

Jihočeská Univerzita v Českých Budějovicích
Přírodovědecká fakulta

**Experimentální realizace konverze infračervených
femtosekundových pulsů do ultrafialové spektrální
oblasti**

Bakalářská práce

Gustav Hermann Käferböck

Školitel: Mgr. Marcel Fuciman, Ph.D.

České Budějovice 2020

G. H. Käferböck, 2020: Experimentální realizace konverze infračervených femtosekundových pulsů do ultrafialové spektrální oblasti [Experimental implementation of the conversion of infrared femtosecond pulses into the ultraviolet spectral region, Bachelor Thesis, in Czech] – 32 p., Faculty of Science, University of South Bohemia, České Budějovice, Czech Republic

Anotace

V této práci jsem se zabýval konverzí krátkého laserového pulsu z infračerveného spektra do tvrdé ultrafialové oblasti. Tohoto jevu jsem docílil díky existenci nelineárních optických jevů, což jsou jevy, při kterých polarizace látky již není lineárně závislá na intenzitě elektrického pole. Jedním z těchto jevů je generace třetí harmonické frekvence. A právě u tohoto jevu se jedná o konverzi infračerveného laserového paprsku do ultrafialové oblasti.

Abstract

In this work I dealt with the conversion of a short laser pulse from the infrared spectrum into the hard ultraviolet region. I achieved this phenomenon thanks to the existence of nonlinear optical phenomena, in which the polarization of a material is no longer linearly dependent on the intensity of the electrical field. One of these phenomena is the generation of the third harmonic. And it is this phenomena that is the conversion of infrared laser pulses into the ultraviolet region.

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

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění, souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách, a to se zachováním mého autorského práva k odevzdanému textu této kvalifikační práce. Souhlasím dále s tím, aby toutéž elektronickou cestou byly v souladu s uvedeným ustanovením zákona č. 111/1998 Sb. zveřejněny posudky školitele a oponentů práce i záznam o průběhu a výsledku obhajoby kvalifikační práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Českých Budějovicích dne 21.05.2020

.....

Gustav H. Käferböck

Poděkování:

Touto formou děkuji panu Mgr. Marcelu Fucimanovi, Ph.D. za možnost pracovat na bakalářské práci v laboratoři femtosekundové spektroskopie a jeho podporu v průběhu řešení bakalářské práce a také za jeho trpělivost se mnou. Dále děkuji panu prof. RNDr. Tomáši Polívkovi, Ph.D., za pomoc při vybírání tématu mé bakalářské práce.

Obsah

1. Úvod.....	1
2. Druhá harmonická frekvence	2
2.1. Generace druhé harmonické	2
2.2. SHG typy	3
3. Grupová rychlost.....	5
3.1. Disperze grupové rychlosti	6
3.2. Disperze grupového opožďení	6
4. Polarizace	7
4.1. Polarizátory	7
4.2. Vlnové destičky	8
5. Třetí harmonická frekvence	10
5.1. Phase-matching	10
5.2. Generace třetí harmonické	11
5.3. Účinnost konverze paprsku.....	12
6. Komponenty sestavy	14
7. Postup složení sestavy.....	17
8. Měření	22
9. Měření průměru laserového svazku	25
10. Diskuze	28
11. Závěr.....	29
12. Literatura	30
Příloha.....	31

1. Úvod

Nelineární optika je odvětví optiky zabývající se chováním světla v případě, kdy veličiny charakterizující danou látku jsou závislé na intenzitě světla. Jedná se tedy o případy, kdy závislost polarizace \vec{P} na intenzitě elektrického pole \vec{E} není lineární. Obecná rovnice pro vztah mezi polarizací a intenzitou elektrického pole je: [1]

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

kde ε_0 je permitivita vakua a $\vec{\chi}$ je tenzor susceptibility materiálu. Při vyšších intenzitách světla ($\sim 10^9$ V/m) tento vztah však nelze použít a je potřeba daný vztah (1) rozvést do Taylorovy řady.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \vec{\chi} \vec{E} + \varepsilon_0 \left(\sum_{i=2} \vec{\chi}^{(i)} \vec{E}^i \right) \quad (2)$$

kde $\vec{\chi}^{(i)}$ jsou nelineární susceptibility i -tého řádu. Takže například pro druhou harmonickou platí $\vec{P}_2 = \varepsilon_0 \vec{\chi}^{(2)} \vec{E}^2$ a pro třetí harmonickou platí $\vec{P}_3 = \varepsilon_0 \vec{\chi}^{(3)} \vec{E}^3$. Dále v nelineárních prostředích také přestává platit princip superpozice. [1]

Nelineární optika se používá převážně ve spolupráci s lasery, kde se používá k vytvoření velkého množství různých efektů. [1]

- Procesy při, kterých se spojují (kombinují) frekvence – generace vyšších harmonických frekvencí, parametrické zesilování signálů

Pro tuto práci jsou důležité však pouze dva: [1]

- generace druhé harmonické (Second-harmonic generation, zkráceně SHG)
- generace součtové frekvence (Sum frequency generation, zkráceně SFG)

2. Druhá harmonická frekvence

Druhá harmonická frekvence je druh vlnění, které se generuje v médiích, která vykazují nelinearitu druhého řádu. Tato nelinearita je způsobena druhým členem Taylorova rozvoje (viz rovnice 2). Toto způsobuje druhý člen Taylorovy řady, má tvar.

$$\vec{P}_2 = \epsilon_0 \vec{\chi}^{(2)} \vec{E}^2 \quad (3)$$

kde $\vec{\chi}^{(2)}$ je tenzor susceptibility odpovídající druhému členu Taylorova rozvoje. [11]

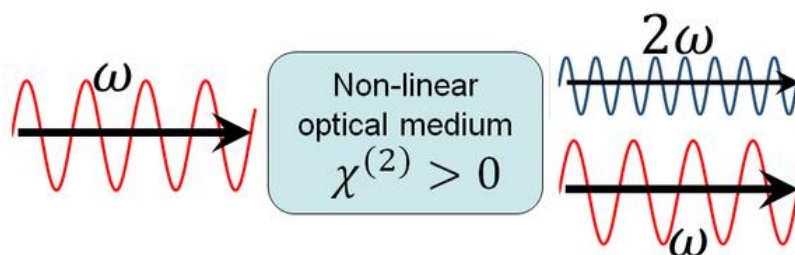
Druhá harmonická byl jeden z prvních fenoménů pozorován po vynálezu laserů s vysokou intenzitou. Druhá harmonická byla studována samostatně, byla však také používána k charakterizaci materiálů s ní interagujících. Tyto materiály se poté používaly mimo jiné ke generaci druhé harmonické. Přičemž generace druhé harmonické se stala důležitým nástrojem ke studiu organických nelineárně optických materiálů. Materiály, které generují druhou harmonickou, jsou v naprosté většině případů uměle vytvořeny, neboť v přírodě se materiály s touto vlastností příliš nevyskytují. [2]

2.1. Generace druhé harmonické

Generace druhé harmonické (Second-harmonic generation, zkráceně SHG) je nelineární proces, při kterém dva fotony mající stejnou frekvenci interagují s nelineárním materiálem, „spojí se“ (tedy zaniknou) a vytvoří jeden foton s dvojnásobnou energií, než byla energie původních fotonů. Poněvadž tento nový foton má dvojnásobnou energii, tak v důsledku má i dvojnásobnou frekvenci a poloviční vlnovou délku. Takže když například spojím dva fotony o vlnové délce 800 nm, tak dostanu jeden foton o vlnové délce 400 nm a dvojnásobné energii, než má foton s vlnovou délkou 800 nm. V naprosté většině případů je však pouze menší část procházejících fotonů konvertována na druhou harmonickou. V některých případech je však možné konvertovat téměř 100 % energie na druhou harmonickou. Tyto případy však nastávají za použití intenzivních laserových pulsů procházejících velkými krystaly, kde celá sestava je velmi pečlivě složena, aby došlo ke správnému phase-matchingu, tedy k párování fází, což jsou metody k dosažení efektivních interakcí v nelineárním médiu (více k tomu v kapitole 6). [11]

Jednoduchý příklad je vidět na obr 1. Zde vidíme fotony o frekvenci ω , které vstupují do nelineárního optického média, které má tenzor susceptibility $\vec{\chi}^{(2)}$ nenulový, takže může generovat druhou harmonickou. Po interakci s nelineárním optickým médiem, některé fotony projdou beze změny skrz, zatímco menší množství fotonů v optickém médiu společně reagují,

„kombinují“ a vznikne z nich jeden foton, který z optického média vylétá s dvojnásobnou frekvencí oproti vstupujícím.



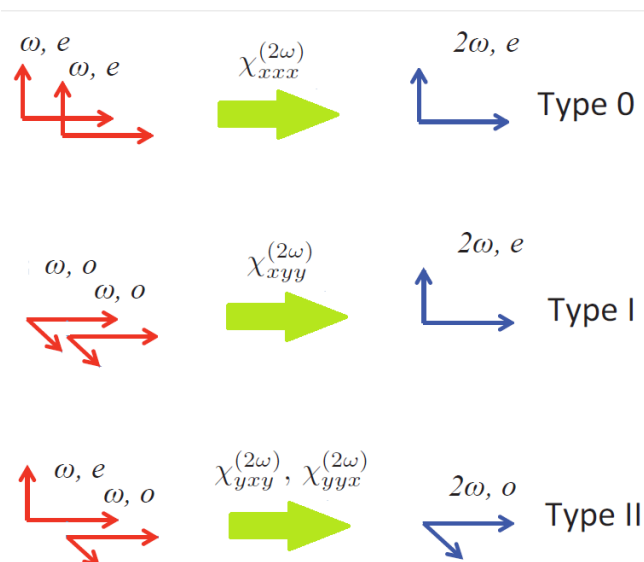
Obr. 1 Generace druhé harmonické [2]

2.2.SHG typy

Generace druhé harmonické probíhá třemi různými způsoby pro tzv. „critical phase-matching“, což je technika umožňující phase-matching nelineárního procesu ve dvojlomném krystalu. Tyto typy se jednoduše nazývají typ 0, typ 1 a typ 2 (viz obr. 2). Každý krystal může ve své dané orientaci mít pouze jeden z těchto typů. [2]

- Typ 0 generace druhé harmonické
 - V tomto případě se spojí (kombinují a zaniknou) dva fotony, které mají mimořádnou (extraordinary) polarizaci vůči krystalu, v jeden foton s dvojnásobnou frekvencí a energií než původní, ale se stejnou polarizací. Mimořádnou polarizací je myšleno to, že foton, přesněji vlna obsahující foton, se zlomila podél mimořádné osy dvojlomného krystalu. [2]
- Typ 1 generace druhé harmonické
 - V tomto případě se spojí (kombinují a zaniknou) dva fotony, které mají řádnou (ordinary) polarizaci vůči krystalu, v jeden foton s dvojnásobnou frekvencí a energií než původní. Tento foton má však na rozdíl od předchozího případu, kde měl vzniklý foton stejnou polarizaci jako zaniklé dva fotony, jinou polarizaci. Zaniklé dva fotony měly řádnou polarizaci, to znamená, že se lomily podle řádné osy krystalu. Vzniklý foton má polarizaci mimořádnou, to znamená, že je polarizován v rovině kolmé k rovině polarizace zaniklých fotonů. [2]

- Typ 2 generace druhé harmonické
 - Tento případ je kombinací předchozích dvou případů. Zde se spojí dva fotony, kde jeden má řádnou polarizaci a druhý mimořádnou, v jeden foton mající dvojnásobnou energii a frekvenci a mající řádnou polarizaci. [2]



Obr. 2 Typy generace druhé harmonické (SHG) v krystalech [2]

V našem experimentu jsme generovali druhou harmonickou jako první krok v generaci třetí harmonické. Druhou harmonickou generujeme, protože je možné pomocí složení druhé harmonické a původního paprsku, vytvořit třetí harmonickou. Detailní popis tohoto procesu je popsán v kapitole o třetí harmonické. Třetí harmonická. V tomto experimentu jsme generovali druhou harmonickou, o vlnové délce 400 nm, za pomoci Type 1 SHG BBO krystalu, tudíž dostaneme fotony druhé harmonické, které jsou polarizovány v rovině kolmé na rovinu polarizace původních fotonů, které mají vlnovou délku 800 nm.

