

**Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích
Přírodovědecká fakulta**



Generace a optimalizace účinnosti druhé harmonické ultrakrátkých pulsů

Bakalářská práce

Karel Vidlák

Školitel: Ing. HRŮBEK Petr, CSc

České Budějovice 2012

Anotace

Vstoupí-li krátký laserový puls o vysoké světelné intenzitě do nelineárního prostředí, mohou vznikat různé jevy. Tyto jevy nazýváme nelineární optické jevy.

V této práci jsem se zabýval generací druhé harmonické jako jednoho z nelineárních optických jevů, která vzniká průchodem ultrakrátkého laserového pulsu nelineárním krystalem a optimalizací její účinnosti.

Abstract

Enters the short laser pulse of high light intensity in the nonlinear environment, may produce different effects. These effects are called nonlinear optical phenomena.

In this work, I dealt with second harmonic generation as one of the nonlinear optical phenomena, which occurs the passage of ultra-short laser pulse nonlinear crystal and optimizing its effectiveness.

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 10.04.2012

.....

Karel Vidlák

Poděkování:

Touto formou děkuji panu Profesoru RNDr. Tomáši Polívkovi, Ph.D. za možnost pracovat na bakalářské práci v laboratoři femtosekundové spektroskopie a jeho podporu v průběhu řešení bakalářské práce a svému vedoucímu práce panu Ing. Petru Hříbkovi, CSc. za cenné rady, připomínky a čas, který mi věnoval při vypracování této bakalářské práce. Dále děkuji za pomoc a trpělivost všem kolegům na pracovišti femtosekundové spektroskopie v Nových Hradech.

Obsah

1.	Úvod	1
2.	Femtosekundové lasery	2
2.1.	Pevnolátkový Laser	2
2.2.	Generace ultrakrátkých pulsů.....	7
2.3.	Generátory fs pulsů	11
2.4.	Femtosekundový laserový systém INTEGRA-i	12
3.	Šíření světelného svazku v opticky nelineárním prostředí	13
3.1.	Polarizace prostředí	13
3.2.	Vlnová rovnice	14
4.	Teoretický pohled na generaci druhé harmonické.....	15
4.1.	Fázový synchronismus	16
4.2.	Amplituda druhé harmonické.....	17
4.3.	Účinnost druhé harmonické	20
5.	Anizotropní prostředí.....	21
6.	Teoretický výpočet generace druhé harmonické v krystalu BBO.....	25
6.1.	Úhel fázového synchronizmu θ	25
6.2.	Výpočet nelineárního efektivního koeficientu krystalu.....	26
6.3.	Výpočet účinnosti generace druhé harmonické	28
7.	Experiment - generace druhé harmonické v krystalu BBO	30
7.1.	Návrh experimentu	30
7.2.	Měření průměru laserového svazku, výpočet příčného průřezu laserového svazku	33
7.3.	Výpočet světelné intenzity v laserovém pulsu	35
7.4.	Měření časové pološířky pulsu	35
7.5.	Změna světelné intenzity základní harmonické pomocí půlvlnné destičky	36
7.6.	Změna světelné intenzity základní harmonické pomocí teleskopu	38
7.7.	Výsledky experimentu.....	40
7.8.	Diskuze dosažených výsledků	51
8.	Optimalizace účinnosti generace druhé harmonické.....	54
9.	Závěr	55
10.	Literatura.....	57

Přílohy

1. ÚVOD

Krystalické necentrosymetrické materiály vykazují nelinearitu druhého řádu, mluvíme o nelineárních krystalech s nenulovými koeficienty nelineárního tensoru susceptibility druhého řádu $\chi^{(2)}$. Vstupuje-li do takového prostředí monochromatické lineárně polarizované záření, například lineárně polarizovaný laserový svazek, generuje se v tomto prostředí vlna na dvojnásobné optické frekvenci tj. druhá harmonická. Tento proces se nazývá: „Generace druhé harmonické“ (zkratka SHG – second harmonic generation). Ve většině případů je vlnou vstupující do krystalu (čerpací vlnou) intenzivní laserový svazek. Z krystalu vystupující vlna druhé harmonické je lineárně polarizovaná a šíří se v podobě lineárně polarizovaného úzkého světelného svazku stejného směru jako čerpací vlna [1].

V roce 1961 v laboratoři The Harrison M. Randall Laboratory of Physics, The University of Michigan, tým fyziků poprvé pozoroval druhou harmonickou [2]. Došlo k tomu při interakci světelného svazku rubínového laseru o vlnové délce 694 nm s krystalickým křemenem. Na výstupu byl hranolovým spektrometrem pozorován modrý světelný svazek s vlnovou délkou 347 nm, což je druhá harmonická rubínového laseru. Tento pokus byl umožněn dostatečně velkou intenzitou monochromatického lineárně polarizovaného světla rubínového laseru fokusovaného do krystalu. Tento experiment nastartoval intenzivní rozvoj nelineární optiky.

Během 50 let od tohoto objevu urazila nelineární optika dlouhou cestu a to především díky rozvoji laserové techniky [2, 3].

Laser je zařízení, které generuje elektromagnetické záření (světlo) v procesu optického zesílení, a to na základě stimulované emise fotonů. Od jiných technologií se liší vysokým stupněm prostorové a časové koherence. Laserový svazek je úzký, lineárně polarizovaný, dostatečně monochromatický svazek potřebný k účinné generaci druhé harmonické. Může být transformován do velmi úzkého svazku, čímž lze dosáhnout velmi vysoké světelné intenzity, a tak vysoké účinnosti generace druhé harmonické.

Zvyšování výkonu laserových generátorů bylo dosahováno především zkracováním délky generovaných pulsů, přesněji řečeno zdokonalením rezonátoru modulací jeho jakosti. Ze začátku bylo možné generovat pouze nanosekundové pulsy a později pikosekundové pulsy. V dnešní době generují lasery femtosekundové pulsy, které mohou po zesílení dosahovat špičkového výkonu až 1,3 PW a po fokusaci intenzity světelného záření kolem

10^{23} W/cm². (Nejvýkonnější laser se nachází v Lawrence Livermore laboratoři a jeho špičkový výkon v pulsu je $1,3 \cdot 10^{15}$ W).

Toto zdokonalení laserů vede k možnosti dosáhnout vysoké světelné intenzity v pulsu a tak vysoké účinnosti generace druhé harmonické, která může dosahovat až desítek procent [4].

Proces generace druhé harmonické se dnes využívá, v chemii, astronomii, při sledování životního prostředí (lidar), zpracování obrazu, v optické komunikaci a také v biologii (nelineární mikroskop).

V nelineární mikroskopii se využívá ke generaci druhé harmonické nesymetrických struktur, jako je například kolagen. Pomocí krátkého femtosekundového pulsu a souborů vhodných filtrů, které oddělí světlo od emise, lze získat obraz srovnatelný s obrazem z konfokálního mikroskopu [3].

Laserová technologie využívá generaci druhé harmonické k zesílení světelného výkonu nebo ke zkrácení délky pulsu. Při zesilování světelného výkonu se na rozdíl od klasických laserů, kdy se čerpací energie nejprve vloží do laserového prostředí a poté vyváže, dosahuje zesílení využitím parametrického jevu, v němž dochází k přenosu energie z jednoho laserového pulsu (čerpacího) do druhého zesilovaného pulsu (signálního), který má delší vlnovou délku. Výhodou takového způsobu zesilování je zachování vlastností zesilovaného pulsu, především jeho spektrální šířky. Tento způsob zesílení se nazývá optické parametrické zesílení a má označení OPA [5].

