(x, t) E_2(x, t) \right] \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial E_2(x, t)}{\partial x} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial E_2(x, t)}{\partial t} = -i\chi_2 \cdot Q_2^*(x, t) E_1(x, t) \quad (6.5)$$

kde pro přehlednost  $E_0$ ,  $E_1$  a  $E_2$  značí elektrické pole pro čerpání, první a kombinovaný Stokes,  $Q_1$  a  $Q_2$  vibrační amplitudy pro vibrační módy s posuvem  $\nu_1$  a  $\nu_2$ ,  $v_j$  grupová rychlost šíření elektrického pole ( $j=0,1,2$ ) a  $\chi_j$  susceptibility dané materiálovými parametry. Rovnice nepředpokládají šíření zpětného *SRS*, který má značně vyšší práh činnosti než dopředný směr [430–432]. Zanedbány jsou také jevy popisující vznik anti-Stokesovy vlny z důvodu nesplnění fázového synchronismu 4-vlnového směšování, který je předpokladem pro její účinnou generaci.

### Rychlost šíření vln

V závislosti na polarizaci záření vůči krystalografické ose  $c$ , jsou grupové rychlosti šíření vln  $v_j$  dány vztahem 6.6, kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu,  $n_{j,gr}$  grupový index lomu,  $n_o$  a  $n_e$  ordinární a extraordinární index lomu materiálu. Pro většinu testovaných Ramanovských prostředí se vlny šíří s extraordinárním indexem lomu [425, 426], hodnoty indexů lomu jsou vypočteny z příslušných Sellmeierových rovnic.

$$v_j = \frac{c}{n_{j,gr}} \quad (6.6)$$

$$n_{j,gr} = n_{o,gr}(\lambda_j) = n_o(\lambda_j) - \lambda_j \frac{d}{d\lambda} n_o(\lambda) \vee n_{j,gr} = n_{e,gr}(\lambda_j) = n_e(\lambda_j) - \lambda_j \frac{d}{d\lambda} n_e(\lambda) \quad (6.7)$$

### Susceptibilita a materiálové parametry Ramanovsky aktivního prostředí

Susceptibility  $\chi$ , sloužící jako vazební koeficienty vázaných rovnic, se dají vypočíst ze soustavy rovnic 6.8-6.10 [433], kde  $\omega_j$  je kruhová frekvence náležící  $j$ -té vlně,  $N_j$  fononová koncentrace Ramanovsky aktivních center příslušných k vlně  $\nu_j$  a  $m$  je hmotnost Ramanovského oscilačního centra, viz kap.3.2.3.

$$\chi_0 = \frac{\pi\omega_0}{n_0c} \cdot N_1 \frac{\partial\alpha}{\partial q_1} \quad pro \quad j = 0 \quad (6.8)$$

$$\chi_j = \frac{\pi\omega_j}{n_jc} \cdot N_j \frac{\partial\alpha}{\partial q_j} \quad pro \quad j = 1, 2 \quad (6.9)$$

$$\chi_{j-1,j} = \frac{1}{8\pi m\nu_jc} \cdot \frac{\partial\alpha}{\partial q_j} \quad pro \quad j = 1, 2 \quad (6.10)$$

Fononová koncentrace může být vyjádřena z Boltzmanova zákona rozložení energií při teplotě  $T$  vztahem 6.11 [434], kde  $N_0$  značí koncentraci Ramanovsky aktivních center,  $h$  Planckovu konstantu a  $k_B$  Boltzmanovu konstantu hodnoty  $1,38 \times 10^{-23} J \cdot K^{-1}$ . Fononová koncentrace  $N$  je tak o řád větší pro ohybový mód.

$$N_j = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-4h\pi\nu_jc}{k_B T}\right) \quad pro \quad j = 1, 2 \quad (6.11)$$

Účinný průřez  $\frac{\partial\alpha}{\partial q}$  lze zpětně dopočíst ze znalosti Ramanova zisku pro ustálený režim  $g$  a relaxace polarizovatelnosti  $T_2$  dle rovnice 6.12. I když je Ramanův zisk a tím i účinný průřez protahovacího módu obvykle větší než u ohybového módu, je susceptibilita, jakožto vazební koeficient polí, menší. U koeficientů vazby vibračních amplitud  $\chi_{01}$  a  $\chi_{12}$  je situace opačná, přičemž platí 6.13.

$$\frac{\partial\alpha}{\partial q_j} = \sqrt{g_j \frac{m n_j c^2}{4\pi^2 T_{2,j} N_j}} \quad pro \quad j = 1, 2 \quad (6.12)$$

$$g_j = \frac{16\pi}{c} T_{2,j} \chi_j \chi_{j-1,j} \quad pro \quad j = 1, 2 \quad (6.13)$$

### Synchronní čerpání a počáteční podmínky interakce

Elektrické pole čerpání  $E(t)$  dopadajícího na krystal lze pro případ synchronní mechanismus snadno modelovat výrazem 6.14, kde  $I(t)$  je časově proměnná intenzita,  $E_p$  energie impulsu,  $\tau_p$  délka impulsu při poklesu na hodnotu  $1/e$ ,  $S_p$  plocha čerpacího svazku,  $T_p$  časové zpoždění mezi dvěma impulsy a  $N_{tot}$  celkový počet impulsů v sledu.

$$E(t) = \sqrt{\frac{8\pi}{c} I(t)} \quad (6.14)$$

$$I(t) = \frac{E_p}{\tau_p S_p} \sum_{N=1}^{N_{tot}} \sum_{t=0}^{N_{tot} T_p} \exp^{-\left(\frac{t - N T_p + T_p/2}{1/2\tau_p}\right)^2} \quad (6.15)$$

Počáteční amplituda signálu prvního a kombinovaného Stokesa ("seed") je dána definicí prahu činnosti Ramanovského laseru 3.39 vztahem 6.16, v notaci elektrického pole analogickou rovnicí dle 6.14. Hodnoty vibračních amplitud jsou rovny nule.

$$I_{Seed} = 0,01 \cdot \exp^{-25} * I(t) = 1,389 \cdot 10^{-13} I(t) \quad (6.16)$$

### Spektrální rozšiřování a odezva na jednotkou funkci

Vázané rovnice nepostihují jevy spojené s rozšiřováním spektra. Dle teorie uvedené v kap. 3.2.3, je minimální odezva na dopadající záření o spektru užším než je šířka čáry vibračního kvanta dána vztahem 6.17. Jedná se tedy o případ, kdy je generován nejkratší možný impuls vzhledem k danému spektru [426, 435]. Definice limitní délky impulsu vyjádřená relaxací polarizovatelnosti  $T_2 = 1/\pi c \Delta\omega_v$  je velmi blízká předpisu pro transformačně limitovaný impuls s předpokládaným tvarem  $sech^2$  [436]. Díky konečnému kroku numerického modelu dochází v případě nelineární soustavy rovnic k špatné podmíněnosti úlohy. Výsledné *SRS* záření vypočtené z vázaných rovnic je dáno konvolucí původního signálu a odezvou funkcí  $\delta$ , odezvoval funkce je proto normalizovaná konstantou  $C$ .

$$\delta(t_1) = \frac{1}{C} sech^2\left(\frac{t - t_1}{T_2}\right) \quad (6.17)$$

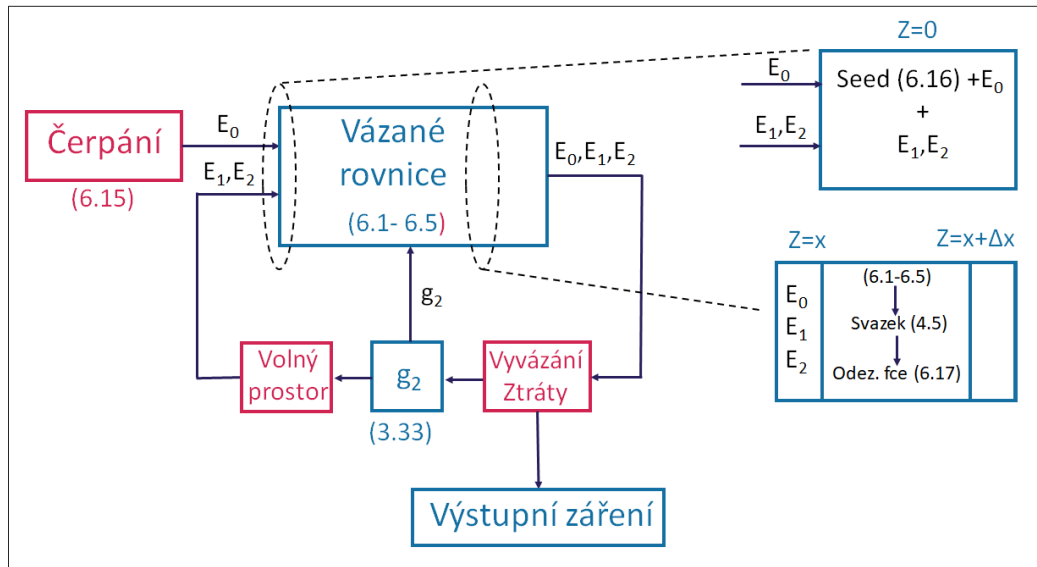
### Blokový diagram numerického modelu

Blokový diagram matematického modelu je znázorněn na obr. 6.2. Elektrické pole synchronního čerpání definované výrazy 6.14 a 6.15 dopadá na čelo krystalu, kde vybudí počáteční signál *SRS* dle vztahu 6.16. Vibrační amplitudy a elektrické pole jsou vypočteny z vázaných rovnic 6.1 - 6.5 s počátečním ziskem korespondujícím s délkou čerpacího impulsu. Samotné rovnice jsou vypočteny pomocí jednoduchých iterací a metody Runge - Kutta 4. řádu [437]. V dalším časovém okamžiku se stávají zdrojem pro vázané rovnice v následujícím segmentu krystalu a to tak, že je nejprve provedena korekce amplitudy polí přes rovnici šíření gaussova svazku 4.5 (model předpokládá, že krček je umístěn uprostřed Ramanovského prostředí) a následně je provedena konvoluce s odezvou funkcí 6.17. Vibrační amplitudy jsou pro dané místo časově proměnné a stávají se zdrojem pro rozptyl nově přichozícího záření. Situace se opakuje pro všechny souřadnice náležící prostředí. Poté je záření uvnitř rezonátoru redukováno o vyvážení výstupního záření a další ztráty. V dalším kroku je provedeno vyhodnocení délky impulsu generovaného záření na první Stokesově vlně a dle 3.33 je vypočten nový zisk kombinované Stokesovy komponenty. Výpočet nové hodnoty zisku se děje mezi dvěma čerpacími impulsy. Zisk prvního Stokesa, daný čerpáním, se nemění. Poté dochází k časovému zpoždění danému průchodem volným prostorem. Pole náležící první a kombinované Stokesově vlně dopadá synchronně (či s malým zpožděním) na čelo krystalu, kde se sčítá s počáteční signálem a celý výpočet oběhu se opakuje.

V literatuře lze najít několik modelů synchronně čerpaných Ramanovských laserů v přechodovém režimu s depletační záření generujícího prvního či kaskádního Stokesa, vždy se však jedná o rozptyl na jednom vibračním kvantu [438–440]. Model by měl být součástí jednoho z příštích článků zabývajícího se zkracováním impulsů na kombinovaném *SRS*.

## 6.3 Synchronně čerpaný GdVO<sub>4</sub> Ramanovský laser

Pro demonstraci metody zkracování impulsů byl vybrán synchronně čerpaný *SRS* laser s prostředím GdVO<sub>4</sub>. Důvodů pro výběr bylo několik: největší zkrácení a nejkratší generované impulsy (860 fs [A6, A9, A14]), výsledky pro různé délky aktivního prostředí, velké množství experimentálních dat. Navíc se jedná současně o laserový aktivní materiál, který byl použit v oscilátoru i v zesilovači.



Obrázek 6.2: Blokový diagram numerického modelu

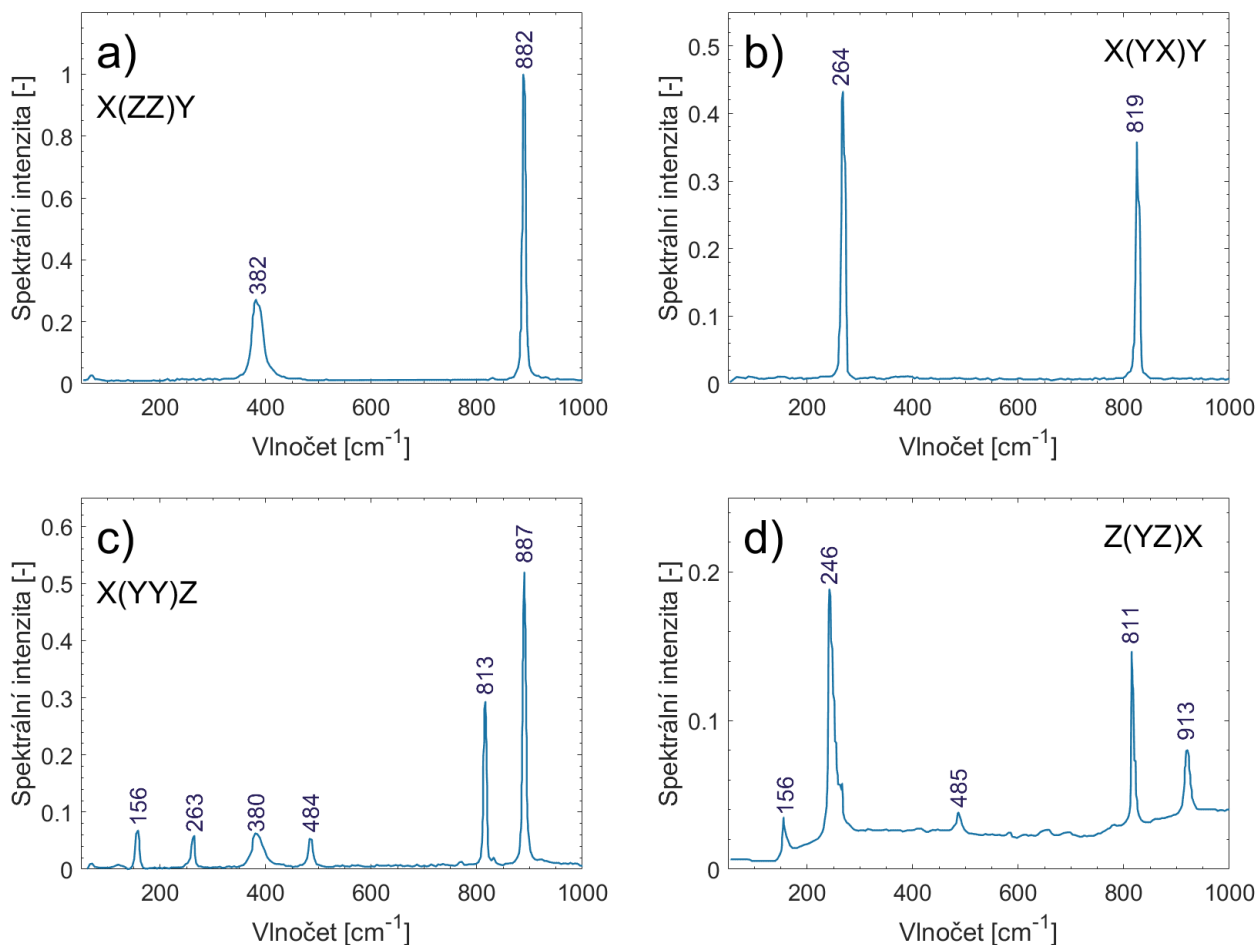
Samotná kapitola začíná popisem Ramanovské aktivity v krystalu GdVO<sub>4</sub>, následuje návrh rezonátoru v kruhovém uspořádání a návod, jak pomocí spontánního procesu naladit rezonátor, především pak jeho synchronizační podmínku. Poté jsou již uvedeny experimentálně dosažené výsledky v porovnání s matematickým modelem pro prvního a posléze pro kombinovaného Stokesa. Důraz je zaměřen především na zkrácení impulsů, které nastává v důsledku několika mechanismů. Diskutován je i vliv délky prostředí na výstupní parametry *SRS* laseru.

### 6.3.1 Ramanovská aktivita v krystalu GdVO<sub>4</sub>

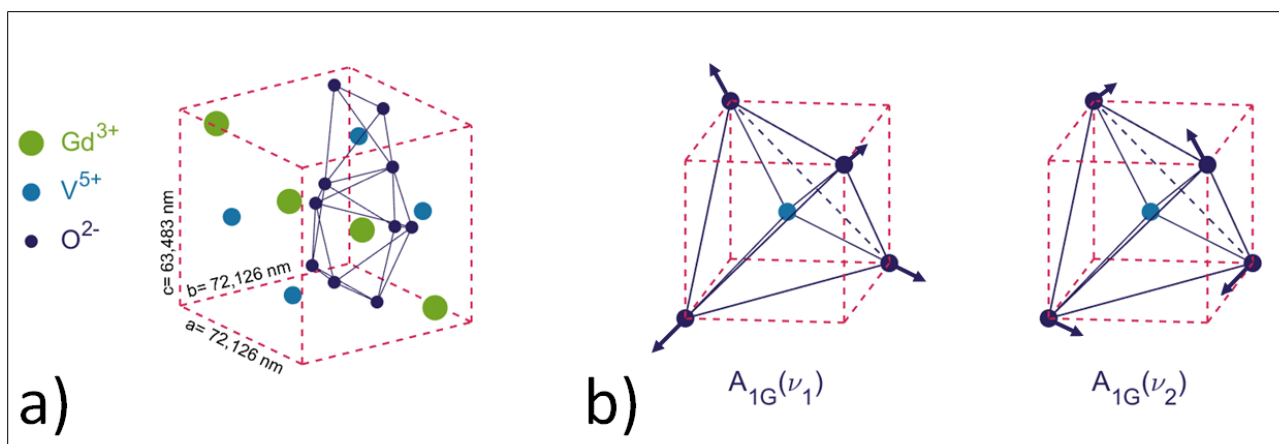
Na materiál GdVO<sub>4</sub>, jako na perspektivní Ramanovsky aktivní prostředí, bylo poprvé poukázáno v článku [441]. V jednoduché krystalické mřížce struktury  $D_{4H}^{19}$  je celkový počet vibračních stupňů volnosti roven 36, v ireducibilní reprezentaci 26, z nichž je 12 Ramanovsky aktivních ( $2A_{1g} + B_{1g} + 4B_{2g} + 5E_g$ ) [441–444]. Díky anizotropii materiálu je Ramanovská aktivita, a tím i Ramanovské spektrum, odlišná pro různé směry, viz obr. 6.3. Nejsilnější Ramanovské odezvy je dosaženo v rovině  $X(ZZ)Y$ , tj. pro maximalizaci interakce by mělo být dopadající záření polarizací rovnoběžnou s krystalografickou osou  $c$  [441–445]. V rovině  $X(ZZ)Y$  jsou pouze dvě význačná vibrační kvanta a to na  $\nu_1 = 882 \text{ cm}^{-1}$  a  $\nu_2 = 382 \text{ cm}^{-1}$  [419, 442, 445]. První z nich náleží protahovacímu módu (značen  $A_{1g}(\nu_1)$ ) a druhý ohybovému módu ( $A_{1g}(\nu_2)$ ), přičemž oba dva jsou způsobeny interní vibrací aniontu  $[\text{VO}_4]^{3-}$  [442, 445, 446]. Na obr. 6.4a je uvedena zjednodušená krystalografická struktura GdVO<sub>4</sub>, vpravo je znázorněn aniont  $[\text{VO}_4]^{3-}$  s naznačenými kmity molekul kyslíku pro obě vibrační kvanta.

Ramanův zisk pro ustálený režim na vlnové délce  $1,06 \mu\text{m}$  je  $4,5 \text{ cm/GW}$  pro protahovací vibrační mód [419, 441] a pro ohybový mód  $0,7 \text{ cm/GW}$  [419], což potvrzuje komparativní metodou i naše spektroskopické měření<sup>1</sup> (obr. 6.5). Šířka čáry  $\Delta\nu_1$  byla stanovena na  $3,2 \text{ cm}^{-1}$ . Šířka čáry náležící posuvu  $\nu_2 = 382 \text{ cm}^{-1}$  je o mnoho širší, přibližně  $\Delta\nu_2 = 24 \text{ cm}^{-1}$ , z důvodu strukturálních poruch (*“structural disordering”*) [446]. V tetrahedrální aniontové struktuře zirkonu podobných krystalů (platí i pro YVO<sub>4</sub>, Ca<sub>3</sub>(VO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> atd.) dochází se vzrůstající teplotou k strukturálním poruchám, které se projevují přítomností dvou, velmi blízkých ohybových módů (na obr. 6.5 značeno  $\nu_{21}$  a  $\nu_{22}$ . Ty se s teplotou oddělují a v souladu s uvedenou teorií se rozšiřují [446]. Při pokojové teplotě jsou centrální posuvy rovny  $\nu_{21} = 375,2 \text{ cm}^{-1}$  a  $\nu_{22} = 385,5 \text{ cm}^{-1}$  s šířkami čar  $\Delta\nu_{21} = 10,4 \text{ cm}^{-1}$  a  $\Delta\nu_{22} = 17 \text{ cm}^{-1}$  (měřeno na FWHM) [A6]. Výsledkem je pak nehomogenně rozšířená  $\nu_2$  s abnormálně velkou šířkou.

<sup>1</sup>Všechna spektroskopická měření provedl kolega Dr. V. Shukshin v *RCMLT, General Physics Institute, Russian Academy of Sciences*



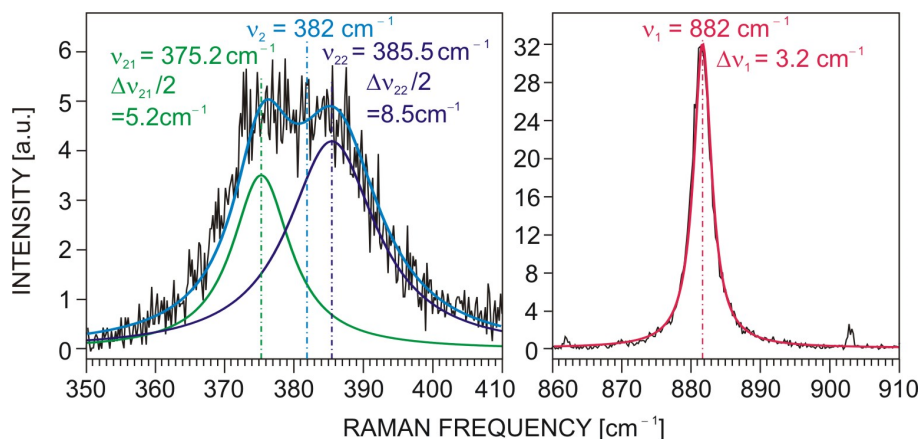
Obrázek 6.3: Spontánní Ramanovské spektrum prostředí GdVO<sub>4</sub> pro roviny X(ZZ)Y (a), X(YX)Y (b), X(YY)Z (c), Z(YZ)X (d)



Obrázek 6.4: Zjednodušená krystalografická struktura GdVO<sub>4</sub> (a), aniont  $[VO_4]^{3-}$  se znázorněnými kmity pro protahovací mód  $A_{1g}(\nu_1)$  a ohybový mód  $A_{1g}(\nu_2)$  v rovině X(ZZ)Y (b).

Příslušné relaxace polarizovatelnosti nabývají hodnot  $T_2(\nu_1) = 3,2$  ps a  $T_2(\nu_2) = 450$  fs.

V Ramanovských lasech je prostředí GdVO<sub>4</sub> poměrně hojně využíváno, o čem svědčí i mnoho článků [419, 447–457]. Ve spojitosti s Nd:GdVO<sub>4</sub>, jako aktivním laserovým materiálem, se používá jako



Obrázek 6.5: Spektrum spontánního Ramanova rozptylu při pokojové teplotě pro krystal GdVO<sub>4</sub> v rovině X(ZZ)Y náležící ohybovému módu  $\nu_2$  (vlevo) a protahovacímu módu  $\nu_1$  (vpravo). Pro posuv  $\nu_2$  je naznačen vliv strukturální poruchy tetrahedrálního aniontu  $[\text{VO}_4]^{3-}$  [A6].

”self-Raman” laser [449–453], neboť malá koncentrace aktivních iontů  $\text{Nd}^{3+}$  nemá vliv na vlastnosti *SRS* [450, 451]. Vhodný je taktéž pro kontinuální systémy [450, 452, 454] z důvodu dobrých teplotně-mechanických vlastností (viz kapitola 5.1.2). Z dostupné literatury se nepodařilo zjistit použití pro synchronně čerpané Ramanovské lasery.

### 6.3.2 Návrh Ramanovského GdVO<sub>4</sub> laseru

Návrh *SRS* laseru vychází z primárního požadavku dosažení nejnižšího prahu generace. Využitím rovnic 3.39 a 3.40 dostáváme pro práh činnosti synchronně čerpaného Ramanovského laseru podmínku 6.18, kde prahový Ramanovský zisk  $g_{th}$  lze pro přechodový režim vypočítat ze vztahu 6.19 [458].

$$g_{th}IL \cdot \left( \frac{1}{25} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} \right)^{-1} = 25 \quad (6.18)$$

$$g_{th} \approx \frac{25g_{ss}}{22 + 206T^2/\tau_p} \quad (6.19)$$

Dopadající intenzita  $I(z)$  je definovaná vztahem 6.20, kde  $P_p$  je špičkový výkon čerpacího záření,  $w(z)$  je poloměr svazku měnící se se vzdáleností  $z$  dle šíření svazku 6.21,  $w_0$  poloměr kaustiky,  $L_z$  Rayleighova vzdálenost daná rovnicí 6.22,  $z_0$  značí souřadnici kaustiky,  $n$  index lomu,  $\lambda$  vlnovou délku čerpání a  $M^2$  parametr kvality svazku.

$$I(z) = \frac{P_p}{\pi w^2(z)} \quad (6.20)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z - z_0}{L_z} \right)^2} \quad (6.21)$$

$$L_z = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda M^2} \quad (6.22)$$

Průměrnou intenzitu čerpacího záření  $I_{av}$  lze snadno získat předpisem 6.23, kde  $L$  značí celkovou délku Ramanovského prostředí. Za předpokladu, že se kaustika nachází uprostřed média (tj.  $z_0 = L/2$ ), je výraz zjednodušen na 6.24.



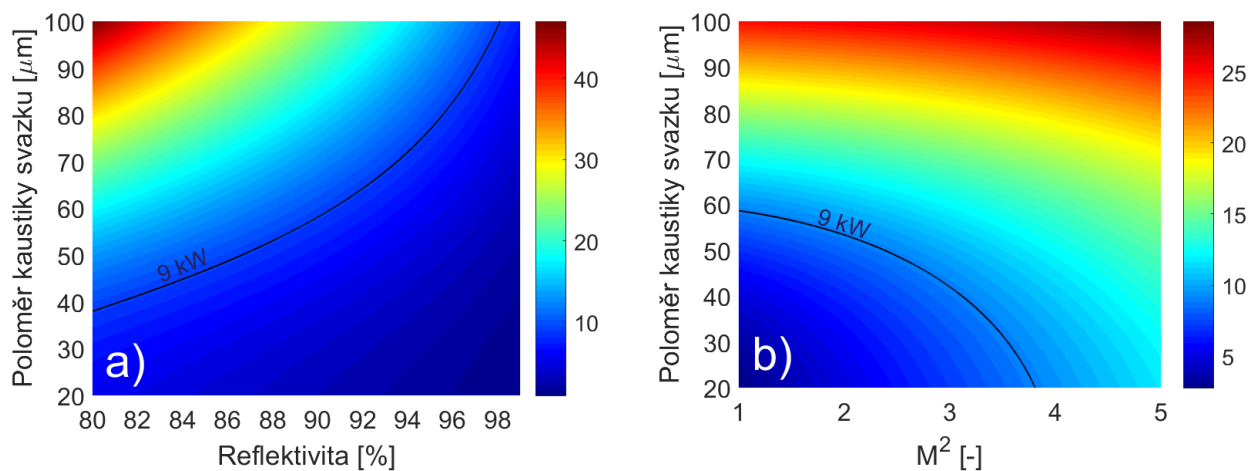
$$I_{av} = \frac{1}{L} \int_0^L I(z) dz = \frac{P_p}{\pi w_0^2} \cdot \frac{L_z}{L} \left( \arctan \frac{L - z_0}{L_z} + \arctan \frac{z_0}{L_z} \right) \quad (6.23)$$

$$I_{av} = \frac{P_p}{\pi w_0^2} \cdot \frac{2L_z}{L} \arctan \frac{L}{2L_z} \quad (6.24)$$

Potřebný špičkový výkon  $P_p^{th}$  pro dosažení prahu činnosti *SRS* laseru je využitím rovnice 3.39 roven 6.25.

$$P_p^{th} = 25 \cdot \frac{\pi w_0^2}{g_{SS} \left( \frac{1}{25} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} \right)^{-1} \cdot 2L_z \arctan \frac{L}{2L_z}} \quad (6.25)$$

Vzhledem k empirické definici prahové podmínky *SRS* je často práh činnosti a tím i potřebný špičkový výkon větší, dle *Basieva et al.* v závislosti na podmínkách i o řád [459]. Dle našich experimentů je špičkový výkon potřebný k dosažení prahu činnosti v synchronně čerpaných Ramanovských laserech přibližně 3-8x větší. Pro samotný návrh byl použit násobek 5. Na obrázku 6.6 je simulace potřebného špičkového výkonu k dosažení prahu činnosti v závislosti na reflektivitě zrcadel a kaustice čerpacího svazku (vlevo). Vpravo je uvedena závislost i pro parametr kvality svazku  $M^2$ . I když dochází k při generaci *SRS* k zlepšení kvality svazku, parametr  $M^2$  má pozitivní vliv na snížení prahu činnosti.

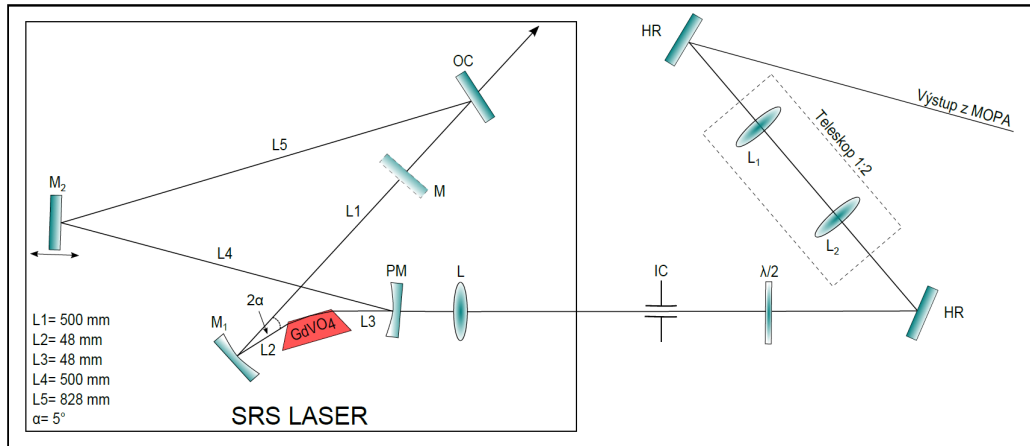


Obrázek 6.6: Simulace potřebného špičkového výkonu [kW] k dosažení *SRS* prahu v synchronně čerpaném GdVO<sub>4</sub> Ramanovském laseru jako funkce celkové reflektivity zrcadel a kaustice čerpacího svazku při  $M^2 = 1,2$  (a); parametru kvality svazku a kaustice při 90% reflektivitě zrcadel (b). Pro obě simulace byly použity další ztráty ve výši 3%. Černá čára naznačuje hranici 9 kW špičkového výkonu čerpacího MOPA systému.

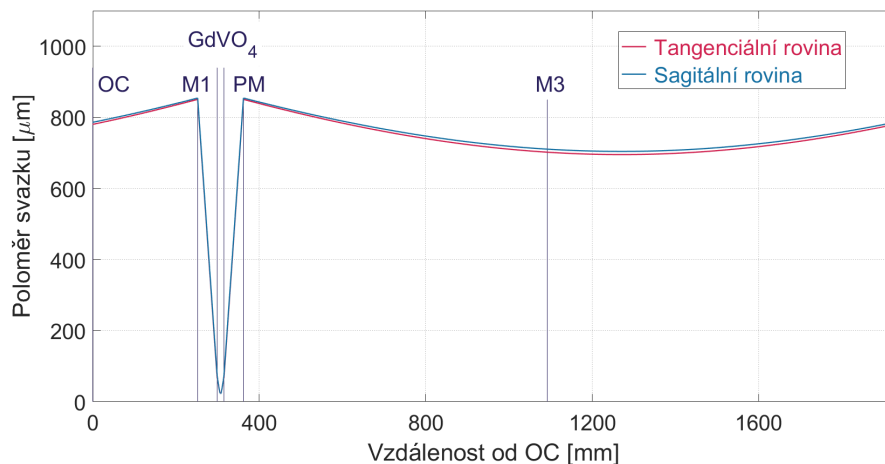
S poloměrem kaustiky roste i práh činnosti, *SRS* rezonátor by měl proto podporovat mód s co nejmenším průměrem svazku v místě předpokládaného umístění krystalu. Jako vhodné se proto jeví rezonátory tvaru "Z", případně kruhové rezonátory, oba dva typy s konkávními zrcadly s poloměry křivosti 50-200 mm. Z hlediska ztrát na zrcadlech je výhodnější použít kruhový rezonátor, který má inherentně menší ztráty při stejném počtu použitých zrcadel. V porovnání s klasickým laserem odpadá nevýhoda dvou výstupních svazků, předpokládáme-li, že dochází pouze k dopředné *SRS* generaci.

Celkové experimentální uspořádání synchronně čerpaného Ramanovského *SRS* laseru je zobrazeno na obr.6.7. Laserový svazek ze systému MOPA se odráží od rovinného zrcadla *HR* a prochází sférickými čočkami  $L_1$  (ohnisková vzdálenost 100 mm) a  $L_2$  (200 mm) tvořícími teleskop 1:2 pro zvětšení svazku. Následně se odráží od rovinného zrcadla *HR*, prochází  $\lambda/2$  deskou pro kontrolu orientace lineární polarizace svazku a dále nastavovací clonkou *IC*. Svazek je poté fokusován sférickou spojnou čočkou

$L$  s fokální vzdáleností  $f=100$  mm do kaustiky s poloměrem  $30 \times 32 \mu\text{m}^2$ . Samotný *SRS* rezonátor kruhového uspořádání se skládá z konkávního čerpacího zrcadla  $PM$  a konkávního zrcadla  $M_1$  (obě dvě s poloměrem křivosti  $r=100$  mm), rovinného výstupního zrcadla  $OC$  a rovinného zrcadla  $M_2$  umístěného na mikrometrickém pojezdu pro přesné nastavení synchronní podmínky. Čistě pro nastavování je v rezonátoru mezi prvky  $M_1$  a  $OC$  umístěno rovinné zrcadlo  $M$ . Jako Ramanovsky aktivní prostředí byl použit identický krystal GdVO<sub>4</sub> s délkou 16 mm, jenž je popsán v kapitole 5.1.2. Průběh poloměru svazku uvnitř rezonátoru je uveden na obr. 6.8.



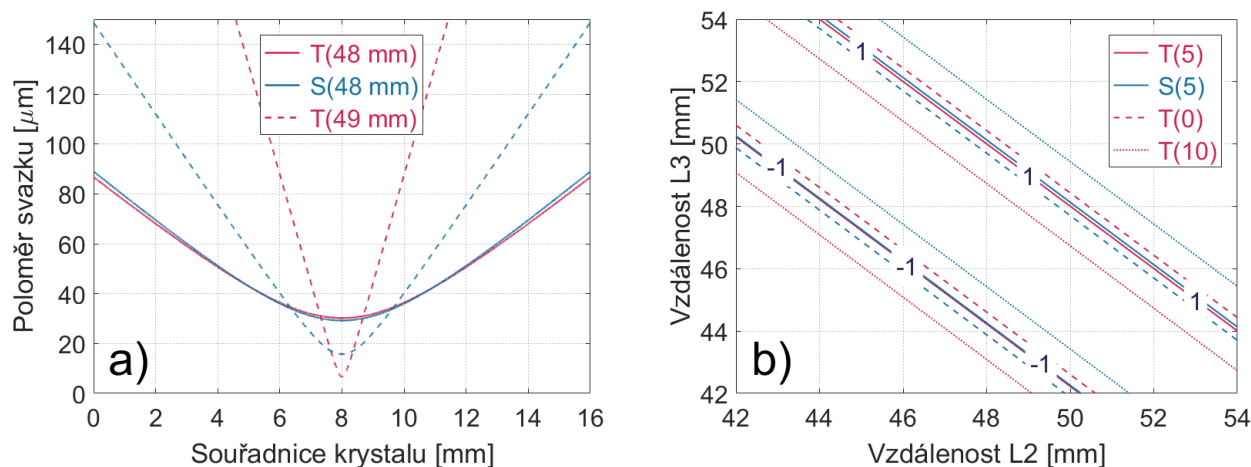
Obrázek 6.7: Experimentální uspořádání synchronně čerpaného *SRS* GdVO<sub>4</sub> laseru, kde  $HR$  značí rovinná totálně odrazná zrcadla,  $L_1$  a  $L_2$  sférické čočky s ohniskovou vzdáleností 100, resp. 200 mm,  $\lambda/2$  půlnovní desku,  $IC$  nastavovací clonku,  $L$  sférickou spojnou čočku s fokální vzdáleností 100 mm,  $PM$  a  $M_1$  konkávní zrcadla s poloměrem křivosti 100 mm,  $OC$  rovinné výstupní zrcadlo,  $M_2$  posuvné rovinné zrcadlo a  $M$  nastavovací zrcadlo.



Obrázek 6.8: Závislost poloměru gaussova svazku uvnitř navrženého kruhového *SRS* rezonátoru pro vlnovou délku prvního Stokesa.

Vzdálenost mezi konkávními zrcadly  $PM$  a  $M_1$  a krystalem GdVO<sub>4</sub> byla volena jednak s ohledem na velikost načerpané oblasti a jednak za účelem kompenzace astigmatismu vznikajícího v rezonátoru díky nenulovému úhlu dopadu na konkávní zrcadla a na samotný krystal. Pro kaustiku umístěnou uprostřed krystalu musí být vzdálenosti totožné. Jako optimální se jevílo nastavení, kdy vzdálenost  $PM$  a GdVO<sub>4</sub> (stejně tak vzdálenost  $M_1$  GdVO<sub>4</sub>) byla rovna 48 mm, přičemž úhel dopadu na konkávní zrcadla byl  $\alpha=5^\circ$ . Při odlišných vzdálenostech nedocházelo ke kompenzaci astigmatismu, viz 6.9a). Astigmatismus měl také vliv na stabilitu rezonátoru. Pro minimalizaci difrakčních ztrát rezonátoru by

mělo docházet k překryvu stabilních oblastí pro tangenciální a sagitální rovinu 6.9b). V případě kdy  $\alpha=5^\circ$ , byla oblast stability největší, pro menší či větší hodnoty docházelo k její redukcí.



Obrázek 6.9: Poloměr svazku uvnitř krystalu pro tangenciální (T) a sagitální (S) rovinu. Číslo v závorce udává vzdálenost  $L2$  ( $L3$ ) pro  $\alpha=5^\circ$  (a). Stabilita rezonátorů definována parametry přenosové matice  $(A+D)/2$  pro vzdálenost  $L2$  a  $L3$ . Číslo v závorce udává úhel  $\alpha$  (b).

Reflektivita použitých zrcadel je uvedena v tab. 6.1. Čerpací zrcadlo  $PM$  propouští čerpací záření na vlnové délce  $1,06 \mu\text{m}$  a zároveň podporuje Ramanovské záření na vlnové délce 1173 a 1228 nm. Optické prvky  $M_1$  a  $M_2$  totálně odráží čerpání i Stokesovy komponenty. Pro generaci pouze první Stokesovy vlny bylo použito výstupního zrcadla  $OC1$ , která mělo na vlnové délce 1173 nm propustnost 12%. Díky nízkému činiteli jakosti rezonátoru stačilo, pro zamezení kaskádní  $SRS$  generace v celém rozsahu čerpání, aby odrazivost na příslušných vlnových délkách byla  $< 90\%$ . Pro generaci kombinovaného Stokesova záření bylo použito zrcadlo  $OC2$  s vysokým činitelem jakosti na vlnové délce prvního Stokesa zajišťující vhodné dynamické podmínky pro kaskádní procesy. Reflektivita na kombinované Stokesově vlně odpovídala 90%, pro zamezení generace na druhém Stokesovi byla reflektivita na vlnové délce 1309 nm  $< 25\%$ .

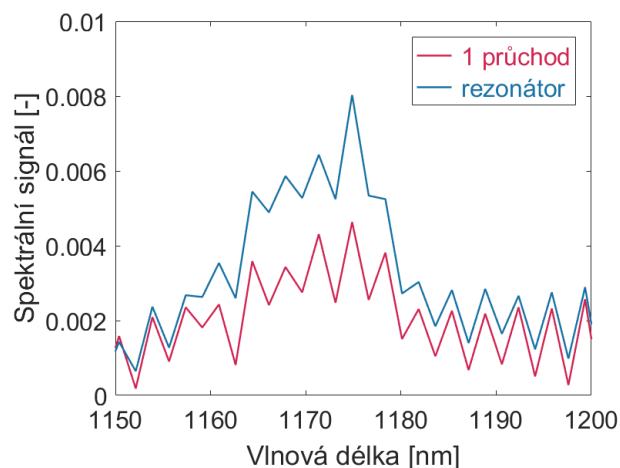
Tabulka 6.1: Reflektivita zrcadel synchronně čerpaného GdVO<sub>4</sub> Ramanovského laseru dle obr. 6.7.

Zrcadlo	R@1063 nm [%]	R@1173 nm [%]	R@1228 nm [%]	R@1309 nm [%]
$PM$	1,25	99,64	99,39	75,71
$M_1$	99,57	99,48	99,44	98,80
$M_2$	99,83	99,85	99,83	90,73
$OC1$	99,58	87,58	79,65	69,90
$OC2$	99,93	99,88	89,74	22,25

### 6.3.3 Nastavení rezonátoru využitím spontánního Ramanova rozptylu

Nastavení kruhového rezonátoru pro synchronní čerpání je velmi problematické a složité. S výhodou byla použita metoda pro realizaci a nastavení synchronně čerpaných optických parametrických oscilátorů (*OPO*), jež vznikla na naší katedře, a která využívala parametrické fluorescence [460]. Nevýhodou oproti případu *OPO* je řádově slabší projev nelinearit u spontánního Ramanova rozptylu [461]. Celou metodu lze shrnout do následujících bodů.

1. Za plánovaným umístění *OC* (nyní bez *OC*), ve směru zrcadel  $M_1$  a *OC*, je umístěn citlivý spektrometr se sběrným vláknem. Vzhledem k úhlové charakteristice vyzařování je spontánní Ramanův rozptyl velmi divergentní. Signál je proto fokusován spojnou čočkou (v našem experimentu s ohniskovou vzdáleností 100 mm). Fokusováno je také i čerpací záření, které je potlačeno soustavou filtrů.
2. Spektrometr by měl detekovat velmi slabý spontánní rozptyl (v řádu několika fotonů), který lze optimalizovat účinnějším navázáním do sběrného vlákna. Pokud ani po optimalizaci není vidět spontánní rozptyl, metodu nelze použít.
3. Umístění výstupního zrcadla *OC* a natočení k zrcadlu  $M_2$ . Zrcadlo *OC* musí být částečně propustné pro prvního Stokesa, dochází totiž k snížení již tak malého signálu.
4. Nastavovací zrcadlo *M* vrací čerpací svazek po stejné dráze a je částečně odraženo od zrcadla *PM* k zrcadlu  $M_2$ . Díky malé odrazivosti čerpání na zrcadle *PM* je vhodné volit reflektivitu nastavovacího zrcadla *M* větší než 80%. Zrcadlo  $M_2$  je nastaveno k odrazu čerpacího svazku k výstupnímu zrcadlu *OC*, kde by mělo docházet k překryvu svazků z obou větví. Po odstranění nastavovacího zrcadla *M* dochází k znatelnému navýšení detekovaného signálu díky kladné zpětné vazbě rezonátoru, viz obr. 6.10. Zvýšení signálu je závislé na reflektivitě *OC*.
5. Posuvem zrcadla  $M_2$ , popř. opakováním celého nastavení pro novou polohu  $M_2$ , docílíme generace *SRS* laseru. Pro správné nastavení rezonátoru a synchronní délky dochází k prudkému nárůstu signálu o několik řádů.



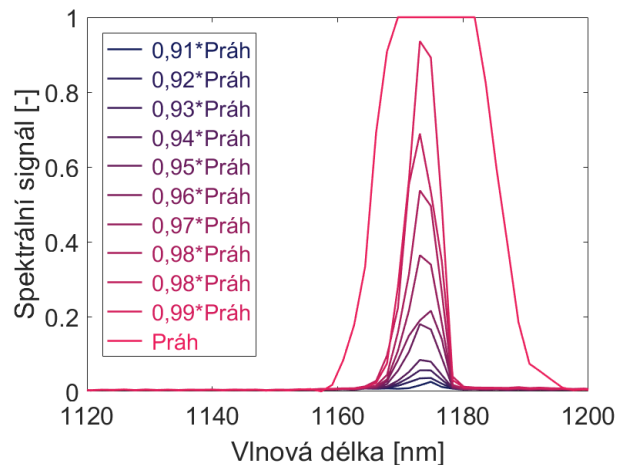
Obrázek 6.10: Spektrum spontánního Ramanova rozptylu pro jeden průchod krystalem a pro nastavený rezonátor při nesynchronní délce rezonátoru, normováno na maximální dynamický rozsah spektrometru *Ocean Optics NIR 512*.

Pro nastavení bylo s výhodou využito kontinuálního sledu čerpacích impulsů, neboť jejich integrální výkon měl významný vliv na velikost detekovaného signálu. V případě nastavovacího procesu, kdy nejsou splněny prahové podmínky a rezonátor je rozladěný, byl příspěvek kvazi-kontinuálního zesílení přibližně roven 20% hodnoty příspěvku vyvolaného kontinuálním sledem.

### 6.3.4 Spektrální dynamika stimulovaného Ramanova rozptylu v blízkosti prahu laseru

V kapitolách 3.2.5 a 6.3.2 jsou diskutovány podmínky pro dosažení uměle vytvořeného prahu činnosti *SRS* laseru. Z fyzikálního hlediska však *SRS* lasery práh činnosti nemají, neboť generace Ramanova rozptylu nastává téměř vždy. Prahem však můžeme rozumět stav, stejně tak jako v případě normálních laserů založených na stimulované emisi záření, kdy dochází k lavinovitému nárůstu rozptýlených fotonů a spontánní proces se mění v stimulovaný.

Na obr. 6.11 je zachycen vývoj spektrální dynamiky v blízkosti prahu *SRS*. Spektrum spontánního Ramanova rozptylu je na začátku široké a dosahuje maximální hodnoty dané samotným vibračním kvantem. Při zvyšování úrovně čerpacího záření dochází k nárůstu rozptýlených fotonů, díky kladné zpětné vazbě a dynamice rozptylu i k zužování spektrálních charakteristik. Těsně před prahem činnosti je již signál snadno detekovatelný. Při dosažení prahu je několikanásobně zvýšen počet Stokesových fotonů a ihned saturuje spektrometr. Tento fakt je využit pro metodu nastavení rezonátoru, kterou se zabývá předešlá kapitola 6.3.4. V závislosti na dynamice, parametrech synchronního čerpání a rezonátoru, je šířka spektrální čáry v blízkosti prahu užší než její maximální šíře. Některé práce proto uvádějí, že nejkratších impulsů je dosaženo právě v okolí prahu [462], jiné publikace uvádějí trend opačný [463, 464]. Experimentální výsledky dosažené v našem systému potvrzují druhou možnost. Tento fakt je plně dán samotnou dynamikou výstavby Stokesovy komponenty při čerpání odpovídající synchronní podmínce.



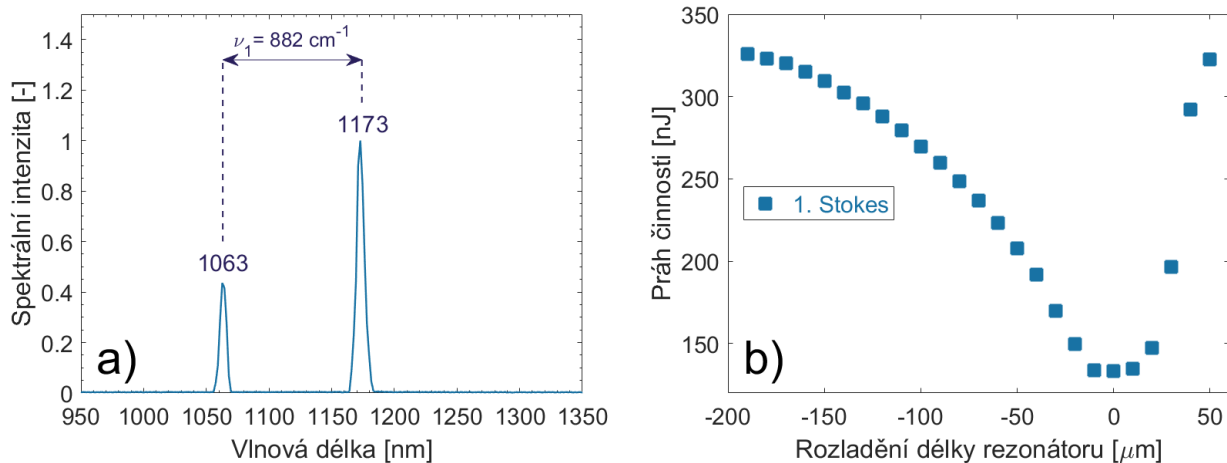
Obrázek 6.11: Spektrum v blízkosti prahu činnosti *SRS* GdVO<sub>4</sub> laseru, kdy při dosažení prahu dochází k několikanásobnému zvětšení signálu. Hodnoty jsou normovány na dynamický rozsah spektrometru *Ocean Optics NIR 512*.

### 6.3.5 Generace první Stokesovy komponenty v GdVO<sub>4</sub> Ramanovském laseru

#### Práh činnosti

V kruhovém rezonátoru s výstupním zrcadlem *OC1* bylo dosaženo generace 1. Stokesovy komponenty s posuvem  $\nu_1 = 882 \text{ cm}^{-1}$  na vlnové délce 1173 nm, viz obr. 6.12a). Díky dynamice synchronního čerpání je práh činnosti Ramanovského laseru závislý na rozladění délky rezonátoru ("detuning", značeno *Det*). V případě rovnosti doby oběhu signálu rezonátorem a frekvence čerpacího záření je práh činnosti minimální, mluvíme o perfektní synchronizaci a značíme ji 0. Je-li rozladění rezonátoru vůči perfektní synchronizaci kladné, je signálová vlna zpožděna v každém oběhu za čerpací vlnou. Naopak je-li rozladění záporné, je doba oběhu signálové vlny menší než frekvence čerpání, rezonátor kratší a signál tak předbíhá čerpání. Uvedená hodnota rozladění je rovna posuvu koncového zrcadla *M<sub>2</sub>* (obr. 6.7), reálné zpoždění je tedy přibližně 2x větší. Míra dovoleného rozladění je dána úrovní čerpání a délkou

čerpacího impulsu, významné jsou i ztráty rezonátoru. Pro kladné hodnoty rozladění je míra rozladitelnosti vždy několikanásobně menší (v našem uspořádání typicky 3-4x), neboť opožděný signál vyvolává s předbíhající čerpací vlnou menší vibrační amplitudu než v opačném případě. V daném uspořádání bylo dosaženo absolutního rozladění  $240 \mu\text{m}$  od  $-190 \mu\text{m}$  do  $+50 \mu\text{m}$ , což odpovídá časovému rozladění  $1,6 \text{ ps}$  vůči čerpacímu impulsu s délkou  $36 \text{ ps}$ . V případě perfektní synchronizace dosahoval práh činnosti 1. Stokesovy komponenty hodnoty  $133 \text{ nJ}$ , obr. 6.12b)



Obrázek 6.12: Spektrum Ramanovského GdVO<sub>4</sub> laseru v konfiguraci s výstupním zrcadlem OC1 pro maximální úroveň energie čerpacího impulsu  $330 \text{ nJ}$  (a), závislost prahu činnosti 1. Stokesovy komponenty na rozladění délky rezonátoru (b).

Z prahové podmínky byly rovněž zpětně odhadnuty ztráty, které sloužily jako vstupní parametry pro numerický model.

### Výstupní energie

Křivka výstupní energie taktéž závisí na rozladění délky rezonátoru a je uvedena na obr. 6.13a). Šířka křivky detuningu, kdy klesne výstupní energie na polovinu, činila přibližně  $100 \mu\text{m}$ . Vypočtená diferenciální účinnost se pohybuje v celém rozsahu mezi 18-24,7 %, křivka výstupní energie kopíruje tvar prahu činnosti. Maximální hodnota  $48,5 \text{ nJ}$  byla naměřena pro případ perfektní synchronizace, což odpovídá konverzní účinnosti  $\sigma = 15 \%$  při diferenciální účinnosti  $\eta = 24,7 \%$ . Závislost výstupní energie na vstupní energii je uvedena na obr. 6.13b).

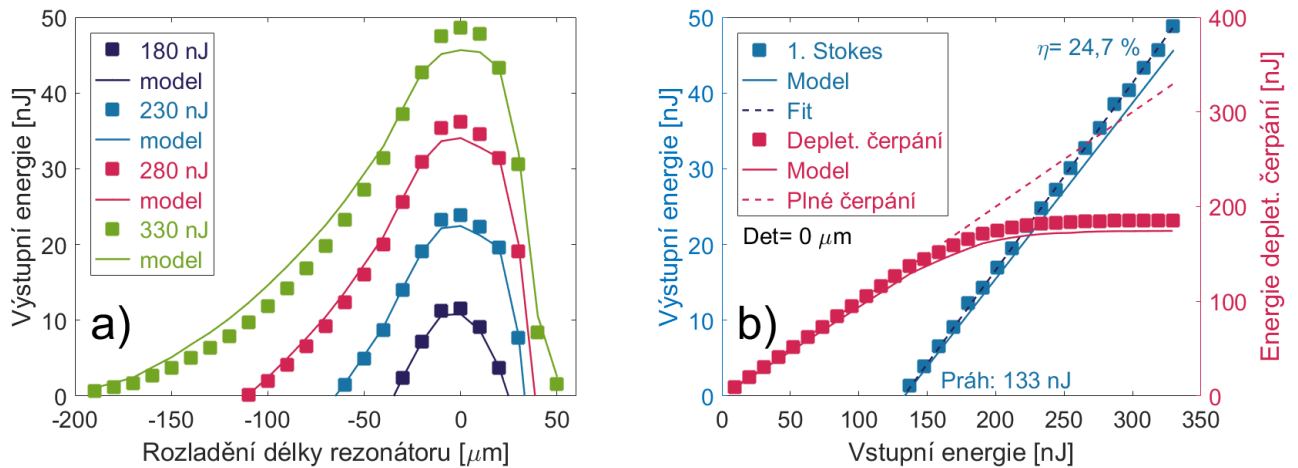
Díky konverzi čerpacího záření na 1. Stokesovu komponentu dochází k jeho depletaci. Po překročení prahu činnosti Ramanovského laseru se prošlá energie čerpání saturuje a s rostoucí vstupní energií neroste. To znamená, že v režimu saturace depletovaného záření je doplněk do původního stavu plně spotřebován na konverzi záření, zatímco prošlé záření vyvolává účinnou generaci *SRS*.