3. Grupová rychlost

Grupová rychlost je rychlost šíření balíku vln. Pod balíkem vln je myšlen shluk vln s podobnou vlnovou délkou a frekvencí. Zároveň se tímto balíkem přenáší i energie, tudíž je grupová rychlost vždy menší než rychlost světla ve vakuu. Grupovou rychlost definujeme vztahem [11]

$$\vec{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} \quad (4)$$

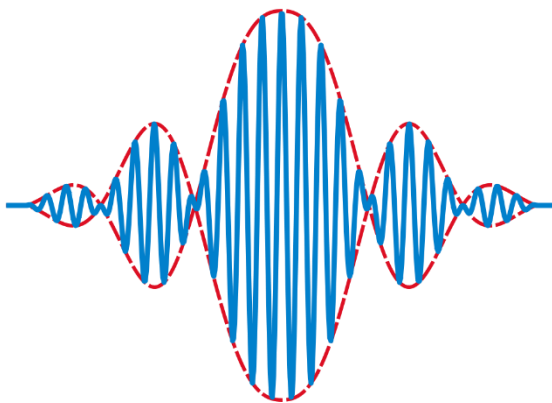
kde $\omega = 2\pi f$ je úhlová frekvence a \vec{k} je vlnový vektor. Nebudeme-li brát v potaz směr šíření vlny, lze velikost grupové rychlosti počítat jednodušeji podle vztahu

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (5)$$

kde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ je vlnové číslo a λ je vlnová délka. Vztah mezi ω a λ udává disperzní relace, která charakterizuje chování daného typu vln v daném prostředí. [11]

Může nastat několik případů v závislosti na vztahu mezi ω a k :

- 1) V případě, že ω je přímo úměrná k , tak je grupová rychlost identická s fázovou rychlostí a vlna libovolného tvaru cestuje prostředím fázovou rychlostí. [4]
- 2) Jestliže je ω lineární funkcí k (ne přímo úměrná), tak je grupová rychlost rozdílná od fázové. V tomto případě cestuje obal vlnového shluku grupovou rychlostí, zatímco jednotlivá maxima a minima cestují fázovou rychlostí. [4]
- 3) Jestliže ω není lineární funkcí k , tak se obal shluku vln postupem vlny deformuje. Poněvadž v shluku vln je mnoho různých vln o různých frekvencích, tedy i o různých hodnotách k , tak i grupová rychlost jednotlivých vln bude různá. Díky tomu se obal shluku deformuje (viz obr. 3). [4]



Obr. 3 Shluk (balík) vlnění (červeně je značen obal shluku)

3.1. Disperze grupové rychlosti

Disperze grupové rychlosti je jev, kdy grupová rychlost optické vlny procházející transparentním materiálem je závislá na optické frekvenci či vlnové délce. Její definice je dána vztahem

$$GVD = \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{v_g} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial \vec{k}}{\partial \omega} \right) = \frac{\partial^2 \vec{k}}{\partial \omega^2} \quad (6)$$

kde k je vlnové číslo a GVD (group velocity dispersion) je zkratka pro disperzi grupové rychlosti a je definována jako inverze grupové rychlosti derivovaná podle úhlové frekvence. Jednotkou disperze grupové rychlosti je disperze grupového opožďení (Group delay dispersion) na jednotku vzdálenosti, tedy $\left[\frac{s^2}{m} \right]$. [3]

3.2. Disperze grupového opožďení

Grupové opožďení (anglicky Group delay, značeno T_g) optického elementu je definováno jako derivace spektrální fáze podle úhlové frekvence. Obecně závisí na optické frekvenci.

$$T_g = \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \quad (7)$$

Disperze grupového opožďení optického elementu je (group delay dispersion, zkráceně GDD) definována jako derivace grupového opožďení podle úhlové frekvence. [4]

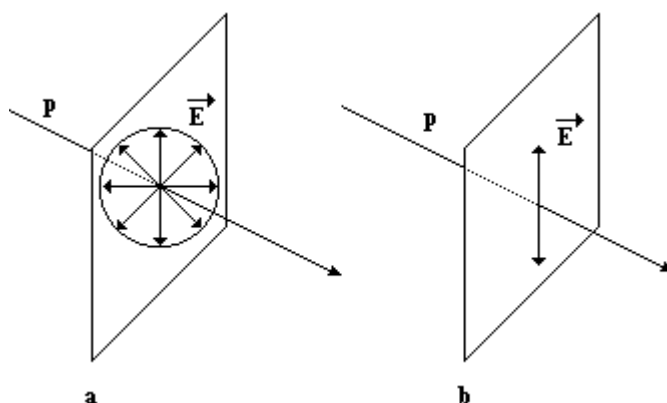
$$D_2(\omega) = \frac{\partial T_g}{\partial \omega} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} \quad (8)$$

Obecnou jednotkou bývá buď fs^2 nebo ps^2 . Je-li GDD kladné, tak hodnoty odpovídají hodnotám normální chromatické disperzi. Je-li GDD záporné, tak hodnoty odpovídají anomální chromatické disperzi. Například GDD křemene je $+35 fs^2/mm$ při vlnové délce 800 nm, ale $-26 fs^2/mm$ při vlnové délce 1500 nm. [5]

V naší sestavě jsme použili kalcitovou destičku na kompenzaci opožďení grupové rychlosti. Tato destička je potřeba, protože paprsek druhé harmonické a původní laserový paprsek se pohybují různými rychlostmi. K tomuto dochází, protože díky SHG krystalu dochází k vzájemnému časovému posuvu paprsku druhé harmonické a původního paprsku. Kalcitová destička slouží k vyrovnání časů, kdy tyto paprsky dorazí k součtovému krystalu, protože je potřeba, aby k součtovému krystalu dorazily zároveň a bylo je možné poté, v další fázi experimentu, kombinovat. Kalcitová destička způsobí to, že vyrovná časový rozdíl dopadu na SFG krystal mezi původním paprskem o vlnové délce 800 nm a paprskem druhé harmonické o vlnové délce 400 nm.

4. Polarizace

Světlo je příčné elektromagnetické vlnění, které je popsáno pomocí dvou vektorů. Vektoru elektrické intenzity \vec{E} a vektoru magnetické indukce B . Tyto vektory popisují jednotlivé složky elektromagnetické vlny a periodicky se během šíření vlnění mění. Dále víme, že se jedná o příčné vlnění, což znamená, že vektory E a B oscilují v kolmém směru na šíření vlny. Z toho plyne, že šíří-li se elektromagnetická vlna ve směru osy x , tak se vektory elektrické intenzity a magnetické indukce mění v rovině tvořené osami y a z . Zároveň však je vektor magnetické indukce vždy kolmý nejen na směr šíření vlnění, ale i na vektor elektrické intenzity. Pro přirozenou elektromagnetickou vlnu platí, že světlo není polarizované, tedy směr vektorů elektrické intenzity a magnetické indukce je nahodilý (Obr. 4. a). V případě, že směr nebo velikost vektoru omezíme nebo snížíme, tak získáme světlo polarizované (Obr. 4. b). Přičemž rozdíl mezi polarizovaným a nepolarizovaným světlem není pouhým okem rozpoznatelný. [6]



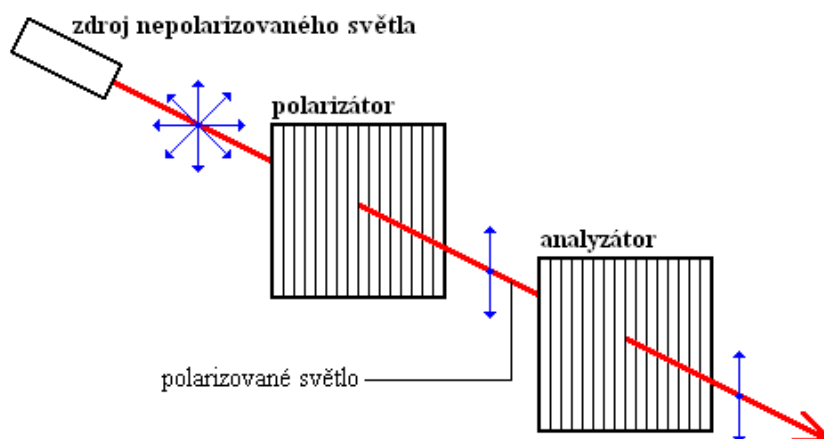
Obr. 4 Polarizace

Existuje několikero druhů polarizace. Jmenovitě lineární, kruhová a eliptická. Lineární polarizace je takový druh polarizace, kdy vektor elektrické intenzity E kmitá stále v jedné rovině (viz obr. 4, část b). U lineární polarizace má tedy vektor E stále stejný směr, ale mění periodicky svou velikost. Kruhová polarizace je polarizace, kdy konec vektoru E opisuje kružnici. V tomto případě mění vektor E neustále svůj směr, ale zato zachovává svou velikost. Třetí případ, eliptická polarizace, je tzv. obecný typ polarizace, kdy konec vektoru elektrické intenzity E opisuje elipsu. V tomto případě mění vektor E stále svou velikost i směr. [6]

4.1. Polarizátory

Polarizátor je zařízení, které z dopadajícího světla vytvoří světlo polarizované, přičemž nezáleží, zda dopadající světlo je již polarizované ani jakým způsobem. Abychom určili, v jaké rovině se světlo v polarizátoru polarizuje, zavádíme pojem orientace polarizátoru.

