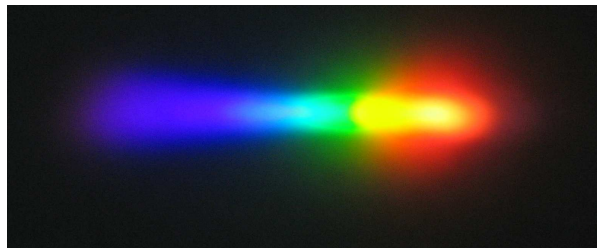


Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Pedagogická fakulta – Katedra fyziky

Měření nelineárních optických jevů generovaných femtosekundovými laserovými pulsy

Generace superkontinua



Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Petr Hříbek, CSc

Autor: Radek Surynek

Abstrakt

Laserový puls o vysoké světelné intenzitě působí na optické prostředí, v němž se šíří a takto „změněné“ prostředí zpětně ovlivňuje šířící se puls. To vede ke vzniku různých jevů, jenž nazýváme nelineární optické jevy. V této práci jsem se zabýval nelineárními optickými jevy, jejichž důsledkem nastane extrémní rozšíření spektrální šířky femtosekundového pulsu. Tento jev se nazývá generace superkontinua. Přestože je tento jev používán v řadě aplikací z různých oborů jako je např. femtosekundová spektroskopie či telekomunikace, nebyl dosud plně teoreticky vysvětlen.

Abstract

Highly intensity laser pulse effects on medium, in which the pulse is propagated. This changed medium effects back on the pulse, in which is propagated. It faces to creation same phenomena, that are calling itself like nonlinear optics phenomena. I studied in this project nonlinear optics phenomena, that due to spectral broadening of femtosecond pulse. This phenomena is calling itself like generation supercontinuum. Although, this phenomena is used in row applications in variety of fields like femtosecond spektroskopy or telecommunications, it is not yet sufficiently explained.

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně, pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu použité literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách.

Touto formou děkuji svému vedoucímu práce **Ing. Petru Hříbkovi, CSc** za cenné rady, připomínky a hlavně čas, který se mnou strávil při vypracování této práce. Děkuji i za pomoc a trpělivost kolegům na pracovišti femtosekundové spektroskopie v Nových Hradech.

Obsah

Úvod.....	8
Kapitola I	8
1.1 Šíření laserových pulsů v lineárním prostředí	8
1.2 Šíření laserových pulsů v nelineárním prostředí.....	9
1.2.1 Nelineární (Kerrův) index lomu	10
1.2.2 Autofokusace	11
1.2.3 Auto - modulace fáze a self – steepening	15
1.2.4 Ramanovský rozptyl	20
1.2.5 Čtyřvlňová interakce.....	22
1.2.6 Multifotonová absorpce a fotoionizace.....	23
1.3. Generace superkontinua.....	25
1.3.1. Generace superkontinua v objemovém prostředí.....	26
1.3.2 Generace superkontinua v optických vláknech	27
Kapitola II.	30
2.1 Single & multi filament	30
2.2 Plán experimentu	32
2.3 Tabulky naměřených hodnot	34
2.3.1 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 50 mm.	35
2.3.2 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 75 mm	36
2.3.3 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm	37
2.3.4 Generace v Si - skle # 6 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky.....	38
100 mm	38
2.3.5 Generace v Ca ₂ F # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm	39
2.4 Grafy naměřených hodnot	40
2.4.1 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 50 mm.	40
2.4.2 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 75 mm.	41
2.4.3 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm	42
.....	42
2.4.4 Generace v Si - skle # 6 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky.....	43
100 mm	43
2.4.5 Generace v Ca ₂ F # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm	44

2.4.6 Společné grafy naměřených veličin pro safír # 2 mm pro různé ohniskové.....	45
vzdálenosti fokusační čočky	45
2.5 Zaznamenaná spektra.....	46
2.5.1 Zaznamenaná spektra superkontinua v safíru # 2 mm pro různé ohnis- kové vzdálenosti fokusační čočky při průměru apertury $D = 4$ mm.....	46
2.5.2 Zaznamenaná spektra superkontinua pro různé materiály pro	47
ohniskovou vzdálenost fokusační čočky 100 mm a při průměru apertury 4 mm.....	47
2.5.3 Spektra superkontinua generovaném v safíru # 2mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 50 mm pro různé průměry apertury	47
2.5.4 Spektra superkontinua generovaném v Si - sklu # 6mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm pro různé průměry apertury.....	48
2.5.5 Spektra superkontinua generovaném v Ca_2F # 2mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm pro různé průměry apertury	49
2.6 Diskuze měření	51
Kapitola III.....	54
3.1 Aplikace superkontinua	54
3.2 Závěr	56
Seznam použité literatury:	57
Seznam obrázků:.....	58

Úvod

Objev femtosekundových laserů zapříčinil vznik nových oblastí vědeckého výzkumu. Jednou z nejdůležitějších vlastností těchto laserů je, že lze ve velmi krátkých laserových pulsech dosáhnout extrémních špičkových výkonů a to vše v provedení stolního laserového systému. Jestliže prochází výkonný femtosekundový laserový puls transparentním prostředím, je intenzita elektrického pole pulsu srovnatelná či převyšuje intenzitu elektrického pole uvnitř atomu, jenž drží atom pohromadě. Při tomto stavu lineární aproximace používaná k popisu interakce mezi světlem a prostředím selhává.

Obvykle když se světlo šíří transparentním materiálem, tak se materiál v důsledku průchodu světla nemění. Když se ale světlo šíří ve formě výkonných femtosekundových pulsů, tak se může prostředí, v němž se puls šíří, změnit a v důsledku této změny poté dochází i ke změně vlastností šířícího se pulsu. Jedním z důsledků těchto změn vlastností pulsu je jeho značné spektrální rozšíření, jenž je nazýváno generací superkontinua. Základní teoretický a experimentální popis tohoto jevu, stejně jako možnosti jeho aplikace jsou tématem této práce.

Kapitola I

V této kapitole se budu zabývat rozdíly v šíření femtosekundových laserových pulsů v lineárním a nelineárním prostředí, několika základními nelineárními jevy, jenž se vzájemně podílí na generaci superkontinua. Ve zbytku této kapitoly se zaměřím na možnosti generování superkontinua v praxi a to pomocí femtosekundových laserových pulsů v transparentním izotropním prostředí a také, s ohledem na současný vývoj, na generování superkontinua v optických vláknech.

1.1 Šíření laserových pulzů v lineárním prostředí

Světlo je elektromagnetický vlnový děj, který lze popsat stejnými teoretickými principy jako všechny ostatní druhy elektromagnetického záření. Elektromagnetické záření se šíří ve tvaru dvou navzájem vázaných vln, vlny elektrického pole $E(\mathbf{r},t)$ a vlny magnetického pole $H(\mathbf{r},t)$. Obě jsou funkcí polohy a času. Pokud elektromagnetická vlna

s nenulovou složkou elektrické intenzity E prochází materiálem, vyvolá v tomto materiálu vlnu polarizace P :

$$\vec{P} = \vec{P}(\vec{E}) \quad (1)$$

Závislost polarizace na intenzitě elektrického pole je obecně nelineární. Pokud je ale intenzita elektrického pole světelného svazku procházejícího prostředím mnohem menší než intenzita elektrického pole uvnitř atomu, je polarizace lineárně závislá na intenzitě elektrického pole. Konstantou úměrnosti je susceptibilita prvního řádu – lineární susceptibilita. Prostředí nazýváme lineární.

Dle Maxwellových rovnic lze vlnu polarizace indukovanou průchodem intenzity elektrického pole lineárním prostředím popsat takto:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \hat{\chi}^{(1)} \vec{E} \quad (2)$$

kde ε_0 je permitivita vakua a $\hat{\chi}$ je tenzor lineární susceptibility. V izotropním prostředí je lineární susceptibilita skalární veličinou.

1.2 Šíření laserových pulzů v nelineárním prostředí

Jestliže se prostředím šíří světelné záření (laserový puls) s intenzitou elektrického pole, která je větší nebo rovna intenzitě elektrického pole uvnitř atomu, tak se závislost polarizace na intenzitě elektrického pole stává nelineární. Polarizaci můžeme rozložit pomocí Taylorova rozvoje takto:

$$P_i(\vec{E}) = P_i^{LIN} + P_i^{NL} = \sum_j \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_j \sum_k \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \sum_j \sum_k \sum_l \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (3)$$

kde ε_0 je permitivita vakua, P_i^{LIN} je lineární složka polarizace, P_i^{NL} je nelineární složka polarizace, $\chi_{ij}^{(1)}$ je lineární susceptibilita nebo také susceptibilita 1. řádu, obecně $\chi^{(n)}$ pro $n > 1$ je nelineární susceptibilita n – tého řádu.

Průchod záření nelineárním prostředím má mnoho důsledků, např. neplatí princip superpozice (základní princip klasické, lineární optiky), může dojít ke změně frekvence procházejícího záření, indukované změně indexu lomu prostředí a tedy i

změně rychlosti šíření světla v optickém prostředí v závislosti na jeho světelné intenzitě, dochází k multifotonové absorpci šířícího se záření, a podobně.

V prostředích se středovou symetrií (centrosymetrické materiály) je kvadratický nelineární člen nulový ($\sum_j \sum_l \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k = 0$) stejně jako jeho sudé násobky, neboť vektor polarizace má opačnou orientaci pouze při opačné orientaci vektoru intenzity el. pole. Proto rozklad polarizace pomocí Taylorova rozvoje vypadá následovně:

$$P_i(\vec{E}) = \sum_j \epsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_j \sum_k \sum_l \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (4)$$

Jestliže se prostředím šíří laserový puls s intenzitou elektrického pole srovnatelnou s intenzitou elektrického pole uvnitř atomu, může docházet k nelineární ionizaci prostředí.

Dominantní nelinearitou je nelinearita 3. řádu. Jevy, jenž vznikají v důsledku této nelinearity, jsou: generování třetí harmonické (nebude v této práci probráno, neboť tento jev nesouvisí s daným tématem práce), optický Kerrův jev, auto - fokusace, auto - modulace fáze, Ramanovský rozptyl, čtyřvlňová interakce. Tyto jevy budou stručně popsány v následujících kapitolách. Hrají důležitou roli při generaci superkontinua, stejně jako nelineární ionizace, jenž generaci superkontinua také velmi ovlivňuje.

1.2.1 Nelineární (Kerrův) index lomu

Při průchodu laserového pulsu, který má intenzitu elektrického pole rovnou či větší než intenzita el. pole uvnitř atomu daného prostředí, působí tato intenzita el. pole na prostředí tak, že vektor polarizace má řadu nelineárních členů charakterizovaných susceptibilitami vyšších řádů. Následující vztah popisuje index lomu jako funkci susceptibility:

$$n = \sqrt{1 + \chi} \quad (5)$$

, kde n je indexu lomu. Lze ukázat [5], že kvadrát intenzity elektrického pole pulsu ovlivňuje index lomu prostředí, jímž se puls šíří. Proto zavádíme veličinu nelineární index lomu n_2 (nebo také Kerrův index lomu), jenž tuto závislost vyjadřuje:

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (6)$$

kde n je celkový index lomu, n_0 je lineární index lomu, n_2 je nelineární index lomu a I je světelná intenzita definovaná jako kvadrát intenzity elektrického pole:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_0 |E|^2. \quad (7)$$

Nelineární index lomu je definován takto:

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4\epsilon_0 c n_0^2} \quad (8)$$

, kde $\chi^{(3)}$ je susceptibilita 3. řádu, ϵ_0 je permitivita vakua, c je rychlost světla ve vakuu a n_0 je lineární index lomu.

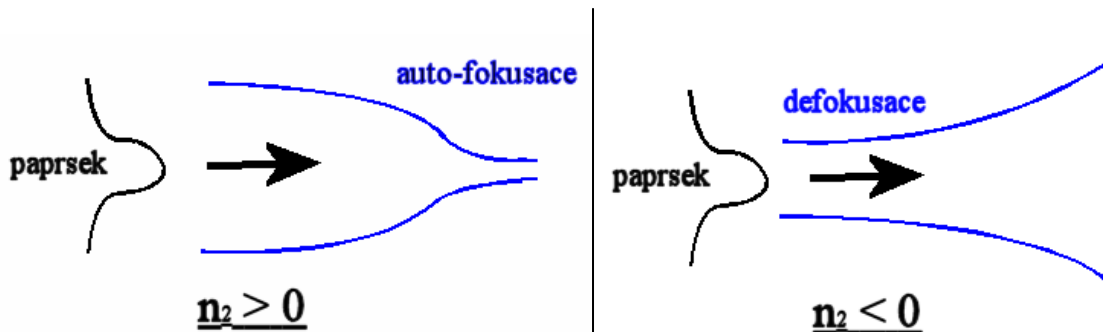
Pochopení nelineární změny indexu lomu vede k vysvětlení dalších jevů jako je auto-fokusace a auto-modulace fáze, které budou následně vysvětleny, navíc nám to pomůže pochopit obecně šíření femtosekundových pulsů transparentním prostředím.

1.2.2 Autofokusace

Průchodem pulsu o dostatečně vysoké světelné intenzitě nelineárním prostředím dojde v důsledku změny příčného rozložení světelné intenzity pulsu k indukované příčné změně indexu lomu - gradientu indexu lomu. Jestliže je nelineární index lomu prostředí kladný (většina optických materiálů), má toto rozložení indexu lomu fokusující účinky – vzniká gradientní spojka, viz Obr. 1. Jestliže je nelineární index lomu prostředí záporný, chová se takové prostředí jako rozptylka, viz Obr. 2. Autofokusující a defokusující účinky nelineárního prostředí vychází ze změny fázové rychlosti pulsu. Fázovou rychlost lze pro rovinnou monochromatickou vlnu popsat takto:

$$v_f = \frac{\omega}{k} \cong \frac{c_0}{n}, \quad (9)$$

kde ω je kruhová frekvence, k je vlnové číslo, v_f je fázová rychlost pulsu, c_0 je rychlost světla ve vakuu a n je index lomu. Pokud dosadíme n z rovnice (6), hned pochopíme tuto závislost. Proměnná fázová rychlost v různých částech profilu pulsu má za následek změnu prostorové závislosti fáze a tedy i zakřivení vlnoploch pulsu, a tedy jeho fokusaci nebo defokusaci.



Obr. 1 Auto-fokusace paprsku

Obr. 2 Defokusace paprsku

Puls, jenž vstupuje do nelineárního prostředí, má gaussovský profil světelné intenzity. V případě kladného nelineárního indexu prostředí vznikne v důsledku autofokusace někde v prostoru nelineárního prostředí ohnisko. Dle Fermatova principu je délka optické dráhy mezi vstupem do prostředí a tímto ohniskem stejná jak pro pásmo u osy paprsku, tak pro pásma na krajích paprsku.

Celkový index lomu nelineárního prostředí pro pásmo u středu paprsku je: $n = n_0 + n_2 I$; ohniskovou vzdálenost označíme jako z_f . Příspěvek nelineárního indexu lomu ($n_2 I$) na krajích paprsku je z důvodu nižší světelné intenzity paprsku na okrajích paprsku přibližně poloviční, proto celkový index lomu nelineárního prostředí na krajích paprsku je: $n_k = n_0 + \frac{1}{2} n_2 I$; ohniskovou vzdálenost pro toto pásmo můžeme odhadnout vektorovým součtem ohniskové vzdálenosti z_f a pološířky paprsku w_0 takto: $(z_f^2 + w_0^2)^{1/2}$. Porovnáním délek optických drah obou pásem dostaneme:

$$z_f(n_0 + n_2 I) = (z_f^2 + w_0^2)^{1/2} \left(n_0 + \frac{1}{2} n_2 I \right) \quad (10)$$

Matematickými úpravami výše uvedené rovnice dostaneme řešení pro ohniskovou vzdálenost z_f :

$$z_f = w_0 \left(\frac{n_0}{n_2 I} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

kde w_0 je pološířka paprsku, n_0 a n_2 jsou lineární a nelineární index lomu prostředí a I je světelná intenzita. Celkový výkon paprsku můžeme vyjádřit takto:

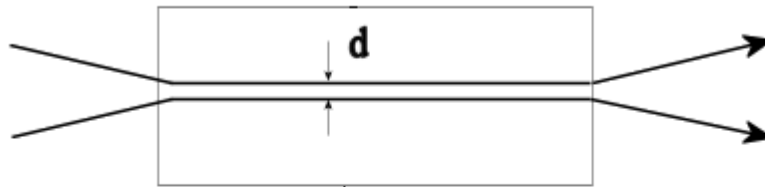
$$P = \frac{1}{2} \pi w_0^2 I. \quad (12)$$

Jestliže z rovnice (12) vyjádříme světelnou intenzitu I a dosadíme ji do rovnice (11) získáme tento vztah:

$$z_f = w_0^2 \left(\frac{\pi n_0}{2n_2 P} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Tento výsledný vztah nám říká, jak se ohnisková vzdálenost z_f zmenšuje se zvyšujícím se výkonem laserového paprsku.

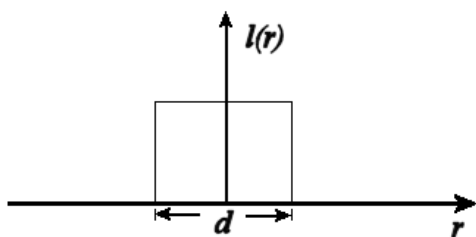
Jak se laserový paprsek autofokusuje, tak narůstá intenzita v ose pulsu. Nelze ale auto-fokusovat do nekonečna. Při dostatečně vysoké intenzitě pulsu dochází k ionizaci materiálu. Vzniklý „elektronový mrak“ způsobuje negativní změnu indexu lomu, která ruší účinky pozitivní změny indexu lomu vytvořené závislostí indexu lomu na intenzitě světla (6). Při splnění této podmínky se daný paprsek šíří ve formě kolimovaného paprsku – vznikne jakýsi kanál, jehož průměr se během šíření paprsku materiálem nemění, Obr. 3. Tento jev se nazývá **Self – trapping**



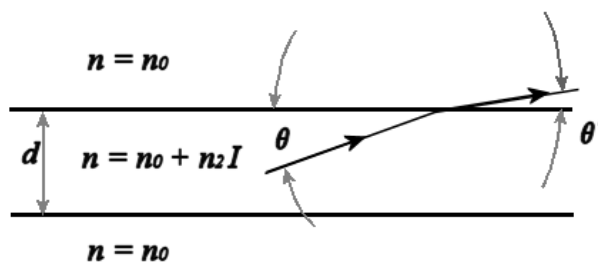
Obr. 3 Self-trapping – při tomto jevu zůstává průměr paprsku d konstantní

a je obvykle nestabilní. I malé fluktuační průměru paprsku vedou buďto ke značnému rozšíření paprsku (způsobeno difrací) nebo ke katastrofickému kolapsu paprsku (způsobeno auto-fokusací). Následně popsaný jednoduchý model self – trappingu určuje, kdy tento jev nastane.