Ve své práci se budu zabývat generací druhé harmonické v krystalu BBO (beta-barium fosfát) pomocí ultrakrátkých femtosekundových pulsů generovaných laserovým systémem INTEGRA-i a optimalizací její účinnosti.

2. FEMTOSEKUNDOVÉ LASERY

Femtosekundové lasery jsou lasery, které generují ultrakrátké optické pulsy, jejichž délky se pohybují ve femtosekundovém rozsahu ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$). Generace těchto pulsů je dosaženo řízenou synchronizací podélných módů jejich otevřených rezonátorů, tak zvanou technikou Mode-Locking.

2.1. PEVNOLÁTKOVÝ LASER

Jak jsem se již zmínil v úvodu, laser je zařízení, které generuje monochromatický

lineárně polarizovaný svazek elektromagnetického záření na základě stimulované emise excitovaných atomů.

Skládá se z aktivního prostředí, je například Nd:YAG, Nd:YLF, Ti:safír a další materiály a otevřeného rezonátoru, který vytváří zpětnou vazbu a vrací část výstupního signálu zpět do aktivního prostředí k zesílení. Tento opakující se proces je omezený saturací zisku zesilovače a ztrátami v optickém rezonátoru. Systém dosahuje ustáleného stavu, při kterém se generuje výstupní signál.

2.1.1. SPONTÁNNÍ EMISE

Mějme atom, v němž energetický rozdíl mezi základním stavem E_0 a excitovaným stavem E_1 je dán vztahem:

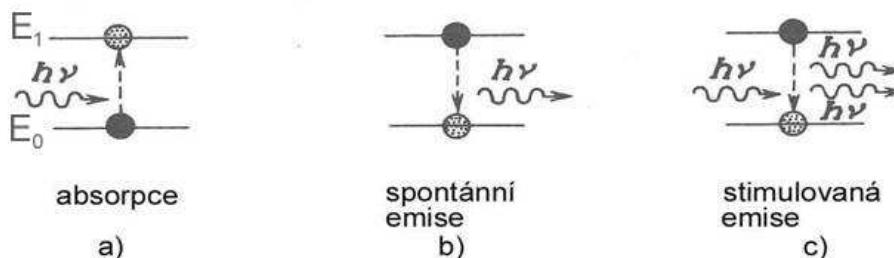
$$E_1 - E_0 = h\nu \quad (1)$$

kde h je Planckova konstanta.

Při dopadu fotonu o energii $h\nu$ na atom, elektron v atomu absorbuje tuto energii fotonu a dochází k excitaci elektronu v atomu na energetickou hladinu E_1 , jak znázorňuje Obr. 1a). V tomto stavu je atom nestabilní a po určitém čase se excitovaný elektron vrátí zpět na původní energetickou hladinu E_0 a vyzáří foton o stejném kmitočtu. Tento jev se nazývá spontánní emise, je znázorněn na Obr. 1b).

2.1.2. STIMULOVANÁ EMISE

Další případ nastane v momentě, když je elektron v atomu na vyšší energetické hladině, a na atom dopadne foton s energií $h\nu$.

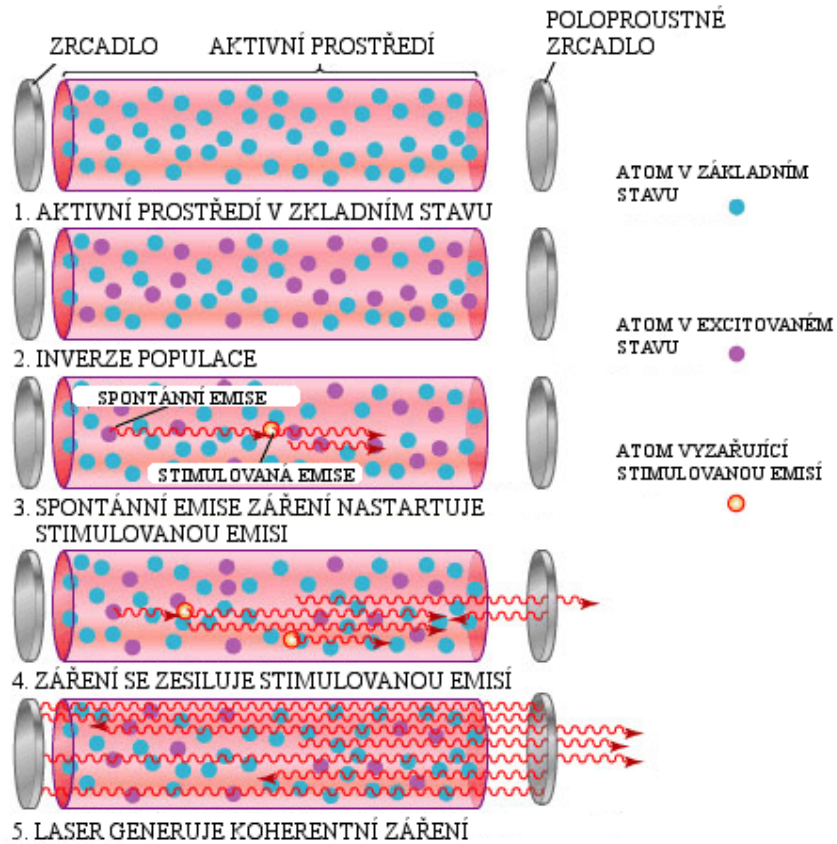


Obr. 1 Emise a absorpce fotonu, převzato a upraveno z [6]

To způsobí přechod elektronu z excitovaného stavu E_1 zpět do základní energetické hladiny E_0 za vyzáření fotonu stejného kmitočtu. Výsledkem jsou dva stejné fotony $h\nu$ jak je znázorněno na Obr. 1c).

2.1.3. OTEVŘENÝ REZONÁTOR, MÓDOVÁ STRUKTURA

Optický rezonátor je tvořený dvojicí rovnoběžných zrcadel, v jejichž optické ose se nachází aktivní prostředí. V tomto prostředí dochází ke hromadění optického záření. Toto optické záření vznikne usměrněním fotonů vyzářovaných při přechodu elektronů do základní hladiny. Jedním ze zrcadel, částečně propustným, se část fotonů vyvazuje, Obr. 2.



Obr. 2 Popis generace fotonů v rezonátoru, převzato z [7]

Atomem vyžářený foton se odrazí od zrcadla a vrací se zpět do aktivního prostředí, kde způsobí stimulovanou emisi některého z excitovaných atomů a následnou kaskádní stimulovanou emisí dalších atomů. Tyto fotony se odrazí od druhého částečně propustného zrcadla a část z nich se vrací se zpět do aktivního prostředí, kde způsobí tutéž reakci. Tímto způsobem v rezonátoru narůstá energie.

Částečně propustné zrcadlo je výstupním zrcadlem otevřeného rezonátoru a slouží k vyvedení energie z rezonátoru. Na Obr. 2 je znázorněna tato generace fotonů a jejich vyvedení z otevřeného rezonátoru.