Orientace polarizátoru je rovina, ve které bude kmitat elektrická složka vlny po průchodu polarizátorem. Toto je však pouze ideální případ. Reálný polarizátor však vždy kromě světla kmitajícího ve směru polarizace propustí i část světla ve všech ostatních směrech. Poněvadž však tyto změny nelze pouhým okem pozorovat, je za polarizátorem vždy přidáno další zařízení, tzv. analyzátor, který je také tvořen polarizačním prostředkem. Analyzátor kontroluje, zda polarizátor správně polarizoval světlo, které jím prošlo a zda je ve správné rovině (viz obr. 5). [6]



Obr. 5 Polarizátor

4.2. Vlnové destičky

Vlnové destičky jsou optická zařízení sloužící ke změně stavu polarizace světla, které jimi prochází. Jejich princip je založen na posunu fází dvou různých a navzájem kolmých polarizovaných vlnách, které destičkou procházejí. Běžně se používají dva typy vlnových destiček: půlvlnná a čtvrtvlnná. Čtvrtvlnná destička slouží ke změně lineárně polarizovaného světla na kruhově polarizované a naopak. Půlvlnná destička slouží ke stáčení roviny lineárně polarizovaného světla. [6]

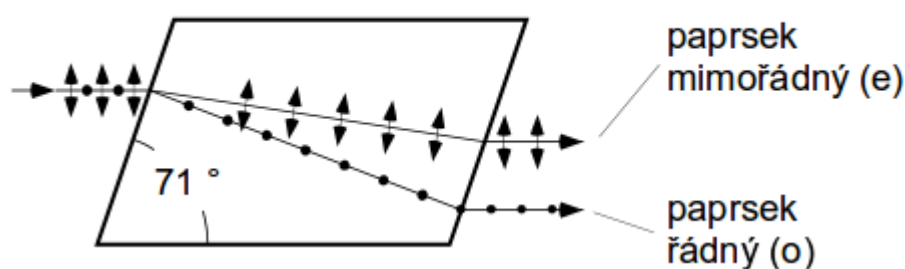
Vlnové destičky jsou vyráběny z anizotropních krystalů (nejčastěji z křemene, slídy apod.), které mají v různých směrech různé indexy lomu. Vlastnosti destiček závisí na mnoha faktorech, mimo jiné na tloušťce, materiálu a vlnové délce vstupujícího světla. Běžná vlnová destička je vyrobena z dvojlomného krystalu o určité orientaci. Typ krystalu je pečlivě zvolen, aby destička, která je z krystalu vyříznuta, si ponechávala veškeré vlastnosti krystalu. Při vyřezávání destičky se klade důraz na tloušťku vyřezávané destičky a na to, aby optická osa krystalu byla rovnoběžná s povrchem destičky pro usnadnění práce s ní. Toto má za následek vznik dvou os v rovině řezu. [7]

Řádná osa (ordinary) [6]

- kolmá k optické ose
- index lomu je zde označen n_o ,
- světlo se šíří rychlostí o velikosti $v_o = \frac{c}{n_o}$ kde c je rychlost světla.

Mimořádná osa (extraordinary) [6]

- rovnoběžná s optickou osou
- index lomu označen n_e
- světlo se šíří podél této osy rychlostí o velikosti $\vec{v}_e \frac{c}{n_e}$.



Obr. 6 Dvojlohm světla

V našem případě jsme v sestavě měli půlvlnnou destičku, protože pro naše potřeby bylo nutno otočit lineárně polarizované světlo laseru z horizontálního na vertikální směr. Toto bylo potřeba, neboť polarizované světlo laseru, které je nyní rozděleno na 2 paprsky každý o jiné vlnové délce a každý polarizovaný v jiné rovině, je potřeba dostat do jedné roviny polarizace. K tomu slouží právě tato půlvlnná destička, protože změní vertikální polarizaci původního paprsku o vlnové délce 800 nm na horizontální polarizaci, zatímco polarizace paprsku 400 nm zůstane beze změny, díky čemuž tedy budou oba paprsky, jak 800 nm tak 400 nm, v jedné rovině polarizace.

5. Třetí harmonická frekvence

Třetí harmonická je, obdobně jako druhá harmonická, nelineární jev, který se vyskytuje v médiích, které vykazují nelinearitu třetího řádu. Níže uvádím pro celistvost, jak se obecně třetí harmonická generuje a podle jakého vzorce. Jak bude níže uvedeno, tak my jsme v naší sestavě generovali třetí harmonickou za pomoci jiné metody. A to za pomoci součtové frekvence. [11]

Obecně tedy pro generaci třetí harmonické platí vztah

$$\vec{P}_3 = \epsilon_0 \vec{\chi}^{(3)} \vec{E}^3 \quad (9)$$

kde $\vec{\chi}^{(3)}$ je tenzor susceptibility odpovídající třetímu členu Taylorova rozvoje. Generace třetí harmonické se nejčastěji využívá k vytvoření silného energetického zdroje v laseru. Dále se také využívá v nelineární mikroskopii. V sestavách, jako je ta, která byla použita v tomto experimentu, se třetí harmonické nejčastěji využívá ke změně části původního infračerveného světla laserového paprsku, na světlo v ultrafialové oblasti. Přičemž v těchto soustavách se často mění vstupující světlo o vlnové délce 1064 nm, na světlo o vlnové délce 355 nm. V našem případě jsme však měnili vstupující světlo o vlnové délce 800 nm, na světlo o vlnové délce 266 nm, takže jsme se nacházeli v tvrdé UV oblasti. Nelinearita třetího řádu je však velmi vzácná, protože se tvoří převážně v izotropním prostředí a nelze materiálem moc ovlivnit, proto je účinnost konverze nízká, a proto se také ke generaci třetí harmonické využívá v naprosté většině případů jiného postupu, který je popsán v kapitole 6.2. Než však můžeme popsat generaci třetí harmonické, je potřeba ukázat, jakou roli v tom hraje tzv. phase-matching neboli sfázování (párování fází). [8]

5.1. Phase-matching

V mnoha nelineárních optických procesech, například generace druhé harmonické nebo generace součtové a rozdílové frekvence, je potřeba, aby párování fází bylo co nejefektivnější. To zjednodušeně znamená, že je potřeba, aby došlo ke správné interakci fázově rozdílných vln ve směru jejich šíření, a tudíž jejich fázový rozdíl byl co nejmenší. Pouze pokud je tato podmínka splněna, je možné, aby došlo ke kýženým účinkům. [9]

Jednoduchým příkladem je párování fází dvou rovnoběžných laserových paprsků při vytváření druhé harmonické typu I. Zde fázový rozdíl spočítáme jednoduše pomocí

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 \quad (10)$$

kde k_1 a k_2 jsou vlnová čísla původního paprsku a paprsku druhé harmonické. Tento vztah je způsoben chromatickou disperzí neboli tím, že disperze světla závisí na jeho frekvenci. [9]

Existuje několik druhů párování fází, které se používají. Tyto druhy párování fází se používají ve dvojlomných krystalech, kde se využije právě vlastnosti dvojlomu, aby se minimalizoval rozdíl fází vstupních paprsků. Zde zmíním pouze ty, které se týkají tohoto experimentu.

- Typ I párování fází [9]
 - Tento typ se nejčastěji používá při generaci součtové frekvence. V tomto případě jsou dva vstupní laserové paprsky, které mají stejnou rovinu polarizace, která je však kolmá k rovině polarizace součtové frekvence.
- Typ II párování fází [9]
 - Tento typ se také používá při generaci součtové frekvence. V tomto případě jsou dva vstupní paprsky, které však mají roviny polarizace na sebe kolmé.
- Třetím případem je tzv. critical phase-matching, což je případ párování fází, kdy je potřeba upravit úhel krystalu, na který laserový paprsek dopadá, nebo upravit směr samotného vstupujícího paprsku. [9]

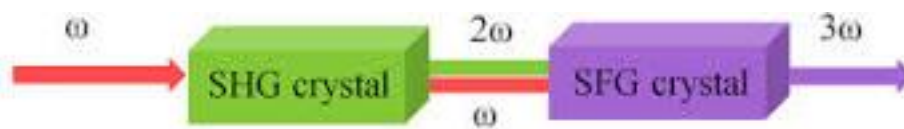
První dva typy párování fází jsou v podstatě velmi podobné typům generace druhé harmonické (viz kapitola 3.2.).

5.2. Generace třetí harmonické

Třetí harmonická se může generovat několika způsoby. V sestavách nejjednodušším způsobem je generace třetí harmonické za použití jednoho nelineárního krystalu, do kterého je puštěn laserový paprsek. Tento krystal však musí mít izotropní vlastnosti, neboť liché členy Taylorova rozvoje potřebují izotropní prostředí, aby se projevíly a poněvadž potřebujeme generovat třetí harmonickou, tak přesně toto potřebujeme. To, že se generuje třetí harmonické je možné vidět i pouhým okem, pokud je laserový paprsek dostatečně velký a pokud laserový paprsek fokusujeme a za ohniskem vložíme do cesty bílý papír. Na papíře je poté vidět „červený“ laserový paprsek, který má uprostřed „fialovou“ tečku. Naopak, aby byly pozorovány sudé členy rozvoje, potřebujete anizotropní prostředí, které nám zajistí phase-matching. [8]

Druhou metodou, která se používá častěji, je metoda vytvoření třetí harmonické za pomoci kaskádovitěho procesu za použití druhé harmonické a součtové frekvence. Tuto metodu jsme

použili i my v našem experimentu. Tato metoda spočívá v tom, že paprsek vstupující do sestavy nejdříve prochází krystalem, který část paprsku přemění na druhou harmonickou frekvenci. Poté oba paprsky, původní paprsek i paprsek druhé harmonické frekvence, vstupují do druhého krystalu, kde dojde ke generaci součtové frekvence neboli dojde ke kombinaci paprsku o původní frekvenci a paprsku druhé harmonické frekvence a vytvoří se paprsek o třetí harmonické frekvenci (viz Obr. 7). [8]



Obr. 7 Generace třetí harmonické za pomoci dvou krystalů

I při tomto procesu však nesmíme zapomenout, že platí zákony zachování. Přesněji zákon zachování hybnosti (11) a energie (12). Proto je možné tuto metodu zapsat tak, jak je zobrazená na obr. 7. tedy platí, že

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \quad (11)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (12)$$

kde jednotlivá k jsou vlnové vektory jednotlivých vln a ω je úhlová frekvence jednotlivých vln. [11]

5.3. Účinnost konverze paprsku

Celková účinnost konverze paprsku na třetí harmonickou frekvenci by teoreticky mohla být téměř 100 % v jednom průchodu laserového pulsu krystalem. Pro takový výsledek by bylo potřeba, aby SHG (Second-harmonic generation) krystal konvertoval 2/3 intenzity vstupujícího paprsku na druhou harmonickou. Tím dosáhneme toho, že vlna o druhé harmonické má dvojnásobnou energii oproti základní (vstupující) vlně a zároveň obě vlny mají stejná fotonová čísla (mají stejný počet fotonů). V reálném provedení je však účinnost konverze na druhou harmonickou však o něco menší než kýžené 2/3, většinou okolo 40 % až 50 %. [8]

Účinnost konverze však nejvíce snižuje krystal generující součtovou frekvenci (SFG – Sum frequency generation), který je dosti vzdálený od žádaných 100 %. Tento problém způsobuje vícero faktorů. Mezi tyto faktory patří nízké optické intenzity laserového paprsku, omezení způsobená optickými poruchami, které můžou vznikat i v průběhu pokusu, a nepřesnosti v párování fází. [8]

Naopak ke zvýšení účinnosti konverze se využívá vysokoenergetických pulsů, které nejsou příliš krátké, a samozřejmě kvalita laserového paprsku samotného. Celková účinnost konverze paprsku z infračervené oblasti do ultrafialové se pohybuje okolo 30 % až 40 %. [10]

6. Komponenty sestavy

Sestava a schéma našeho experimentu pochází od firmy Eksma Optics. Jedná se o základní sestavu pro generaci třetí harmonické za pomoci dvou krystalů. Přesné názvy jednotlivých součástí, které jsme v sestavě použili jsou:

- Type 1 SHG BBO crystal with 6x6 mm aperture, P-coated @ 400-800 nm
- Type 1 THG BBO crystal with 6x6 mm aperture, P-coated @ 400-800/266 nm
- Calcite plate for group velocity delay compensation CP, AR coated @ 800+400 nm
- Zero order dual waveplate W1, optically contacted, AR coated 800+400 nm

Dále zde stručně vypíši efekt jednotlivých součástí.