Kvůli zjednodušení budeme předpokládat, že laserový paprsek má plošné rozložení intenzity el. pole, jak je ukázáno na Obr. 4. Rozložení indexu lomu v prostoru nelineárního materiálu je naznačeno pro toto konkrétní rozložení intenzity el. pole paprsku na Obr. 5, kde index lomu prostředí je označen jako n_0 a index lomu prostředí, jenž je vystaveno působení laserového paprsku, je $n_0 + n_2 I$. Na Obr. 5 je též naznačeno, jak se paprsek chová v prostoru nelineárního prostředí.



Obr. 4 Plošné rozložení intenzity el. pole laserového paprsku



Obr. 5 Chování paprsku na rozhraní nelineárního prostředí vystavenému působení laserového paprsku a bez působení laserového paprsku

Průměr paprsku zůstane konstantní, pokud nastane celkový vnitřní odraz na rozhraní mezi těmito dvěma prostředími. Celkový vnitřní odraz nastane, jestliže úhel θ je menší než kritický úhel θ_0 , jenž je popsán touto rovnicí:

$$\cos \Theta_0 = \frac{n_0}{n_0 + n_2 I} \quad (14)$$

Neboť je $n_2 I$ mnohem menší než n_0 pro většinu nelineárních optických materiálů, tak je úhel θ_0 mnohem menší než 1. Rovnici (14) můžeme aproximovat takto:

$$1 - \frac{1}{2} \Theta_0^2 = 1 - \frac{n_2 I}{n_0}, \quad (15)$$

přičemž lze z této rovnice usoudit, že kritický úhel θ_0 je závislý na změně nelineárního indexu lomu ($n_2 I$) a to takto:

$$\Theta_0 = (2n_2 I / n_0)^{1/2}. \quad (16)$$

Reálný laserový paprsek s gaussovským profilem intenzity el. pole se vlivem difrakce rozbíhá. Jestliže prostorový gaussovský profil paprsku aproximujeme kuželem, tak vzdálenost od středu podstavy kužele d bude charakterizovat pásy o různých intenzitách el. pole uvnitř kužele.

Maximální rozšíření je vyjádřeno charakteristickým úhlem difrakce:

$$\Theta_d = \frac{0,61\lambda}{n_0 d}, \quad (17)$$

kde λ je vlnová délka světla ve vakuu a n_0 je lineární index lomu. [1] Domníváme se, že self – trapping nastane, pokud nastane celkový vnitřní odraz pro všechny pásma, která jsou uvnitř paprsku, takže jestliže se $\Theta_d = \Theta_0$. Porovnáním rovnic (16) a (17) zjistíme, že self – trapping nastává, jestliže:

$$n_2 I = \frac{1}{2} n_0 \left(\frac{0,61\lambda}{dn_0} \right)^2 \quad (18)$$

nebo ekvivalentně:

$$d = 0,61\lambda (2n_0 n_2 I)^{-1/2}, \quad (19)$$

Z rovnice (19) lze usoudit, že průměr paprsku při působení self - trappingu je určen světelnou intenzitou paprsku.

Výkon paprsku, jehož průměr je určen rovnicí (19) lze určit pomocí rovnice (12) takto:

$$P_{cr} = \frac{\pi}{4} d^2 I = \frac{\pi(0,61)^2 \lambda^2}{8n_0 n_2} \quad (20)$$

, kde λ je vlnová délka, n_0 a n_2 je lineární a nelineární index lomu prostředí. Výkon P_{cr} se nazývá „kritický výkon“ a je v řádech několika MW. Pro daný materiál a danou vlnovou délku má přesně danou hodnotu, přestože průměr d není určen jako unikátní hodnota – je závislý na světelné intenzitě. Jestliže výkon paprsku překročí kritický výkon P_{cr} , tak nastává auto – fokusace. Všimněte si, že výkon nikoli světelná intenzita laserového paprsku je klíčový k určení, zda auto – fokusace nastane. Proto je vhodné tam, kde potřebujeme použít tohoto jevu, používat právě femtosekundové lasery, neboť mají vysoký špičkový výkon pulsů. Jestliže se výkon paprsku přesně rovná kritickému výkonu P_{cr} , tak nastává self – trapping. Tato kritická hodnota výkonu je zároveň shodná i pro generaci superkontinua, což bude v této práci také popsáno.

1.2.3 Auto - modulace fáze a self – steepening

Auto – modulace fáze je ústřední mechanismus, jenž vede k vysvětlení jevu známého jako generace superkontinua. Je to nelineární optický jev způsobený interakcí světla s látkou. Pokud se světelný puls šíří nelineárním optickým prostředím, indukuje v důsledku optického Kerrova jevu v prostředí změnu indexu lomu. Tato změna indexu lomu prostředí způsobuje závislost fáze pulsu na jeho intenzitě a to vede ke změně frekvenčního spektra pulsu.

Světlo je elektromagnetické vlnění, proto jej lze pomocí Fourierovy transformace rozložit na základní harmonické funkce. Na harmonickou funkci lze pohlížet jako na stavební kámen, s jehož pomocí lze superpozicí vytvořit jiné funkce.

Základní harmonická funkce u má tvar:

$$u = A \sin(\phi), \quad (21)$$

kde A představuje amplitudu funkce a ϕ její fázi.

Fáze ϕ má obecně tvar:

$$\phi = (\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi_0), \quad (22)$$

kde ω je kruhová frekvence, t je čas, \vec{k} je vlnový vektor, \vec{r} je polohový vektor a ϕ_0 je počáteční fáze (určuje odchylku od rovnovážného stavu v čase $t = 0$ a v bodě $\vec{r} = 0$).

Vlnový vektor má obecně tvar:

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{n}, \quad (23)$$

kde λ je vlnová délka, pod \vec{n} si můžeme pro zjednodušení představit vektor indexu lomu prostředí. V izotropních materiálech můžeme vektor \vec{n} považovat za skalár – tedy n . V důsledku této záměny můžeme též vlnový vektor \vec{k} považovat za skalár – tedy k (vlnové číslo). Jestliže se puls bude šířit pouze po směru jedné osy (např. osy z), můžeme polohový vektor \vec{r} nahradit souřadnicí z . Za těchto předpokladů můžeme rovnici (22) přepsat do tohoto tvaru:

$$\phi = (\omega t - kz) \quad (24)$$

a rovnici (23) přepsat takto:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} n \quad (25)$$

Pokud za index lomu n z rovnice (25) dosadíme index lomu $n(I)$ popsany v rovnici (6), získáme tak vztah, jenž vyjadřuje závislost vlnového čísla k na vlnové délce λ a světelné intenzitě I :

$$k = \frac{2\pi(n_0 + n_2 I)}{\lambda}. \quad (26)$$

Pokud dosadíme vlnové číslo k z rovnice (26) do rovnice (24), zjistíme, jak velikost světelné intenzity pulsu ovlivňuje fázi pulsu:

$$\phi = \left(\omega t - \frac{2\pi z (n_0 + n_2 I)}{\lambda} \right). \quad (27)$$

Světelná intenzita I v čase t ultrakrátkého pulsu s Gaussovským profilem světelné intenzity a konstantní fází je popsána pomocí časové závislosti světelné intenzity $I(t)$ takto:

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (28)$$

kde I_0 je špičková světelná intenzita, τ je polovina délky (doba trvání) pulsu.

Okamžitá frekvence $\omega(t)$ je definována jako časová derivace fáze:

$$\omega(t) = \frac{d\phi}{dt}. \quad (29)$$

Záměnou světelné intenzity I z rovnice (27) za časově závislou světelnou intenzitu $I(t)$ z rovnice (28) získáme představu, jak se průchodem ultrakrátkého pulsu s Gaussovským profilem světelné intenzity nelineárním prostředím změní jeho fáze:

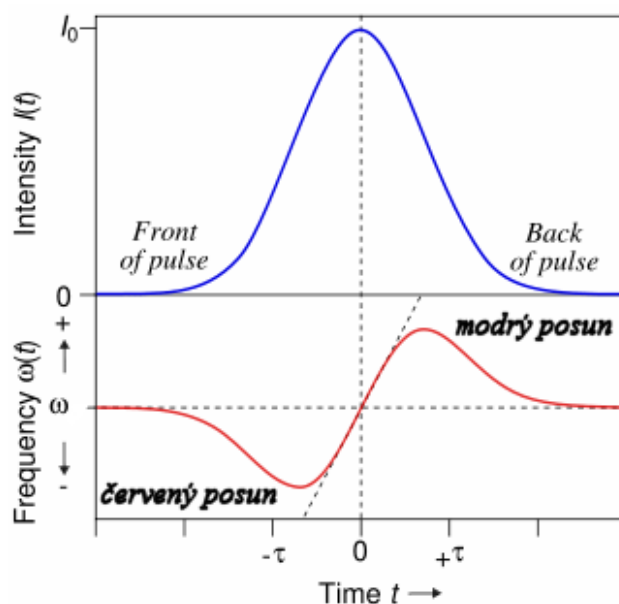
$$\phi = \left(\omega t - 2\pi \cdot z \cdot \frac{n_0 + n_2 \left(I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \right)}{\lambda} \right). \quad (30)$$

Časovou derivací rovnice (30) získáme výsledný vztah auto – modulace fáze, jenž popisuje, jak nastává posuv frekvence pulsu v závislosti na změně fáze v průběhu šíření pulsu nelineárním optickým prostředím:

$$\omega(t) = \omega + \frac{4\pi z n_2 I_0}{\lambda \tau^2} \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (31)$$

kde $\omega(t)$ představuje okamžitou frekvenci, ω je nosná frekvence pulsu, λ je vlnová délka pulsu, τ je polovina délky (doba trvání) pulsu, z je vzdálenost, jakou se puls šířil, n_2 je nelineární index lomu prostředí a I_0 je špičková světelná intenzita pulsu.

Ze závislosti okamžité frekvence na světelné intenzitě popsané v rovnici (31) lze vyvodit, že pokud se šíří nelineárním optickým prostředím Gaussovský laserový puls, tak se každá část pulsu frekvenčně posune. Frekvence náběžné části pulsu se posune k nižším frekvencím (červený posun) a frekvence spádové části pulsu se posune k frekvencím vyšším (modrý posun). Špička pulsu žádný posun nezpůsobuje. Tento jev je zobrazen na obr. 6.



Obr. 6 Auto-modulace fáze

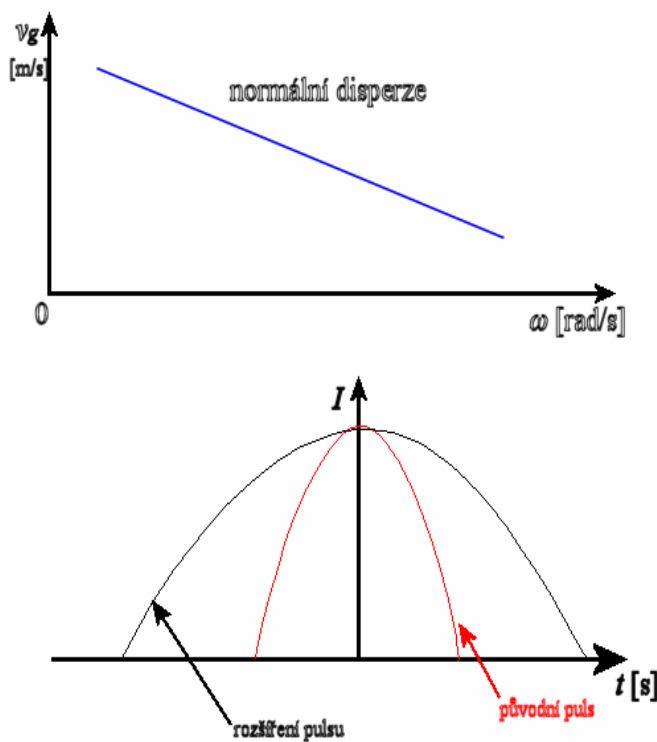
Pro osovou část pulsu $\left(t = \pm \frac{\tau}{2}\right)$ je frekvenční posun lineárně aproximován takto:

$$\omega(t) = \omega + \alpha \cdot t, \quad (32)$$

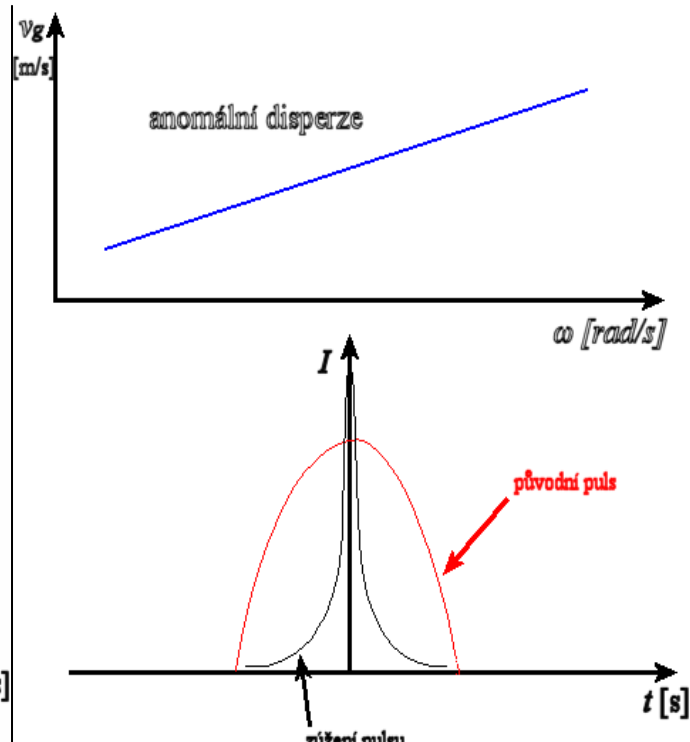
kde α je:

$$\alpha = \frac{d\omega}{dt} = \frac{4\pi L n_2 I_0}{\lambda_0 \tau^2}. \quad (33)$$

Z teorie popsané výše je jasné, že další frekvence generované pomocí auto – modulace fáze symetricky rozšíří frekvenční spektrum pulsu. V prostředí s nulovou disperzí se obálka laserového pulsu v čase nezmění, ale v reálném optickém prostředí působí okamžitě na puls disperze grupové rychlosti. V případě normální disperze se nižší frekvence záření šíří rychleji než vyšší frekvence, proto se tedy náběžná část pulsu pohybuje rychleji než spádová. Nastává rozšíření obálky pulsu, viz Obr. 7. V případě anomální disperze platí opak a nastává zúžení obálky pulsu, tedy i časová komprese, viz Obr. 8. Tohoto jevu se využívá k vytvoření ultrakrátkých laserových pulsů.



Obr. 7 Rozšíření pulsu pomocí auto-modulace fáze v prostředí s normální disperzí



Obr. 8 Zúžení pulsu pomocí auto-modulace fáze v prostředí s anomální disperzí

Self – steepening

Jak se laserový puls šíří nelineárním optickým prostředím, tak se v důsledku optického Kerrova jevu indukuje nelineární index lomu prostředí. Jedním z následků tohoto jevu je změna grupové rychlosti laserového pulsu a tedy i změna obálky pulsu. Jestliže se změní obálka pulsu, tak frekvenční posun způsobený auto – modulací fáze nebude symetrický.

Grupová rychlost je definovaná jako:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad (34)$$

kde ω je kruhová frekvence a k je vlnové číslo. Z rovnice (9) lze odvodit vztah pro vyjádření kruhové frekvence ω :

$$\omega = \frac{c_0 \cdot k}{n}, \quad (35)$$

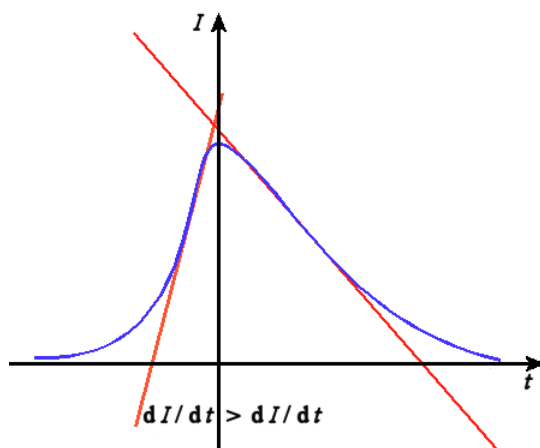
kde c_0 je rychlost světla ve vakuu a n je index lomu prostředí. Jestliže za index lomu n z rovnice (35) dosadíme index lomu $n(I)$ popsany v rovnici (6), dostaneme tak závislost kruhové frekvence ω na světelné intenzitě pulsu I :

$$\omega = \frac{c_0 \cdot k}{n_0 + n_2 I}, \quad (36)$$

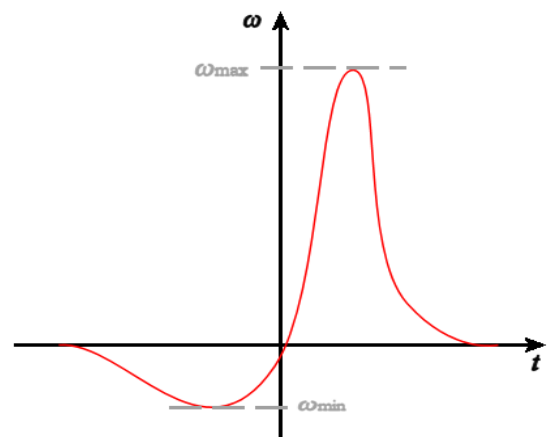
kde n_0 a n_2 jsou lineární a nelineární index lomu a I je světelná intenzita. Dosazením kruhové frekvence ω z rovnice (36) do rovnice (34) a následnou parciální derivací získáme vztah, jenž popisuje změnu grupové rychlosti v_g v závislosti na světelné intenzitě I :

$$v_g = \frac{c_0}{(n_0 + n_2 I)^2}. \quad (37)$$

Z tohoto vztahu lze vyčíst, že maximum pulsu, kde je světelná intenzita nejvyšší, se bude pohybovat pomaleji než náběžná a spádová část a tím se bude maximum posouvat k zadní části pulsu – vytvoří se světelná „rázová vlna“. Tento jev způsobí změnu obálky pulsu, viz Obr. 9. Následně proces auto – modulace fáze způsobí značné modré frekvenční posunutí, viz Obr. 10.