V optickém rezonátoru vznikají dva druhy vln, příčné a stojaté. Stojaté vlny tvoří podélné módy a podmínkou pro ně je vytvoření uzlů v zrcadlech rezonátoru. Z toho vyplývá, že podélné módy mohou mít jen takovou vlnovou délku, jejíž polovina je přesným násobkem vzdálenosti zrcadel L . Tyto módy se následně zesílí v aktivním prostředí. Oblast zesílení je dána spektrální závislostí zesílení aktivního prostředí.

Módy, které mohou vzniknout v optickém rezonátoru, musí vyhovovat uvedené podmínce a platí pro ně vztah:

$$L = q \frac{\lambda}{2} \quad (2)$$

kde q je násobek poloviny vlnové délky $\frac{\lambda}{2}$ a říká nám, kolik módů je v rezonátoru.

Frekvenční rozestup mezi dvěma sousedními módy nám udává velikost frekvenčního pásma mezi dvěma sousedními módy. Tento frekvenční rozestup $\Delta\omega$ vyjádříme vztahem:

$$\Delta\omega \equiv \Delta\omega_{p,p-1} = 2\pi \frac{c}{2L} = \frac{2\pi}{T_c} \quad (3)$$

kde T_c je čas paprsku potřebný k překonání vzdálenosti L a c je rychlost světla v prostředí.

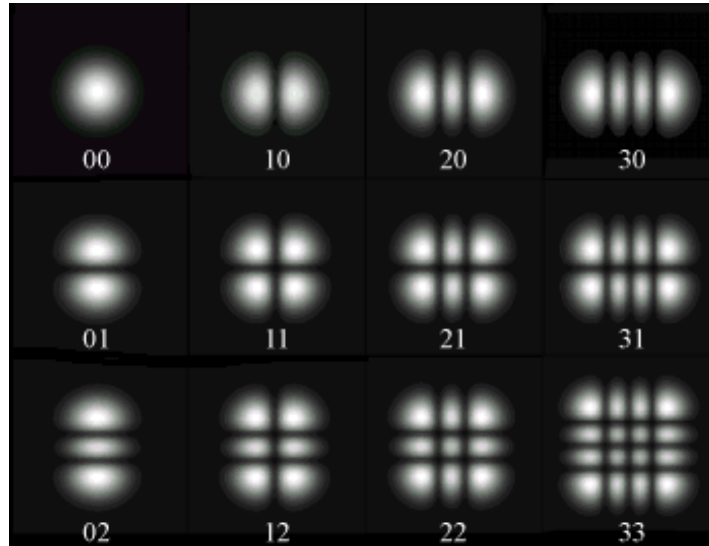
Frekvenční odstup ω_p mezi jednotlivými módy můžeme tedy vyjádřit vztahem:

$$\omega_p = \omega_{ce} + p\Delta\omega, \quad p = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

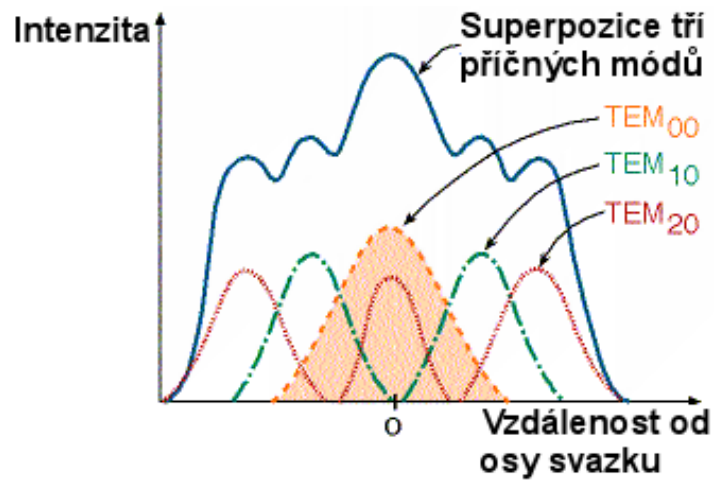
kde ω_{ce} je známá nastavená frekvence a p nám udává, kolikátý je mód v pořadí.

Příčné módy jsou tvořeny příčnými vlnami, které vznikají v dostatečně širokém aktivním prostředí. Jsou vybuzeny stojatými vlnami podél paprsků odkloněných od osy. V rezonátoru může oscilovat několik příčných módů a každý mód může mít jinou frekvenci. Tyto módy se označují TEM_{mn} , kde „m“ udává počet vertikálních a „n“ horizontálních minim intenzit elektromagnetického pole, jak můžeme vidět na Obr. 3. Základním módem je

TEM₀₀, který má gaussovský průběh intenzity elektromagnetického pole. Bývá označen jako gaussovský mód.



Obr. 3 Zobrazení příčných módů TEM,
převzato z [8]



Obr. 4 Superpozice příčných módů,
převzato a upraveno z [9]

Na elektromagnetické pole v rezonátoru se můžeme také dívat jako na superpozici různých nezávislých módů, jak je znázorněno na Obr. 4, z nichž každý je charakterizován svou frekvencí.

2.2. GENERACE ULTRAKRÁTKÝCH PULSŮ

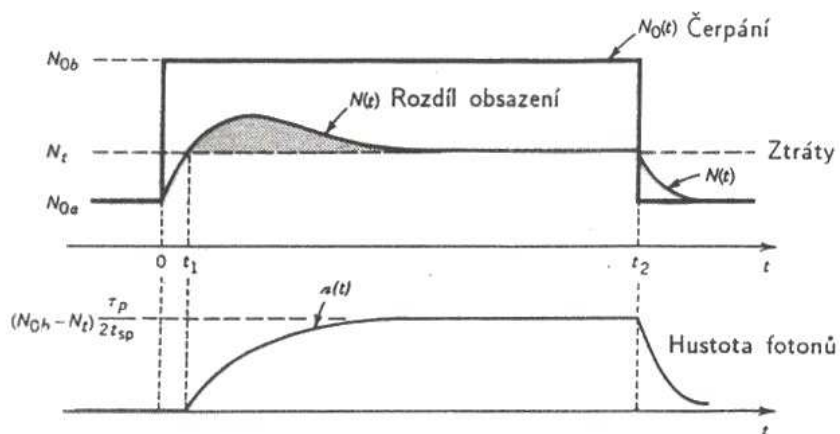
Nejjednodušší způsob získání pulsního záření je použití kontinuálního laseru a externí uzavěrky nebo modulátoru. Tato jednoduchá metoda má nevýhodu v malé účinnosti, protože se energie mezi pulsy blokuje, a také ve velikosti výkonu v pulsu, který nemůže být větší než je stálý výkon zdroje.

Daleko účinnější metodou je zapínání a vypínání samotného laseru pomocí vnitřní modulace, kde se energie nashromážděná v době mezi pulsy vyzáří v pulsu. Energie se může hromadit ve formě světla v rezonátoru, kde je periodicky vypouštěné ven, nebo ve formě inverzního obsazení v atomárním systému, kde se periodicky uvolňuje při oscilaci systému [10].

Nejčastěji pro vnitřní modulaci se používá jedna z následujících metod:

2.2.1. SPÍNÁNÍ ZISKU

Tento způsob je založen na periodickém zapínání čerpání na krátkou dobu. Po zapnutí čerpání přesáhne koeficient zesílení hodnotu koeficientu ztrát a je generované laserové záření.