- Type 1 SHG BBO crystal with 6x6 mm aperture, P-coated @ 400-800 nm
 - Jedná se o krystal, který generuje druhou harmonickou (SHG), která má rovinu polarizace kolmou na původní laserový paprsek (viz kapitola 3). Je nastaven tak, aby generoval druhou harmonickou o vlnové délce 400 nm z laserového paprsku o vlnové délce 800 nm.
- Type 1 THG BBO crystal with 6x6 mm aperture, P-coated @ 400-800/266 nm
 - Tento krystal slouží ke generaci třetí harmonické (THG), přesněji se jedná o krystal generující součtovou frekvenci (SFG). Generuje ji tím, že kombinuje paprsek původní (vlnová délka 800 nm) a paprsek o druhé harmonické (vlnová délka 400 nm) a vytvoří námi kýžený laserový paprsek o vlnové délce 266 nm, který má rovinu polarizace kolmou na rovinu polarizace paprsků, ze kterých je složen.
- Calcite plate for group velocity delay compensation CP, AR coated @ 800+400 nm
 - Kalcitová destička, která slouží ke kompenzaci grupové rychlosti (viz kapitola 4). Tato destička tedy způsobuje to, že se oba paprsky, původní i ten o druhé harmonické, pohybují stejně rychle, čehož je zapotřebí v posledním kroku, při němž dochází k jejich kombinaci.

- Zero order dual waveplate W1, optically contacted, AR coated 800+400 nm
 - Jedná se o půlvlnnou destičku, která je nastavená tak, aby změnila rovinu polarizace původního paprsku (o vlnové délce 800 nm) na stejnou úroveň jakou má paprsek druhé harmonické. Tohoto kroku je potřeba, poněvadž druhá harmonická, kterou generujeme, má rovinu polarizace kolmou na rovinu polarizace, ve které se nachází původní paprsek laseru. I tento krok činíme, protože v posledním kroku tyto dva paprsky kombinujeme a potřebujeme tudíž, aby se nacházely – ve stejné rovině polarizace.

Jednotlivé součástky byly již dodány v držácích, takže se tím snížila potřeba s nimi příliš manipulovat a tím je například znečistit či nějak poškodit. Konkrétní činnost a pořadí instalace jednotlivých součástí je popsána níže v postupu. Pouze zde zmíním význam zkratky BBO. Jedná se o druh nelineárního optického krystalu s názvem Beta barium borate. Vlastnosti tohoto typu krystalu jsou široké pole průhlednosti, široké spektrum párování fází, velký nelineární koeficient a dlouhá životnost. [12]

Další komponentou sestavy byl samotný laser. My jsme použili laser od firmy Spectra-Physics. Jedná se o laser Spitfire Ace. Podrobný popis laseru je uveden v příloze 1, zde jsem uvedl pro náš experiment důležité údaje. Laser s opakovací frekvencí 1 kHz, průměrným výkonem na výstupu 4 W, tj. 40 mJ na puls, vlnová délka 800 nm, 10 mm průměr svazku, lineární, horizontální polarizace. [14]

Následující komponenty jsou měřák výkonu, senzor použitý u spektrometru a měřáku výkonu a attenuátor. Měřák výkonu, který jsme použili, se nazývá FieldMaxII-TOP od firmy Coherent. Senzory a attenuátor, které jsme použili, jsou také od firmy Coherent. Senzory se nazývají High-Sensitivity Optical Sensors a attenuátor se nazývá 1000:1 Attenuator. High-Sensitivity Optical Sensors jsou senzory pro měřáky výkonu a spektroskop, které mohou mimo jiné měřit výkon jednoho pulsu nebo průměrný výkon většího množství pulsů. Attenuator je zařízení, které se připevňuje k senzoru, aby snižovalo výkon přijatého signálu, aniž by přitom deformovalo průběh signálu. [15] [16] [17]

FieldMaxII-TOP [17]

- Maximální měřený výkon pro optické rozhraní je 300 mW
- Minimální měřený výkon pro optické rozhraní je 1 nW

- Maximální míra opakování je 300 Hz
- Přesnost měření je ± 1 % ze zobrazené hodnoty
- Rozsah měřeného optického rozhraní závisí na připojeném senzoru

High-Sensitivity Optical Sensors [15]

- Konkrétně jsme použili OP-2 VIS a OP-2 UV
- Jedná se o senzory vyrobené ze silikonu
- Rozsah OP-2 VIS je 400 nm až 1064 nm
- Rozsah OP-2 UV je 250 nm až 400 nm
- Rozsah výkonu pro oba senzory je 10 nW až 30 mW

1000:1 Attenuator [16]

- 1000:1 je měřítko tlumení vstupujícího signálu
- Přesnost atenuace svazku je výrobcem zaručena pouze v rozsahu 400–1800 nm.

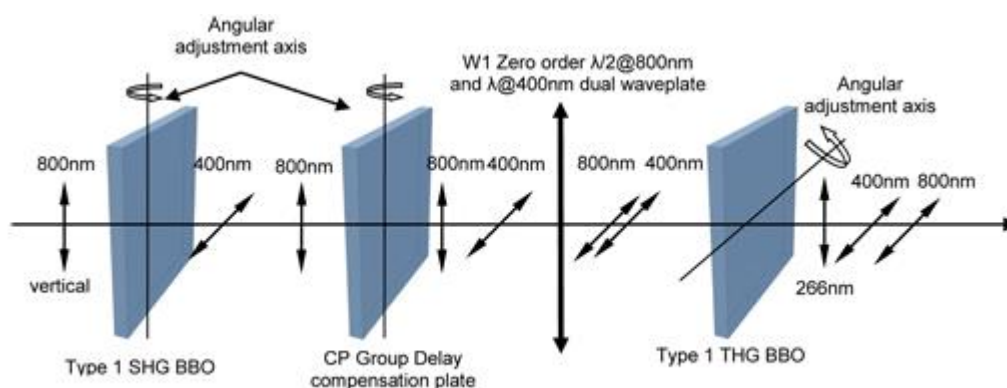
7. Postup složení sestavy

Prvním krokem přípravy je kontrola jednotlivých komponent, které byly použity. Nejprve se kontroly optické komponenty, kterými bude procházet laserový paprsek, na možná znečištění či poškození. Po kontrole optických komponent bylo třeba zkontrolovat hlavní desku, ke které se veškeré komponenty připevňovaly.

Druhým krokem postupu bylo nastavení úhlu polarizace vstupujícího paprsku do vertikálního směru. Tohoto bylo dosaženo připevněním půlvlnné destičky optimalizované pro paprsek o vlnové délce 800 nm před hlavní desku. Dále byl použit analyzátor, v našem případě polarizátor s drátěnou mřížkou, který byl nastaven na optimální (tj. vertikální) polarizaci základního svazku, a senzor spektrometru. Následovala postupná optimalizace úhlu půlvlnné destičky (800 nm), dokud spektrometr, jehož senzor se nacházel za analyzátozem, nezaznamenával pík o vlnové délce 800 nm. Kontrolně byla taktéž změřena minima pro úhly $\pm 45^\circ$. Po nalezení maximální hodnoty byla půlvlnná destička připevněna, aby nedošlo k posunutí a s tím spojenými nepřesnostmi.

V dalších krocích započalo vkládání jednotlivých optických komponent potřebných pro experiment. Názvy a pořadí optických komponent je následující (viz obr. 8 níže):

- Type 1 SHG BBO crystal with 6x6 mm aperture, P-coated @ 400-800 nm
- Calcite plate for group velocity delay compensation CP, AR coated @ 800+400 nm
- Zero order dual waveplate W1, optically contacted, AR coated 800+400 nm
- Type 1 THG BBO crystal with 6x6 mm aperture, P-coated @ 400-800/266 nm



Obr. 8 Schéma sestavy pro generaci třetí harmonické frekvence [10]

Třetím krokem, jak je zřejmé z obr. 8, bylo použití krystalu pro generaci druhé harmonické neboli SHG krystalu. SHG krystal byl připevněn k hlavní desce za pomoci posuvného jezdce.

Senzor spektrometru byl poté opět namontován, tentokrát však za SHG krystal, aby bylo možno měřit intenzitu generované druhé harmonické. Aby však bylo možné měřit intenzitu druhé harmonické, tak bylo potřeba odfiltrovat základní frekvenci, neboť zahlcovala senzor spektrometru a díky tomu nebylo možno přesně měřit intenzitu druhé harmonické. Toho lze dosáhnout několika způsoby. Zde toho bylo dosaženo pomocí filtru s horní propustí (cut-off filter), který odráží světlo nad danou vlnovou délkou, a naopak propouští světlo, které mělo vlnovou délku kratší. Tím bylo dosaženo maximalizace přesnosti senzoru spektrometru při měření intenzity druhé harmonické. Následovalo upravování úhlu SHG krystalu, dokud nebylo dosaženo optimální hodnoty intenzity druhé harmonické a SHG krystal byl poté aretován.