Obr. 9 Deformace obálky pulsu



Obr. 10 Výrazné modré frekvenční posunutí

1.2.4 Ramanovský rozptyl

[2]Podstatu Ramanova rozptylu můžeme objasnit pomocí relativně jednoduchého klasického modelu. Molekula nebo elementární buňka krystalu na nichž dochází k rozptylu sestávají obvykle z dvou nebo více vázaných jader, obklopených elektronovým mrakem (obalem). Jestliže pole dopadajícího záření ležícího ve viditelné nebo infračervené oblasti spektra interaguje s molekulou nebo elementární buňkou, indukuje elektrický dipólový moment $\vec{\mu}$. Leží-li kmitočet záření značně výš, než jsou

kmitočty vibračních přechodů a značně níž než jsou kmitočty elektronových přechodů, tedy mimo oblast rezonancí, je dipólový moment μ_i přímo úměrný elektrickému poli:

$$\mu_i = \alpha_{ij} E_j = \alpha_{ij} \tilde{E}_j \cos \omega t, \quad (38)$$

kde α_{ij} je tenzor elektronové polarizovatelnosti molekuly, E_j je intenzita el. pole a ω je kruhová frekvence. Předpokládáme, že se přes opakující se indexy sčítá. Polarizovatelnost představuje součet přes elektronové přechody.

Z fyzikálního pohledu můžeme říct, že dipólový moment vzniká v důsledku posunutí elektronového mraku vzhledem k jádrům. Při interakci se světelným zářením relativně lehký elektronový mrak sleduje intenzitu elektrického pole dopadajícího záření a značně těžší jádra zůstávají v prvním přiblížení nehybná. Pokud tedy předpokládáme, že jsou jádra nehybná, je elektronová polarizovatelnost α_{ij} pro libovolnou frekvenci konstantní a její hodnota je dána typem molekuly či elementární buňky krystalu. Tato polarizovatelnost určuje index lomu prostředí na kmitočtech vyšších než jsou rezonanční kmitočty iontových kmitů.

Předpoklad o nehybnosti jader není úplně korektní vzhledem k tomu, že se při interakci část energie, kterou získaly elektrony v důsledku pohybu elektronového obalu, předá jádrům. Důsledkem toho začnou jádra oscilovat okolo své rovnovážné polohy. Při kmitání jader se elektronová polarizovatelnost α_{ij} mění tak, jak se mění vzájemná poloha jader. Tuto závislost na poloze jader můžeme vyjádřit rozvojem elektronové polarizovatelnosti molekuly $\hat{\alpha}$ do Taylorovy řady dle proměnné $q = q_2 - q_1$ (rozdíl mezi změnami polohy jednotlivých jader molekuly působením lokálního elektrického pole):

$$\alpha_{ij} = \alpha_j^0 + \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q} \right)_0 q + \dots = \alpha_j^0 + \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q} \right)_0 \tilde{q} \cos \omega_R t + \dots \quad (39)$$

, kde ω_R je frekvence molekulárních kmitů, $q_{1,2}$ je hodnota změny polohy (posunutí)

jádra v lokálním elektrickém polem a $\left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q} \right)_0$ je hodnota derivace elektronové

polarizace pro rovnovážnou polohu jader. Dosazením rovnice (39) do rovnice (38) dostáváme pro polarizovatelnost vztah:

$$\mu_i = \alpha_j^0 \tilde{E}_j \cos \omega t + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial q} \right)_0 \tilde{q} \tilde{E}_j [\cos(\omega + \omega_R)t + \cos(\omega - \omega_R)t] + \dots \quad (40)$$

, kde ω je budící frekvence (frekvence záření dopadajícího do prostředí), $\omega + \omega_R$ je anti-Stokesova frekvence a $\omega - \omega_R$ je Stokesova frekvence

Z tohoto vztahu vyplývá, že při vnitřních kmitech molekul vedou změny elektronové polarizovatelnosti ke vzniku dipólových momentů na kmitočtech $\omega + \omega_R$ a $\omega - \omega_R$. Ve spektru rozptýleného záření se tak objevují dvě spektrální čáry, jejichž kmitočty jsou posunuty o hodnotu vibrační frekvence molekul ω_R . Čára s nižším kmitočtem $\omega - \omega_R$ se nazývá Stokesova čára, čáře s vyšším kmitočtem $\omega + \omega_R$ říkáme anti-Stokesova čára.

Intenzita Ramanových čar silně závisí na typu vazby a obvykle je pro kovalentní vazbu mnohem vyšší než pro iontovou vazbu. V případě kovalentní vazby jsou valenční elektrony sdíleny několika atomy a změna vzdálenosti mezi jádry má silný vliv na polarizovatelnost. Při iontové vazbě se každý elektron v podstatě nachází pod vlivem pouze jednoho jádra a tedy polarizovatelnost se při kmitech jádra mění jen velmi slabě.

1.2.5 Čtyřvlňová interakce

Tento jev je založen na interakci třech vstupujících světelných vln do nelineárního prostředí, kde převažuje nelinearita 3. řádu, a jedné výstupní světelné vlny, jenž z tohoto prostředí vystupuje.

Nastává v případě, kdy se nejméně dvě vlny o rozdílné frekvenci šíří skrze nelineární prostředí jako je např. optické vlákno.

Předpokládáme právě dvě vstupní světelné vlny o frekvencích ν_1 a ν_2 , přičemž $\nu_2 > \nu_1$. Modulace indexu lomu nastane, pokud se vytvoří postraní pásmo pro každou ze vstupujících vln. Vlastně vzniknou dvě nové frekvenční složky ν_3 a ν_4 :

$$\begin{aligned}\nu_3 &= \nu_1 - (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_1 - \nu_2 \\ \nu_4 &= \nu_2 + (\nu_2 - \nu_1) = 2\nu_2 - \nu_1\end{aligned}\quad (41)$$

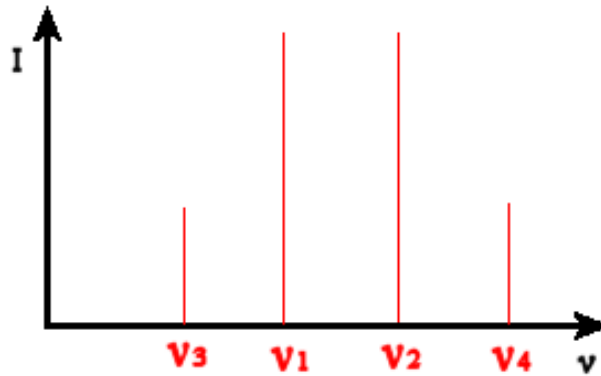
Proces vytvoření více frekvenčních složek skrze čtyřvlňové míchání je znázorněn na obr. 11. Při provedení součtu rovnic (41) dostaneme frekvenční podmínku pro vznik čtyřvlňové interakce:

$$\nu_3 + \nu_4 = \nu_1 + \nu_2 \quad (42)$$

Tento jev je velmi citlivý na synchronizaci fáze. Aby vůbec nastal, musí být splněna podmínka fázové synchronizace:

$$k_3 + k_4 = k_1 + k_2 \quad (43)$$

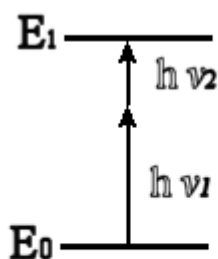
[3] Čtyřvlňný proces můžeme také interpretovat jako interakci čtyř fotonů. Z fotonů o frekvenci ν_3 a ν_4 vzniknou fotony o frekvenci ν_1 a ν_2 . Rovnice (42) a (43) vyjadřují zákony zachování energie a hybnosti při tomto procesu.



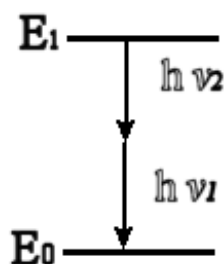
Obr. 11 Vytvoření nových frekvenčních složek
 ν_1 a ν_2 – původní složky
 ν_3 a ν_4 – nové složky

1.2.6 Multifotonová absorpce a fotoionizace

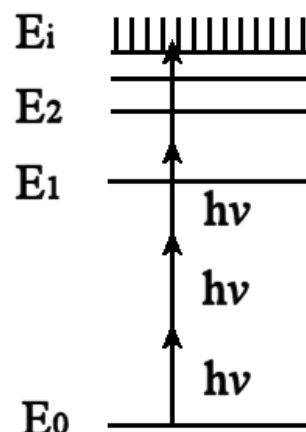
[4] K multifotonovým procesům dochází pouze při interakci silného světelného záření s hmotou. Takto silné světelné záření lze vyvinout jedině pomocí laserů. V multifotonovém procesu dochází současně k absorpci nebo emisi několika fotonů. K popisu multifotonové absorpce a emise lze využít popisu dějů dvoufotonové absorpce a emise, jenž mají podobný průběh. V případě dvoufotonové absorpce jsou absorbovány dva, obecně různé fotony a kvantová částice přechází z nižší energetické hladiny do vyšší, viz Obr. 12. Proces inverzní (dvoufotonová emise) je naznačen na Obr. 13. Přechází – li částice při multifotonové absorpci až na energetickou hladinu rovnou či vyšší než energie, která drží částici v neutrálním atomu, dochází k uvolnění částice z obalu atomu, popř. k roztržení molekulární vazby, viz Obr. 14. Tento proces nazýváme fotoionizací.



Obr. 12 Dvoufotonová absorpce



Obr. 13 Dvoufotonová emise



Obr. 14 Čtyřfotonová ionizace

Fotoionizace

Jak už bylo zmíněno výše, tato ionizace je vyvolaná pohlcením světelného kvanta – fotonu neutrální částicí. Je způsobena přímou excitací elektronů. Protože ale foton viditelného záření nemá dostatek energie k excitaci elektronu z valenční vrstvy, musí tuto excitaci způsobit více fotonů vzájemně – použití laserového paprsku. Aby k fotoionizaci došlo, musí být splněna následující podmínka:

$$nh\nu \geq E_g \quad (44)$$

kde n je počet fotonů, h je Planckova konstanta, ν je frekvence a E_g je rozdíl energetických hladin materiálu. Závislost vlnové délky a intenzity laseru vytváří dva různé režimy fotoionizace a to multifotonovou a sekundární. Multifotonová ionizace excituje elektrony přímo. Sekundární předává elektronům kinetickou energii, ionizuje nárazem. Takto vzniklé rychlé elektrony poté ionizují okolní materiál ve formě vodivostního kanálu či tunelu. [5] Mechanismy vzniku každého z těchto režimů jsou rozdílné, ale lze je popsat jedním parametrem – Keldyshův parametr γ :

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{mcn\varepsilon_0 E_g}{I} \right] \quad (45)$$

kde γ je Keldyshův parametr, ω je frekvence laseru, m a e jsou hmotnost a náboj elektronu, c je rychlost světla, n je index lomu daného materiálu, E_g je rozdíl energetických hladin materiálu a ε_0 je permitivita materiálu.

Je-li Keldyshův parametr větší než 1,5, tak je ionizace multifotonová, je-li Keldyshův parametr menší než 1,5, pak se jedná o sekundární ionizaci. Při hodnotě Keldyshova parametru 1,5 probíhají obě ionizace najednou.

Vlivem fotoionizace vzniká v materiálu „elektronový mrak“. Jestliže je plazma dostatečně husté, může silně absorbovat energii dodávanou laserovým paprskem. Pokud bude intenzitní laserový paprsek dostatečně fokusován pevnou čočkou do materiálu, jako v případě našeho experimentu, tak v oblasti ohniska bude absorbována velká část energie laserových pulzů a to může vést k poškození materiálu.

Dále takto vzniklé plazma procházející paprsek defokusuje. Tento efekt je zapříčiněn vznikem záporného indexu lomu volnými elektrony. Hustota elektronů je největší v ose paprsku. Toto prostorové uspořádání elektronového plazmatu zapříčiňuje vznik gradientní rozptylky – viz kapitola 1.2.2. Tento jev zabrání paprsku, aby se soustředil do „jednoho bodu“.

Když plazma dosáhne hustoty $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, tak se záporný index lomu zapříčiněný volnými elektrony vyrovná kladnému nelineárnímu indexu lomu n_2 . Při splnění této podmínky bude procházející paprsek kolimovaný.

1.3. Generace superkontinua

Generace superkontinua je nelineární optický proces, který je výsledkem působení řady nelineárních jevů působících na světelný svazek v průběhu jeho šíření optickým prostředím. Jeho výsledkem je transformace spektra pulsního laserového záření do spektra, pokrývajícího širokou oblast od $\sim 350\text{nm}$ po $\sim 3\mu\text{m}$. Lze ho vytvořit fokusací pulsního laserového záření o dostatečné světelné intenzitě do objemu transparentního nelineárního prostředí. Spektrum má poměrně vysokou světelnou intenzitu a je frekvenčně ohraničeno. Největší rozšíření frekvenčního spektra nastane v modré části vlnových délek pulsu. Superkontinuum je důsledkem mnoha nelineárních jevů, jenž často probíhají současně. Z tohoto důvodu je velmi citlivé na jakékoliv změny prostředí či charakteristik vstupujícího pulsu. Má podobný charakter pro všechny materiály, ve kterých bylo generováno. Pochopení, jak se superkontinuum generuje a co vše ho ovlivňuje, vedlo nejen k jeho optimalizaci a použití v oborech jako je ultra – rychlá spektroskopie nebo optické parametrické zesilování, ale i k lepšímu pochopení dynamiky šíření ultra-krátkých pulsů.

Po prvním objevení superkontinua Alfonem a Shapirem koncem 60. let následovala živá diskuze o jeho původu. [5] Protichůdné teorie byly auto – modulace fáze urychlená ionizací a čtyřvlnová interakce. Klíčem objevu bylo, že ke generaci

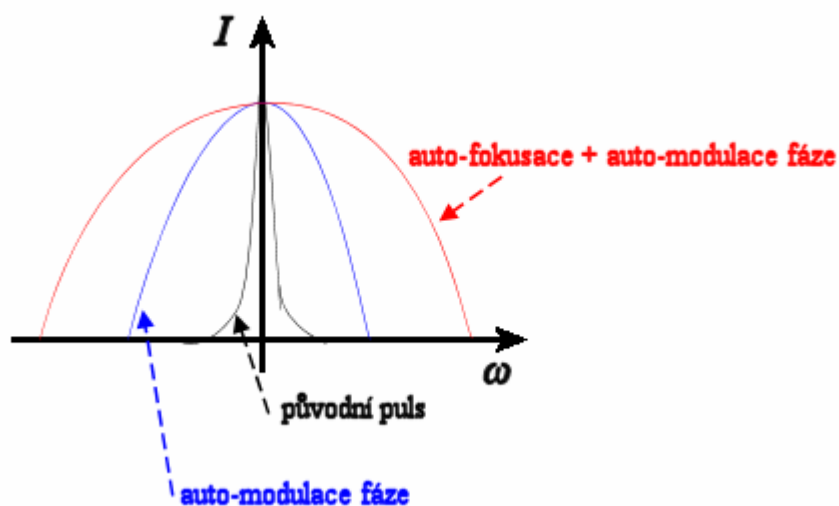
superkontinua je zapotřebí dostatečný výkon laserového pulsu, jenž spustí proces auto – fokusace a ionizace prostředí. Výhodným používáním femtosekundových laserů byla generace superkontinua připisována hlavně procesu auto – modulace fáze. Postupem času další studie ukázali, že se na tomto jevu podílí více procesů.

Poslední studie ukazují, že výkonový práh pro generování superkontinua splývá s výkonovým prahem auto – fokusace (kritickou hodnotou výkonu popsanou v kapitole 1.2.2). [5] Generování superkontinua těsně nad tímto prahem vykazuje velmi silnou Stokesovskou a anti-Stokesovskou asymetrii. [5] Bylo objeveno, že se spektrální šířka superkontinua zvyšuje s odstupem energetických hladin prostředí. Tento objev dává do souvislosti spektrální šířku superkontinua a parametr prostředí. Dále také naznačuje, že proces fotoionizace limituje spektrální šířku superkontinua.

1.3.1. Generace superkontinua v objemovém prostředí

Při generaci superkontinua v objemovém prostředí se uplatňují všechny jevy popsané v kapitolách 1.2, ale některé více a jiné méně. Hlavní proces, jenž se při generaci v prostředí uplatňuje nejvíce, je auto – modulace fáze a následný self - steepening. Aby ale tento proces nabyl při generaci na významu, tak musí být zesílen pomocí auto – fokusace, viz Obr. 15. Z toho důvodu je práh generace superkontinua totožný s prahem auto – fokusace, viz rovnice (20).

Z důvodu krátké doby interakce mezi laserovým pulsem a prostředím je k nabuzení nelineárních jevů potřeba dosáhnout vysokého špičkového výkonu. Tyto vlastnosti nejlépe splňují femto – sekundové lasery, jenž mají dostatečný špičkový výkon potřebný ke vzniku nelineárních optických jevů. Jsou ale poměrně citlivé na změny vlastností prostředí jako je např. teplota či vlhkost. Dále nejsou tyto lasery zcela monochromatické, mají určitou spektrální šířku (10 – 20 nm). Ačkoliv je tato metoda generace superkontinua poměrně nestabilní, byla optimalizována a je úspěšně používána např. v oboru femto – sekundové spektroskopie. Více informací o této metodě generace bude uvedeno v experimentální části této práce.



Obr. 15 Vliv auto-fokusace a auto-modulace fáze na frekvenční rozšíření pulsu

1.3.2 Generace superkontinua v optických vláknech

Generování superkontinua v optických vláknech má řadu výhod oproti generování v objemovém prostředí. Při samotném procesu generace hraje důležitou roli veličina, kterou je součin světelné intenzity a interakční délky. V tom spočívá velká výhoda optických vláken, jejich délka může být značná. Zatímco v objemovém prostředí, kde je v důsledku fokusace záření účinná interakční délka poměrně malá a světelná intenzita značně proměnná musíme ke generaci nelineárních jevů používat velmi výkonné femtosekundové laserové systémy. U optických vláken, kde je interakční délka velmi dlouhá, nám při zachování vysoké intenzity stačí méně výkonný laser často nano - či piko - sekundový. Nevýhodou používání optických vláken ke generaci superkontinua je jejich disperze a určitý útlum vedeného signálu. Je obecně také známo, že při ohybu optických vláken dochází k tlumení až ztrátě vedeného signálu. Dále rovněž dochází k fluktuaci intenzity světla, jenž je způsobeno především Rayleighovým rozptylem, což platí zejména pro kratší vlnové délky. Tyto nevýhody lze zčásti potlačit použitím PCF vláken, jenž budou také dále popsány.

Oba procesy generace superkontinua (v objemu či ve vláknech) mají odlišné vlastnosti, neboť v každé z nich je poměr mechanismů použitých ke generaci superkontinua jiný. Zatímco generace v objemovém prostředí se opírá převážně o autofokusaci a auto-modulaci fáze, tak u generace v optických vláknech patří mezi hlavní mechanismy čtyřvlenná interakce a Ramanovský rozptyl.

