

Využití nelineárních optických procesů ke generaci široce přeladitelných laserových impulsů

Úloha č. 2. pro pokročilé praktikum z laserové techniky KFE FJFI ČVUT v Praze

Instruktor: Ing. J. Olšan, olsanja2@fjfi.cvut.cz

Pracoviště: KFE, Trojanova

1 Úvod

Cílem této úlohy pokročilého praktika z laserové techniky je prohloubení znalostí z nelineární optiky a získání praktických zkušeností se základními nelineárními optickými procesy. K tomuto účelu poslouží jednopružkový optický parametrický zesilovač, který byl sestaven v laboratoři femtosekundových laserů na KFE v Troji. Uspořádání slouží jako zdroj široce přeladitelných femtosekundových impulsů a jeho popisu bude věnována sekce 2. Nejprve je vhodné v krátkosti připomenout nelineární optické procesy, které budeme v úloze využívat.

1.1 Nelineární optické procesy

Při šíření elektromagnetického záření prostředím dochází k interakci v důsledku vzájemného působení elektromagnetického pole a atomů, iontů nebo molekul, kterými je prostředí tvořeno. Důsledkem této interakce jsou nejrůznější jevy, které způsobují změny v procházejícím záření i v daném prostředí. Proces šíření světla prostředím je možné matematicky popsat vlnovou rovnicí, která má obecně tvar

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

přičemž $\vec{E}$ je vektor intenzity elektrického pole, $\vec{P}$ je vektor polarizace prostředí, c je rychlost světla ve vakuu a μ_0 permeabilita vakua. Polarizace $\vec{P}$ vzniká v důsledku působení pole $\vec{E}$ na částice tvořící prostředí. Obecně tedy polarizace prostředí závisí na intenzitě elektrického pole. Tuto závislost je možné zapsat pomocí rozvoje ve formě

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (2)$$

kde $\chi^{(i)}$, $i = 1, 2, \dots$ je susceptibilita i -tého řádu charakterizující odezvu prostředí. První člen rozvoje vektoru polarizace (2) charakterizuje lineární odezvu prostředí a příslušná susceptibilita $\chi^{(1)}$ souvisí s indexem lomu a koeficientem absorpce (resp. zesílení) prostředí při nízkých intenzitách pole. Ostatní členy rozvoje vektoru polarizace charakterizují nelineární odezvu prostředí na vstupní pole. Jejich důsledkem jsou nelineární jevy jako je například generace druhé a vyšších harmonických frekvencí, generace součtových a rozdílových frekvencí, Kerrův jev a další.

Rovnice (1) a (2) jsou obecně vektorovými rovnicemi a jednotlivé složky vektoru polarizace jsou díky tenzorovému charakteru susceptibilit provázány se složkami polí. Obecný popis nelineárních

interakcí ve vektorové podobě je tedy poměrně komplikovaný. V praxi je proto obvyklé volit pro interakci záření v nelineárním prostředí takové polarizace záření, které odpovídají vlastním polarizacím prostředí. Pak je možné zmíněné rovnice psát v jednodušší skalární podobě. Zjednodušené rovnice (1) a (2) pak popisují amplitudy jednotlivých interagujících vln. Pro zvolenou geometrii interakce, danou polarizacemi záření a směry šíření nelineárním prostředím, se místo tenzorů susceptibilit zavádí takzvané efektivní nelineární koeficienty d_{eff} . Zmíněná zjednodušení použijeme při následujícím popisu generace druhé harmonické frekvence a parametrického zesílení.