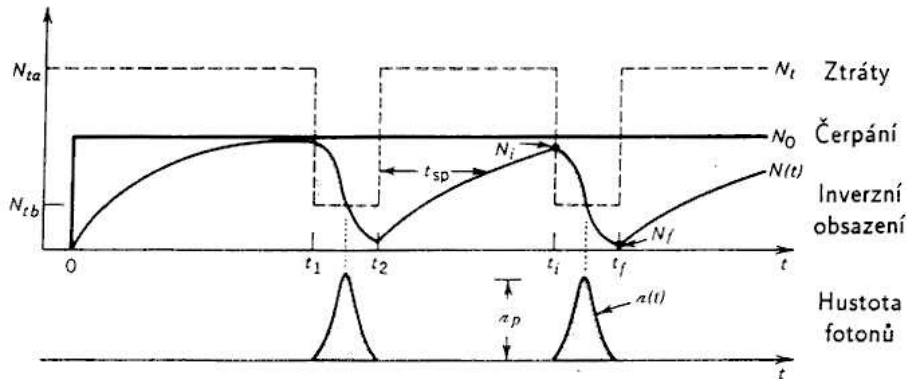


Obr. 5 Časový vývoj rozdílu obsazení a hustoty fotonů při čerpání pravoúhlým pulsem, převzato z [11]

Na Obr. 5 je znázorněn časový vývoj obsazení a hustoty fotonů, kde při $t < 0$ je rozdíl populace menší než prahová hodnota inverze a oscilace nemůže nastat. V $t = 0$ se zapne čerpání a hustota fotonů exponenciálně roste s časovou konstantou k rovnovážné hodnotě. Po dosažení času t_1 začnou laserové oscilace a přerušují se v okamžiku t_2 , poté počet fotonů klesá k nule [10].

2.2.2. SPÍNÁNÍ JAKOSTI Q DUTINY

Pomocí modulované absorpce uvnitř rezonátoru je znemožněna laserová oscilace zvyšováním ztrát rezonátoru. Čerpání je s konstantním výkonem v čase a tak se hromadí v době velkých ztrát energie v atomech ve formě akumulované inverzní populace. Když se ztráty sníží, dochází k vyzáření této populace v pulsu, jak je znázorněno na Obr. 6.



Obr. 6 Činnost laseru se spínáním činitele jakosti Q, převzato z [11]

V čase $t = 0$ se zapne čerpání. Prostředí se stane zesilovačem s velkým ziskem, ale ztráty jsou dostatečně velké a k oscilaci nedojde. Po dosažení t_1 se náhle sníží ztráty. Začne oscilace a hustota fotonů prudce vzrůstá. Přítomnost záření způsobí snížení inverzní populace, až opět převládnu ztráty nad ziskem a hustota fotonů rychle poklesne. Při t_2 se znovu nastaví velké ztráty. V průběhu následujícího časového intervalu se tvoří inverzní obsazení pro další puls [10].

2.2.3. OTEVÍRÁNÍ DUTINY

Tato technika převádí konstantní tok na impulsní. V rezonátoru se během doby, kdy laser nevyzařuje, akumulují fotony, které se při otevření vyzáří v pulsu. Od předchozího

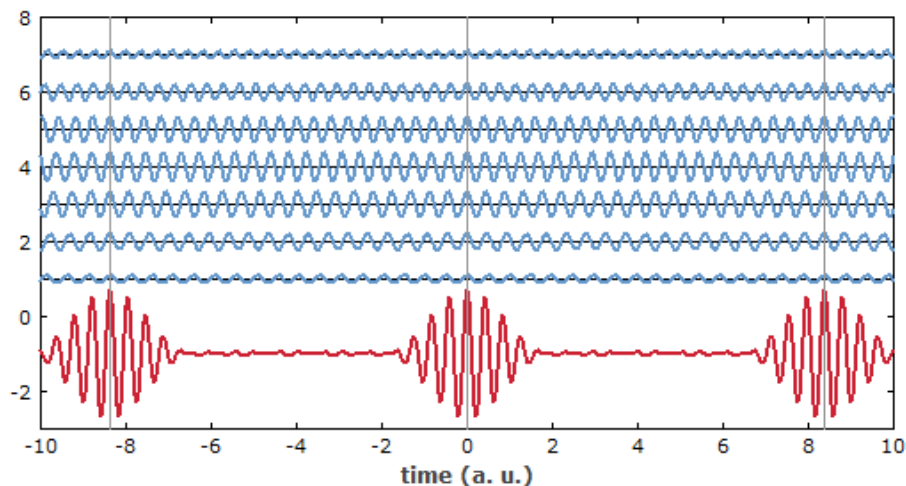
způsobu se liší tím, že se mění propustnost zrcadla.

Fotony jsou zadrženy v rezonátoru po dobu, kdy laser nemá vyzařovat. Výsledkem je rostoucí optický výkon uvnitř laserového rezonátoru a zanedbatelné ztráty. Následně je zrcadlo odstraněno nebo propustné na 100 % a akumulované fotony opustí rezonátor. Zvýšení ztrát zastaví oscilaci. Výsledkem je silný puls [10].

2.2.4. MÓDOVÁ SYNCHRONIZACE (MODE-LOCKING)

Generování laserových pulsů v laserech s dostatečně širokým spektrálním pásmem je dosaženo vazbou módů, a jejich vzájemném sfázování.

Je to jedna z metod generování ultrakrátkých pulsů v laserech s dostatečně širokým spektrálním pásmem. Touto technikou lze získat pulsy v délce trvání pikosekund až femtosekund a špičkovém výkonu o mnoho řádů vyšším než je výkon laserového media. Jedná se o vzájemné sfázování podélných módů v rezonátoru. Po sfázování mají vlastnosti Fourierových složek periodické funkce a tvoří tak sled periodických pulsů. Výsledné generované zařízení má tvar krátkého pulsu. Tento puls je závislý na počtu synchronizovaných módů N .



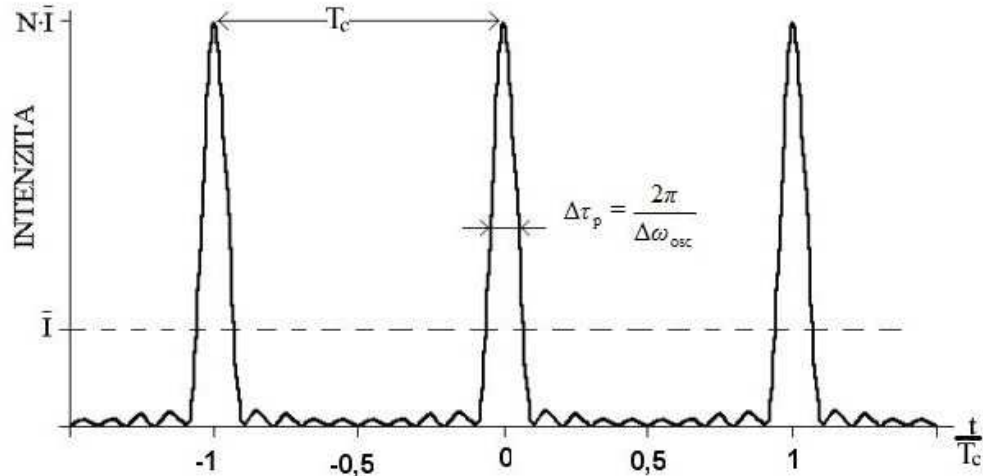
Obr. 7 Generace pulsů metodou Mode-Locking, převzato z [12]

Synchronizaci módů zajišťuje elektrooptická nebo akustickooptická závěrka umístěná uvnitř rezonátoru. Ta blokuje světlo, až na časový úsek, kdy jí prochází puls. Nasazením oscilace vznikají různé fáze. Pokud se stane a fáze budou mít stejné hodnoty, vznikne

konstrukcí módů velký puls, který projde bez ovlivnění závěrkou. Každá jiná kombinace je částečně nebo úplně blokována. Laser tedy čeká na příznivé nastavení fází, aby mohl oscilovat ve stavu sfázovaných módů [10].