[6] Při průchodu laserových pulsů optickým vláknem způsobí dostatečná intenzita v maximu pulsu vznik čtyřvlnové interakce, jenž vytvoří určité rozšíření spektra kolem nosné frekvence a vzniknou jakási postranní pásma. Jak se puls postupně šíří, tak tyto pásma nabírají na intenzitě i spektrální šířce a stávají se zdrojem pro další čtyřvlnovou interakci. Po tomto kaskádovitém procesu se vytvoří na výstupu vlákna široké rovné kontinuum, jenž sahá od viditelné oblasti až po oblast infračervených frekvencí. [5] Spektrální rozšíření přímo souvisí s nelineárním koeficientem vlákna γ , který charakterizuje vliv nelineárních jevů ve vlákně:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda S_{eff}} \quad (46)$$

kde λ je vlnová délka vstupujícího pulzu a S_{eff} představuje efektivní plochu. Čím větší je γ , tím více se rozšíří spektrum signálu po průchodu vláknem. Přestože např. již u obyčejných konvenčních vláken není vlastní materiálová nelinearita křemene velká (nelineární index křemene $n_2 = 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W}$), tak účinnost nelineárních procesů ve vlákně může být vzhledem k jeho délce významná.

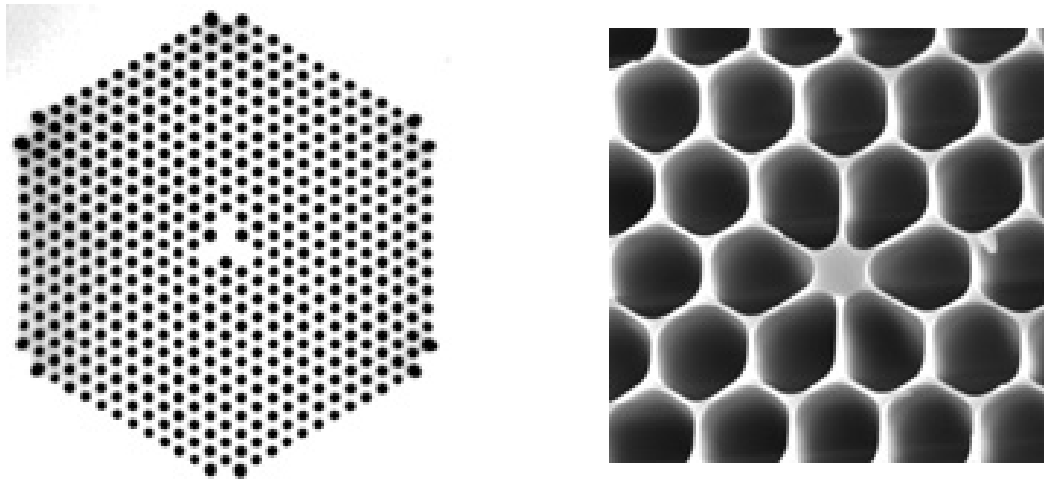
Pro generaci superkontinua se ale především používají vlákna, které mají vyšší nelineární koeficient γ , vysoce nelineární vlákna - Highly Nonlinear Fibers – HNLF (γ je přibližně v řádech desítek $\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$) a mikrostrukturální vlákna - Photonic Crystal Fibers - PCF (γ je přibližně v řádech stovek až tisíců $\text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$).

Fotonická krystalová vlákna – PCF vlákna

PCF vlákna jsou typem optických vláken, jenž obsahují strukturu mikroskopických vzdušných děr umístěných po celé délce vlákna. Velikost a uspořádání těchto děr určuje optické vlastnosti vlákna. Lze tak vytvořit optická vlákna, která mají vlastnosti, jenž nelze dosáhnout obyčejnými konvenčními vlákny.

PCF vlákna s pevným jádrem - Index Guiding PCFs (Obr. 16) vedou světlo podobným principem jako konvenční vlákna – totální vnitřní odraz od obalu vlákna. Jádro je tvořeno materiálem o vyšším indexu lomu, v obalu jsou vytvořeny vzduchové bubliny, které snižují index lomu obalu. Rozdíl oproti konvenčním vláknům je mnohem větší kontrast indexů lomu mezi jádrem a obalem než lze dosáhnout dopováním jádra či obalu konvenčního vlákna. Dále lze vhodným uspořádáním a velikostí děr a tvaru jádra

realizovat rozmanité optické vlastnosti jako je např. tvar modu, nelinearita, disperze či dvojlom. Lze navíc dosáhnout jednojádrového režimu – single modu v širokém spektru vln, což je velice důležité pro přenos superkontinua, které má velkou spektrální šířku → výroba speciálních superkontinuálních vláken.



Obr. 16 PCF vlákno s pevným jádrem

Kapitola II.

Námi vytvořené superkontinuum bylo generované fokusováním femtosekundových laserových pulsů do objemu transparentního prostředí.

Cílem experimentální části bylo naměřit a vyhodnotit základní vlastnosti generace superkontinua jako je jeho výkon, účinnost konverze čerpacího laseru do superkontinua, změření hodnoty prahu generace a to vše pro různé průměry apertury a různé materiály. Dále též naměřit výše uvedené parametry superkontinua pro různé ohniskové vzdálenosti fokusační čočky a to alespoň v jednom vzorku. Při vyhodnocování byl kladen důraz na to, abychom našli souvislosti či závislosti mezi těmito parametry a z toho blíže poznali chování superkontinua při různých parametrech, jež jeho generaci ovlivňují. Z důvodu spektrální závislosti PIN diody wattmetru Field Max nelze naměřené výsledky považovat za plně vypovídající absolutní hodnoty výkonu superkontinua, ale lze si z naměřených výsledků udělat určitou představu o tom, jak tato spektrální závislost generaci ovlivňuje.

2.1 Single & multi filament

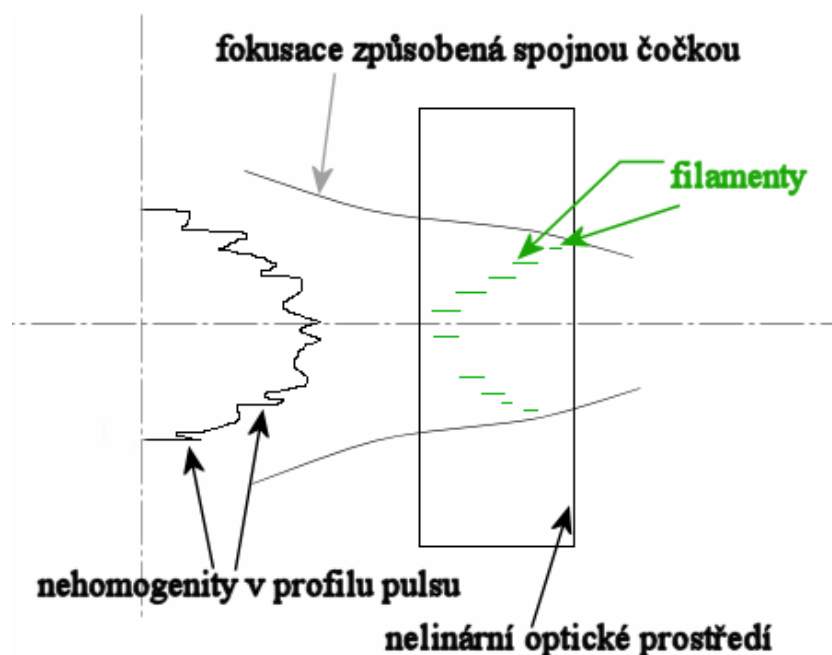
Generování superkontinua v objemovém prostředí pomocí femtosekundových pulsů má dva různé režimy. V prvním režimu „single filament regime“ je vzniklý paprsek bílého světla složen pouze z jednoho vlákna – filamentu. V druhém režimu „multi filament regime“ je paprsek bílého světla složen z více vláken – filamentů. Kdy nastane který režim závisí na druhu prostředí, v němž superkontinuum vzniká, na jeho vzdálenosti od ohniska fokusační čočky a také hlavně na hodnotě špičkového výkonu pulsu, jež do tohoto optického prostředí vstupuje.

Důvod, proč vůbec vzniká multi filament superkontinua, je ten, že vstupující puls nemá hladký gaussovský profil světelné intenzity, ale nacházejí se v něm různé nehomogenity. Jestliže tyto nehomogenity mají dostatečný špičkový výkon (větší než kritický výkon popsáný v rovnici (20)), proběhne jejich auto – fokusace a v důsledku dalších nelineárních optických jevů popsáných v kapitole 1.2 nastává proces generace superkontinua pro každou auto – fokusovanou nehomogenitu zvlášť.

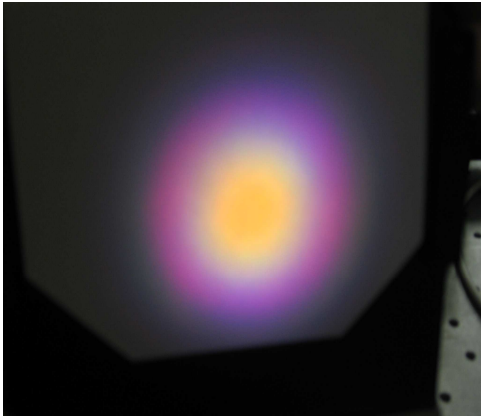
V režimu single filament, kdy je špičkový výkon pulsu těsně nad prahem generace, paprsek zobrazený na stínítku vytváří homogenní bílý bod, Obr. 19a.

Při zvyšování špičkového výkonu nad práh generace vzniká postupně více filamentů, až zaplní celou osovou část paprsku. Na jeho krajích se objevují různobarevné artefakty, jenž se v čase mění. Průměr multi filament superkontinua se postupně s přibývajícými filamenti zvětšuje. Výsledný obrazec multi filament superkontinua je jasný bílý kruh s různobarevným okrajem, kde převažuje modrá barva, Obr. 19b. Ze studia vlastností generace multi filamentu superkontinua ve vodě provedené A. Brodeurem, F. A. Ilkovem, S. L. Chinem [7] vyplývá, že vytvoření filamentů nastává dříve než auto – fokusace celého paprsku. Tento jev zabrání tomu, aby v transparentním materiálu vzniklo ohnisko způsobené auto – fokusací. Kdyby se špičkový výkon dále zvyšoval, nastala by ionizace materiálu a jeho poškození.

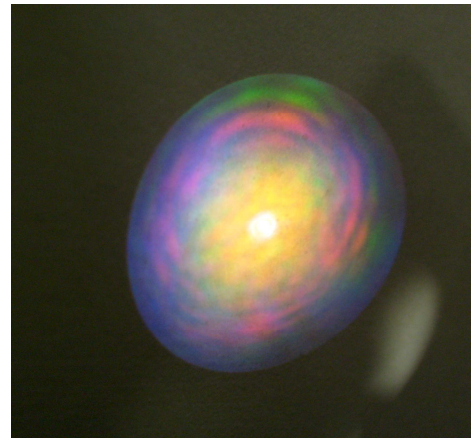
Proces vzniku generace multi filament superkontinua je zobrazen na Obr. 18. Na Obr. 20 je zobrazeno spektrum single a multi filamentu zaznamenané pomocí vláknového spektrometru firmy Ocean Optics.



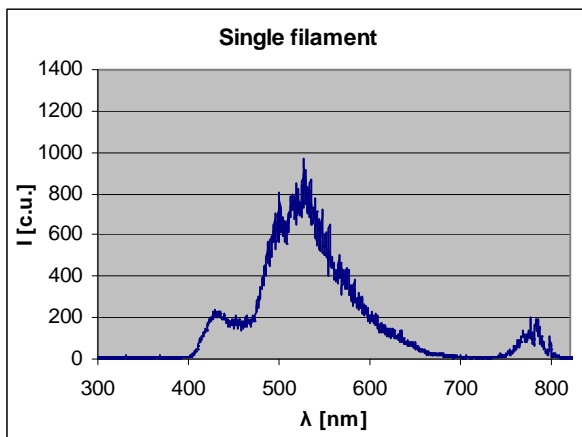
Obr. 18 Vznik multi filament superkontinua



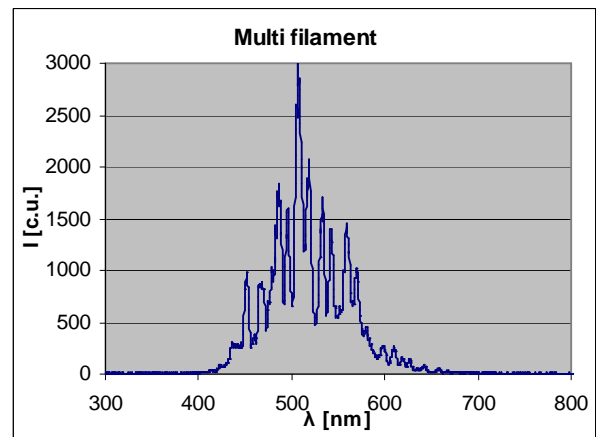
Obr. 19a Single filament superkontinua



Obr. 19b Multi filament superkontinua



Obr. 20a Spektrum single filamentu



Obr. 20b Spektrum multi filamentu

Na tomto spektrálním snímku si lze všimnout modulace obálky pulsu, jenž je typická pro multi filament.

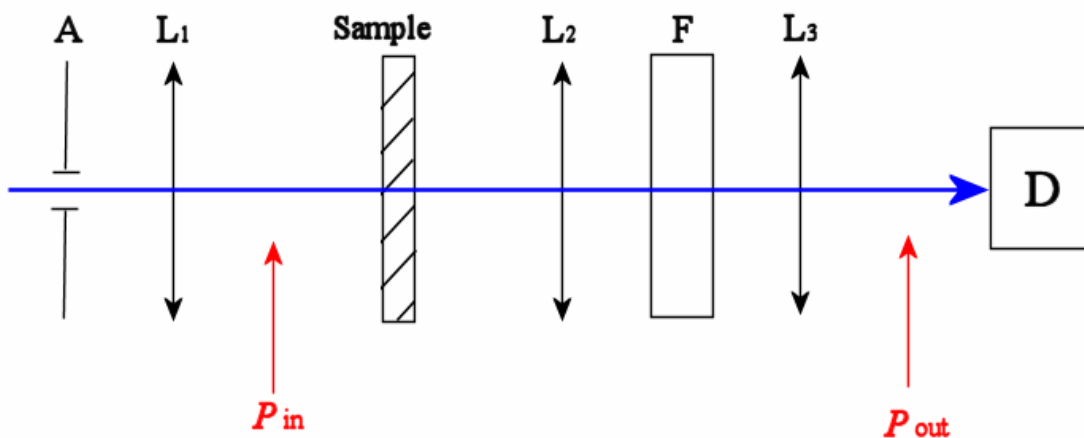
2.2 Plán experimentu

Zaměřil jsem se na změření charakteristik single filament superkontinua. Superkontinuum bylo generováno fokusací femto – sekundových pulsů o vlnové délce 792 nm vytvořených v Ti – Safírovém laseru s opakovací frekvencí 1 kHz.

Na apertuře A jsem nastavoval průměr apertury od 1,5 do 4 mm po kroku 0,5 mm. Čočka L_1 slouží k fokusaci těchto pulsů. Použil jsem čočky o ohniskových vzdálenostech 50, 75 a 100 mm. V blízkosti ohniska čočky L_1 je světelná intenzita pulsů již tak velká, že se v nelineárním optickém prostředí část energie pulsu konverguje na superkontinuum. Materiál, ve kterém jsme superkontinuum generovali, byl safír o tloušťce 2 mm, křemičité sklo o tloušťce 6 mm a Ca_2F o tloušťce 2 mm. Čočka L_2

slouží ke kolimaci paprsku a její ohnisková vzdálenost byla 50 mm. Pomocí filtru F jsme odfiltrovali nosnou frekvenci 792 nm, ale bohužel i delší vlnové délky superkontinua. Čočka L_3 slouží k fokusaci superkontinua na detektor. Její ohnisková vzdálenost byla 300 mm. Jako detektor byl použit wattmetr Field Max firmy Coherent s PIN diodou a vláknový spektrometr od Ocean Optics.

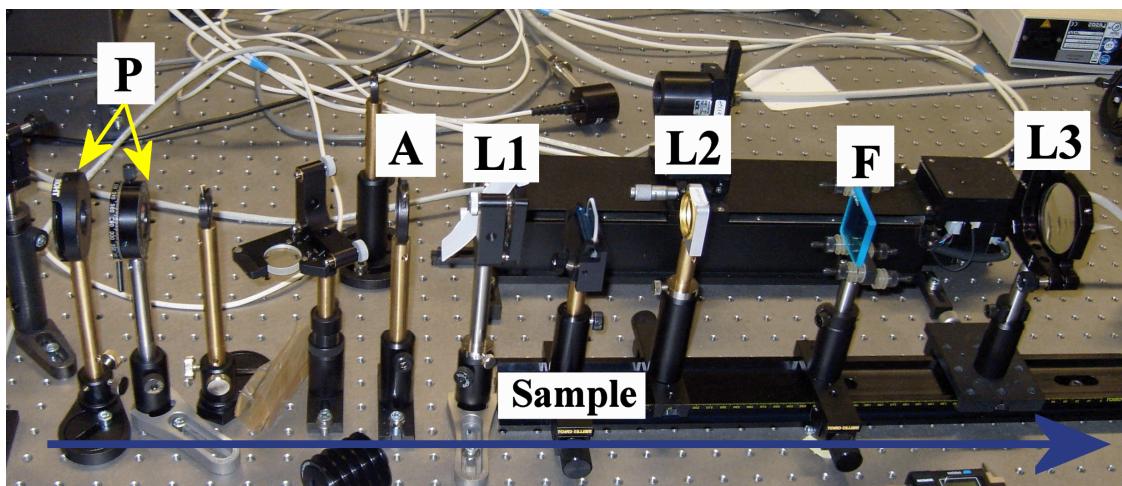
Na Obr. 21 je zobrazeno schéma experimentu, jenž je popsán výše. Na Obr. 22 je zobrazena fotografie experimentu.



Obr. 21 Schéma experimentu

Červené šipky naznačují, kam se při měření Field Maxu umístila sonda.

Modrá šipka ukazuje směr šíření pulsu.



Obr. 22 Fotografie experimentu

Pomocí dvou polarizátorů (v obr. jsou označeny jako „P“) lze na vstupu regulovat světelnou intenzitu pulsu. Modrá šipka označuje směr šíření pulsu.

Měřil jsem maximální výkon vstupujícího pulsu wattmetrem Field Max kalibrovaným postupně na vlnovou délku 492, 592, 692 a 792 nm (pozice P_{in} v obr. 22), dále maximální výkon superkontinua při kalibraci wattmetru Field Max na 492, 592 a 692 nm (pozice P_{out} v obr. 21). Třetí měření bylo měření prahu generace při kalibraci 792 nm (pozice P_{in} v obr. 21). Také jsem zaznamenal spektra superkontinua měřených prostředí, pro různé ohniskové vzdálenosti fokusující čočky L_1 a různé průměry apertury.