1.2 Generace druhé harmonické frekvence

Generace druhé harmonické frekvence je nelineární optický proces druhého řádu vznikající v důsledku kvadratické závislosti polarizace prostředí P na vstupním poli - druhý člen v rovnici (2). Předpokládáme, že do nelineárního prostředí vstupuje laserové záření s frekvencí ω , popsané vztahem

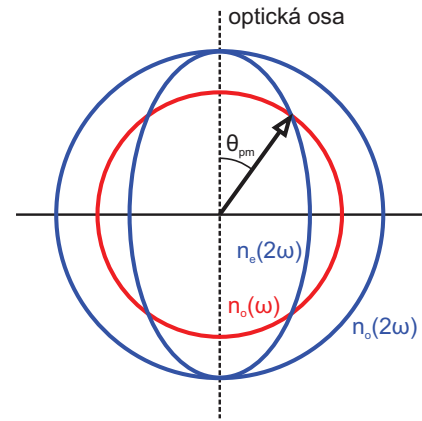
$$E_\omega = \frac{1}{2}(A_\omega e^{-i\omega t} + \text{c.c.}). \quad (3)$$

Nelineární odezva prostředí je popsána polarizací

$$P = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E_\omega^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0 d_{\text{eff}} \underbrace{(A_\omega^2 e^{-i2\omega t})}_{\text{SHG}} + \underbrace{|A_\omega|^2}_{\text{OR}} + \text{c.c.} \quad (4)$$

Díky členu označenému SHG (z anglického *second harmonic generation*) dochází prostřednictvím vazby ve vlnové rovnici ke vzniku záření s dvojnásobnou frekvencí, respektive poloviční vlnovou délkou, než má záření vstupující do nelineárního prostředí. Člen označený OR způsobuje vznik stejnosměrné složky polarizace prostředí a jeho důsledkem je jev zvaný optická rektifikace.

Aby docházelo k účinné konverzi na záření s druhou harmonickou frekvencí, musí se jednotlivé příspěvky z různých částí objemu nelineárního prostředí konstruktivně načítat. Hovoříme o tzv. podmínce fázového synchronizmu. Nelineární prostředí jsou zároveň prostředími disperzními a proto obecně není fázový synchronizmus splněn. Jeho splnění je možné dosáhnout různými způsoby. Zde budeme uvažovat využití dvojlomu nelineárního krystalu, ve kterém budeme záření s druhou harmonickou frekvencí generovat. Kvůli jednoduchosti uspořádání uvažujeme kolineární interakci. Polarizaci vln volíme tak, že se záření se základní harmonickou frekvencí šíří s řádným indexem lomu $n_o(\omega)$ a záření s druhou harmonickou frekvencí s mimořádným indexem lomu $n_e(\theta, 2\omega)$ (synchronizmus typu I, polarizace *ooe*). Mimořádný index lomu přitom závisí na úhlu θ šíření vzhledem k optické ose krystalu podle vztahu



Obrázek 1: Znázornění indexů lomu interagujících vln při generaci druhé harmonické frekvence v krystalu BBO a podmínka fázového synchronizmu.

$$n_e(\theta, 2\omega) = \frac{n_x(2\omega)n_z(2\omega)}{\sqrt{n_x^2(2\omega)\sin^2(\theta) + n_z^2(2\omega)\cos^2(\theta)}}, \quad (5)$$

kde n_x a n_z jsou poloosy indexového elipsoidu BBO krystalu. Podmínka fázového synchronizmu se pro zmíněný případ generace druhé harmonické frekvence redukuje na tvar

$$n_e(\theta, 2\omega) = n_o(\omega). \quad (6)$$

Kombinací obou rovnic získáme rovnici pro úhel fázového synchronizmu θ_{pm} . Pro konverzi vlnové délky z 800 nm na 400 nm v BBO krystalu vychází úhel θ_{pm} přibližně 29.2° .

Generace druhé harmonické frekvence je v laserové technice využívána zejména pro konverzi vlnové délky laserů do oblasti kratších vlnových délek. Příkladem může být konverze vlnové délky Nd:YAG laseru z 1064 nm na 532 nm za účelem čerpání titan-safírových laserů. Nekolineární generace druhé harmonické frekvence se využívá při autokorelačním měření délky impulsu. V této úloze využijeme generaci druhé harmonické frekvence k vytvoření čerpacího záření pro kolineární optický parametrický zesilovač.