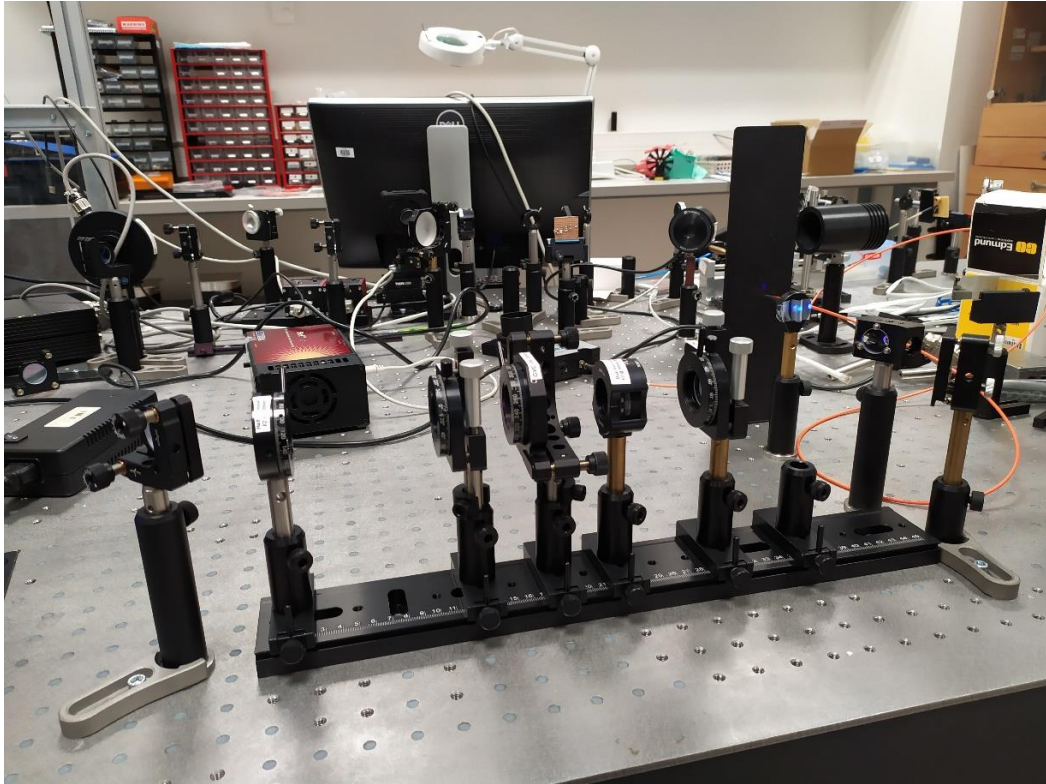
Čtvrtým krokem bylo opětovné odložení senzoru spektrometru a následně byla na posuvný jezdec připevněna k hlavní desce půlvlnná destička 400 nm. Za půlvlnnou destičku byl opět připevněn analyzátor a senzor. Úpravy a optimalizace druhé půlvlnné destičky, bylo možno dosáhnout relativně rychleji než v případě první půlvlnné destičky, a to z důvodu, že generovaný paprsek druhé harmonické, byl kolmý na paprsek základní frekvence. Tudíž bylo možno tuto destičku nastavit dvěma způsoby. Prvním způsobem bylo hledání minima intenzity základní frekvence. Toto bylo možné, pokud byl analyzátor ponechán v nastavení z druhého kroku, neboť po průchodu paprsku druhou půlvlnnou destičkou, došlo k otočení roviny polarizace základní frekvence o 90° a tudíž by analyzátor paprsek nepropustil a spektrometr by neměl ukazovat žádný pík v oblasti o vlnové délce 800 nm. V případě tohoto způsobu tedy nebylo na spektrometru možno nalézt pík v oblasti okolo 800 nm. Druhým způsobem bylo hledání píku vystupujícího svazku. To bylo možné v případě, že analyzátor byl nastaven tak, aby propouštěl místo vertikálně polarizovaných paprsků paprsky horizontální. Neboť v tomto případě by spektrometr měl zobrazovat píky jak v rozmezí základní frekvence (800 nm), tak v rozmezí druhé harmonické (400 nm). Tento jev nastal, jelikož svazek po průchodu půlvlnnou destičkou (400 nm), měl rovinu polarizace horizontální. V každém případě byla po dosažení očekávaného výsledku půlvlnná destička aretována k hlavní desce, aby nedošlo během experimentu k nepřesnostem.

Pátým krokem bylo připojení SFG krystalu na hlavní desku za půlvlnnou destičku. U namontování SFG krystalu však došlo ke komplikacím. Senzor spektrometru, který byl nainstalován za SFG krystal nebyl schopen měřit intenzitu generované součtové frekvence, neboť byla mimo rozsah atenuátoru a zároveň byla přehlušena druhou harmonickou a základní frekvencí. Tento problém byl vyřešen několika úpravami sestavy. První úprava spočívala

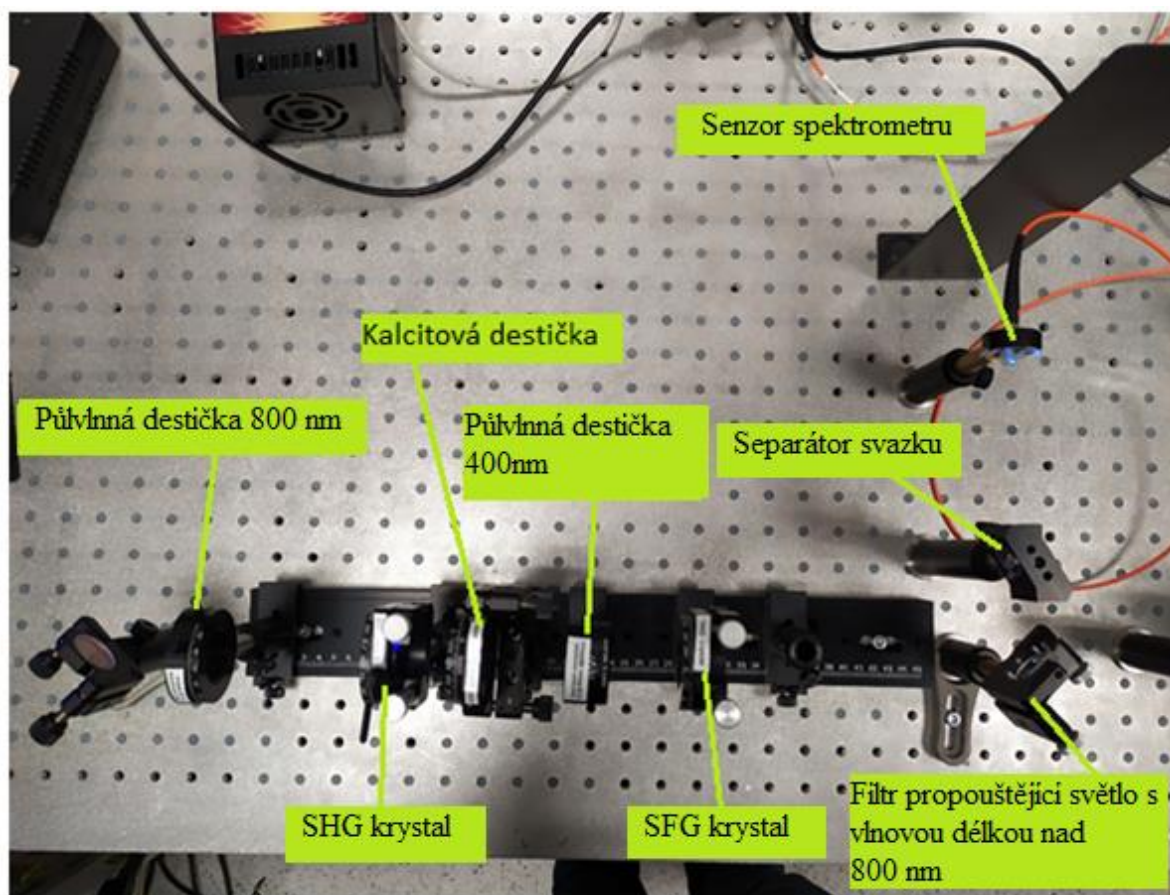
v odfiltrování základní frekvence za pomoci filtru s dolní propustí. Filtr byl připevněn za SFG krystal, aby odrazil svazky s vlnovou délkou kratší než 800 nm. Tím jsme dosáhli toho, že filtr propouštěl základní frekvenci a druhou harmonickou a součtovou frekvenci odrážel. Druhá úprava spočívala v instalaci separátoru svazku, tvořeného dvěma dichroickými zrcadly, do kterého vstupoval paprsek odražený z filtru z první úpravy. Dichroická zrcátka uvnitř separátoru svazku odrážela či propouštěla svazek v závislosti na jeho vlnové délce. Tím bylo dosaženo rozdělení druhé harmonické a součtové frekvence na samostatné svazky. Poté byl svazek druhé harmonické poslán mimo sestavu a odříznut. Třetí a poslední úprava byla ze všech nejjednodušší. Paprsek součtové frekvence, který nám po prvních dvou úpravách vstupoval do senzoru byl příliš slabý, takže spektrometr paprsek sotva zaznamenával. Proto bylo potřeba dopadající paprsek rozptýlit, aby spektrum nebylo závislé na směru dopadu. Toho bylo dosaženo právě třetí úpravou, která spočívala v tom, že přes senzor spektrometru byl přelepen kus pásky (scotch tape), který byl lehce ohnutý (viz obr. 9 pravá část). Tím byl paprsek úspěšně rozptýlen a senzor spektrometru byl schopen přesněji měřit intenzitu paprsku součtové frekvence. Následovala úprava úhlu součtového krystalu, aby bylo dosaženo maximální intenzity.

Šestáým krokem bylo vložení kalcitové destičky, na hlavní desku mezi SHG krystal a půlvlnnou destičku (400 nm). Poté docházelo k postupné úpravě náklonu a úhlu kalcitové destičky, aby byla dále zvýšena intenzita součtové frekvence. Náklon se upravoval v obou směrech za pomoci držáku, ve kterém se kalcitová destička nacházela. Výsledný vzhled sestavy je vidět níže na fotkách (viz obr. 9, obr. 10).

Po tomto kroku následovalo samotné měření, které je již popsáno v následující kapitole.



Obr. 9 Výsledný vzhled sestavy (boční pohled)



Obr. 10 Výsledná sestava (pohled shora)

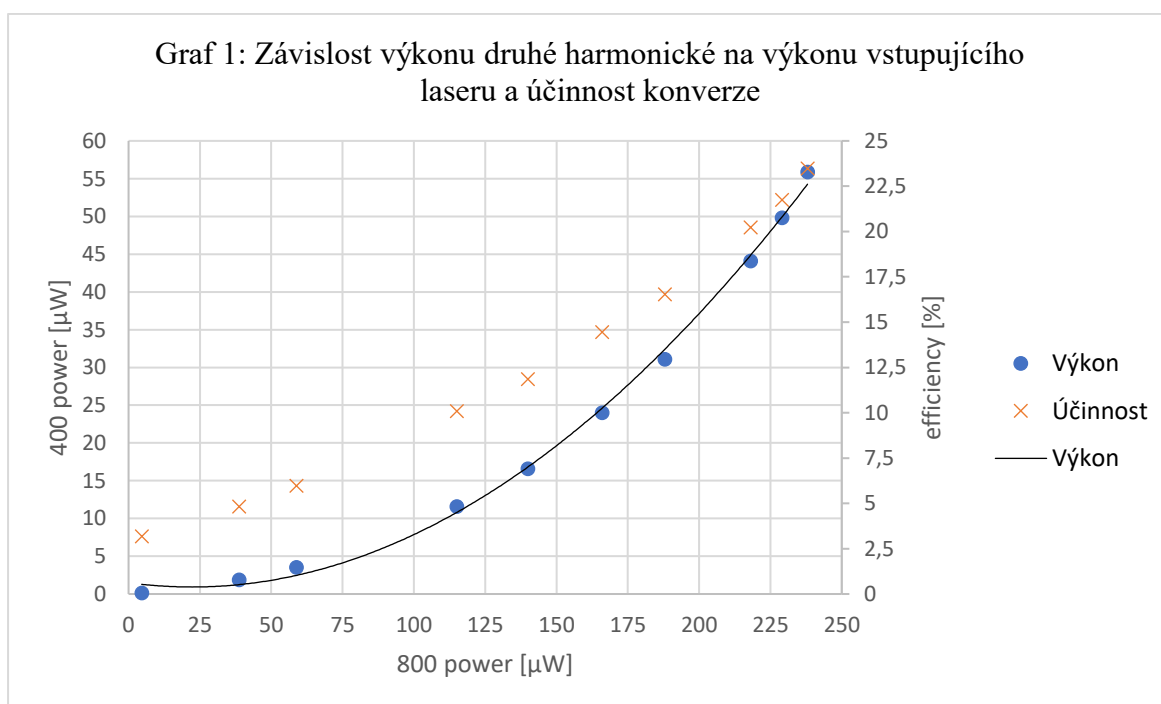
8. Měření

Po dokončení přípravy sestavy následovala její poslední kontrola, zda je vše v pořádku. Byli opět překontrolovány veškeré komponenty sestavy. Dále byl také zkontrolován samotný paprsek, tj. zda není svazek odříznut nějakou překážkou/aperturou. Dále byly připraveny všechny senzory pro měřák výkonu, samotný měřák výkonu a spektrometr.