### Dynamika přechodového a ustáleného stavu

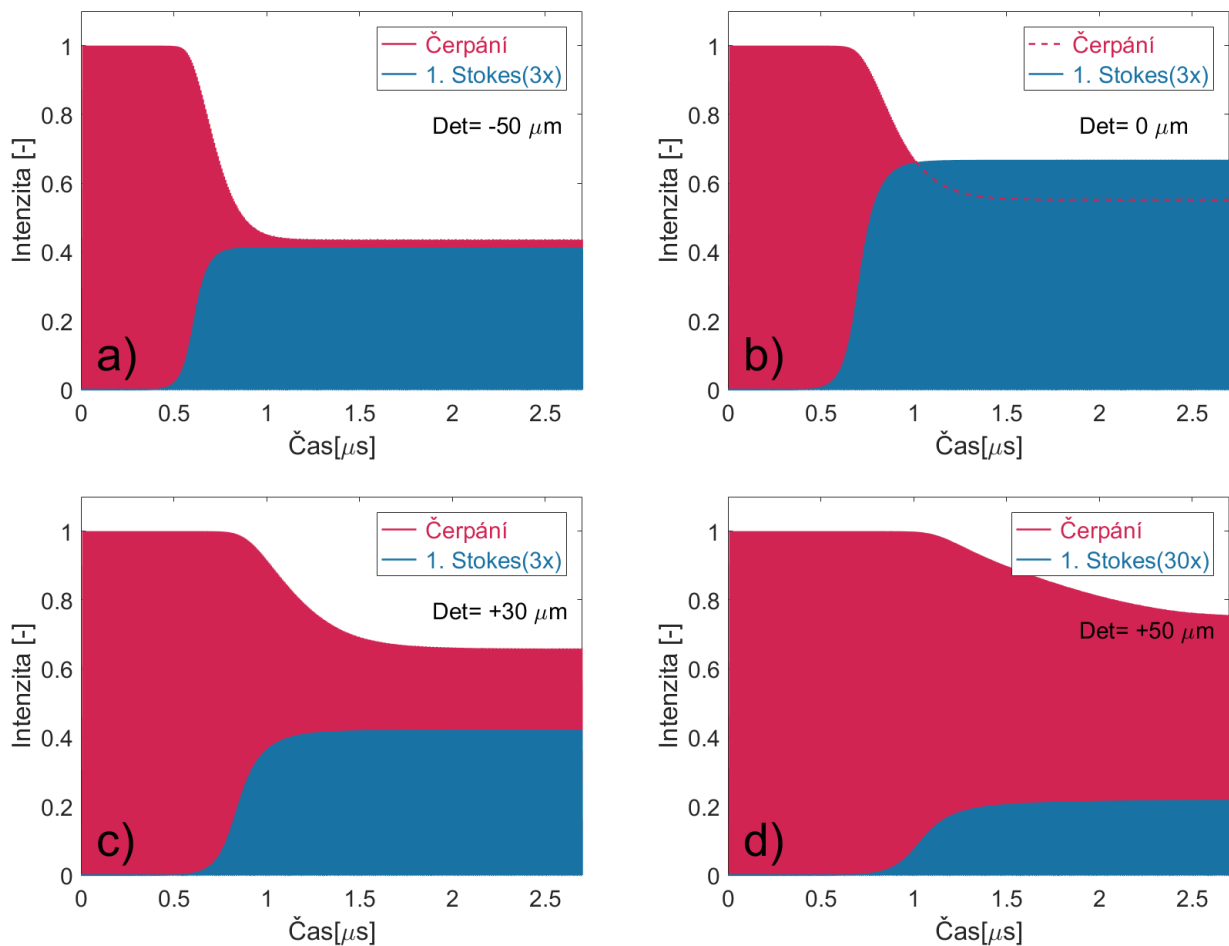
Pro synchronně čerpané Ramanovské lasery je typické, že ke generaci *SRS* záření nedochází ihned s prvním čerpacím impulsem, ale v okamžiku, kdy je vibrační amplituda dostatečně velká pro účinnou konverzi. Čím nižší úroveň čerpání a větší ztráty, tím je potřeba většího počtu čerpacích impulsů pro dosažení prahu činnosti. Na začátku celého čerpacího sledu dochází k pozvolnému nárůstu *SRS* záření a tím i depletaci záření původního, tzv. *přechodový stav*. Po ustálení dynamiky jsou generovány impulsy se stejnou amplitudou a délkou, dochází taktéž k ustálení depletace. Depletace záření roste při stejném výstupním výkonu s rozladěním rezonátoru (v okolí synchronní podmínky). Na obr. 6.14 je model sledu impulsů v přechodové a ustálené dynamice pro různá rozladění synchronní kavity. Dle modelu by generace, vzhledem k délce čerpacího sledu impulsů  $500 \mu\text{s}$ , měla být ustálená a *QCW* režim považovat za kontinuální režim s odpovídající střídou.

Ustálený režim *SRS* generace je velmi podobný režimu kontinuální synchronizace módů, kdy vibrační amplituda, jakožto produkt čerpacího a generovaného záření, přejímá roli ztrát a saturace prostředí.



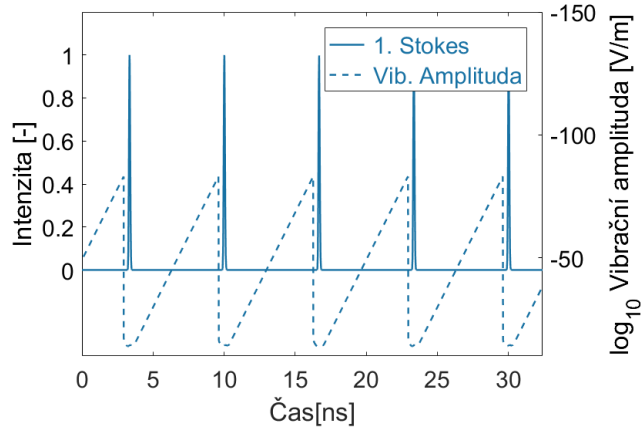


Obrázek 6.13: Závislost výstupní energie 1. Stokesovy komponenty na rozladění délky rezonátoru pro různé úrovně čerpání (a), Výstupní energie a energie depletovaného záření jako funkce vstupní energie pro případ perfektní synchronizace  $\text{Det} = 0 \mu\text{m}$  (b).



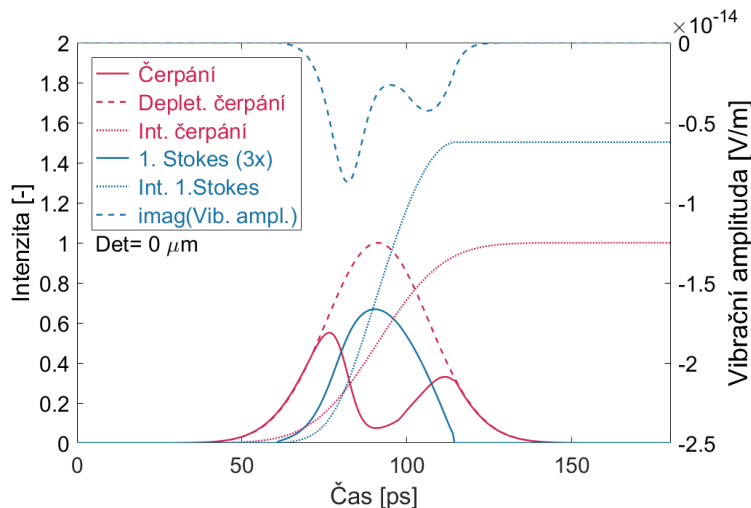
Obrázek 6.14: Model sledu impulsů 1. Stokesovy komponenty a depletovaného čerpacího záření pro rozladění  $-50 \mu\text{m}$  (a),  $0 \mu\text{m}$  (b),  $+30 \mu\text{m}$  (c) a  $+50 \mu\text{m}$  (d). Časová osa odpovídá sledu přibližně 400 impulsů.

Příklad ustáleného stavu pro Ramanovský laser s perfektní synchronizací je znázorněn na obr. 6.15. Vibrační amplituda vybudovaná dopadajícími poli zajišťuje účinnou konverzi záření (v analogii klesající ztráty) a po skončení generace relaxuje k rovnovážné hodnotě, která však není nulová.



Obrázek 6.15: Model ustáleného stavu generace *SRS* záření pro rozladění  $0 \mu\text{m}$ , plnou čarou naznačena normovaná intenzita 1. Stokesa, přerušovanou imaginární část vibrační amplitudy.

Simulace na obr. 6.16 znázorňuje dynamiku generace Stokesova impulsu pro nulové rozladění. Dopadající čerpací záření a jeho integrální projev vyvolává pozvolnou změnu vibrační amplitudy a tím i nárůst *SRS* záření. Zvětšení vibrační amplitudy má za následek strmější nárůst generovaného záření, které způsobuje další navýšení vibrační amplitudy vedoucí k depleci původního záření. Dochází ke generaci maximální intenzity záření, která je vzdálena od maxima vibrační amplitudy přibližně o 3 ps korespondující s hodnotou relaxace polarizovatelnosti příslušného vibračního kvanta. Vibrační amplituda pozvolna klesá, snižuje se tak i generovaná intenzita. Vibrační intenzita opětovně pozvolna narůstá, její navýšení je však nyní brzděno nízkou hodnotou čerpání a dochází k ukončení generace.

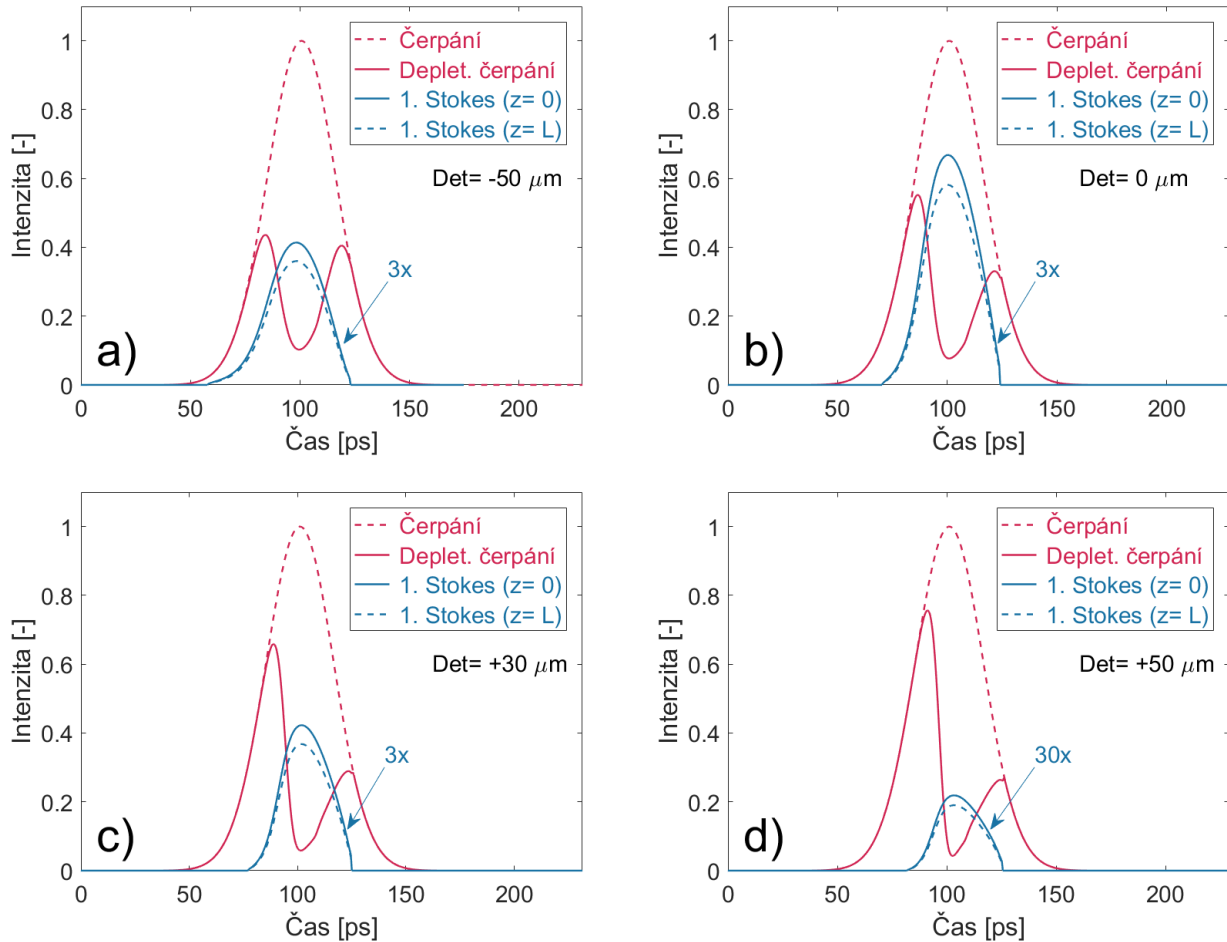


Obrázek 6.16: Model dynamiky *SRS* impulsu pro původní a depletované záření, integrální hodnotu dopadajícího záření, generovaný impuls a jeho integrální hodnotu, imaginární část vibrační amplitudy. Intenzitní hodnoty byly normovány na odpovídající hodnotu čerpání.

Z výše uvedeného vyplývá, že opožděně přicházející Stokesovské impulsy jsou zkracovány více než předcházející, neboť zbývá na jejich výstavbu méně času. Proto i délka impulsu klesá s prodlužujícím se rezonátorem, nejkratší impulsy jsou generovány v kladné větvi rozladění. Zkracování podporuje i fakt,



že je-li impuls opožděn, dochází ke kumulativnímu nárůstu vibrační amplitudy před jeho příchodem a odezva prostředí na signál je větší. Systém se tak chová jako Q-spínaný laser, kdy vyšší startovací úroveň inverze populace má za následek vyzáření kratšího impulsu. Pokud by čerpání bylo výrazně vyšší než prahová hodnota (např. 10-100x), ukončení *SRS* generace by proběhlo dříve a dynamika by měla čas k vytvoření podmínek pro opětovnou generaci- impuls by byl rozšířen.



Obrázek 6.17: Model generovaných impulsů (před zesílením a po zesílení), původního a depletovaného záření v ustáleném stavu pro různá rozladění:  $-50 \mu\text{m}$  (a),  $0 \mu\text{m}$  (b),  $+30 \mu\text{m}$  (c) a  $+50 \mu\text{m}$  (d).

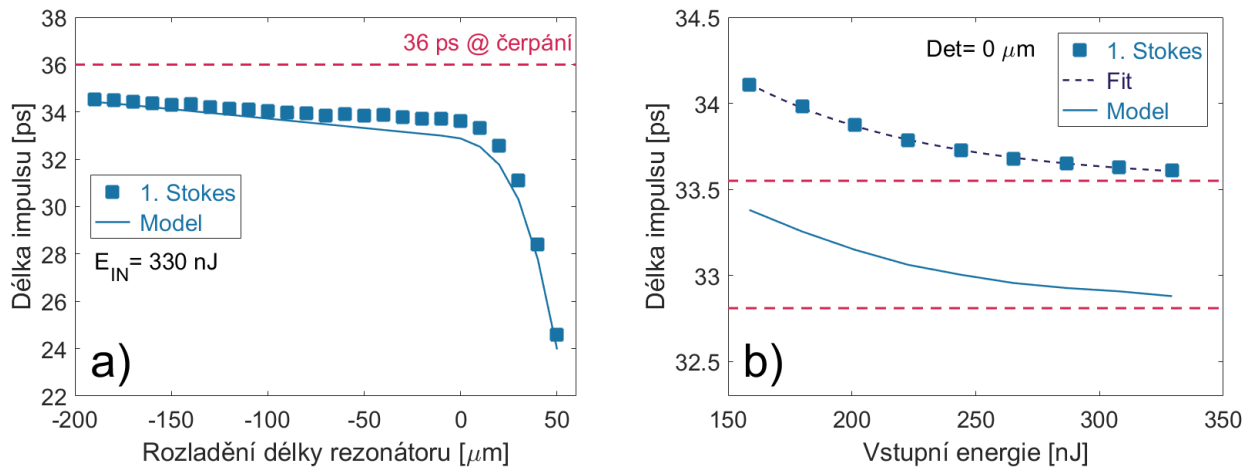
Na obr. 6.17 je uvedena simulace generovaných impulsů v ustáleném stavu pro různá rozladění. K nárůstu *SRS* záření dochází v delším časovém okamžiku pro rezonátory s větší optickou drahou, proto se depletace projevuje, v rámci jednoho čerpacího cyklu, později. Intenzitní maximum generovaného záření se chová obdobně.

### Zkracování impulsů

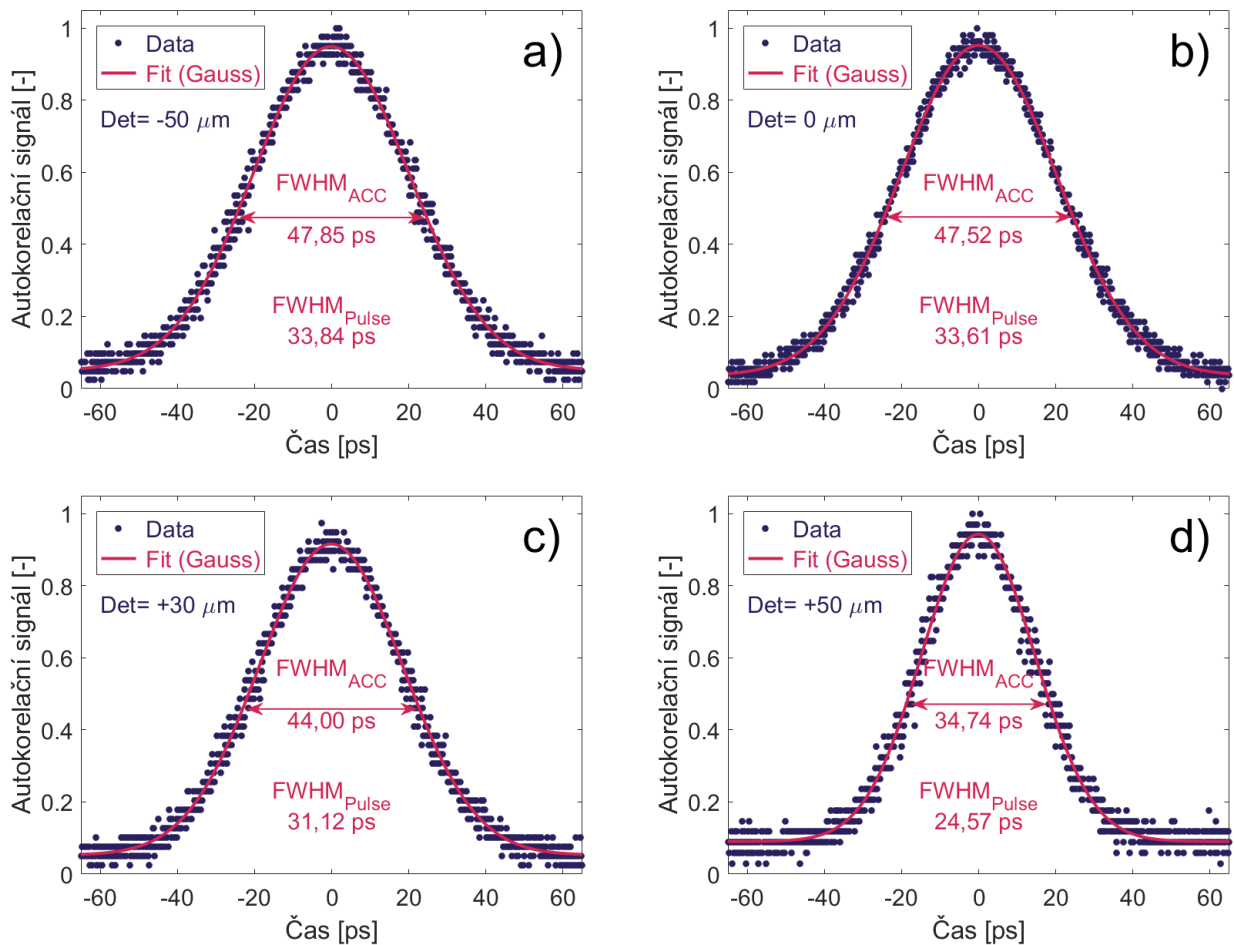
Měření délky generovaných impulsů v závislosti na rozladění délky rezonátoru bylo v souladu s teorií, nejkratší impulsy byly generovány pro nejdelší rezonátory. Pro perfektní synchronizaci bylo dosaženo délky impulsu 33,6 ps, pro rozladění  $+50 \mu\text{m}$  délka impulsu klesla na 24,6 ps, což představuje 1,46-násobné zkrácení vůči 36ps čerpacímu impulsu. Žádný z impulsů nebyl delší než čerpací impuls. Naměřené výsledky dobře korespondují s numerickým modelem, viz 6.18a). Pro stanovení délky impulsu byl předpokládán gaussův tvar. Na obr. 6.19 jsou uvedeny příklady naměřených autokorelačních křivek pro různá rozladění rezonátoru.

Délka impulsu  $\tau_P$  byla taktéž závislá na úrovni čerpání  $E_{in}$ , tj. na výstupní energii. Pro větší čerpání se impuls nepatrně zkracoval dle rovnice 6.26, kde  $a$ ,  $b$  a  $c$  značí koeficienty rovnice. Příklad uvedené závislosti je na obr. 6.18b), kdy limitní délka impulsu stanovená fitem činila 33,55 ps pro případ nulového rozladění.

$$\tau_P = a + b * \exp\left(-\frac{E_{in}}{c}\right) \quad (6.26)$$



Obrázek 6.18: Délka impulsu 1. Stokese jako funkce rozladění rezonátoru (a) a v závislosti na vstupní energii pro nulové rozladění (b).



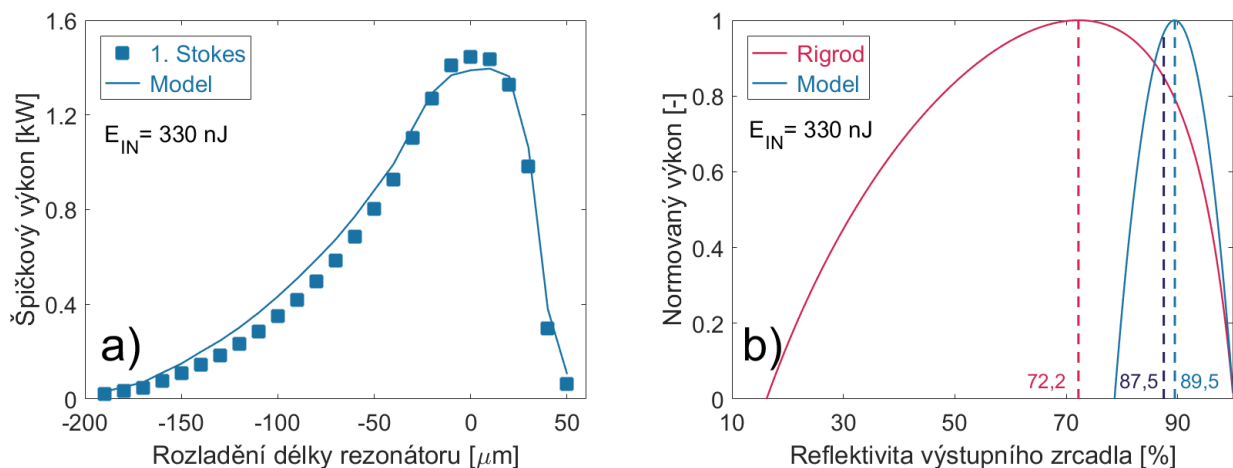
Obrázek 6.19: Autokorelační funkce impulsů pro různá rozladění délky rezonátoru: -50 μm (a), 0 μm (b), +30 μm (c) a +50 μm (d).

### Špičkový výkon

Vzhledem k faktu, že výstupní energie i délka generovaných impulsů jsou závislé na míře rozladění délky rezonátoru, je i špičkový výkon funkcí detuningu, viz 6.20a). Ukazuje se, že díky výraznějšímu zkrácení impulsů v kladné větvi rozladění je maximum špičkového výkonu často posunuto. V představeném případě zůstává maximum na nulovém rozladění a dosahuje hodnoty 1,45 kW (při čerpání 9,4 kW), nicméně numerický model potvrzuje tento trend a maximum špičkového výkonu posunuje na hodnotu +10  $\mu\text{m}$ .

### Optimální reflektivita

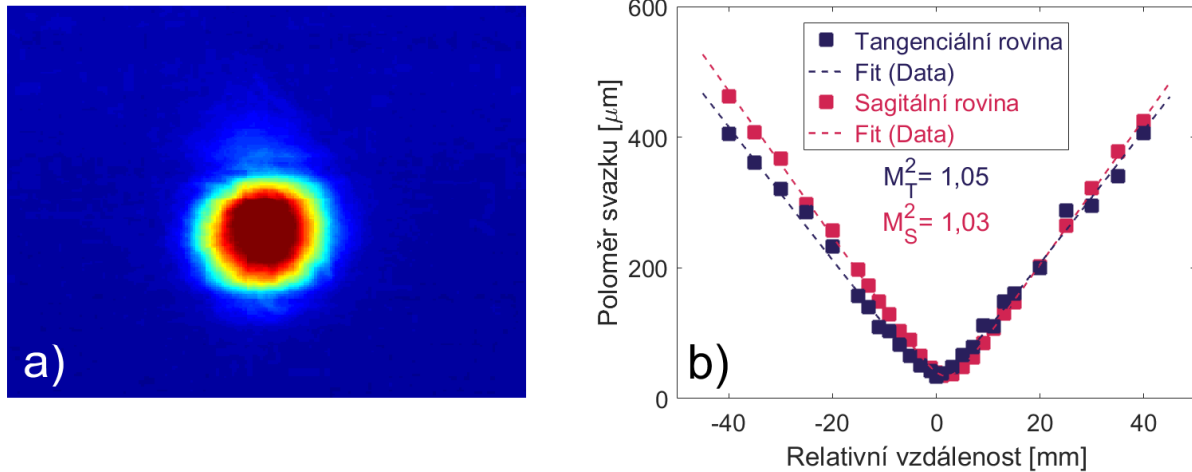
Zajímavou úlohu představuje podmínka zpětné vazby zprostředkovaná optickým rezonátorem. Ze známého Ramanova zisku pro ustálený režim a dopadající intenzity lze vypočítat zisk, ze znalosti ztrát posléze i výstupní energii v závislosti na reflektivitě výstupního zrcadla dle Rigrodovy analýzy 5.10. Ukazuje se, že přístup klasického laseru není pro Ramanovské lasery vhodný. Na obr. 6.20b) jsou znázorněny rozdíly s numerickým modelem. Zatímco u Rigrodovy analýzy maximum výstupní energie nastává při reflektivitě 72,2%, dle numerického modelu při 89,5% (použitá reflektivita 87,5%). Dle klasického přiblížení by čerpací výkon měl být dostatečný pro dosažení prahu činnosti se zrcadlem s reflektivitou < 20%, dle numerického modelu je minimální reflektivita 78%, což odpovídá výsledkům v kapitole 6.3.2.



Obrázek 6.20: Špičkový výkon 1. Stokesovy komponenty jako funkce rozladění délky rezonátoru pro maximální úroveň čerpání (a). Normovaný výstupní výkon v závislosti na reflektivitě výstupního zrcadla dle Rigrodovy analýzy a numerického modelu spolu s vyznačenými maximy. Černou čarou je znázorněna reflektivita použitého zrcadla.

### Prostorová struktura záření a kvalita svazku

Příčný profil svazku generovaného záření odpovídal základnímu módu. Zaznamenaná prostorová struktura je vyobrazena na obr. 6.21a). Kvalita svazku stanovená pomocí parametru  $M^2$  byla v obou rovinách menší než 1,1. V porovnání s výstupním svazkem z MOPA systému je kvalita svazku dokonce lepší, viz obr. 6.21b). Výsledky tak potvrzují fakt diskutovaný v kapitole 3.2.5, že při generaci *SRS* dochází ke zlepšení kvality svazku. Prostorová struktura ani kvalita svazku se výrazně neměnila s úrovní čerpání ani s rozladěním délky rezonátoru.

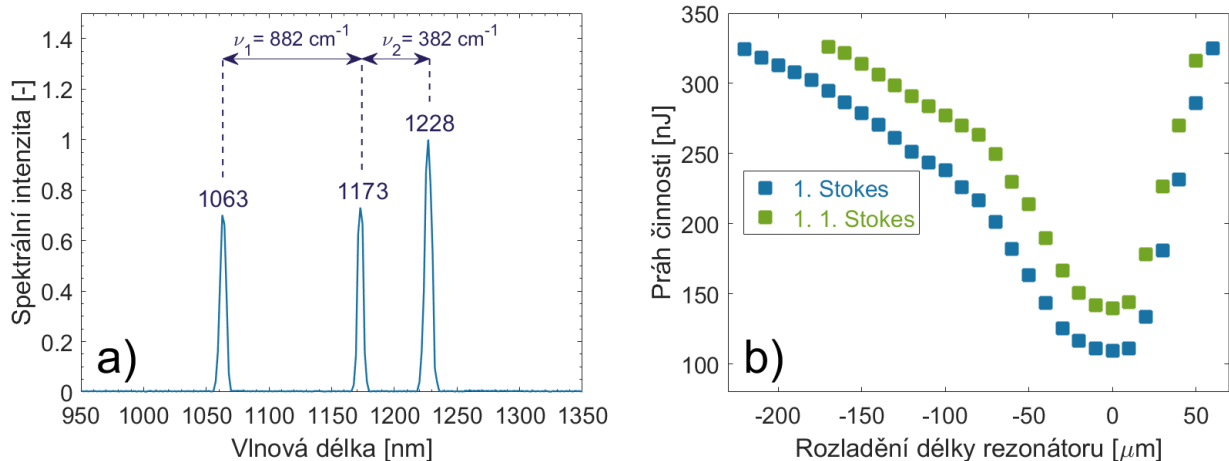


Obrázek 6.21: Prostorová struktura svazku 1. Stokesovy komponenty při výstupní energii impulsu 48,5 nJ (a) a měření kvality svazku při fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm (b).

### 6.3.6 Generace kombinované Stokesovy komponenty v GdVO<sub>4</sub> Ramanovském laseru

#### Práh činnosti

V uspořádání s výstupním zrcadlem *OC2* s vysokým činitelem jakosti rezonátoru na vlnové délce 1173 nm (reflektivita přesahující 99 % dle tabulky 6.1) byl generován nejen 1. Stokes (posun  $\nu_1 = 882 \text{ cm}^{-1}$ ), ale díky jeho vnitro-rezonátorovému čerpání taktéž Stokesova vlna s kombinovaným posunem ( $\nu_1 = 882 \text{ cm}^{-1} + \nu_2 = 382 \text{ cm}^{-1}$ ) na vlnové délce 1228 nm (pro jednoduchost značeno 1.1. Stokes). Reflektivita výstupního zrcadla *OC2* na vlnové délce 1228 nm činila 89,7 %. Žádné další záření vznikající kaskádním mechanismem nebylo pozorováno, viz obr. 6.22a). Rovněž ani anti-Stokesova vlna s posuvem  $\nu_1$  nebyla detekována, neboť nedocházelo ke generaci druhého Stokesu. Taktéž nedocházelo ke vzniku zpětného Ramanovského záření, jehož práh je několikanásobně vyšší než u dopředného záření [430].



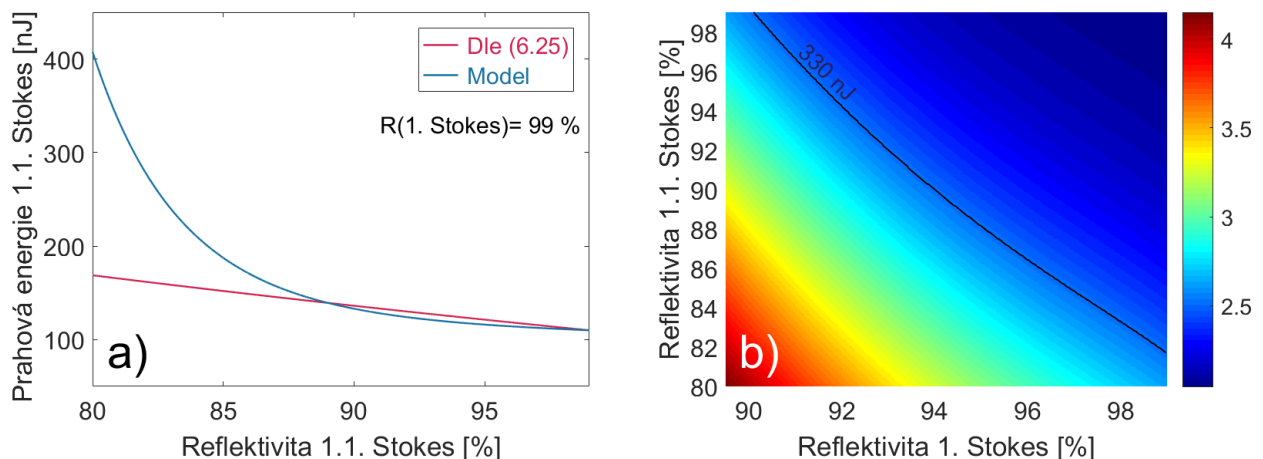
Obrázek 6.22: Spektrum Ramanovského GdVO<sub>4</sub> laseru v konfiguraci s výstupním zrcadlem *OC2* pro maximální úroveň energie čerpacího impulsu 330 nJ (a), závislost prahu činnosti 1. Stokesovy a kombinované Stokesovy komponenty na rozladění délky rezonátoru (b).

Práh činnosti je závislý na rozladění délky rezonátoru pro obě generované vlnové délky, viz obr.6.22b). Nejnižšího prahu činnosti bylo dosaženo pro případ perfektní synchronizace pro 1. Stokesu (109 nJ) i kombinovaného Stokesu (139 nJ). V porovnání s uspořádáním s *OC1* byl práh 1. Stokesu pro nulové

rozladění nižší (133 nJ) z důvodu vyšší reflektivity výstupního zrcadla ( $OC1 - 87,58\%$ ,  $OC2 - 99,87\%$ ). Díky menším ztrátám bylo možné docílit většího absolutního rozladění délky rezonátoru  $280\ \mu\text{m}$ , od  $-220\ \mu\text{m}$  do  $+60\ \mu\text{m}$ , což odpovídá časovému rozladění  $1,87\ \text{ps}$  vůči čerpacímu impulsu s délkou  $36\ \text{ps}$ . Práh činnosti pro 1.1. Stokesese byl, vzhledem k dynamice generace, vždy větší než pro 1. Stokesese. Maximální rozladění délky rezonátoru bylo pro generaci 1.1. Stokesese možné v rozsahu od  $-170\ \mu\text{m}$  do  $+50\ \mu\text{m}$ .

Naměřená závislost prahu činnosti na rozladění sloužila k nastavení vstupních podmínek pro numerický model. Ze získaných ztrát bylo možno zpětně vypočítat prahovou podmínku taktéž z analytické rovnice 6.25. Obr. 6.23a) znázorňuje rozdíl mezi hodnotami prahu kombinovaného Stokesese vypočtených dle 6.25 a numerického modelu v závislosti na reflektivitě 1.1. Stokesese. Referenční hodnota 1. Stokesese byla volena  $99\%$ . Hodnota při reflektivitě  $89\%$  představuje výchozí bod, ze kterého byly získány ztráty, a proto je v obou modelech rovna. Taktéž limitní hodnota, kdy reflektivita  $R \rightarrow 100\%$ , je totožná a rovna prahu činnosti 1. Stokesese s korekcí ztrát, neboť při totální odrazivosti výstupního zrcadla by mělo docházet k okamžité generaci kombinované Stokesovy komponenty. Zatímco dle vzorce je trend takřka lineární, model ukazuje daleko výraznější změnu pro menší reflektivity. V rozmezí mezi  $89$  až  $100\%$  dávají oba přístupy takřka stejné výsledky (výše zmíněná kalibrace vedla na multiplikativní konstantu  $2.9$  ve vzorci 6.25).

Obdobným způsobem byla získána simulace prahu činnosti v závislosti na reflektivitě 1. a 1.1. Stokesese, viz obr. 6.23b). Podle jejich výsledků by mělo docházet ke generaci kombinovaného Stokesese při reflektivitách zrcadla  $99\%$  (1. Stokes) a  $82\%$  (1.1. Stokes). S postupným klesáním reflektivity pro prvního Stokesese rychle stoupá potřebná prahová energie pro generaci 1.1. Stokesovy komponenty, neboť klesá i vnitro-rezonátorová energie podporující rozptyl s posuvem  $\nu_2$ . Pro reflektivitu  $< 91\%$  (1. Stokes) je již prahová energie větší než dostupná čerpací energie i pro  $R \rightarrow 100\%$  na vlnové délce kombinované komponenty. Práh byl určen z podmínky minimální konverzní účinnosti  $0,01\%$ .



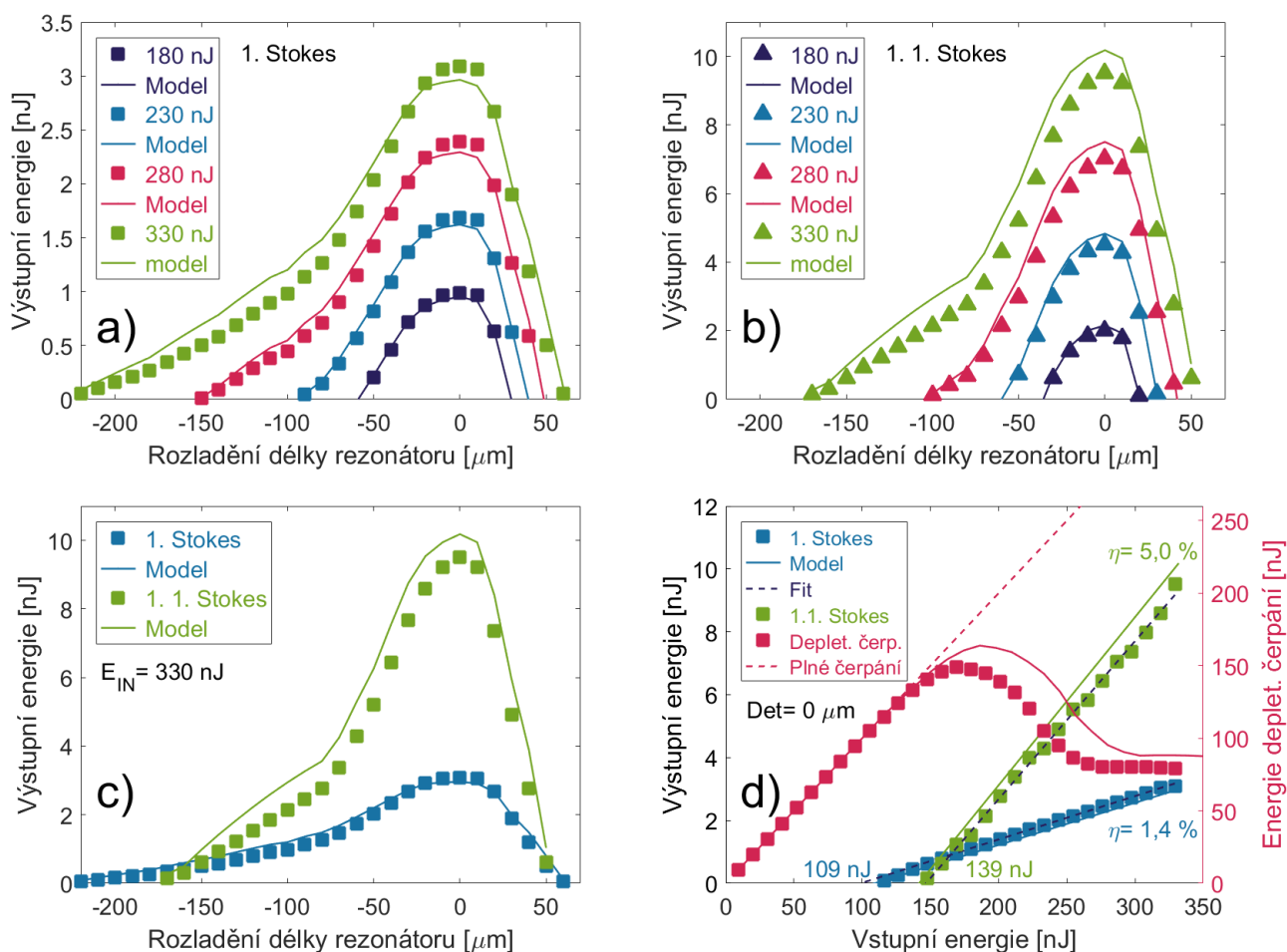
Obrázek 6.23: Simulace závislosti prahu činnosti kombinované Stokesovy komponenty na reflektivitě výstupního zrcadla pro tuto vlnu při  $R=99\%$  (1. Stokes) (a), Práh činnosti 1.1. Stokesese [nJ] jako funkce reflektivit (b). Škála u (b) udána v  $\log_{10}$

### Výstupní energie

Na obr. 6.24a-c) je uvedena výstupní energie jednoho impulsu jako funkce rozladění délky rezonátoru pro 1. a 1.1 Stokesese pro různé úrovně čerpání spolu s výsledky numerického modelu. Zatímco model 1. Stokesese dobře koresponduje s naměřenými daty, na kombinované komponentě model predikuje zhruba o  $10\%$  vyšší energie ve všech bodech rozladění pro nejvyšší úroveň čerpání. Pro rámcový pohled na dynamiku však můžeme simulace modelu považovat za výsledky odpovídající skutečnosti.

Maximální výstupní energie na vlnové délce  $1173\ \text{nm}$  1. Stokesovy komponenty byla na naměřena pro případ nulového rozladění, obr. 6.24a). V tomto pracovním bodě bylo dosaženo také nejvyšší energie

pro kombinovanou Stokesovu komponentu na vlnové délce 1228 nm, obr. 6.24b). Na obr. 6.24d) je zobrazena závislost výstupních energií jednotlivých impulsů na vstupní energii pro obě komponenty. Nejvyšší výstupní energie impulsu 1. Stokesa byla 3 nJ při čerpání 330 nJ, což odpovídá konverzi  $\sigma=0,9\%$  a diferenciální účinnosti  $\eta=1,4\%$ . Pro kombinovanou Stokesovu komponentu bylo dosaženo výstupní energie 9,5 nJ při  $\sigma=2,9\%$  a  $\eta=5,0\%$ . Celková konverze Ramanovského záření tedy činila 3,8%. Důvodem nízké konverze je vysoká reflektivita 1. Stokesa vyvolávající vznik 1.1. Stokesa s nízkým Ramanovským ziskem 0,7 cm/GW. Nicméně korespondující střední výkon v kontinuálním režimu by dosahoval hodnot 450 mW (1. Stokes) a 1,42 W (1.1. Stokes).



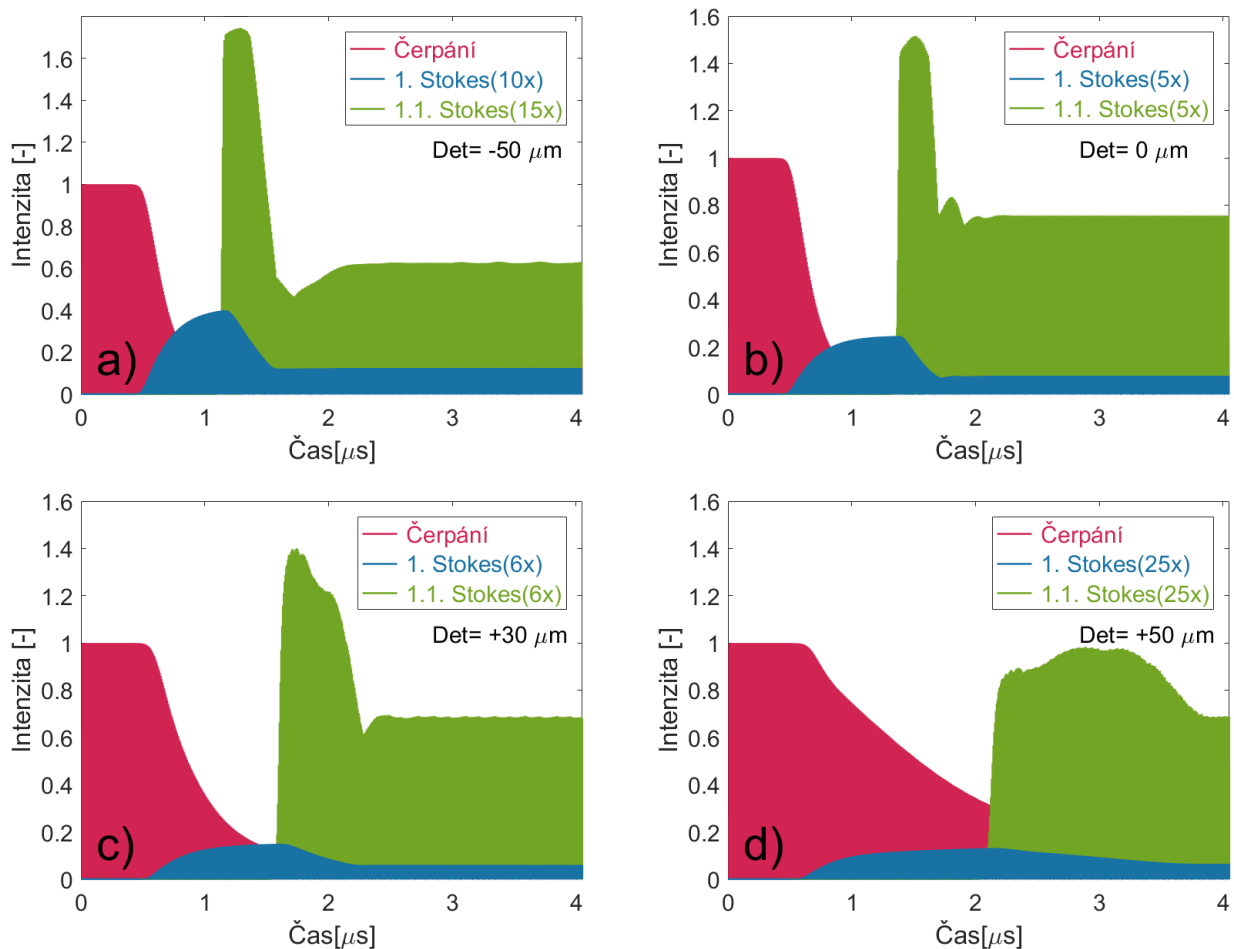
Obrázek 6.24: Závislost výstupní energie 1. Stokesovy komponenty (a), 1.1. Stokesa (b), 1. a 1.1 Stokesa (c) na rozladění délky rezonátoru pro různé úrovně čerpání. Výstupní energie a energie depletovaného záření jako funkce vstupní energie pro případ perfektní synchronizace  $\text{Det} = 0 \mu\text{m}$  (d).

Na obr. 6.24d) je uvedena taktéž depletace čerpacího záření. Pro vstupní energie pod prahem činnosti 1. Stokesa je depletace nulová, neboť nedochází ke konverzi záření pomocí *SRS*. Po překročení jejího prahu dochází k depletaci do 1%. Ve chvíli, kdy je vnitrorezonátorová energie 1. Stokesa dostatečně vysoká pro generaci 1.1. Stokesa, dochází k výrazné depletaci. Pro maximální úroveň čerpání je depletace rovna 80 nJ, tzn. že řádově 75% původního záření bylo využito na 4% konverzi. U výstupního zrcadla *OC1* byla depletace rovna 180 nJ a 45% původního záření se konvertovalo do 15% Ramanovského záření (v limitě diferenciální účinnosti do 24,7%). Účinná generace druhé Stokesovy je tedy výrazně ztrátovější proces než generace 1. Stokesa s vyšším Ramanovským ziskem 4,5 cm/GW. Při dosažení prahu generace se mění taktéž diferenciální účinnost 1. Stokesovy komponenty a klesá z hodnoty 1,9% na 1,4%. Tento experimentální závěr (taktéž i dle modelu) lze dobře pozorovat zejména v uspořádáních s výrazným rozdílem prahu činnosti mezi oběma komponentami, zde poměrně nevýrazný.

#### Dynamika přechodového a ustáleného stavu



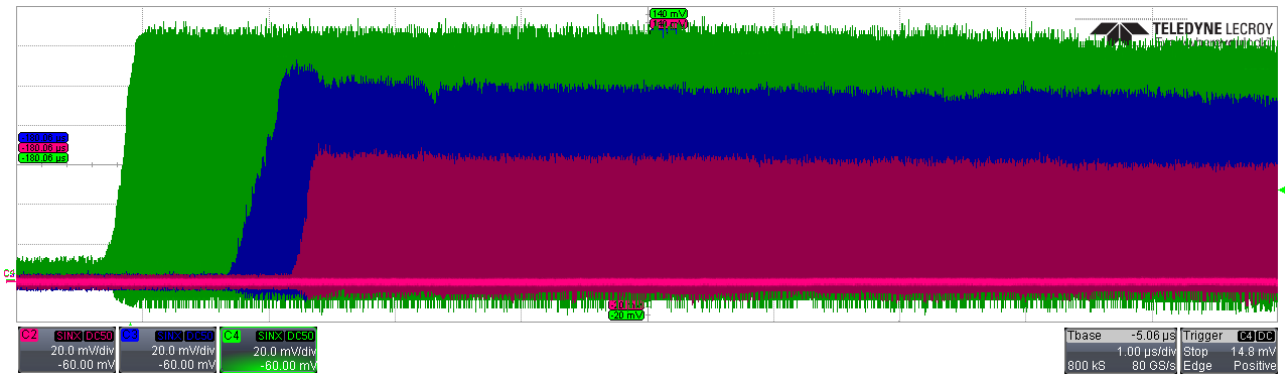
Dynamika kaskádního procesu je analogická s případem generace jedné Stokesovy komponenty, obecně má však složitější charakter. Na obr. 6.25 jsou uvedeny simulace sledů impulsů jednotlivých komponent společně s depletovaným čerpacím zářením pro různá rozladění rezonátoru. Generace 1. Stokesovy komponenty začíná v rámci sledu impulsů, díky větší reflektivitě, dříve než v případě OC1. Díky vysoké vnitro-rezonátorové energii dochází ještě před ustálením 1. Stokesese ke vzniku kombinovaného Stokesese, jehož amplituda velmi rychle narůstá. Pro kratší rezonátory 6.25a-c) dosahuje amplituda maxima a rychle klesá k rovnovážnému stavu. Při prudkém nárůstu jsou generovány krátké impulsy, které jsou časem prodlouženy. Pro případ rozladění  $+50 \mu\text{m}$  6.25d) se amplituda, po počátečním rychlém nárůstu, pozvolna zvětšuje a pomalu klesá k ustáleným podmínkám. Obdobně se chová i 1. Stokes- čím rychleji klesá amplituda 1.1. Stokes, tím se rychleji snižuje i vlna 1. Stokesese.



Obrázek 6.25: Model sledu impulsů 1. a 1.1 Stokesovy komponenty a depletovaného čerpacího záření pro rozladění  $-50 \mu\text{m}$  (a),  $0 \mu\text{m}$  (b),  $+30 \mu\text{m}$  (c) a  $+50 \mu\text{m}$  (d). Časová osa odpovídá sledu přibližně 600 impulsů.

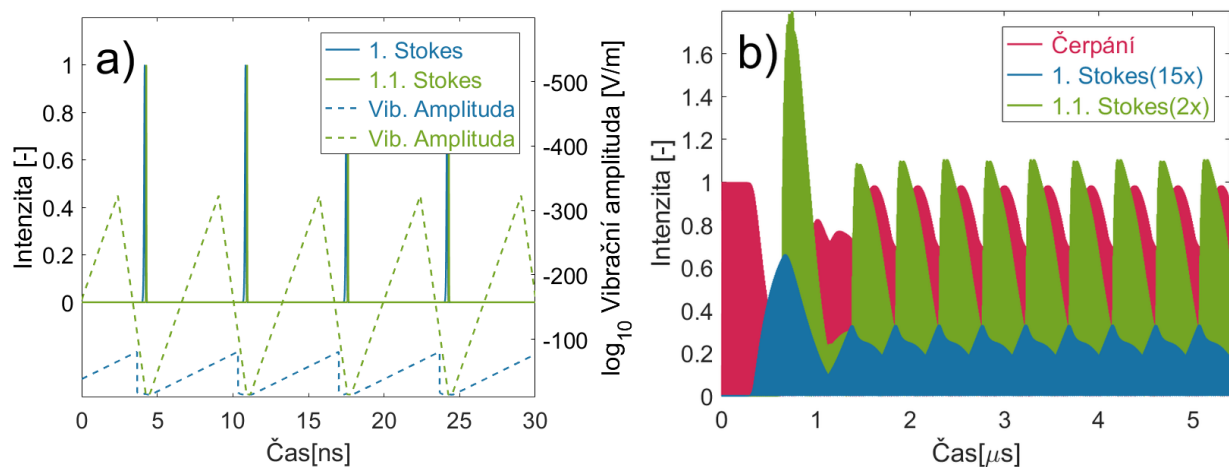
Na obr. 6.26 je zachycen průběh přechodové dynamiky s původním, nedepletovaným, čerpacím zářením pro případ nulového rozladění. Dle oscilogramu je náběžná hrana sledu 1. Stokesese posunuta od čerpání o  $1 \mu\text{s}$ , 1.1. Stokes o  $1,3 \mu\text{s}$ . Nárůst amplitudy u 1.1. Stokesovy komponenty je strmější než u 1. Stokesese. Zachycený průběh tak koresponduje s výsledky numerického modelu, i když nárůst obou komponent nastává dříve.

Stejně jako v případě generace jediné Stokesovy vlny, i v kaskádním procesu musí dojít k ustálení dynamiky vibračních amplitud pro stabilní kontinuální generaci, obr. 6.27a). V ustáleném režimu narůstají vibrační amplitudy do pracovního bodu a po vyzáření obou Stokesových komponent klesají k rovnovážné poloze, která však není nulová. Vibrační amplituda kombinovaného Stokesese klesá díky kratší době polarizovatelnosti podstatně rychleji a její amplituda je v rovnovážném bodě menší než pro am-



Obrázek 6.26: Oscilogram přechodové dynamiky kaskádní *SRS* generace, kde zelená barva značí ne-depletované čerpání, modrá 1. Stokesa a fialová 1.1. Stokesa. Zachyceno pomocí *LeCroy SDA 813Zi + ET3500*, celkový časový rozsah odpovídá  $10 \mu\text{s}$ .

plitudu náležící 1. Stokesově vlně. Taktéž je maximum dosaženo později. Na obr. 6.27b) je uveden hypotetický příklad, kdy nebylo dosaženo podmínek pro ustálený stav. Situace byla namodelována pro čerpací energii jednoho impulsu  $2000 \text{ nJ}$ , kdy dynamika připomíná režim spínání ziskem. Příklad nastal z důvodu vysoké intenzity čerpací intenzity, kde díky rychlé odezvě systému je generováno více impulsů, pro které nenastoupí dostatečně rychle mechanismy k jejich rozšíření. V reálném případě by však došlo ke kaskádní generaci dalších Stokesových komponent a stav by tak pravděpodobně nebyl docílen.