1.3 Optické parametrické zesílení

Obdobně jako v případě generace druhé harmonické frekvence je optické parametrické zesílení (zkráceně OPA - z anglického *optical parametric amplification*) nelineárním optickým procesem druhého řádu. Oproti generaci druhé harmonické frekvence do nelineárního prostředí vstupuje laserové záření se dvěma rozdílnými frekvencemi ω_p a ω_s , přičemž platí $\omega_p > \omega_s$. Záření s frekvencí ω_p nazýváme čerpací záření, případně čerpání. Záření s frekvencí ω_s označujeme jako signálové záření, nebo také signál. Dohromady je možné vstupní záření popsat vztahem

$$E = \frac{1}{2}(A_p e^{-i\omega_p t} + A_s e^{-i\omega_s t} + \text{c.c.}). \quad (7)$$

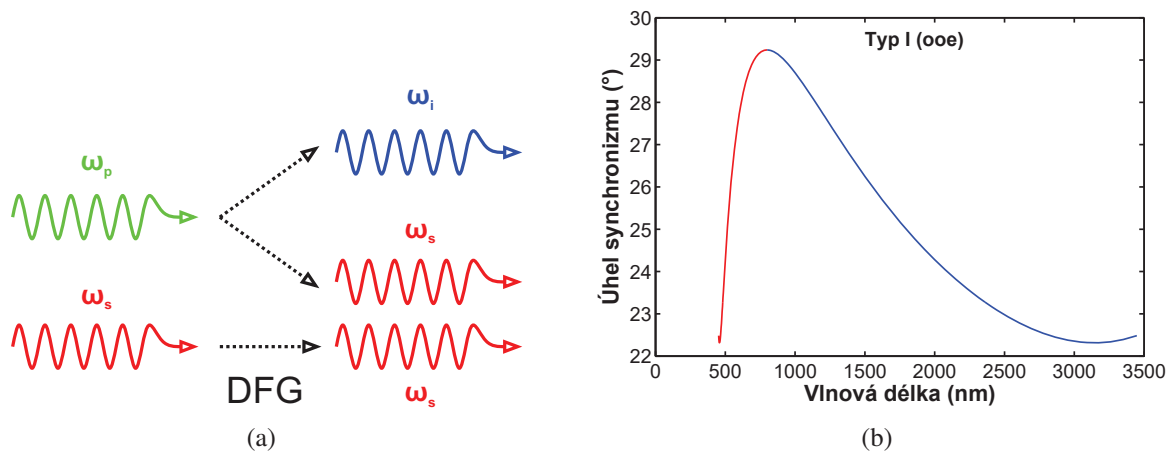
Polarizace prostředí druhého řádu má pak tvar

$$P = \frac{1}{4}\epsilon_0\chi^{(2)}(\underbrace{A_p^2 e^{i2\omega_p t} + A_s^2 e^{i2\omega_s t}}_{\text{SHG}} + \underbrace{2A_p A_s^* e^{i(\omega_p - \omega_s)t}}_{\text{DFG (OPA)}} + \underbrace{2A_p A_s e^{i(\omega_p + \omega_s)t}}_{\text{SFG}} + \underbrace{|A_p|^2 + |A_s|^2}_{\text{OR}} + \text{c.c.}). \quad (8)$$

Kromě členů označených SHG a OR, které jsou analogické předchozímu případu generace druhé harmonické frekvence, vystupují v rovnici ještě dva členy, označené SFG a DFG. Člen SFG způsobuje vznik záření s frekvencí danou součtem $\omega_p + \omega_s$. Pro optické parametrické zesílení je významný člen DFG (z anglického *difference frequency generation*), díky kterému vzniká záření s frekvencí $\omega_i = \omega_p - \omega_s$, které pro účely OPA označujeme jako jalové záření, nebo také anglicky *idler*. Optické parametrické zesílení vzniká jako důsledek generace rozdílové frekvence díky kvantové povaze interakce elektromagnetického záření. Vznik každého fotonu $\hbar\omega_i$ je doprovázen zánikem čerpacího fotonu $\hbar\omega_p$ a vznikem signálového fotonu $\hbar\omega_s$, jak ilustruje obrázek 2(a). Signálový foton přitom vzniká v souladu s platností zákona zachování energie. Důsledkem procesu generace rozdílové frekvence je tedy nárůst počtu signálových fotonů na úkor fotonů čerpacích. Dochází tak k zesílení signálového záření. Přebytková energie čerpacích fotonů je konvertována do jalového záření. 2(a)

Optické parametrické zesílení nalézá uplatnění především ve zdrojích koherentního záření s širou přeladitelnou střední vlnovou délkou, při zesilování širokospektrálních impulsů a také v zesilovačích s vysokým kontrastem.