Dalším krokem bylo změřit účinnost konverze původního paprsku o vlnové délce 800 nm na druhou harmonickou o vlnové délce 400 nm a na třetí harmonickou o vlnové délce 266 nm. Získané hodnoty jsou uvedeny v následujících tabulkách. Pod tabulkami jsou výsledky znázorněny graficky.

	800 [μW]	400 [μW]	účinnost [%]
1.	238	55,9	23,487
2.	229	49,8	21,747
3.	218	44,1	20,229
4.	188	31,1	16,543
5.	166	24,0	14,458
6.	140	16,6	11,857
7.	115	11,6	10,087
8.	58,8	3,51	5,969
9.	38,8	1,87	4,820
10.	4,61	0,147	3,189

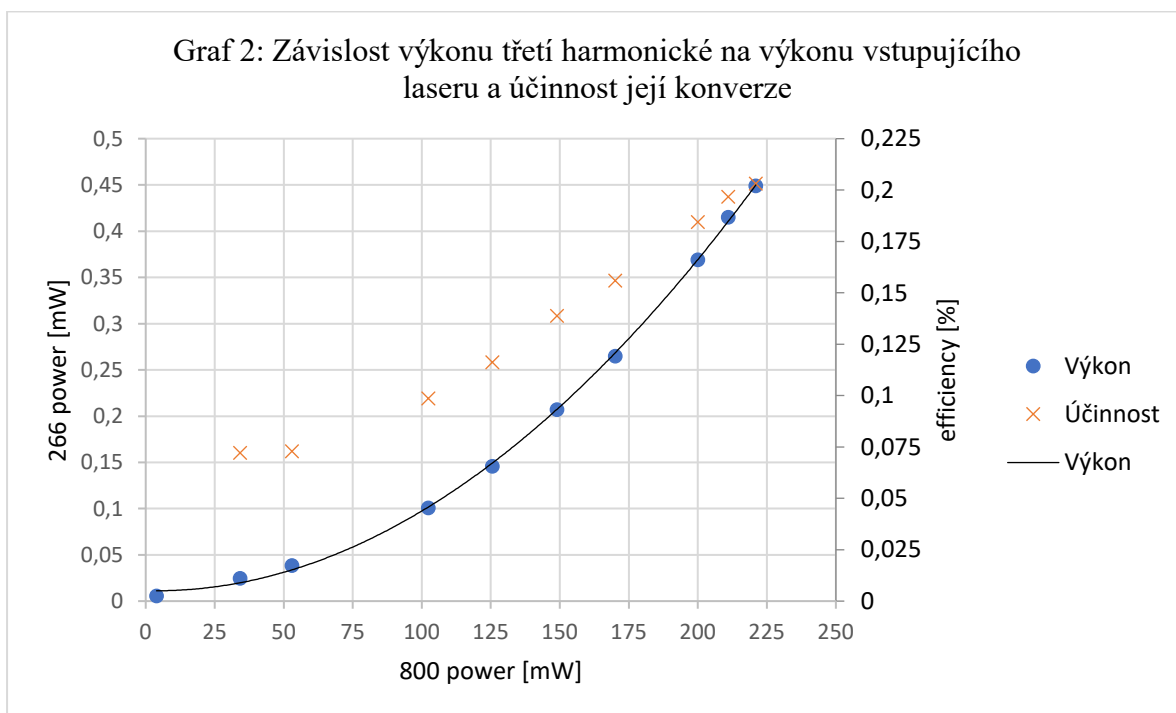
Tabulka 1: Výkon druhé harmonické a původního paprsku a účinnost konverze



Z grafu 1 i tabulky 1 je vidět, že nejvyšší účinnosti konverze základní harmonické (800 nm) na druhou harmonickou (400 nm) jsme dosáhli za největšího výkonu. Konkrétně jsme dosáhli maximální účinnosti konverze o hodnotě 23,5 %.

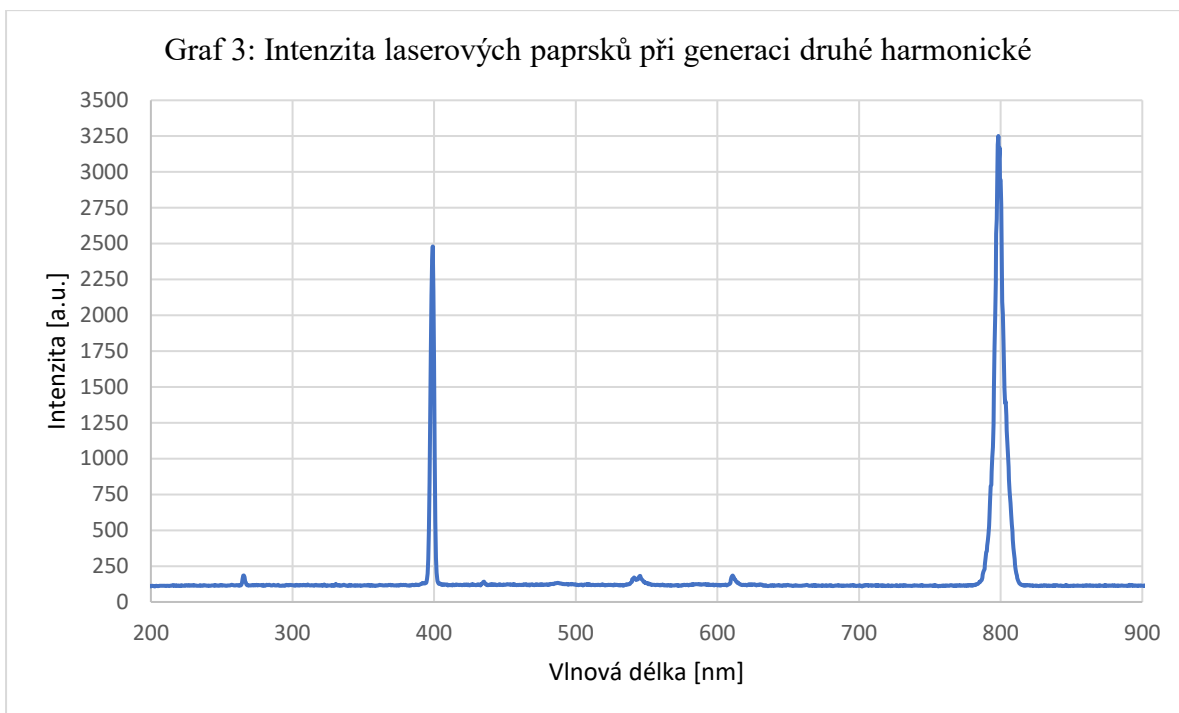
	800 [mW]	266 [μ W]	účinnost [%]
1.	221,0	449,0	0,2032
2.	211,0	415,0	0,1967
3.	200,0	369,0	0,1845
4.	170,0	265,0	0,1559
5.	149,0	207,0	0,1389
6.	125,5	146,0	0,1163
7.	102,3	101,0	0,0987
8.	52,9	38,6	0,0730
9.	34,1	24,6	0,0721
10.	3,9	5,7	0,1462

Tabulka 2: Výkon třetí harmonické a původního paprsku a účinnost konverze

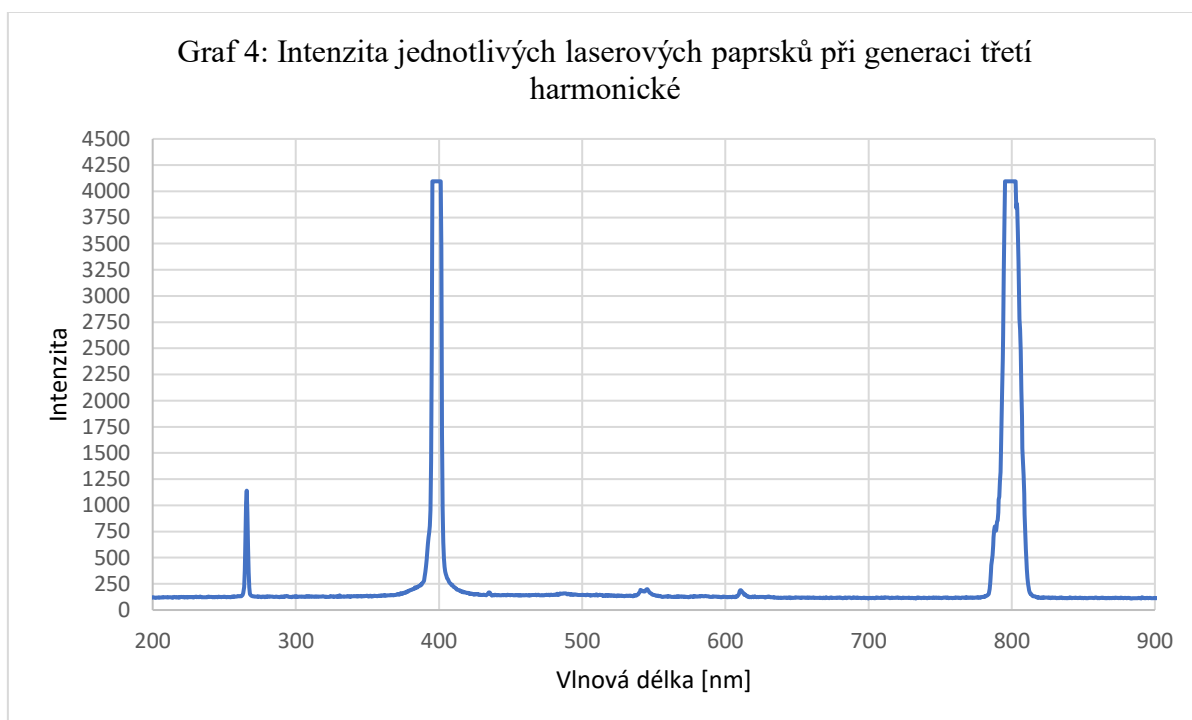


Z grafu 2 a tabulky 2 je vidět, že obdobně jako u druhé harmonické, jsme nejvyšší účinnosti konverze základní harmonické (800 nm) na třetí harmonickou (266 nm) dosáhli za největšího výkonu. Konkrétně se jedná o hodnotu 0,2 % účinnosti konverze.

Grafy 3 a 4 znázorňují hodnoty intenzity odečtené ze spektrometru.



Graf 3 jsme získali poté, co jsme upravili polarizaci laserového paprsku vstupujícího do sestavy tak, abychom získali maximální intenzitu druhé harmonické frekvence.



Graf 4 je výsledné spektrum naší sestavy. Získali jsme jej poté, co jsme soustavu upravili tak, abychom získali maximální intenzitu generace třetí harmonické frekvence.