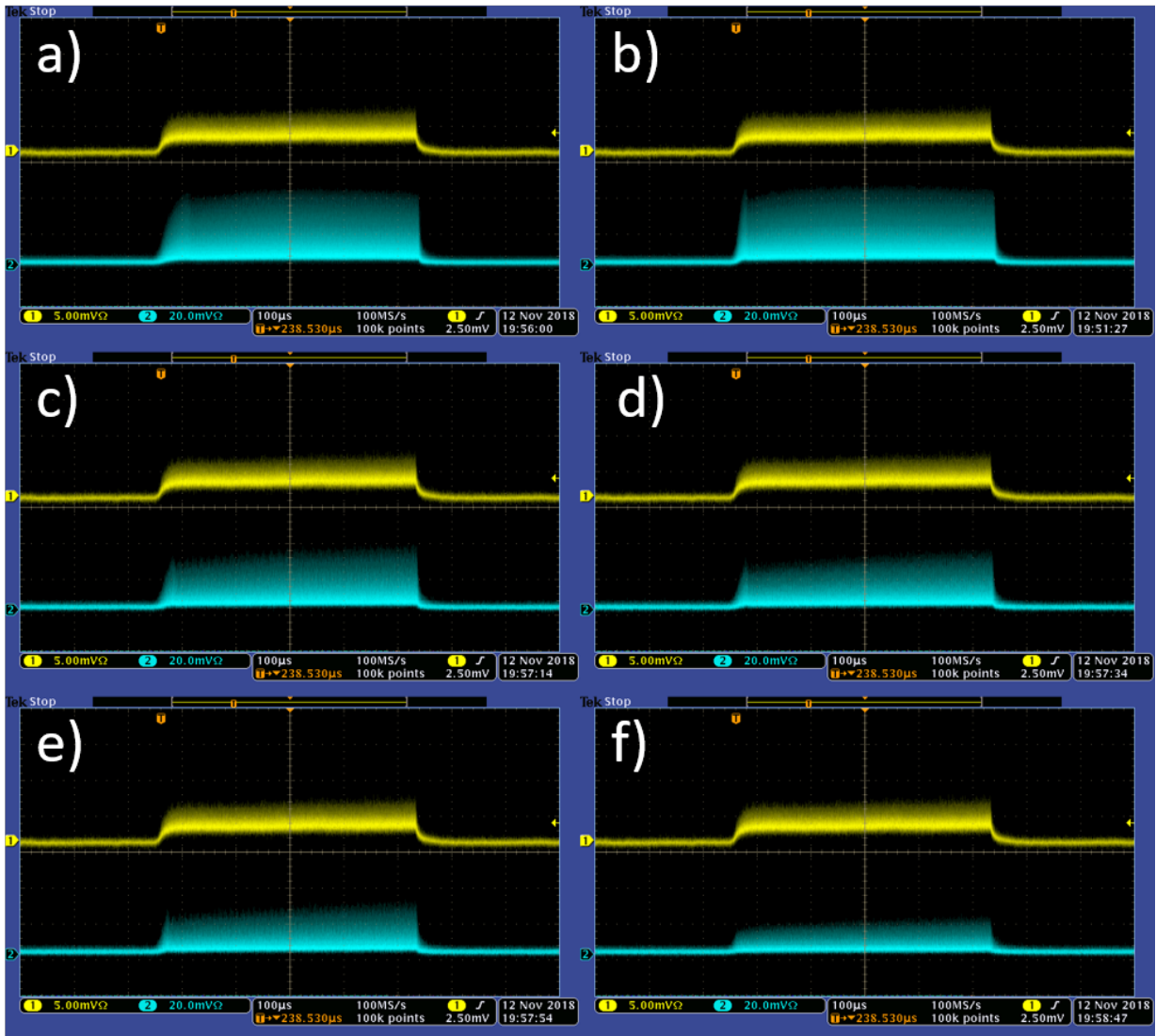


Obrázek 6.27: Model ustáleného stavu *SRS* generace pro energii čerpacího impulsu  $330 \text{ nJ}$  (a), simulace sledu impulsů, kdy nejsou dosaženy podmínky pro ustálený stav,  $E_{in} = 2000 \text{ nJ}$  (b).

V celém rozsahu čerpání a pro všechna rozladění docházelo k ustálené generaci *SRS* záření, viz obr. 6.28 zachycující sledy čerpacího a celkového *SRS* záření pro různá rozladění délky rezonátoru s nejvyšší úrovní čerpání  $330 \text{ nJ}$ . Dále lze z přiložených oscilogramů říct, vzhledem k poměru výstupních energií 1. a 1.1. Stokesa, že obě dvě komponenty pracují v ustáleném režimu. Stabilita generace byla silně ovlivněna stabilitou samotného čerpacího zdroje z důvodu přímé vazby synchronního čerpání na generovaný sled. V případě, kdy zdroj nebyl časově či amplitudově stabilní, měla obálka *SRS* záření tendence kopírovat průběh čerpání.

Na obr. 6.29 jsou uvedeny výsledky modelu pro impulsy v ustáleném stavu. Ve srovnání s výstupním zrcadlem *OC1*, obr. 6.17, je 1. Stokes generován blíže čelu čerpacího impulsu z důvodu vyšší reflektivity zrcadla *OC2*. Taktéž depletace čela čerpacího impulsu je větší. Kombinovaný Stokes je generován za



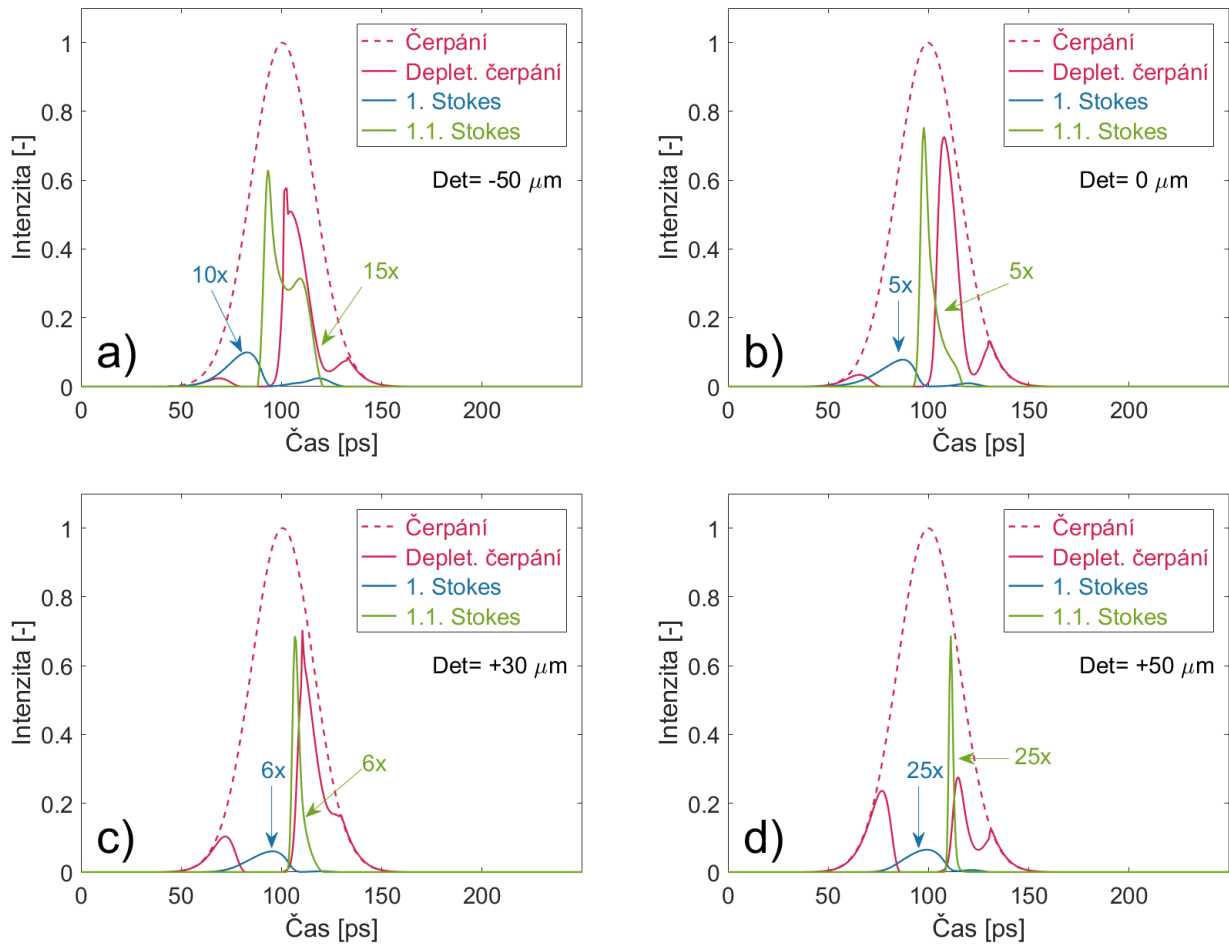


Obrázek 6.28: Oscilogramy čerpacího a *SRS* sledu impulsů (obě komponenty) pro rozladění  $0 \mu\text{m}$  (a),  $+10 \mu\text{m}$  (b),  $+20 \mu\text{m}$  (c),  $+30 \mu\text{m}$  (d),  $+40 \mu\text{m}$  (e) a  $+50 \mu\text{m}$  (f). Žlutá barva odpovídá čerpacímu záření, modrá *SRS*, měřeno *Tektronix DPO3032 + Thorlabs DET210 a HP 5082-4200*.

1. Stokesem, jejich poloha závisí na rozladění. Pro záporná rozladění (kratší rezonátor), obě Stokesovy komponenty předbíhají původní impuls a jsou proto generovány dříve než v případě kladného rozladění. Úroveň depletace po vzniku 1.1. Stokesovy komponenty závisí na její poloze. Model potvrzuje experimentální zjištění, že nejkratší impulsy jsou generovány v kladné větvi rozladění a jejich délka klesá k minimální hodnotě dané relaxací polarizovatelnosti ohybového módu.

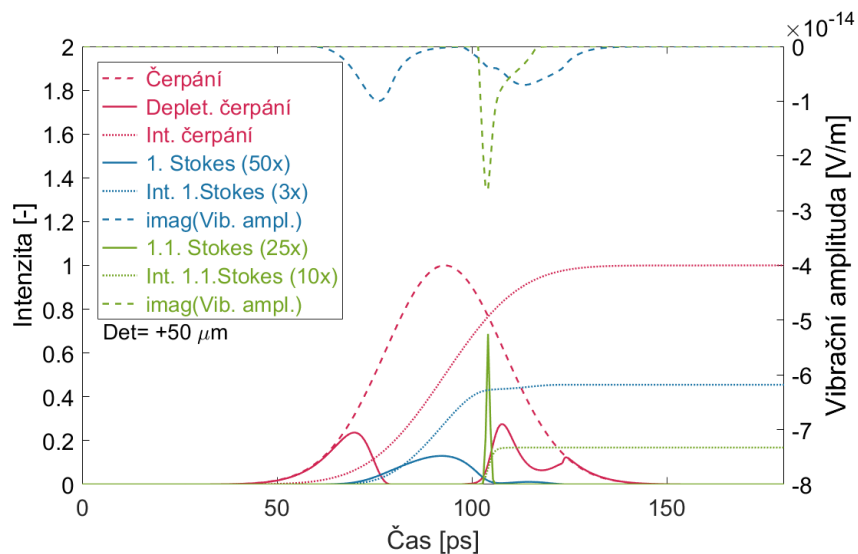
### Zkracování impulsů

Celková dynamika zkrácení impulsu kombinované Stokesovy komponenty je uvedena na obr. 6.30. Při průchodu čerpacího záření Ramanovským prostředím dochází k nárůstu vibrační amplitudy jako projevu integrálního nárůstu intenzity čerpání a pomalu vzrůstajícího signálu. Intenzita 1. Stokesese roste, vibrační amplituda dosahuje maxima a čerpání je silně depletováno díky účinné konverzi. Integrální hodnota 1. Stokesese narůstá, s tím pozvolna i vibrační amplituda náležící druhému posuvu a celý proces se opakuje taktéž pro 1.1. Stokesese. Kombinovaná Stokesova komponenta je vždy generován za 1. Stokesem, přičemž jeho týt taktéž depletuje a tím ho i zkracuje. Proto je 1. Stokes při kaskádním procesu kratší, než v případě s výstupním zrcadlem *OC1*, kde je generována pouze jedna složka. Malá hodnota relaxace polarizovatelnosti ohybového módu způsobuje rychlé tlumení vibrační amplitudy a tím ukončuje generaci 1.1. Stokesese. Po jeho vyzáření dochází k opětovnému nárůstu 1. Stokesese, který



Obrázek 6.29: Model generovaných impulsů, původního a depletovaného záření v ustáleném stavu pro různá rozladění:  $-50 \mu\text{m}$  (a),  $0 \mu\text{m}$  (b),  $+30 \mu\text{m}$  (c) a  $+50 \mu\text{m}$  (d).

však již není účinně konvertován z čerpání, které již není schopno dodat potřebnou energii.



Obrázek 6.30: Časový vývoj čerpacího záření a depletace, intenzity 1. a 1.1. Stokesese, integrálních hodnot a imaginárních částí vibračních amplitud. Kumulativní integrální hodnoty jsou normovány k čerpání.

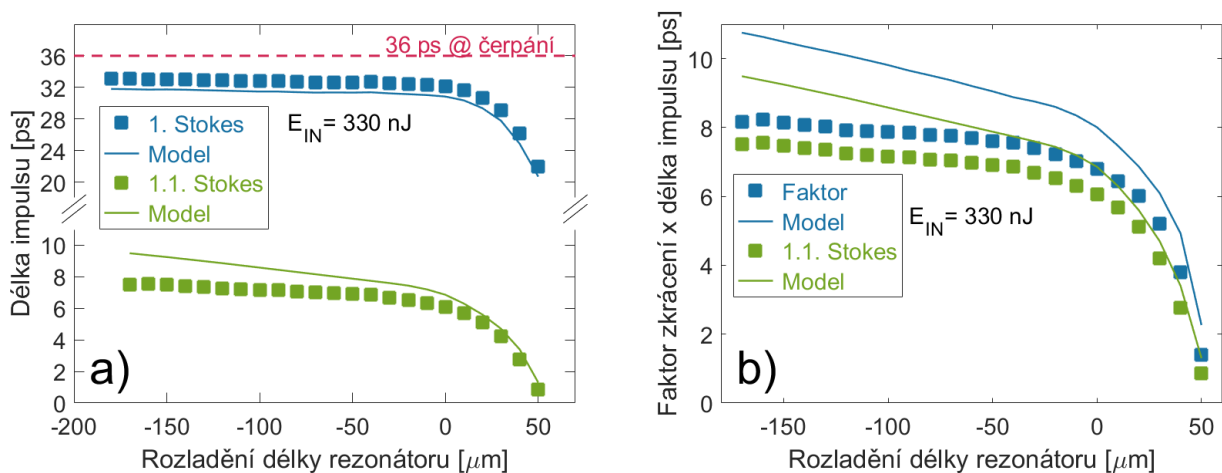
Na samotném procesu zkrácení 1.1. Stokesese se podílí více mechanismů a je ovlivněn několika parametry.

- Čerpání externího Ramanovského laseru, kdy dochází k účinné konverzi až po vybuzení příslušné vibrační amplitudy. Výsledný signál je generován se zpožděním, neboť intenzita není dostatečně silná vyvolat změnu již na začátku procesu jako je tomu u Ramanovských konvertorů. Platí pro vlnu 1. Stokesese.
- Vnitro-rezonátorové čerpání 1.1. Stokesese, jenž sám ovlivňuje 1. Stokesese skrze vázaný vztah a zkracuje ho. Ten má však vliv na samotnou generaci kombinované složky. Po ustálení je generován 1.1. Stokes, který je maximálně podporován 1. Stokesem ne však tak, aby záření 1. Stokesese zaniklo či nemohlo dále inicializovat účinnou konverzi do 1.1. Stokesese.
- Dynamika generace *SRS* záření je obecně ovlivněna deplecí původního záření a úrovní čerpání. Čím dříve dochází ke generaci *SRS* záření, tím má systém více času na nárůst signálu. Pokud je stupeň deplece vysoký, je velká i samotná konverze a výsledný impuls nemá v dalších časových okamžicích podporu vibrační amplitudy. Dochází k rychlému zániku záření. Pokud je energie dostatečně vysoká, může díky integrálnímu projevu započnout další nárůst Stokesova záření. Tento děj se může obecně opakovat vícekrát. Případ má blízko k prvnímu bodu, zde je však dynamika ovlivněna jedním průchodem. U prvního bodu i bodu "*synchronizace*" se jedná o opakované ovlivnění dynamiky.
- Kaskádní proces jako analogické rozšíření dynamiky popsané v předešlém bodě, zde však intenzivnější. Každá kaskádní generace vede ke zkrácení.
- Synchronní mechanismus nárůstu signálu jako odezva na opakovaný čerpací mechanismus je velmi nápomocný ke zkracování délky generovaných impulsů, neboť se podmínky musí ustálit do reprodukovatelného pracovního bodu. Synchronní čerpání, výrazně snižující práh činnosti, nutí dynamiku ke generaci impulsů v pozdější čas a tím, v návaznosti na výše zmíněné, napomáhá ke zkrácení. Platné i pro synchronně čerpané optické parametrické oscilátory.
- Rozladění synchronizační podmínky je jedním z nejdůležitějších mechanismů zkracujících impulsy. Vhodnou volbou nastavení lze posunout generované záření k týlu čerpacího, tím dochází k většímu zesílení, neboť vibrační amplituda má vyšší hodnotu. S rozladěním však rychle roste práh činnosti, proto je rozladění, a tím i možnost zkrácení, limitováno.
- Samovolná synchronizace módů (*self-mode-locking*) je jev uveřejněný v původním článku [465]. Jedná se o mechanismus podobný synchronizaci módů, roli saturace prostředí a ztrát přejímají v Ramanovských laserech vibrační amplitudy. Vzájemná vazba a provázanost parametrů je zejména silná u kaskádních procesů vznikajících na různých rotačně-vibračních stavech. Typická délka impulsu 1. Stokesese je od 35-20 ps, 1.1. Stokesese menší než 8 ps. Právě významné zkrácení kombinované Stokesovy vlny je přisuzováno samovolné synchronizaci módů. Při kaskádní generaci na stejném stavu nebylo nikdy takto výrazné zkrácení pozorováno.
- Disperze prostředí má za následek odlišné velikosti grupových rychlostí Stokesových vln, které tak "předbíhají" čerpání (v prostředích s normální disperzí), tzn. posun Stokesu blíže k začátku impulsu, kde nemusí být dostatečně velká vibrační amplituda pro rychlou konverzi.
- Změna Ramanovského zisku v závislosti na délce impulsu i samotná délka čerpacího impulsu silně ovlivňuje celkovou dynamiku, pro delší impulsy je zkrácení větší. Ve vnitro-rezonátorovém čerpání mezi 1. a 1.1 Stokesem může kratší impuls 1. Stokesese posunout účinnou generaci kombinovaného Stokesese k jeho týlu a tím pozitivně ovlivnit samotné zkrácení.
- Čerpací podmínky ovlivňující celkovou dynamiku hrají spíše minoritní roli. S úrovní čerpání, dle experimentálních měření a simulací z numerického modelu, klesá délka generovaných impulsů v řádu %. Pro výrazně větší čerpací výkony může dojít ke generaci násobných impulsů.

- Materiálové parametry hrají důležitou roli v celé dynamice skrze vazebné členy. Roli hraje nejen Ramanovský zisk obou vibračních stavů a jejich poměr, ale také relaxace polarizovatelnosti. Zmíněný *dephasing time* ohybového módu snižuje minimální délku generovaných impulsů 1.1. Stokesovy komponenty pro maximální rozladění v kladné větvi. Nejkratší impulsy jsou na hranici limitu, kdy bez kontroly a kompenzace disperzních efektů již nemohou být generovány kratší impulsy.

### Délka impulsů

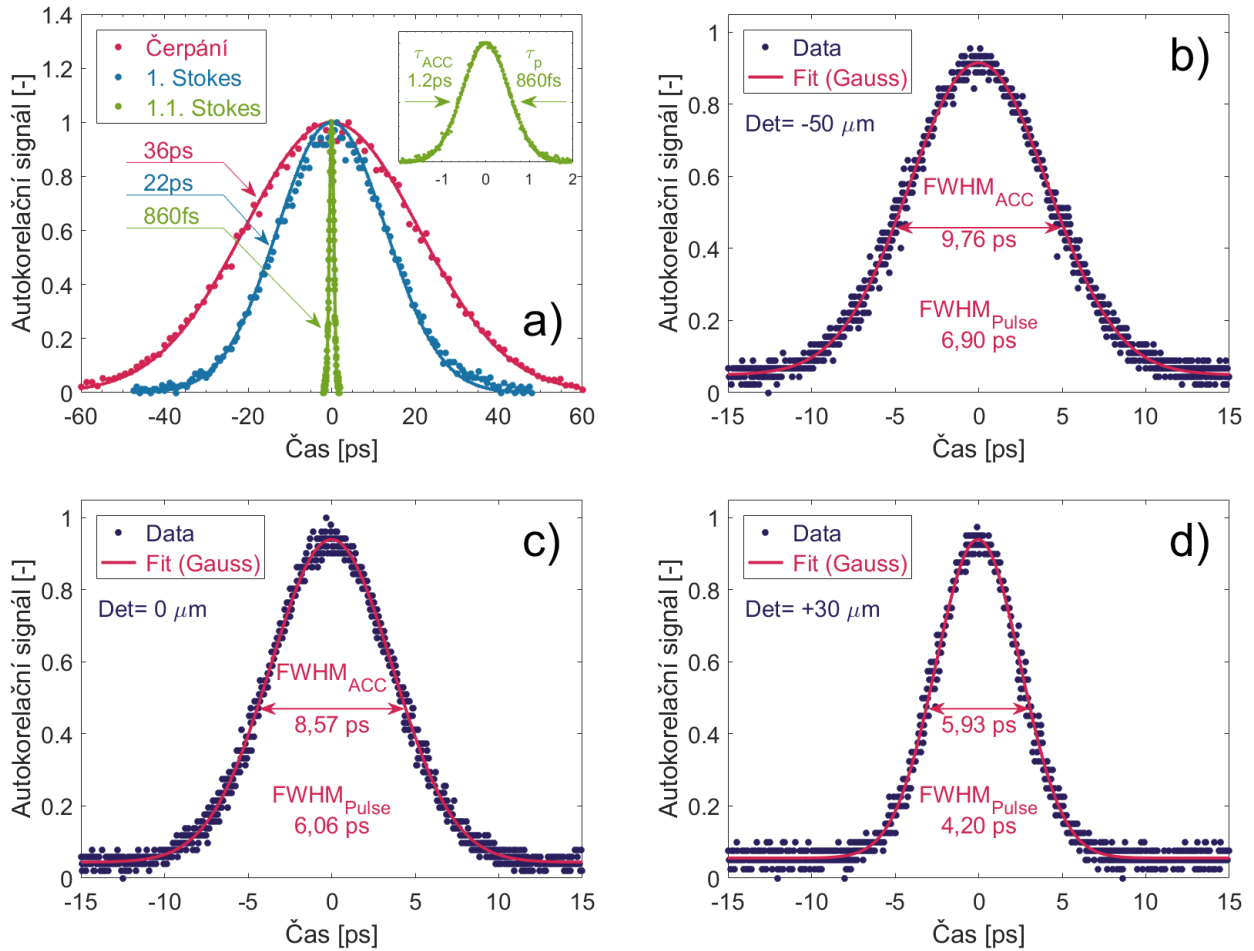
Na obr. 6.31a) jsou uvedeny délky impulsů pro prvního a kombinovaného Stokesese jako funkce rozladění délky rezonátoru. Ve shodě s výše uvedenou teorií klesá délka generovaných impulsů s prodlužujícím se rezonátorem. V záporné větvi je pokles pozvolný, takřka lineární, v kladné větvi rozladění pak křivka rapidně klesá dolů. Pro nulové rozladění měly impulsy délku 32,1 ps a 6,1 ps pro 1., resp. 1.1. Stokesese. Nejkratší impulsy byly naměřeny pro rozladění  $+50 \mu\text{m}$ , přičemž jejich délky činily 22,0 ps a 860 fs. Hodnota  $860 \pm 30 \text{ fs}$ , odpovídající zkrácení 41,8 z původních 36 ps, je vůbec nejkratším impulsem, který byl touto metodou dosažen ve všech testovaných prostředích a je blízko relaxace polarizovatelnosti  $T_2(\nu_2) = 450 \text{ fs}$ . Délka impulsu 1. Stokesese pro rozladění  $+60 \mu\text{m}$  nebyla měřena z důvodu malé energie, 1.1. Stokes již nebyl generován vůbec. V porovnání s OC1 jsou impulsy 1. Stokesese kratší asi o 1-3 ps. Důvodem je výše uvedená skutečnost, že dochází k depletaci 1. Stokesese díky konverzi do 1.1. Stokesovy vlny. Na obr. 6.32a) je vyobrazen případ zkrácení 1. Stokesese a 1.1. Stokesese vůči původnímu impulsu pro rozladění  $+50 \mu\text{m}$ , 6.32b-d) jsou uvedeny příklady autokorelačních funkcí 1.1. Stokesovy komponenty. Pro proložení křivek byl předpokládán gaussovský tvar původního signálu.



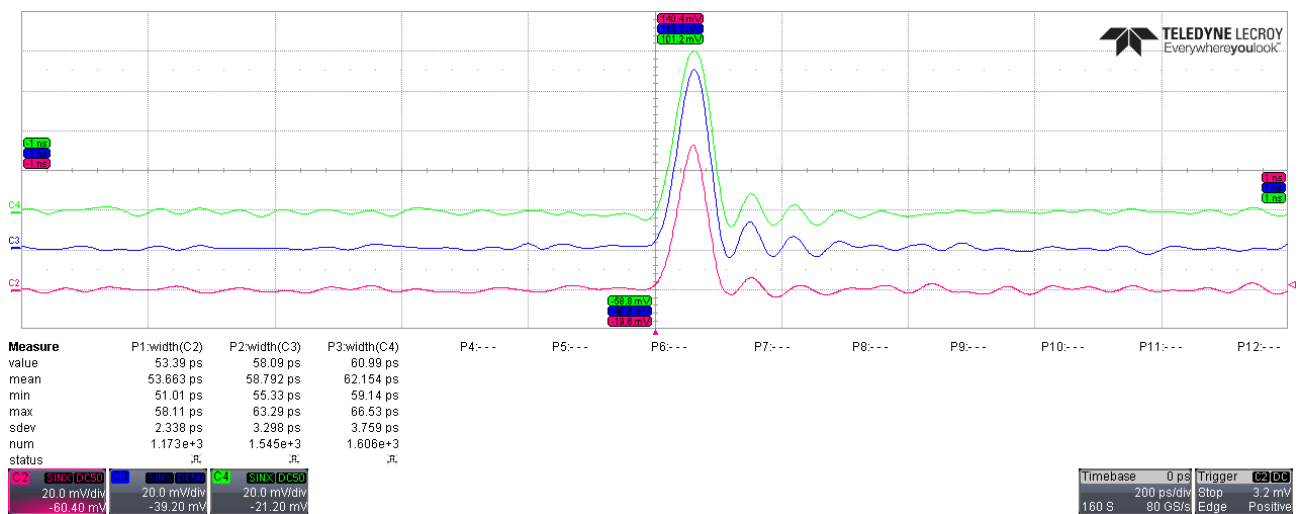
Obrázek 6.31: Délka impulsu první a kombinované Stokesovy komponenty jako funkce rozladění rezonátoru (a), faktor zkrácení a délka impulsu kombinovaného Stokesese (b).

Dynamika zkracování v závislosti na rozladění je na obr. 6.31b) popsána faktorem zkrácení, který je definován jako podíl délek impulsů 1.1. Stokesese a 1. Stokesese vynásobený délkou čerpacího impulsu. Faktor popisuje, jak se délka generovaného impulsu 1.1. Stokesese mění v poměru zkrácení 1. Stokesese vůči čerpání. Ze závislosti je zřejmé, že pro kladné hodnoty rozladění dochází skutečně k výraznému zkrácení kombinovaného Stokesese bez ohledu na délku prvního Stokesese. Pro názornost je v obrázku taktéž uvedena závislost délky impulsu 1.1. Stokesese. Na obr. 6.33 je uveden oscilogram generovaných impulsů.

Délka generovaných impulsů prvního a kombinovaného Stokesese byla opět závislá na úrovni čerpání, obr. 6.34. Nejkratších impulsů bylo dosaženo pro nejvyšší energii čerpání. Z přiložených obrázků si lze povšimnout, že v případě 1. Stokesese vykazuje křivka pro menší vstupní energie efekt limitních hodnot. Jev je pravděpodobně způsoben generací kombinované Stokesovy komponenty. Díky vysokému činiteli jakosti rezonátoru pro 1. Stokesese dochází před generací 1.1. Stokesese k ustálení generované délky

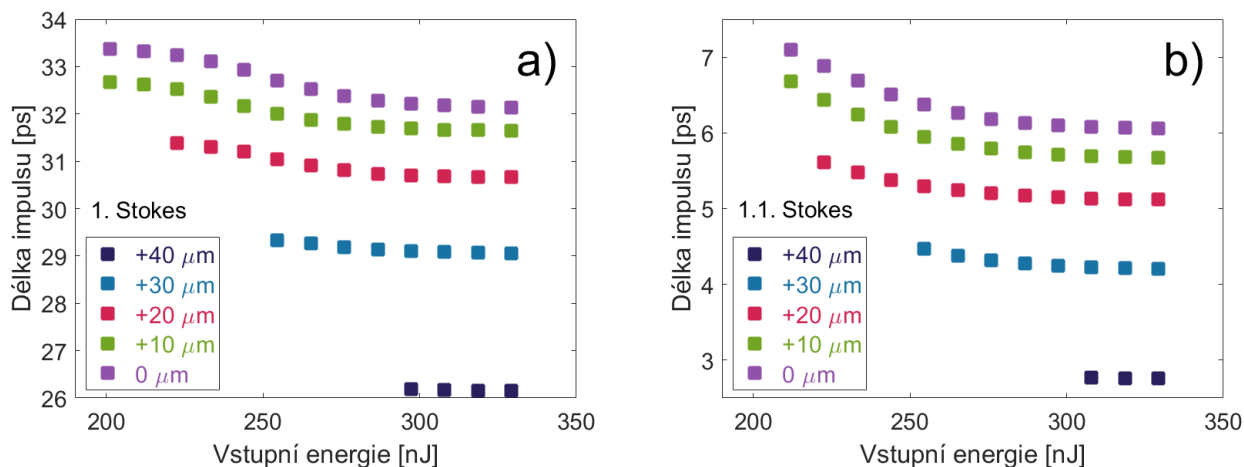


Obrázek 6.32: Autokorelační křivky čerpaní, prvního a kombinovaného Stokesa pro rozladění délky rezonátoru +50  $\mu\text{m}$  (a), autokorelační křivky kombinovaného Stokesa pro rozladění -50  $\mu\text{m}$  (b), 0  $\mu\text{m}$  (c) a +30  $\mu\text{m}$  (d).



Obrázek 6.33: Oscilogram generovaných impulsů, kde zelená barva značí nedepletované čerpání, modrá 1. Stokesa a růžová 1.1. Stokesa. Zachyceno pomocí LeCroy SDA 813Zi + ET3500, celkový časový rozsah 2 ns

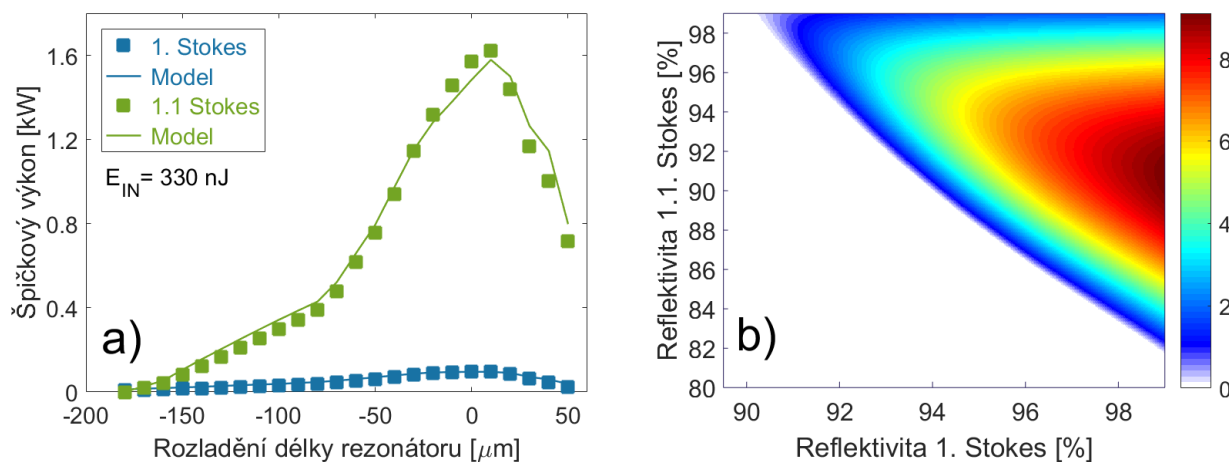
impulsu. Po přesáhnutí prahu 1.1. Stokesovy komponenty je 1. Stokes depletován a tím je zkrácena jeho délka. V případě závislosti 1.1. Stokes se lze křivku popsat rovnicí 6.26.



Obrázek 6.34: Délka generovaných impulsů prvního (a) a kombinovaného (b) Stokes se jako funkce vstupní energie pro různá rozladění.

### Špičkový výkon

Na obr. 6.35a) je uvedena závislost špičkového výkonu na rozladění pro nejvyšší úroveň čerpání. Špičkový výkon 1. Stokes se z důvodu velké reflektivity výstupního zrcadla OC2 velmi malý; maximální hodnota 97 W byla dosažena pro rozladění +10  $\mu\text{m}$ . Nejvyššího špičkového výkonu 1.1. Stokes se 1,62 kW bylo rovněž naměřeno pro rozladění délky rezonátoru +10  $\mu\text{m}$ . Hodnota 1,62 kW představuje 17,7 % vstupního špičkového výkonu 9,16 kW, ačkoli konverze energie dosahovala pouze 2,7 %. Výrazné navýšení špičkového výkonu je dáno zkrácením impulsů, v případě rozladění +10  $\mu\text{m}$  činila délka impulsu 6,3 ps při délce čerpacího impulsu 36 ps. Stejný trend můžeme pozorovat při rozladění +50  $\mu\text{m}$ , kdy byl špičkový výkon roven 0,71 kW (7,7 % z 9,16 kW), přičemž energetická konverze činila pouze 0,15 % při délce impulsu 860 fs. Posun maximálních hodnot, jakožto celková závislost, je v dobré korepondenci s výsledky numerického modelu.



Obrázek 6.35: Špičkový výkon prvního a kombinovaného Stokes se v závislosti na rozladění (a), simulace výstupní energie kombinovaného Stokes se [nJ] jako funkce reflektivit zrcadel (b).

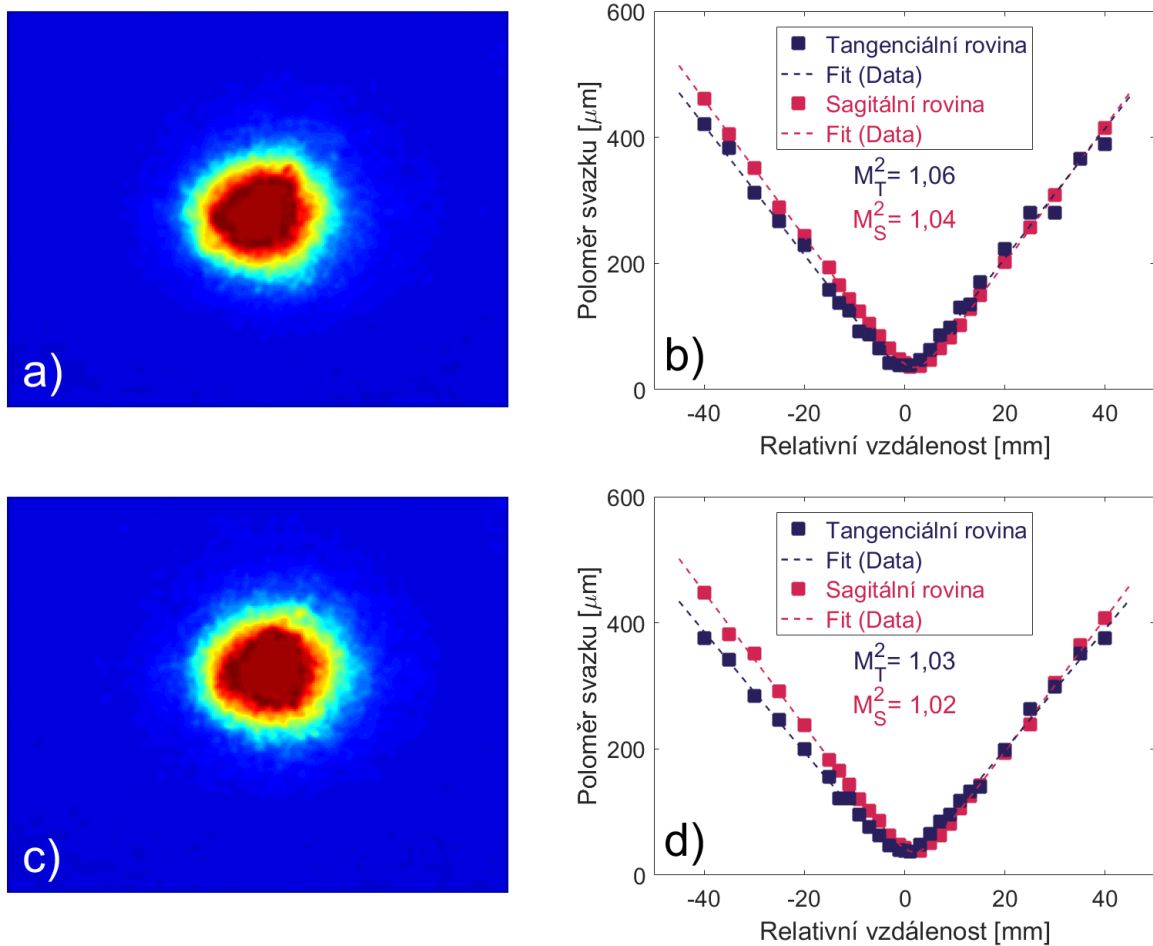


### Optimální reflektivita

Výstupní energie 1.1. Stokesovy komponenty je stejně jako práh činnosti závislá na reflektivitě výstupního zrcadla na vlnových délkách odpovídajících 1. a 1.1. Stokesu. Obr. 6.35b) ukazuje simulaci výstupní energie jako funkce obou reflektivit. Jako optimální se z hlediska konverze jeví zrcadlo s co nejvyšší reflektivitou na vlnové délce 1. Stokesa a zároveň s reflektivitou  $R=90,3\%$  pro vlnovou délku kombinovaného Stokesa. Vzhledem k výše zmíněnému lze říct, že použité výstupní zrcadlo je pro generaci 1.1. Stokesa optimální.

### Prostorová struktura záření a kvalita svazku

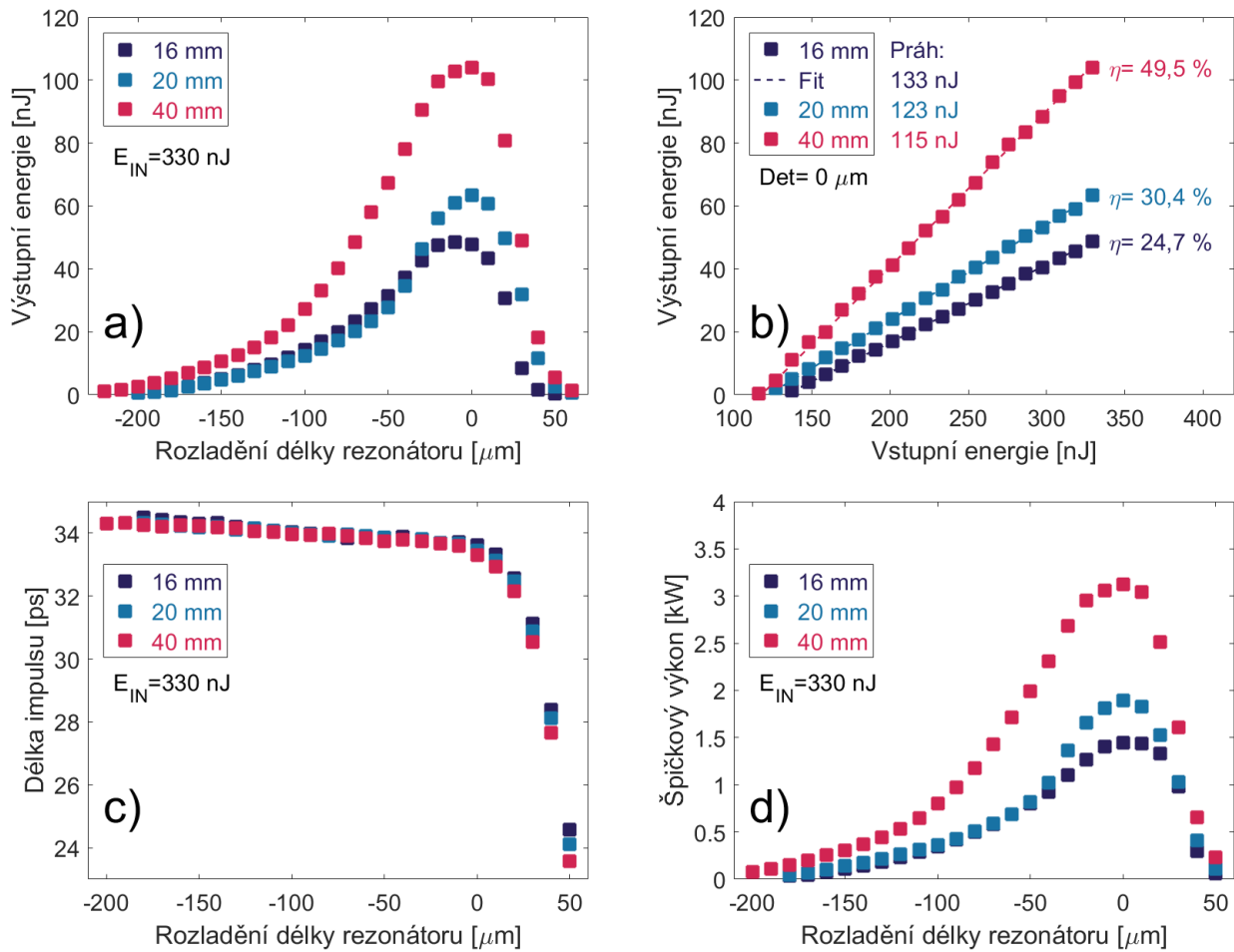
Prostorová struktura svazku generovaného *SRS* záření odpovídala základnímu příčnému módu  $TEM_{00}$ . Kvalita svazku vyjádřená parametrem  $M^2$  byla v obou rovinách menší než 1,1 pro obě Stokesovy komponenty a s úrovní čerpání se neměnila. Kvalita svazku byla lepší než v případě čerpacího systému MOPA, přičemž svazek 1.1. Stokesa měl nižší  $M^2$  než 1. Stokes. Prostorová struktura svazku spolu s měřením kvality svazku je uvedena na obr. 6.36.



Obrázek 6.36: Prostorová struktura laserového svazku prvního (a) a kombinovaného Stokesa (c) při maximální úrovni čerpání, měření kvality svazku při fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm 1. Stokesa (b) a 1.1. Stokesa (d).

### Prodloužení aktivního prostředí a jeho vliv na výstupní parametry laseru

Prodloužení Ramanovsky aktivního prostředí GdVO<sub>4</sub> mělo zásadní vliv na výstupní parametry *SRS* laseru, viz obr.6.37. Pro porovnání byly použity krystaly s délkou 16, 20 a 40 mm s 1% dopací  $\text{Nd}^{3+}$ . Nejkratší krystal byl lichoběžníkového tvaru, zbylé dva měly tvar kvádrů. Čela krystalů byla opatřena antireflexní vrstvou pro vlnové délky v rozmezí od 1000 do 1300 nm. Vliv délky prostředí byl testován v kruhovém uspořádání se stejnými zrcadly.



Obrázek 6.37: Výstupní energie (a), délka impulsu (c) a špičkový výkon (d) jako funkce rozladění, výstupní energie v závislosti na vstupní energii (b) pro 1. Stokesovu komponentu a různé délky krystalu s výstupním zrcadlem OC1.

V případě výstupního zrcadla OC1, kdy byla generována pouze první Stokesova komponenta, byla křivka závislosti výstupní energie na možném rozladění nejširší pro nejdelší krystal. Taktéž nejvyšší energie bylo dosaženo pro 40mm krystal. To znamená, že při použití nejdelšího krystalu byly nejlepší podmínky pro generaci ať už z hlediska prahu (maximální možné rozladění) či konverze. Výsledky pro 16 a 20mm krystal jsou velmi podobné. V rozmezí -200 do -130  $\mu\text{m}$  jsou výstupní energie takřka stejné, od -120 do -40  $\mu\text{m}$  bylo dosaženo větší energie pro 16mm krystal a od -50 do +50  $\mu\text{m}$  došlo k výraznějšímu nárůstu u 20mm vzorku.

V případě perfektní synchronizace byl práh největší u nejkratšího vzorku (133 nJ) a nejmenší u nejdelšího (115 nJ). Konverze  $\sigma = 31,5\%$  při diferenciální účinnosti  $\eta = 49,5\%$  byla stanovena u 40 mm krystalu,  $\sigma = 19,3\%$  a  $\eta = 30,4\%$  u 20mm,  $\sigma = 15\%$  a  $\eta = 24,7\%$  u 16mm. Odpovídající kontinuální výkon by dosahoval u nejdelšího vzorku hodnoty 15,5 W.

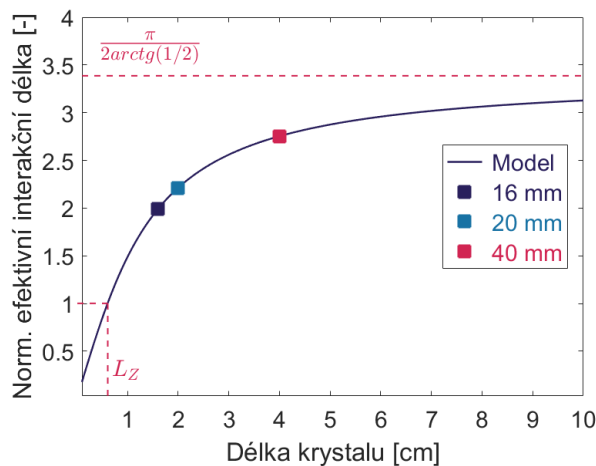
Z hlediska dynamiky klasického laseru nevede zvětšení délky aktivního prostředí ke zvýšení diferenciální účinnosti, pouze ke snížení prahu činnosti a tím adekvátnímu zvýšení konverze. Ani numerický model nepředpovídá, že by k podobnému efektu mělo dojít. Mění-li se diferenciální účinnost, musí se tak zákonitě měnit i aditivní ztráty (ne ztráty rezonátoru, které jsou v předpokladu stejné) a to tak, že pro delší krystal klesají ztráty. Efekt může být vysvětlen pomocí odlišných grupových rychlostí čerpání, 1. Stokesu potažmo 1.1. Stokesovy komponenty. Se vzrůstající délkou prostředí roste rozdíl ve zpoždění jednotlivých komponent dané právě grupovými rychlostmi. To vede k eliminaci generace dalších komponent a tím ke zmenšení ztrát pro samotnou generaci sledované vlny. V dalším experi-



mentálním měření byla např. u prostředí SrWO<sub>4</sub> pozorována generace mnoha Ramanovských čar, byť poměrně slabých, v krystalu o délce 13 mm [A5]. V krystalu o délce 36 mm však ve spektru tyto čáry již přítomny nebyly, ačkoliv vnitro-rezonátorová intenzita byla mnohonásobně vyšší a teoretický práh by musel být dosažen taktéž. Druhé vysvětlení je taktéž založeno na rozdílném zpoždění vln, avšak z hlediska dopadu na dynamický vývoj Ramanovského záření. Dle rovnice 6.4 je Stokesova vlna závislá na elektrickém poli příslušném k čerpání a na vibrační amplitudě, která je však v čase posunuta. Její průběh pak zapříčiňuje nárůst samotného *SRS* záření. Poloha vibrační amplitudy je však v ustáleném tvaru závislá právě na generaci Stokesovy komponenty, a tudíž vůči čerpacímu impulsu proměnná. Jelikož v prostředích s normální disperzí Stokesovo záření předbíhá čerpání, je maximum vibrační amplitudy posunuto blíže k čelu čerpacího impulsu a tudíž součin jejich hodnot v rovnici 6.4 může být větší. Obdobně se systém pravděpodobně chová při generaci kombinované Stokesovy komponenty. Tato hypotéza je předmětem dalšího studia a může být ověřena při synchronním čerpání fs- impulsy, kde zpoždění vyvolané grupovými rychlostmi je větší než samotná délka čerpacího i generovaného impulsu.

Změna prahu činnosti Ramanovského laseru s vzrůstající délkou prostředí může být vyjádřena z rovnice 6.25, kdy je potřebný špičkový výkon nepřímo úměrný efektivní interakční délce  $L_{eff}$  dané předpisem 6.27 závislé na délce krystalu  $L$  a Rayleighově vzdálenosti čerpacího záření  $L_Z$ . Závislost  $L_{eff}$  na délce krystalu je uvedena na obr. 6.38. Výsledky byly pro přehlednost normovány pro délku krystalu odpovídající  $L_Z$ . Efektivní délka roste s délkou krystalu a tím klesá i potřebný výkon pro dosažení prahu. Křivka vykazuje minimum, limit je dán výrazem  $\pi/2\arctg(1/2)$ . Při stejných fokusačních podmínkách je vliv prodloužení krystalu z 16 na 20 mm na  $L_{eff}$  menší než prodloužení z 20 na 40 mm. V experimentálních uspořádáních se ukázal vliv délky vzorku na práh činnosti menší než u zmíněného modelu, nicméně simulace dávají dobrou rámcovou představu o závislosti.

$$L_{eff} = 2L_z \cdot \arctan \frac{L}{2L_z} \quad (6.27)$$

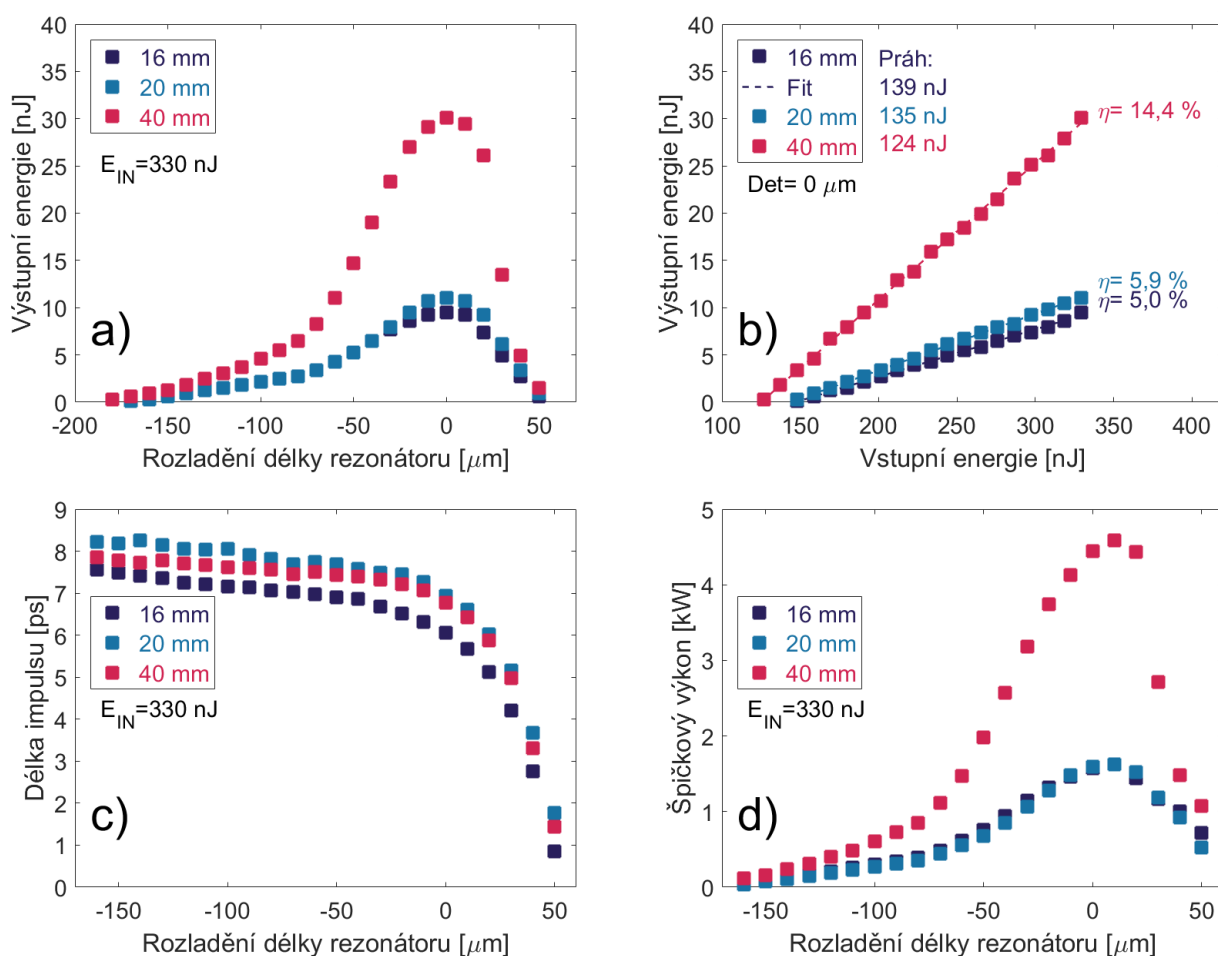


Obrázek 6.38: Závislost efektivní interakční délky na délce krystalu s vyznačenými body odpovídajícími použitým krystalům.

Změna délky impulsu v závislosti na délce aktivního prostředí se začala projevovat až v kladné větvi rozladění délky rezonátoru. Nejkratších impulsů bylo dosaženo s nejdelším krystalem, nejdelších impulsů naopak s nejkratším. Vliv klesající délky impulsu s rostoucí délkou krystalu může být vysvětlen pomocí úrovně výstupní energie - ve shodě s výsledky v předešlé kapitole klesá délka impulsu s rostoucí energií. Pro záporné hodnoty rozladění byly hodnoty takřka stejné.