2.3 Tabulky naměřených hodnot

Parametry použité v tabulkách:

D – průměr apertury

λ – kalibrace wattmetru Field Max na určitou vlnovou délku

P_{in} – dopadající výkon, při kterém má superkontinuum maximální výkon

P_{prah} – dopadající výkon, při kterém dochází k prahové generaci

η – účinnost konverze vstupního pulsu o vlnové délce 792 nm do superkontinua

2.3.1 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 50 mm

I. Měření maximálního výkonu superkontinua:

λ [nm]	492	592	692
D [mm]	Pwlc [mW]	Pwlc [mW]	Pwlc [mW]
4	5,67	3,98	4,26
3,5	4,39	3,22	3,21
3	4,61	3,22	3,37
2,5	6,21	4,42	4,47
2	3,40	3,12	2,99
1,5	6,30	4,59	4,07

II. Měření prahu generace:

D [mm]	4	3,5	3	2,5	2	1,5
Pprah [mW]	23,76	19,68	18,51	11,38	10,44	3,30

III. Měření účinnosti konverze:

λ [nm]	792	692	592	492	492	592	692
D [mm]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pwlc [mW]	Pwlc [mW]	Pwlc [mW]
4	26,09	30,44	37,20	48,96	0,00567	0,00398	0,00426
3,5	20,88	23,52	28,74	37,54	0,00439	0,00322	0,00321
3	24,26	29,82	36,52	48,24	0,00461	0,00322	0,00337
2,5	16,32	18,98	23,38	30,52	0,00621	0,00442	0,00447
2	12,45	14,47	17,83	23,45	0,00340	0,00312	0,00299
1,5	7,77	8,94	11,04	14,50	0,00630	0,00459	0,00407
λ [nm]					492	592	692
D [mm]					η [%]	η [%]	η [%]
4					0,012	0,011	0,014
3,5					0,012	0,011	0,014
3					0,010	0,009	0,011
2,5					0,020	0,019	0,024
2					0,014	0,017	0,021
1,5					0,043	0,042	0,045

2.3.2 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 75 mm

I. Měření maximálního výkonu superkontinua:

λ [nm]	492	592	692
D [mm]	P _{wlc} [μW]	P _{wlc} [μW]	P _{wlc} [μW]
4	7,66	4,77	4,24
3,5	6,53	4,63	4,43
3	7,30	4,93	5,18
2,5	6,50	4,31	4,18
2	3,32	2,26	2,64
1,5	1,28	0,65	1,16

II. Měření prahu generace:

D [mm]	4	3,5	3	2,5	2	1,5
Pprah [mW]	24,83	29,60	33,28	29,12	29,53	10,84

III. Měření účinnosti konverze:

λ [nm]	792	692	592	492	492	592	692
D [mm]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	P _{wlc} [mW]	P _{wlc} [mW]	P _{wlc} [mW]
4	34,32	40,40	49,44	65,60	0,00766	0,00477	0,00424
3,5	49,55	58,50	70,74	93,76	0,00653	0,00463	0,00443
3	59,85	69,70	84,06	110,36	0,00730	0,00493	0,00518
2,5	40,91	47,96	58,40	77,74	0,00650	0,00431	0,00418
2	36,87	42,50	52,02	68,16	0,00332	0,00226	0,00264
1,5	12,76	15,05	18,82	25,21	0,00128	0,00065	0,00116
λ [nm]					492	592	692
D [mm]					η [%]	η [%]	η [%]
4					0,012	0,010	0,010
3,5					0,007	0,007	0,008
3					0,007	0,006	0,007
2,5					0,008	0,007	0,009
2					0,005	0,004	0,006
1,5					0,005	0,003	0,008

2.3.3 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm

I. Měření maximálního výkonu superkontinua:

λ [nm]	492	592	692
D [mm]	P _{wlc} [μW]	P _{wlc} [μW]	P _{wlc} [μW]
4	3,61	3,09	1,24
3,5	7,34	5,39	3,81
3	7,70	6,10	4,41
2,5	3,62	3,33	3,59
2	2,18	1,81	2,14

II. Měření prahu generace:

D [mm]	4	3,5	3	2,5	2	1,5
P _{prah} [mW]	18,62	15,22	13,82	7,73	7,33	6,46

III. Měření účinnosti konverze:

λ [nm]	792	692	592	492	492	592	692
D [mm]	P _{in} [mW]	P _{in} [mW]	P _{in} [mW]	P _{in} [mW]	P _{wlc} [mW]	P _{wlc} [mW]	P _{wlc} [mW]
4	21,540	24,864	30,480	40,120	0,00361	0,00309	0,00124
3,5	20,313	23,520	28,740	37,540	0,00734	0,00539	0,00381
3	25,600	29,816	36,520	48,240	0,00770	0,00610	0,00441
2,5	11,543	13,540	16,792	22,148	0,00362	0,00333	0,00359
2	9,850	11,646	14,518	19,502	0,00218	0,00181	0,00214
λ [nm]					492	592	692
D [mm]					η [%]	η [%]	η [%]
4					0,009	0,010	0,005
3,5					0,020	0,019	0,016
3					0,016	0,017	0,015
2,5					0,016	0,020	0,027
2					0,011	0,012	0,018

2.3.4 Generace v Si - skle # 6 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm

I. Měření maximálního výkonu superkontinua:

λ [nm]	492	592	692
D [mm]	Pwlc[μ W]	Pwlc[μ W]	Pwlc[μ W]
4	30,27	23,26	15,25
3,5	10,50	8,47	5,62
3	8,06	7,05	5,88
2,5	7,23	5,57	3,44
2	7,66	5,96	4,21
1,5	8,81	7,13	4,55

II. Měření prahu generace:

D [mm]	4	3,5	3	2,5	2	1,5
Pprah [mW]	26,80	14,92	14,32	14,13	9,50	4,54

III. Měření účinnosti konverze:

λ [nm]	792	692	592	492	492	592	692
D [mm]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pwlc [mW]	Pwlc [mW]	Pwlc [mW]
4	36,18	41,82	52,40	67,72	0,03027	0,02326	0,01525
3,5	21,59	25,38	31,86	42,26	0,01050	0,00847	0,00562
3	20,26	23,49	28,64	37,58	0,00806	0,00705	0,00588
2,5	19,56	22,81	27,74	36,46	0,00723	0,00557	0,00344
2	13,25	15,50	19,62	25,84	0,00766	0,00596	0,00421
1,5	5,78	6,90	9,58	12,55	0,00881	0,00713	0,00455
λ [nm]					492	592	692
D [mm]					η [%]	η [%]	η [%]
4					0,045	0,044	0,036
3,5					0,025	0,027	0,022
3					0,021	0,025	0,025
2,5					0,020	0,020	0,015
2					0,030	0,030	0,027
1,5					0,070	0,074	0,066

2.3.5 Generace v Ca₂F # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm

I. Měření maximálního výkonu superkontinua – P_{wlc}:

λ [nm]	492	592	692
D [mm]	P _{wlc} [μW]	P _{wlc} [μW]	P _{wlc} [μW]
4	7,32	5,44	3,34
3,5	7,06	5,49	3,38
3	7,04	5,27	3,06
2,5	4,09	2,90	1,41
2	2,79	1,79	0,68

II. Měření prahu generace – P_{prah}:

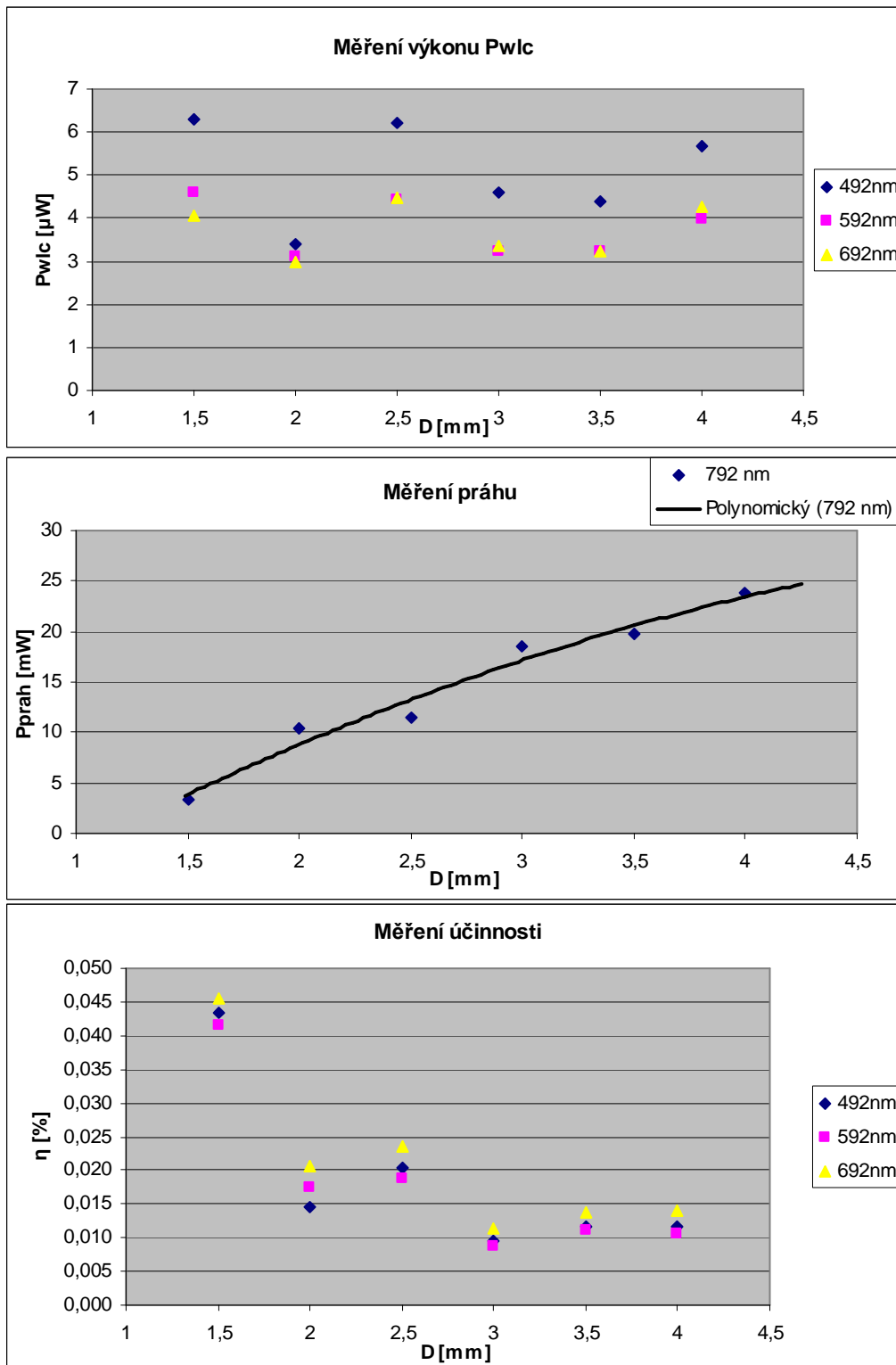
D [mm]	4	3,5	3	2,5	2
P _{prah} [mW]	2,76	1,80	2,58	1,50	4,89

III. Měření účinnosti konverze – η:

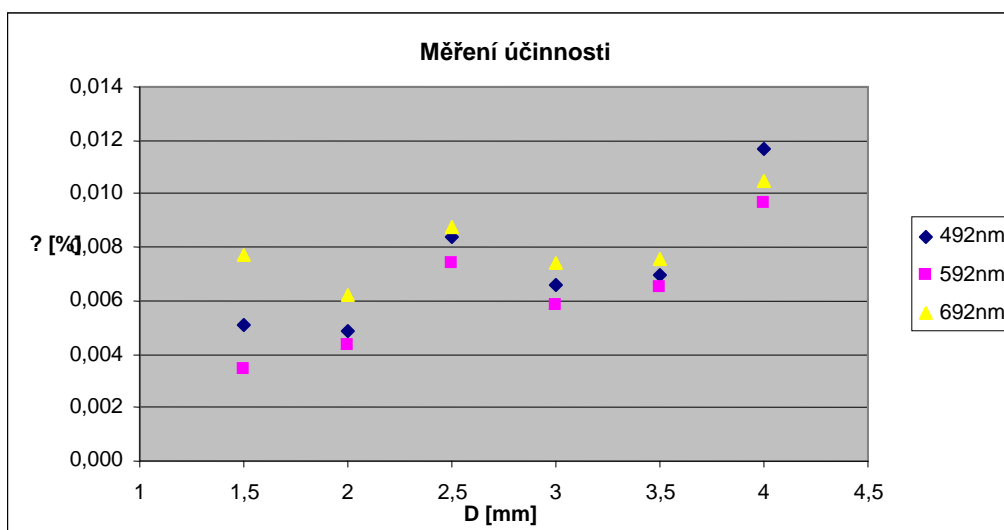
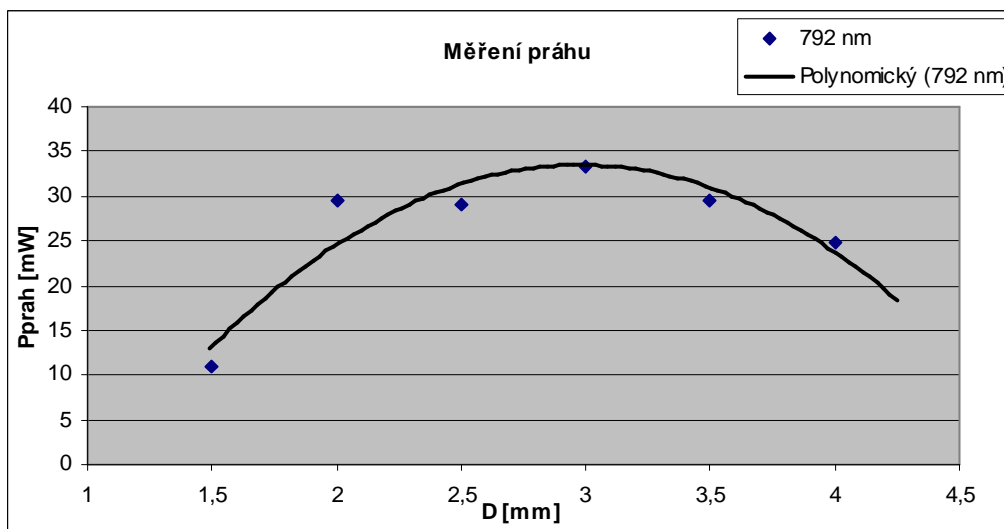
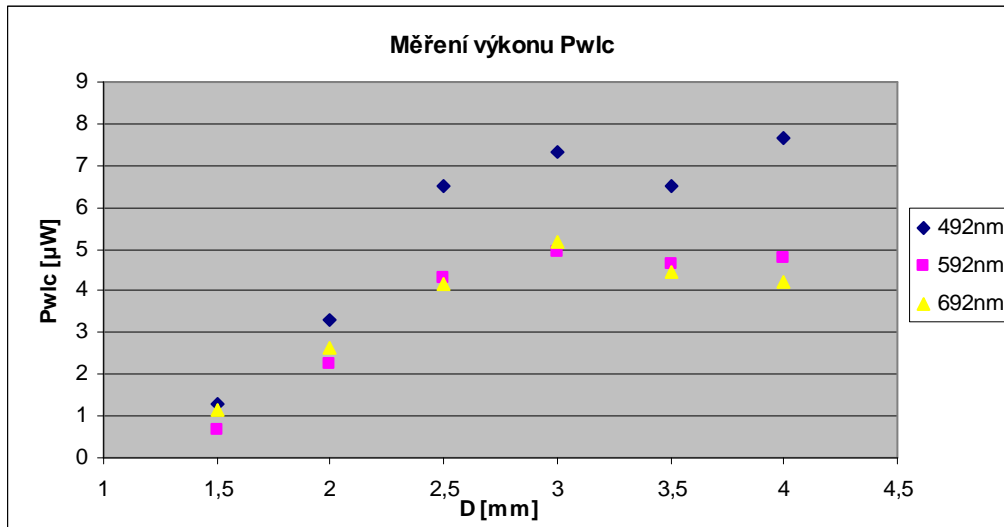
λ [nm]	792	692	592	492	492	592	692
D [mm]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	Pin [mW]	P _{wlc} [mW]	P _{wlc} [mW]	P _{wlc} [mW]
4	4,89	5,85	8,23	10,85	0,00732	0,00544	0,00334
3,5	3,47	4,27	6,31	8,50	0,00706	0,00549	0,00338
3	3,72	4,46	6,57	8,70	0,00704	0,00527	0,00306
2,5	2,58	3,15	4,95	6,47	0,00409	0,00290	0,00141
2	5,11	6,13	8,49	11,27	0,00279	0,00179	0,00068
λ [nm]					492	592	692
D [mm]					η [%]	η [%]	η [%]
4					0,067	0,066	0,057
3,5					0,083	0,087	0,079
3					0,081	0,080	0,069
2,5					0,063	0,059	0,045
2					0,025	0,021	0,011