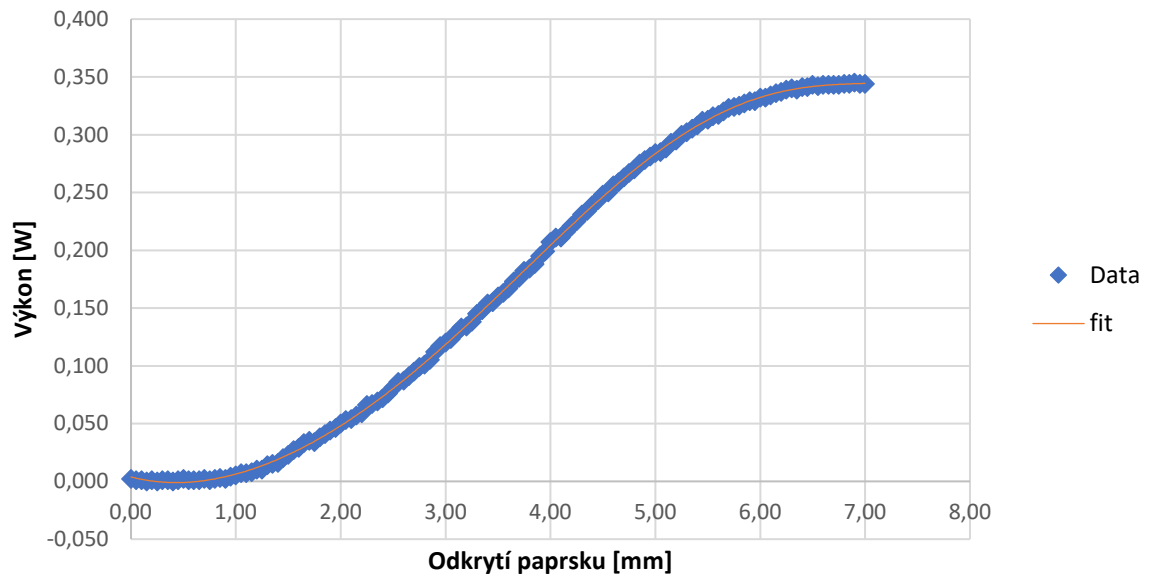
9. Měření průměru laserového svazku

Pro kontrolu našeho experimentu jsme také ještě měřili průměr laserového svazku jednotlivých vlnových délek. K tomuto měření jsme využili techniku knife edge. Tento způsob měření průměru svazku se používá za předpokladu, že se jedná o Gaussovský profil svazku. Tato technika měření průměru laserového svazku spočívá v tom, že se použije krátké zaostřené čepel (například žiletky), která se upevní do posuvného stojanu. Poté se postaví před laserový paprsek tak, aby byl celý paprsek zakrytý. Následuje pomalé odstiňování paprsku, který za čepelí je namířen do měřáku výkonu. Z měřáku výkonu poté dostanu hodnoty výkonu, které s postupným odstiňováním paprsku narůstají, až dosáhnou maximální hodnoty, a to ve chvíli, kdy se čepel nachází zcela mimo dráhu laserového paprsku. K výpočtu průměru paprsku jsme využili softwaru SciDAVis a následujícího vzorce: [13] [18]

$$P(x) = P_0 + \frac{P_{max}}{2} \left(1 - erf \left(\frac{\sqrt{2}(x - x_0)}{w} \right) \right) \quad (13)$$

kde P_0 je výkon v pozadí, P_{max} je maximální výkon, x_0 je vzdálenost, ve které je výkon poloviční, erf je standartní chybová funkce průměr svazku a w je průměr laserového svazku. Náš hledaný průměr svazku w je vzdálenost od středu svazku po bod, kde nám klesne intenzita svazku na $\frac{1}{e^2}$. Výsledky měření jsou zobrazeny v grafech 5, 6 a 7. [13] [18]

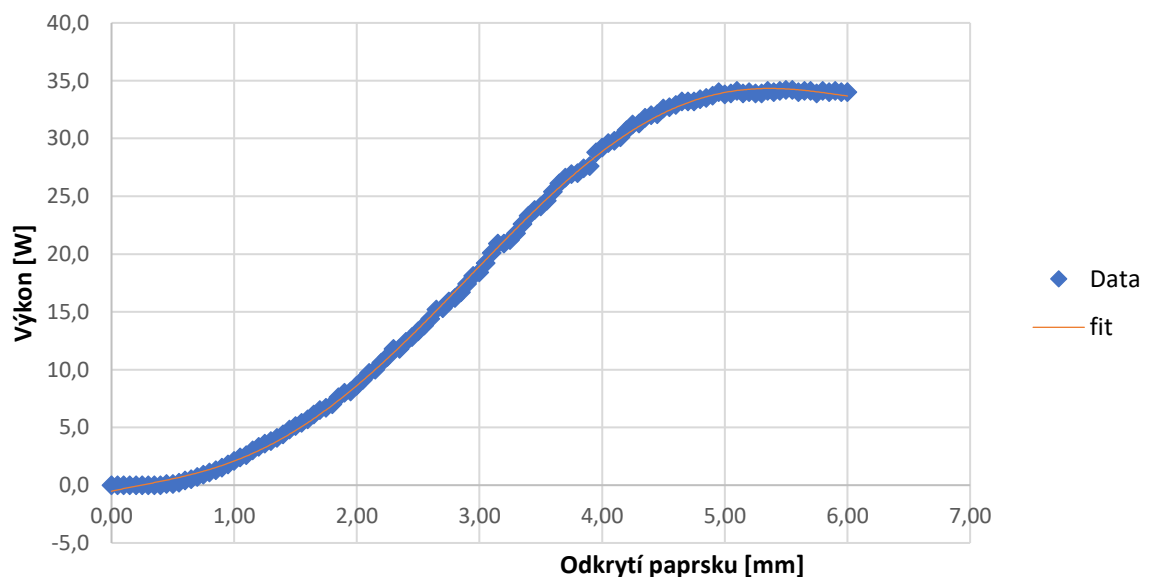
Graf 5: Znáornění průběhu intenzity během měření průměru laserového paprsku o vlnové délce 800 nm



Výsledná hodnota průměru laserového svazku (800 nm):

$$d_{800} = (4,92 \pm 0,05) \text{ mm}$$

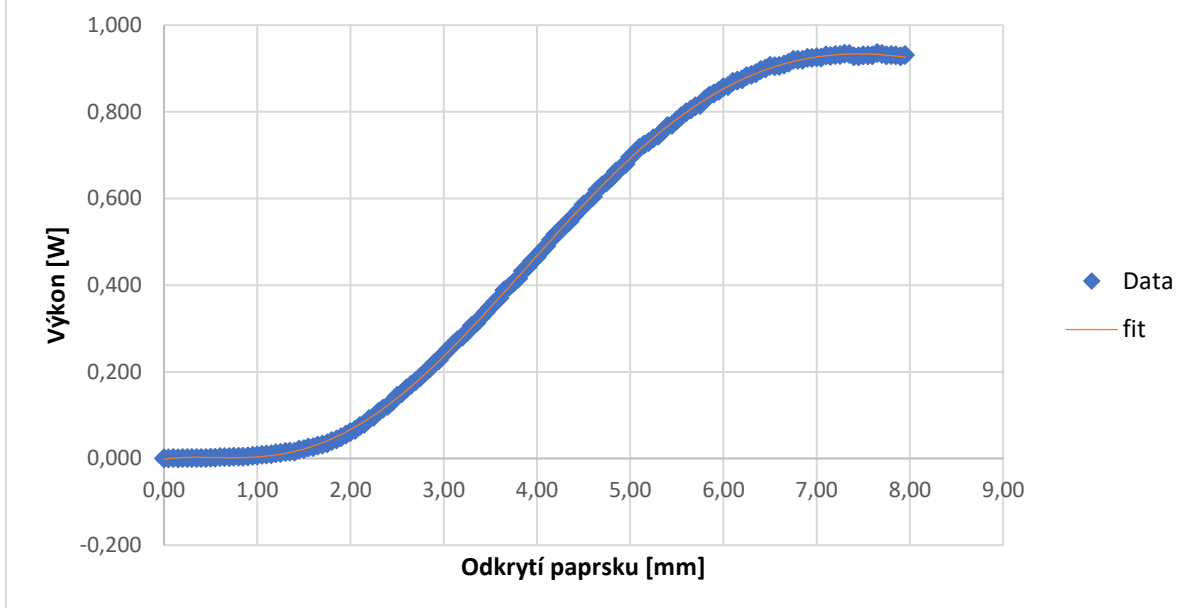
Graf 6: Znáornění průběhu intenzity během měření průměru laserového paprsku o vlnové délce 400 nm



Výsledná hodnota průměru laserového svazku (400 nm):

$$d_{400} = (4,09 \pm 0,24) \text{ mm}$$

Graf 7: Znáornění průběhu intenzity během měření průměru laserového paprsku o vlnové délce 266 nm



Výsledná hodnota průměru laserového svazku (266 nm):

$$d_{266} = (4,87 \pm 0,06) \text{ m}$$

10. Diskuze

Experiment se nám povedl úspěšně dokončit, avšak maximální hodnoty, které jsme získali, jsou dosti rozdílné od maximálních hodnot, kterých bylo podle popisu od dodavatele možné dosáhnout. Například účinnost konverze základní harmonické na druhou harmonickou byla u dodavatele za laboratorních podmínek až 50 %. Oproti tomu my jsme dosáhli pouze maximální konverze 23,5 %. Další pak byla účinnost konverze základní harmonické na třetí harmonickou, která mohla být podle dodavatele okolo 8 %. My jsme dosáhli maximální hodnoty 0,2 %. Zde je rozdíl mezi účinnostmi mnohem větší. To je způsobeno hlavně tím, že účinnost konverze na druhou harmonickou nám přímo ovlivňovala účinnost konverze na třetí harmonickou, neboť jsme třetí harmonickou generovali za pomoci součtové frekvence. Takže pokud jsme měli účinnost konverze na druhou harmonickou již poloviční, než jí měl dodavatel, tak to nám přímo ovlivnilo konverzi na třetí harmonickou, a ještě jí snížilo. Dalšími faktory, které mohly ovlivnit měření jsou samozřejmě i vlastní malá zkušenost práce s laserem a jednotlivými součástkami sestavy nebo jiné laboratorní podmínky. Tyto faktory jsou však zanedbatelné, neboť jsme sice účinnost konverze měli relativně malou, ale i přesto jsme dosáhli výsledku (viz graf 3 a graf 4). Tímto výsledkem je experimentální ověření konverze infračervených femtosekundových laserových paprsků do tvrdé ultrafialové oblasti.