Špičkový výkon jako funkce rozladění měl podobný průběh jako výstupní energie, nicméně díky zkrácení impulsů byly hodnoty seřazeny vzestupně s délkou krystalu a v žádném bodě nebyla hodnota větší pro 16mm než pro 20mm vzorek. Pro 40mm vzorek bylo dosaženo 3,12 kW špičkového výkonu s nulovým rozladěním.

V případě výstupního zrcadla *OC2* byly celkové výsledky v obdobném trendu, obr.6.39. Pro přehlednost nebudou uvedeny ani diskutovány výsledky pro prvního Stokesese, pozornost bude soustředěna pouze na výstupní parametry kombinované Stokesovy komponenty.



Obrázek 6.39: Výstupní energie (a), délka impulsu (c) a špičkový výkon (d) jako funkce rozladění, výstupní energie v závislosti na vstupní energii (b) pro 1.1. Stokesovu komponentu a různé délky krystalu s výstupním zrcadlem *OC2*.

Nejmenších prahů činnosti a nejvyšších výstupních energií bylo docíleno s nejdelším krystalem. Křivky výstupních energií v závislosti na rozladění jsou pro 16 a 20mm krystalu velmi podobné. V případě nulového rozladění  $\text{det} = 0 \mu\text{m}$  bylo dosaženo konverze  $\sigma = 9,1 \%$  při diferenciální účinnosti  $\eta = 14,4 \%$  pro 40mm krystal,  $\sigma = 3,3 \%$  při diferenciální účinnosti  $\eta = 5,9 \%$  pro 20mm,  $\sigma = 2,8 \%$  při diferenciální účinnosti  $\eta = 5,0 \%$  pro 16mm. Nejvyšší kontinuální výkon by tak odpovídal hodnotě 4,5 W. Práh činnosti byl stanoven 124 nJ (40 mm), 135 nJ (20 mm) a 139 nJ (16 mm). Konverzní účinnosti 1. Stokesese se pohybovaly na stejné úrovni, diferenciální účinnosti byly menší než 1,5% pro všechny testované vzorky.

Otázka délky impulsu v závislosti na rozladění je velmi zajímavá a složitější než u výstupního zrcadla *OC1*. Nejkratších impulsů bylo dosaženo s nejkratším krystalem o délce 16 mm v celém rozsahu rozladění, naopak nejdelších s délkou 20 mm. Pro generaci nejkratších impulsů je z hlediska disperze a disperzních efektů ovlivňujících dynamiku skrze vázané rovnice nejvýhodnější použití krátkých krystalů. Zároveň však délka impulsů klesá s rostoucí vstupní/výstupní energií, což vysvětluje, proč délky impulsů pro 40mm krystal jsou kratší než pro 20mm. Nejkratší impuls o délce 860 fs dosažený s krátkým krystalem pro rozladění  $+50 \mu\text{m}$  je vůbec nejkratším impulsem, který kdy byl metodou generován. U ostatních prostředí byl limit 1,1 až 1,4 ps, i když relaxace polarizovatelnosti měla menší hodnotu a bylo tak možné teoreticky generovat kratší impulsy. Vliv mohl sehrát i lichoběžníkový tvar nejkratšího

krystalu, který se chová defacto jako hranol a může vést k samovolné kompenzaci disperze a tím v příhodných podmínkách i ke generaci kratších impulsů. Obdobný efekt byl pozorován v prostředí  $\text{YVO}_4$  v identicky rozměrném krystalu.

Díky výraznému zkrácení délky impulsu kombinovaného Stokesese došlo k nárůstu špičkového výkonu. Nejvyšší hodnota dosahující 4,59 kW byla naměřena s krystalem délky 40 mm pro rozladění  $+10 \mu\text{m}$ . Hodnota představuje polovinu špičkového výkonu čerpání, i když konverze byla rovna 9 %. Pro rozladění  $+50 \mu\text{m}$  byl špičkový výkon stanoven na 1,07 kW při délce impulsu 1,43 ps.

### Škálování výstupních energií a limity generace

Energetické škálování je v principu možné, nicméně je limitováno prahem dalších kaskádních procesů. Vzhledem k faktu, že pro účinnou generaci kombinovaného Stokesova záření je využit rezonátor s vysokým činitelem jakosti na vlnové délce odpovídající prvnímu Stokesu, má druhý Stokes se stejným posuvem příhodné podmínky pro generaci a jeho práh je velmi nízký. Pro zamezení generace je nutné použití zrcadel s co nejmenší reflektivitou pro druhého Stokesese. I přesto je škálování omezeno, neboť při vysoké hodnotě vnitro-rezonátorové intenzity může být kaskádní *SRS* záření generováno v jednom průchodu a tím negativně ovlivňovat 1. Stokesese i se všemi dopady na generaci 1.1. Stokesese.

Zvyšování čerpání vede, i v případě *QCW* režimu, ke zvyšování tepelné zátěže uvnitř materiálu, která inherentně při Ramanově rozptylu vzniká, a negativně tak ovlivňuje parametry samotného procesu. Pro výrazné škálování je tak potřeba zabývat se otázkou teplotního managementu.

Poškození vysokou intenzitou záření při synchronním čerpáním takřka nehrozí, neboť práh činnosti je řádově menší než prahy poškození materiálů. Dříve by však mohlo dojít k objemovému poškození vznikajícímu v důsledku absorbovaného středního výkonu. Proto je nutné, v návaznosti na předchozí bod, účinně odvádět přebytečné teplo.

Celková dynamika včetně délky impulsu je závislá na energii čerpání. S mnohonásobným zvětšením úrovně buzení bude *SRS* záření generováno blíže čela čerpacího impulsu a může tak dojít k prodloužení délek generovaného impulsu. Otázka nástupu tohoto jevu bude předmětem dalšího výzkumu.

## 6.4 Další synchronně čerpané pevnolátkové Ramanovské lasery

Kapitola se zabývá ostatními synchronně čerpanými pevnolátkovými Ramanovskými lasery studovanými v rámci této disertační práce. Nejprve jsou představena použitá Ramanovsky aktivní prostředí, probrány jejich vlastnosti a zmíněny jejich výhody a nevýhody. Poté následuje výčet nejdůležitějších naměřených výsledků a jejich komentář.

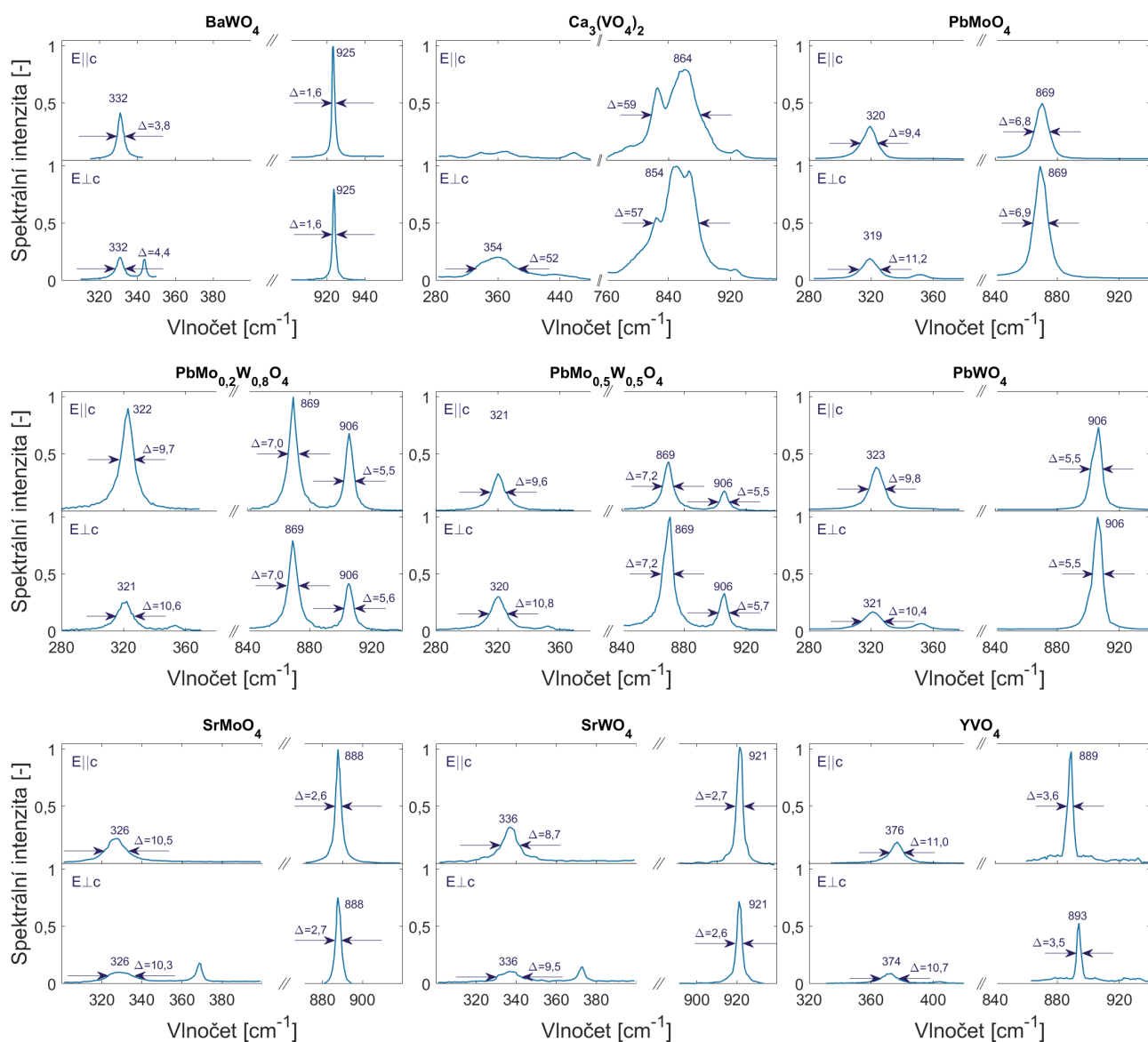
### 6.4.1 Testované Ramanovské materiály

#### Wolframáty a molybdáty

Wolframáty (též tungustáty) a molybdáty ( $\text{MXO}_4$  kde  $M = \text{Ca, Sr, Ba, Pb}$ ;  $X = \text{W, Mo}$ ), patřící do skupiny strukturou podobné scheelitu a tvořící tetragonální krystaly s  $C_{4h}^6$  prostorou strukturou, byly v mnoha člancích označeny jako velmi perspektivní a účinné aktivní materiály pro stimulovaný Ramanův rozptyl [425, 426, 466–469] a úspěšně demonstrovány v Ramanovských konvertorech či laserech [470–523]. Na anionty  $[\text{XO}_4]^{2-}$  lze nahlížet jako na volné, neboť kovalentní vazba mezi W (nebo Mo) je silnější než vazba celé  $[\text{WO}_4]^{2-}$  ( $[\text{MoO}_4]^{2-}$ ) tetragonální aniontové skupiny s kationtovou podmřížkou [468]. Rozlišujeme tak interní a externí vibrační módy. Interní vibrace odpovídají kmitání aniontové grupy  $[\text{WO}_4]^{2-}$  ( $[\text{MoO}_4]^{2-}$ ) s nepohyblivým těžištěm uprostřed. Externí vibrace odpovídají pohybu kationtů a pevné mřížky [A5].

Ve spontánním Ramanovském spektru náleží nejintenzivnější čáry právě interním vibračním módům aniontové grupy (protahovací a ohybové), které jsou rozštěpené polem krystalické mřížky. Ramanovský mód s nejvyšším vlnovým číslem  $\nu_1$ , jehož amplituda je v celém spektru zpravidla největší, odpovídá symetrickému vibračnímu módu  $A_g(\nu_1)$  W-O nebo Mo-O vazby. Druhý vibrační stav s vlnočtem  $\nu_2$

má menší amplitudu než  $\nu_1$ , čára je však rozšířena díky překryvu ohybových módů  $A_g(\nu_2) + B_g(\nu_2)$  symetrické vazby O-W-O a O-Mo-O [A5]. Rozšíření však není tak silné jako u skupiny tetragonálních vanadátů, čáry proto nemají šířku větší než  $\Delta\nu_2 = 15 \text{ cm}^{-1}$  [468]. Obecně platí  $\Delta\nu_2 > \Delta\nu_1$ . Spontánní spektra testovaných prostředí jsou uvedena na obr. 6.40.



Obrázek 6.40: Spontánní spektra Ramanova rozptylu pro testovaná prostředí. Zobrazené výsledky odpovídají polarizaci čerpání E||c a E⊥c.

Pro známé wolframáty je Ramanovský posun pro protahovací mód v rozmezí  $\nu_1 = 906\text{--}925 \text{ cm}^{-1}$ , pro molybdáty se pohybuje mezi  $\nu_1 = 869\text{--}892 \text{ cm}^{-1}$ . Posun Ramanovského módů je pro molybdáty menší z důvodu větší mřížky. Stejný trend můžeme pozorovat u ohybových módů v případě příměsí kovů alkalických zemin,  $\nu_2 = 332\text{--}336 \text{ cm}^{-1}$  (wolframáty) a  $\nu_2 = 322\text{--}327 \text{ cm}^{-1}$  (molybdáty). Vlnočty ohybových módů molybdátů a wolframátů s olovem jsou velmi blízké. Ramanovský posun  $\nu_1$  se obecně zvětšuje dle záměnného vzorce  $\text{Pb}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Sr}^{2+} \rightarrow \text{Ba}^{2+}$  v kationtu [A5]. Současně je příslušná Ramanovská čára zúžena dle  $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Sr}^{2+} \rightarrow \text{Ba}^{2+}$  tak, aby docházelo k zachování integrálního účinného průřezu  $\sigma_{int}$  (pro molybdáty větší než pro wolframáty), který se pohybuje od 50 do 65 [468]. Tzn. že se vzorcem  $\text{Ba}^{2+} \rightarrow \text{Sr}^{2+} \rightarrow \text{Ca}^{2+}$  klesá příčný průřez  $\sigma_p$ , Ramanovské zesílení a ustálený zisk, viz vztah 3.30 a 3.31, kde  $\sigma_{int}$  odpovídá  $\sigma$  a  $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\omega}\right)_0$  je nahrazena  $\sigma_p$ . Pro Ramanovský zisk po zjednodušení platí rovnice 6.28 [468].

$$g = g_{SS} = \frac{\sigma_p \lambda_S^2 \lambda}{c h n_S^2} \quad (6.28)$$

Pro ohybové módy je situace obtížnější a vyslovené závěry platí pouze při výměně  $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Sr}^{2+}$ . U  $\text{Ba}^{2+}$  dochází k výraznému nárůstu integrálního účinného průřezu při adekvátně širší čáře, avšak posun není v rámci skupiny největší. Anomální chování lze vysvětlit růstem masy a velikosti kationtu se společnou závislostí Davydova efektu [468] štěpení energetických hladin. Zatímco první je dominantní pro čáry s nízkým vlnočtem ( $< \nu_2$ ), kdy dochází při záměně  $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Sr}^{2+} \rightarrow \text{Ba}^{2+}$  k poklesu posuvu (velikost kationtu roste), druhý efekt je typický pro protahovací módy [A5]. V případě ohybových módů tak dochází k vzájemné kompenzaci obou vlivů.

Ramanovský zisk protahovacího módu se u měřených příměsí kovů alkalických zemin pohybuje od 2 do 8,5 cm/GW, u olovnatů dokonce až 17 cm/GW [459, 466, 467, 524]. Pro wolframáty a molybdáty s kovy alkalických zemin je typické, že maximálního Ramanovského zisku je dosaženo, je-li vstupní polarizace rovnoběžná s krystalografickou osou c, u příměsí olova pro případ  $E \perp c$  [468]. Základní charakteristiky spontánního Ramanova rozptylu jsou uvedeny v tabulce 6.2.

$\text{BaWO}_4$  je známé Ramanovské prostředí, pravděpodobně nejvyužívanější ze skupiny molybdátů a tungstátů, s největším posunem  $\nu_1 = 925 \text{ cm}^{-1}$ . Díky vysokému ustálenému zisku 8,5 cm/GW našel uplatnění v mnoha laserových systémech [470–487], Ramanovské konvertory a lasery dosahují vysokých účinností blízkých kvantovému limitu [469]. Pro své opticko- mechanické vlastnosti byl testován i pro systémy s vysokým středním výkonem [473, 478]. Pro navrženou metodu je vhodný zejména díky vysokému zisku ohybového módu  $g_2 = 2,9 \text{ cm/GW}$ , nevýhodou je úzká čára s relaxací polarizovatelnosti, která dosahuje pouze hodnoty 2,8 ps.

Ramanovsky aktivní materiál  $\text{SrWO}_4$  je rovněž známé prostředí [488–503], využívané většinou v uspořádáních se společným rezonátorem jako budící laser pro jeho menší zisk  $g_1 = 4,7 \text{ cm/GW}$  [490–492]. Zisk ohybového módu  $g_2 = 1,2 \text{ cm/GW}$  je více jak 2x menší než u prostředí  $\text{BaWO}_4$ , pro účinnou konverzi ohybového módu je tak méně vhodný. Výhodou je však širší Ramanovská čára s relaxací polarizovatelnosti 1,2 ps. Stejně tak jako  $\text{BaWO}_4$  i  $\text{SrWO}_4$  lze dopovat aktivními ionty vzácných zemin (především  $\text{Nd}^{3+}$ ) a dosáhnout tak samovolné Ramanovské akce [500–503].

$\text{SrMoO}_4$  má obdobné vlastnosti jako  $\text{SrWO}_4$  [468, 504–509], zisk protahovacího módu je větší  $g_1 = 5,6 \text{ cm/GW}$  ( $g_1 = 4,7 \text{ cm/GW}$ ), u ohybového módu o něco menší  $g_2 = 1,1 \text{ cm/GW}$  ( $g_2 = 1,2 \text{ cm/GW}$ ). Z hlediska šířek čar se jedná o prakticky totožné materiály. Pro vyvinutou metodu se jedná o výhodnější materiál než jeho konkurent, neboť slabě menší zisk ohybového módu je nahrazen vyšší konverzí na vlnové délce 1. Stokesa.

Přidáním olova do wolframátů a molybdátů bylo demonstrováno několik výjimečných vlastností [468, 510–523, 523].  $\text{PbMoO}_4$  by měl mít dle [468] zisk  $g_1 = 17 \text{ cm/GW}$  hodnotou srovnatelný nebo dokonce vyšší než diamant ( $g_1 = 13 \text{ cm/GW}$ ) [525], ohledně vysokého zisku však panuje skepse. V našich měřeních dosahuje hodnoty  $g_1 = 9,6 \text{ cm/GW}$  při čerpací polarizaci  $E \perp c$ . Pro čerpání paralelní s krystalografickou osou c je snížen zisk protahovacího módu na polovinu  $g_1 = 4,8 \text{ cm/GW}$ , avšak zisk ohybového módu vzrostl z 1,4 na 2,5 cm/GW. Šířka čary odpovídající  $\nu_2$  je větší pro  $E \perp c$ . Stejně závěry lze říci i v případě  $\text{PbWO}_4$ , kde Ramanovský ustálený zisk je srovnatelný s  $\text{BaWO}_4$ . Oba krystaly se dají vyrobit ve velkých rozměrech, technologie výroby je zvládnutá, neboť se tyto materiály používají v technice scintilační detekce.

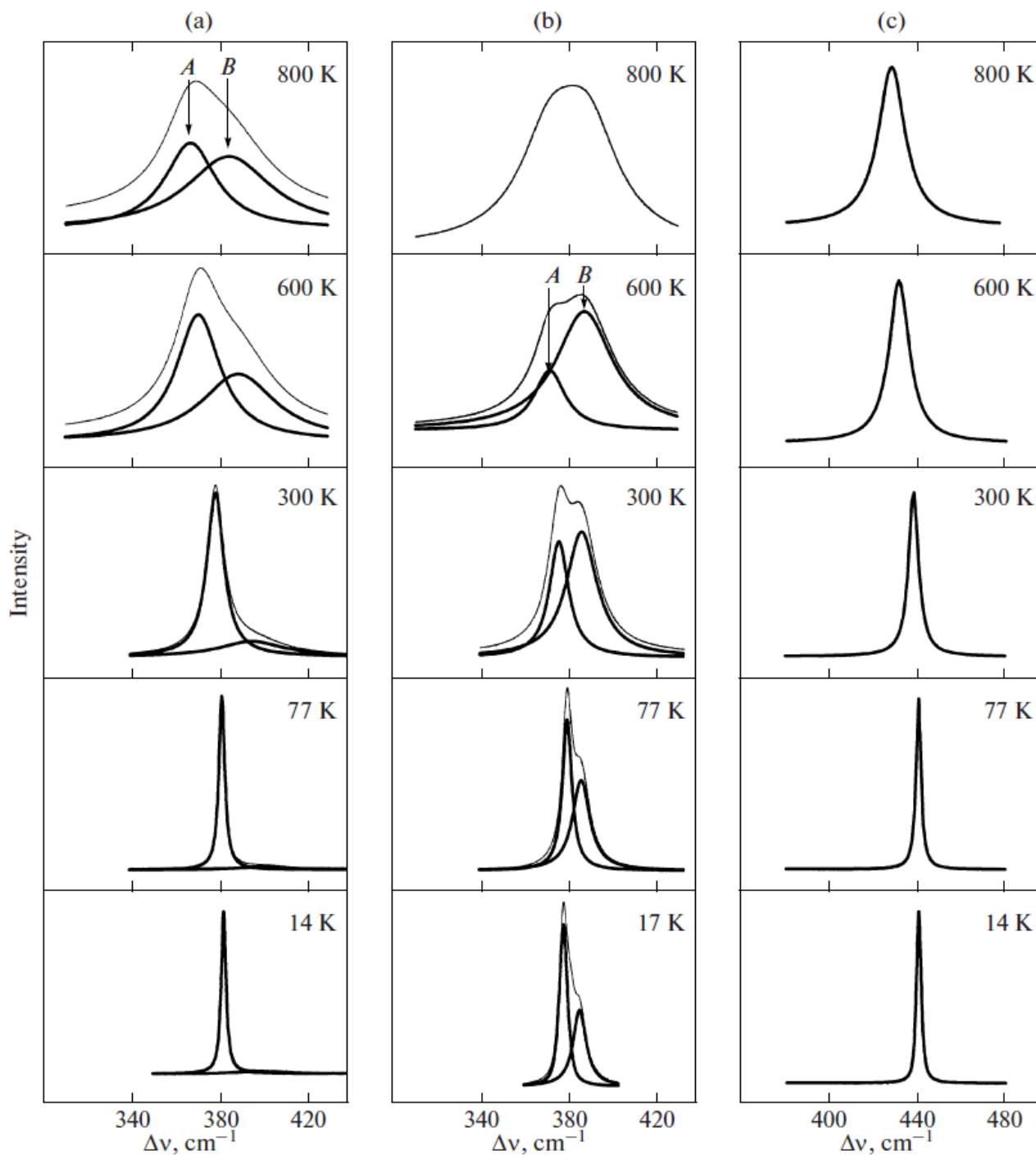
Zajímavou alternativu představují kompozitní krystaly  $\text{PbMo}_x\text{W}_{1-x}\text{O}_4$  s různou úrovní wolframu a molybdátu [511, 512]. Díky přítomnosti Mo-O a W-O jsou zastoupeny ve spektru dva protahovací módy s vlnočtem 869 a 906  $\text{cm}^{-1}$ , tj. stejné posuvy jako mají čisté krystaly, u ohybového módu se vlnočtem pohybuje mezi 320–323  $\text{cm}^{-1}$ . Poměrným zastoupením lze výrazně měnit účinné průřezy a tím i Ramanovský zisk. V případě  $x=0,2$  a  $E \parallel c$  je zisk pro posun  $\nu_2$  roven 5,1 cm/GW, což je výrazně více než v případě  $\text{BaWO}_4$ . Zisk pro  $\nu_1$  činí 6,4/4,6 cm/GW pro 869/906  $\text{cm}^{-1}$ . Pro symetrickou koncentraci  $x=0,5$  je zachován vysoký zisk 9,2 cm/GW náležící Mo-O vazbě pro vlnočtem 869  $\text{cm}^{-1}$  a u ohybového módu došlo, v porovnání s  $\text{PbMoO}_4$ , k nárůstu zisku na hodnotu 2,4 cm/GW. Oba kompozity jsou tak z hlediska Ramanovských vlastností velmi unikátní.

Tabulka 6.2: Vlnočet  $\nu$ , účinný průřez  $\sigma_p$ , integrální účinný průřez  $\sigma_{int}$ , šířka čáry  $\Delta\nu$ , Ramanovský zisk  $g$ , relaxace polarizovatelnosti  $T_2$ , index lomu  $n$  a polarizace vstupního čerpaní  $Pol.$  pro protahovací a ohybový mód testovaných Ramanovských materiálů. Účinný průřez a integrální účinný průřez je normován k referenční hodnotě diamantu 100.

Krystal	$\nu_1$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\sigma_{p1}$ [-]	$\sigma_{Int1}$ [-]	$\Delta\nu_1$ [cm <sup>-1</sup> ]	$g_1$ [cm/GW]	$T_{21}$ [ps]	$\nu_2$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\sigma_{p1}$ [-]	$\sigma_{Int1}$ [-]	$\Delta\nu_2$ [cm <sup>-1</sup> ]	$g_2$ [cm/GW]	$T_{22}$ [ps]	$n$ [-]	$Pol.$ [-]
<i>Wolframáty</i>														
BaWO <sub>4</sub>	925	67	59	1,6	8,5	6,6	332	27	57	3,8	2,9	2,8	1,8	E  c
PbWO <sub>4</sub>	906	97	252	5,5	8,5	1,9	321	15	73	10,4	1,15	1,0	2,11	E⊥c
	906	67	169	5,5	5,5	1,9	323	32	143	9,8	2,3	1,1	2,18	E  c
SrWO <sub>4</sub>	921	41	50	2,7	4,7	3,9	336	12	56	8,7	1,2	1,2	1,85	E  c
<i>Molybdáty</i>														
PbMoO <sub>4</sub>	869	120	376	6,9	9,6	1,5	319	20	101	11,2	1,4	0,9	2,20	E⊥c
	869	66	195	6,8	4,8	1,6	320	38	155	9,4	2,5	1,1	2,29	E  c
SrMoO <sub>4</sub>	888	51	63	2,6	5,6	4,1	327	11	61	10,5	1,1	1	1,88	E  c
<i>Kompozity</i>														
PbMo <sub>0,2</sub> W <sub>0,8</sub> O <sub>4</sub>	869/906	68/36	219/92	7/5,6	5,6/3	1,5/1,9	321	24	113	10,6	1,7	1,0	2,17	E⊥c
	869/906	84/60	260/146	7/5,5	6,4/4,6	1,5/1,9	323	76	326	9,7	5,1	1,1	2,26	E  c
PbMo <sub>0,5</sub> W <sub>0,5</sub> O <sub>4</sub>	869/906	110/36	368/95	7,2/5,7	9,2/3	1,5/1,9	320	33	165	10,8	2,4	0,9	2,15	E⊥c
	869/906	47/21	151/51	7,2/5,5	3,6/1,6	1,5/1,9	321	36	154	9,6	2,5	1,1	2,24	E  c
<i>Vanadáty</i>														
Ca <sub>3</sub> (VO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	854	15	462	57	1,69	0,2	354	4	112	52	0,4	0,2	1,85	E⊥c
GdVO <sub>4</sub>	882	56	81	3,2	4,5	3,3	382	10	103	24	0,7	0,4	2,19	E  c
YVO <sub>4</sub>	889	60	97	3,5	5,0	3,0	376	11	56	11	0,8	0,9	2,16	E  c

### Vanadáty

Ramanovsky aktivní prostředí na bázi vanadátů, jako jsou  $\text{GdVO}_4$  a  $\text{YVO}_4$ , jsou v poslední době velmi oblíbená [419, 447–455, 457, 526–538]. Důvodem je skutečnost, že matrice  $\text{GdVO}_4$  a  $\text{YVO}_4$  je běžným hostitelským materiálem pro ionty vzácných zemin. Laserová aktivní prostředí pracující současně jako Ramanovské prostředí se proto nejvíce uplatňují v *self-Raman* laserech [449–451, 512, 526–528], v systémech se může však jednat taktéž o nechtěný jev. Běžná koncentrace iontů vzácných zemin nemá na Ramanovské vlastnosti vliv [528].



Obrázek 6.41: Překryv dvou blízkých ohybových módů vedoucích k rozšíření čáry pro  $\text{YVO}_4$  (a),  $\text{GdVO}_4$  (b) a  $\text{ZrSiO}_4$  (c) za různých teplot. Převzato z [446].

Ramanovský posun protahovacího módu nepřesahuje  $900 \text{ cm}^{-1}$ , avšak u ohybového módu je větší než

$350\text{ cm}^{-1}$ , což je výrazně více než u skupiny molybdátů a wolframátů. Ramanovský účinný průřez a zisk roste dle výměnného vzorce  $\text{Ca}_3^{2+} \rightarrow \text{Gd}^{3+} \rightarrow \text{Y}^{3+}$  pro  $\nu_1$  a  $\nu_2$  módy. Dle stejného vzorce se chová i vlnočet v případě protahovacího  $\nu_1$  módu. U ohybového módu je situace stejná jako u předešlé skupiny krystalů, tj. vlnočet závisí na vlivu velikosti kationtu a Davydova efektu. Z hlediska Ramanovských zisků jsou vanadáty pro představenou metodu nevýhodné, neboť zisk ohybového módu se pohybuje pouze od 0,4 do 0,8 cm/GW.

Vanadáty však mají velmi široké Ramanovské čáry náležející ohybovým módům díky překryvu dvou blízkých módů vznikajících strukturálními poruchami v tetrahedrální aniontové struktuře zirkonu podobných krystalů, které se s vzrůstající teplotou rozšiřují [446]. Za teploty  $T=30^\circ\text{C}$  je šířka čáry  $\nu_2$  módu větší než  $10\text{ cm}^{-1}$ , u  $\text{GdVO}_4$  dosahuje  $\Delta\nu_2=24\text{ cm}^{-1}$  a u  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$   $\Delta\nu_2=52\text{ cm}^{-1}$ . Na obr. 6.41 je uveden příklad strukturálních poruch vedoucích k rozšíření ohybového módu vanadátů a neporušené krystalografické mřížky zirkonu pro různé teploty.

$\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  je poměrně neznámý Ramanovsky aktivní materiál [504, 539, 540] s velmi malým ziskem-  $1,7\text{ cm/GW}$  u protahovacího a  $0,4\text{ cm/GW}$  u ohybového módu. Oba dva módy mají extrémně široké čáry:  $\Delta\nu_1=57\text{ cm}^{-1}$  a  $\Delta\nu_2=52\text{ cm}^{-1}$ . Maximální účinný průřez je docílen při vstupní polarizaci kolmé ke krystalografické ose c. Díky malému ustálenému zisku musí být krystal velmi dlouhý, jinak je interakce neúčinná. Problémem však může být vysoká disperze typická pro celou vanadátovou skupinu.

Prostředí  $\text{YVO}_4$  má největší Ramanovský zisk  $g_1=5,0\text{ cm/GW}$  a  $g_2=0,8\text{ cm/GW}$  v rámci celé skupiny vanadátů, šířka čáry náležící ohybovému módu  $\Delta\nu_2=11\text{ cm}^{-1}$  je v porovnání s  $\text{GdVO}_4$  při pokojové teplotě menší. Strukturální porucha se projevuje až při vyšší teplotě [446]. Stejně jako u  $\text{GdVO}_4$  je maximální účinný průřez dosažen při  $E||c$ .

## 6.4.2 Výstupní parametry synchronně čerpaných Ramanovských laserů

### BaWO<sub>4</sub>

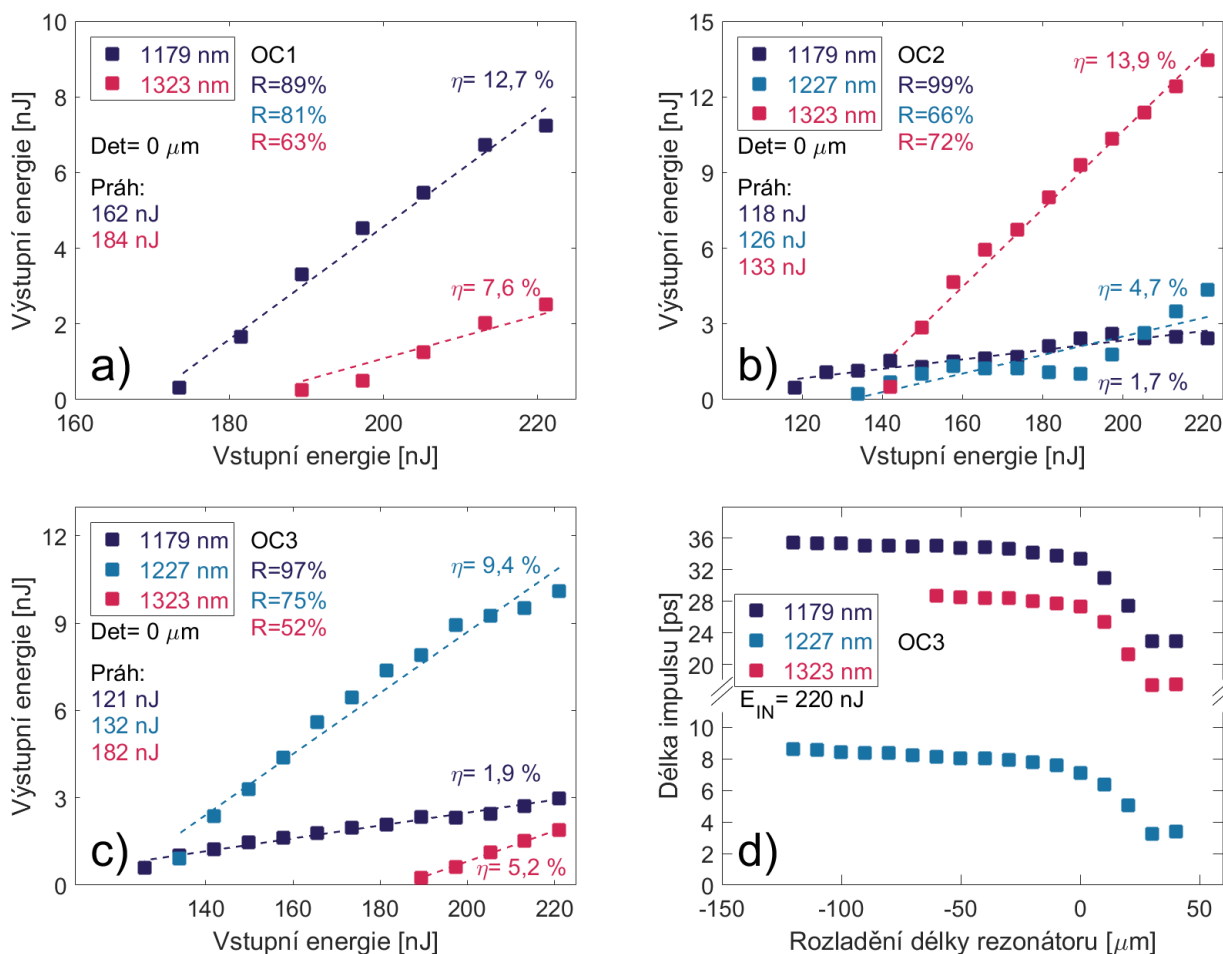
Synchronně čerpaný *SRS* laser s krystalem  $\text{BaWO}_4$  o délce 80 mm, který byl vypěstován v *General Physics Institute, Russian Academy of Sciences*, byl nejprve testován v lineárním uspořádání [A1]. Experimentální uspořádání se skládalo ze dvou rovinných zrcadel, úlohu konkávních zrcadel suplovaly spojné čočky s ohniskovou vzdáleností 75 mm umístěné mezi rovinná zrcadla. Výhodou bylo snadnější nastavení rezonátoru a synchronní podmínky. Na rozdíl od ostatních experimentů, kde byly systematicky potlačeny kaskádní procesy vyšších Stokesových vln, u lineárního uspořádání docházelo ke generaci taktéž druhého Stokese na vlnové délce 1323 nm (posun odpovídá  $2 \times \nu_1=925\text{ cm}^{-1}$ ).

Výstupní parametry generovaného záření byly získány pro sérii výstupních zrcadel s různými reflektivitami na vlnových délkách 1., 1.1. a 2. Stokese. Dle nich se ukázalo, že poměry činných ztrát složek kaskádní generace lze účinně měnit dle podmínek zpětné vazby optického rezonátoru, viz obr.6.42. Druhá Stokesova komponenta má vzhledem ke stejné vibrační amplitudě s prvním Stokesem výrazně lepší podmínky pro dosažení prahu generace. Pro její zamezení se ukázalo, že je nutné použít rezonátor s výrazně menším činitelem jakosti než v případě generace 1.1. Stokese.

Při vícenásobném kaskádním procesu s různými vibračními kvanty je dynamika velmi složitá, lze však na ní nahlížet v analogii s generací 1. a 1.1. Stokese. Na obr. 6.42d) je uvedeno zkrácení generovaných impulsů v závislosti na rozladění délky rezonátoru- nejvíce jsou zkracovány impulsy 1.1. Stokese, nejméně impulsy náležící 1. Stokesovi. Z toho bodu vznikl celý koncept představené metody, kdy pro získání krátkých impulsů 1.1. Stokese o vysoké energii musí být potlačen vznik vlny 2. Stokese. Experimentální uspořádání s lineárním rezonátorem se ukázalo díky ztrátám na čočkách jako méně výhodné než kruhový rezonátor či rezonátor ve tvaru "Z". Další nevýhodou tohoto uspořádání bylo vazbení generovaného *SRS* záření do oscilátoru a následný zánik kontinuální synchronizace módů, neboť optický oddělovací prvek izolátoru byl konstruován na separaci záření na fundamentální vlnové délce v okolí  $1,06\text{ }\mu\text{m}$ . To se projevovalo vyšší časovou a energetickou nestabilitou.

Pro kruhový rezonátor s nízkým činitelem jakosti na vlnových délkách 1227 a 1323 nm bylo docíleno s výstupním zrcadlem *OC1* o reflektivitě 89 % (1179 nm) konverze  $\sigma=47\%$  při diferenciální účinnosti 68 %. Tato hodnota, blízká kvantovému defektu, je vůbec nejvyšší účinností získanou v synchronně





Obrázek 6.42: Výsledky synchronně čerpaného, lineárního, BaWO<sub>4</sub> Ramanovského laseru pro různá OC: výstupní energie jako funkce vstupní energie (a-c), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (d).

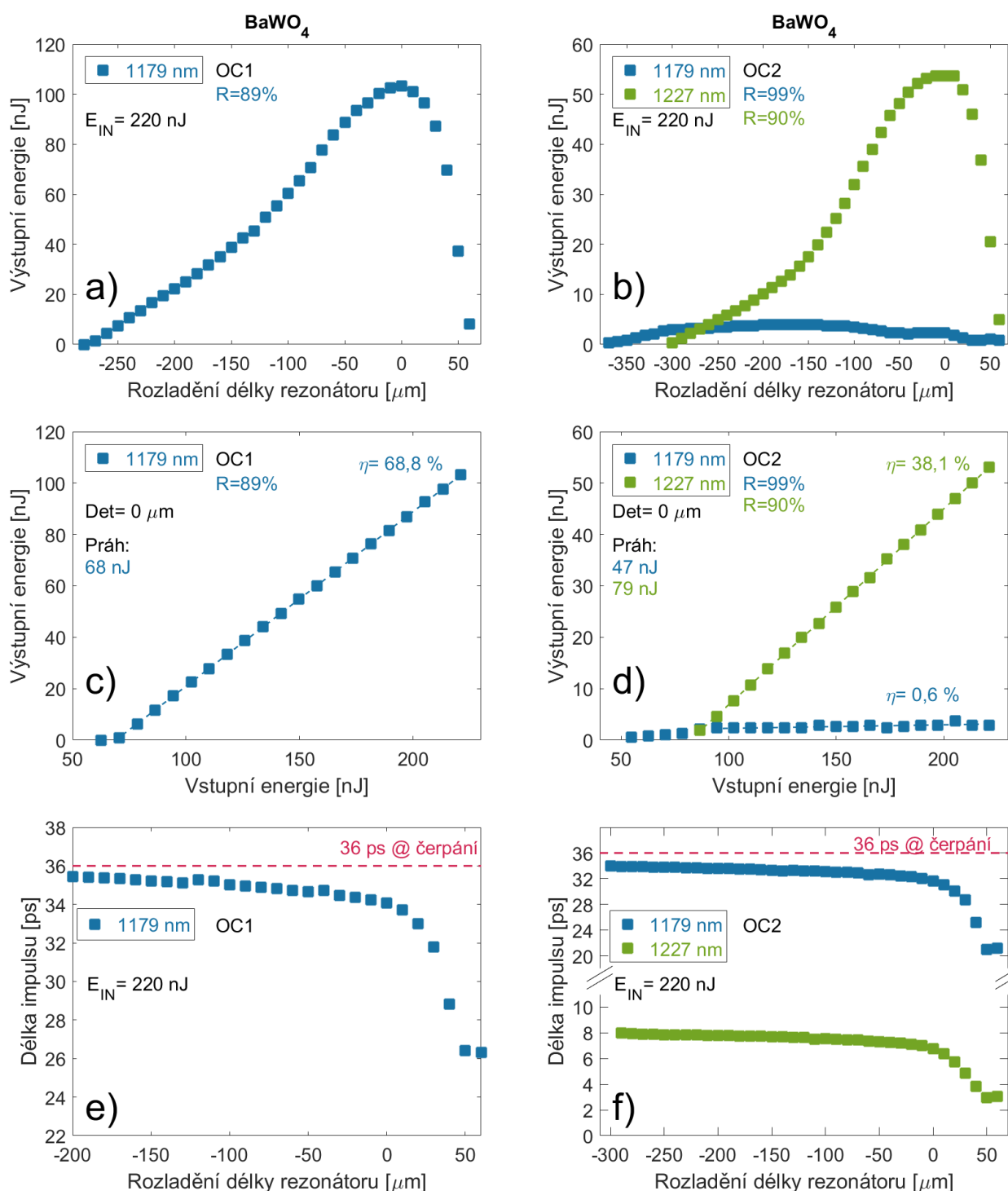
čerpaném Ramanovském laseru po diamantu [A2]. V případě generace 1.1. Stokesovy komponenty bylo na vlnové délce 1227 nm dosaženo konverze 24 % při diferenciální účinnosti 38 %. V našich měřeních jsou výsledky získané s prostředím BaWO<sub>4</sub> spolu s PbMoO<sub>4</sub>, z hlediska konverze a prahu činnosti, pro obě sledované komponenty nejlepší. Práh činnosti pro obě výstupní zrcadla byl menší než 100 nJ. Vzhledem k vyšší hodnotě relaxace polarizovatelnosti ohybového módu byl nejkratší impuls 1.1. Stokes roven 3 ps. Nejdůležitější výstupní parametry laseru jsou uvedeny na obr. 6.43. Díky výraznému zkrácení byl špičkový výkon 1.1. Stokesovy komponenty dokonce větší, než pro čerpací záření.

Výsledky SRS BaWO<sub>4</sub> laseru byly publikovány v časopisech [A1, A2, A5] a prezentovány na mezinárodních konferencích [A7, A10–A13].

### Ca<sub>3</sub>(VO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>

V rámci experimentální činnosti byly testovány dva krystaly Ca<sub>3</sub>(VO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, oba byly vypěstovány v laboratořích *General Physics Institute, Russian Academy of Sciences*. První s délkou 31 mm měl čela zkosená pod Brewsterovým úhlem, druhý s délkou 78 mm měl AR vrstvy pro vlnové délky v rozmezí 1000–1400 nm. Vstupní polarizace byla kolmá ke krystalografické ose c, neboť dle spekter spontánního Ramanova rozptylu je zisk  $g_2$  pro paralelní polarizaci takřka nulový.

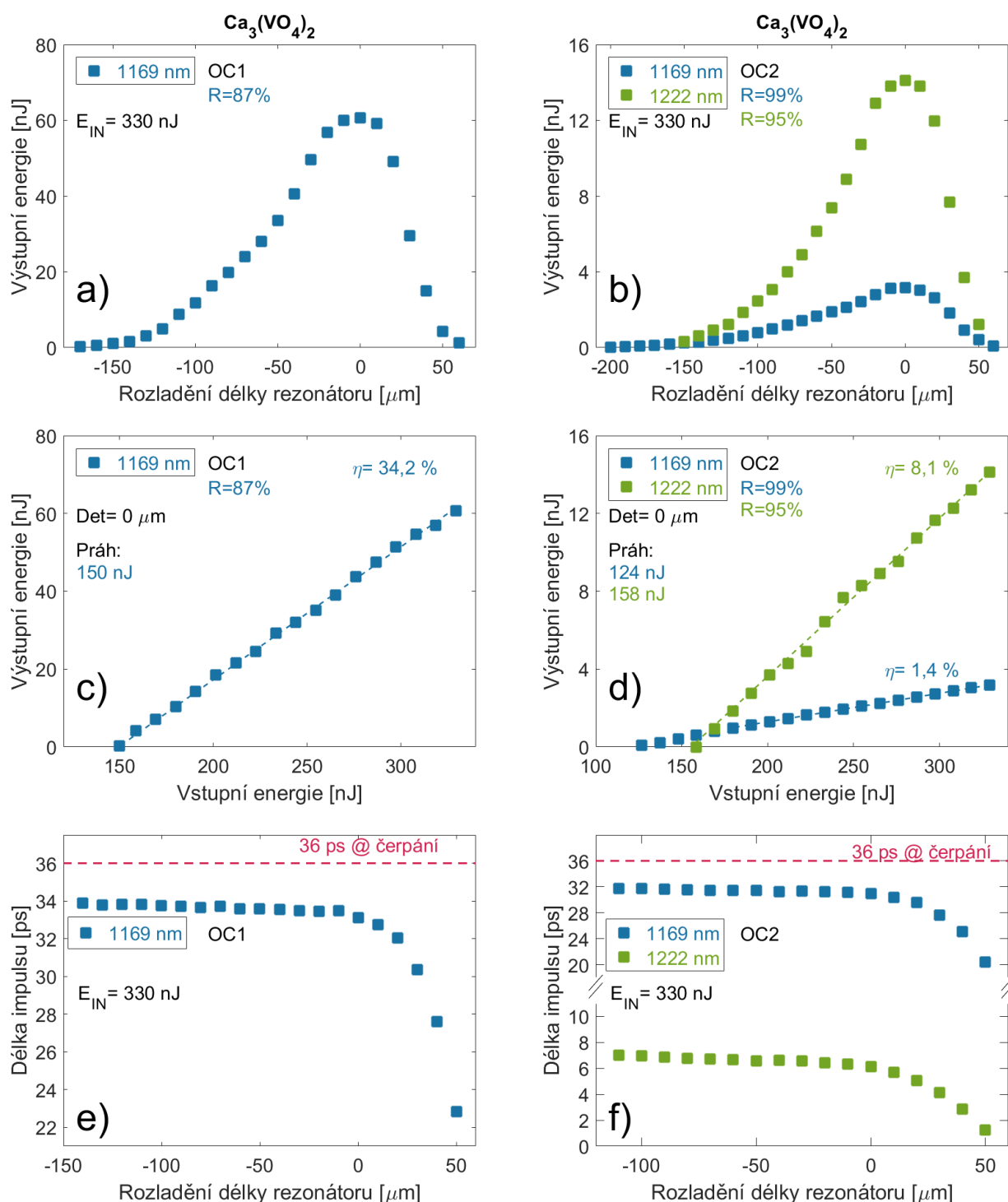
Díky malému zisku byla interakce, pro kratší krystal, velmi neúčinná. Diferenciální a konverzní účinnost generace (14,3 a 6,4 %) 1. Stokesovy komponenty byla vůbec nejmenší ze všech testovaných Ramanovských prostředí, i když délka použitého krystalu nebyla nejmenší. Práh činnosti byl naopak v porovnání s ostatními materiály největší a dosahoval hodnoty 188 nJ. Ukazatelem neúčinné generace může



Obrázek 6.43: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{BaWO}_4$  Ramanovského laseru se dvěma  $OC$ : výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

být i fakt, že dovolené absolutní rozladění je ze všech testovaných  $SRS$  laserů nejmenší. Obdobné závěry platí i pro generaci 1.1. Stokesa, jehož diferenciální účinnost byla pouze 2,8% při konverzi 1,1%, práh činnosti byl větší než 200 nJ. Nejkratší impuls o délce 1,17 ps byl výrazně nad limitem daným šířkou čáry ohybového módu. I přesto byly výsledky publikovány na mezinárodních konferencích [A16, A17], neboť se jednalo o první synchronně čerpaný  $SRS$  laser s tímto prostředím.

Použitím delšího krystalu  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  došlo k výraznému snížení prahu činnosti prvního Stokesa o



Obrázek 6.44: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  Ramanovského laseru se dvěma  $OC$ : výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

40 nJ. I tak byl práh činnosti vyšší, než v ostatních případech. Pro perfektní synchronizaci vzrostla diferenciální účinnost na 34,2 % při konverzi 18,1 % a bylo dosaženo špičkového výkonu 1,8 kW, viz obr. 6.44. Při použití výstupního zrcadla  $OC2$  byl generován 1.1.Stokes s účinnostmi  $\eta=8,1\%$  a  $\sigma=4,3\%$ . Práh činnosti kaskádní složky byl opět o 40 nJ menší než u krátkého krystalu, v porovnání s ostatními krystaly byl však stále nejvyšší, když reflektivita  $OC2$  na vlnové délce 1.1.Stokese byla 95 %, což je v porovnání s ostatními experimenty více. Nejkratší impuls o délce 1,26 ps byl o 0,1 ps delší než u 31mm vzorku, čímž bylo dokázáno, že v systémech bez kompenzace disperze nelze dosáhnout hodnot

výrazně nižších než je 1 ps, i když je relaxace polarizovatelnosti mnohonásobně nižší. Roli sehrál i fakt, že disperze celé vanadátové skupiny je vysoká a působí tak proti zkrácení impulsů. Na druhou stranu je nárůst konverze s délkou krystalu velmi výrazný při současném zachování vysokého prahu činnosti. To může být způsobeno právě pozitivním vlivem šíření vln náležících jednotlivým Stokesovým komponentám s různými grupovými rychlostmi.

Výsledky získané s dlouhým krystalem byly zdrojem pro publikaci v recenzovaném časopise (odesláno).

#### **PbMoO<sub>4</sub>**

Pro testování byly použity komerčně dostupné krystaly od firmy *Meta-Laser* [541] o délce 25 mm opatřené AR vrstvami pro vlnové délky 1000-1400 nm. Vzhledem k vlastnostem spontánního Ramanova rozptylu byla zkoušena uspořádání s vstupní polarizací kolmou a také paralelní ke krystalografické ose *c* s délkou prostředí 25 nebo 50 mm (dva krystaly za sebou).

Pro případ excitace polarizací  $E \perp c$  a délky prostředí 50 mm bylo v kruhovém rezonátoru s výstupním zrcadlem *OC1* o reflektivitě 89 % (1171 nm) dosaženo konverze  $\sigma=49\%$  při diferenciální účinnosti  $\eta=65\%$  do první Stokesovy komponenty o vlnové délce 1171 nm, viz obr. 6.45. Hodnoty účinností jsou spolu s prahem činnosti srovnatelné s BaWO<sub>4</sub> Ramanovským laserem, i když délka krystalu BaWO<sub>4</sub> byla o 3 cm delší. Tento fakt lze vysvětlit vyšším Ramanovským ziskem protahovacího módu  $g_1$ .

Rovněž generaci 1.1. Stokesovy komponenty na vlnové délce 1217 nm lze považovat za velmi efektivní, s výstupním zrcadlem *OC2* o reflektivitě 90 % (1217 nm) bylo docíleno konverze  $\sigma=20\%$  při účinnosti  $\eta=27\%$ . Výsledky jsou však horší než u BaWO<sub>4</sub> ( $\sigma=24\%$  při  $\eta=38\%$ ) z důvodu menšího zisku ohybového módu  $g_2$  pro případ kolmé excitace. Špičkový výkon je naopak vyšší, neboť docházelo k výraznějšímu zkrácení generovaných impulsů (současně byla vstupní energie impulsů pro PbMoO<sub>4</sub> větší). Díky vysokým konverzním účinnostem byla hodnota maximálního rozladění rezonátoru pro obě prostředí největší a dosahovala hodnot  $\Delta\text{DET} > 300 \mu\text{m}$ .

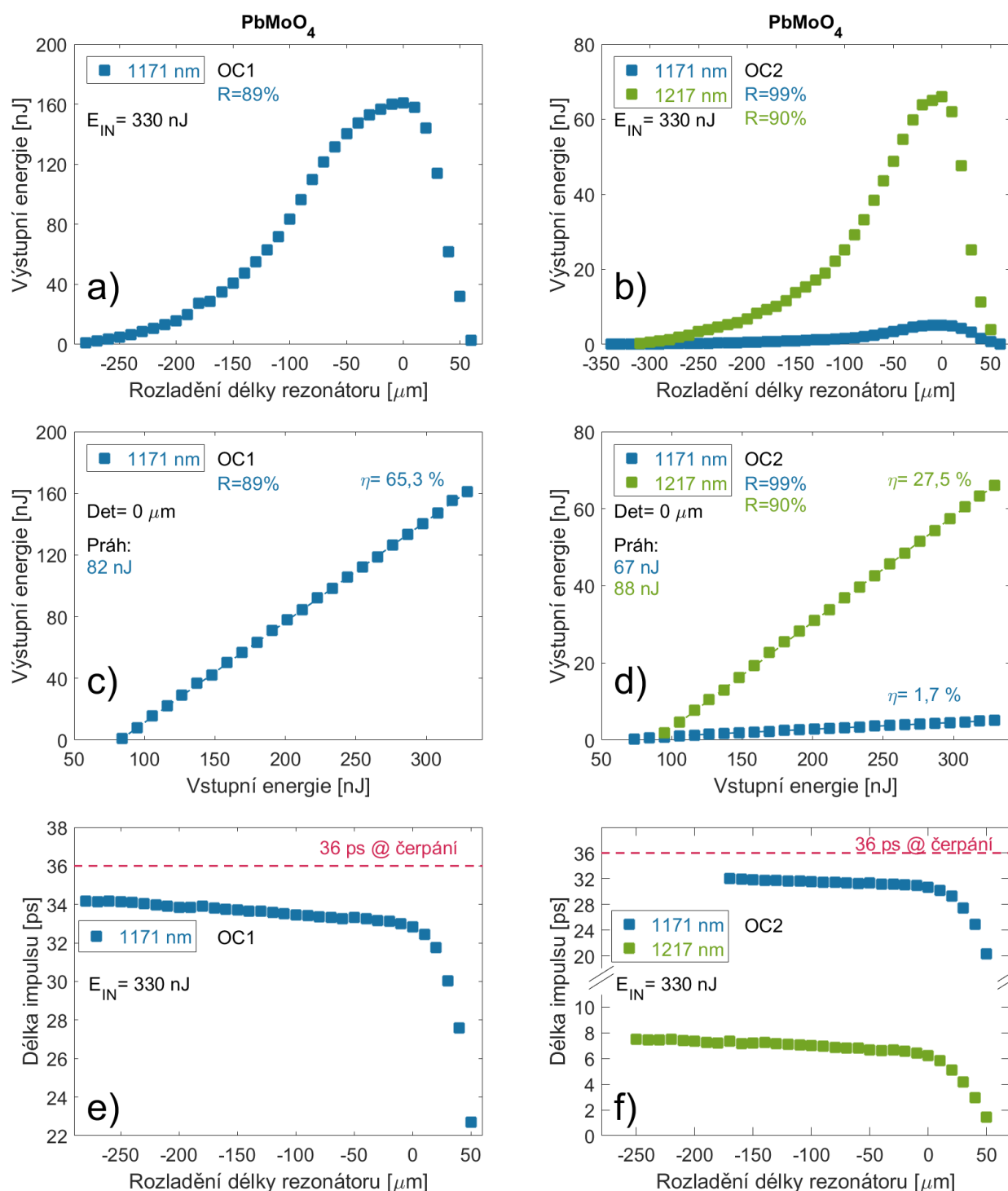
Výsledky pro paralelní polarizaci jsou ve všech sledovaných aspektech horší, i když se zde kladně projevuje větší Ramanovský zisk ohybového módu. Komparativní studie dvou délek prostředí potvrdila zjištění, že při použití delšího krystalu má diferenciální účinnost vzrůstající trend.