Na Obr. 7 je znázorněna syntéza pravidelných pulsů v superpozici sinusových kmitů. Rovnoměrně rozložená frekvence odpovídá různým podélným módům v rezonátoru. Čím je větší počet frekvencí, tím kratší může být doba generování pulsu. Obr. 7 znázorňuje sedm mírně odlišných frekvencí. Svislé čáry ukazují časové úseky, kdy se skládají všechny oscilace do konstrukce.

Na Obr. 8 je znázorněna časová závislost generovaných pulsů v závislosti na synchronizaci N módů. Zároveň můžeme vidět nárůst špičkové intenzity pulsů, která je N krát větší než je průměrná intenzita.



Obr. 8 Pulsy v čase generované synchronizací,
převzato a upraveno z [13]

Časový odstup vrcholů jednotlivých pulsů máme daný vztahem (5), který vyjádříme z rovnice (3):

$$T_c = \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (5)$$

Pološířka pulsu $\Delta\tau_p$ je nepřímoúměrná počtu módů a vyjádříme ji rovnicí:

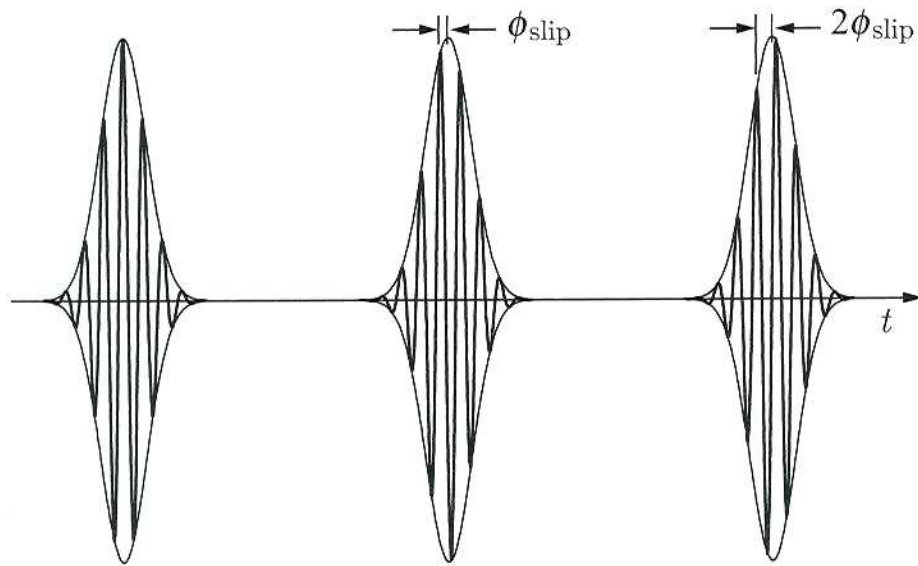
$$\Delta\tau_p = \frac{2\pi}{N\Delta\omega} = \frac{T_c}{N} \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega_{osc}} \quad (6)$$

kde $\Delta\omega_{\text{osc}} = (N-1)\Delta\omega$ je celková šířka pásma oscilačního režimu.

Obecně platí, že generované pulsy nejsou totožné. Jednotlivé pulsy se posouvají od předchozího pulsu o hodnotu Φ_{slip} vyjádřenou vztahem:

$$\Phi_{\text{slip}} = \omega_{\text{ce}} T_c = 2\pi \left(\frac{\omega_{\text{ce}}}{\Delta\omega} \right) \quad (7)$$

Tento skluz je důležitý právě pro ultrakrátké pulsy, a to nejen pro nosné vlny jako obálky, ale i v teorii elektrického pole pulsu. Obr. 9 ukazuje nenulový skluz mezi nosnou vlnou a obálkou, který se vyskytuje ve sledu synchronizovaných pulsů pro $\omega_{\text{ce}} \neq 0$ [13, 10].



Obr. 9 Skluz fáze mezi obálkou a nosnou vlnou,
převzato z [13]

2.3. GENERÁTORY FS PULSŮ

Jedná se o lasery, které používají pro generování ultrakrátkých pulsů metodu Mode-Locking. Tyto lasery využívají fyzikální jevy jako Kerrův efekt k fázové modulaci, což je změna indexu lomu, která následuje po intenzivním pulsu, nebo saturace tlumiče pro pasivní Mode-Locking zavádějící optické ztráty, které jsou redukovány pro vysokou optickou intenzitu [14].

2.3.1. PEVNOLÁTKOVÝ LASER

Používá pasivní Mode-Locking a může generovat ultrakrátké pulsy v délkách od 30 ps do 30 fs. Různé čerpací diodové lasery dopované neodýmiem nebo ytterbiem pracují s průměrným výkonem mezi 100 mW a 1 W. Titan-safírové lasery s pokročilou kompenzací rozptylu jsou vhodné pro pulsy s délkou trvání pod 10 fs, v extrémních případech mohou dosáhnout až 5 fs. Frekvence bývá mezi 50 MHz a 500 MHz [14].

2.3.2. LASERY NA OPTICKÝCH VLÁKNECH

Tyto lasery využívají převážně pasivní Mode-Locking a generují délku pulsu mezi 50-500 fs s frekvencí 10-100 MHz a výkonem několika miliwatů. Pro vyšší výkony jsou nevhodné [14].

2.3.3. BARVIVÉ LASERY

Měly dominantní zastoupení v oblasti ultrakrátkých laserů před příchodem titan-safírového laseru. Umožňují generovat délku pulsu v řádu desítek femtosekund v různých vlnových délkách [14].

2.3.4. POLOVODIČOVÉ LASERY

Některé diodové lasery používající Mode-Locking mohou generovat femtosekundové pulsy. Mohou kombinovat krátké pulsy, vysoké frekvence a velké průměrné výkony. Nejsou vhodné pro generování pulsů s vysokou energií [14].

2.4. FEMTOSEKUNDOVÝ LASEROVÝ SYSTÉM INTEGRA-I

Tento laserový systém se skládá z generátoru femtosekundových pulsů na Er dopovaném optickém vlákně s výstupem transformovaným do druhé harmonické.

Generátor pracuje v režimu TEM_{00q} a je zdrojem sledu 80 fs pulsů s opakovací frekvencí 47,5 MHz a vlnovou délkou 781,6 nm. Střední výkon ve světelném svazku je 24 mW a odpovídá energii cca 0,5 nJ/puls. Femtosekundové pulsy prochází stretcherem, kde se prodlouží na hodnotu řádově stovek pikosekund. Ty jsou injektovány do regenerativního zesilovače, pracujícího s opakovací frekvencí 1 kHz. Výstup z regenerativního zesilovače je dále zesílen v dvouprůchodovém Ti:safírovém zesilovači a pulsy jsou transformovány zpět do femtosekundové oblasti mřížkovým kompresorem. Oba Ti:safírové zesilovače jsou synchronně čerpané pulsy druhé harmonické z Nd:YLF laseru. Z INTEGRY-i vychází

světelný svazek tvořený sledem krátkých cca 120 fs pulsů s vlnovou délkou 785 nm a opakovací frekvencí 1 kHz. Energie obsažená v jednom pulsu je cca 2 mJ. Světelný svazek o průměru 6 mm s příčným profilem světelné intenzity $\cosh^2(x)$ má „beam propagation factor“ $M^2 = 1,78$. Systém vykazuje vysokou dlouhodobou stabilitu výstupního výkonu (nestabilita $< 1 \%$) i délky generovaných femtosekundových pulsů [15].