2.4 Grafy naměřených hodnot

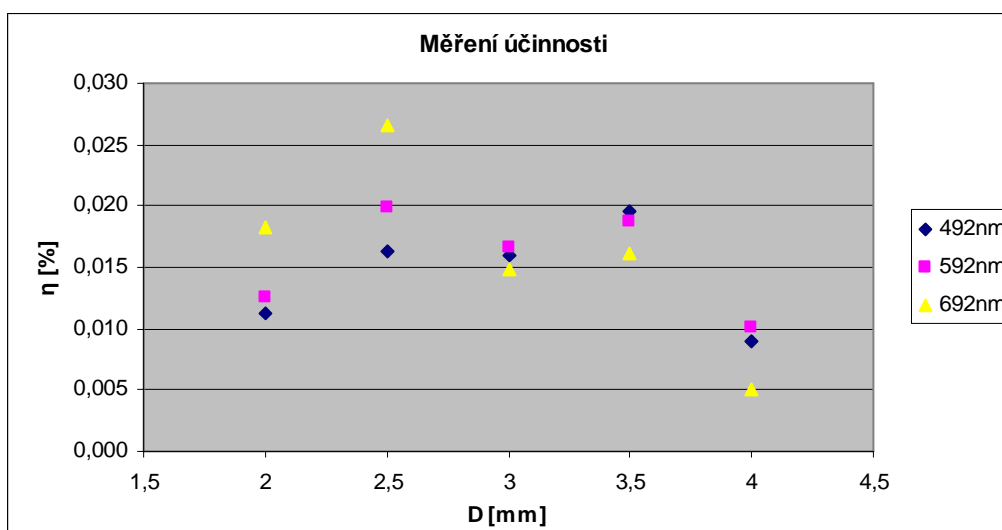
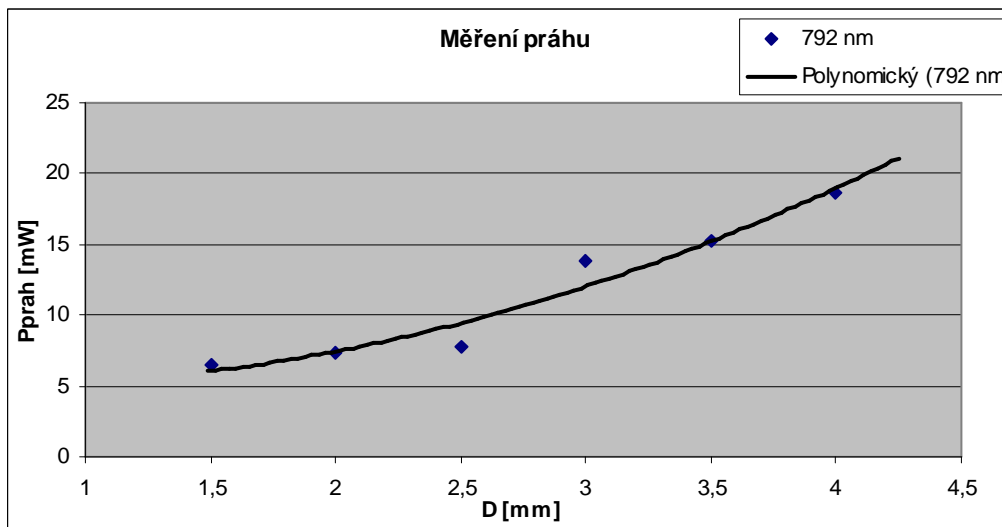
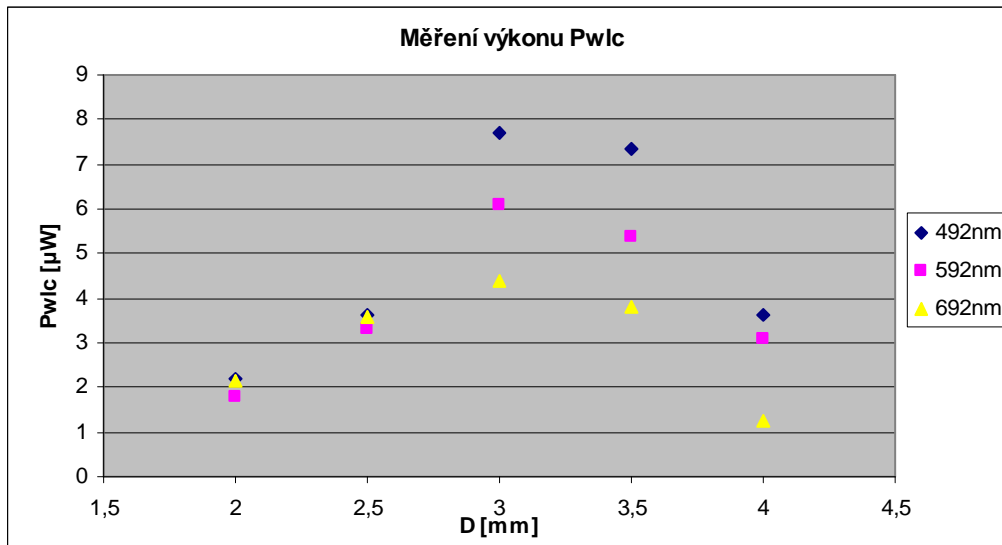
2.4.1 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 50 mm



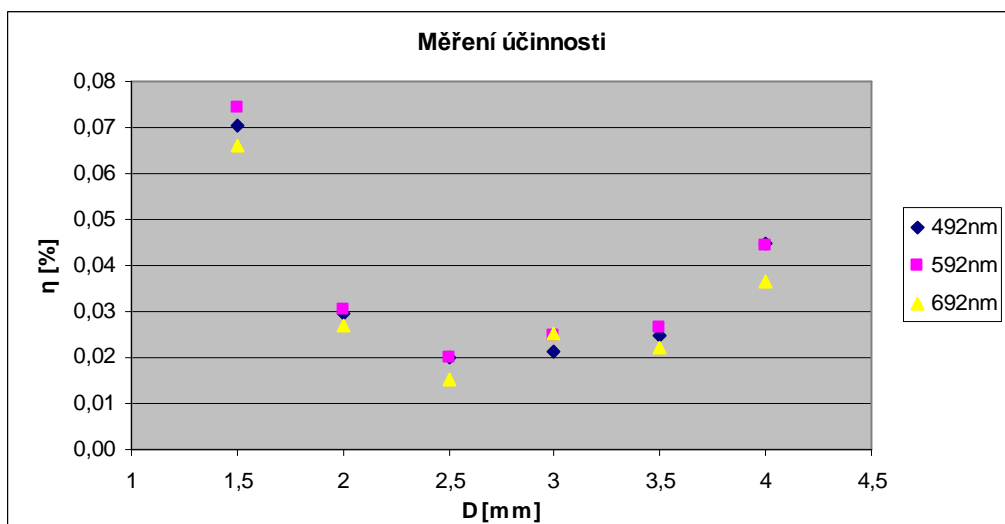
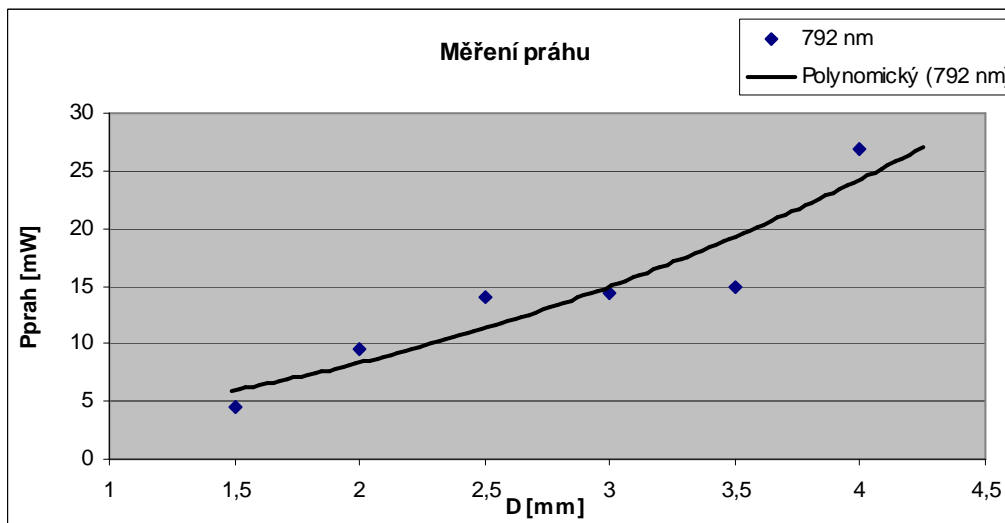
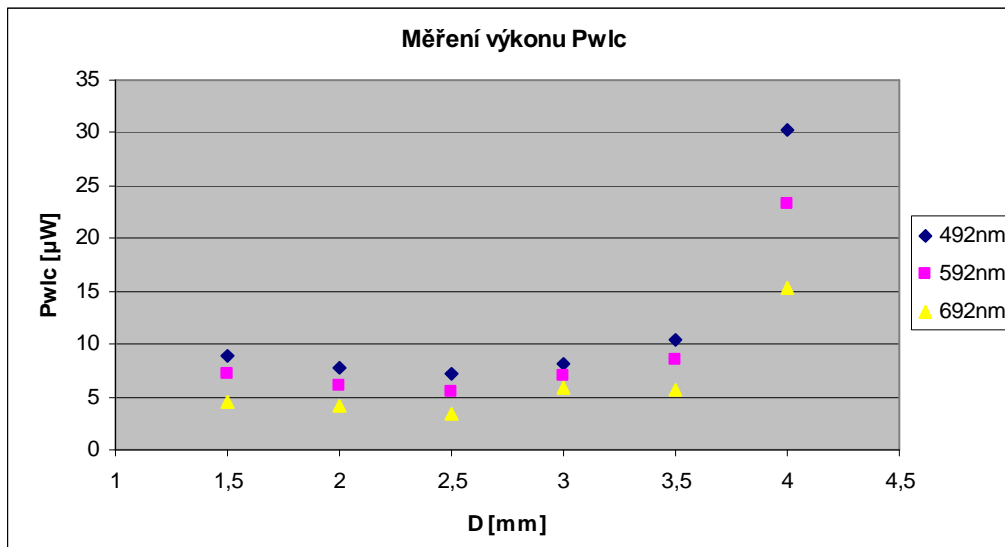
2.4.2 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 75 mm



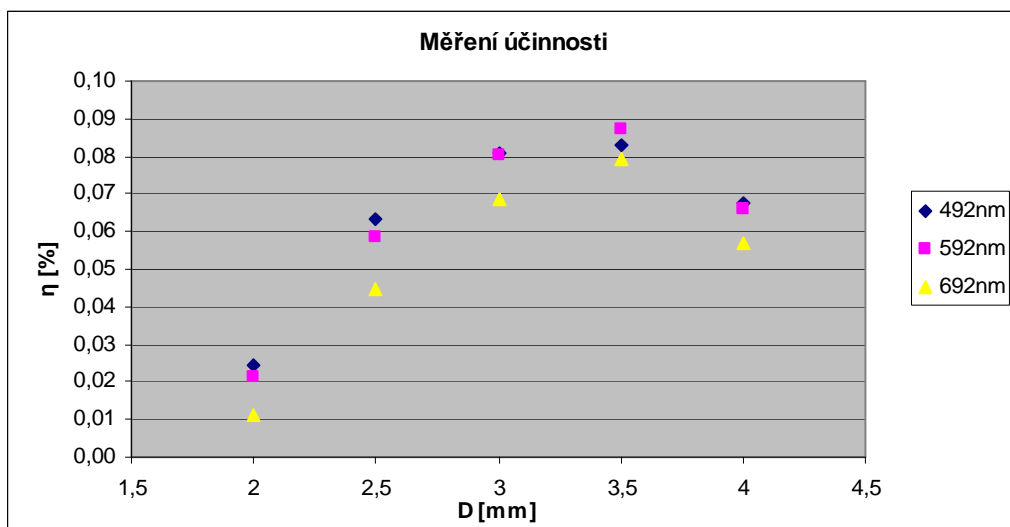
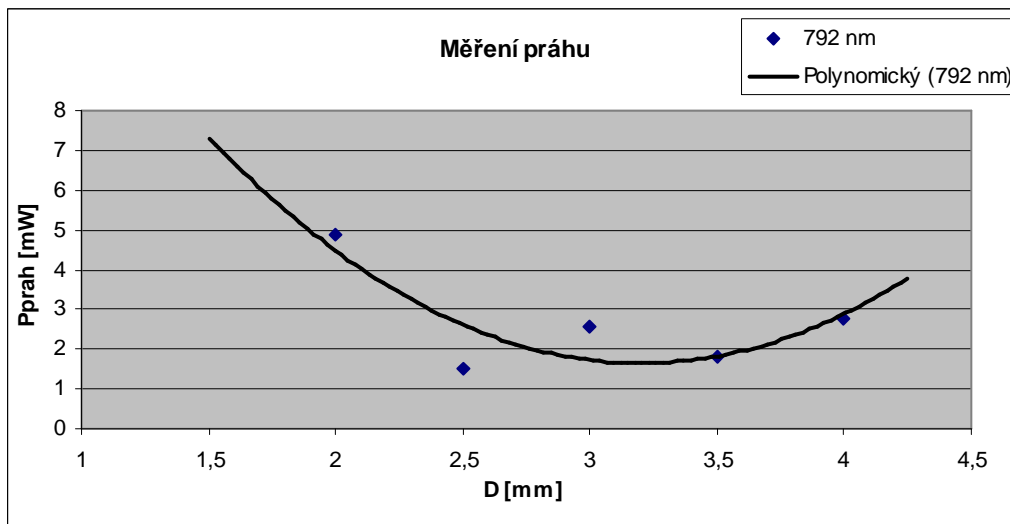
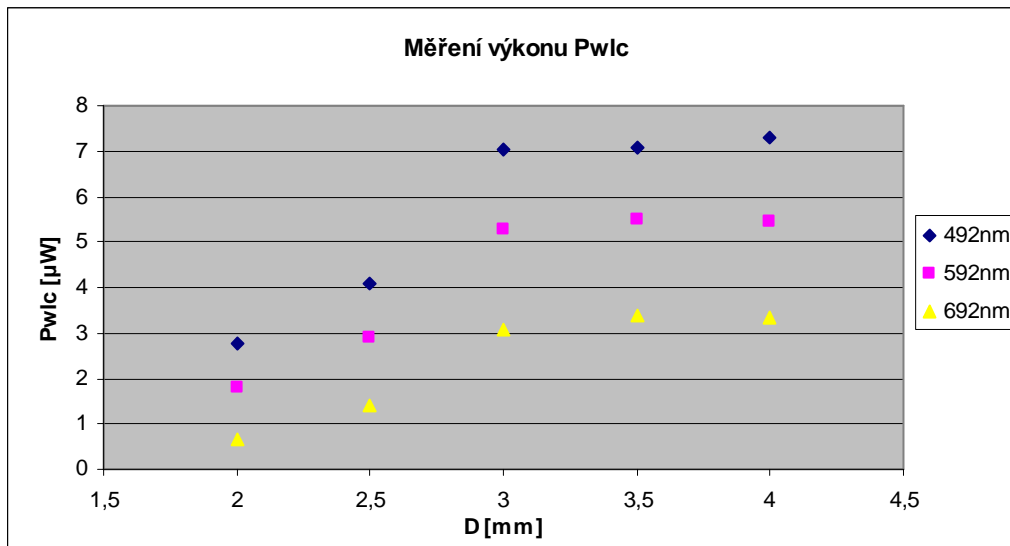
2.4.3 Generace v safíru # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm



2.4.4 Generace v Si - skle # 6 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm

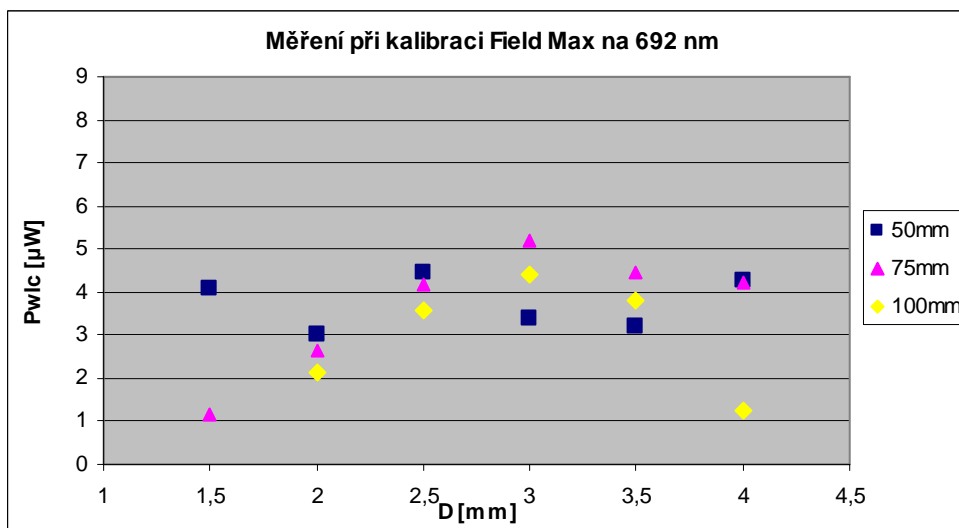
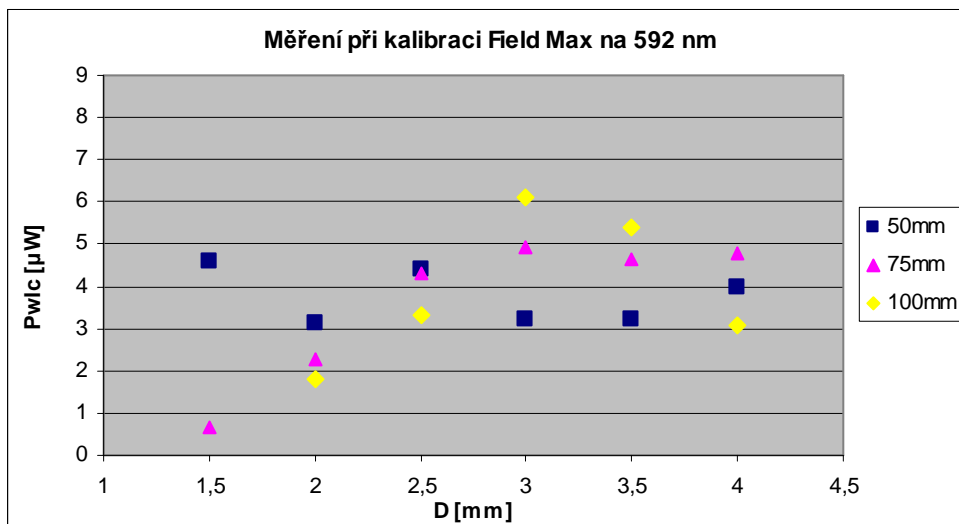
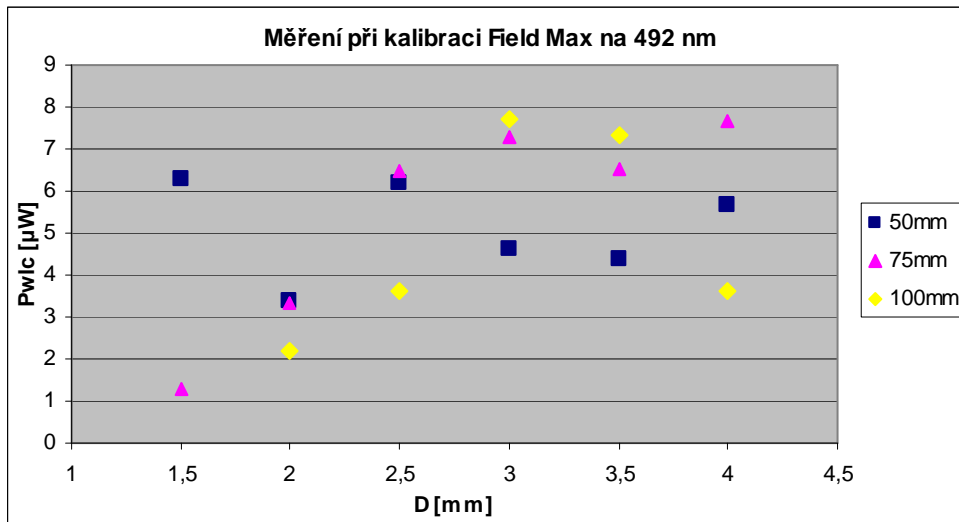