Ramanovsky aktivní prostředí PbMoO<sub>4</sub> se jeví jako velmi atraktivní, nevýhoda v podobě nízkého prahu poškození se při synchronním čerpání neprojevuje. Výsledky získané pro obě možnosti vstupní polarizace budou zdrojem pro publikaci v impaktovaném časopise a pro konferenční příspěvky.

#### **PbMo<sub>x</sub>W<sub>1-x</sub>O<sub>4</sub>**

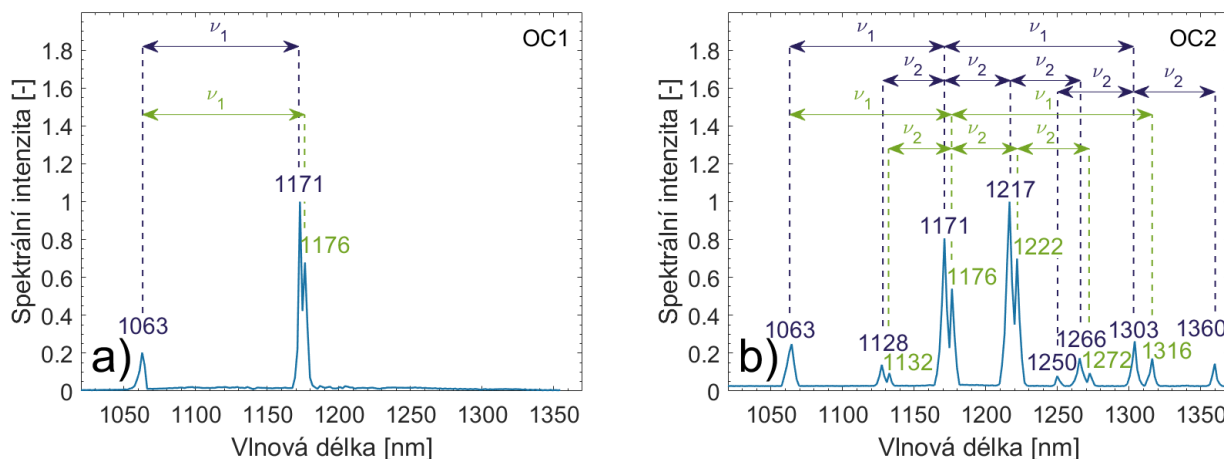
Unikátní kompozitní krystaly PbMo<sub>0,2</sub>W<sub>0,8</sub>O<sub>4</sub> a PbMo<sub>0,5</sub>W<sub>0,5</sub>O<sub>4</sub> o délce 13 mm byly vypěstovány v laboratořích *General Physics Institute, Russian Academy of Sciences*, oba dva byly opatřeny AR vrstvami pro vlnové délky 1000-1400 nm, řez krystalů dovoľoval excitaci s kolmou či paralelní polarizací vůči krystalografické ose *c*.

Vzhledem k přítomnosti dvou symetrických vibračních módů  $A_g(\nu_1)$  ve spontánním Ramanově spektru mají kompozity dva protahovací módy náležící M-O a W-O vazbě a tím je i jejich generované *SRS* spektrum velmi složité. Na obr. 6.46 je generované spektrum pro kompozit PbMo<sub>0,2</sub>W<sub>0,8</sub>O<sub>4</sub> pro paralelní excitační polarizaci. Na levém obrázku, znázorňujícím uspořádání s výstupním zrcadlem *OC1*, lze vidět dvě čáry na vlnové délce 1171 a 1176 nm, které odpovídají protahovacím módům 869 a 906 cm<sup>-1</sup>. Při použití výstupního zrcadla *OC2* s vysokým činitelem jakosti pro vlnové délky 1170-1180 nm vzniká 1.1. Stokesova komponenta z obou protahovacích módů současně, tj. na vlnových délkách 1217 a 1222 nm. Díky krátké délce krystalu je rozladění pro jednotlivé Stokesovy složky, dané grupovými rychlostmi vln, natolik malé, že jsou ve spektru viditelné taktéž další komponenty- např. 2. Stokes na vlnové délce 1303 nm ( $2 \times 869 \text{ cm}^{-1}$ ) a 1316 nm ( $2 \times 906 \text{ cm}^{-1}$ ); 1.2. Stokes na 1266 nm ( $869 \text{ cm}^{-1} + 2 \times 322 \text{ cm}^{-1}$ ) a 1272 nm ( $906 \text{ cm}^{-1} + 2 \times 322 \text{ cm}^{-1}$ ) či anti-Stokes na 1128 nm ( $869 \text{ cm}^{-1} - 322 \text{ cm}^{-1}$ ) a 1132 nm ( $906 \text{ cm}^{-1} - 322 \text{ cm}^{-1}$ ). Jiné vlny než 1. a 1.1. Stokes jsou však velmi slabé, jejich energii lze proto zanedbat. Generace vyšších Stokesových vln (i anti-Stokesových) byla pozorována rovněž u *SRS* laseru s 13mm SrWO<sub>4</sub> krystalem, ačkoliv při použití 36mm krystalu vyšší Stokesovy komponenty nebyly zaznamenány. Délka krystalu tak zamezuje kaskádní proces generace vln, jejichž zpoždění grupové rychlosti je natolik velké, že synchronizační podmínka není pro účinnou interakci splněna. V případě



Obrázek 6.45: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{PbMoO}_4$  Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

$\text{PbMo}_{0,5}\text{W}_{0,5}\text{O}_4$  je spektrum velmi podobné. Generace velmi blízkých vlnových délek se dá potenciálně použít pro generaci THz vln a bude dále zkoumána. Pro další popis bude značit zkratka 1. a 1.1. Stokes vlny o délkách 1171 a 1176 nm, resp. 1217 a 1222 nm, bez ohledu na jejich vzájemný poměr. Ve srovnání s výsledky dosaženými s krystalem  $\text{SrWO}_4$  o stejné délce, měl kompozit  $\text{PbMo}_{0,5}\text{W}_{0,5}\text{O}_4$  při excitační polarizaci  $E_{\perp c}$  přibližně dvakrát větší diferenciální účinnost  $\eta=28,2\%$  a trojnásobně větší konverzi  $\sigma=17,2\%$  1.Stokesovy komponenty v uspořádáním s výstupní zrcadlem OC1. Stejný trend



Obrázek 6.46: Spektrum Ramanovského laseru s krystalem  $\text{PbMo}_{0,2}\text{W}_{0,8}\text{O}_4$  pro dvě výstupní zrcadla. Černou barvou je značen posun náležící protahovacímu módu M-O vazby s vlnočtem  $\nu_1 = 869 \text{ cm}^{-1}$ , zelenou barvou posun náležící W-O vazbě o vlnočtu  $\nu_1 = 906 \text{ cm}^{-1}$ . Vlnočty ohybového módu  $\nu_2 = 332 \text{ cm}^{-1}$  je pro vazby O-Mo-O a O-W-O stejný.

platí taktéž pro generaci 1.1. Stokesovy komponenty s  $OC2$  - tj. trojnásobně větší konverze ( $\sigma = 5,3\%$ ) a dvojnásobně větší diferenciální účinnost ( $\eta = 9,1\%$ ). V obou případech měl kompozit nižší práh činnosti. Kompozit  $\text{PbMo}_{0,2}\text{W}_{0,8}\text{O}_4$  má, v uspořádání s paralelní excitací vůči krystalografické ose  $c$ , výrazně vyšší zisk ohybového módu  $g_2$ , což se pozitivně projevilo na generaci 1.1. Stokesovy komponenty. Její konverze dosahovala  $5,8\%$  při diferenciální účinnosti  $10,3\%$  současně s nižším prahem činnosti, i když práh činnosti 1. Stokesovy komponenty byl v uspořádání se stejným výstupním zrcadlem  $OC2$  vyšší. Naopak generace samotné první Stokesovy vlny v uspořádání s  $OC1$  je méně efektivní z důvodu nižšího zisku protahovacích módů  $g_1$ . Podíl v jednotlivých Stokesových vlnách tak lze účinně řídit pomocí vzájemné koncentrace Mo a W.

### $\text{SrMoO}_4$

Krystal  $\text{SrMoO}_4$  o délce  $17 \text{ mm}$ , jehož čela byla zkosena pod Brewsterovým úhlem, byl rovněž vypěstován v laboratořích *General Physics Institute, Russian Academy of Sciences*. Vstupní polarizace odpovídala krystalografické ose  $c$ .

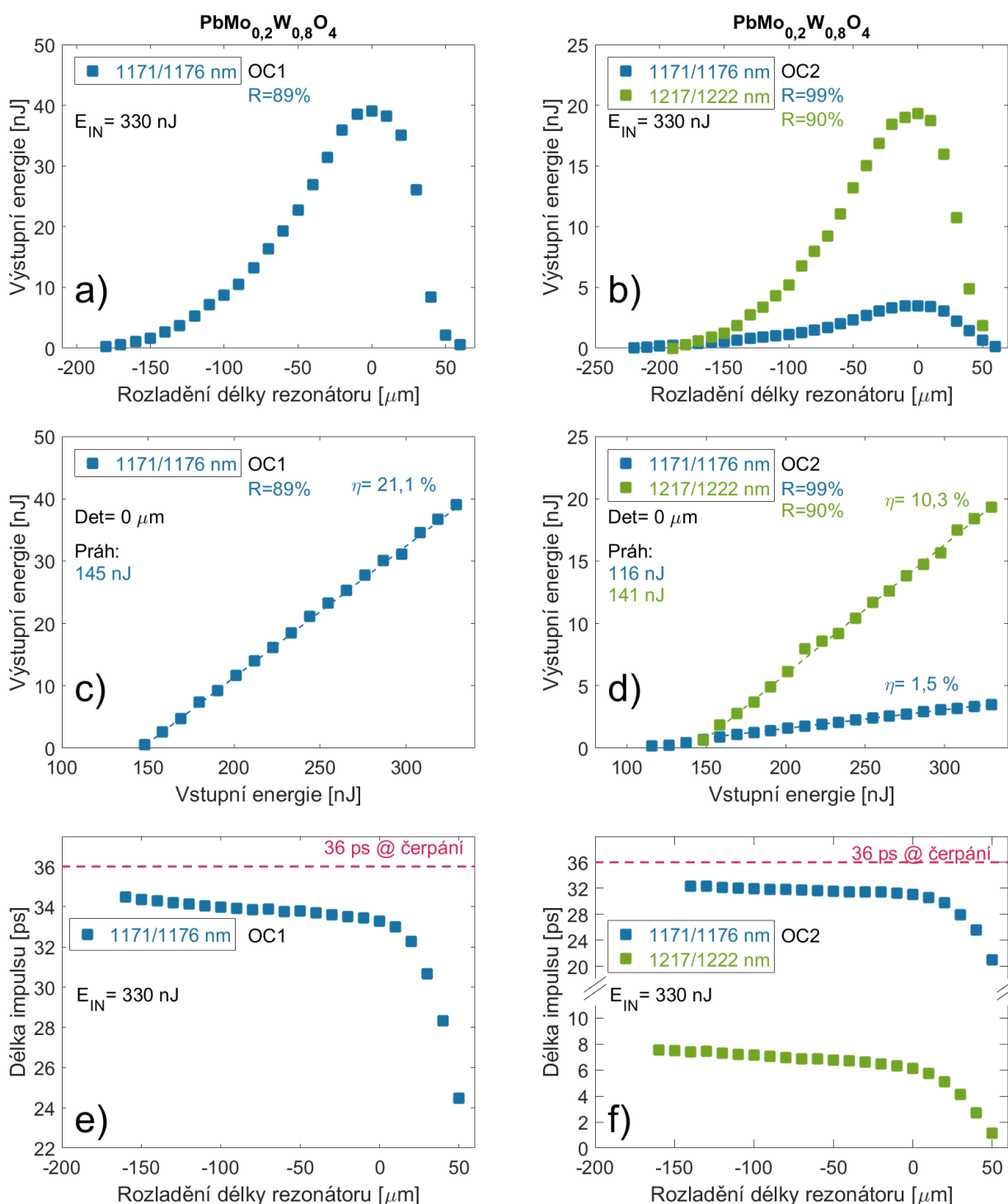
Práh činnosti  $SRS$  laseru s výstupním zrcadlem  $OC1$  byl srovnatelný s  $16 \text{ mm}$  krystaly  $\text{GdVO}_4$  a  $\text{YVO}_4$ , konverze první Stokesovy komponenty  $\sigma = 7\%$  při diferenciální účinnosti  $\eta = 17,3\%$  byla však menší, ačkoli je Ramanovský zisk protahovacího módu  $g_1$  srovnatelný. Tyto údaje jsou po  $31 \text{ mm}$   $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$  krystalu vůbec nejhorší. Obdobné výsledky byly získány také s výstupním zrcadlem  $OC2$ . Po  $\text{BaWO}_4$  se jedná o druhý materiál, se kterým byla demonstrována metoda pro zkracování impulsů 1.1. Stokes. Zároveň bylo experimentálně ověřeno, že limitem délky impulsu 1.1. Stokesovy komponenty je hodnota relaxace polarizovatelnosti ohybového módu. Nejkratší impuls dosahoval  $1,46 \text{ ps}$ . Nejdůležitější výsledky jsou uvedeny na obr. 6.49.

Synchronně čerpaný  $\text{SrMoO}_4$  Ramanovský laser byl publikován vůbec poprvé a byl zdrojem pro dva články v recenzovaných časopisech [A3, A5] a mezinárodní konferenční příspěvky [A10, A13].

### $\text{SrWO}_4$

V rámci práce byly testovány krystaly  $\text{SrWO}_4$  o délce  $13 \text{ mm}$  a  $36 \text{ mm}$ , oba dva byly vypěstovány v laboratořích *General Physics Institute, Russian Academy of Sciences*. Kratší měl čela zkosena pod Brewsterovým úhlem, delší měl lichoběžníkový tvar s anti-reflexivními vrstvami pro vlnové délky  $1000\text{--}1400 \text{ nm}$ . Polarizace vstupního záření byla orientovaná paralelně s krystalografickou osou  $c$ .

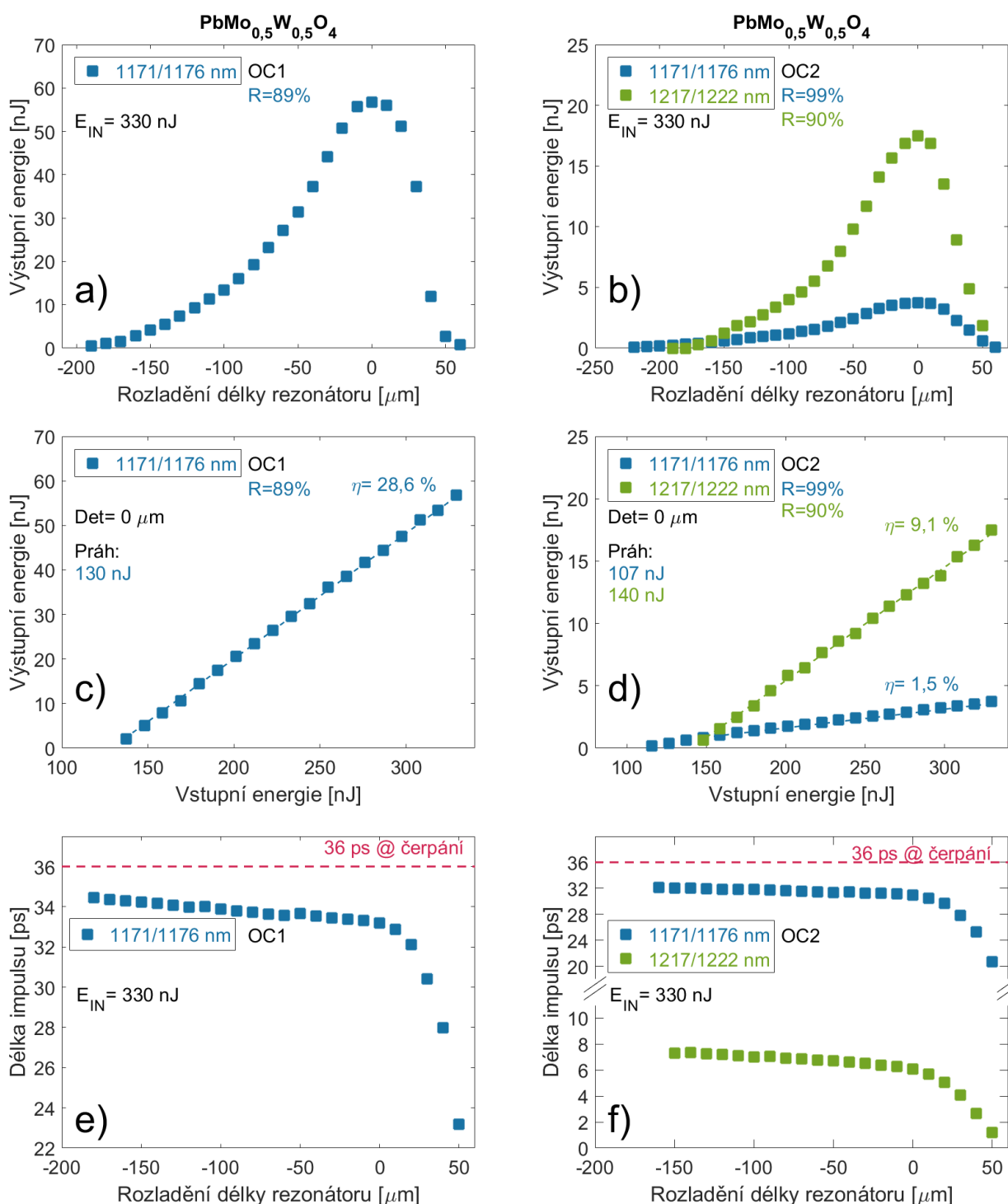
Prostředí  $\text{SrWO}_4$  má z hlediska Ramanovské aktivity velmi podobné vlastnosti jako  $\text{SrMoO}_4$ . Při použití  $36 \text{ mm}$  dlouhého krystalu a výstupního zrcadla  $OC1$  byl práh činnosti 1. Stokes srovnatelný



Obrázek 6.47: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{PbMo}_{0,2}\text{W}_{0,8}\text{O}_4$  Ramanovského laseru se dvěma  $OC$ : výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

s 17mm krystalem  $\text{SrMoO}_4$ . Jeho diferenciální a konverzní účinnost ( $\eta=45,1\%$  a  $\sigma=18,1\%$ ) však byla více než dvojnásobná. Maximální dovolené rozladění délky rezonátoru bylo takřka stejné a souvisí pravděpodobně se srovnatelným prahem činnosti, viz obr. 6.50.

V uspořádání s výstupním zrcadlem  $OC2$  byl práh 1.1. Stokesovy komponenty nižší, konverze a diferenciální účinnost ( $\sigma=6,6\%$  a  $\eta=18,1\%$ ) byla více jak 5x vyšší. Tento fakt lze vysvětlit vyšší energií impulsů 1. Stokesovy komponenty uvnitř rezonátoru. Nejkratší impuls 1. Stokesovy komponenty byl srovnatelný a



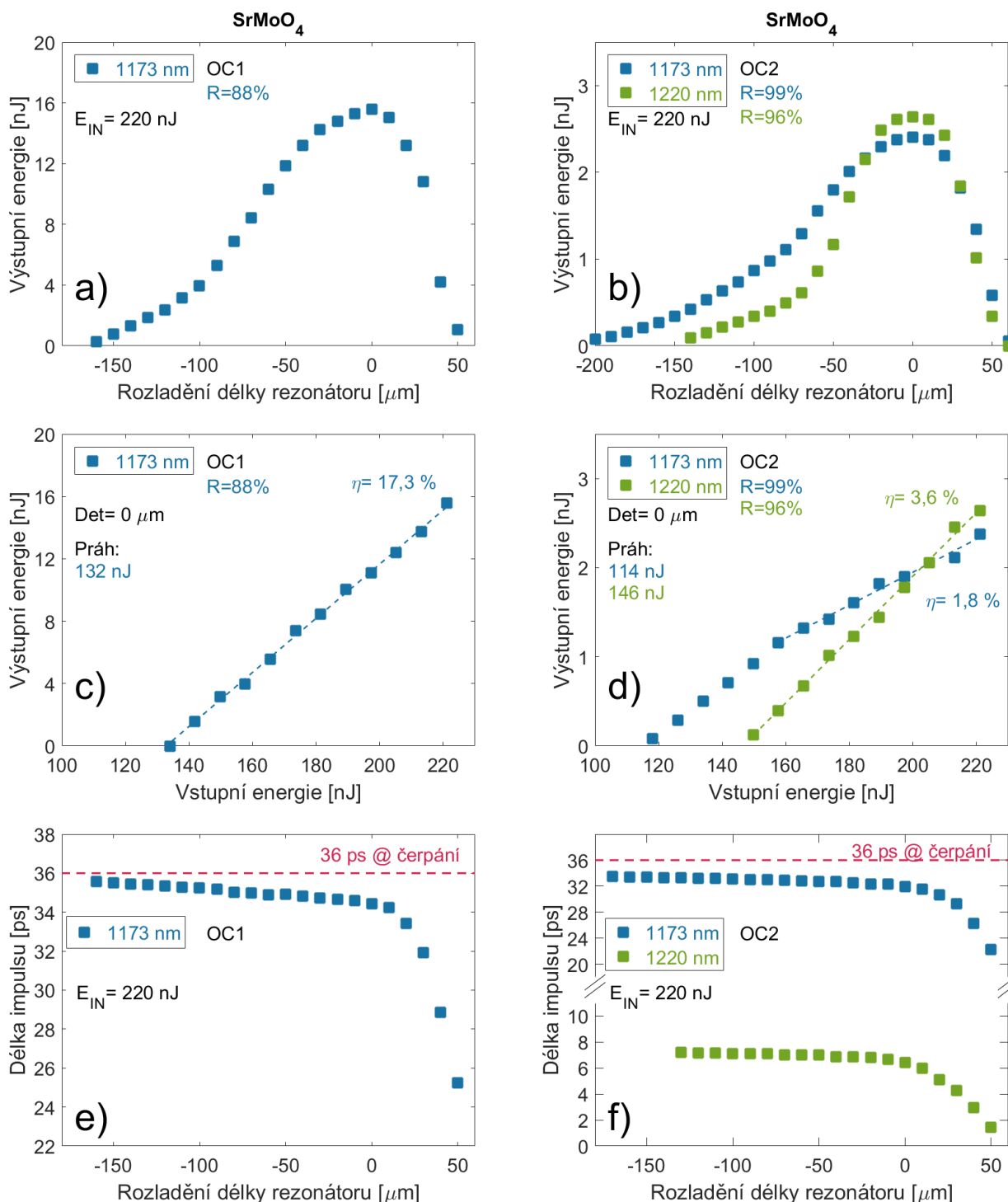
Obrázek 6.48: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{PbMo}_{0,5}\text{W}_{0,5}\text{O}_4$  Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

činil 1,39 ps.

V případě 13 mm krystalu  $\text{SrWO}_4$  jsou sledované výstupní parametry blízké výsledkům se  $\text{SrMoO}_4$ , práh činnosti 1. Stokesovy komponenty je však vyšší. Stejně jako u kompozitů  $\text{PbMo}_x\text{W}_{1-x}\text{O}_4$  byly generovány další kaskádní Stokesovy i anti-Stokesovy vlny.

Výsledky byly uveřejněny v impaktovaných časopisech [A4, A5] a prezentovány na mezinárodních konferencích [A8, A10, A12].



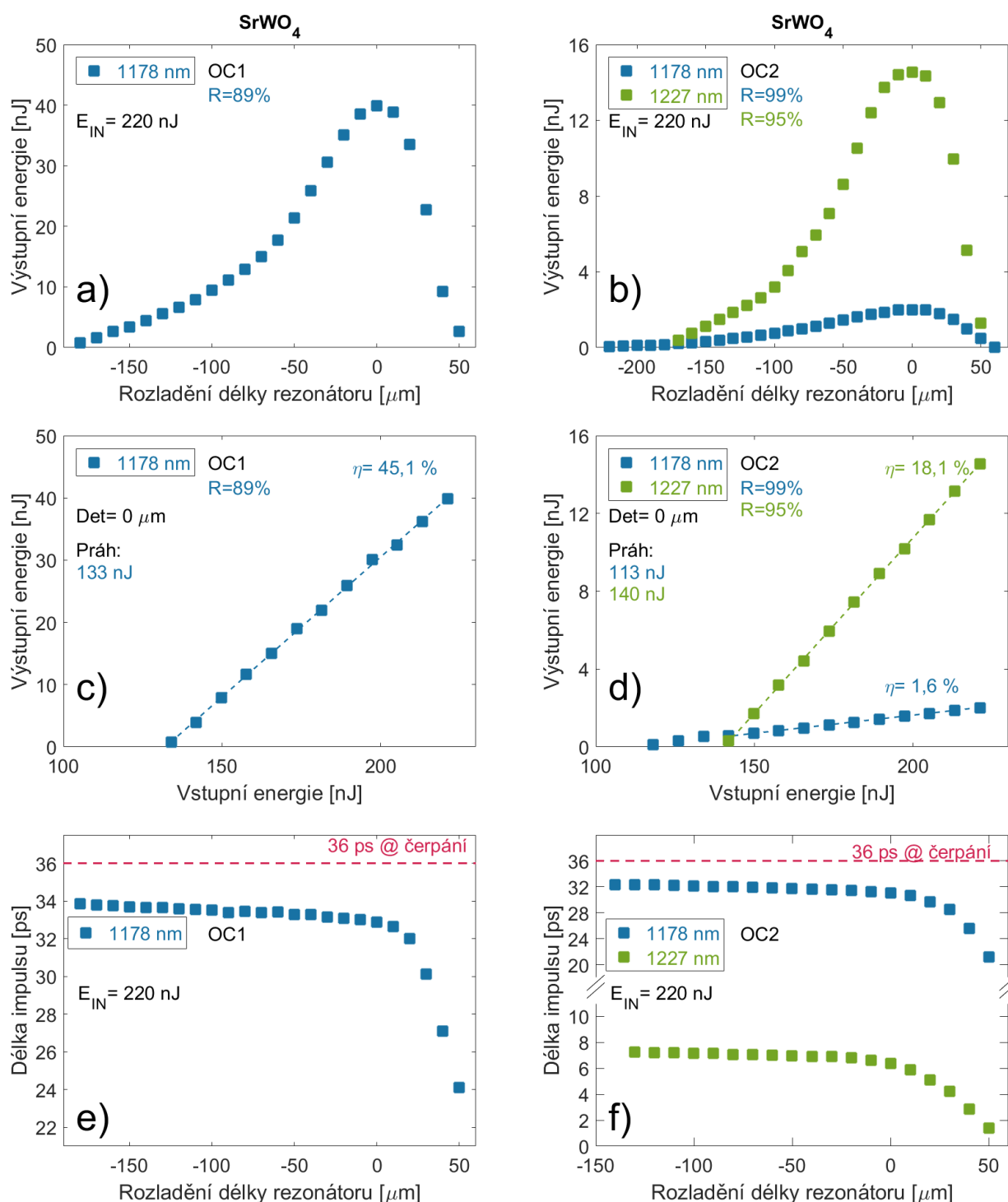


Obrázek 6.49: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{SrMoO}_4$  Ramanovského laseru se dvěma  $OC$ : výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

### $\text{YVO}_4$

Prostředí  $\text{YVO}_4$  má velmi podobné Ramanovské vlastnosti jako  $\text{GdVO}_4$ . Navíc testovaný, komerčně dostupný, 16 mm krystal s identickými rozměry jako  $\text{GdVO}_4$  byl vyroben stejnou společností [304] a lze tak výsledky přímo porovnat.

V případě výstupního zrcadla  $OC1$  byl práh činnosti 1. Stokese menší (128 nJ vůči 133 nJ), diferenciální a konverzní účinnost naopak větší ( $\eta=27,4\%$  vůči  $24,7\%$  a  $\sigma=16,5\%$  vůči  $15,0\%$ ). Větší byla



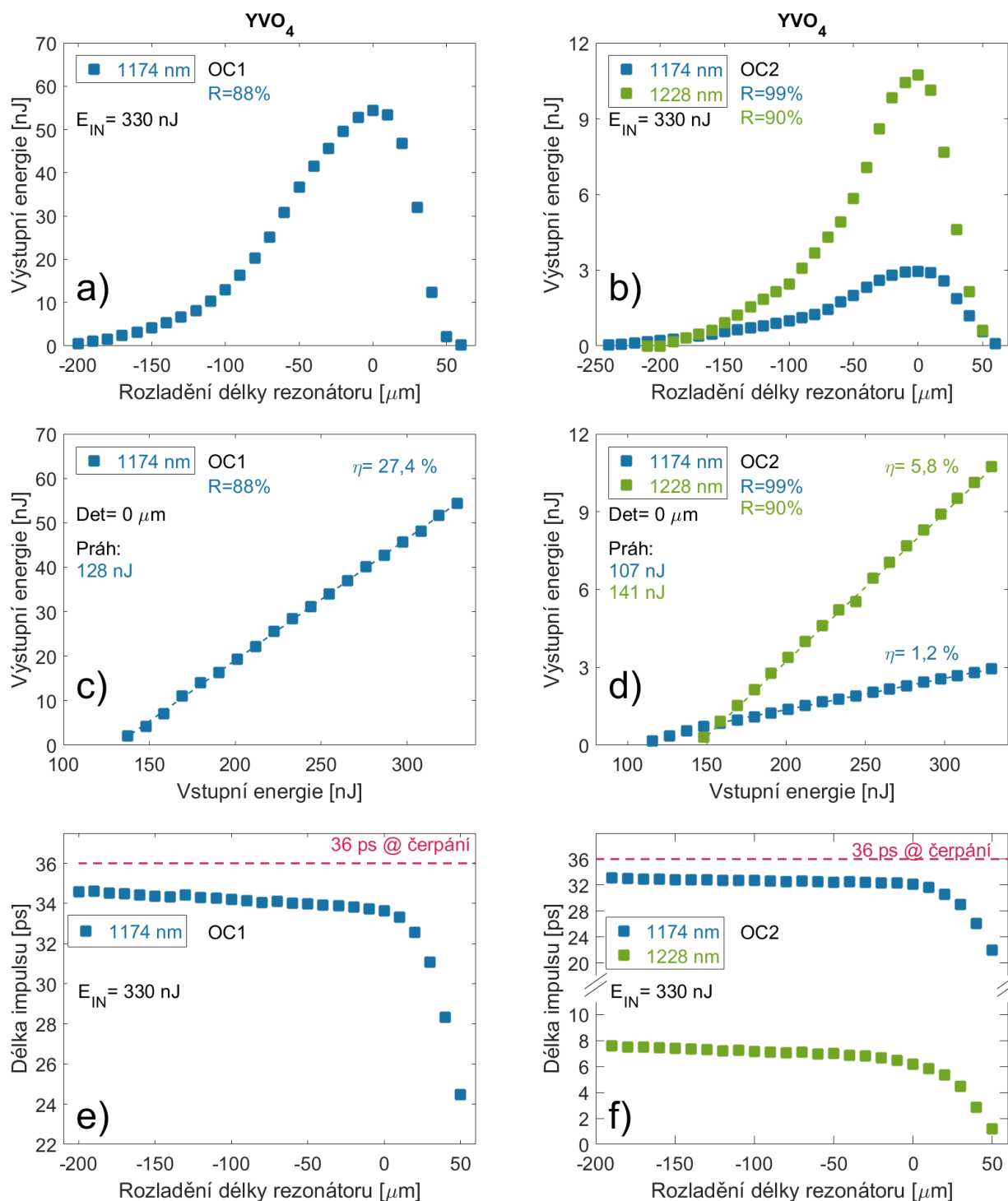
Obrázek 6.50: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{SrWO}_4$  Ramanovského laseru se dvěma  $OC$ : výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

taktéž hodnota maximálního absolutního rozladění délky rezonátoru ( $\Delta DET = 260 \mu\text{m}$  vůči  $240 \mu\text{m}$ ), viz obr. 6.51. Výsledky lze odůvodnit vyšším Ramanovským ziskem protahovacího módu ( $g_1 = 5,0 \text{ cm/GW}$  vůči  $4,5 \text{ cm/GW}$ ).

Obdobná situace nastala taktéž v případě výstupního zrcadla  $OC2$ . Ačkoliv práh činnosti 1.1. Stokesovy komponenty na totožné vlnové délce 1228 nm byl pro obě prostředí srovnatelný, diferenciální účinnost a konverze byla větší ( $\eta = 5,8\%$  vůči  $5,0\%$  a  $\sigma = 3,3\%$  vůči  $3,0\%$ ). Nejkratší generovaný impuls

odpovídal hodnotě 1,18 ps (0,86 ps u  $\text{GdVO}_4$ ) a souvisí s faktem, že při pokojové teplotě je relaxace polarizovatelnosti ohybového módu v  $\text{YVO}_4$  větší.

Výsledky byly prezentovány na mezinárodních konferencích [A9,A17] a v nejbližší době budou uveřejněny v recenzovaném časopise v rámci srovnání celé vanadátové skupiny.



Obrázek 6.51: Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného  $\text{YVO}_4$  Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f).

Tabulka 6.3: Přehled nejdůležitějších výstupních charakteristik synchronně čerpaných Ramanovských laserů, kde  $L$  je délka prostředí,  $Pol.$  polarizace čerpání,  $P_{in}$  maximální energie čerpání,  $\lambda$  vlnová délka záření 1. a 1.1. Stokese,  $R_{OC}$  reflektivita výstupního zrcadla,  $\eta$  diferenciální účinnost,  $\sigma$  maximální konverze,  $\tau_p$  nejkratší generovaný impuls,  $P_p$  maximální špičkový výkon a  $\Delta DET$  maximální absolutní rozladění. Index značí příslušnost k použitému  $OC$ . Výsledky pro  $OC1$  popisují parametry 1. Stokese, pro  $OC2$  1.1. Stokese.

Krystal	L [mm]	Pol. [-]	$P_{in}$ [nJ]	$\lambda$ [nm]	$R_{OC1}$ [%]	Práh <sub>1</sub> [nJ]	$\eta_1$ [%]	$\sigma_1$ [%]	$\tau_{p1}$ [ps]	$P_{p1}$ [kW]	$\Delta DET_1$ [ $\mu$ m]	$R_{OC2}$ [%]	Práh <sub>2</sub> [nJ]	$\eta_2$ [%]	$\sigma_2$ [%]	$\tau_{p2}$ [ps]	$P_{p2}$ [kW]	$\Delta DET_2$ [ $\mu$ m]
BaWO <sub>4</sub>	80	E  c	220	1174/1228	89	68	68	47	26,3	3,0	340	90	79	38	24	3,05	9,6	350
Ca <sub>3</sub> (VO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	31	E⊥c	330	1169/1222	87	188	14,3	6,4	23,8	0,6	210	95	201	2,8	1,1	1,17	0,6	180
Ca <sub>3</sub> (VO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	78	E⊥c	330	1169/1222	87	150	34,2	18,1	22,8	1,8	210	95	158	8,1	4,3	1,26	2,4	200
GdVO <sub>4</sub>	16	E  c	330	1174/1228	88	133	24,7	15,0	24,6	1,5	240	90	139	5,0	2,9	0,86	1,6	220
GdVO <sub>4</sub>	20	E  c	330	1174/1228	88	130	30,4	19,1	24,1	1,9	250	90	135	5,9	3,3	1,7	1,6	230
GdVO <sub>4</sub>	40	E  c	330	1174/1228	88	115	49,8	31,5	23,6	3,1	280	90	124	14,4	9,1	1,43	4,6	240
PbMoO <sub>4</sub>	25	E⊥c	330	1171/1217	89	103	44,7	29,7	23,0	3,0	260	90	111	18,6	12,2	1,33	6,9	250
PbMoO <sub>4</sub>	25	E  c	330	1171/1217	89	128	25,7	15,8	24,1	1,5	250	90	137	14,8	8,6	1,41	4,6	240
PbMoO <sub>4</sub>	50	E⊥c	330	1171/1217	89	82	65,3	48,8	22,7	4,9	340	90	88	27,5	20,0	1,42	10,7	360
PbMoO <sub>4</sub>	50	E  c	330	1171/1217	89	108	42,4	27,8	23,8	2,8	310	90	111	21,7	14,4	1,49	7,6	330
PbMo <sub>0,2</sub> W <sub>0,8</sub> O <sub>4</sub>	13	E  c	330	1171-6/1217-22	89	146	21,2	11,8	24,4	1,2	240	90	142	10,3	5,8	1,16	3,3	220
PbMo <sub>0,5</sub> W <sub>0,5</sub> O <sub>4</sub>	13	E⊥c	330	1171-6/1217-22	89	128	28,2	17,2	23,2	1,7	250	90	141	9,1	5,3	1,19	3,0	220
SrMoO <sub>4</sub>	17	E  c	220	1173/1220	88	132	17,3	7,0	25,3	0,5	230	96	146	3,6	1,2	1,46	0,5	210
SrWO <sub>4</sub>	13	E  c	220	1178/1227	89	140	15,2	5,6	25,0	0,4	220	95	145	4,9	1,7	1,41	0,6	200
SrWO <sub>4</sub>	36	E  c	220	1178/1227	89	133	45,1	18,1	24,1	1,2	240	95	140	18,1	6,6	1,39	2,5	220
YVO <sub>4</sub>	16	E  c	330	1173/1228	88	128	27,4	16,5	24,5	1,6	260	90	141	5,8	3,3	1,18	1,7	240

## 7 Diskuze

Disertační práce je rozdělena do dvou hlavních částí - teoretické a experimentální. V rámci kapitoly *Současný stav problematiky* 3 jsou uvedeny základy metody synchronizace módů s důrazem na stabilní kontinuální režim využitím polovodičového saturevatelného absorbéru. Dále jsou zde probrány základy Ramanova rozptylu, jeho stimulované formy, matematického popisu zahrnujícího klasickou i kvantovou teorii včetně vázaných rovnic. Pozornost je také věnována konvertorům a laserům, které jsou založeny právě na *SRS*, a jejich vlastnostem, případně dalšímu aplikačnímu využití Ramanova rozptylu.

Těžiště práce leží v experimentální činnosti. Dosažené výsledky lze shrnout následovně. Nejprve byl optimalizován stávající pikosekundový Nd:GdVO<sub>4</sub> laserový systém pracující v režimu stabilní kontinuální synchronizace módů, přičemž důraz byl kladen na zvýšení špičkového výkonu a dlouhodobou stabilitu generace. Zvýšení špičkového výkonu bylo docíleno prodloužením rezonátoru, kdy odpovídající opakovací frekvence byla snížena z původních 200 MHz na 153 MHz a tím vzrostla energie jednoho impulsu o 32 %. Prodloužení délky rezonátoru bylo limitováno nestabilitou v tangenciální a sagitální rovině způsobenou indukovanou termickou čočkou vznikající v důsledku kontinuálního čerpání s vysokým středním výkonem. Proto byla pozornost věnována i termické čočce, její charakterizaci a numerickému modelu. Dále byl optimalizován zisk uvnitř aktivního prostředí, který se mění s úhlem klouzavého dopadu. S otázkou zisku je spojena taktéž otázka optimalizace reflektivity výstupního zrcadla. Obě optimalizace byly teoreticky podpořeny v dobré shodě analytickými vzorci. Následně byl laser zkoumán v režimu kontinuální synchronizace módů s různými polovodičovými saturevatelnými absorbéry. Cílem bylo dosažení stabilního režimu z krátkodobého a dlouhodobého hlediska. U původního systému nebyla generace z dlouhodobého hlediska stabilní a po několika hodinách docházelo ke generaci v Q-spínané synchronizaci módů, která byla často doprovázena propálením vrstev saturevatelného absorbéru. Byly nalezeny podmínky, při kterých je dosažena dlouhodobá stabilita a současně s tím byl nalezen postup pro řízení délky generovaných impulsů. Metoda byla založena na změně plochy svazku dopadajícího na saturevatelný absorbér a uvnitř krystalu pomocí úhlu dopadu na fokusačním zrcadle. Délka impulsu byla nastavena na 30 ps, hodnota nebyla nejnižší možná, ale nastavení zaručovalo vysokou stabilitu generace. Výstupní špičkový výkon byl zvýšen o 32 %, ostatní výstupní parametry jsou uvedeny v tabulce 5.7.

Vyvinutý oscilátor byl použit pro konstrukci systému MOPA (oscilátor - zesilovač). Jednoprůchodový zesilovač byl založen na identickém krystalu Nd:GdVO<sub>4</sub> jako v případě oscilátoru a byl čerpán kontinuální či kvazikontinuální laserovou diodou. V případě buzení 50W kontinuální diodou byl maximální výstupní střední výkon MOPA roven 17W odpovídající energii impulsu 111 nJ. Maximální energie však nebyla dosažena pro maximální úroveň čerpání, neboť docházelo k negativním vlivům spojenými s termálními efekty indukované tepelné čočky a výstupní energie s rostoucím čerpáním klesala. Navíc se v návaznosti na další experimenty ukázalo, že energie impulsu je pro synchronně čerpané Ramanovské lasery nedostatečná. V případě kvazikontinuálního čerpání 225 W laserovou diodou s délkou čerpacího impulsu 500 μs a opakovací frekvencí 50 Hz bylo dosaženo výstupní energie impulsu 221 nJ, později 330 nJ. Nejdůležitější výstupní parametry MOPA systému jsou uvedeny v tabulce 5.8.

Kvazikontinuální MOPA systém byl dále použit pro synchronní čerpání *SRS* laserů s externím rezonátorem. Byla provedena komparativní a ucelená studie různých Ramanovsky aktivních krystalů ze skupiny molybdátů, vanadátů a wolframátů, popř. jejich kompozitů. Prvotní výzkum se zabýval generací první Stokesovy komponenty v prostředí BaWO<sub>4</sub>, kde byla Ramanovská interakce studována již mnohokrát. V lineárním uspořádání byly při splnění synchronizační podmínky generovány kaskádní Stokesovy vlny s různými posuvy, jejichž energie byla závislá na příslušné reflektivitě výstupního zrcadla. Ukázalo se, že lze účinně potlačit generaci druhé Stokesovy komponenty na vibračním stavu odpovídajícímu protahovacímu módu, a naopak podpořit generaci na ohybovém módu, který vznikl

---

v důsledku vnitro-rezonátorového čerpání prvním Stokesem. Tento mechanismus nebyl zkoumán samoúčelně. Experimentálně jsme ověřili, že v důsledku dynamiky dochází při kaskádním procesu generace k výraznému zkracování délky impulsů. Nejdelší generované impulsy odpovídaly prvnímu Stokesovi. Impulsy generované na vlnové délce druhého Stokese byly řádově o 4 ps kratší, než impulsy prvního Stokese. Impulsy náležící kombinovanému Stokesovi, tj. Stokesovi vznikajícímu na protahovacím a ohybovém módu, byly zkráceny výrazněji, viz obr. 6.42. Díky mechanismu synchronního čerpání je délka *SRS* impulsů závislá na rozladění délky rezonátoru vůči synchronní podmínce. Dynamika *SRS* záření podporuje zkrácení impulsů, když je doba oběhu Stokesovy vlny delší, než opakovací frekvence čerpacího impulsu. V pracovním bodě maximálního kladného rozladění došlo k výraznému zkrácení impulsů a dosažená hodnota byla blízká limitu 3 ps daným šířkou čáry spontánního Ramanova rozptylu. Na základě těchto výsledků byl vytvořen koncept kaskádního procesu kombinovaného Stokese k samovolnému zkrácení generovaných impulsů (v *SRS* laserech a konvertorech dochází k samovolnému zkrácení inherentně, v blízkosti transientních jevů je však méně výrazné). Návrh předpokládal využití Ramanovských prostředí s kratší relaxací polarizovatelnosti, tj. širší čarou, ohybového módu k dosažení ještě výraznějšího zkrácení generovaných impulsů. Problémem je obecně nižší ustálený Ramanovský zisk ohybového módu. Z toho důvodu vznikl návrh použití kruhového rezonátoru, který má nižší ztráty, hůře se však, v návaznosti na splnění synchronizační podmínky, nastavuje. Pro nastavení synchronizace byla využita mírně modifikovaná metoda používaná pro synchronně čerpané optické parametrické oscilátory, viz kapitola 6.3.4. Při prvotní experimentální činnosti s kruhovým synchronně čerpaným *SRS* laserem s prostředím  $\text{BaWO}_4$  a se zrcadly zamezujícími generaci druhého Stokese se podařilo zopakovat výsledky s lineárním systémem. Diferenciální a konverzní účinnosti byly výrazně vyšší při zachování přibližně stejné délky generovaných impulsů.

Následoval systematický výzkum Ramanovských laserů s různými krystaly. Některé z krystalů byly využity poprvé pro synchronní čerpání, některé jako Ramanovské lasery vůbec. Cílené studium generace Ramanovského záření vznikajícího na ohybových módech v pikosekundové oblasti je ojedinělé, stejně tak jako rozsáhlá komparativní studie krystalů. Výstupní parametry vyvinutých *SRS* laserů s kruhovým rezonátorem jsou uvedeny v tabulce 6.3 a diskutovány v návaznosti na vlastnosti spontánního Ramanovského spektra. Za nejvýznamnější výsledky lze jistě považovat dosažení diferenciální účinnosti generace prvního Stokese blízké kvantovému limitu v prostředích  $\text{BaWO}_4$  a  $\text{PbMoO}_4$  (69% a 64%) nebo rekordní zkrácení kombinované Stokesovy komponenty z původních 36 ps na 860 fs u  $\text{GdVO}_4$ . Ostatní výsledky nejsou nevýznamné, slouží jako ucelený přehled dané problematiky. Navíc jsou cenným zdrojem informací pro materiálové vědy, neboť na základě experimentálních výsledků byly vypěstovány unikátní kompozitní krystaly s definovanými parametry. Navržená metoda pro účinnou generaci a zkrácení kombinovaného Stokese byla publikovaná v několika impaktovaných časopisech [A1–A6], ostatní výsledky budou zdrojem pro další publikační činnost. Její limity a potencionální použití, byly diskutovány v jedné z podkapitol 6.3.6. Škálování výstupní energie v daném uspořádání je principiálně možné, je však omezeno dalšími kaskádními procesy.

Pro ověření, analýzu a další návrh experimentu byl vytvořen numerický model založený na plně transientním přístupu vázaných rovnic pro oba vibrační stavy, jehož vývoj trval více jak dva roky, viz kapitola 6.2. Výsledky numerického modelu byly v dobré shodě s experimentálními daty. Poznatky získané při zkoumání výsledků dávají nový pohled na dynamiku stimulovaného Ramanovského rozptylu v synchronně čerpaných externích rezonátorech a dokazují komplexnost této problematiky.

Dynamika, charakter a výstupní parametry jsou pro všechny vyvinuté *SRS* lasery stejné a lze je analogicky aplikovat na různá Ramanovsky aktivní prostředí. Pro představení metody a detailní náhled na dynamiku synchronně čerpaných *SRS* laserů byl v disertační práci zvolen vzorek  $\text{GdVO}_4$ . Důvodem byl hlavně fakt, že s tímto prostředím bylo docílené nejvyššího zkrácení a generované impulsy byly nejkratší. Dále se jedná o prostředí shodné s oscilátorem a zesilovačem, navíc bylo pro něj naměřeno velké množství experimentálních dat. Nejprve je představen návrh externího rezonátoru zohledňujícího požadavky na dosažení prahové intenzity záření pro *SRS* generaci. Poté jsou probrány výstupní parametry prvního Stokese - výstupní energie, délka impulsů v závislosti na rozladění délky rezonátoru či vstupní energii. Taktéž je diskutována otázka optimální reflektivity, prostorové struktury záření a kvality svazku. Získané výsledky jsou srovnávány s numerickým modelem. Dynamika ustáleného stavu

---

a časový vývoj dynamiky *SRS* generace je probrána velmi detailně. V analogii je popsána kaskádní generace kombinovaného Stokesese. Důraz je kladen na provázanost generace 1. a 1.1. Stokesese, který vzniká v důsledku vysoké intenzity prvního Stokesese. Detailně je dále popsána dynamika zkrácení kombinovaného Stokesese se všemi jevy, které ji ovlivňují. Probrán je i vliv délky Ramanovskými aktivního prostředí na výstupní parametry laseru, především na výstupní energii a délku generovaných impulsů.

Další výzkum bude zaměřen na hlubší pochopení jevů spojených s délkou krystalu a na možné škálování výstupních energií. Snahou bude taktéž pokračovat ve vývoji a ucelené studii nových *SRS* laserů s dalšími krystaly. V tuto chvíli jsou k dispozici další vzorky:  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{Ca}_{3-x}\text{Sr}_x(\text{VO}_4)_2$ ,  $\text{LiIO}_3$ ,  $\text{SrMo}_x\text{W}_{1-x}\text{O}_4$  atd. Rovněž je připravován nový experiment s optickými prvky kompenzujícími disperzi pro přiblížení se teoretickému limitu délky impulsu v prostředích s extrémně širokou čarou ohybového módu. Publikáční potenciál nebyl naplněn, některé výsledky budou zdrojem pro další publikační činnost. Závěrem letitého výzkumu by měl být souhrnný článek pojednávající o problematice synchronně čerpaných Ramanovských laserů v *Progress in Quantum Electronics* v rozsahu 60-80 stran. Dále bude provedena optimalizace numerického modelu pro výpočet dynamiky v hluboce transientním stavu, neboť dalším krokem výzkumu bude studium Ramanovského rozptylu v synchronně čerpaných laserech buzených fs-impulsy. Studie pikosekundových *SRS* laserů je tak velmi cenným zdrojem informací pro další výzkum i pro náš další vývoj.

Výzkum Ramanovských laserů a interakce byl proveden ve spolupráci se skupinou prof. P. G. Zvereva, především s Dr. S. N. Smetaninem z *General Physics Institute, Russian Academy of Sciences*.

## 8 Přínos a aplikační využití

Studium interakce látky s dopadajícím vysokointenzitním zářením je v současné době velmi diskutované téma. Jedním z projevů je i Ramanův rozptyl, který při splnění podmínky poměru dopadajících a rozptýlených fotonů může mít stimulovaný charakter. Využitím *SRS* se nedá pouze účinně konvertovat optické záření na jiné vlnové délky. Taktéž je, díky dynamice nárůstu intenzity rozptýleného záření vůči dopadajícímu, v případě generace impulsů zkrácena jejich délka. Při vhodných podmínkách dochází ke kaskádnímu procesu generace, kdy vznikají další nové vlnové délky, a tak lze Ramanovské lasery použít jako lasery emitující na více čarách. Tyto aspekty činí lasery založené na stimulovaném Ramanovském rozptylu velmi atraktivní a jejich význam s popularitou v poslední době opět nárůstá.

Disertační práce se zabývá synchronně čerpanými Ramanovskými lasery jako systémy s velmi specifickým čerpacím mechanismem, který se používá při adekvátně rychlé odezvě prostředí. Nevyužívá se jenom pro Ramanovské lasery, lze ho použít i pro další nelineární mechanismy. Jejich výhodou je výrazné snížení prahu činnosti, nevýhodou náročnost nastavení spojená se splněním synchronizační podmínky. V Ramanovských laserech se používá zřídka. Krom případů s CVD diamantem je publikací či odborných statí velmi málo a pokrývají nanejvýše v poměru jeden článek na jedno prostředí. Ucelená studie a komparativní přístup k dané problematice mají osvětlit, přiblížit a částečně zpopularizovat synchronně čerpané Ramanovské lasery jako celek. V případě generace první Stokesovy komponenty byly dokonce dosaženy, po diamantu první případy, účinnosti blízké kvantovému defektu ( $\text{BaWO}_4$ ,  $\text{PbMoO}_4$ ). Některá prostředí byla čerpána synchronním mechanismem poprvé ( $\text{Ca}_3(\text{VO}_4)_2$ ,  $\text{SrMoO}_4$ ), některá unikátní prostředí byla vůbec poprvé použita jako prostředí Ramanovských laserů.

Velmi cenným přínosem byla experimentální demonstrace řízení kaskádních procesů (co se týče generované energie) pomocí podmínek zpětné vazby prostřednictvím optického externího rezonátoru. Spočívala ve faktu, že lze ovlivnit generaci jednotlivých *SRS* komponent pomocí reflektivit zrcadel. Byla tak dokázána možnost potlačit či podpořit generaci vyšších Stokesových vln vyšším či nižším činitelem jakosti rezonátoru pro kaskádní vlnu, ale taktéž pro vlnu vyvolávající samotný proces. Tento závěr byl dále využit pro účinnou generaci na dvou rozdílných Ramanovských rotačně-vibračních stavech. Publikace a její význam byl oceněn v impaktovaném časopise, když byl vybrán do TOP3 článku v oblasti nelineární optiky [A1].

V rámci disertační práce byla představena unikátní metoda generace Ramanovského záření na dvou Ramanovských posuvech, která byla později použita pro výrazné zkracování impulsů v pikosekundové oblasti. Cílená studie a generace kaskádních vln na dvou rotačně-vibračních stavech nebyla nikdy provedena. Výsledky experimentální činnosti jsou unikátní a mají velký publikační potenciál. Samotné zkracování vzniká v *SRS* laserech inherentně, při čerpání pikosekundovými impulsy v blízkosti přechodových jevů je však neúčinné. Navrženou metodou bylo dokázáno, že lze zkrátit *SRS* impuls až k limitu, který je dán šířkou příslušné čáry ve spontánním Ramanovském spektru. Tento jev byl testován a prokázán v mnoha Ramanovsky aktivních prostředích, teoreticky je rozšířitelný i na čerpání femtosekundovými impulsy. V prostředí  $\text{GdVO}_4$  byl generovaný impuls zkrácen z původní oblasti desítek ps na stovky fs. Pro teoretickou validaci metody byl vytvořen i numerický model - dle dostupných informací je to jediný model svého druhu popisující stimulovaný Ramanův rozptyl v plně transientním režimu pro dvě vibrační kvanta a pro případ synchronního čerpání.