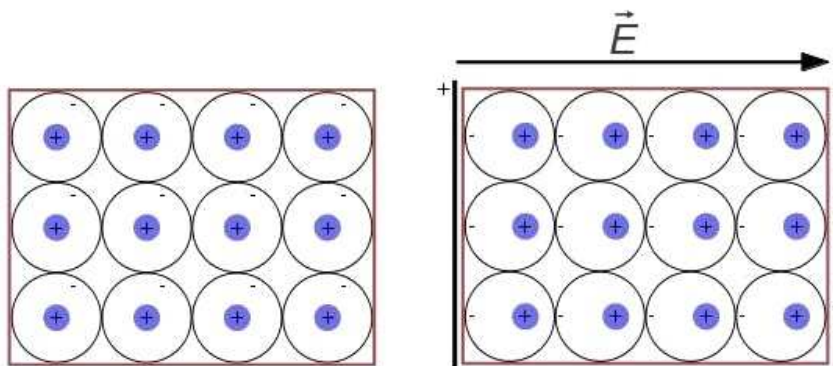
3. ŠÍŘENÍ SVĚTELNÉHO SVAZKU V OPTICKY NELINEÁRNÍM PROSTŘEDÍ

Nelinearita je vlastností prostředí, ve kterém se šíří světelný svazek. Šířící se světelný svazek modifikuje vlastnosti prostředí, ve kterém se šíří a toto prostředí zpětně působí na jiné nebo původní pole [10].

3.1. POLARIZACE PROSTŘEDÍ

Polarizace \vec{P} je obecně závislá na intenzitě elektrického pole, můžeme říct, že je jeho funkcí $\vec{P} = \vec{P}(\vec{E})$.

Pokud vložíme látku do elektrického pole, dochází k polarizaci jejích atomů. Původně neutrální atomy se změní na dipóly. Všechny elektrické dipóly mají přitom polaritu opačnou k polaritě vnějšího elektrického pole. Tomuto jevu se říká polarizace dielektrika. Vnější elektrické pole musí být menší než pole atomu, aby nedošlo k ionizaci prostředí. Obr. 10 znázorňuje tvorbu jednotlivých dipólů při působení vnějšího elektrického pole.



Obr. 10 Polarizace dielektrika ve vnějším elektrickém poli,
převzato a upraveno z [16]

Polarizace je poměr vektorového součtu dipólových momentů \vec{p} všech atomů ve fyzikálně nekonečně malém elementu prostředí o rozměrech $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ k objemu tohoto elementu $\Delta V = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. Jinak řečeno: polarizace je součin dipólových momentů a objemové hustoty dipólů $\vec{P} = N \cdot \vec{p}$.

Polarizaci můžeme rozdělit na lineární a nelineární část celkové polarizace:

$$\vec{P} = \vec{P}^{\text{lin}} + \vec{P}^{\text{NL}} \quad (8)$$

kde \vec{P}^{lin} je lineární část polarizace, která je lineárně závislá na intenzitě elektrického pole a \vec{P}^{NL} je nelineární část polarizace, kterou můžeme vyjádřit rovnicí (12).

Polarizaci prostředí můžeme obecně vyjádřit také pomocí susceptibility prostředí a intenzity elektrického pole \vec{E} rovnicí:

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

kde χ je susceptibilita daného prostředí a ϵ_0 je permitivita vakua.

S použitím Taylorova rozvoje rozvineme polarizaci v oblastech mimo rezonanci do řady (symbolický zápis):

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \epsilon_0 \left(\hat{\chi}^{(1)} \cdot \vec{E} + \hat{\chi}^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \hat{\chi}^{(3)} \cdot \vec{E}^3 + \dots \right) \quad (10)$$

kde P_0 je polarizace trvale elektriky polarizovaného dielektrika, $\hat{\chi}^{(1)} \cdot \vec{E}$ je člen se susceptibilitou prvního řádu, který popisuje lineární polarizaci prostředí, $\hat{\chi}^{(2)} \cdot \vec{E}^2$ je člen obsahující susceptibilitu druhého řádu (kvadratická susceptibilita), která popisuje nelineární polarizaci prostředí odpovědnou za generaci druhé harmonické součtovou/rozdílovou frekvencí apod., $\hat{\chi}^{(3)} \cdot \vec{E}^3$ je člen se susceptibilitou třetího řádu (kubická susceptibilita), která popisuje nelineární polarizaci odpovědnou za generaci třetí harmonické, autofokusace, automodulace fáze, čtyřvlonné interakce a dalších nelineárních jevů.

Susceptibilita druhého řádu je o tři řády menší než řádu prvního, susceptibilita třetího řádu je o tři řády menší než druhého řádu atd. Tento rozvoj tedy velmi rychle konverguje [10].

Pro generaci druhé harmonické budu uvažovat pouze materiály s $\vec{P}_0 = 0$ (většina optických materiálů).

3.2. VLNOVÁ ROVNICE

Pro nemagnetické monochromatické prostředí byla z Maxwellových rovnic odvozena

vlnová rovnice pro šíření světla v optickém prostředí [10]:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (11)$$

kde $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ je divergence gradientu (Laplaceův operátor), c_0 rychlost světla

ve vakuu, μ_0 permeabilita vakua a \vec{P} celková polarizace, která je popsána v předchozí kapitole 3.1.

4. TEORETICKÝ POHLED NA GENERACI DRUHÉ HARMONICKÉ,

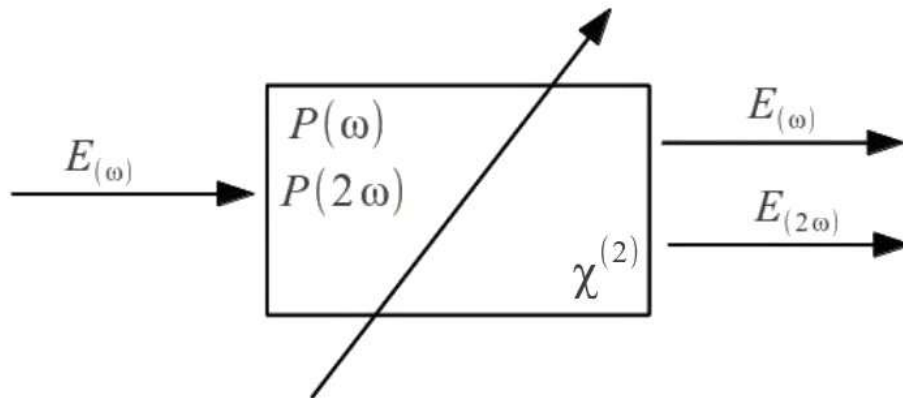
Budeme uvažovat optické nelineární prostředí, kde zanedbáme nelinearity třetího a vyšších řádů. Nelineární část polarizace z rovnice (8) bude mít tvar:

$$\vec{P}^{\text{NL}} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 \quad (12)$$

Světelnou vlnu dopadající do nelineárního prostředí popíšeme pro jednoduchost intenzitou elektrického pole ve tvaru rovinné harmonické vlny s úhlovou frekvencí ω :

$$\vec{E} = \vec{E}_\omega \cos(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{z}) \quad (13)$$

kde \vec{k} je vlnový vektor a \vec{z} je polohový vektor intenzity elektrického pole.