Obdobně jako u generace druhé harmonické frekvence, je i v případě parametrického zesílení



Obrázek 2: (a) Schéma interakce fotonů při generaci rozdílové frekvence. (b) Úhel fázového synchronizmu pro OPA v krystalu BBO při čerpání na vlnové délce 400 nm

nutné splnit podmínku fázového synchronizmu. Zde využijeme rovněž dvojlomu nelineárního krystalu BBO použitého pro parametrické zesílení. Opět budeme uvažovat synchronizmus typu I, polarizace *ooe*, přičemž signálové a jalové záření se krystalem šíří s řádným indexem lomu a čerpací záření s mimořádným indexem lomu. Za předpokladu kolineárního uspořádání má podmínka fázového synchronizmu tvar

$$\frac{n_e(\theta, \lambda_p)}{\lambda_p} = \frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s} + \frac{n_o(\lambda_i)}{\lambda_i}, \quad (9)$$

přičemž λ_p , λ_s a λ_i jsou vlnové délky čerpacího, signálového a jalového záření, mezi kterými platí vztah

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (10)$$

vyplývající z podmínky zachování energie při fotonové interakci. Řešením rovnice (9) je možné získat závislost úhlu fázového synchronizmu na vlnové délce signálového záření. Pro krystal BBO čerpáný zářením s vlnovou délkou $\lambda_p = 400$ nm je tato závislost znázorněna na obrázku 2(b). Z uvedeného grafu je zřejmé, že natáčením krystalu je možné měnit vlnovou délku signálového a jalového záření, pro které je splněn fázový synchronizmus. Pokud zajistíme, že do krystalu spolu s čerpacím zářením bude vstupovat širokospektrální signál, získáme tak zdroj záření s přeladitelnou vlnovou délkou.

1.4 Generace superkontinua

Abychom získali širokospektrální signálové záření pro optický parametrický zesilovač, využijeme generace superkontinua. Generace superkontinua je proces, při kterém dochází k silnému spektrálnímu rozšíření záření. Superkontinuum může být generováno různými způsoby, zde se omezíme na generaci femtosekundovými impulzy v prostředích s nelinearitou třetího řádu. Jev je založený na automodulaci fáze impulsu v důsledku intenzitní závislosti indexu lomu (Kerrově jevu) a souvisí s nelineární polarizací prostředí třetího řádu.

Předpokládejme, že do nelineárního prostředí vstupuje záření s frekvencí ω a amplitudou A_ω ,

popsané vztahem (3). Polarizace prostředí třetího řádu pak bude mít tvar

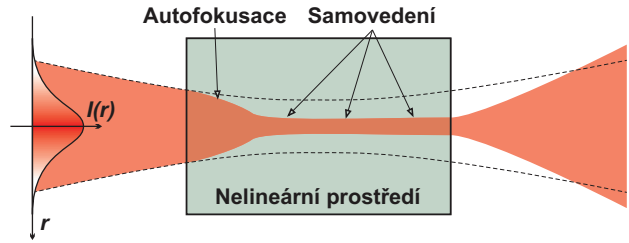
$$P = \frac{1}{8}\varepsilon_0\chi^{(3)}\left(\underbrace{A_\omega^3 e^{-i3\omega t}}_{\text{THG}} + \underbrace{3|A_\omega|^2 A_\omega e^{i\omega t}}_{\text{Kerr}} + \text{c.c.}\right). \quad (11)$$