Celé studium synchronně čerpaných Ramanovských laserů a *SRS* laserů obecně slouží k dalšímu porozumění dynamiky spojené s tímto tématem. Vzhledem k faktu, že vibrační kvantum je vlastností nelineárního prostředí, a nikoliv dopadajícího záření, lze poznatky i metodu použít v dalších spektrálních oblastech. Potencionální použití pro generaci pikosekundových impulsů v oblasti 2-4  $\mu\text{m}$  je velmi vysoké a zdroje koherentního záření velmi žádané. Výsledky experimentální i teoretické činnosti slouží taktéž



---

k návrhu a hledání vhodných prostředí pro generaci první i kombinované Stokesovy komponenty. Komparativní výzkum slouží k potvrzení vazby mezi vlastnostmi stimulované a spontánní formy Ramanova rozptylu.

Aplikační využití, krom konverze záření na nové vlnové délky a zkracování generovaných impulsů, spočívá především v možné účinné generaci více vlnových délek současně. Pikosekundové impulsy s nastavitelnou délkou pak mohou být použity v diagnostickém lékařství, biologii a zobrazovací technice. Zajímavou možností je taktéž generace THz- vln pomocí prvního a kombinovaného Stokesese s ohybovým módem o nízkém vlnočtu.

## 9 Závěr

Disertační práce byla zaměřena na generaci ultrakrátkých laserových impulsů v blízké infračervené oblasti metodou přímé generace a využitím stimulovaného Ramanova rozptylu jako nelinearity třetího řádu. Po krátkém připomenutí současného stavu problematiky a teoretickém rozboru základů Ramanova rozptylu byla pozornost převážně zaměřena na experimentální činnost.

Prvotním úkolem byla optimalizace kontinuálního pikosekundového Nd:GdVO<sub>4</sub> laseru generujícího v režimu synchronizace módů na vlnové délce 1,06  $\mu\text{m}$  a jeho časová stabilizace z krátkodobého a dlouhodobého hlediska. Optimalizovaný systém měl nižší práh generace, nepatrně vyšší střední výkon a díky prodloužení rezonátoru i vyšší špičkový výkon o 32 % při délce impulsu 30 ps. Výstupní parametry jsou uvedeny v tabulce 5.7 a byly prezentovány v konferenčních sbornících [A18, A19]. Oscilátor byl použit pro konstrukci laserového systému MOPA (oscilátor - zesilovač), pracujícího v kontinuálním a kvazikontinuálním režimu. Výsledné výstupní charakteristiky CW a QCW MOPA systému jsou uvedeny v tabulce 5.8. QCW MOPA systém byl dále využit pro synchronní čerpání Ramanovských laserů s externím rezonátorem.

Hlavní část disertační práce byla věnována Ramanovským laserům. Výzkum byl zaměřen na komparativní a ucelenou studii Ramanovsky aktivních krystalů ze skupiny molybdátů, vanadátů a wolframátů, popř. jejich kompozitů. Některá Ramanovská prostředí byla vůbec poprvé použita pro *SRS* lasery, některé nebyly doposud studovány v synchronně čerpaných systémech. V rámci práce byla popsána a demonstrována unikátní metoda zkrácení impulsů využívající kaskádních procesů generace na dvou různých, rotačně-vibračních, Ramanovských stavech při synchronním čerpání. Metodou bylo docíleno až 42- násobné zkrácení generovaných impulsů vůči vstupním v oblasti pikosekund, kde dochází k tzv. transientním jevům. Nejdůležitější výsledky synchronně čerpaných Ramanovských laserů jsou uvedeny v tabulce 6.3. V rámci práce byl taktéž vyvinut numerický model popisující dynamiku kaskádních Ramanovských laserů, který bude dále využit pro návrh, analýzu a realizaci dalších laserů. Navržená metoda spolu s dosaženými výsledky byla úspěšně představena vědecké obci, o čem svědčí i 6 publikací v impaktovaných časopisech a další prezentace na několika mezinárodních konferencích. Některé zajímavé výsledky nebyly doposud zveřejněny a budou zdrojem pro další publikační činnost.

V rámci doktorského studia vzniklo celkově 9 publikací v impaktovaných časopisech (6 článků spojeno s tématem disertace [A1–A6] - ve všech jsem byl uveden jako první autor; 3 články spjaté okrajově [B1–B3] - 2x uveden jako první autor), dále 5 příspěvků v konferenčních sbornících [A7–A9, A18, A19] (dalších 8 mimo téma práce [B4–B11]) a 8 prezentací na mezinárodních konferencích [A10–A17]. Výzkum byl podpořen financováním z:

- GAČR (Projekt 102/13/08888S, Projekt 16-10019 a Projekt 18-11954S),
- ESIF, EU Operational Programme Research, Development 601 and Education, and from International Mobility of Researchers in CTU (CZ.02.2.69/0.0/0.0/16 027/0008465),
- ERDF/ESF "Center of Advanced Applied Sciences" ( CZ.02.1.01/0.0/0.0/16 019/0000778),
- SGS (Projekt 10/299/OHK4/3T/14, Projekt SGS16/247/OHK4/3T/14 a Projekt 19/191/OHK4/3T/1),
- RVO (Projekt 68407700),
- Russian Foundation for Basic Research (No. 15-52-53026 a No. 19-02-00723).

Výzkum bude pokračovat v rámci programu *LASE* výzkumného centra *CAAS* na FJFI ČVUT.

# Použitá literatura

- [1] A. Weiner, *Ultrafast Optics*. Wiley, 2009.
- [2] F. J. McClung and R. W. Hellwarth, “Giant optical pulsations from ruby,” *J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 3, pp. 828–829, 1962.
- [3] J. J. Degnan, “Optimization of passively q-switched lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 11, pp. 1890–1901, 1995.
- [4] L. E. H. ad R. L. Fork and M. A. Pollack, “Locking of he-ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation,” *J. Appl. Phys.*, vol. 5, pp. 4–5, 1964.
- [5] M. H. Crowell, “Characteristics of mode-coupled lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 1, pp. 12–20, 1965.
- [6] A. K. McQuillan, W. R. L. Clements, and B. P. Stoicheff, “Stimulated raman emission in diamond: spectrum, gain, and angular distribution of intensity,” *Phys. Review A*, vol. 1, no. 3, pp. 628–638, 1970.
- [7] M. Geller, D. P. Bortfeld, and W. R. Sooy, “New woodbury-raman laser materials,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 3, no. 3, 1963.
- [8] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. C. Johnson, “Cw brillouin laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, no. 608, 1976.
- [9] K. O. Hill, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Cw generation of multiple stokes and anti-stokes brillouin-shifted frequencies,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 29, no. 185, 1976.
- [10] J. A. Giordmaine and R. C. Miller, “Tunable coherent parametric oscillation in  $\text{linbo}_3$  at optical frequencies,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 14, no. 24, pp. 1973–1975, 1965.
- [11] S. E. Harris, “Tunable optical parametric oscillators,” *Proc. IEEE*, vol. 57, no. 12, pp. 2096–2113, 1962.
- [12] P. Antoine, A. L’Huillier, and M. Lewenstein, “Attosecond pulse trains using high-order harmonics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 7, pp. 1234–1237, 1996.
- [13] I. P. Christov, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, “High-harmonic generation of attosecond pulses in the single-cycle regime,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, no. 7, pp. 1251–1253, 1997.
- [14] M. DiDomenico, “Small-signal analysis of internal (coupling type) modulation of lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 35, pp. 2870–2876, 1964.
- [15] A. Yariv, “Internal modulation in multimode laser oscillators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 388–391, 1965.
- [16] S. E. Harris and R. Target, “Fm oscillation of the he-ne laser,” *Proc. IEEE*, vol. 58, no. 9, pp. 1342–1355, 1970.
- [17] A. J. DeMaria and D. A. Stetser, “Laser pulse-shaping and mode-locking with acoustic waves,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, pp. 71–73, 1965.
- [18] T. Deutsch, “Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, pp. 80–82, 1965.
- [19] A. J. DeMaria, C. M. Ferrar, and G. E. Danielson, “Mode-locking of a  $\text{nd}^{3+}$  doped glass laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 8, pp. 22–24, 1966.
- [20] S. E. Harris and O. P. McDuff, “Theory of fm laser oscillation,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 1, pp. 245–265, 1965.
- [21] P. W. Smith, “Mode-locking of lasers,” *Proc. IEEE*, vol. 58, no. 9, pp. 1342–1355, 1970.
- [22] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*. New York, Springer-Verlag, 1999.
- [23] J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena*. Londýn, Academic Press, 2006.

- [24] H. Haus, "Shape of passively mode-locked laser pulses," *Optics Communications*, vol. 15, no. 1, pp. 29–31, 1975.
- [25] G. H. C. New, "Theory of passive mode-locking in giant pulse lasers," *Proc. IEEE*, vol. 67, no. 3, pp. 380–396, 1979.
- [26] H. Haus, "A theory of forced mode locking," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 7, pp. 323–330, 1975.
- [27] V. S. Letokhov, "Dynamics of generation of a pulsed mode-locking laser," *Sov. Phys. JETP*, vol. 27, no. 5, pp. 746–751, 1968.
- [28] H. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 9, pp. 738–746, 1975.
- [29] —, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," *Appl. Phys.*, vol. 46, no. 7, 1975.
- [30] D. Kuizenga and A. Siegman, "Fm and am mode locking of the homogeneous laser - part i: Theory," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 694–708, 1970.
- [31] G. H. C. New, "Mode-locking of quasi-continuous lasers," *Optics Communications*, vol. 6, no. 2, pp. 188–192, 1972.
- [32] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structures for additive pulse mode locking," *JOSA B*, vol. 8, no. 10, pp. 2068–2076, 1991.
- [33] A. R. Clobes and M. J. Brienza, "Passive mode-locking of a pulsed nd:yag laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 14, no. 9, 1969.
- [34] M. Mack, "Mode locking the ruby laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 4, no. 12, pp. 1015–1016, 1968.
- [35] A. E. Siegman and D. J. Kuizenga, "Active mode-coupling phenomena in pulsed and continuous lasers," *Opt. and Quantum Electron.*, vol. 6, no. 1, pp. 43–66, 1974.
- [36] F. Martin, B. Grek, and H. Pepin, "Synchronized actively mode-locked short pulse ruby laser," *Rev. of Scientific Instruments*, vol. 51, no. 12, 1980.
- [37] A. Muller and G. R. Willenbring, "Reduction of time jitter in a passively q-switched and mode-locked ruby laser by a double-pulse technique," *Appl. Phys.*, vol. 4, no. 1, pp. 47–50, 1974.
- [38] R. Jonhson, "Characteristics of acoustooptic cavity dumping in a mode-locked laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 9, no. 2, pp. 255–257, 1973.
- [39] S. Blit and C. L. Tang, "Mode locking of traveling-wave cw ring dye laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 36, no. 16, 1980.
- [40] D. Kuizenga and A. Siegman, "Fm and am mode locking of the homogeneous laser - part ii: Experimental results in a nd:yag laser with internal fm modulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 11, pp. 709–715, 1970.
- [41] W. Seka and J. Bunkenburg, "Active-passive mode-locked oscillators at 1.054  $\mu\text{m}$ ," *Appl. Phys.*, vol. 49, no. 4, 1978.
- [42] B. C. Johnson and W. D. Fountain, "An active-passive mode-locked laser oscillator," *IEDM 1974*, vol. 14, no. 6, pp. 322–325, 1974.
- [43] H. A. Haus and H. L. Dyckman, "Timing of laser pulses produced by combined passive and active mode-locking," *Int. J. of Electron.*, vol. 44, no. 3, 1978.
- [44] T. Kurobori, Y. Cho, and Y. Matsuo, "Ultrashort pulses from a cw dye laser using passive-active mode locking technique," *Optics Communications*, vol. 24, no. 1, pp. 41–43, 1978.
- [45] A. J. DeMaria and D. A. Stetsere, "Laser pulse-shaping and mode-locking with acoustic waves," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, pp. 71–73, 1965.
- [46] M. Didomenico, H. M. Marcos, J. E. Geusic, and R. E. Smith, "Generation of ultrashort optical pulses by mode-locking the yag: Nd laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 8, pp. 180–182, 1966.
- [47] R. H. Pantell and R. L. Kohn, "Mode-coupling in a ruby laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 2, pp. 306–310, 1966.
- [48] K. Gurs, "Modulation and mode-locking of the continuous ruby laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 175–180, 1967.

- [49] D. E. Caddes, L. M. Osterink, and R. Targ, “Mode-locking of the  $\text{CO}_2$  laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 12, pp. 74–76, 1968.
- [50] F. X. Katner, D. Kopf, and U. Keller, “Solitary-pulse stabilization and shortening in actively mode-locked lasers,” *JOSA B*, vol. 12, no. 3, pp. 486–496, 1995.
- [51] J. E. Bowers, P. A. Morton, A. Mar, and S. W. Corzine, “Actively mode-locked semiconductor lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1426–1439, 1989.
- [52] F. Quinlan, S. Gee, S. Ozharar, and P. J. Delfyeet, “Ultralow-jitter and -amplitude-noise semiconductor-based actively mode-locked laser,” *Opt. Letters*, vol. 31, no. 19, pp. 2870–2872, 2006.
- [53] Y. Zhou, A. Wang, C. Gu, B. Sun, L. Xu, F. Li, D. Chung, and Q. Zhan, “Actively mode-locked all fiber laser with cylindrical vector beam output,” *Opt. Letters*, vol. 41, no. 3, pp. 548–550, 2016.
- [54] D. Pudo, L. R. Chen, D. Giannone, L. Zhang, and I. Bennion, “Actively mode-locked tunable dual-wavelength erbium-doped fiber laser,” *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 14, no. 2, pp. 143–145, 2002.
- [55] H. Baumhacker and R. S. Lang, “An actively mode-locked  $\text{CO}_2$  laser with high-power multiband output,” *Phys. Lett. A*, vol. 47, no. 6, pp. 429–430, 1974.
- [56] W. D. Kimura, “Tunable  $\text{CO}_2$  laser system with subnanosecond-pulse-train output,” *Optics and Laser Technol.*, vol. 88, pp. 263–274, 2017.
- [57] H. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, “Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 10, pp. 2086–2096, 1992.
- [58] S. Yefet and A. Pe’er, “A review of cavity design for kerr lens mode-locked solid-state lasers,” *Appl. Sci.*, vol. 3, no. 4, pp. 694–724, 2013.
- [59] G. Cerullo, S. D. Silvestri, and V. Magni, “Self-starting kerr-lens mode locking of a  $\text{Ti}:\text{sapphire}$  laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, no. 14, pp. 1040–1042, 1994.
- [60] M. I. Demchuk, V. P. Mikhailov, N. I. Zhavoronkov, N. V. Kuleshov, P. V. Prokoshin, K. V. Yumashev, M. G. Livshits, and B. I. Minkov, “Chromium-doped forsterite as a solid-state saturable absorber,” *Opt. Letters*, vol. 17, no. 13, pp. 929–930, 1992.
- [61] R. L. Fork, B. I. Green, and C. V. Shank, “Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, no. 9, 1981.
- [62] G. J. Spuhler, K. J. Weingarten, R. Grange, L. Krainer, M. Haiml, V. Liverini, M. Golling, S. Schon, and U. Keller, “Semiconductor saturable absorber mirror structures with low saturation fluence,” *Appl. Phys. B*, vol. 81, no. 1, pp. 27–32, 2005.
- [63] J. L. Xu, X. L. Li, Y. Z. Wu, X. P. Hao, J. L. He, and K. J. Yang, “Graphene saturable absorber mirror for ultra-fast-pulse solid-state laser,” *Opt. Letters*, vol. 36, no. 10, pp. 1948–1950, 2011.
- [64] S. Y. Set, H. Yagochi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, “Laser mode locking using a saturable absorber incorporating carbon nanotubes,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 1, pp. 51–55, 2004.
- [65] G. M. Thomas, T. Omatsu, and M. J. Damzen, “High-power neodymium-doped mixed vanadate bounce geometry laser mode-locked with nonlinear mirror,” *Appl. Phys. B*, vol. 108, pp. 125–128, 2012.
- [66] D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallman, N. Matuschek, F. Morier-Genoud, U. Keller, G. Angelow, and T. Tschudi, “Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted kerr-lens mode-locked  $\text{Ti}:\text{sapphire}$  laser producing pulses in the two-cycle regime,” *Opt. Letters*, vol. 24, no. 9, pp. 631–633, 1999.
- [67] I. D. Jung, F. X. Katner, N. Matuschek, D. H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang, U. Keller, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tschudi, “Self-starting 6.5-fs pulses from a  $\text{Ti}:\text{sapphire}$  laser,” *Opt. Letters*, vol. 22, no. 13, pp. 1009–1011, 1997.
- [68] R. C. Sharp, D. E. Spock, N. Pan, and J. Elliot, “190-fs passively mode-locked thulium fiber laser with a low threshold,” *Opt. Letters*, vol. 21, no. 12, pp. 881–883, 1996.
- [69] Q. Wang, J. Geng, T. Luo, and S. Jiang, “Mode-locked  $2\mu\text{m}$  laser with highly thulium-doped silicate fiber,” *Opt. Letters*, vol. 34, no. 23, pp. 3616–3618, 2009.
- [70] Y. Silberberg, P. W. Smith, D. J. Eilenberger, D. A. B. Miller, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, “Passive mode locking of a semiconductor diode laser,” *Opt. Letters*, vol. 9, no. 11, pp. 507–509, 1984.
- [71] A. Aschwanden, D. Lorenser, H. J. Unold, R. Paschotta, E. Gini, and U. Keller, “2.1-w picosecond passively mode-locked external-cavity semiconductor laser,” *Opt. Letters*, vol. 30, no. 3, pp. 272–274, 2005.

- [72] E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes, "Passive mode locking of the cw dye laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 8, 1972.
- [73] E. G. Arhurs, D. J. Bradley, and A. G. Roddie, "Passive mode locking of flashlamp-pumped dye lasers tunable between 580 and 700 nm," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 20, no. 3, 1972.
- [74] P. Lavigne, J. Gilbert, and J. L. Lachambre, "Passive mode-locking of a large volume tea-co<sub>2</sub> laser using an unstable resonator configuration," *Opt. Communications*, vol. 14, no. 2, pp. 194–199, 1975.
- [75] O. R. Wood and S. E. Schwarz, "Passive mode locking of co<sub>2</sub> laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 12, no. 8, 2003.
- [76] S. Watanabe, M. Watanabe, and A. Endoh, "Passive mode locking of a long pulse xecl laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, no. 6, 1983.
- [77] T. Efthimiopoulos, J. Banic, and B. P. Stoicheff, "Passive mode-locking of a krf excimer laser," *Can. J. of Phys.*, vol. 57, no. 9, pp. 1437–1438, 1979.
- [78] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for nd:y:lf lasers: An antiresonant semiconductor fabry-perot saturable absorber," *Opt. Letters*, vol. 17, no. 7, pp. 505–507, 1992.
- [79] U. Keller, T. H. Chiu, and J. F. Ferguson, "Self-starting femtosecond mode-locked nd:glass laser that uses intracavity saturable absorbers," *Opt. Letters*, vol. 18, no. 13, pp. 1077–1079, 1993.
- [80] U. Keller, "Ultrafast all-solid-state laser technology," *Appl. Phys. B*, vol. 58, no. 5, pp. 347–363, 1994.
- [81] L. R. Brovelli, U. Keller, and T. H. Chiu, "Design and operation of antiresonant fabry-perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers," *JOSA B*, vol. 12, no. 2, pp. 311–322, 1995.
- [82] A. Y. Cho and J. R. Arhur, "Molecular beam epitaxy," *Progress in Solid State Chemistry*, vol. 10, no. 3, pp. 157–191, 1975.
- [83] R. Azoulay, N. Bouadma, J. C. Bouley, and L. Dugrand, "Selective mocvd epitaxy for optoelectronic devices," *J. of Crystal Growth*, vol. 55, no. 1, pp. 229–234, 1981.
- [84] T. B. Norris, W. Sha, W. J. Schaff, X. J. Song, Z. L. Weber, and E. R. Weber, "Transient absorption of low-temperature molecular-beam epitaxy grown gaas," *Opt. Soc. Amer.*, vol. 9, no. 3, pp. 244–247, 1991.
- [85] U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang, and U. Keller, "Ultrafast high-intensity nonlinear absorption dynamics in low-temperature grown gallium arsenide," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 17, pp. 2566–2568, 1996.
- [86] A. Isomaki, M. D. Guina, P. Tuomisto, and O. Okhotnikov, "Fiber laser mode-locked with a semiconductor saturable absorber etalon operating in transmission," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 18, no. 20, pp. 2150–2152, 2006.
- [87] V. Kubeček, M. Drahokoupil, P. Zátorský, P. Hiršl, M. Čech, A. Stintz, and J. C. Diels, "Quasi-continuously pumped passively mode-locked operation of a nd:gdvo<sub>4</sub> and nd:yvo<sub>4</sub> laser in a bounce geometry," *Laser Phys.*, vol. 19, no. 3, pp. 396–399, 2009.
- [88] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honniger, N. Matuschek, and J. A. Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, vol. 2, no. 3, pp. 435–453, 1996.
- [89] C. Honniger, R. Paschotta, F. M. Genoud, M. Moser, and U. Keller, "Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking," *JOSA B*, vol. 16, no. 1, pp. 46–56, 1999.
- [90] F. X. Kaetner, L. R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. G. Calasso, and U. Keller, "Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices," *Opt. Engineering*, vol. 34, no. 7, 1995.
- [91] J. A. Fleck, "Ultrashort pulse generation by q-switched lasers," *Phys. Rev. B*, vol. 1, no. 1, pp. 84–100, 1970.
- [92] H. Haus, "Parameter ranges for cw passive mode locking," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, no. 3, pp. 169–176, 1976.
- [93] D. J. Kuizenga, D. W. Phillon, T. Lund, and A. E. Siegman, "Simultaneous q-switching and mode-locking in the cw nd: Yag laser," *Optics Communications*, vol. 9, no. 3, pp. 221–226, 1973.
- [94] E. J. Woodbury and W. K. Ng, "Ruby laser operation in near ir," *Proc. IRE*, vol. 50, pp. 2367–2370, 1962.
- [95] G. Eckhardt, R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwarz, D. Weiner, and E. J. Woodbury, "Stimulated raman scattering from organic liquids," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, no. 11, pp. 455–457, 1962.

- [96] R. W. Hellwarth, "Theory of stimulated raman scattering," *Phys. Rev.*, vol. 130, no. 2, pp. 1850–1852, 1963.
- [97] C. S. Wang, "Theory of stimulated raman scattering," *Phys. Rev.*, vol. 182, no. 2, pp. 482–494, 1969.
- [98] A. Smekal, "Zur quantentheorie der dispersion," *Naturwissenschaften*, vol. 11, no. 43, pp. 873–875, 1923.
- [99] C. V. Raman and K. S. Krishnan, "A new radiation," *Indian J. Phys.*, vol. 2, pp. 387–398, 1928.
- [100] C. V. Raman, "The molecular scattering of light," *Nobel Lecture*, pp. 1–9, 1930.
- [101] G. Landsberg and L. Mandelstam, "Über die lichtzerstreuung in kristallen," *Zeitschrift für Physik*, vol. 50, no. 11, pp. 769–780, 1928.
- [102] L. D. Barron and A. D. Buckinham, "Rayleigh and raman scattering from optically active molecules," *Mol. Phys.*, vol. 20, no. 6, pp. 1111–1119, 1971.
- [103] G. Placzek, *Rayleigh Streuung und Raman Effekt*. Lipsko, Akad. Verlag-Ges., 1934.
- [104] M. L. T. Mikaelyan and A. O. Mikaelyan, "Rayleigh and raman scattering in the field of an intense wave," *Sov. Phys. JETP*, vol. 31, no. 1, pp. 153–157, 1970.
- [105] C. L. Tang and T. F. Deutsch, "Generation of anti-stokes radiation in the higher order coherent raman processes," *Phys. Rev.*, vol. 138, no. 1, pp. 1–11, 1965.
- [106] H. A. Haus, P. L. Kelley, and H. J. Zeiger, "Generation of stokes and anti-stokes radiation in raman media," *Phys. Rev.*, vol. 138, no. 4, pp. 960–971, 1965.
- [107] R. M. Martin, "Resonance raman scattering near critical points," *Phys. Rev. B*, vol. 10, no. 6, pp. 2620–2631, 1974.
- [108] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. New York, Academic Press, 2008.
- [109] R. M. Martin and C. M. Varma, "Cascade theory of inelastic scattering of light," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 26, no. 20, pp. 1241–1244, 1971.
- [110] M. L. Williams and J. Smit, "Multiple-phonon resonant raman scattering theory," *Solid State Comm.*, vol. 8, no. 23, pp. 2009–2011, 1970.
- [111] A. Compaan, E. W. Avnear, and S. Chandra, "Second-order coherent raman scattering," *Phys. Rev. A*, vol. 17, no. 3, pp. 1083–1092, 1978.
- [112] Y. R. Shen and N. Bloembergen, "Theory of stimulated brillouin and raman scattering," *Phys. Rev.*, vol. 137, no. 6, pp. 1787–1806, 1965.
- [113] E. E. Hagenlocker and W. G. Rado, "Stimulated brillouin and raman scattering in gases," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, no. 9, pp. 236–242, 1965.
- [114] J. A. Giordmaine and W. Keiser, "Light scattering by coherently driven lattice vibrations," *Phys. Rev.*, vol. 144, no. 3, pp. 676–690, 1966.
- [115] R. Loudon, "Theory of the resonance raman effect in crystals," *J. Phys. France*, vol. 26, no. 11, pp. 677–983, 1965.
- [116] —, "Theory of stimulated raman scattering from lattice vibrations," *Proc. Phys. Soc.*, vol. 82, no. 3, pp. 393–402, 1963.
- [117] A. C. Menzies, "Raman effect in solids," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 16, pp. 83–108, 1953.
- [118] N. Bloembergen and Y. R. Shen, "Coupling between vibrations and light waves in raman laser media," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, no. 18, pp. 504–507, 1964.
- [119] G. S. Agarwal and S. S. Jha, "Theory of resonant raman scattering of intense optical waves," *J. Phys. B.*, vol. 12, no. 16, pp. 2655–2682, 1979.
- [120] D. W. Walls, "Quantum theory of the raman effect," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, vol. 237, no. 3, pp. 224–233, 1970.
- [121] D. Porezag and M. R. Pederson, "Infrared intensities and raman-scattering activities within density-functional theory," *Phys. Rev. B*, vol. 54, no. 11, pp. 7830–7869, 1996.
- [122] H. S. Freedhoff, "Quantum theory of stimulated raman scattering," *J. Chem. Phys.*, vol. 47, no. 8, 1967.
- [123] M. G. Raymer and J. Mostowski, "Quantum theory of stimulated raman scattering," *Phys. Rev. A*, vol. 24, no. 4, pp. 1980–1993, 1981.

- [124] K. Shimoda, “Angular distribution of stimulated raman radiation,” *Jap. J. Appl. Phys.*, vol. 5, no. 1, pp. 86–93, 1966.
- [125] Y. R. Shen, “Theory of stimulated raman scattering,” *Phys. Rev.*, vol. 138, no. 6, pp. 1741–1746, 1965.
- [126] A. D. Buckhinham, “Theory of the stimulated raman and related effects,” *J. Chem. Phys.*, vol. 43, no. 1, pp. 23–29, 1965.
- [127] A. C. Albrecht, “On the theory of raman intensities,” *J. Chem. Phys.*, vol. 34, no. 5, 1961.
- [128] J. H. Parker, D. W. Feldman, and M. Ashkin, “Raman scattering by silicon and germanium,” *Phys. Rev.*, vol. 155, no. 2, pp. 712–714, 1967.
- [129] M. V. Klein and S. B. Dierker, “Theory of raman scattering in superconductors,” *Phys. Rev.*, vol. 29, no. 9, pp. 4976–4991, 1984.
- [130] V. S. Ryazanov and M. M. Sushchinskii, “Measurement of the absolute cross section of raman scattering of light in crystal, powders, and liquids,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 27, no. 24, pp. 589–592, 1968.
- [131] R. L. Aggarwal, L. W. Farrar, S. K. Saikin, X. Andrade, A. A. Guzik, and D. L. Polla, “Measurement of the absolute raman cross section of the optical phonons in type ia natural diamond,” *Solid State Comm.*, vol. 152, pp. 204–209, 2012.
- [132] R. Stegeman, C. Rivero, G. Stegeman, P. Delfyett, K. Richardson, L. Jankovic, and H. Kim, “Raman gain measurements in bulk glass samples,” *JOSA B*, vol. 22, no. 9, pp. 1861–1867, 2005.
- [133] L. J. Hughes, L. E. Steenhook, and E. S. Yeung, “Determination of absolute raman cross sections using the inverse raman effect,” *Chem. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 3, pp. 413–416, 1978.
- [134] L. Schneebeli, K. Kieu, E. Merzlyak, J. M. Hales, A. DeSimone, J. W. Perry, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, “Measurement of the raman gain coefficient via inverse raman scattering,” *JOSA B*, vol. 30, no. 11, pp. 2930–2939, 2013.
- [135] T. T. Basiev, A. A. Sobol, P. G. Zverev, V. V. Osiko, and R. C. Powell, “Comparative spontaneous raman spectroscopy of crystals for raman lasers,” *Appl. Optics*, vol. 38, no. 3, pp. 594–598, 1999.
- [136] T. T. Basiev, A. A. Sobol, P. G. Zverev, L. I. Ivleva, V. V. Osiko, and R. C. Powell, “Raman spectroscopy of crystals for stimulated raman scattering,” *Opt. Materials*, vol. 11, no. 4, pp. 307–314, 1999.
- [137] T. T. Basiev, P. G. Zverev, Y. A. Karasik, V. V. Osiko, A. A. Sobol, and D. S. Chunaev, “Picosecond stimulated raman scattering in crystals,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 126, no. 5, pp. 1073–1082, 2004.
- [138] I. Reinhold and M. Maier, “Gain measurements of stimulated raman scattering using a tunable dye laser,” *Opt. Communications*, vol. 5, no. 1, pp. 31–34, 1972.
- [139] B. E. Kincaid and J. R. Fontana, “Raman cross-section determination by direct stimulated raman gain measurements,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, no. 1, 1976.
- [140] V. A. Lisinetskii, S. V. Rozhok, D. N. Busko, R. V. Chulkov, A. S. Grabtchikov, V. A. Orlovich, T. T. Basiev, and P. G. Zverev, “Measurements of raman gain coefficient for barium tungstate crystal,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 2, no. 8, pp. 396–401, 2005.
- [141] G. F. Bertsch, J. I. Iwata, A. Rubio, and K. Yabana, “Real-space, real-time method for the dielectric function,” *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 12, pp. 7998–8002, 2000.
- [142] A. C. Albrecht, “On the dependence of vibrational raman intensity on the wavelength of incident light,” *J. Chem. Phys.*, vol. 55, no. 9, pp. 4438–4442, 1971.
- [143] W. R. Trutna, Y. K. Park, and R. L. Byer, “The dependence of raman gain on pump laser bandwidth,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 7, pp. 648–655, 1979.
- [144] R. J. Heeman and H. P. Godfried, “Gain reduction measurements in transient stimulated raman scattering,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 2, pp. 358–364, 1995.
- [145] P. Černý, H. Jelínková, T. T. Basiev, and P. G. Zverev, “Properties of transient and steady-state stimulated raman scattering in  $\text{kgd}(\text{wo}_4)_2$  and  $\text{bawo}_4$  tungstate crystals,” *Proc. SPIE*, vol. 4268, 2001.
- [146] R. L. Carman, F. Shimizu, C. S. Wang, and N. Bloembergen, “Theory of stokes pulse shapes in transient stimulated raman scattering,” *Phys. Rev. A*, vol. 2, no. 1, pp. 60–72, 1970.
- [147] A. S. Barker and R. Loudon, “Response functions in the theory of raman scattering by vibrational and polariton modes in dielectric crystals,” *Rev. Modern Phys.*, vol. 44, no. 1, pp. 18–47, 1972.



- [148] A. Penzkofer, A. Laubereau, and W. Kaiser, “High intensity raman interactions,” *Progress in Quantum Electron.*, vol. 6, no. 2, pp. 55–140, 1979.
- [149] J. Eggleston and R. L. Byer, “Steady-state stimulated raman scattering by a multimode laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, no. 8, pp. 850–853, 1980.
- [150] R. L. Carmen, M. E. Mack, F. Shimadzu, and N. Bloembergen, “Forward picosecond stokes-pulse generation in transient stimulated raman scattering,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, no. 23, pp. 1327–1331, 1969.
- [151] S. A. Akhmanov, “Transient effects in stimulated raman scattering,” *Material Research Bulletin*, vol. 4, no. 8, pp. 455–462, 1969.
- [152] S. N. Smetanin, “Determination of the stimulated raman scattering threshold for a pump pulse of arbitrary width,” *Opt. and Spectroscopy*, vol. 121, no. 3, pp. 395–404, 2016.
- [153] J. Fiutak and J. V. Kranendonk, “Impact theory of raman line broadening,” *Can. J. Phys.*, vol. 40, no. 9, pp. 1085–1100, 1962.
- [154] G. Hilfer and C. R. Menyuk, “Stimulated raman scattering in the transient limit,” *JOSA B*, vol. 7, no. 5, pp. 739–749, 1990.
- [155] D. J. Spence, “Spectral effects of stimulated raman scattering in crystals,” *Progress in Quantum Electron.*, vol. 51, pp. 1–45, 2017.
- [156] A. Flusberg and R. Holmes, “Polarization dependence of gain in stimulated raman scattering,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2039–2042, 1987.
- [157] D. L. Rousseau, R. P. Bauman, and S. P. Porto, “Normal mode distribution in crystals,” *J. of Raman Spectr.*, vol. 10, pp. 253–290, 1981.
- [158] S. Popov, E. Vanin, and G. Jacobsen, “Influence of polarization mode dispersion value in dispersion-compensating fibers on the polarization dependence of raman gain,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 10, pp. 848–850, 2002.
- [159] D. J. Dougherty, F. X. Katner, H. A. Haus, and E. P. Ippen, “Measurement of the raman gain spectrum of optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 1, pp. 31–33, 1995.
- [160] T. T. and T. Kogure, T. Sugihara, K. Shimizu, T. Mizuochi, and K. Motoshima, “Efficient pump depolarizer analysis for distributed raman amplifier with low polarization dependence of gain,” *J. of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 11, pp. 3889–3896, 2006.
- [161] W. D. Johnston and I. P. Kaminow, “Temperature dependence of raman and rayleigh scattering in  $\text{linbo}_3$  and  $\text{lita}_3$ ,” *Phys. Review*, vol. 168, no. 3, pp. 1045–1054, 1968.
- [162] H. Wang, F. D. Medina, Y. D. Zhou, and Q. N. Zhang, “Temperature dependence of the polarized raman spectra of  $\text{znwo}_4$  single crystal,” *Phys. Review B*, vol. 45, no. 18, pp. 10 356–10 362, 1992.
- [163] M. S. Liu, L. A. Bursill, S. Praver, and R. Beserman, “Temperature dependence of the first-order raman phonon line of diamond,” *Phys. Review B*, vol. 61, no. 5, pp. 3391–3395, 2000.
- [164] R. A. Cowley, “Raman scattering from crystals of the diamond structure,” *J. Phys. France*, vol. 26, pp. 659–668, 1965.
- [165] S. Kielich, “Theory of molecular light scattering in the presence of an intense light beam,” *Act Phys. Pol.*, vol. 26, no. 7, pp. 135–154, 1966.
- [166] V. L. Platonenko, K. V. Stamenov, and R. V. Khokhlov, “Induced raman scattering in strong flds,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 22, no. 4, pp. 827–831, 1966.
- [167] S. A. Babin, D. V. Churkin, S. I. Kablukov, and E. V. Podivilov, “Raman gain saturation at high pump and stokes powers,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 16, pp. 6079–6084, 2005.
- [168] C. Yijiang and A. W. Snyder, “Saturation and depletion effect of raman scattering in optical fibers,” *J. of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 7, pp. 1109–1117, 1989.
- [169] B. Foley, M. L. Dakss, R. W. Davies, and P. Melman, “Gain saturation in fiber raman amplifiers due to stimulated brillouin scattering,” *J. of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 12, pp. 2024–2032, 1989.
- [170] J. A. Heikkinen and S. J. Karttunen, “Intensity saturation of stimulated raman scattering by ion-wave coupling,” *The Phys. of Fluids*, vol. 29, pp. 1291–1294, 1986.
- [171] D. F. DuBois and H. A. Rose, “Nonlinear saturation of stimulated raman scattering in laser hot spots,” *Physics of Plasmas*, vol. 6, no. 4, pp. 1294–1299, 1998.

- [172] S. A. Akhmanov, A. S. Chirkin, K. N. Drabovich, A. I. Kovrigin, R. V. Khokhlov, and A. P. Suchorukov, "Nonstationary nonlinear optical effects and ultrashort light pulse formation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 4, pp. 598–613, 1968.
- [173] M. Maier, W. Kaiser, and J. A. Giordmaine, "Backward stimulated raman scattering," *Phys. Rev.*, vol. 177, no. 2, pp. 580–599, 1969.
- [174] D. F. Walls, "A master equation approach to the raman effect," *J. Phys. A*, vol. 6, pp. 496–506, 1970.
- [175] S. Ding, X. Zhang, Q. Wang, F. Su, S. Li, S. Fan, Z. Liu, J. Chang, S. Zhang, S. Wang, and Y. Liu, "Theoretical and experimental research on the multi-frequency raman converter with  $\text{kgd}(\text{wo}_4)_2$  crystal," *Opt. Express*, vol. 13, no. 25, pp. 10 120–10 128, 2005.
- [176] X. Wang, W. Kang, P. Xie, and N. Zong, "Theoretical improvement and experimental research on raman coupled equations," *Opt. Engineering*, vol. 56, no. 8, p. 086109, 2017.
- [177] S. Ding, X. Zhang, Q. Wang, F. Su, S. Li, S. Fan, S. Zhang, J. Chang, S. Wang, and Y. Liu, "Theoretical models for the extracavity raman laser with crystalline raman medium," *Appl. Phys. B*, vol. 85, pp. 89–95, 2006.
- [178] P. Straka, J. W. Nicholson, and W. Rudolph, "Synchronously pumped  $h_2$  raman laser," *Opt. Communications*, vol. 178, pp. 175–180, 2000.
- [179] A. P. Hickman and W. K. Bischel, "Theory of stokes and anti-stokes generation by raman frequency," *Phys. Rev. A*, vol. 37, no. 7, pp. 2517–2524, 1989.
- [180] D. J. Brink and t. . D. Proch.
- [181] J. Herrmann, "Anti-stokes emission in stimulated raman scattering of ultrashort pulses," *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 5, no. 2, pp. 207–211, 1975.
- [182] N. Tanno, T. Shirahata, K. Yokoto, and H. Inaba, "Coherent transient effect in raman pulse propagation," *Phys. Rev. A*, vol. 12, no. 1, pp. 159–168, 1975.
- [183] D. J. Spence, P. Dekker, and H. M. Pask, "Modeling of continuous wave intracavity raman lasers," *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, vol. 13, no. 3, pp. 756–763, 2007.
- [184] A. A. Demidovich, S. V. Voitkov, L. E. Batay, A. S. Grabtchikov, M. B. Danilov, V. A. Lisinetskii, A. N. Kuzmin, and V. A. Orlovich, "Modeling and experimental investigation of short pulse raman microchip laser," *Opt. Communications*, vol. 263, pp. 52–59, 2006.
- [185] V. L. Kalashnikov, "Pulse shortening in the passive q-switched lasers with intracavity stimulated raman scattering," *Opt. Communications*, vol. 218, pp. 147–153, 2003.
- [186] S. Ding, X. Zhang, Q. Wang, F. Su, P. Jia, S. Li, S. Fan, J. Chang, S. Zhang, and Z. Liu, "Theoretical and experimental study on the self-raman laser with  $\text{nd:yvo}_4$  crystal," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 9, pp. 927–933, 2006.
- [187] Y. M. Yashir and Y. Y. Yashir, "Numerical modeling of the intra-cavity stimulated raman scattering as a source of sub-nanosecond optical pulses," *Proc. SPIE*, vol. 5460, pp. 220–227, 2004.
- [188] S. Ding, X. Zhang, Q. Wang, F. Su, S. Li, S. Fan, Z. Liu, J. Zhang, S. Zhang, S. Wang, and Y. Liu, "Highly efficient raman frequency converter with strontium tungstate crystal," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 1, pp. 78–84, 2006.
- [189] S. Ding, X. Zhang, Q. Wang, P. Jia, C. Zhang, and B. Liu, "Numerical optimization of the extracavity raman laser with barium nitrate crystal," *Opt. Communications*, vol. 267, pp. 480–486, 2006.
- [190] L. Schouepnikoff and V. Mittev, "Numerical method for the modeling of high-gain single-pass cascade stimulated raman scattering in gases," *JOSA B*, vol. 14, no. 1, pp. 62–75, 1997.
- [191] M. Rini, I. Cristiana, and V. Degiorgio, "Numerical modeling and optimization of cascaded cw raman fiber lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 36, no. 10, pp. 1117–1122, 2000.
- [192] K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated raman scattering in optical fibers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 12, pp. 2665–2673, 1989.
- [193] S. Cierullies, H. Renner, and E. Brinkmeyer, "Numerical optimization of multi-wavelength and cascaded raman fiber lasers," *Opt. Communications*, vol. 217, pp. 223–238, 2003.
- [194] G. S. He and P. N. Paras, "Stimulated rayleigh-kerr and raman-kerr scattering in a liquid-core hollow fiber system," *J. Fiber and Int. Opt.*, vol. 9, no. 1, pp. 11–26, 1990.

- [195] K. Druhl, R. G. Wenzel, and J. L. Carlsten, "Observation of solitons in stimulated raman scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 51, no. 13, pp. 1171–1174, 1983.
- [196] C. R. Menyuk, "Transient solitons in stimulated raman scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, no. 25, pp. 2937–2940, 1989.
- [197] W. Happer, "Optical pumping," *Rev. Modern Phys.*, vol. 44, no. 2, pp. 169–250, 1972.
- [198] D. Eimerl, R. S. Hargrove, and J. A. Paisner, "Efficient frequency conversion by stimulated raman scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 46, no. 10, pp. 651–654, 1981.
- [199] J. A. Piper and H. M. Pask, "Crystalline raman lasers," *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, vol. 13, no. 3, pp. 692–704, 2007.
- [200] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, S. N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, H. Jelínková, A. N. Shekhovtsov, and M. B. Kosmyna, "Multi-wave srs oscillation in pbmo<sub>0.5</sub>w<sub>0.5</sub>o<sub>4</sub> crystals under 18 picosecond laser pumping," *Laser Phys. Lett.*, vol. 9, no. 12, pp. 853–857, 2012.
- [201] P. Černý, P. G. Zverev, H. Jelínková, and T. T. Basiev, "Efficient raman shifting of picosecond pulses using bawo<sub>4</sub> crystal," *Opt. Communications*, vol. 177, pp. 397–404, 2000.
- [202] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, L. I. Ivleva, S. N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, and H. Jelínková, "Stimulated raman scattering of 18 picosecond laser pulses in strontium barium niobate crystal," *Laser Phys. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 519–523, 2012.
- [203] O. Kitzler, A. McKay, D. J. Spence, and R. P. Mildren, "Modelling and optimization of continuous-wave external cavity raman lasers," *Opt. Express*, vol. 23, no. 7, pp. 8590–8602, 2012.
- [204] M. Murtagh, J. Lin, R. P. Mildren, and D. J. Spence, "Ti:sapphire-pumped diamond raman laser with sub-100-fs pulse duration," *Opt. Express*, vol. 39, no. 10, pp. 2975–2978, 2014.
- [205] H. M. Pask, "Continuous-wave, all-solid-state, intracavity raman laser," *Opt. Letters*, vol. 30, no. 18, pp. 2454–2456, 2005.
- [206] V. L. Platonenko and R. V. Khokhlov, "On the mechanism of operation of a raman laser," *Sov. Phys. JETP*, vol. 19, no. 2, pp. 378–381, 1964.
- [207] T. T. Basiev, M. N. Basieva, A. V. Gavrilov, M. N. Ershkov, L. I. Ivleva, V. V. Osiko, S. N. Smetanin, and A. V. Fedin, "Efficient conversion of nd:yag laser radiation to the eye-safe spectral region by stimulated raman scattering in bawo<sub>4</sub> crystal," *Quantum Electron.*, vol. 40, no. 8, pp. 710–7150, 2010.
- [208] G. Boyd, W. D. Johnston, and I. P. Kaminow, "Optimization of the stimulated raman scattering threshold," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, no. 4, pp. 203–206, 1969.
- [209] V. I. Dashkevich and V. A. Orlovich, "Raman laser based on a kgd(wo<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystal generation of stokes components in the 1.7–1.8 $\mu$ m range," *J. of Appl. Spectroscopy*, vol. 79, no. 6, pp. 975–981, 2013.
- [210] H. M. Pask, "The design and operation of solid-state raman lasers," *Progress in Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 3–56, 2003.
- [211] J. T. Murray, W. L. Austin, and R. C. Powell, "Intracavity raman conversion and raman beam cleanup," *Opt. Materials*, vol. 11, no. 4, pp. 353–371, 1999.
- [212] D. C. Hanna, M. T. T. Pacheco, and K. H. Wong, "High efficiency and high brightness raman conversion of dye laser radiation," *Opt. Communications*, vol. 55, no. 3, pp. 188–192, 1985.
- [213] Y. Ping, W. Cheng, S. Suckewer, D. S. Clark, and N. J. Fisch, "Amplification of ultrashort laser pulses by a resonant raman scheme in a gas-jet plasma," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 17, pp. 1–4, 2004.
- [214] I. N. Ross, M. J. Shaw, C. J. Hooker, M. H. Ky, E. C. Harvey, J. M. D. Lister, J. E. Andrew, G. J. Hirst, and P. A. Rodgers, "A high performance excimer pumped raman laser," *Opt. Communications*, vol. 75, no. 3, pp. 263–270, 1990.
- [215] J. Nishizawa and K. Suto, "Semiconductor raman laser," *J. App. Phys.*, vol. 51, no. 5, pp. 2429–2435, 1980.
- [216] C. Weninger, M. Purivs, D. Ryan, R. A. London, J. D. Bozek, C. Bostedt, A. Graf, G. Brown, J. J. Roca, and N. Rohringer, "Stimulated electronic x-ray raman scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, no. 23, pp. 1–6, 2013.
- [217] P. Černý, H. Jelínková, P. G. Zverev, and T. T. Basiev, "Solid state lasers with raman frequency conversion," *Progress in Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 113–143, 2004.

- [218] R. J. Williams, O. Kitzler, Z. Bai, S. Sarang, H. Jasbeer, A. McKay, S. Antipov, A. Sabella, O. Lux, D. J. Spence, and R. P. Mildren, “High power diamond raman lasers,” *Progress in Quantum Electron.*, vol. 24, no. 5, pp. 113–143, 2018.
- [219] S. Antipov, A. Sabella, R. J. Williams, O. Kitzler, D. J. Spence, and R. P. Mildren, “Dynamics in a 1.2 kw quasi-continuous-wave diamond raman laser with low-coherence pumping,” *Proc. SPIE*, vol. 10896, p. 1089613, 2019.
- [220] S. N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, H. Jelínková, and L. I. Ivleva, “Parametric second stokes raman laser output pulse shortening to 300 ps due to depletion of pumping of intracavity raman conversion,” *Appl. Phys. B*, vol. 122, no. 260, pp. 1–12, 2016.
- [221] A. M. Warriar, J. Lin, H. M. Pask, R. P. Mildren, D. W. Coutts, and D. J. Spence, “Highly efficient picosecond diamond raman laser at 1240 and 1485 nm,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 3, pp. 3325–3333, 2014.
- [222] V. A. Orlovich, Y. I. Malakhov, Y. M. Popov, D. N. Busko, M. B. Danailov, A. A. Demidovich, P. A. Apanasevich, and R. V. Chulkov, “Raman conversion of femtosecond laser pulses in crystals,” *Las. Phys. Lett.*, vol. 9, no. 11, pp. 770–774, 2012.
- [223] J. Lin and D. J. Spence, “25.5 fs dissipative soliton diamond raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 41, no. 8, pp. 1861–1864, 2016.
- [224] Z. Liu, H. Rao, Z. Cong, F. Xue, X. Gao, S. Wang, W. Tan, C. Guan, and X. Zhang, “Single-frequency bawo<sub>4</sub> raman mopa at 1178 nm with 100-ns pulse pump,” *Crystals*, vol. 9, no. 185, pp. 1–7, 2019.
- [225] V. R. Supradeepa, Y. Feng, and J. W. Nicholson, “Raman fiber lasers,” *J. Optics*, vol. 19, no. 023001, pp. 1–27, 2017.
- [226] Y. Feng, L. R. Taylor, and D. B. Calia, “150 w highly-efficient raman fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 26, pp. 23 678–23 683, 2009.
- [227] V. R. Supradeepa and J. W. Nicholson, “Power scaling of high-efficiency 1.5  $\mu\text{m}$  cascaded raman fiber lasers,” *Opt. Letters*, vol. 38, no. 14, pp. 2538–2542, 2013.
- [228] O. G. Okhotnikov, *Fiber lasers*. Singapur, John Wiley, 2012.
- [229] J. W. Dawson, M. J. Messerly, R. J. Beach, M. Y. Shverdin, R. A. Stappaerts, P. H. Pax, J. E. Heebner, and C. P. J. Barty, “Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 17, pp. 13 240–13 266, 2008.
- [230] H. J. Otto, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tunnermann, “Average power limit of fiber-laser systems with nearly diffraction-limited beam quality,” *Proc. SPIE*, vol. 9728, p. 97280E, 2016.
- [231] P. Russbueltdt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoeffman, and R. Poprawe, “400 w yb:yag innoslab fs-amplifier,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, pp. 12 230–12 245, 2009.
- [232] J. W. Kim, M. J. Yarrow, and W. A. Clarkson, “High power single-frequency continuous-wave nd:yvo<sub>4</sub> master-oscillator power amplifier,” *Appl. Phys. B*, vol. 85, pp. 539–543, 2006.
- [233] Y. Huang, H. Zhang, X. Yan, Z. Kang, F. Lian, and Z. Fan, “A high peak power and high beam quality sub-nanosecond nd:yvo<sub>4</sub> laser system at 1 khz repetition rate without srs process,” *Appl. Sciences*, vol. 9, no. 5247, pp. 1–11, 2019.
- [234] M. Maier, “Applications of stimulated raman scattering,” *Appl. Phys.*, vol. 11, pp. 209–231, 1976.
- [235] P. Vandenabeele, *Practical Raman Spectroscopy: An Introduction*. Chichester, John Wiley, 2013.
- [236] K. Maaz, *Raman Spectroscopy and Applications*. Záhřeb, IntechOpen, 2013.
- [237] N. Gierlinger and M. Schwanninger, “The potential of raman microscopy and raman imaging in plant research,” *Spectroscopy*, vol. 21, no. 2, pp. 69–89, 2007.
- [238] Z. Movasaghi, S. Rehman, and I. U. Rehman, “Raman spectroscopy of biological tissues,” *J. Appl. Spectroscopy*, vol. 42, no. 5, pp. 493–541, 2007.
- [239] Y. Ozaki, “Medical application of raman spectroscopy,” *J. Appl. Spectroscopy*, vol. 24, no. 3, pp. 259–312, 2006.
- [240] M. P. Ramachandran, A. Taniguchi, S. Hirose, J. F. Lu, M. Musha, A. Shirakawa, and K. Ueda, “Super-continuum generation using raman fiber laser,” *Appl. Phys. B*, vol. 77, no. 2, pp. 205–210, 2003.
- [241] *Thorlabs PM100A*, manuál, <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PM100A> [cit.2019-04-17].

- [242] *Thorlabs S120C*, manuál, <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=S120C> [cit.2019-04-17].
- [243] *Thorlabs S310C*, manuál, <https://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partnumber=S310C&pn=S310C> [cit.2019-04-17].
- [244] *Thorlabs S314C*, manuál, <https://www.thorlabs.com/thorProduct.cfm?partnumber=S314C&pn=S314C#5190> [cit.2019-04-17].
- [245] *Standa 11PMK-15S-H5*, manuál, [http://www.standa.lt/products/catalog/light\\_test\\_measurement\\_instruments?item=271](http://www.standa.lt/products/catalog/light_test_measurement_instruments?item=271) [cit.2019-04-17].
- [246] *Coherent Field Mate power meter*, manuál, <https://www.coherent.com/measurement-control/measurement/fieldmate> [cit.2019-04-17].
- [247] *Molelectron Powermax PM10*, manuál, <http://lasers.coherent.com/lasers/Pm10> [cit.2019-04-17].
- [248] E. Bogatin, *Signal and Power Integrity - Simplified*, 2nd ed. Prentice Hall, 2009.
- [249] Johnson H. and Graham M., *High-Speed Digital Design: A Handbook of Black Magic*. Pearson Education, 1993.
- [250] R.D. Hippenstiel, *Detection Theory: Applications and Digital Signal Processing*. CRC Press, 2001.
- [251] R. K. Deergha and M. N. S. Swamy, *Digital Signal Processing*. Springer Verlag, 2018.
- [252] M. Jelínek, V. Kubeček, and M. Čech, *Photodiodes - Communications, Bio-sensings, Measurements and High-energy Physic*. Intech, 2011, ch. Single shot diagnostics of quasi-continuously pumped picosecond lasers using fast photodiode and digital oscilloscope, pp. p.106–108.
- [253] *Tektronix TDS1012C*, manuál, <https://www.tek.com/oscilloscope/tds2000-manual/tds2000c-and-tds1000c-edu-series> [cit.2019-04-17].
- [254] *Tektronix TDS2022*, manuál, <https://www.tek.com/datasheet/tds1000-and-tds2000-series-oscilloscopes> [cit.2019-04-17].
- [255] *Tektronix DPO3032*, manuál, <https://www.tek.com/datasheet/dpo3000-mixed-signal-oscilloscopes> [cit.2019-04-17].
- [256] *Tektronix TDS3052B*, manuál, <https://www.tek.com/datasheet/tds3000b-series> [cit.2019-04-17].
- [257] *Tektronix DPO 4104BL*, manuál, <https://www.tek.com/datasheet/dpo4000-series-digital-oscilloscopes> [cit.2019-04-17].
- [258] *LeCroy SDA 9000*, manuál, <http://cdn.teledynelecroy.com/files/manuals/sda-om-e.pdf> [cit.2019-04-17].
- [259] *Lecroy SDA 813Zi*, manuál, <https://teledynelecroy.com/oscilloscope/wavemaster-sda-dda-8-zi-b-oscilloscopes/sda-813zi-b> [cit.2019-04-19].
- [260] *HP 5082-4200*, manuál, <https://www.datasheetarchive.com/hp20pin20diode205082-420020series-datasheet.html> [cit.2019-04-18].
- [261] *Thorlabs DET210*, manuál, <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=DET210/M> [cit.2019-04-18].
- [262] *ET 3000*, manuál, <https://www.eotech.com/cart/96/photodetectors/ingaas-photodetectors/et-3000---ingaas-photodetector> [cit.2019-04-18].
- [263] *ET 3500*, manuál, <https://www.eotech.com/cart/100/photodetectors/ingaas-photodetectors/et-3500---3E12.5-ghz-ingaas-photodetector> [cit.2019-04-18].
- [264] *G12182-005K*, manuál, [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/ingaas\\_kird0005e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/ingaas_kird0005e.pdf) [cit.2019-04-18].
- [265] J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, 2nd ed. Academic Press, 2006.
- [266] S. Nolte and F. Schrepel and S. Dausinger, *Ultrashort Laser Pulse Laser Technology: Laser Sources and Applications*. Springer, 2016.
- [267] A. M. Weiner, *Ultrafast Optics*. Wiley, 2009.
- [268] C. Rulliere, *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*. Springer-Verlag, 2005.
- [269] F. He and D. Li and W. Quan and S. Wang and H. Zeng, *Advances in Ultrafast Optics*. Walter de Gruyter GmbH and Co KG, 2018.