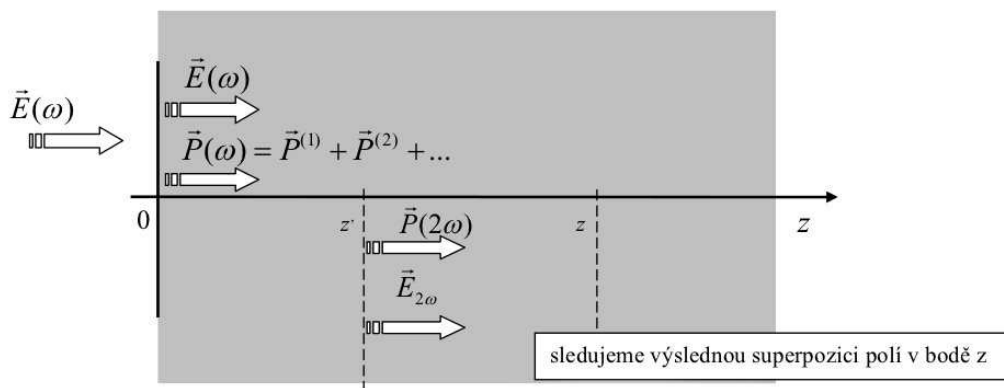


Obr. 11 Jednoduchý fyzikální model generace druhé harmonické.

Při vstupu světelného svazku, popsaného rovnicí (13), do nelineárního prostředí, jak je znázorněno na Obr. 11, dochází v tomto prostředí k dipólové polarizaci jednotlivých atomů, které následně vyzařují intenzitu elektrického pole na základní harmonické. Pokud je amplituda intenzity elektrického pole dostatečně velká, ale menší než intenzita potřebná k ionizaci atomů, vyzařují jednotlivé atomy intenzitu elektrického pole také na vyšších harmonických frekvencích. Vyzařují tedy i na druhé harmonické. V prostředí se šíří vlna polarizace na základním kmitočtu ω tak i vlna druhé harmonické na 2ω . Jednotlivými dipóly vyzařované vlny na kmitočtu 2ω se na výstupu z krystalu sčítají. Intenzita vlny druhé harmonické je pak dána jejich vzájemnou fází. Velikost tohoto fázového rozdílu, fázového rozladění, určí, zda se sčítají na výstupu konstruktivně či destruktivně.

4.1. FÁZOVÝ SYNCHRONISMUS

Pro zajištění intenzivní vlny druhé harmonické na výstupu krystalu, je nutné, aby dipóly vyzařující na kmitočtu 2ω buzené vlnou na základní harmonické v jednotlivých místech látky oscilovali se stejnou fází. To zajistí, že se budou vlny na výstupu z krystalu sčítat konstruktivně. Z toho plyne požadavek na rovnost fázových rychlostí budící vlny základní harmonické a vyzařované vlny druhé harmonické. Toho není možné v důsledku disperze prostředí dosáhnout v izotropním prostředí, ale pouze v prostředí anizotropním.



Obr. 12 Fyzikální pohled na generaci druhé harmonické, převzato z [17]

Vyjádříme tuto úvahu matematicky. Obr. 12 zobrazuje, že se v bodě z' vyzářuje nová vlna na kmitočtu druhé harmonické s vlnovým vektorem \vec{K} . Fáze vlny vyzářené v bodě z' se liší v bodě z o hodnotu $K(z-z')$, kde $K = |\vec{K}|$. Fáze vlny vstupující do bodu z' je $\varphi_{\omega}^{z'} = \omega t - kz'$, kde $k = |\vec{k}|$. Celkový vztah pro fázi vlny druhé harmonické bude $\varphi_{2\omega}^{z'} = 2\omega t - 2kz' - K(z-z')$ a po úpravě dostanu tuto rovnici ve tvaru:

$$\varphi_{2\omega}^{z'} = 2\omega t - Kz - (2k - K)z' \quad (14)$$

za výraz $-(2k - K)$ můžu dosadit Δk . Tento člen, jehož význam uvedu následně, se nazývá vlnové rozladění.

Budeme sledovat vlnu druhé harmonické, která se šíří fázovou rychlostí $V = \frac{2\omega}{K}$ od počátku krystalu po hodnotu $z' = z$. Součet všech vln $E_{2\omega}$ na výstupu z krystalu vyzářovaných v různých bodech nelineárního prostředí nám dá výslednou vlnu druhé harmonické:

$$E_{2\omega(z)} = E_{\omega} \int_0^z \cos(2\omega t - Kz + \Delta kz') dz \quad (15)$$

Integrací rovnice (15) dostaneme vztah:

$$E_{2\omega(z)} = \frac{2E_{\omega}}{\Delta k} \sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right) \cos\left(\omega t - Kz + \frac{\Delta kz'}{2}\right) \quad (16)$$

kde dostáváme amplitudu druhé harmonické ve tvaru:

$$E_{2\omega} = \frac{2E_{\omega}}{\Delta k} \sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right) = (E_{\omega} \cdot z) \cdot \frac{\sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right)}{\frac{\Delta kz}{2}} \quad (17)$$

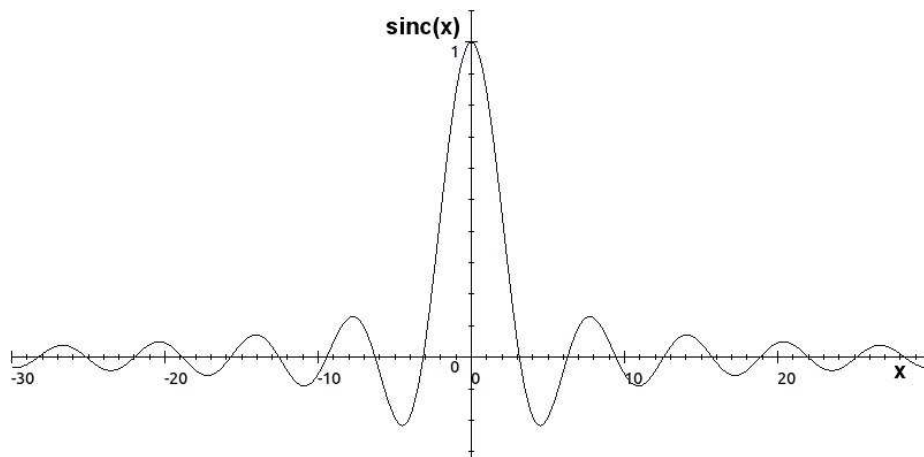
V následující kapitole provedeme analýzu této amplitudy.