První člen, označený THG (z anglického *third harmonic generation*), má za následek generaci záření s frekvencí 3ω . Intenzitní závislost indexu lomu je důsledkem členu označeného Kerr. Z vlnové rovnice vyplývá, že index lomu je možné zapsat ve tvaru

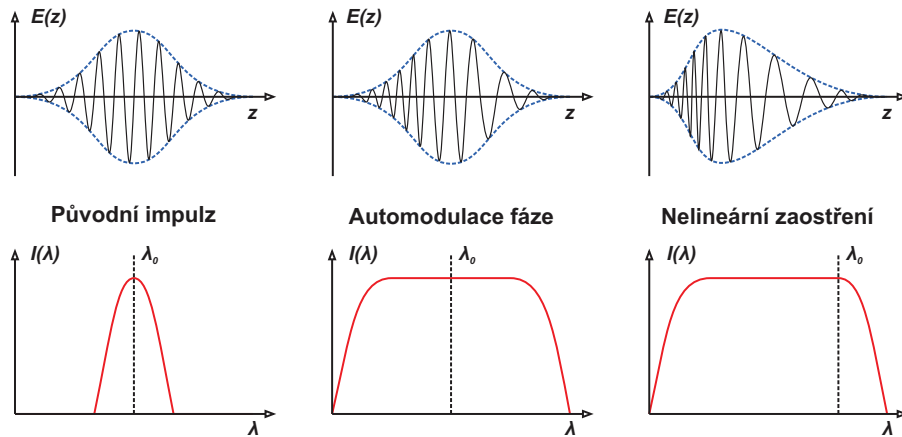
$$n(I) = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t), \quad (12)$$

kde n_0 je index lomu při nízké intenzitě a $I(\vec{r}, t)$ je intenzita záření, která je obecně funkcí prostorových souřadnic a času. Konstantu n_2 nazýváme nelineární index lomu. Jedná se o materiálový parametr udávající míru změny indexu lomu s intenzitou záření. Nelineární index lomu obecně závisí na susceptibilitách $\chi^{(1)}$ a $\chi^{(3)}$. Závislost indexu lomu na intenzitě záření může mít při průchodu laserového impulsu prostředím za následek vznik autofokuse, automodulace fáze a také nelineární zaostření impulsu. Tyto procesy hrají důležitou roli při generaci superkontinua a ovlivňují jeho výsledné vlastnosti.

K autofokusaci laserového svazku dochází v důsledku jeho příčného intenzitního profilu. Typicky je v ose laserového svazku vyšší intenzita než na jeho krajích. Záření v ose svazku se tedy šíří s nižší fázovou rychlostí než záření na krajích svazku a svazek se vlivem indukovaných změn indexu lomu fokusuje (viz obrázek 3). Důsledkem autofokusace svazku je nárůst intenzity. Proti procesu autofokusace působí přirozená divergence a při vysokých intenzitách také multifotonová ionizace. Při rovnováze procesů dochází k samovedení a laserový svazek se může šířit v podobě tenkého kanálku. Zvýšená intenzita uvnitř kanálku posiluje vliv automodulace fáze, která způsobuje spektrální rozšíření.



Obrázek 3: Autofokusace a samovedení laserového svazku v nelineárním prostředí.



Obrázek 4: Vliv automodulace fáze a nelineárního zaostření impulsu na jeho spektrum.

Automodulace fáze vzniká díky časové závislosti intenzity záření impulsu. Při průchodu impulsu danou délkou Kerrovského prostředí získají různé části impulsu rozdílnou fázi a mění se tak okamžitá frekvence. Situaci ilustrují prostřední grafy na obrázku 4. Změna okamžité frekvence je úměrná časové derivaci intenzity, proto je spektrální rozšíření výraznější pro kratší a intenzivnější impulsy.