- [270] I. A. Walmsley and C. Dorrer, “Characterization of ultrashort electromagnetic pulses,” *Advances in Optics and Photonics*, vol. 1, pp. 308–437, 2009.
- [271] D. J. Bradley and G. New, “Ultrashort pulse measurements,” *Proc. IEEE*, vol. 62, pp. 313–345, 1974.
- [272] R. Trebino, *Frequency Resolved Optical Gating: the Measurement of Ultrashort Optical Pulses*. Springer US, 2000.
- [273] *Ocean Optics HR 2000*, manuál, <https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/hr2000-.pdf> [cit.2019-04-19].
- [274] *Ocean Optics NIR 512*, manuál, <http://www.labwrench.com/?equipment.view/equipmentNo/2005/Ocean-Optics/NIR-512/> [cit.2019-04-19].
- [275] *Ocean Optics S2000*, manuál, [https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/S2000\\_Operating\\_Manual2.pdf](https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/S2000_Operating_Manual2.pdf) [cit.2019-04-19].
- [276] *Avantes FC-IR008-2-ME-1SMA*, manuál, <https://www.avantes.com/products/fiber-optics/item/262-fiber-optic-cables> [cit.2019-04-19].
- [277] *Ocean Optics QP200-2-UV-BX*, manuál, [https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/Ocean-Optics-Fibers\\_Probes.pdf](https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/Ocean-Optics-Fibers_Probes.pdf) [cit.2019-04-19].
- [278] *DataRay WinCamD*, manuál, <http://www.dataray.com/assets/pdf/WinCamD20Manual.pdf> [cit.2019-04-19].
- [279] *Spiricon Pyrocam III*, manuál, <https://www.ophiropt.com/laser--measurement/beam-profilers/products/Beam-Profiling/Camera-Profiling-with-BeamGage/Pyrocam-IIIHR> [cit.2019-04-19].
- [280] Y. Suzuki and A. Tachibana, “Measurement of the  $\mu\text{m}$  sized radius of gaussian laser beam using the scanning knife-edge,” *Appl. Opt.*, vol. 14, pp. 2809–2810, 1975.
- [281] M. S. Scholl, “Measured spatial properties of the cw nd:yag laser beam,” *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 3655–3659, 1980.
- [282] P. J. Shayler, “Laser beam distribution in the focal region,” *Appl. Opt.*, vol. 17, pp. 2673–2674, 1978.
- [283] R. H. Kingston, “Parametric amplification and oscillation at optical frequencies,” *Proc. IRE*, vol. 50, p. 472, 1962.
- [284] H. M. van Driel, “Synchronously pumped optical parametric oscillators,” *Appl. Phys. B*, vol. 60, no. 5, p. 411, 1995.
- [285] P. G. Zverev, T. T. Basiev, A. A. Sobol, V. V. Shorniyakov, L. I. Ivleva, N. M. Polozkov, and V. V. Osiko, “Stimulated raman scattering in alkaline-earth tungstate crystals,” *Quantum Electron.*, vol. 30, no. 1, pp. 55–59, 2000.
- [286] C.-S. Wang, “Theory of stimulated raman scattering\*,” *Physical Review*, vol. 182, no. 2, pp. 482–494, 1969.
- [287] T. Omatsu, Y. Ojima, A. Minassian, and M. J. Damzen, “Power scaling of highly neodymium-doped yag ceramic laser with a bounce amplifier geometry,” *Opt. Express*, vol. 13, pp. 7011–7016, 2005.
- [288] A. Minassian, G. Smith, and M. J. Damzen, “High-power scaling ( $\approx 100\text{W}$ ) of a diode-pumped  $\text{tem}_{00}$   $\text{nd:gdvo}_4$  laser system,” *Quant. Electronics*, vol. 11, pp. 621–625, 2005.
- [289] Q. Liu, X. Yan, X. Fu, M. Gong, and D. Wang, “183 W  $\text{tem}_{00}$  mode acoustic-optic q-switched mopa laser at 850 kHz,” *Opt. Express*, vol. 17, pp. 5636–5644, 2009.
- [290] G. Lenz, K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen, “All-solid-state femtosecond source at  $1.55 \mu\text{m}$ ,” *Opt. Letters*, vol. 20, pp. 1289–1291, 1995.
- [291] M. Frank, “Picosecond side pumped  $\text{nd:gdvo}_4$  laser,” *diplomová práce*, FJFI ČVUT v Praze, 129 str., 2013.
- [292] J. E. Bernard and A. J. Alcock, “High efficiency diode pumped  $\text{nd:yvo}_4$  slab laser,” *Opt. Letters*, vol. 18, pp. 968–970, 1993.
- [293] G. M. Thomas, A. Bauerle, D. J. Farrell, and M. J. Damzen, “Nonlinear mirror modelocking of bounce geometry laser,” *Opt. Express*, vol. 18, pp. 12 663–12 668, 2010.
- [294] M. J. Damzen, M. Trew, G. J. Crofts, and E. Rosas, “22.5 W continuous-wave  $\text{nd:yvo}_4$  grazing-incidence laser with 62% conversion efficiency,” *OSA Trends in Optics and Photonics*, vol. 50, p. MD4, 2001.
- [295] A. Minassian, G. Smith, and M. J. Damzen, “Ultrahigh efficiency  $\text{tem}_{00}$  diode-side-pumped  $\text{nd:yvo}_4$  laser,” *Appl. Phys. B*, vol. 76, pp. 341–343, 2003.

- [296] D. J. Farrell and M. J. Damzen, “High power scalling of a passively modelocked laser oscillator in bounce geometry,” *Opt. Express*, vol. 15, pp. 4781–4786, 2007.
- [297] G. M. Thomas, T. Omatsu, and M. J. Damzen, “High-power neodymium-doped mixed vanadate bounce geometry laser mode-locked with nonlinear mirror,” *Appl. Phys. B*, vol. 108, pp. 125–128, 2012.
- [298] V. Kubeček, M. Dražokoupil, P. Zátorský, P. Hiršl, M. Čech, A. Stintz, and J. Diels, “Quasi-continuously pumped passively mode-locked operation of a nd:gdvo<sub>4</sub> and nd:yvo<sub>4</sub> laser in bounce geometry,” *Laser Physics*, vol. 19, pp. 396–399, 2009.
- [299] X. Yan, M. Gong, F. He, Q. Liu, X. Fu, and D. Wang, “Numerical modeling of the thermal lensing effect in a grazing-incidence laser,” *Optics Communications*, vol. 282, pp. 1851–1857, 2009.
- [300] J. C. Bermudez, V. J. Pinto-Robledo, A. V. Kir’yanov, and M. J. Damzen, “The thermo-lensing effect in a grazing incidence, diode-side-pumped nd:yvo<sub>4</sub> laser,” *Optics Communications*, vol. 210, pp. 75–82, 2002.
- [301] N. W. Rimington, S. L. Schieffer, W. A. Schroeder, and B. K. Brickeen, “Thermal lens shaping in brewster gain media: A high-power, diode-pumped nd:gdvo<sub>4</sub> laser,” *Opt. Express*, vol. 12, pp. 1426–1436, 2004.
- [302] A. Agnesi, L. Carra, P. Dallochio, F. Pirzio, G. Reali, A. Tomaselli, D. Scarpa, and C. Vacchi, “210- $\mu$ mj picosecond pulses from a quasi-cw nd:yvo<sub>4</sub> grazing-incidence two-stage slab amplifier package,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 44, no. 10, pp. 952–957, 2008.
- [303] A. Agnesi, L. Carra, F. Pirzio, G. Reali, A. Tomaselli, D. Scarpa, and C. Vacchi, “Amplification of a low-power picosecond nd:yvo<sub>4</sub> laser by a diode-laser side-pumped grazing-incidence slab amplifier,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 8, pp. 772–776, 2006.
- [304] *Foctek*, Nd:GdVO<sub>4</sub> catalog.
- [305] A. I. Zagumennyi, V. G. Ostromov, I. A. Shcherbakov, T. Jensen, J. P. Meyen, and G. Huber, “The nd:gdvo<sub>4</sub> crystal: a new material for diode-pumped lasers,” *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 12, pp. 1071–1072, 1992.
- [306] T. Jensen, V. G. Ostroumov, J. P. Meyen, G. Huber, A. I. Zagumennyi, and I. A. Shcherbakov, “Spectroscopic characterization and laser performance of diode-laser-pumped nd:gdvo<sub>4</sub>,” *Appl. Phys. B.*, vol. 58, pp. 373–379, 1994.
- [307] P. A. Studenikin, A. I. Zagumennyi, Y. D. Zavartsev, P. A. Popov, and I. A. Shcherbakov, “Nd:gdvo<sub>4</sub> as a new medium for solid state lasers:some optical and thermal properties of crystalsdoped with cd<sup>3+</sup>, tm<sup>3+</sup>, and er<sup>3+</sup> ions,” *Quantum Electron.*, vol. 25, no. 12, pp. 1162–1165, 1995.
- [308] *Castech*, Nd:GdVO<sub>4</sub> catalog, <http://www.castech.com/productsinfo.aspx?id=109selectIndex=0> [cit.2019-06-11].
- [309] L. Dashazer, “Vanadate crystals exploit diode-pump technology,” *Laser Focus World*, vol. 30, no. 2, pp. 88–93, 1994.
- [310] P. K. Mukhopadhyay, P. K. Gupta, and A. Nautiyal, “Experimental determinativ of the thermo-optic coefficient(dn/dt) and the effective stimulated emission cross-section( $\sigma_e$ ) of an a-axis cut 1-at% doped nd:gdvo<sub>4</sub> crystal,” *Appl. Phys. B.*, vol. 77, pp. 81–87, 2003.
- [311] J. Su, Q. L. Zhang, S. T. Yin, and C. X. Guo, “Growth and spectral properties of nd:gdvo<sub>4</sub> laser crystal,” *Physica B*, vol. 403, pp. 3002–3008, 2008.
- [312] T. Ogawa, S. Wada, K. Onodera, H. Machida, H. Sagae, T. Shonai, and M. Higuchi, “Efficient laser performance of nd:gdvo<sub>4</sub> crystals grown by the floating zone method,” *OSA Trends in Optics and Photonics*, vol. 83, p. 26, 2003.
- [313] H. D. Jiang, H. J. Zhang, J. Y. Wang, H. R. Xia, X. B. Hu, B. Teng, and C. Q. Zhang, “Optical and laser properties of nd:gdvo<sub>4</sub> crystal,” *Optics Communications*, vol. 198, pp. 447–452, 2001.
- [314] X. D. Li, X. Yu, J. Gao, F. Chen, J. H. Yu, and D. Y. Chen, “Upconversion spectra of nd:gdvo<sub>4</sub> crystal under cw 808 nm diode-laser pumping,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 6, pp. 125–128, 2009.
- [315] Y. Sato and T. Taira, “Comparative study on the spectroscopic properties of nd:gdvo<sub>4</sub> and nd:yvo<sub>4</sub> with hybrid process,” *Quantum Electron.*, vol. 11, pp. 613–620, 2005.
- [316] C. Czeranowsky, M. Schmidt, E. Heumann, G. Huber, S. Kutovoi, and Y. Zvartsev, “Continuous wave diode pumped intracavity doubled nd:gdvo<sub>4</sub> laser with 840 mw outputpower at 456 nm,” *Optics Communications*, vol. 205, pp. 361–365, 2002.

- [317] E. Herault, F. Balembois, and P. Georges, “Nd:gdvo<sub>4</sub> as a three-level laser at 879 nm,” *Opt. Letters*, vol. 31, no. 18, pp. 2731–2733, 2006.
- [318] M. Castaing, F. Balembois, and P. Georges, “Three-level operation in a diode-pumped nd:gdvo<sub>4</sub> laser and cw 440-nm generation,” *Proc. of SPIE*, vol. 7193, p. 71930N, 2009.
- [319] Y. F. Lu, X. H. Zhang, J. Xia, A. F. Zhang, X. D. Yin, and L. Bao, “Highly efficient continuous-wave 912 nm nd:gdvo<sub>4</sub> laser emission under direct 880 nm pumping,” *Laser Phys. Letters*, vol. 6, no. 11, pp. 796–799, 2009.
- [320] Y. Sato and T. Taira, “Temperature dependencies of stimulated emission cross section for nd-doped solid-state laser materials,” *Optical Materials Express*, vol. 2, no. 8, pp. 1076–1087, 2012.
- [321] V. Kubeček, M. Dražokoupil, P. Zátorský, M. Čech, and P. Hiršl, “Dual wavelength generation of a diode pumped nd:gdvo<sub>4</sub> laser at 1063 nm and 1066 nm,” *Proc. of SPIE*, vol. 6998, p. 69980W, 2008.
- [322] A. Singh, S. K. Sharma, P. K. Mukhopadhyay, and S. M. Oak, “Dual wavelength operation in diode-end-pumped hybrid vanadate laser,” *Pramana*, vol. 75, no. 5, pp. 929–934, 2010.
- [323] R. Scheps, “Upconversion laser processes,” *Prog. Quant. Electron.*, vol. 20, no. 4, pp. 271–358, 1996.
- [324] G. Huber, E. Heumann, T. Sandrock, and K. Petermann, “Upconversion processes in laser crystals,” *J. of Luminescence*, vol. 72, pp. 1–3, 1997.
- [325] A. A. Kaminskii, K. Ueda, H. J. Eichles, Y. Kuwano, K. Kouta, S. N. Bagaev, T. H. Chyba, J. C. Barnes, G. M. A. Gad, T. Murai, and J. Lu, “Tetragonal vanadates yvo<sub>4</sub> and gdvo<sub>4</sub> - a new  $\chi^{(3)}$ - materials for raman lasers,” *Optics Communications*, vol. 194, pp. 201–206, 2001.
- [326] T. T. Basiev, S. V. Vassiliev, V. A. Konjushkin, V. V. Osiko, A. I. Zagumennyi, Y. D. Zavartsev, S. A. Kutovoi, and I. A. Shcherbakov, “Diode pumped 500- picosecond nd:gdvo<sub>4</sub> raman laser,” *Laser Phys. Letters*, vol. 1, no. 5, pp. 237–240, 2004.
- [327] J. Y. Pen, Y. Zheng, Y. X. Shi, and J. P. Shen, “Passively q-switched a-cut nd:gdvo<sub>4</sub> self-raman laser with cr:yag,” *Optics and Laser Technol.*, vol. 44, pp. 2175–2177, 2012.
- [328] Y. F. Chen, “Efficient 1521-nm nd:gdvo<sub>4</sub> raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 29, no. 22, pp. 2632–2635, 2004.
- [329] S. Chenais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, and P. Georges, “On thermal effects in solid state lasers:the case of ytterbium-doped materials,” *Progress in Quantum Electron.*, vol. 30, no. 4, pp. 89–153, 2006.
- [330] V. Ashori and M. Shayganmanesh and S. Radmard, *An overview of heat transfer phenomena: heat generation and removal in solid state lasers*. Intechopen, 2012.
- [331] Y. Sato and T. Taira, “The studies of thermal conductivity in gdvo<sub>4</sub>, yvo<sub>4</sub>, and y<sub>3</sub>al<sub>5</sub>o<sub>12</sub> measured by quasi-onedimensional flash methods,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 22, pp. 10 528–10 536, 2006.
- [332] Y. Sato and T. Taira, “Thermo-optical and mechanical parameters of nd:gdvo<sub>4</sub> and nd:yvo<sub>4</sub>,” *Lasers and Electro-Optics, CLEO 2007 conference*, p. JWA87, 2007.
- [333] J. Liu, Z. Shao, H. Zhang, X. Meng, L. Zhu, and M. Jiang, “Diode-laser-array end-pumped 14.3-w cw nd:gdvo<sub>4</sub> solid-state laser at 1.06 $\mu$ m,” *Appl. Phys. B.*, vol. 69, pp. 241–243, 1999.
- [334] J. Yang, J. Liu, and J. He, “High efficiency continuous-wave operation of a diode-pumped nd:gdvo<sub>4</sub> laser at 1.06 $\mu$ m,” *Laser Phys. Letters*, vol. 2, no. 4, pp. 171–173, 2009.
- [335] X. Yu, K. Zhang, J. Gao, F. Chen, X. D. Li, R. P. Yan, J. H. Yu, and Y. Z. Wang, “Quasi-three-level nd:gdvo<sub>4</sub> laser under diode pumping directly into the emitting level,” *Laser Phys. Letters*, vol. 5, pp. 797–799, 2008.
- [336] C. D. amd L. Qin, X. Meng, G. Xu, Z. Wang, X. Xu, L. Zhu, B. Xu, and Z. Shao, “High-power Nd:GdVO<sub>4</sub> laser at 1.34 $\mu$ m end-pumped by laser-diode-array,” *Optics Communications*, vol. 212, pp. 177–181, 2002.
- [337] J. He, J. Yang, and J. Liu, “High-power continuous-wave operation of a diode-pumped Nd:GdVO<sub>4</sub> laser at 1.34 $\mu$ m,” *Optics and Laser. Technol.*, vol. 37, pp. 612–614, 2005.
- [338] J. Liu, J. Yang, and J. He, “Diode-pumped passively q-switched c-cut nd:gdvo<sub>4</sub> laser,” *Optics Communications*, vol. 219, pp. 317–321, 2003.
- [339] C. Li, J. Song, D. Shen, N. S. Kim, J. Lu, and K. Ueda, “Diode-pumped passively q-switched nd:gdvo<sub>4</sub> lasers operating at 1.06 $\mu$ m wavelength,” *Appl. Phys. B*, vol. 70, no. 4, pp. 471–474, 2000.
- [340] J.H.Lin, K. H. Lin, H. H. Hsu, and W. F. Hsieh, “Q-switched and mode-locked pulses generation in nd:gdvo<sub>4</sub> laser with dual loss-modulation mechanism,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 5, no. 4, pp. 276–280, 2008.



- [341] J. Liu, C. W., C. Du, L. Zhu, H. Zhang, X. Meng, J. Wang, and M. Jiang, “High-power actively q-switched nd:gdvo<sub>4</sub> laser end-pumped by a fiber coupled diode-laser array,” *Optics Communications*, vol. 188, pp. 155–162, 2001.
- [342] J. S. Ma, Y. F. Li, Y. M. Sun, H. J. Qi, R. J. Lan, and X. Y. Hou, “Passively q-switched 1.34  $\mu\text{m}$  nd:gdvo<sub>4</sub> laser with v:rag saturable absorber,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 15, no. 8, pp. 593–596, 2008.
- [343] B. Zhang, G. Li, Z. Zhang, and Y. Wang, “Passive mode locking of a diode-end-pumped nd:gdvo<sub>4</sub> laser with a semiconductor saturable absorber mirror,” *Appl. Phys. B*, vol. 70, no. 4, pp. 471–474, 2000.
- [344] G. M. Thomas, A. Bauerle, D. J. Farrell, and M. J. Damzen, “Nonlinear mirror modelocking of a bounce geometry laser,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 12, pp. 12 663–12 668, 2010.
- [345] S. J. Holmgren, V. Pasiskevicius, and F. Laurell, “Generation of 2.8 ps pulses by mode-locking a nd:gdvo<sub>4</sub> laser with defocusing cascaded kerr lensing in periodically poled ktp,” *Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO*, vol. 13, no. 14, pp. 5270–5278, 2005.
- [346] A. Minassian, G. R. Smith, B. A. Thomas, and M. J. Damzen, “Ultrahigh repetition rate q-switched 101 w tem<sub>00</sub> nd:gdvo<sub>4</sub> laser system,” *Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO2005*, no. 14, p. 1567802, 2005.
- [347] J. Gup, H. Lin, J. Li, P. Gao, and X. Liang, “High power tem<sub>00</sub> picosecond output based on a nd:gdvo<sub>4</sub> discrete path innoslab amplifier,” *Opt. Letters*, vol. 41, no. 12, pp. 2875–2878, 2016.
- [348] D. Y. Chen, X. D. Li, Y. Zhang, X. Yu, F. Chen, R. P. Yan, Y. F. Ma, and C. Wang, “Research on diffusion-bonding composite nd:yvo<sub>4</sub>/nd:gdvo<sub>4</sub> crystal,” *Laser Phys. Letters*, vol. 8, no. 1, pp. 46–49, 2010.
- [349] X. Li, X. Yu, F. Chen, R. Yan, J. Yu, and D. Chen, “Laser properties of continuous-grown nd:gdvo<sub>4</sub>/gdvo<sub>4</sub> and nd:yvo<sub>4</sub>/yvo<sub>4</sub> composite crystals under direct pumping,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 15, pp. 12 869–12 874, 2009.
- [350] X. Fu, Q. Liu, X. Yan, J. Cui, and M. Gong, “120 w high repetition rate nd:yvo<sub>4</sub> mopa laser with a nd:yag cavity-dumped seed laser,” *Appl. Phys. B*, vol. 95, pp. 63–67, 2009.
- [351] X. Li, R. Yan, Y. Zhou, X. Yu, H. Pan, D. Chen, and Z. Zhou, “Laser-diode-pumped nd:yvo<sub>4</sub>/nd:yag mopa burst-mode laser,” *Opt. Rev.*, vol. 24, pp. 611–616, 2017.
- [352] A. Vaupel, N. Bodnar, B. Webb, L. Shah, M. Hemmer, E. Cormier, and M. Richardson, “Hybrid master oscillator power amplifier system providing 10 mj, 32 w, and 50 mw pulses for optical parametric chirped-pulse amplification pumping,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 30, no. 12, pp. 3275–3283, 2013.
- [353] Dilas, Dilas M3Y808,3-40C datasheet, [http://dilas.com/assets/media/products/DILAS\\_SB\\_808nm\\_TD.pdf](http://dilas.com/assets/media/products/DILAS_SB_808nm_TD.pdf) [cit.2019-07-15].
- [354] S. J. Sheldon, L. V. Knight, and J. M. Thorne, “Laser-induced thermal lens effect: a new theoretical model,” *Applied Optics*, vol. 21, no. 9, pp. 1663–1669, 1982.
- [355] R. Weber, B. Neuenschwander, and H. P. Weber, “Thermal effects in solid-state laser materials,” *Optics Materials*, vol. 11, no. 2, pp. 245–254, 1999.
- [356] T. Graf, E. Wyss, M. Roth, and H. P. Weber, “Laser resonator with balanced thermal lenses,” *Optics Communications*, vol. 190, pp. 327–331, 2001.
- [357] B. Neuenschwander, R. Weber, and H. P. Weber, “Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, no. 6, pp. 1995–2000, 1995.
- [358] S. Silvestri, P. Laporta, and V. Magni, “Pump power stability range of single-mode solid-state lasers with rod thermal lensing,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 11, pp. 1999–2004, 1987.
- [359] R. Weber, T. Graf, and H. P. Weber, “Self-adjusting compensating thermal lens to balance the thermally induced lens in solid-state lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 36, no. 3, pp. 757–764, 2000.
- [360] H. Glur, R. Lavi, and T. Graf, “Reduction of thermally induced lenses in nd:yag with low temperatures,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 5, pp. 499–504, 2004.
- [361] C. Jacinto, D. N. Messias, A. A. Andrade, S. M. Lima, M. L. Baesso, and T. Catunda, “Thermal lens and z-scan measurements: Thermal and optical properties of laser glasses – a review,” *J. of Non-Crystalline Solids*, vol. 352, pp. 3582–3597, 2006.
- [362] B. Li, S. Z. and J. Fang, and X. Shui, “Pulsed laser induced mode-mismatched crossed-beam thermal lens measurements,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 7, p. 2741, 1997.

- [363] A. Marcano, C. Loper, and N. Melikechi, “Pump–probe mode-mismatched thermal-lens z scan,” *JOSA B*, vol. 19, no. 1, pp. 119–124, 2002.
- [364] F. Jurgensen and W. Schroer, “Studies on the diffraction image of a thermal lens,” *Appl. Optics*, vol. 34, no. 1, pp. 41–50, 1995.
- [365] H. Mirzaeian, S. Manjooran, and A. Major, “A simple technique for accurate characterization of thermal lens in solid state lasers,” *Proc. SPIE*, vol. 9288, p. 928802, 2014.
- [366] C. Bogan, P. Kwee, S. Hild, S. H. Huttner, and B. Willke, “Novel technique for thermal lens measurement in commonly used optical components,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 12, pp. 15 380–15 389, 2015.
- [367] M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher, and R. A. Fields, “Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 19, pp. 1831–1839, 1990.
- [368] P. Hello, E. Durand, P. K. Fritschel, and C. N. Man, “Thermal effects in nd:yag slabs: 3d modelling and comparison with experiments,” *J. of Modern Optics*, vol. 41, no. 7, pp. 1371–1390, 1993.
- [369] W. A. Clarkson, “Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers,” *Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 2381–2395, 2001.
- [370] P. K. Mukhopadhyay, K. Ranganathan, and S. K. Sharma, “Experimental study of simultaneous end-pumping to a diode-side-pumped intracavity frequency doubled q-switched nd:yag laser,” *Optics Communications*, vol. 256, pp. 139–148, 2005.
- [371] W. Koechner, “Thermal lensing in a nd:yag laser rod,” *Applied Optics*, vol. 9, no. 11, pp. 2548–2553, 1970.
- [372] *FLIR E63900*, Produkt katalog, <https://www.flir.com/products/e6> [cit.2019-07-18].
- [373] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honniger, N. Matuschek, and J. A. der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (sesam’s) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, vol. 2, no. 3, pp. 435–452, 1996.
- [374] C. Honniger, R. Paschotta, F. M. Genoud, M. Moser, and U. Keller, “Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking,” *JOSA B*, vol. 16, no. 1, pp. 45–56, 1999.
- [375] T. Kolokolnikov, M. Nitte, T. Erneux, N. Joly, and S. Bielawski, “The q-switching instability in passively mode-locked lasers,” *Physica D: Non. Phenomena*, vol. 219, no. 1, pp. 13–21, 2006.
- [376] *Rezonator*, software, <http://www.rezonator.orion-project.org/> [cit.2019-04-19].
- [377] A. Gerrard and J. M. Burch, *Introduction to Matrix Methods in Optics*. Wiley, 1975.
- [378] A. N. Hodgson and H. Weber, *Laser Resonators and Beam Propagation*. Berlin, Springer-Verlag, 2014.
- [379] P. Laporte and M. Brussard, “Design criteria for mode size optimization in diode- pumped solid-state lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 10, pp. 2319–2326, 1991.
- [380] D. G. Hall, R. J. Smith, and R.R.Rice, “Pump-size effects in nd:yag lasers,” *Appl. Optics*, vol. 19, no. 18, pp. 3041–3043, 1980.
- [381] R. Kapoor, P. K. Mukhopadhyay, and J. George, “A new approach to compute overlap efficiency in axially pumped solid state lasers,” *Opt. Express*, vol. 5, no. 6, pp. 125–133, 1999.
- [382] A. Agnesi, L. Carra, F. Pirzio, G. Reali, A. Tomaselli, D. Scarpa, and C. Vacchi, “Amplification of a low-power picosecond nd:yvo<sub>4</sub> laser by a diode-laser side-pumped grazing-incidence slab amplifier,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 8, pp. 772–776, 2006.
- [383] A. Teppitaksak, G. M. Thomas, and M. J. Damzen, “Investigation of a versatile pulsed laser source based on a diode seed and ultra-high gain bounce geometry amplifiers,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 9, pp. 12 328–12 336, 2015.
- [384] A. Alcock and J. E. Bernard, “Diode-pumped grazing incidence slab lasers,” *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, vol. 3, no. 1, pp. 3–8, 1997.
- [385] A. Agnesi, L. Carra, P. Dallochio, F. Pirzio, G. Reali, A. Tomaselli, D. Scarpa, and C. Vacchi, “210- $\mu$ m picosecond pulses from a quasi-cw nd:yvo<sub>4</sub> grazing-incidence two-stage slab amplifier package,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 44, no. 10, pp. 952–957, 2008.
- [386] W. Koechner, *Solid-state laser engineering*. New York, Springer-Verlag, 1999.
- [387] A. E. Siegman, *Lasers*. Londýn, University Science Books, 1986.

- [388] W. W. Rigrod, “Saturation effects in high-gain lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 2487–2490, 1965.
- [389] W. W. Rigrod, “Homogeneously broadened cw lasers with uniform distributed loss,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 14, pp. 377–381, 1978.
- [390] L. W. Casperson, “Laser power calculations: sources of error,” *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 422–434, 1980.
- [391] D. Findlay and R. A. Clay, “The measurement of internal losses in 4-level lasers,” *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 3, pp. 277–278, 1966.
- [392] J. A. Caird, M. D. Shinn, T. A. Kirchoff, L. K. Smith, and R. E. Wilder, “Measurements of losses and lasing efficiency in gsgg:cr, nd and yag:nd laser rods,” *Appl. Opt.*, vol. 25, no. 23, pp. 4294–4305, 1986.
- [393] A. Y. Cho and J. R. Arthur, “Molecular beam epitaxy,” *Progress in Solid State Chemistry*, vol. 10, no. 3, pp. 157–191, 1975.
- [394] Batop SAM-1064-2-10ps-x, datasheet, <https://www.batop.de/products/saturable-absorber/saturable-absorber-mirror/data-sheet/saturable-absorber-mirror-1064nm/saturable-absorber-mirror-SAM-1064-2-10ps.pdf> [cit.2019-04-19].
- [395] F. F. Zhang, J. W. Zuo, Z. M. Wang, J. Yang, H. L. Cheng, N. Zong, F. Yang, Q. J. Peng, and Z. Y. Xu, “A 250 mhz, high power mode-locked nd:gdvo<sub>4</sub> oscillator with low timing jitter under 879 nm direct pumping,” *Laser Phys.*, vol. 23, no. 24, p. 045002, 2013.
- [396] J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena*. Academic Press, 2006.
- [397] H. A. Haus, “Theory of mode locking with a slow saturable absorber,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 9, pp. 736–746, 1975.
- [398] H. Haus, “Theory of mode locking with a fast saturable absorber,” *J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 7, pp. 3049–3058, 1975.
- [399] A. Agnesi, L. Carra, F. Pirzio, D. Scarpa, A. Tomaselli, G. Reali, C. Vacchi, and C. Braggio, “High-gain diode-pumped amplifier for generation of microjoule-level picosecond pulses,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 20, pp. 9244–9249, 2006.
- [400] A. Agnesi, L. Carra, P. Dallochio, F. Pirzio, G. Reali, S. Lodo, and G. Piccino, “50-mj macro-pulses at 1064 nm from a diode-pumped picosecond laser system,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 21, pp. 20316–20321, 2011.
- [401] Y. Ojima, K. Nawata, and T. Omatsu, “Over 10-watt pico-second diffraction-limited output from a nd:yvo<sub>4</sub> slab amplifier with a phase conjugate mirror,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 22, pp. 8993–8998, 2005.
- [402] Dilas, Dilas M3Y808,3-50C datasheet, [http://dilas.com/assets/media/products/DILAS\\_SB\\_808nm.TD.pdf](http://dilas.com/assets/media/products/DILAS_SB_808nm.TD.pdf) [cit.2019-07-15].
- [403] EOT, EOT Pavos Optical Isolators - 1010 nm to 1080 nm, <https://www.eotech.com/cart/123/faraday-rotators-and-isolators/pavos-faraday-rotators-and-isolators--1> [cit.2019-07-20].
- [404] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, “Theory of pulse propagation in a laser amplifier,” *J. App. Phys.*, vol. 34, pp. 2346–2353, 1963.
- [405] JOLD, JOLD-225QPFN1L datasheet, <https://www.jenoptik.com/media/websitedocuments/laser/mounted-diode-lasers/jold-x-qpxn-1l-bar-on-cs-mount-up-to-300w-qcw.pdf> [cit.2019-07-20].
- [406] J. E. Bernard, E. McCullough, and A. J. Alcock, “High gain, diode-pumped nd:yvo<sub>4</sub> slab amplifier,” *Optics Communications*, vol. 109, pp. 109–114, 1994.
- [407] A. Laubereau, L. Greiter, and W. Kaiser, “Intense tunable picosecond pulses in the infrared,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, no. 1, pp. 87–93, 1974.
- [408] G. J. Hall, M. E. Zadeh, A. Robertson, G. P. Malcolm, and A. I. Ferguson, “Synchronously pumped optical parametric oscillators using all-solid-state pump lasers,” *JOSA B*, vol. 10, no. 11, pp. 2168–2179, 1993.
- [409] E. Granados, D. J. Spence, and R. P. Mildren, “Deep ultraviolet diamond raman laser,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10857–10863, 2011.
- [410] M. Murtagh, J. Lin, R. P. Mildren, G. McConnell, and D. J. Spence, “Efficient diamond raman laser generating 65 fs pulses,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 12, pp. 15504–15513, 2015.
- [411] O. Kitzler, A. McKay, D. J. Spence, and R. P. Mildren, “Modelling and optimization of continuous-wave external cavity raman lasers,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 7, pp. 8590–8602, 2012.

- [412] Y. T. Chang, Y. P. Huang, K. W. Su, and Y. F. Chen, “Diode-pumped multi-frequency q-switched laser with intracavity cascade raman emission,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 11, pp. 8826–8831, 2008.
- [413] R. P. Mildren, M. Convery, H. M. Pask, J. A. Piper, and T. McKay, “Efficient, all-solid-state, raman laser in the yellow, orange and red,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 5, pp. 785–790, 2004.
- [414] N. Takei, S. Suzuki, and F. Kannari, “20-hz operation of an eye-safe cascade raman laser with a  $\text{ba}(\text{no}_3)_2$  crystal,” *Appl. Phys. B*, vol. 74, no. 6, pp. 521–527, 2002.
- [415] R. P. Mildren, D. W. Coutts, and D. J. Spence, “All-solid-state parametric raman anti-stokes laser at 508 nm,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 2, pp. 810–818, 2009.
- [416] V. Girdauskas, R. Kazragyte, A. Bertasiene, and A. Dementev, “Cascaded compression of the first and second stokes pulses during forward transient stimulated raman amplification,” *Opt. Communications*, vol. 265, no. 2, pp. 664–671, 2006.
- [417] S. N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, H. Jelínková, L. I. Ivleva, and A. S. Shurygin, “Four-wave-mixing and nonlinear cavity dumping of 280 picosecond 2nd stokes pulse at  $1.3\mu\text{m}$  from  $\text{nd}:\text{srmo}_4$  self-raman laser,” *Las. Phys. Lett.*, vol. 13, no. 015801, pp. 1–7, 2016.
- [418] E. Granados, H. M. Pask, E. Esposito, G. McConnell, and D. J. Spence, “Multi-wavelength, all-solid-state, continuous wave mode locked picosecond raman laser,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 5, pp. 5289–5294, 2010.
- [419] J. Lin and H. M. Pask, “Cascaded self-raman lasers based on  $382\text{ cm}^{-1}$  shift in  $\text{nd}:\text{gdvo}_4$ ,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 14, pp. 15 180–15 185, 2012.
- [420] A. M. Warriar, J. Lin, H. M. Pask, A. J. Lee, and D. J. Spence, “Multiwavelength ultrafast  $\text{linbo}_3$  raman laser,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 20, pp. 25 582–25 587, 2015.
- [421] I. R. Beattie and T. R. Gilson, “Single crystal laser raman spectroscopy,” *Opt. Express*, vol. 307, no. 1491, 168.
- [422] R. A. Cowley, “The theory of raman scattering from crystals,” *Proc. Phys. Soc.*, vol. 84, pp. 281–297, 1964.
- [423] E. Whalley and J. E. Bertie, “Optical spectra of orientationally disordered crystals. i. theory for translational lattice vibrations,” *J. Chem. Phys.*, vol. 46, no. 4, pp. 1264–1279, 1967.
- [424] D. L. Rousseau, R. P. Bauman, and S. P. Porto, “Normal mode distribution in crystals,” *J. of Raman Spectr.*, vol. 10, pp. 253–290, 1981.
- [425] T. T. Basiev, A. A. Sobol, P. G. Zverev, L. I. Ivleva, V. V. Osiko, and R. C. Powell, “Raman spectroscopy of crystals for stimulated raman scattering,” *Opt. Materials*, vol. 11, no. 4, pp. 307–314, 1999.
- [426] T. Basiev, A. A. Sobol, Y. K. Voronko, and P. G. Zverev, “Spontaneous raman spectroscopy of tungstate and molybdate crystals for raman lasers,” *Opt. Materials*, vol. 15, no. 3, pp. 205–216, 2000.
- [427] J. Suda and P. G. Zverev, “Investigation of the phonon band gap effect on raman-active optical phonons in  $\text{bawo}_4$  crystal,” *Vibrational Spectroscopy*, vol. 62, pp. 85–91, 2012.
- [428] S. Desgreniers, S. Jandl, and C. Carlone, “Temperature dependence of the raman active phonons in  $\text{cawo}_4$ ,  $\text{srwo}_4$  and  $\text{bawo}_4$ ,” *J. Phys. and Chem. of Solids*, vol. 45, no. 11, pp. 1105–1109, 1984.
- [429] J. Suda and P. G. Zverev, “Investigation of the phonon band gap effect on raman-active optical phonons in  $\text{srmo}_4$  crystal,” *Vibrational Spectroscopy*, vol. 71, pp. 6–11, 2014.
- [430] A. M. Warriar, J. Lin, H. M. Pask, R. P. Mildren, D. W. Coutts, and D. J. Spence, “Highly efficient picosecond diamond raman laser at 1240 and 1485 nm,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 3, pp. 3325–3333, 2014.
- [431] D. J. Spence and R. P. Mildren, “Mode locking using stimulated raman scattering,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 13, pp. 8170–8175, 2007.
- [432] J. Leng, G. Sha, X. Hua, H. Yang, and C. Zhang, “Study of the competition between forward and backward stimulated raman scattering in methane,” *Appl. Phys. B*, volume =.
- [433] A. Penzkofer, A. Laubereau, and W. Kaiser, “High intensity raman interactions,” *Progress in Quantum Electron.*, vol. 6, no. 2, pp. 55–140, 1979.
- [434] W. A. Baker, “Thermodynamics and statistical mechanics of a three-level maser,” *Phys. Rev.*, vol. 124, no. 1, pp. 124–128, 1961.
- [435] D. J. Spence, “Spectral effects of stimulated raman scattering in crystals,” *Progress in Quantum Electron.*, vol. 51, pp. 1–45, 2017.

- [436] J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena*. Londýn, Academic Press, 2006.
- [437] D. J. Evans, “A new 4th order runge-kutta method for initial value problems with error control,” *International Journal of Computer Mathematics*, vol. 39, no. 34, pp. 221–227, 1991.
- [438] E. Granados and D. J. Spence, “Pulse compression in synchronously pumped mode locked raman lasers,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 19, pp. 20 422–20 427, 2010.
- [439] D. J. Spence, E. Granados, and R. P. Mildren, “Mode-locked picosecond diamond raman laser,” *Opt. Express*, vol. 35, no. 4, pp. 556–558, 2010.
- [440] P. Straka, J. W. Nicholson, and W. Rudolph, “Synchronously pumped  $h_2$  raman laser,” *Opt. Communications*, vol. 178, pp. 175–180, 2000.
- [441] A. A. Kaminskii, K. Ueda, H. J. Eichles, Y. Kuwano, K. Kouta, S. N. Bagaev, T. H. Chyba, J. C. Barnes, G. M. A. Gad, T. Murai, and J. Lu, “Tetragonal vanadates  $yvo_4$  and  $gdvo_4$  - a new  $\chi^{(3)}$ - materials for raman lasers,” *Optics Communications*, vol. 194, pp. 201–206, 2001.
- [442] H. Yoneda, J. Zhang, H. Yu, and A. A. Kaminskii, “Impulsive srs in tetragonal  $t-yvo_4$ ,  $t-gdvo_4$  and monoclinic  $m-lavo_4$  vanadate host-crystals for  $ln^{3+}$ -lasant ions,” *Opt. Communications*, vol. 178, pp. 175–180, 2000.
- [443] S. A. Miller, H. H. Caspers, and H. E. Rast, “Lattice vibrations of yttrium vanadate,” *Phys. Rev.*, vol. 168, no. 3, pp. 964–969, 1968.
- [444] A. A. Kaminskii, H. J. Eichler, and H. Rhee, “New nonlinear-laser effects in  $gdvo_4$  - host-crystal for  $ln^{3+}$  lasants,” *Crys. Res. Technol.*, vol. 43, no. 11, pp. 1117–1125, 2008.
- [445] G. Lu, C. Li, W. Wang, Z. Wang, H. Xia, and P. Zhao, “Raman investigation of lattice vibration modes and thermal conductivity of nd-doped zircon-type laser crystals,” *Materials Science and Engineering*, vol. 98, pp. 156–160, 2003.
- [446] Y. K. Voronko, A. A. Sobol, V. E. Shukshin, A. I. Zagumennyi, Y. D. Zavartsev, and S. A. Kutuvoi, “Raman spectroscopic study of structural disordering in  $yvo_4$ ,  $gdvo_4$ , and  $cawo_4$  crystals,” *Physics of the Solid State*, vol. 51, no. 9, pp. 1886–1893, 2009.
- [447] T. T. Basiev, S. V. Vassiliev, V. A. Konjushkin, V. V. Osiko, A. I. Zagumennyi, Y. D. Zavartsev, S. A. Kutuvoi, and A. I. Shcherbakov, “Diode pumped 500-picosecond nd:gdvo<sub>4</sub> raman laser,” *Las. Phys. Lett.*, vol. 1, no. 5, pp. 237–240, 2004.
- [448] Y. F. Chen, “Efficient 1521-nm nd:gdvo<sub>4</sub> raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 29, no. 22, pp. 2632–2634, 2004.
- [449] A. J. Lee, H. M. Pask, P. Dekker, and J. A. Piper, “High efficiency, multi-watt cw yellow emission from an intracavity-doubled self-raman laser using nd:gdvo<sub>4</sub>,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21 958–21 963, 2008.
- [450] P. Dekker, H. M. Pask, D. J. Spence, and J. A. Piper, “Continuous-wave, intracavity doubled, self-raman laser operation in nd:gdvo<sub>4</sub> at 586.5 nm,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 11, pp. 7038–7046, 2007.
- [451] F. Su, X. Zhang, Q. Wang, P. Jia, S. Li, B. Liu, X. Zhang, Z. Cong, and F. Wu, “Theoretical and experimental study on a diode-pumped actively q-switched nd:gdvo<sub>4</sub> self-stimulated raman laser at 1173 nm,” *Optics Communications*, vol. 277, pp. 379–384, 2007.
- [452] A. J. Lee, D. J. Spence, J. A. Piper, and H. M. Pask, “A wavelength-versatile, continuous-wave, self-raman solid-state laser operating in the visible,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 19, pp. 20 013–20 018, 2010.
- [453] Z. Wang, C. Du, S. Ruan, and L. Zhang, “Laser diode pumped actively q-switched nd:gdvo<sub>4</sub> self-raman laser operating at 1173 nm,” *Optics and Laser Technol.*, vol. 42, no. 5, pp. 716–719, 2010.
- [454] A. J. Lee, H. M. Pask, D. J. Spence, and J. A. Piper, “Efficient 5.3 w cw laser at 559 nm by intracavity frequency summation of fundamental and first-stokes wavelengths in a self-raman nd:gdvo<sub>4</sub> laser,” *Opt. Letters*, vol. 35, no. 5, pp. 682–684, 2010.
- [455] J. Peng, Y. Zheng, K. Zheng, and X. Chang, “Passively q-switched mode locking in a compact nd:gdvo<sub>4</sub>/cr:yagself-raman laser,” *Optics Communications*, vol. 285, no. 5, pp. 5334–5336, 2012.
- [456] A. J. Lee, J. Lin, and H. M. Pask, “Near-infrared and orange-red emission from a continuous-wave, second-stokes self-raman nd:gdvo<sub>4</sub> laser,” *Opt. Letters*, vol. 35, no. 18, pp. 3000–3002, 2010.
- [457] Z. H. Li, J. Y. Peng, and Y. Zhang, “Cw mode-locked self-raman 1.17 $\mu$ m nd: Gdvo<sub>4</sub>laser with a novel long cavity,” *Optics and Laser Technol.*, vol. 58, pp. 39–42, 2014.

- [458] S. N. Smetanin, “Determination of the stimulated raman scattering threshold for a pump pulse of arbitrary width,” *Opt. and Spectroscopy*, vol. 121, no. 3, pp. 395–404, 2016.
- [459] T. T. Basiev, M. N. Basieva, A. V. Gavrilov, M. N. Ershkov, L. I. Ivleva, V. V. Osiko, S. N. Smetanin, and A. V. Fedin, “Efficient conversion of nd:yag laser radiation to the eye-safe spectral region by stimulated raman scattering in bawo<sub>4</sub> crystal,” *Quantum Electron.*, vol. 40, no. 8, pp. 710–7150, 2010.
- [460] A. Zavadilová, “Synchronně čerpané optické parametrické oscilátory pro senzory,” *disertační práce*, FJFI ČVUT v Praze, 113 str., 2009.
- [461] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. New York, Academic Press, 2008.
- [462] H. Xu, S. Yuan, Z. Guo, Q. Zhang, Y. Ma, Q. Hao, K. Huang, M. Li, Y. Nie, and H. Zeng, “Femtosecond red and near-infrared lasers due to cascaded-raman-assisted four-wave mixing in a nonlinear yb-doped fiber amplifier,” *Appl. Sci.*, vol. 10, no. 2, pp. 669–675, 2020.
- [463] A. Agnesi, G. Reali, and V. Kubeček, “Transient stimulated raman scattering: theory and experiments of pulse shortening and phase conjugation properties,” *Proc. SPIE*, vol. 1415, pp. 104–109, 1991.
- [464] Y. Jiao, Z. Liu, X. Zhang, F. Gao, C. Jia, X. Chen, and Z. Cong, “Diode-pumped actively q-switched nd:yvo<sub>4</sub>/rtp intracavity raman laser at 1.49 $\mu$ m,” *Crystals*, vol. 9, no. 3, pp. 168–173, 2019.
- [465] P. A. Apanasevich, R. G. Zaporozhchenko, V. A. Orlovich, G. G. Kot, and O. V. Chekhlov, “Intracavity stimulated raman scattering with feedback at the stokes frequency in a laser with active mode locking,” *Kvantovaya Elektronika*, vol. 16, no. 5, pp. 1000–1009, 1989.
- [466] A. A. Kaminskii, H. J. Eichler, K. Ueda, N. V. Klassen, B. S. Redkin, L. Le, D. Jaque, D. Garcia, J. Fernandez, and R. Balda, “Properties of nd<sup>3+</sup>-doped and undoped tetragonal pbwo<sub>4</sub>, nay(wo<sub>4</sub>)<sub>4</sub>, cawo<sub>4</sub>, and undoped monoclinic znwo<sub>4</sub> and cdwo<sub>4</sub> as laser-active and stimulated raman scattering-active crystals.” *Appl. Optics*, vol. 38, no. 21, pp. 4533–4547, 1999.
- [467] P. G. Zverev, T. T. Basiev, A. A. Sobol, V. V. Shorniyakov, L. I. Ivleva, N. M. Polozkov, and V. V. Osiko, “Stimulated raman scattering in alkaline-earth tungstate crystals,” *Quantum Electron.*, vol. 30, no. 1, pp. 55–59, 2000.
- [468] T. T. Basiev, P. G. Zverev, Y. A. Karasik, V. V. Osiko, A. A. Sobol, and D. S. Chunaev, “Picosecond stimulated raman scattering in crystals,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 126, no. 5, pp. 1073–1082, 2004.
- [469] P. Černý, H. Jelínková, P. G. Zverev, and T. T. Basiev, “Solid state lasers with raman frequency conversion,” *Progress in Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 113–143, 2004.
- [470] P. Černý, P. G. Zverev, H. Jelínková, and T. T. Basiev, “Efficient raman shifting of picosecond pulses using bawo<sub>4</sub> crystal,” *Opt. Communications*, vol. 177, pp. 397–404, 2000.
- [471] P. Černý, H. Jelínková, T. T. Basiev, and P. G. Zverev, “Properties of transient and steady-state stimulated raman scattering in kgd(wo<sub>4</sub>)<sub>2</sub> and bawo<sub>4</sub> tungstate crystals,” *Proc. SPIE*, vol. 4268, 2001.
- [472] T. T. Basiev, A. V. Gavrilov, V. V. Osiko, S. N. Smetanin, and A. V. Fedin, “High-average-power srs conversion of radiation in a bawo<sub>4</sub> crystal,” *Quantum Electronics*, vol. 34, no. 7, pp. 649–651, 2004.
- [473] T. T. Basiev, Y. K. Danileko, M. E. Doroshenko, A. V. Fedin, A. V. Gavrilov, V. V. Osiko, and S. N. Smetanin, “High-energy bawo<sub>4</sub> raman laser pumped by a self-phase-conjugated nd:ggg laser,” *Laser Phys.*, vol. 14, pp. 917–921, 2004.
- [474] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, V. V. Osiko, S. E. Sverchkov, and B. I. Galagan, “New mid ir (1.5–2.2  $\mu$ )m raman lasers based on barium tungstate and barium nitrate crystals,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 2, no. 5, pp. 237–238, 2005.
- [475] Y. F. Chen, K. W. Su, H. J. Zhang, J. Y. Wang, and M. H. Jiang, “Efficient diode-pumped actively q-switched nd:yag/bawo<sub>4</sub> intracavity raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 30, no. 24, pp. 3335–3337, 2005.
- [476] T. T. Basiev, M. N. Basieva, M. E. Doroshenko, V. V. Fedorov, V. V. Osiko, and S. B. Mirov, “Stimulated raman scattering in mid ir spectral range 2.31–2.75–3.7 $\mu$ m in bawo<sub>4</sub> crystal under 1.9 and 1.56 $\mu$ m pumping,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 3, no. 1, pp. 17–20, 2006.
- [477] S. Li, X. Zhang, Q. Wang, X. Zhang, Z. Cong, H. Zhang, and J. Wang, “Diode-side-pumped intracavity frequency-doubled nd:yag/bawo<sub>4</sub> raman laser generating average output power of 3.14w at 590nm,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 20, pp. 2951–2953, 2007.
- [478] N. Zong, Q. Cui, Q. Ma, X. Zhang, Y. Lu, C. Li, D. Cui, Z. Xu, H. Zhang, and J. Wang, “High average power 1.5 $\mu$ m eye-safe raman shifting in bawo<sub>4</sub> crystals,” *Appl. Opt.*, vol. 48, no. 1, pp. 7–10, 2009.

- [479] L. Fan, Y. X. Fan, Y. Q. Li, H. Zhang, Q. Wang, J. Wang, and H. T. Wang, “High-efficiency continuous-wave raman conversion with a  $\text{bawo}_4$  raman crystal,” *Opt. Letters*, vol. 34, no. 11, pp. 1687–1689, 2009.
- [480] T. T. Basiev, M. N. Basieva, A. V. Gavrilov, M. N. Ershkov, L. I. Ivleva, V. V. Osiko, S. N. Smetanin, and A. V. Fedin, “Efficient conversion of nd:yag laser radiation to the eye-safe spectral region by stimulated raman scattering in  $\text{bawo}_4$  crystal,” *Quantum Electronics*, vol. 40, no. 8, pp. 710–715, 2010.
- [481] A. J. Lee, H. M. Pask, J. A. Piper, H. Zhang, and J. Wang, “An intracavity, frequency-doubled  $\text{bawo}_4$  raman laser generating multi-watt continuous-wave, yellow emission,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 6, pp. 5984–5992, 2010.
- [482] H. Shen, Q. Wang, X. Zhang, Z. Liu, F. Bai, X. Chen, Z. Cong, L. Gao, Z. Wu, and W. Wang, “Simultaneous dual-wavelength generation at 1502 and 1527 nm in ceramic neodymium-doped yttrium aluminum garnet/ $\text{bawo}_4$  raman laser,” *Appl. Phys. Express*, vol. 5, no. 11, p. 112704, 2012.
- [483] J. Zhao, X. Zhang, X. Guo, X. Bao, L. Li, and J. Cui, “Diode-pumped actively q-switched tm, ho:gdvo<sub>4</sub>/ $\text{bawo}_4$  intracavity raman laser at 2533 nm,” *Opt. Letters*, vol. 38, no. 8, pp. 1206–1208, 2013.
- [484] H. N. Zhang, X. H. Chen, Q. P. Wang, X. Zhang, J. Chang, L. Gao, Z. H. Cong, J. Liu, X. T. Tao, and P. Li, “High-efficiency diode-pumped actively q-switched ceramic nd:yag/ $\text{bawo}_4$  raman laser operating at 1666 nm,” *Opt. Letters*, vol. 39, no. 9, pp. 2649–2651, 2014.
- [485] O. Kuzucu, “Watt-level, mid-infrared output from a  $\text{bawo}_4$  external-cavity raman laser at  $2.6\mu\text{m}$ ,” *Opt. Letters*, vol. 40, no. 21, pp. 5078–5081, 2015.
- [486] J. Zhao, Y. Li, S. Zhang, L. Li, and X. Zhang, “Diode-pumped actively q-switched tm:yap/ $\text{bawo}_4$  intracavity raman laser,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 8, pp. 10075–10080, 2015.
- [487] Q. Sheng, A. Lee, D. Spence, and H. M. Pask, “Wavelength tuning and power enhancement of an intracavity nd:gdvo<sub>4</sub>- $\text{bawo}_4$  raman laser using an etalon,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 24, pp. 32145–32155, 2018.
- [488] P. G. Zverev, T. T. Basiev, L. I. Ivleva, V. V. Osiko, and N. M. Polozkov, “Raman laser on strontium tungstate crystal,” *OSA Tops*, vol. 68, pp. 70–73, 2002.
- [489] S. Ding, X. Zhang, Q. Wang, F. Su, S. Li, S. Fan, Z. Liu, J. Chang, S. Zhang, S. Wang, and Y. Liu, “Highly efficient raman frequency converter with strontium tungstate crystal,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 1, pp. 78–84, 2006.
- [490] Y. X. Fan, Y. Liu, Y. H. Duan, Q. Wang, L. Fan, H. T. Wang, G. H. Jia, and C. Y. Tu, “High-efficiency eye-safe intracavity raman laser at 1531 nm with  $\text{srwo}_4$  crystal,” *Appl. Phys. B.*, vol. 93, pp. 327–330, 2008.
- [491] L. Fan, Y. X. Fan, Y. H. Duan, Q. Wang, H. T. Wang, G. H. Jia, and C. Y. Tu, “Continuous-wave intracavity raman laser at 1179.5 nm with  $\text{srwo}_4$  raman crystal in diode-end-pumped nd:yvo<sub>4</sub> laser,” *Appl. Phys. B.*, vol. 94, no. 11, pp. 553–557, 2009.
- [492] R. Lan, S. Ding, M. Wang, and J. Zhang, “A compact passively q-switched  $\text{srwo}_4$  raman laser with mode-locked modulation,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, no. 2, p. 025801, 2013.
- [493] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, L. I. Ivleva, S. N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, and H. Jelínková, “Four-wave-mixing generation of srs components in  $\text{bawo}_4$  and  $\text{srwo}_4$  crystals under picosecond excitation,” *Quantum Electronics*, vol. 43, no. 7, pp. 616–620, 2013.
- [494] S. N. Smetanin, M. E. Doroshenko, L. I. Ivleva, M. Jelínek, V. Kubeček, and H. Jelínková, “Low-threshold parametric raman generation of high-order raman components in crystals,” *Appl. Phys. B.*, vol. 117, pp. 225–234, 2014.
- [495] I. S. Voronina, L. I. Ivleva, T. T. Basiev, P. G. Zverev, and N. M. Polozkov, “Active raman media:  $\text{Srwo}_4:\text{nd}^{3+}$ ,  $\text{bawo}_4:\text{nd}^{3+}$ . growth and characterization,” *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, vol. 5, pp. 887–892, 2003.
- [496] L. I. Ivleva, T. T. Basiev, I. S. Voronina, P. G. Zverev, V. V. Osiko, and N. M. Polozkov, “ $\text{Srwo}_4:\text{nd}^{3+}$ —new material for multifunctional lasers,” *Opt. Mater.*, vol. 23, pp. 439–442, 2003.
- [497] P. Farinelo, F. Pirzio, X. Zhang, and V. Petrov, “Efficient picosecond traveling-wave raman conversion in a  $\text{srwo}_4$  crystal pumped by multi-watt mopa lasers at 1064 nm,” *Appl. Phys. B.*, vol. 120, pp. 731–735, 2015.
- [498] H. Zhang and P. Li, “High-efficiency eye-safe nd:yag/ $\text{srwo}_4$  raman laser operating at 1664 nm,” *Appl. Phys. B.*, vol. 122, pp. 12–19, 2016.
- [499] A. Brenier, G. Jia, and C. Tu, “Raman lasers at 1.171 and 1.517  $\mu\text{m}$  with self-frequency conversion in  $\text{srwo}_4:\text{nd}^{3+}$  crystal,” *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 16, pp. 9103–9108, 2004.