Dále jsme měřili průměry laserového svazku o třech vlnových délkách (800, 400 a 266 nm). Na příslušných grafech (5, 6 a 7) můžeme pozorovat, že průměr svazku základní harmonické, o vlnové délce 800 nm, nám vyšel velmi přesně, a i graf nám potvrzuje, že měření proběhlo bez velkých chyb. To samé můžeme říci i o průběhu měření průměru svazku třetí harmonické. I zde máme velmi dobrý a přesný výsledek bez velkých chyb. Zajímavý je však průběh druhé harmonické. Zde nejen, že nám vyšel průměr dosti rozdílný od ostatních dvou, ale i na grafu je vidět, že tam nastalo několik větších odchylek. To můžeme samozřejmě vidět i v chybě, která je několikanásobně větší než u ostatních dvou výsledků. Tato chyba byla nejpravděpodobněji způsobena lidským faktorem, tedy mnou, neboť jednotlivé přístroje, se kterými jsem měřil, byli velmi přesné a jejich chyba byla minimální. Dále se mi právě během měření průměru svazku druhé harmonické povedlo se přepsat při zapisování dat a musel jsem částečně začít od znovu. Tudíž je velmi pravděpodobné, že právě odtud pochází ten velký rozdíl mezi průměrem druhé harmonické a základní a třetí harmonické.

11. Závěr

V této práci byla experimentálně ověřena možnost generace třetí harmonické frekvence za pomoci generace druhé harmonické frekvence a následné součtové frekvence. Tento fakt je dobře znázorněn na grafech 3 a 4. Dále byly změřeny průměry laserových svazků základní, druhé a třetí harmonické frekvence po průchodu naší sestavy a byly navzájem porovnány.

Výsledky našeho experimentu jsou:

- Maximální účinnost konverze základní harmonické na druhou harmonickou byla:

$$\text{max. účinnost} = 23,5 \%$$

- Efektivita konverze základní harmonické na třetí harmonickou byla:

$$\text{max. účinnost} = 0,2 \%$$

- Průměr svazku základní harmonické frekvence (800 nm) je:

$$w_0 = (4,92 \pm 0,05) \text{ mm}$$

- Průměr svazku druhé harmonické frekvence (400 nm) je:

$$w_0 = (4,09 \pm 0,24) \text{ mm}$$

- Průměr svazku třetí harmonické frekvence (266 nm) je:

$$w_0 = (4,87 \pm 0,06) \text{ mm}$$

12. Literatura

- [1] Malý, Petr: Optika. Univerzita Karlova v Praze – Nakladatelství Karolinum. 2008 ISBN 978-80-246-1342-0 [25.11.2020]
- [2] https://en.wikipedia.org/wiki/Second-harmonic_generation [16.3.2020]
- [3] https://www.rp-photonics.com/group_velocity_dispersion.html [25.3.2020]
- [4] https://www.rp-photonics.com/group_delay.html [28.3.2020]
- [5] https://www.rp-photonics.com/group_delay_dispersion.html [8.4.2020]
- [6] <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/1673-vlnove-desticky> [8.4.2020]
- [7] https://www.rp-photonics.com/polarization_of_light.html [8.4.2020]
- [8] https://www.rp-photonics.com/frequency_tripling.html [8.4.2020]
- [9] https://www.rp-photonics.com/phase_matching.html [8.4.2020]
- [10] <http://eksmaoptics.com/femtoline-components/femtoline-nonlinear-laser-crystals/femtokits-for-third-harmonic-generation-of-ti-sapphire-laser/> [12.3.2020]
- [11] Boyd, R. W., Nonlinear optics, Third Edition, Academic press, 2008 ISBN 978-0-12-369470-6
- [12] <https://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/beta-barium-borate-bbo-crystals/> [25.4.2020]
- [13] Vrbová, M., Jelínková, H., Gavrilov, P. Úvod do laserové techniky. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1998 ISBN 80-01-01108-9
- [14] <https://www.spectra-physics.com/products/ultrafast-lasers/spitfire-ace> [15.5.2020]
- [15] <https://edge.coherent.com/measurement-control/measurement/high-sensitivity-optical-sensors-rohs> [18.5.2020]
- [16] <https://www.coherent.com/measurement-control/measurement/10001-attenuator-rohs> [18.5.2020]
- [17] <https://www.coherent.com/measurement-control/measurement/fieldmaxii-top> [20.5.2020]
- [18] <http://people.fjfi.cvut.cz/blazejos/public/ul7en.pdf> [20.5.2020]

Příloha

Příloha 1: Specifikace laseru [17]

Spitfire® Ace™ Industry Leading Power Maximum Stability



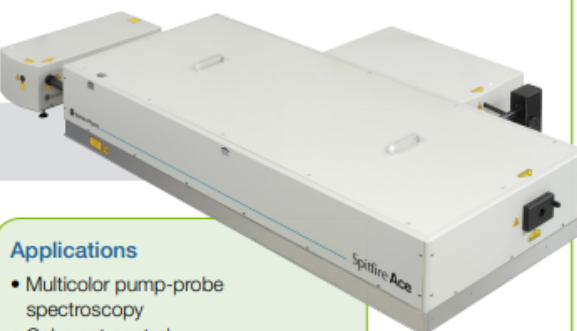
The Spectra-Physics Spitfire Ace is our flagship amplifier system. It is the most technically advanced Ti:Sapphire regenerative amplifier commercially available. Equipped with our proprietary Ace cavity design, the Spitfire Ace provides guaranteed long term performance, low noise and reliable day-to-day operation. The result is consistent OPA performance and nonlinear wavelength conversion – a superior light source for use in the most demanding ultrafast applications.

The Spitfire Ace amplifier builds upon our highly successful Spitfire platform. Each component has been carefully evaluated and selected to maximize stability. The Spitfire Ace regenerative amplifier produces an industry leading average power of more than 7 W at 1 kHz and 10 kHz, and 8 W at 5 kHz with excellent beam quality.

The Spitfire Ace provides the most stable output available from any Ti:Sapphire regenerative amplifier making the Spitfire Ace ideal for pumping multiple OPA systems and driving a wide range of nonlinear spectroscopies. Achieve new levels of performance with the Spitfire Ace.

The Spitfire Ace Advantage

- Revolutionary Ace regenerative cavity design
- More than 8.0 W of output power
- Superior mode quality ($M^2 < 1.3$)
- Digital synchronization electronics
- Supported by the most knowledgeable service team in the industry



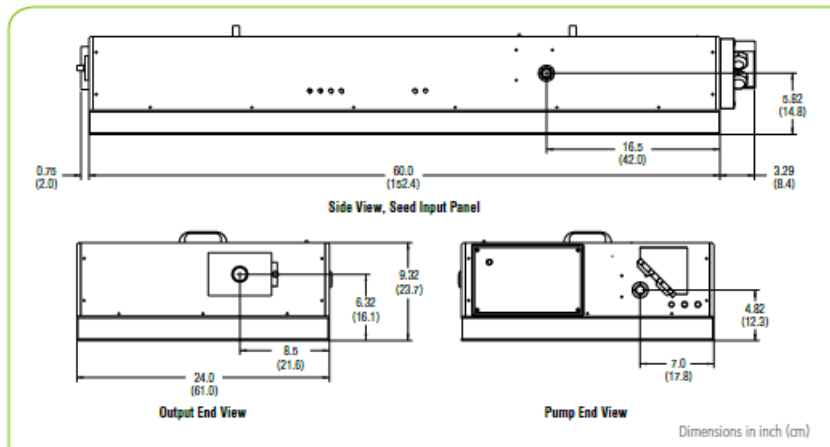
Applications

- Multicolor pump-probe spectroscopy
- Coherent control
- Nonlinear optics
- 2D IR spectroscopy
- Four-wave mixing spectroscopy
- High harmonics generation
- Optical parametric amplification
- Material processing

Spitfire Ace Specifications^{1, 11}

Spitfire Ace			
Output Characteristics			
Pulse Width ^{2,3}	<35 fs – <120 fs; <2 ps ⁴		
Repetition Rate ⁵	1 kHz	5 kHz	10 kHz
Average Power ⁶	Ascend 60:	>7.0 W	>8.0 W
	Ascend 40:	>5.0 W	>6.0 W
Pulse Energy	Ascend 60:	>7.0 mJ	>1.6 mJ
	Ascend 40:	>5.0 mJ	>1.2 mJ
Pre-Pulse Contrast Ratio ⁶	>1000:1		
Post-Pulse Contrast Ratio ⁷	>100:1		
Energy Stability	<0.5% rms over 24 hours		
Beam Pointing Stability	<5 μ rad rms ⁸		
Wavelength ^{9, 10}	795-805 nm	780-820 nm	780-820 nm
Spatial Mode	TEM ₀₀ (M ² <1.3 on both axes)		
Beam Diameter (1/e ²)	10 mm (nominal)		
Polarization	Linear, Horizontal		

- Due to our continuous product improvements, specifications subject to change without notice. The specifications only apply when operated with recommended Spectra-Physics seed and pump lasers.
- A Gaussian pulse shape (0.7 deconvolution factor) is used to determine pulse width (FWHM) from autocorrelation signal as measured with Newport PicoScout[®] autocorrelator.
- For alternative pulse widths, please contact Spectra-Physics.
- Specifications apply when pumped using Spectra-Physics Ascend 60 pump laser. The <2 ps option maximum power >5.0 W.
- The desired optimum repetition rate can be specified at the time of purchase or additional optics sets can be used to reconfigure the amplifier. Any system can be operated (with the same energy per pulse) at reduced repetition rates through internal divide-down electronics.
- Defined as the ratio between peak intensity of output pulse to peak intensity of any pre-pulse that occurs >1 ns before the output pulse. For higher contrast ratio, please contact Spectra-Physics.
- Defined as the ratio between peak intensity of output pulse to peak intensity of any pre-pulse that occurs >1 ns after the output pulse. For higher contrast ratio, please contact Spectra-Physics.
- At constant temperature. Variable temperature specification <20 μ rad/°C, peak-to-peak.
- For wavelength extension through SHG, THG, FHG or OPA, please contact Spectra-Physics.
- Performance specifications apply at peak of gain curve.
- The Spitfire Ace is a Class IV – High-Power Laser, whose beam is, by definition, a safety and fire hazard. Take precautions to prevent exposure to direct and reflected beams. Diffuse as well as specular reflections can cause severe skin or eye damage.



Spitfire Ace Dimensions



www.spectra-physics.com

3635 Peterson Way, Santa Clara, CA 95054, USA
 PHONE: 1-800-775-5273 1-408-980-4300 FAX: 1-408-980-8921 EMAIL: sales@spectra-physics.com

Belgium	+32-(0)0800-11 257	belgium@newport.com	Korea	+82-31-8021-1600	korea@spectra-physics.com
China	+86-10-6267-0065	info@spectra-physics.com.cn	Netherlands	+31-(0)30 6592111	netherlands@newport.com
France	+33-(0)1-60-91-08-08	francois@newport.com	Singapore	+65-6664-0040	sales.sg@newport.com
Germany / Austria / Switzerland	+49-(0)6151-708-0	germany@newport.com	Taiwan	+886-3-575-3040	sales@newport.com.tw
Japan	+81-3-3566-2705	spectra-physics@spasers.co.jp	United Kingdom	+44-1235-432-710	uk@newport.com

© 2019 Newport Corporation. All Rights Reserved. Spitfire, Mel Tal, Spectra-Physics and the Spectra-Physics logo are registered trademarks of Newport Corporation. Ace, Ascend, Element, Femlock are trademarks of Newport Corporation. Spectra-Physics Santa Clara, California, Stahnsdorf, Germany, Rankwell, Austria and Tel Aviv, Israel have all been certified compliant with ISO 9001.

SP-DS-20191017