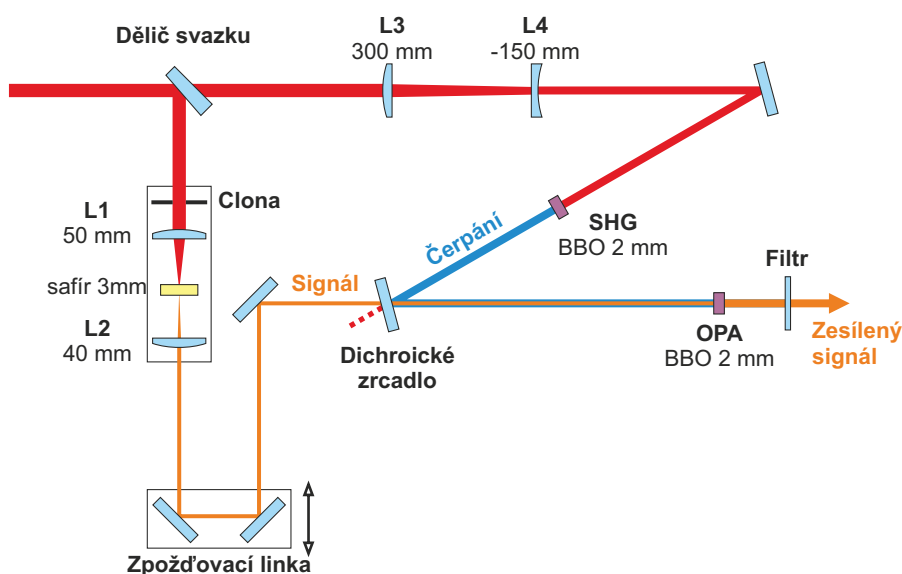
Nelineární zaostření impulsu je způsobeno závislostí grupové rychlosti na intenzitě záření. Špička impulsu se šíří v prostředí s intenzitně závislým indexem lomu rozdílnou rychlostí, než jeho čelo a týl a podle znaménka nelineárního indexu lomu dochází k zaostření náběžné nebo spádové hrany impulsu. Při generaci superkontinua v prostředích s kladným nelineárním indexem lomu dochází díky nelineárnímu zaostření impulsu k většímu rozšíření spektra ve směru kratších vlnových délek (viz grafy vpravo na obrázku 4).

2 Experimentální uspořádání

Zdroj široce přeladitelných femtosekundových impulsů, na kterém budeme demonstrovat nelineární optické procesy zmíněné v předchozí sekci, je uspořádán podle obrázku 5. Celý systém je čerpán výstupními impulsy titansafírového laserového systému Pulsar, jehož parametry jsou uvedeny v tabulce 1. Čerpací impulsy jsou rozděleny děličem svazku do dvou větví, čerpací a signálové. V signálové větvi je generováno superkontinuum při průchodu impulsu safírovou destičkou. Superkontinuum je navedeno přes zpožďovací linku a dichroické zrcadlo do krystalu BBO pro optické parametrické zesílení. V čerpací větvi je nejprve svazek zmenšen teleskopem v poměru 2:1 a poté dochází ke konverzi části energie impulsů v krystalu BBO do druhé harmonické frekvence. Získané impulsy jsou následně využity jako čerpání pro optické parametrické zesílení v krystalu BBO.

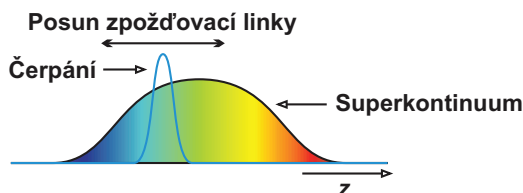
Energie impulsu	5.5 mJ
Střední vlnová délka	805 nm
Šířka spektra	40 nm
Opakovací frekvence	10 Hz
Délka impulsu	55 fs
Průměr svazku	~8 mm

Tabulka 1: Parametry femtosekundového titansafírového laseru Pulsar.



Obrázek 5: Uspořádání zdroje široce přeladitelných femtosekundových impulsů

Přeladění vlnové délky výstupních impulzů je možné provádět natáčením krystalu ve kterém dochází k parametrickému zesílení. Současně je potřeba měnit pozici zpožďovací linky, protože impulz superkontinua je díky disperzi značně prodloužený a je nezbytné nastavit překryv čerpacího impulzu s požadovanou spektrální částí superkontinua uvnitř krystalu pro OPA (viz obrázek 6).