- [500] H. Jelínková, J. Šulc, T. T. Basiev, P. G. Zverev, and S. V. Kravtsov, “Stimulated raman scattering in nd:srwo<sub>4</sub>,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 2, pp. 4–11, 2005.
- [501] J. Šulc, H. Jelínková, T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, L. I. Ivleva, V. V. Osiko, and P. G. Zverev, “Nd:srwo<sub>4</sub> and nd:bawo<sub>4</sub> raman lasers,” *Opt. Mater.*, vol. 30, pp. 195–197, 2007.
- [502] M. E. Doroshenko, T. T. Basiev, S. V. Vassilev, V. K. Komar, M. B. Kosmyna, J. Šulc, and H. Jelínková, “Comparative study of lasing properties of self-raman capable tungstate and molybdate crystals doped with nd<sup>3+</sup> ions under diode pumping,” *Opt. Mater.*, vol. 30, pp. 54–57, 2007.
- [503] A. Lupei, A. Achim, V. Lupei, C. Gheorghe, L. Gheorghe, and S. Hau, “Re<sup>3+</sup> doped srwo<sub>4</sub> as laser and nonlinear active crystals,” *Rom. J. Phys.*, vol. 54, pp. 919–928, 2009.
- [504] P. G. Zverev, Y. A. Karasik, T. T. Basiev, L. I. Ivleva, and V. V. Osiko, “Stimulated raman scattering of picosecond pulses in srmo<sub>4</sub> and ca<sub>3</sub>(vo<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystals,” *Quantum Electronics*, vol. 33, no. 4, pp. 331–334, 2003.
- [505] H. Yu, Z. Li, A. J. Lee, J. Li, H. Zhang, J. Wang, H. M. Pask, J. A. Piper, and M. Jiang, “A continuous wave srmo<sub>4</sub> raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 36, no. 4, pp. 579–581, 2011.
- [506] A. A. Kaminskii, S. N. Bagaev, K. Ueda, K. Takaichi, and H. J. Eichler, “High-order picosecond srs and self-srs generation in nd<sup>3+</sup>-doped camoo<sub>4</sub>, srmo<sub>4</sub> and srwo<sub>4</sub> laser crystals,” *Crys. Rep.*, vol. 47, pp. 653–657, 2012.
- [507] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, L. I. Ivleva, I. Voronina, V. V. Osiko, and S. V. Vassilev, “Demonstration of high self-raman laser performance of a diode-pumped srmo<sub>4</sub>:nd<sup>3+</sup> crystal,” *Opt. Letters*, vol. 34, no. 7, pp. 1102–1104, 2009.
- [508] T. T. Basiev, S. N. Smetanin, A. V. Fedin, and A. S. Shurygin, “Intracavity srs conversion in diode-pumped multifunctional nd<sup>3+</sup>:srmo<sub>4</sub> laser crystal,” *Quantum Electron.*, vol. 40, pp. 704–709, 2010.
- [509] S. N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, H. Jelínková, and A. S. Shurygin, “Four-wave-mixing and nonlinear cavity dumping of 280 picosecond 2nd stokes pulse at 1.3μm from nd:srmo<sub>4</sub> self-raman laser.” *Laser Phys. Lett.*, vol. 13, p. 015801, 2016.
- [510] T. T. Basiev, S. V. Vassilev, M. E. Doroshenko, V. V. Osiko, V. M. Puzikov, and M. B. Kosmyna, “Laser and self-raman-laser oscillations of pbmo<sub>4</sub>:nd<sup>3+</sup> crystal under laser diode pumping,” *Opt. Letters*, vol. 31, no. 1, pp. 65–67, 2006.
- [511] S. M. Efendiev, N. G. Darvishov, V. M. Nagiev, N. M. Gasanly, V. T. Gabrielyan, and N. s. Nikogosyan, “Raman scattering in pb(moo<sub>4</sub>)<sub>x</sub>(wo<sub>4</sub>)<sub>1-x</sub> mixed crystals,” *Physica Status Solid B*, vol. 110, no. 1, pp. 21–26, 1972.
- [512] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, S. N. Smetanin, M. Jelínek, V. Kubeček, H. Jelínková, A. N. Shekhovtsov, and M. B. Kosmyna, “Multi-wave srs oscillation in pbmo<sub>4</sub> and pbmo<sub>0.5</sub>wo<sub>0.5</sub>o<sub>4</sub> crystals under 18 picosecond laser pumping,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 9, no. 12, pp. 853–857, 2012.
- [513] T. T. Basiev and V. V. Osiko, “New materials for srs lasers,” *Russian Chemical Reviews*, vol. 75, no. 10, pp. 847–862, 2006.
- [514] V. I. Dashkevich, P. V. Shpak, S. V. Voitikov, R. V. Chulkov, A. S. Grabtchikov, E. A. Cheshev, and V. A. Orlovich, “Eye-safe actively q-switched diode-pumped lasers with intracavity raman conversion in yvo<sub>4</sub>, kgd(wo<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, pbwo<sub>4</sub>, and ba(no<sub>3</sub>)<sub>2</sub> crystals,” *Opt. Communication*, vol. 351, pp. 1–8, 2015.
- [515] H. J. Eichler, G. M. A. Gad, A. A. Kaminskii, and H. Rhee, “Raman crystal lasers in the visible and near-infrared,” *Journal of Zhejiang University-SCIENCE A*, vol. 4, pp. 241–253, 2003.
- [516] X. Wang, S. Wang, H. Rhee, H. J. Eichler, and S. Meister, “Ld end pumped mode locked and cavity dumped nd:yap laser at 1.34μm,” *Opt. Communication*, vol. 284, no. 12, pp. 3014–3017, 2011.
- [517] Y. T. Chang, H. L. Chang, K. W. Su, and Y. F. Chen, “High-efficiency q-switched dual-wavelength emission at 1176 and 559 nm with intracavity raman and sum-frequency generation,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 14, pp. 11 892–11 897, 2009.
- [518] Z. Ding, S. Ding, J. Jia, J. Liu, L. Yang, J. Huangfu, and S. Wang, “Laser diode pumped, actively q-switched, and mode-locked nd:yag/pbwo<sub>4</sub> raman laser,” *Appl. Opt.*, vol. 54, no. 17, pp. 5375–5381, 2015.
- [519] P. V. Shpak, S. V. Voitikov, R. V. Chulkov, P. A. Apanasevich, V. A. Orlovich, A. S. Grabtchikov, A. Kushwaha, N. Satti, L. Agrawal, and A. K. Maini, “Passively q-switched diode-pumped raman laser with third-order stokes eye-safe oscillation,” *Opt. Communication*, vol. 285, no. 17, pp. 3659–3664, 2012.



- [520] G. M. Gad, H. J. Eichler, and A. A. Kaminskii, “Highly efficient  $1.3\mu\text{m}$  second-stokes pbwo<sub>4</sub> raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 28, no. 6, pp. 426–428, 2003.
- [521] R. Lan, F. Zhang, Z. Wang, W. Xiong, H. Yuan, and T. Feng, “Efficient near-infrared, multiwavelengths pbwo<sub>4</sub> raman laser,” *Opt. Engineering*, vol. 56, no. 9, p. 096112, 2017.
- [522] V. A. Orlovich, V. N. Burakevich, A. S. Grabtchikov, V. A. Lisinetskii, A. A. Demidovich, H. J. Eichler, and P. Y. Turpin, “Continuous-wave intracavity raman generation in pbwo<sub>4</sub> crystal in the nd:yvo<sub>4</sub> laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 3, no. 2, pp. 71–74, 2006.
- [523] A. A. Kaminskii, C. L. McCray, H. R. Leeb, S. W. Lee, D. A. Temple, T. H. Chyba, W. D. Marsh, J. C. Barnes, A. N. Annanenkov, V. Legun, H. J. Eichler, and K. Ueda, “High efficiency nanosecond raman lasers based on tetragonal pbwo<sub>4</sub> crystals,” *Opt. Communication*, vol. 1833, pp. 277–287, 2000.
- [524] T. T. Basiev, A. A. Sobol, P. G. Zverev, V. V. Osiko, and R. C. Powell, “Comparative spontaneous raman spectroscopy of crystals for raman lasers,” *Appl. Optics*, vol. 38, no. 3, pp. 594–598, 1999.
- [525] J. P. M. Feve, K. E. Shortoff, M. J. Bohn, and J. K. Brasseur, “High average power diamond raman laser,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 2, pp. 933–923, 2011.
- [526] W. Chen, Y. Wei, C. Huang, X. Wang, H. Shen, S. Zhai, S. Xu, B. Li, Z. Chen, and G. Zhang, “Second-stokes yvo<sub>4</sub>/nd:yvo<sub>4</sub>/yvo<sub>4</sub> self-frequency raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 37, no. 11, pp. 1968–1970, 2012.
- [527] Y. F. Chen, “Compact efficient all-solid-state eye-safe laser with self-frequency raman conversion in a nd:yvo<sub>4</sub> crystal,” *Opt. Letters*, vol. 29, no. 18, pp. 2172–2174, 2004.
- [528] —, “High-power diode-pumped actively q-switched nd:yvo<sub>4</sub> self-raman laser: influence of dopant concentration,” *Opt. Letters*, vol. 29, no. 16, pp. 1915–1917, 2004.
- [529] H. Y. Zhu, Y. M. Duan, G. Zhang, C. H. Huang, Y. Wei, W. D. Chen, L. X. Huang, and Y. D. Huang, “Efficient continuous-wave yvo<sub>4</sub>/nd:yvo<sub>4</sub> raman laser at 1176 nm,” *Appl. Phys. B*, vol. 103, pp. 559–562, 2011.
- [530] X. H. Chen, X. Y. Zhang, Q. P. Wang, P. Li, and Z. H. Cong, “Diode-pumped actively q-switched c-cut nd:yvo<sub>4</sub> self-raman laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 6, no. 1, pp. 26–29, 2008.
- [531] K. W. Su, Y. T. Chang, and Y. F. Chen, “Power scale-up of the diode-pumped actively q-switched nd:yvo<sub>4</sub> raman laser with an undoped yvo<sub>4</sub> crystal as a raman shifter,” *Appl. Phys. B*, vol. 88, pp. 47–50, 2007.
- [532] Y. F. Lu, W. B. Cheng, Z. Xiong, J. Lu, L. J. Xu, G. C. Sun, and Z. M. Zhao, “Efficient cw laser at 559 nm by intracavity sum-frequency mixing in a self-raman nd:yvo<sub>4</sub> laser under direct 880 nm diode laser pumping,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 77, no. 11, pp. 787–789, 2010.
- [533] F. Shuzhen, Z. Xingyu, W. Qingpu, L. Zhaojun, L. Li, C. Zhenhua, C. Xiaohan, and Z. Xiaolei, “1097 nm nd:yvo<sub>4</sub> self-raman laser,” *Opt. Communication*, vol. 284, no. 6, pp. 1642–1644, 2011.
- [534] Y. F. Chen, “Efficient subnanosecond diode-pumped passively q-switched nd:yvo<sub>4</sub> self-stimulated raman laser,” *Opt. Letters*, vol. 29, no. 11, pp. 1251–1253, 2004.
- [535] F. Su, X. Zhang, Q. Wang, S. Ding, P. Jia, S. Li, S. Fan, C. Zhang, and B. Liu, “Diode pumped actively q-switched nd:yvo<sub>4</sub> self-raman laser,” *J. of Physics D: Appl. Phys.*, vol. 39, no. 10, pp. 2090–2093, 2006.
- [536] W. Jiang, Z. Li, S. Zhu, H. Yin, Z. Chen, G. Zhang, and W. Chen, “Yvo<sub>4</sub> raman laser pumped by a passively q-switched yb:yag laser,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 13, pp. 14 033–14 042, 2017.
- [537] H. Zhu, Y. Duan, G. Zhang, C. Huang, Y. Wei, W. Chen, Y. Huang, and N. Ye, “Yellow-light generation of 5.7w by intracavity doubling self-raman laser of yvo<sub>4</sub>/nd:yvo<sub>4</sub> composite,” *Opt. Letters*, vol. 34, no. 18, pp. 2763–2765, 2009.
- [538] K. W. Su, Y. T. Chang, and Y. F. Chen, “Efficient high-peak-power diode-pumped actively q-switched nd:yag/yvo<sub>4</sub> intracavity raman laser,” *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 35, pp. 6675–6679, 2008.
- [539] I. A. Andreev and L. I. Ivleva, “Crystals for the efficient conversion and control of laser radiation,” *J. of Optical Technology*, vol. 74, no. 9, pp. 609–612, 2007.
- [540] M. K. Ryu, J. G. Choi, G. H. Kim, S. Kojima, M. Takashige, and M. S. Jang, “Raman scattering study in ca<sub>3</sub>v<sub>2</sub>o<sub>8</sub>,” *J. Ferroelectrics*, vol. 332, no. 1, pp. 1–5, 2006.
- [541] *Meta-laser*, <https://www.meta-laser.com/> [cit.2019-10-20].

# Publikační činnost vztahující se k disertační práci

## Recenzované publikace

- [A1] M. Frank, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. Kubeček, L. I. Ivleva, P. G. Zverev, and S. N. Smetanin, “Raman laser with long and short raman shifts and 12-fold pulse shortening down to 3 ps at 1227 nm,” *Laser Phys.*, vol. 28, no. 025403, pp. 1–5, 2018.
- [A2] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, L. I. I. P. G. Zverev, and V. Kubeček, “Highly efficient picosecond all-solid-state raman laser at 1179 and 1227 nm on single and combined raman lines in a bawo<sub>4</sub> crystal,” *Opt. Lett.*, vol. 43, no. 11, pp. 2527–2530, 2018.
- [A3] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, A. A. Kopalkin, V. E. Shukshin, L. I. Ivleva, P. G. Zverev, and V. Kubeček, “Synchronously-pumped all-solid-state srmo<sub>4</sub> raman laser generating at combined vibrational raman modes with 26-fold pulse shortening down to 1.4 ps at 1220 nm,” *Optics and Laser Technol.*, vol. 111, pp. 129–133, 2019.
- [A4] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. E. Shukshin, L. I. Ivleva, P. G. Zverev, and V. Kubeček, “Efficient synchronously-pumped all-solid-state raman laser at 1178 and 1227 nm on stretching and bending anionic group vibrations in a srwo<sub>4</sub> crystal with pulse shortening down to 1.4 ps,” *Optics and Laser Technol.*, vol. 119, no. 105660, pp. 1–7, 2019.
- [A5] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. E. Shukshin, L. I. Ivleva, E. E. Dunaeva, I. S. Voronina, P. G. Zverev, and V. Kubeček, “Stimulated raman scattering in alkali-earth tungstate and molybdate crystals at both stretching and bending raman modes under synchronous picosecond pumping with multiple pulse shortening down to 1 ps,” *Crystals*, vol. 9, no. 167, pp. 1–20, 2019.
- [A6] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. E. Shukshin, P. G. Zverev, and V. Kubeček, “860 fs gdvo<sub>4</sub> raman laser at 1228 nm pumped by 36 ps, 1063 nm laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 16, no. 085401, pp. 1–6, 2019.

## Ostatní publikace

- [A7] M. Frank, M. Jelínek, V. Kubeček, L. I. Ivleva, P. G. Zverev, and S. Smetanin, “All-solid-state, synchronously pumped, ultrafast bawo<sub>4</sub> raman laser with long and short raman shifts generating at 1180, 1225, and 1323 nm,” *Proc. SPIE*, vol. 10603, no. 106030Y, pp. 1–6, 2017.
- [A8] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. E. Shukshin, L. I. Ivleva, P. G. Zverev, and V. Kubeček, “Efficient synchronously-pumped allsolid-state srwo<sub>4</sub> raman laser at 1178 and 1227 nm on single and combined raman modes with 26-fold pulse shortening down to 1.4 ps,” *Proc. SPIE*, vol. 11026, no. 1102618, pp. 1–7, 2019.

- [A9] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. E. Shukshin, P. G. Zverev, and V. Kubeček, “Synchronously-pumped all-solid-state raman lasers based on  $\text{yvo}_4$  and  $\text{gdvo}_4$  crystals with pulse shortening by higher than 30 times down to 850 fs,” *Proc. SPIE*, vol. 11026, no. 1102616, pp. 1–6, 2019.
- [A10] S. Smetanin, A. A. Kopalkin, V. E. Shukshin, L. I. Ivleva, P. G. Zverev, M. Frank, M. Jelínek, D. Vyhlídal, and V. Kubeček, “Spontaneous and stimulated raman scattering in tungstate and molybdate crystals at both high and low frequency anionic group vibrations,” *Proc. 2018 International Conference Laser Optics (ICLO)*, p. 334, 2018.
- [A11] M. Frank, M. Jelínek, V. Kubeček, L. I. Ivleva, and S. N. Smetanin, “Multiwavelength, all-solid-state, synchronously pumped, ultrafast  $\text{bawo}_4$  raman laser with long and short raman shifts and 12-times pulse shortening down to 3 ps,” *Laser Congress 2017(ASSL, LAC)*, p. paper JTh2A.25, 2017.
- [A12] M. Frank, M. Jelínek, V. Kubeček, L. Ivleva, and S. Smetanin, “Synchronously pumped  $\text{bawo}_4$  raman laser with long and short frequency shifts with the 69% slope efficiency at 1179 nm or 3 ps pulses at 1227 nm,” *Europhoton 2018*, p. paper TuP.38, 2018.
- [A13] S. Smetanin, M. Frank, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. Shukshin, L. Ivleva, E. Dunaeva, I. Voronina, P. Zverev, and V. Kubeček, “Synchronously pumped crystalline raman lasers with combined frequency shift,” *Advance Laser Technologies 2019*, pp. ALT19–0105, 2019.
- [A14] M. Frank, S. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. Shukshin, P. Zverev, and V. Kubeček, “Laser output radiation characteristics controlled by the  $\text{gdvo}_4$  crystal length in the extracavity synchronously pumped raman laser with combined raman shift resulting in generation of 860 fs pulses at 1228 nm,” *Laser Congress 2019(ASSL, LAC)*, p. paper JTh3A.32, 2019.
- [A15] M. Frank, S. N. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, V. E. Shukshin, P. G. Zverev, and V. Kubeček, “860-femtosecond synchronously-pumped  $\text{gdvo}_4$  raman laser at 1228 nm with 36-picosecond 1063 nm pumping,” *CLEO/Europe-EQEC 2019*, p. 8872365, 2019.
- [A16] S. Smetanin, M. Frank, M. Jelínek, D. Vyhlídal, L. Ivleva, E. Dunaeva, I. Voronina, V. Shukshin, P. Zverev, and V. Kubeček, “Synchronously-pumped picosecond raman laser at 1169 and 1222 nm with single and combined raman mode shifts in a  $\text{ca}_3(\text{vo}_4)_2$  crystal,” *CLEO/Europe-EQEC 2019*, p. 8872600, 2019.
- [A17] M. Frank, S. Smetanin, M. Jelínek, D. Vyhlídal, L. Ivleva, E. Dunaeva, I. Voronina, V. Shukshin, P. Zverev, and V. Kubeček, “Synchronously pumped raman lasers based on yttrium, gadolinium, and calcium orthovanadate crystals generating at combined stretching and bending raman modes,” *NLO 2019*, p. paper NTu4A.34, 2019.
- [A18] M. Frank, M. Jelínek, and V. Kubeček, “Optimization of passively mode-locked quasi-continuously diode-pumped  $\text{nd:gdvo}_4$  laser in bounce geometry,” *Proc. SPIE*, vol. 9450, no. 945008, pp. 1–6, 2015.
- [A19] M. Frank, M. Jelínek, D. Vyhlídal, and V. Kubeček, “Optimization of passively mode-locked  $\text{nd:gdvo}_4$  laser with the selectable pulse duration 15-70 ps,” *Proc. SPIE*, vol. 10142, no. 101421E, pp. 1–6, 2016.

# Publikační činnost mimo disertační práci

## Recenzované publikace

- [B1] V. Matějec, O. Podrazký, I. Kašík, J. Aubrecht, M. Frank, M. Jelínek, and V. Kubeček, “Preparation and characterization of bragg fibers for delivery of laser radiation at 1064 nm,” *Radio-engineering*, vol. 22, no. 1, pp. 346–351, 2013.
- [B2] M. Frank, M. Jelínek, V. Kubeček, I. Kašík, O. Podrazký, and V. Matějec, “Air and silica core bragg fibers for radiation delivery in the wavelength range 0.6-1.5  $\mu\text{m}$ ,” *Optical Fiber Technology*, vol. 31, pp. 36–41, 2016.
- [B3] M. Frank, M. Jelínek, V. Kubeček, I. Kašík, O. Podrazký, and V. Matějec, “Scanning cutback method for characterization of bragg fibers,” *J. of Lightwave Technology*, vol. 36, no. 11, pp. 2271–2277, 2018.

## Ostatní publikace

- [B4] V. Matějec, O. Podrazký, I. Kašík, J. Aubrecht, M. Frank, M. Jelínek, and V. Kubeček, “Preparation and characterization of bragg fibers with air cores for transfer of laser radiation,” *Proc. SPIE*, vol. 8775, no. 877508, pp. 1–11, 2013.
- [B5] M. Jelínek, M. Frank, V. Kubeček, V. Matějec, I. Kašík, and O. Podrazký, “Air core bragg fibers for delivery of near-infrared laser radiation,” *Proc. SPIE*, vol. 9441, no. 94411B, pp. 1–8, 2014.
- [B6] V. Matějec, O. Podrazký, I. Kašík, M. Frank, M. Jelínek, and V. Kubeček, “Comparison of characteristics of bragg fibers with silica and air cores,” *Proc. SPIE*, vol. 9450, no. 94500Y, pp. 1–8, 2015.
- [B7] V. Matějec, O. Podrazký, I. Kašík, M. Frank, M. Jelínek, and V. Kubeček, “Transmission of red-laser radiation by using bragg fibers with air cores,” *Proc. SPIE*, vol. 9507, no. 95070Q, pp. 1–7, 2015.
- [B8] M. Frank, M. Jelínek, V. Kubeček, I. Kašík, O. Podrazký, and V. Matějec, “Delivery of 1.9  $\mu\text{m}$  laser radiation using air-core bragg fibers,” *Proc. SPIE*, vol. 10142, no. 101421D, pp. 1–9, 2016.
- [B9] M. Frank, M. Jelínek, V. Kubeček, V. Matějec, O. Podrazký, and I. Kašík, “Measurement of attenuation coefficient of core and cladding modes in bragg fiber,” *Proc. SPIE*, vol. 10603, no. 10603Q, pp. 1–6, 2017.

- [B10] J. Aubrecht, P. Peterka, P. Koška, P. Honzátko, M. Jelínek, M. Kamrádek, M. Frank, V. Kubeček, and I. Kašík, “Spontaneous laser-line sweeping in ho-doped fiber laser,” *Proc. SPIE*, vol. 10083, no. 10083V, pp. 1–6, 2017.
- [B11] V. Matějec, J. Pedliková, I. Bartoň, M. Frank, M. Jelínek, and V. Kubeček, “Capillary optical fiber with a bragg mirror of arsenic sulfide and polymers applied onto the inner capillary wall,” *Proc. SPIE*, vol. 11029, no. 1102910, pp. 1–7, 2019.

# Seznam obrázků

3.1	Schématiké znázornění energetických hladin $SA$ (a), rozložení obsazenosti hladin $SA$ pro částečné a úplné vybělení (b), závislost nelineární reflektivity $R$ struktury $SESAM$ na dopadající hustotě energie $F$ (c). . . . .	12
3.2	Dynamika pomalého absorbéru (a) a rychlého absorbéru (b) [88], celkový zisk $g_T^{max}$ v závislosti na parametru $s$ (c). . . . .	14
3.3	Dynamika Q-spínané synchronizace módů (a) a stabilní kontinuální synchronizace módů (b). . .	14
3.4	Schématiké znázornění energetického diagramu pro Rayleighův rozptyl (a), Ramanův rozptyl se Stokesovou (b) a anti-Stokesovou komponentou (c). . . . .	15
3.5	Změna susceptibility při Ramanově rozptylu $\chi_R(\omega_S)$ dle 3.17 v závislosti na úhlové frekvenci $\omega$ , reálná část je značena modrou barvou, imaginární červenou. . . . .	16
3.6	Ramanovský konvertor (a), Ramanovský laser s externím rezonátorem (b) a s vnitro-rezonátorovým uspořádáním (c). Zkratka $A.P.$ popisuje aktivní prostředí pro čerpání Ramanovského prostředí $Raman$ , čerpání aktivního prostředí značeno zelenou barvou, inicializační záření modrou a rozptýlené červenou barvou. Index $HT$ , $T$ a $HR$ popisuje totálně propustné, částečně propustné a totálně odrazné zrcadlo pro vlny označené příslušnou barvou. . . . .	21
5.1	Geometrie klouzavého dopadu: a) Horní pohled na lichoběžníkový krystal a procházející svazek šířící se pod klouzavým úhlem $\beta$ . b) Rozložení absorbovaného výkonu v rovině $xz$ . c) Prostorové rozložení procházejícího svazku v rovině $xz$ v místech dle a). . . . .	29
5.2	Absorpční koeficient $\alpha$ (vlevo) a fluorescenční spektrum v závislosti na vlnové délce $\lambda$ pro aktivní prostředí Nd:YAG a Nd:GdVO <sub>4</sub> [306]. . . . .	30
5.3	Schematické znázornění energetických hladin Nd:GdVO <sub>4</sub> v přiblížení 4-hladinového modelu [291] s vyznačenými up-konverzními procesy pro typické vlnové délky odpovídající krystalografické ose $c$ , tzv. $\pi$ osa (červená plná = čerpání, červená přerušovaná = ESA, zelená přerušovaná = ETU, modrá plná = emise, modrá přerušovaná = termální relaxace). . . . .	31
5.4	Absorpční koeficient (vlevo) a fluorescenční spektrum v závislosti na vlnové délce $\lambda$ pro aktivní prostředí Nd:GdVO <sub>4</sub> ( $\pi$ a $\sigma$ polarizace) [311]. . . . .	32
5.5	Závislost tepelné vodivosti na teplotě (vlevo) a koncentraci Nd <sup>3+</sup> (vpravo) pro aktivní prostředí Nd:GdVO <sub>4</sub> , Nd:YVO <sub>4</sub> a Nd:YAG [331]. . . . .	34
5.6	Náčrt a okótované schéma laserové diody <i>Dilas M3Y808,3-40C</i> [353]. . . . .	35
5.7	Spektrum laserové diody pro různé teploty a maximální proud (vlevo); normovaný absorbovaný výkon v závislosti na teplotě diody spolu s absorpčním spektrem Nd:GdVO <sub>4</sub> (plná čára, [306]) pro maximální proud, vpravo. . . . .	36
5.8	Průběh poloměru svazku na 13,5% maximální intenzity ve vertikálním směru při použití cylindrické spojné čočky s ohniskovou vzdáleností 23 mm (vlevo) a závislost výstupního výkonu laserové diody na procházejícím proudu (vpravo). . . . .	36
5.9	Nehomogenní rozložení teploty uvnitř krystalu Nd:GdVO <sub>4</sub> při 25 W dopadajícího čerpacího výkonu: a) v rovině $x$ , $z=0$ ; b) $y$ , $z=0$ ; c) $x$ , $y=0$ ; d) celkový pohled. . . . .	38
5.10	Závislost optické mohutnosti termické čočky [ $m^{-1}$ ] na dopadajícím výkonu a klouzavém úhlu (a, b); závislost ohniskové vzdálenosti na dopadajícím výkonu pro úhel klouzavého dopadu $\beta = 11^\circ$ dle modelu a pro experimentálně naměřená data. . . . .	39

5.11	Experimentální uspořádání Nd:GdVO <sub>4</sub> oscilátoru generujícího v režimu kontinuální synchronizace módů; kde <i>OC</i> značí rovinné výstupní zrcadlo, <i>VCL</i> <sub>1,2</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 50 mm, <i>VCL</i> <sub>D</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 23 mm, <i>M</i> konkávní zrcadlo s poloměrem křivosti 100 mm, <i>SAM</i> saturovatelný absorbér na zrcadle, <i>LD</i> laserovou diodu a $\lambda/2$ půlvlnou desku. Celková optická délka rezonátoru odpovídá opakovací frekvenci 153 MHz. . . . .	40
5.12	Průběh poloměru svazku na 13,5 % maximální intenzity uvnitř rezonátoru pro případ absorbovaného výkonu 21,5 W; značení jednotlivých komponent dle obr. 5.11. . . . .	40
5.13	Závislost parametru přenosové matice rezonátoru $(A+D)/2$ v tangenciální a sagitální rovině pro různé absorbované výkony při nichž vzniká termická čočka (5.10). Černá přerušovaná čára značí hranici stability rezonátoru. . . . .	41
5.14	Simulace normovaného zisku v závislosti na úhlu klouzavého dopadu $\beta$ dle 5.8 spolu s experimentálně naměřeným výstupním výkonem s vyznačenými maximy. . . . .	42
5.15	<i>Findlay - Clay</i> analýza: závislost logaritmu reflektivity výstupního zrcadla na prahovém výkonu (vlevo); Výstupní výkon jako funkce reflektivity výstupního zrcadla dle <i>Rigroda</i> pro různé čerpací výkony spolu s naměřenými daty. . . . .	43
5.16	Struktura a foto použitých absorbérů: a) <i>SA1486</i> ; b) <i>MQ2</i> ; c) <i>MQ8</i> ; d) <i>BATOP SAM-1064-2-10ps-x</i> . . . . .	44
5.17	Výstupní výkon jako funkce absorbovaného výkonu pro oscilátor s různými absorbéry a s reflektivitou výstupního zrcadla: a) 50 % ; b) 60 % ; c) 70 % ; d) 80 % ; e) 90 % ; f) 98 % . . . . .	45
5.18	Dynamika přechodu mezi Q-spínanou synchronizací módů a stabilní kontinuální synchronizací módů [291]: a) Q-spínaná synchronizace módů; b)- e) přechodová fáze; f) stabilní kontinuální synchronizace módů. Zachyceno pomocí <i>Tektronix TDS3052S + ET3500</i> . . . . .	46
5.19	Nestabilní kontinuální synchronizace módů způsobená parazitními odrazy od nevyosených <i>VCL</i> čoček a nekónového výstupního zrcadla . Zachyceno pomocí <i>Tektronix TDS3052S + HP 5082-4200</i> . 47	47
5.20	Délka generovaného impulsu v závislosti na reflektivitě výstupního zrcadla <i>R</i> pro různé absorbéry (vlevo) při maximální úrovni čerpání (a). Špičkový výkon jako funkce reflektivity <i>R</i> (b). . . . .	48
5.21	Autokorelační křivka pro uspořádání s reflektivitou výstupního zrcadla <i>R</i> = 50 % a absorbérem <i>MQ8</i> (a), <i>R</i> = 98 % a <i>Batop</i> (b). . . . .	48
5.22	Oscilogram impulsu zachycený osciloskopem <i>LeCroy SDA 9000</i> a fotodiodou <i>ET 3500</i> , reálná délka impulsu 30 ps. . . . .	49
5.23	Změna parametru laserového rezonátoru: vlevo - změna vzdálenosti <i>L</i> <sub>5</sub> mezi absorbérem <i>SAM</i> a zrcadlem <i>M</i> ; vpravo - změna úhlu $\alpha$ . . . . .	50
5.24	Poloměry a plochy svazků na saturovatelném absorbéru a v krystalu v závislosti na vzdálenosti <i>L</i> <sub>5</sub> mezi absorbérem <i>SAM</i> a zrcadlem <i>M</i> pro úhel $\alpha = 11^\circ$ a maximální úroveň čerpání. . . . .	50
5.25	Plocha svazků na saturovatelném absorbéru <i>SAM</i> (a) a v krystalu (b) v [ $\mu\text{m}^2$ ] jako funkce úhlu $\alpha$ na fokusačním zrcadle <i>M</i> a vzdálenosti mezi <i>SAM</i> a <i>M</i> . Simulace provedena pro maximální úroveň čerpání. . . . .	51
5.26	Závislost normovaných ploch svazků na absorbéru <i>SAM</i> a uvnitř krystalu (plná čára) spolu s naměřenými délkami impulsů (body) v závislosti na poloze na <i>SAM</i> dané referenčním bodem <i>L</i> <sub>5</sub> = 54 mm a $\alpha = 10^\circ$ (vlevo, a)). Autokorelační křivky vybraných naměřených impulsů (b). . . . .	51
5.27	Prostorová struktura laserového svazku při středním výkonu 7,03 W a délce impulsu 30 ps (a), měření kvality svazku při fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm (b). . . . .	52
5.28	Experimentální uspořádání Nd:GdVO <sub>4</sub> MOPA systému, kde <i>FR</i> značí Faradayův izolátor, <i>HR</i> <sub>1</sub> rovinné zrcadlo, <i>HR</i> <sub>2</sub> konkávní zrcadlo s poloměrem křivosti 0,5 m, <i>VCL</i> <sub>3,4</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 50 mm, <i>VCL</i> <sub>D</sub> vertikální cylindrickou čočku s ohniskovou vzdáleností 23 mm, <i>LD</i> laserovou diodu a $\lambda/2$ půlvlnou desku. Popis komponent hlavního oscilátoru dle 5.11. . . . .	54
5.29	Průběh poloměru svazku laserové diody na 13,5% maximální intenzity ve vertikálním směru při použití cylindrické spojné čočky s ohniskovou vzdáleností 23 mm (a) a závislost výstupního výkonu laserové diody na procházejícím proudu (b). . . . .	55
5.30	Normovaný zisk (normováno k nejvyšší hodnotě dat) a model zisku jako funkce klouzavého dopadu (a), zesílení v závislosti na velikosti vstupního signálu pro čerpání 30 W (b). . . . .	56

5.31	Zesílení (a), výstupní výkon (b) a účinnost zesilovače (c) v závislosti na absorbovaném výkonu pro různé vstupní signály. Legenda pro všechny obrázky stejná. . . . .	56
5.32	Výstupní výkon zesíleného záření jako funkce absorbovaného výkonu (vztaženo k CW) pro různé čerpací podmínky (opakovací frekvence a délka impulsu) a vstupní 5W signál. Číslo označují hodnoty, pro které byly zaznamenány prostorové charakteristiky svazku. V pravém horním rohu každé charakteristiky je taktéž uveden parametr $M^2$ v horizontální rovině. . . . .	57
5.33	Závislost špičkového výkonu $QCW$ diody na vstupním proudu (a), Poloměru svazku na 13,5% ve vertikálním směru při použití cylindrické čočky s ohniskovou vzdáleností 23 mm (b). . . . .	58
5.34	Oscilogram kvazi-kontinuálního zesilování, tmavě modrá barva značí průběh proudu procházejícím diodou, světle modrá výstupní záření laserové diody a fialová zesílený sled impulsů. Oscilogram odpovídá situaci 550-násobného zesílení 10mW vstupního signálu při nejvyšší úrovni čerpání. . . . .	58
5.35	Zesílení jako funkce vstupního signálu pro různé úrovně čerpání (a). Zesílení (b), výstupní výkon (c) a účinnost $QCW$ zesilovače v závislosti na absorbovaném výkonu (c). Legenda pro (b-d) stejná. . . . .	60
5.36	Prostorová struktura zesíleného záření s energií impulsu 330 nJ (a) a měření kvality svazku spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm (b). . . . .	60
6.1	Kaskádní generace v krystalu $BaWO_4$ s posuvem vibračních módů $\nu_1 = 925\text{ cm}^{-1}$ a $\nu_2 = 332\text{ cm}^{-1}$ pro sety zrcadel s různou reflektivitou. . . . .	62
6.2	Blokový diagram numerického modelu . . . . .	66
6.3	Spontánní Ramanovské spektrum prostředí $GdVO_4$ pro roviny $X(ZZ)Y$ (a), $X(YX)Y$ (b), $X(YY)Z$ (c), $Z(YZ)X$ (d) . . . . .	67
6.4	Zjednodušená krystalografická struktura $GdVO_4$ (a), aniont $[VO_4]^{3-}$ se znázorněnými kmity pro protahovací mód $A_{1g}(\nu_1)$ a ohybový mód $A_{1g}(\nu_2)$ v rovině $X(ZZ)Y$ (b). . . . .	67
6.5	Spektrum spontánního Ramanova rozptylu při pokojové teplotě pro krystal $GdVO_4$ v rovině $X(ZZ)Y$ náležící ohybovému módu $\nu_2$ (vlevo) a protahovacímu módu $\nu_1$ (vpravo). Pro posuv $\nu_2$ je naznačen vliv strukturální poruchy tetrahedrálního aniontu $[VO_4]^{3-}$ [A6]. . . . .	68
6.6	Simulace potřebného špičkového výkonu [kW] k dosažení $SRS$ prahu v synchronně čerpaném $GdVO_4$ Ramanovském laseru jako funkce celkové reflektivity zrcadel a kaustice čerpacího svazku při $M^2=1,2$ (a); parametru kvality svazku a kaustice při 90% reflektivitě zrcadel (b). Pro obě simulace byly použity další ztráty ve výši 3%. Černá čára naznačuje hranici 9kW špičkového výkonu čerpacího MOPA systému. . . . .	69
6.7	Experimentální uspořádání synchronně čerpaného $SRS$ $GdVO_4$ laseru, kde $HR$ značí rovinná totálně odrazná zrcadla, $L_1$ a $L_2$ sférické čočky s ohniskovou vzdáleností 100, resp. 200 mm, $\lambda/2$ půlvlnnou desku, $IC$ nastavovací clonku, $L$ sférickou spojnou čočku s fokální vzdáleností 100 mm, $PM$ a $M_1$ konkávní zrcadla s poloměrem křivosti 100 mm, $OC$ rovinné výstupní zrcadlo, $M_2$ posuvné rovinné zrcadlo a $M$ nastavovací zrcadlo. . . . .	70
6.8	Závislost poloměru gaussova svazku uvnitř navrženého kruhového $SRS$ rezonátoru pro vlnovou délku prvního Stokese. . . . .	70
6.9	Poloměr svazku uvnitř krystalu pro tangenciální (T) a sagitální (S) rovinu. Číslo v závorce udává vzdálenost $L2$ ( $L3$ ) pro $\alpha=5^\circ$ (a). Stabilita rezonátorů definována parametry přenosové matice $(A+D)/2$ pro vzdálenost $L2$ a $L3$ . Číslo v závorce udává úhel $\alpha$ (b). . . . .	71
6.10	Spektrum spontánního Ramanova rozptylu pro jeden průchod krystalem a pro nastavený rezonátor při nesynchronní délce rezonátoru, normováno na maximální dynamický rozsah spektrometru <i>Ocean Optics NIR 512</i> . . . . .	72
6.11	Spektrum v blízkosti prahu činnosti $SRS$ $GdVO_4$ laseru, kdy při dosažení prahu dochází k několikanásobnému zvětšení signálu. Hodnoty jsou normovány na dynamický rozsah spektrometru <i>Ocean Optics NIR 512</i> . . . . .	73
6.12	Spektrum Ramanovského $GdVO_4$ laseru v konfiguraci s výstupním zrcadlem $OC1$ pro maximální úroveň energie čerpacího impulsu 330 nJ (a), závislost prahu činnosti 1. Stokesovy komponenty na rozladění délky rezonátoru (b). . . . .	74
6.13	Závislost výstupní energie 1. Stokesovy komponenty na rozladění délky rezonátoru pro různé úrovně čerpání (a), Výstupní energie a energie depletovaného záření jako funkce vstupní energie pro případ perfektní synchronizace $Det=0\text{ }\mu\text{m}$ (b). . . . .	75



6.14	Model sledu impulsů 1. Stokesovy komponenty a depletovaného čerpacího záření pro rozladění $-50\ \mu\text{m}$ (a), $0\ \mu\text{m}$ (b), $+30\ \mu\text{m}$ (c) a $+50\ \mu\text{m}$ (d). Časová osa odpovídá sledu přibližně 400 impulsů.	75
6.15	Model ustáleného stavu generace <i>SRS</i> záření pro rozladění $0\ \mu\text{m}$ , plnou čarou naznačena normovaná intenzita 1. Stokes, přerušovanou imaginární část vibrační amplitudy.	76
6.16	Model dynamiky <i>SRS</i> impulsu pro původní a depletované záření, integrální hodnotu dopadajícího záření, generovaný impuls a jeho integrální hodnotu, imaginární část vibrační amplitudy. Intenzitní hodnoty byly normovány na odpovídající hodnotu čerpání.	76
6.17	Model generovaných impulsů (před zesílením a po zesílení), původního a depletovaného záření v ustáleném stavu pro různá rozladění: $-50\ \mu\text{m}$ (a), $0\ \mu\text{m}$ (b), $+30\ \mu\text{m}$ (c) a $+50\ \mu\text{m}$ (d).	77
6.18	Délka impulsu 1. Stokes jako funkce rozladění rezonátoru (a) a v závislosti na vstupní energii pro nulové rozladění (b).	78
6.19	Autokorelační funkce impulsů pro různá rozladění délky rezonátoru: $-50\ \mu\text{m}$ (a), $0\ \mu\text{m}$ (b), $+30\ \mu\text{m}$ (c) a $+50\ \mu\text{m}$ (d).	78
6.20	Špičkový výkon 1. Stokesovy komponenty jako funkce rozladění délky rezonátoru pro maximální úroveň čerpání (a). Normovaný výstupní výkon v závislosti na reflektivitě výstupního zrcadla dle Rigrodovy analýzy a numerického modelu spolu s vyznačenými maximy. Černou čarou je znázorněna reflektivita použitého zrcadla.	79
6.21	Prostorová struktura svazku 1. Stokesovy komponenty při výstupní energii impulsu 48,5 nJ (a) a měření kvality svazku při fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm (b).	80
6.22	Spektrum Ramanovského $\text{GdVO}_4$ laseru v konfiguraci s výstupním zrcadlem <i>OC2</i> pro maximální úroveň energie čerpacího impulsu 330 nJ (a), závislost prahu činnosti 1. Stokesovy a kombinované Stokesovy komponenty na rozladění délky rezonátoru (b).	80
6.23	Simulace závislosti prahu činnosti kombinované Stokesovy komponenty na reflektivitě výstupního zrcadla pro tuto vlnu při $R=99\%$ (1. Stokes) (a), Práh činnosti 1.1. Stokes [nJ] jako funkce reflektivit (b). Škála u (b) udána v $\log_{10}$ .	81
6.24	Závislost výstupní energie 1. Stokesovy komponenty (a), 1.1. Stokes (b), 1. a 1.1 Stokes (c) na rozladění délky rezonátoru pro různé úrovně čerpání. Výstupní energie a energie depletovaného záření jako funkce vstupní energie pro případ perfektní synchronizace $\text{Det} = 0\ \mu\text{m}$ (d).	82
6.25	Model sledu impulsů 1. a 1.1 Stokesovy komponenty a depletovaného čerpacího záření pro rozladění $-50\ \mu\text{m}$ (a), $0\ \mu\text{m}$ (b), $+30\ \mu\text{m}$ (c) a $+50\ \mu\text{m}$ (d). Časová osa odpovídá sledu přibližně 600 impulsů.	83
6.26	Oscilogram přechodové dynamiky kaskádní <i>SRS</i> generace, kde zelená barva značí nedepletované čerpání, modrá 1. Stokes a fialová 1.1. Stokes. Zachyceno pomocí <i>LeCroy SDA 813Zi + ET3500</i> , celkový časový rozsah odpovídá 10 $\mu\text{s}$ .	84
6.27	Model ustáleného stavu <i>SRS</i> generace pro energii čerpacího impulsu 330 nJ (a), simulace sledu impulsů, kdy nejsou dosaženy podmínky pro ustálený stav, $E_{in} = 2000\ \text{nJ}$ (b).	84
6.28	Oscilogramy čerpacího a <i>SRS</i> sledu impulsů (obě komponenty) pro rozladění $0\ \mu\text{m}$ (a), $+10\ \mu\text{m}$ (b), $+20\ \mu\text{m}$ (c), $+30\ \mu\text{m}$ (d), $+40\ \mu\text{m}$ (e) a $+50\ \mu\text{m}$ (f). Žlutá barva odpovídá čerpacímu záření, modrá <i>SRS</i> , měřeno <i>Tektronix DPO3032 + Thorlabs DET210 a HP 5082-4200</i> .	85
6.29	Model generovaných impulsů, původního a depletovaného záření v ustáleném stavu pro různá rozladění: $-50\ \mu\text{m}$ (a), $0\ \mu\text{m}$ (b), $+30\ \mu\text{m}$ (c) a $+50\ \mu\text{m}$ (d).	86
6.30	Časový vývoj čerpacího záření a depletace, intenzity 1. a 1.1. Stokes, integrálních hodnot a imaginárních částí vibračních amplitud. Kumulativní integrální hodnoty jsou normovány k čerpání.	86
6.31	Délka impulsu první a kombinované Stokesovy komponenty jako funkce rozladění rezonátoru (a), faktor zkrácení a délka impulsu kombinovaného Stokes (b).	88
6.32	Autokorelační křivky čerpání, prvního a kombinovaného Stokes pro rozladění délky rezonátoru $+50\ \mu\text{m}$ (a), autokorelační křivky kombinovaného Stokes pro rozladění $-50\ \mu\text{m}$ (b), $0\ \mu\text{m}$ (c) a $+30\ \mu\text{m}$ (d).	89
6.33	Oscilogram generovaných impulsů, kde zelená barva značí nedepletované čerpání, modrá 1. Stokes a růžová 1.1. Stokes. Zachyceno pomocí <i>LeCroy SDA 813Zi + ET3500</i> , celkový časový rozsah 2 ns	89
6.34	Délka generovaných impulsů prvního (a) a kombinovaného (b) Stokes jako funkce vstupní energie pro různá rozladění.	90

6.35 Špičkový výkon prvního a kombinovaného Stokesese v závislosti na rozladění (a), simulace výstupní energie kombinovaného Stokesese [nJ] jako funkce reflektivit zrcadel (b). . . . .	90
6.36 Prostorová struktura laserového svazku prvního (a) a kombinovaného Stokesese (c) při maximální úrovni čerpání, měření kvality svazku při fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 100 mm 1. Stokesese (b) a 1.1.Stokesese (d). . . . .	91
6.37 Výstupní energie (a), délka impulsu (c) a špičkový výkon (d) jako funkce rozladění, výstupní energie v závislosti na vstupní energii (b) pro 1. Stokesovu komponentu a různé délky krystalu s výstupním zrcadlem OC1. . . . .	92
6.38 Závislost efektivní interakční délky na délce krystalu s vyznačenými body odpovídajícími použitým krystalům. . . . .	93
6.39 Výstupní energie (a), délka impulsu (c) a špičkový výkon (d) jako funkce rozladění, výstupní energie v závislosti na vstupní energii (b) pro 1.1. Stokesovu komponentu a různé délky krystalu s výstupním zrcadlem OC2. . . . .	94
6.40 Spontánní spektra Ramanova rozptylu pro testovaná prostředí. Zobrazené výsledky odpovídají polarizaci čerpání $E  c$ a $E\perp c$ . . . . .	96
6.41 Překryv dvou blízkých ohybových módů vedoucích k rozšíření čáry pro $YVO_4$ (a), $GdVO_4$ (b) a $ZrSiO_4$ (c) za různých teplot. Převzato z [446]. . . . .	99
6.42 Výsledky synchronně čerpaného, lineárního, $BaWO_4$ Ramanovského laseru pro různá OC: výstupní energie jako funkce vstupní energie (a-c), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (d). . . . .	101
6.43 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $BaWO_4$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	102
6.44 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $Ca_3(VO_4)_2$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	103
6.45 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $PbMoO_4$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	105
6.46 Spektrum Ramanovského laseru s krystalem $PbMo_{0,2}W_{0,8}O_4$ pro dvě výstupní zrcadla. Černou barvou je značen posun náležící protahovacímu módu M-O vazby s vlnočtem $\nu_1 = 869\text{ cm}^{-1}$ , zelenou barvou posun náležící W-O vazbě o vlnočtu $\nu_1 = 906\text{ cm}^{-1}$ . Vlnočtet ohybového módu $\nu_2 = 332\text{ cm}^{-1}$ je pro vazby O-Mo-O a O-W-O stejný. . . . .	106
6.47 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $PbMo_{0,2}W_{0,8}O_4$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	107
6.48 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $PbMo_{0,5}W_{0,5}O_4$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	108
6.49 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $SrMoO_4$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	109
6.50 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $SrWO_4$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	110
6.51 Výstupní charakteristiky synchronně čerpaného $YVO_4$ Ramanovského laseru se dvěma OC: výstupní energie v závislosti na rozladění (a) a (b), výstupní energie jako funkce vstupní energie (c) a (d), délka generovaných impulsů v závislosti na rozladění (e) a (f). . . . .	111

# Seznam tabulek

4.1	Základní parametry použitých sond pro měření výkonu optického záření. . . . .	24
4.2	Základní parametry použitých osciloskopů. . . . .	25
4.3	Základní parametry použitých fotodiod. . . . .	25
4.4	Autokorelační křivky a přepočtení konstanty pro různé tvary impulsů. . . . .	26
4.5	Základní parametry použitých spektrometrů. . . . .	26
4.6	Základní parametry použitých kamer pro měření prostorových vlastností záření. . . . .	27
5.1	Srovnání základních vlastností laserových materiálů s ionty $\text{Nd}^{3+}$ [308], *1 [309], *2 [310] při 1% dopadaci. . . . .	30
5.2	Centrální vlnová délka, spektrální rozsah, integrální absorpční koeficient a účinný průřez absorpce pro nejčastější absorpční přechody ze základní energetické hladiny $^4\text{I}_{9/2}$ v aktivním prostředí $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ v ose $\pi$ [313]. . . . .	32
5.3	Doba života, vlnová délka a integrální účinný průřez stimulované emise pro vybrané přechody mezi hladinami v aktivním prostředí $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ v ose $\pi$ [311]. . . . .	33
5.4	Vybrané teplotní vlastnosti aktivního materiálu $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ [332]. . . . .	34
5.5	Základní vlastnosti použité laserové diody <i>Dilas M3Y808,3-40C</i> [353]. . . . .	35
5.6	Základní vlastnosti použitého absorbéru <i>BATOP SAM-1064-2-10ps-x</i> [394]. . . . .	44
5.7	Srovnání původního [291] a optimalizovaného laserového systému pro vybrané parametry. . . . .	52
5.8	Výstupní parametry MOPA systému. . . . .	59
6.1	Reflektivita zrcadel synchronně čerpaného $\text{GdVO}_4$ Ramanovského laseru dle obr. 6.7. . . . .	71
6.2	Vlnčet $\nu$ , účinný průřez $\sigma_p$ , integrální účinný průřez $\sigma_{int}$ , šířka čáry $\Delta\nu$ , Ramanovský zisk $g$ , relaxace polarizovatelnosti $T_2$ , index lomu $n$ a polarizace vstupního čerpání $Pol.$ pro protahovací a ohybový mód testovaných Ramanovských materiálů. Účinný průřez a integrální účinný průřez je normován k referenční hodnotě diamantu 100. . . . .	98
6.3	Přehled nejdůležitějších výstupních charakteristik synchronně čerpaných Ramanovských laserů, kde $L$ je délka prostředí, $Pol.$ polarizace čerpání, $P_{in}$ maximální energie čerpání, $\lambda$ vlnová délka záření 1. a 1.1. Stokese, $R_{OC}$ reflektivita výstupního zrcadla, $\eta$ diferenciální účinnost, $\sigma$ maximální konverze, $\tau_p$ nejkratší generovaný impuls, $P_p$ maximální špičkový výkon a $\Delta DET$ maximální absolutní rozladění. Index značí příslušnost k použitému $OC$ . Výsledky pro $OC1$ popisují parametry 1. Stokese, pro $OC2$ 1.1. Stokese. . . . .	112

# Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předkládanou disertační práci vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

V Praze 30. června, 2020

Milan Frank

# Poděkování

Rád bych poděkoval svému školiteli, prof. Ing. Václavu Kubečkovi, DrSc., za mnohé cenné podněty během tvorby práce, četné rady a za čas, který mi po celé studium věnoval. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Michalovi Jelínkovi, PhD., za neocenitelnou pomoc při experimentech, Ing. Davidovi Vyhlídalovi, PhD., za pomoc s realizací mnoha laboratorních přístrojů a všem kolegům Laboratoře pevnolátkových laserů na katedře Fyzikální elektroniky, FJFI, ČVUT za jejich vzájemnou spolupráci. Chtěl bych také poděkovat Dr. Sergeiovi N. Smetaninovi z Ruské Akademie Věd za tvůrčí podněty a cenné rady.

Poděkování patří také mé rodině a rodičům, kteří mi byli vždy oporou a dovolili mi rozvinout můj potenciál.

Milan Frank