2.4.5 Generace v Ca₂F # 2 mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm

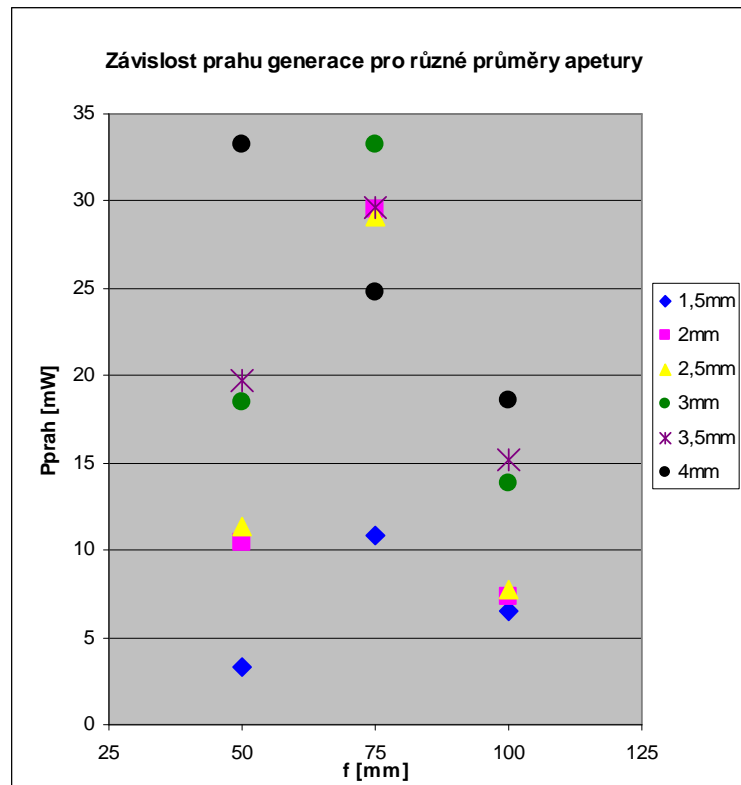


2.4.6 Společné grafy naměřených veličin pro safír # 2 mm pro různé ohniskové vzdálenosti fokusační čočky

I. Měření maximálního výkonu:

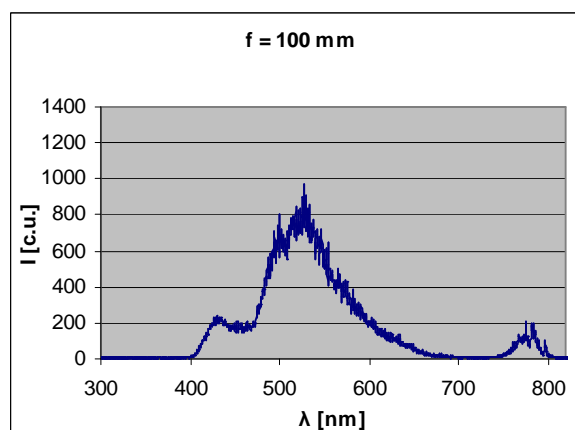
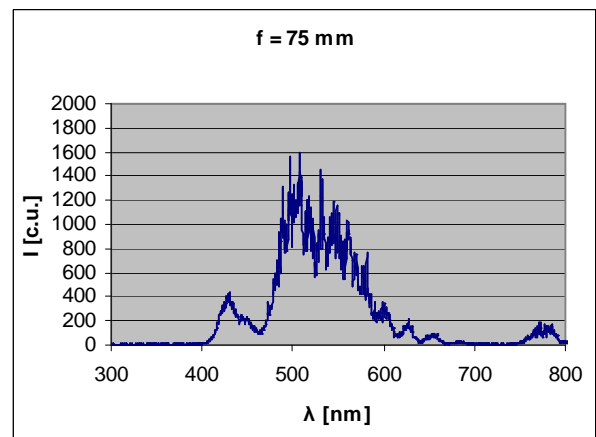
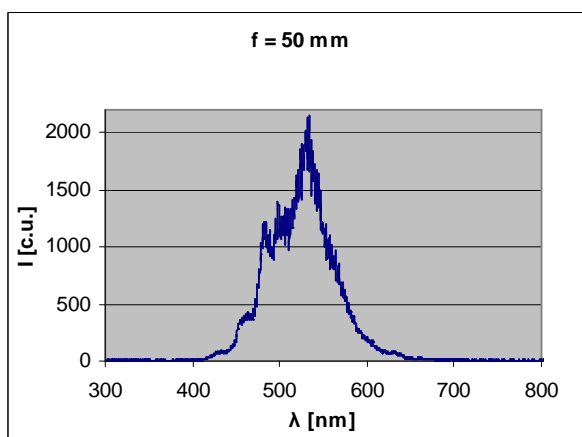


II. Měření prahu generace:

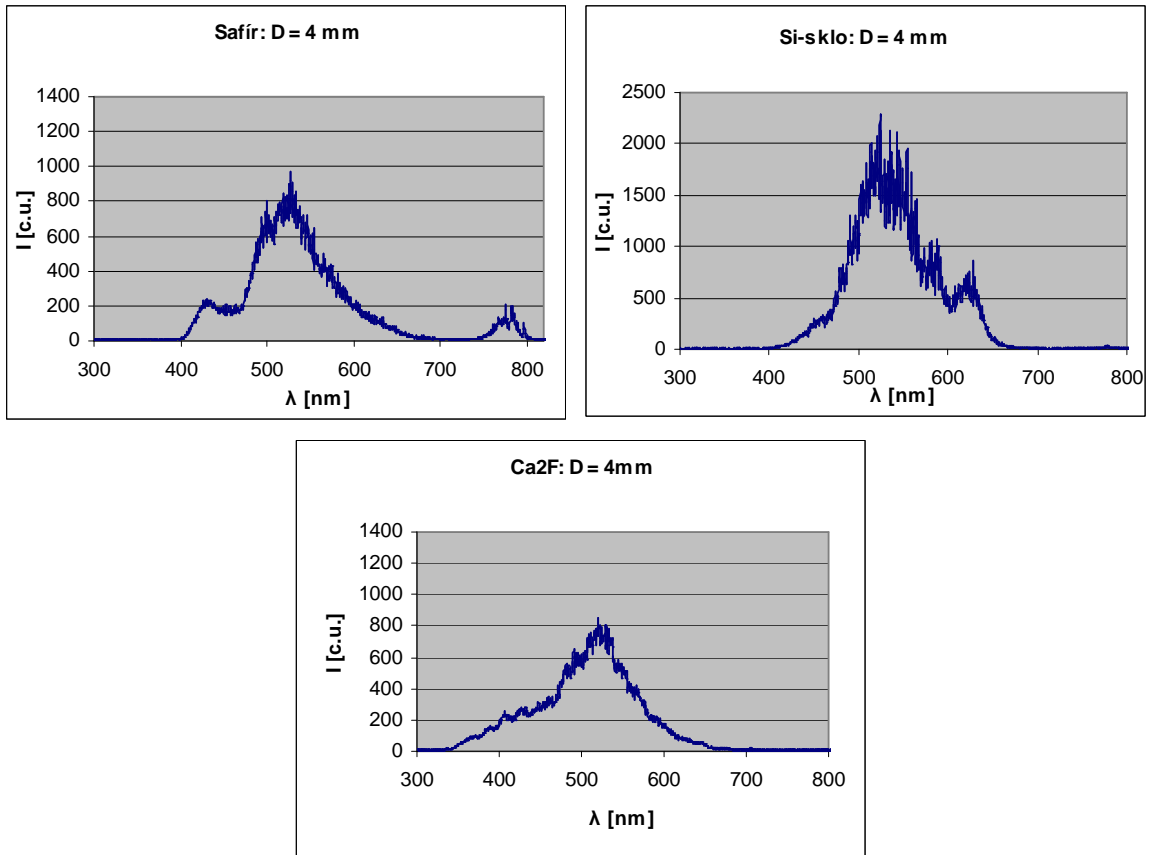


2.5 Zaznamenaná spektra

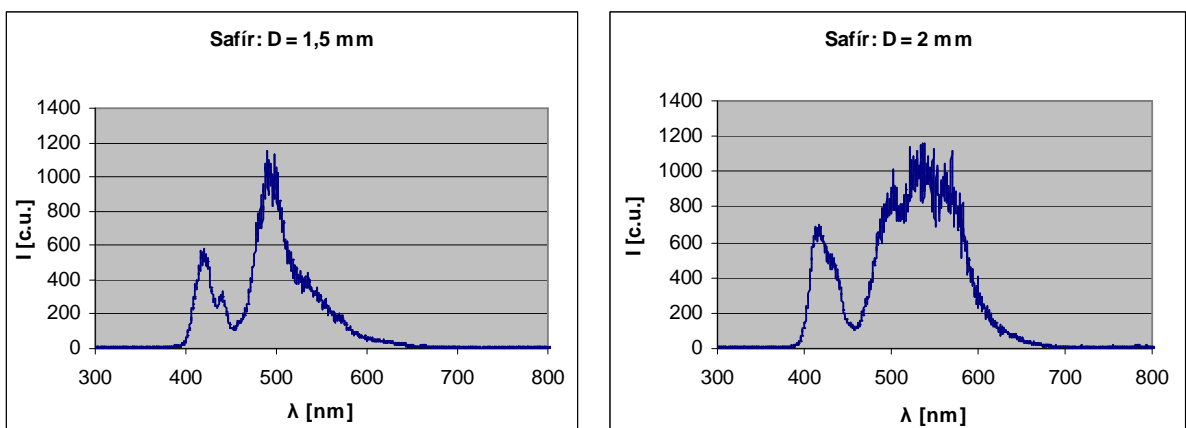
2.5.1 Zaznamenaná spektra superkontinua v safíru # 2 mm pro různé ohniskové vzdálenosti fokusační čočky při průměru apertury $D = 4$ mm

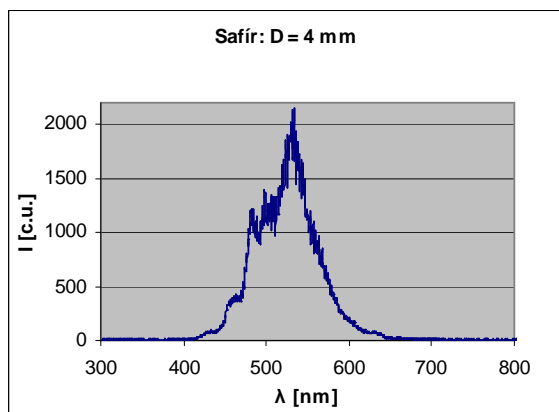
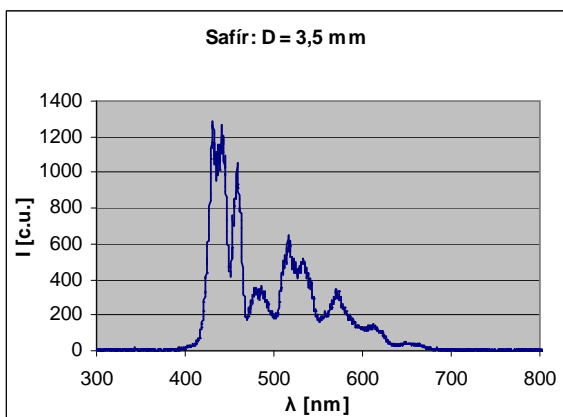
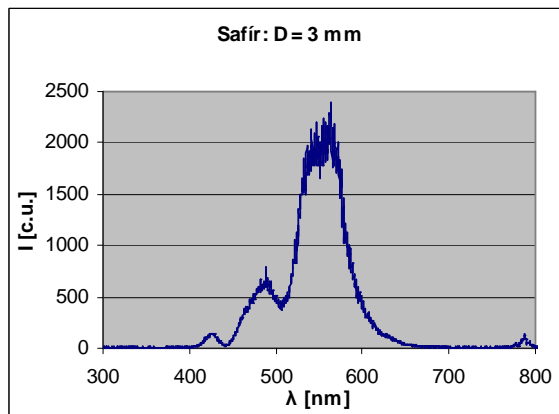
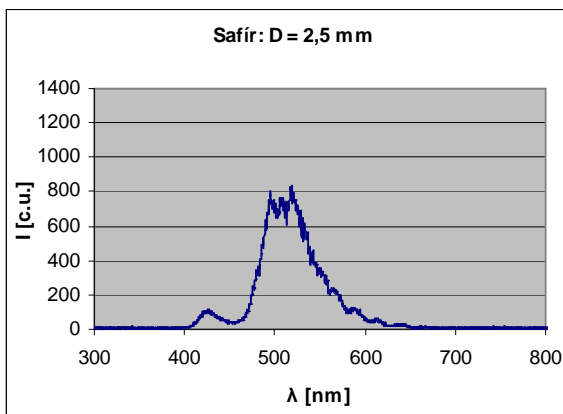


2.5.2 Zaznamenaná spektra superkontinua pro různé materiály pro ohniskovou vzdálenost fokusační čočky 100 mm a při průměru apertury 4 mm

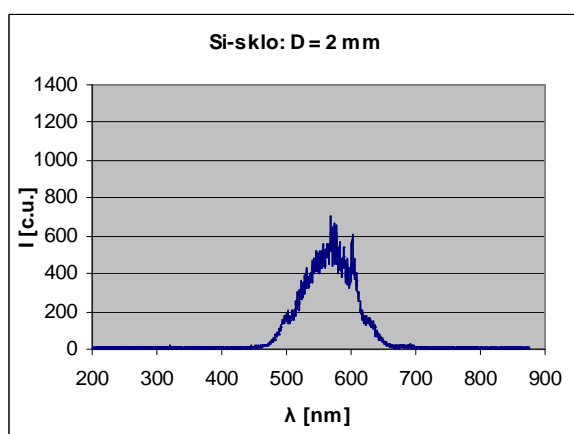
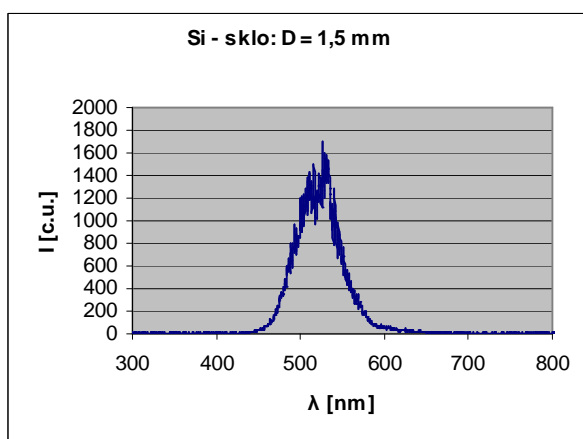


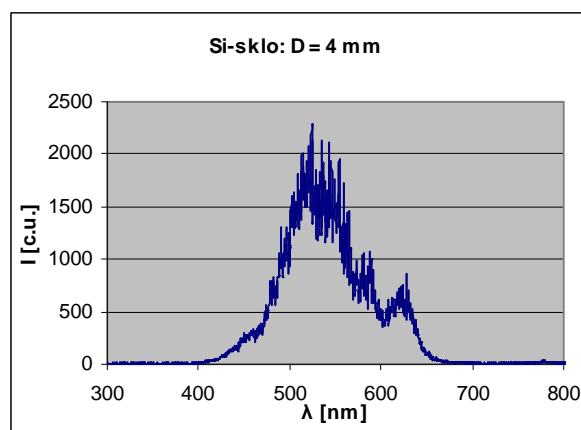
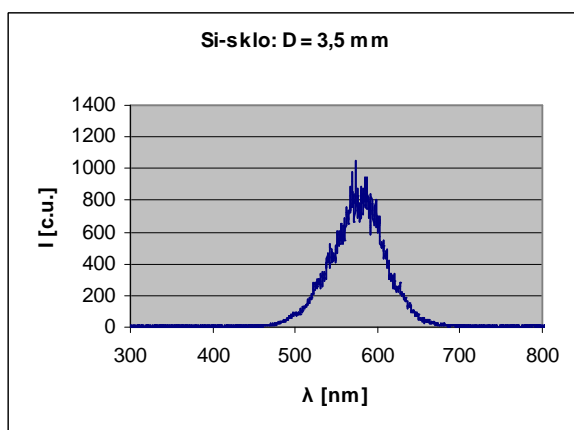
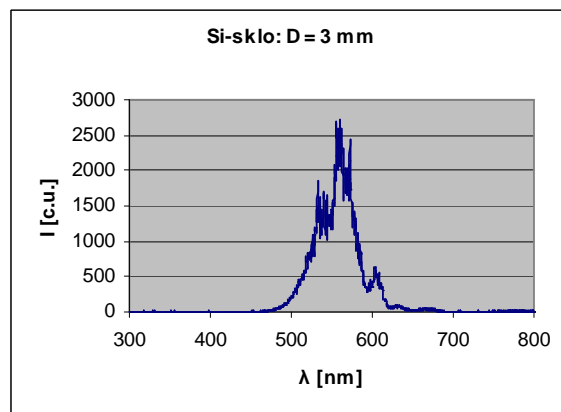
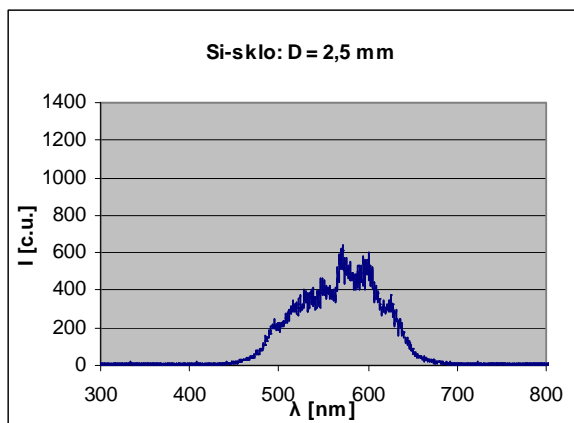
2.5.3 Spektra superkontinua generovaném v safíru # 2mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 50 mm pro různé průměry apertury



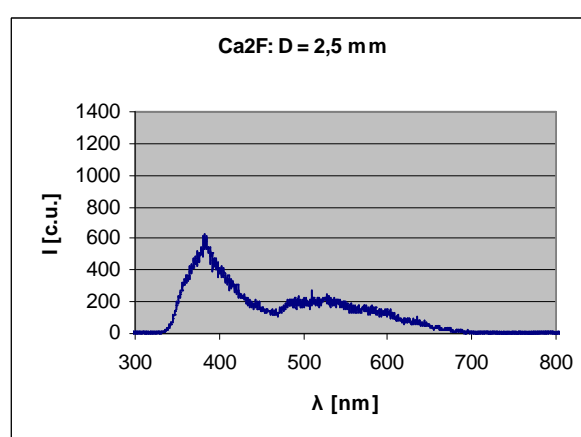
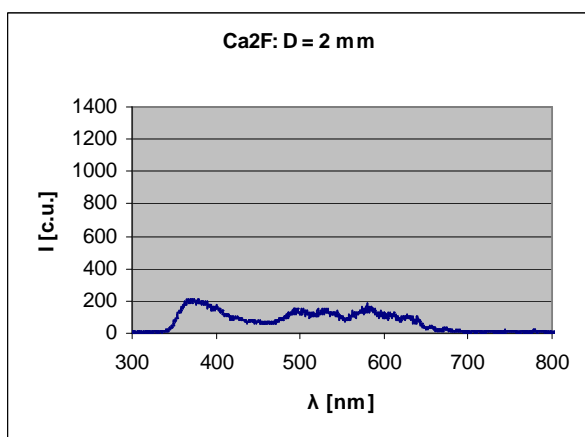