Obrázek 6: Překryv signálového a čerpacího impulzu uvnitř krystalu pro parametrické zesílení.

3 Pokyny pro vypracování

1. Měření charakteristik laserového systému Pulsar

- Změřte wattmetrem střední výkon na výstupu systému a určete energii výstupních laserových impulzů. Využijte přitom znalosti opakovací frekvence laseru.
- Zaznamenejte spektrum výstupního záření a určete jeho šířku a střední vlnovou délku.
- Pomocí autokorelátoru změřte délku generovaných impulzů. Odpovídá vámi naměřená hodnota stanovené šířce spektra?

2. Nastavení generace superkontinua

- Naveďte výstupní impulzy systému Pulsar do optického parametrického zesilovače. Využijte přitom periskop pro dosažení vertikální polarizace záření.
- Ověřte, že vstupní svazek dopadá na střed clony a čočky L1 v části pro generaci superkontinua a že záření prochází středem teleskopu v čerpací části systému.
- Nastavte clonu a pozici safírové destičky tak, abyste dosáhli generace superkontinua v jednovláknovém režimu.
- Upravte polohu čočky L2 aby generované superkontinuum procházelo jejím středem a bylo fokusované za krystal pro parametrické zesílení.
- Změřte spektrum superkontinua za čočkou L2.

3. Nastavení generace druhé harmonické frekvence

- Pomocí zrcadel v čerpací části systému srovnejte laserový svazek tak, aby se co nejlépe překrýval se svazkem superkontinua.
- Vložte do čerpacího svazku krystal pro generaci druhé harmonické frekvence. Upravte natočení krystalu pro maximální účinnost konverze do druhé harmonické. Pozorujte změny v intenzitě druhé harmonické frekvence při vertikálním a horizontálním náklonu krystalu. Pozorované změny vysvětlete.

- (c) Zkontrolujte překryv svazků druhé harmonické frekvence a superkontinua, případně do-
lad'te.

4. Pozorování parametrického zesílení

- (a) Upravte natočení krystalu pro parametrické zesílení a pozici zpožd'ovací linky abyste vi-
děli zesílení části superkontinua.
- (b) Změřte energii a spektrum superkontinua a čerpacího záření před dopadem na krystal pro
OPA.
- (c) Naměřte spektrum zesíleného signálu pro deset různých vlnových délek v rozsahu 450-
1100 nm. Zaznamenejte si pozici zpožd'ovací linky. Na základě vašich pozorování odpo-
vězte na následující otázky:
- Čím je limitovaný rozsah přeladění výstupní vlnové délky?
 - Pomocí naměřeného zpoždění zesílené vlnové délky (Group Delay), určete čerp su-
perkontinua. Pomocí fitu, vypočtete Group Delay Dispersion (GDD) a Third Or-
der Dispersion (TOD). Tyto pojmy jsou např. vysvětleny v [https://ethz.ch/
content/dam/ethz/special-interest/phys/quantum-electronics/
ultrafast-laser-physics-dam/education/lectures/ultrafast_
laser_physics/lecture_notes/3_Dispersion%20compensation.pdf](https://ethz.ch/content/dam/ethz/special-interest/phys/quantum-electronics/ultrafast-laser-physics-dam/education/lectures/ultrafast_laser_physics/lecture_notes/3_Dispersion%20compensation.pdf)

4 Požadované výsledky

1. Charakteristiky výstupních impulzů laseru Pulsar - délka a energie impulzu, spektrum a jeho
střední vlnová délka a šířka.
2. Porovnání spekter a energií impulzů v různých částech systému.
3. Popis vlivu natočení krystalu v různých osách na účinnost generace druhé harmonické.
4. Charakteristiky přeladění střední vlnové délky zesíleného signálu a idleru - naměřená spektra a
rozsah přeladění.
5. Časová délka superkontinua a výpočet koeficientů GDD a TOD.