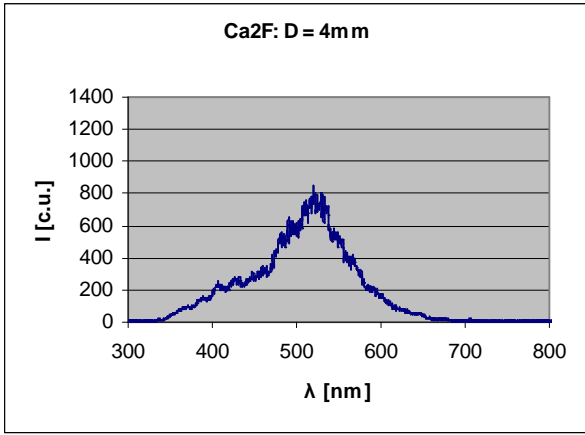
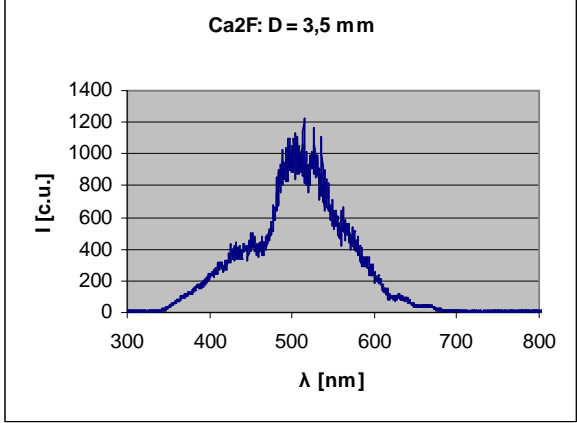
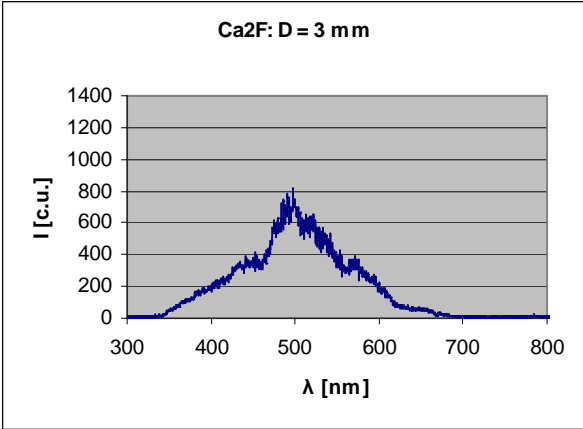
2.5.4 Spektra superkontinua generovaném v Si - sklu # 6mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm pro různé průměry apertury





2.5.5 Spektra superkontinua generovaném v Ca_2F # 2mm při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm pro různé průměry apertury





2.6 Diskuze měření

Charakter superkontinua byl závislý na nastavení různých parametrů experimentu - průměr apertury D , velikost ohniskové vzdálenosti fokusační čočky L_1 , a rozdílné tloušťce vzorků. Závisí také na rozdílu energetických hladin zakázaného pásu pro různé druhy prostředí. Některé souvislosti či závislosti šly teoreticky vysvětlit, jiné ne - pro jejich vysvětlení by bylo potřeba udělat detailnější výzkum.

Z grafů měření prahu generace a účinnosti pro safír a Ca_2F lze odvodit závislost účinnosti na hodnotě prahu generace. Teoreticky to může odpovídat tomu, že pokud je nízký práh generace a tudíž i auto – fokusace, tak proces auto – fokusace velmi sílí a skrze auto – modulaci fáze se vytvoří výkonné superkontinuum. Tato závislost není ale pozorovatelná v křemičitém skle, kde ale vzhledem k odlišné tloušťce materiálu proces auto – fokusace nemusí hrát tak podstatnou roli.

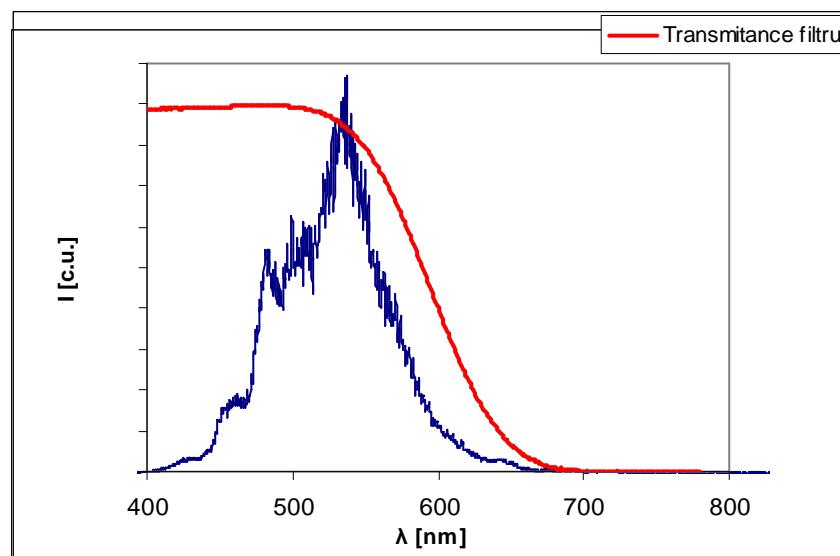
U generace v safíru o tloušťce 2 mm pomocí fokusační čočky o ohniskové vzdálenosti 50 mm byl výkon superkontinua méně závislý na průměru apertury než při použití jiných čoček. Takto generované superkontinuum bylo také více stabilní. Při vyšších hodnotách ohniskových vzdáleností fokusační čočky (75mm, 100mm), nastává rapidní zvýšení výkonu superkontinua při větších průměrech apertury. Jedině u 100 mm čočky a průměru apertury 4 mm nastává pokles výkonu i účinnosti a single-filament šel vytvořit pouze v oblasti ohniska na straně vzdálenější od ohniska fokusační čočky. Domnívám se, že v případě 75 mm čočky zvýšení světelné intenzity způsobené rozšířením apertury na 4 mm pomohlo k procesu generace single-filamentu, ale u 100 mm čočky byla světelná intenzita v okolí ohniska již tak velká, že pokud by se generovalo blíže k ohnisku, tak by docházelo ke generaci multi-filamentu, popř. k ionizaci materiálu.

U generace v křemičitém skle o tloušťce 6 mm pomocí fokusační čočky o ohniskové vzdálenosti 100 mm docházelo důsledkem ionizace materiálu k jeho poškození. K odstranění tohoto jevu bylo použito otočného držáku vzorku. Grafy výkonu a účinnosti mají podobný charakter. Na grafu měření výkonu v kapitole 2.4.4 si lze všimnout extrémního (cca 3-násobného) nárůstu výkonu superkontinua při průměru apertury 4 mm. Určitou roli může hrát fakt, že tento vzorek měl trojnásobnou tloušťku než ostatní vzorky. Z toho lze vyvodit, že v generaci při těchto podmínkách mohou nabít na významu i jiné jevy, které se při menší tloušťce vzorku a tedy i kratší interakční

dráze uplatní méně. Také vzhledem k tomu, že křemičité sklo má nejmenší nelineární index lomu ze všech měřených prostředí, tak proces auto – fokusace nabývá na významu až při vyšších hodnotách světelné intenzity .

U generace v Ca_2F o tloušťce 2 mm pomocí fokusační čočky o ohniskové vzdálenosti 100 mm docházelo důsledkem ionizace materiálu k jeho poškození. K odstranění tohoto jevu bylo použito také otočného držáku vzorku. Při generaci se na okrajích superkontinua objevili do červena zbarvené artefakty a bylo třeba je odstínit pomocí apertury umístěné za čočkou L_3 . Generace v tomto vzorku vykazovala poměrně vysokou účinnost a nízké hodnoty prahu generace.

Diskuze naměřených spekter není jednoduchá, neboť filtr, jenž jsem použil k odstranění čerpacího svazku o vlnové délce 792 nm, ořízl i delší vlnové délky spektra, viz Obr. 23. Navíc se spektrum superkontinua v důsledku interakce více procesů a fluktuací vstupního pulsu v čase měnilo.



Obr. 23 Ořez delších vlnových délek spektra superkontinua filtrem

Spektra superkontinua generovaném v safíru pomocí fokusační čočky o ohniskové vzdálenosti 50 mm si jsou podobná. Je to způsobeno již zmiňovanou stabilitou superkontinua při těchto podmínkách. Naměřené spektrum je ohraničeno přibližně od 400 nm do 660 – 670 nm.

U naměřených spekter superkontinua generovaném v křemičitém skle si lze všimnout, že při průměru apertury 4 mm evidentně dochází k frekvenčnímu posunu spektra do modré oblasti, konkrétně posun z 480 nm na 400 nm. Tento jev souhlasí s grafy výkonu superkontinua, kdy při průměru apertury 4 mm dochází ke zvýšení výkonu superkontinua v oblasti naměřeném wattmetrem Field Max při nastavení kalibrace na vlnové délky 492 nm a 592 nm.

Teoreticky by to možná šlo vysvětlit tak, že vzhledem k nižší hodnotě nelineárního indexu lomu křemičitého skla dochází k vyššímu příspěvku nelineárního indexu lomu až při vyšších hodnotách světelné intenzity pulsu (n_2I). Důsledkem tohoto vyššího příspěvku nelineárního indexu lomu dochází k výrazné auto – fokusaci (což významně ovlivní auto – modulaci fáze) a k zesílení procesu self – steepeningu, který způsobí přesun energie do modré části spektra. Otázka je, jak významnou roli při generaci v tomto vzorku hrály procesy jako je Ramanovský rozptyl či čtyřvlnová interakce.

Tento jev je také pozorovatelný u spekter superkontinua generovaném v Ca_2F , kde ale na rozdíl od křemičitého skla nenastává posunutí hranice spektra, ale pouze přesun energie do modré části spektra.

Rozdíly v chování spektra superkontinua v Ca_2F a v křemičitém skle může být ovlivněn i odlišnou tloušťkou vzorku a tedy i dobou interakce světelného záření s hmotou a tedy zesílením procesů, jenž generaci ovlivňují. Každopádně studování spekter superkontinua generovaném v různých materiálech při odlišných tloušťkách vzorků může být klíč k objasnění, jak se který proces při generaci uplatňuje.

Ze spekter uvedených v kapitole 2.5 lze vyčíst, že se v závislosti na změně prostředí, průměru apertury a ohniskové vzdálenosti fokusovací čočky mění spektrální přerozdělení energie superkontinua. Může to být důsledek závislosti auto - fokusace na průměru svazku či toho, kde se nachází v daném prostředí "ohnisko" autofokusace pro různý průměr apertury. Také na jaké vzdálenosti dochází k zaostření spádové hrany pulsu a tedy v důsledku self – steepeningu k rozšíření spektra do modré oblasti.

Kapitola III

V této kapitole je popsáno využití superkontinua v různých aplikacích, jenž jsou již úspěšně realizovány, nebo v ambiciózních projektech, které na samotnou realizaci teprve čekají a závěr práce.

3.1 Aplikace superkontinua

Přes veškerou složitost teoretického popisu superkontinua se tohoto jevu využívá v oborech jako je např. optika, biologie, biomedicíně či telekomunikace.

Femtosekundová spektroskopie

Tento typ spektroskopie je založen na studii časových změn spekter elektromagnetického záření. Měřením absorpčních a emisních spekter až do řádu femtosekund lze popsat velmi rychlé děje jako je fotosyntéza, molekulární přeměny, luminiscenční jevy apod. Metoda založená na využití superkontinua se nazývá „pump – probe“. Vychází z toho, že monochromatickým pulsem „pump“ excitujeme vzorek na určitou energetickou hladinu a superkontinuálním pulsem „probe“, jenž je od monochromatického pulsu o určitý čas opožděn, zkoumáme vysílané spektrum. Spektrum superkontinuálního pulsu „probe“ se průchodem vzorku změní a změny jeho spektra jsou porovnávány s referenčním pulsem superkontinua. Výhody, jenž při generaci superkontinua nabízejí optická vlákna, lze výhodně použít k sestrojení dostatečně výkonného a cenově dostupného spektroskopu, jenž by našel řadu uplatnění i v laboratořích, které nemají prostředky k pořízení femto-sekundových laserových systémů.

Vlnový multiplex (DWDM)

[8] Superkontinuum se dá použít jako optický zdroj pro vlnový multiplex (DWDM), kde potřebujeme několik zdrojů záření pracujících na různých vlnových délkách. Princip je velice jednoduchý. Použijeme zdroj laserový pulsů s optickým zesilovačem. Zesilovač může být jak Ramanovský (RFA), tak i Erbiem dopovaný

(EDFA). Signál poté navážeme do vysoce nelineárního vlákna, které může být dlouhé až několik kilometrů. Na výstupu vlákna již dostáváme rozšířené spektrum. Toto spektrum pomocí optických filtrů rozdělíme na několik nosných, na které je možno namodulovat užitečný signál. Signál může být namodulován ještě před vstupem do HNLF a na výstupu po průchodu optickými filtry dostaneme zkopírovaný signál - docílíme tedy tzv. broadcast.

Optická koherentní tomografie

Tato metoda používaná k léčbě onemocnění sítnice umožňuje zobrazit sítnici v řezech, dále také analyzovat změny zřakového nervu a vrstvy nervových vláken. Jedná se vlastně o Michelsonův interferometr, kdy se část paprsku odráží na každém jednotlivém rozhraní vrstev o odlišném indexu lomu. Posuvem volného zrcadla interferometru kompenzujeme rozdíl optických drah odražených paprsků do doby, kdy paprsky vzájemně interferují. Velká šíře spektra superkontinua umožňuje dosáhnout vysokého rozlišení jednotlivých vrstev.

Spektrometrie optických vlnovodů

Širokopásmový zdroj světla velmi zpřesňuje určení pozice vad či nehomogenit v optických vlnovodech. Dále ulehčuje měření disperzních vlastností optických vlnovodů.

3.2 Závěr

V této práci byl teoreticky a experimentálně studován proces generace superkontinua v různých optických prostředích jako jsou safír, křemičité sklo a Ca_2F . Byl sledován vliv průměru apertury a ohniskové vzdálenosti fokusační čočky na charakter generace superkontinua. zejména byly získány prahové hodnoty pro generaci superkontinua, účinnost generace superkontinua v závislosti na průměru budícího svazku, ohniskové vzdálenosti čočky a maximální výkon superkontinua. Všechna měření byla vykonána v režimu single filament superkontinua.

Největší výkon superkontinua byl naměřen v Si – skle při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm a průměru apertury 4 mm. Nejmenší výkon superkontinua byl naměřen v safíru při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 75 mm a průměru apertury 1,5 mm. Nejvyšší práh generace byl naměřen v safíru při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 75 mm a průměru apertury 4 mm. Nejnižší práh generace byl naměřen v Ca_2F při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm a průměru apertury 2,5 mm. Největší účinnost byla naměřena v Ca_2F při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 100 mm a průměru apertury 3,5 mm. Nejmenší účinnost byla naměřena v safíru při ohniskové vzdálenosti fokusační čočky 75 mm a průměru apertury 2 mm.

Byl studován spektrální charakter superkontinua pro uvedená optická prostředí, rovněž v závislosti na výše uvedených parametrech. Bylo ukázáno, jaký vliv má auto – fokusace a self – steepening na frekvenční posun spektra.

Seznam použité literatury:

- [1] ROBERT W. BOYD, *Nonlinear Optics*, Academic Press Boston, 1992
- [2] R.H. PANTEL, H.E. PUTHOFF, *Fundamentals of Quantum Electronics*, John Wiley & Sons, 1969
- [3] BAHAA E.A. SALEH, MALVIN CARL TEICH, *Základy fotoniky 4*, MATFYZPRESS, 1996
- [4] Doc. Ing. MIROSLAVA VRBOVÁ, CSc. a kol., *Lasery a moderní optika – oborová encyklopedie*, Prométheus, 1994
- [5] CHRIS B. SCHAFFER, *Interaction of Femtosecond Laser Pulses with Transparent Materials*, disertační práce - Harvard University, 2001
- [6] BLAZEFOTONICS LTD., *Compact ultra-bright supercontinuum light source*, <www.blazefotonics.com>
- [7] A. BRODEUR, F.A. ILKOV, S.L. CHIN, *Optics Communications*, , University Laval, 1996
- [8] Ing. DAVID KRČMARŤÍK, *Význam a vlastnosti superkontinua pro telekomunikace*, <<http://access.feld.cvut.cz/view.php?navezclanku=vyznam-a-vlastnosti-superkontinua-pro-telekomunikace&cisloclanku=2007010003>>

Seznam obrázků:

Obr. 1 Auto-fokusace paprsku.....	12
Obr. 2 Defokusace paprsku.....	12
Obr. 3 Self-trapping	13
Obr. 4 Plošné rozložení intenzity el. pole.....	14
Obr. 5 Chování paprsku na rozhraní nelineárního laserového paprsku.....	14
Obr. 6 Auto-modulace fáze.....	18
Obr. 7 Rozšíření pulsu pomocí auto-modulace fáze v prostředí s normální disperzí....	19
Obr. 8 Zúžení pulsu pomocí auto-modulace fáze v prostředí s anomální disperzí.....	19
Obr. 9 Deformace obálky pulsu.....	20
Obr. 10 Výrazné modré frekvenční posunutí.....	20
Obr. 11 Vytvoření nových frekvenčních složek	23
Obr. 12 Dvoufotonová absorpce.....	24
Obr. 13 Dvoufotonová emise.....	24
Obr. 14 Čtyřfotonová ionizace.....	24
Obr. 15 Vliv auto-fokusace a auto-modulace fáze na frekvenční rozšíření pulsu.....	27
Obr. 16 PCF vlákno s pevným jádrem.....	29
Obr. 18 Vznik multi filament superkontinua	31
Obr. 19a Single filament superkontinua.....	32
Obr. 19b Multi filament superkontinua.....	32
Obr. 20a Spektrum single filamentu.....	32
Obr. 20b Spektrum multi filamentu.....	32
Obr. 21 Schéma experimentu.....	33
Obr. 22 Fotografie experimentu.....	33
Obr. 23 Ořez delších vlnových délek spektra superkontinua filtrem	52