4.2. AMPLITUDA DRUHÉ HARMONICKÉ

Analýza průběhu amplitudy druhé harmonické:

a) Analýza průběhu amplitudy druhé harmonické podle vlnového rozladění Δk :

Výraz nacházející se v amplitudě $\frac{\sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right)}{\frac{\Delta kz}{2}}$ je funkce $\text{sinc}(x) = \sin\left(\frac{x}{x}\right)$



Obr. 13 Zobrazení průběhu funkce $\text{sinc}(x)$

Na Obr. 13 máme znázorněný průběh funkce $\text{sinc}(x)$. Průběh této funkce ukazuje, že maximální amplituda je v bodě $x = 0$. Protože $x = \left(\frac{\Delta kz}{2}\right)$, plyne z toho, že funkce $\text{sinc}(x)$ dosahuje své maximální hodnoty pro $\Delta k = 0$. Když se podíváme na rovnici (14) vidíme, že $\Delta k = K - 2k$. Z toho dostaneme rovnost $K = 2k$.

Fázový synchronismus nám zajišťuje, jak intenzivní bude generovaná druhá harmonická. Pokud zajistím, že bude vlnové rozladění nulové, bude generovaná druhá harmonická maximální.

b) Analýza závislosti amplitudy druhé harmonické na délce krystalu

Budeme nyní sledovat intenzitu světelného pole I [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$], která má tvar:

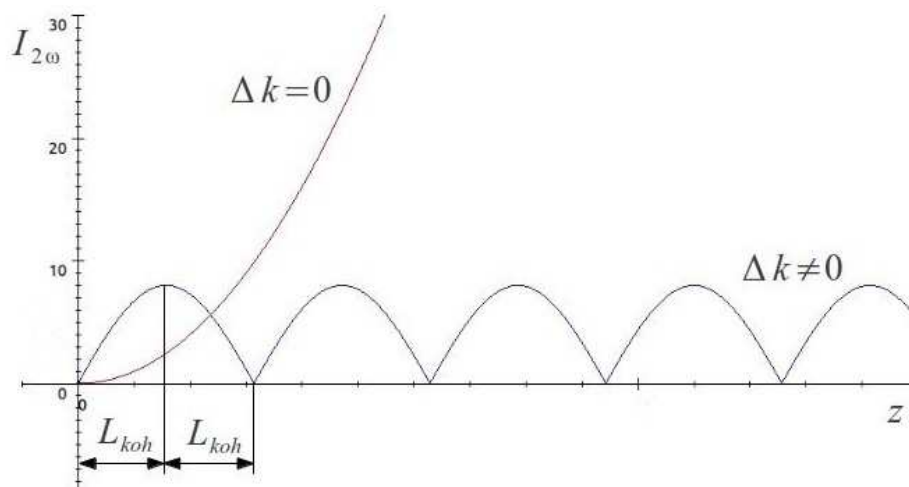
$$I \approx (E_{2\omega})^2 = (E_{\omega} z)^2 \cdot \left(\frac{\sin \frac{\Delta kz}{2}}{\frac{\Delta kz}{2}}\right)^2 = (E_{\omega})^2 (z)^2 \cdot \left(\frac{\sin \frac{\Delta kz}{2}}{\frac{\Delta kz}{2}}\right)^2 \quad (18)$$

Z rovnice (18) vyplývá, že pokud budeme chtít generovat intenzivní vlnu druhé harmonické, musíme zajistit velkou intenzitu základní harmonické nebo zvětšit délku krystalu.

Pokud bude synchronizace dokonalá, $\Delta k = 0$, intenzita druhé harmonické poroste po exponenciální křivce v závislosti na intenzitě základní harmonické $(E_{2\omega})^2$ i v závislosti na

délce krystalu z . Oproti tomu, pokud bude vlnové rozladění nenulové, $\Delta k \neq 0$, bude docházet k jejímu útlumu.

Závislost světelné intenzity na Δk a délce krystalu znázorňuje Obr. 14.



Obr. 14 Závislost světelné intenzity druhé harmonické na Δk

L_{koh} uvedená na Obr. 14 je koherentní délka. Je to vzdálenost, kdy světelná intenzita druhé harmonické $I_{2\omega}$ při nedokonalém fázovém synchronismu dosáhne maximální hodnoty. Při dalším šíření pak klesá k nule [17].

Vydeme-li při výpočtu intenzity druhé harmonické z vlnové rovnice (11) a řešíme-li problematiku generace druhé harmonické popsanou nelinearitou druhého řádu $P_{2\omega} = 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}(\omega,2\omega)} E_{\omega}^2$ a nelinearity třetího a vyšších řádů zanedbáme (nedochází u nich k fázovému synchronismu) pro amplitudu základní vlny E_{ω} , dospějeme k diferenciální rovnici prvního řádu pro intenzitu elektrického pole druhé harmonické. Ta má v Kartézských souřadnicích tvar [3]:

$$\frac{\partial E_{2\omega}}{dz} = -\frac{i\omega^2}{2n_{2\omega}c_0} d_{\text{eff}} E_{\omega}^2 e^{i\Delta kz} \quad (19)$$

kde $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ a d_{eff} je materiálová konstanta, která představuje efektivní hodnotu tenzoru susceptibility druhého řádu.

Pokud budeme předpokládat malou změnu intenzity světelného pole vlny základní

harmonické E_{ω}^2 při generaci druhé harmonické, tak po integraci rovnice (19) dostaneme vztah [3]:

$$E_{2\omega, (z=L)} = -\frac{i\omega d_{\text{eff}}}{n_{2\omega} c_0} E_{\omega}^2 \int_0^L e^{i\Delta k z} dz = -\frac{i\omega d_{\text{eff}}}{n_{2\omega} c_0} E_{\omega}^2 L \frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\frac{\Delta k L}{2}} e^{\frac{i\Delta k L}{2}} \quad (20)$$

Protože světelná intenzita má tvar:

$$I = \frac{n}{2 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu}}} |E|^2 \quad (21)$$

dostaneme rovnici pro intenzitu druhé harmonické ve tvaru [3]:

$$I_{2\omega, L} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{n_{2\omega} n_{\omega}^2 c_0^3 \epsilon_0} I_{\omega}^2 \left(\frac{\sin \frac{\Delta k z}{2}}{\frac{\Delta k z}{2}} \right)^2 \quad (22)$$

Z této rovnice je opět vidět, že světelná intenzita druhé harmonické je přímoúměrná druhé mocnině světelné intenzity základní harmonické, druhé mocnině délky krystalu a je závislá na fázovém rozladění Δk stejného charakteru, jako vyplynul z mé jednoduché předchozí fyzikální úvahy.

4.3. ÚČINNOST DRUHÉ HARMONICKÉ

Účinnost generace druhé harmonické vypočítáme, podělíme li světelnou intenzitu druhé harmonické světelnou intenzitou vlny základní harmonické:

$$\eta_{2\omega} = \frac{I_{2\omega}}{I_{\omega}} \quad (23)$$

Světelnou intenzitu vlny základní harmonické vypočítáme z naměřeného výkonu použitého laseru jako podíl výkonu laseru a příčného průřezu světelného svazku:

$$I_{\omega} = \frac{P}{S} \quad (24)$$

Dosazením vztahu pro intenzitu druhé harmonické (22) do rovnice (23) dostaneme celkový vztah pro výpočet účinnosti generace druhé harmonické:

$$\eta_{2\omega} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}{n_{2\omega} n_{\omega}^2 c_0^3 \varepsilon_0} I_{\omega} \left(\frac{\sin \frac{\Delta kz}{2}}{\frac{\Delta kz}{2}} \right)^2 \quad (25)$$

Je důležité podotknout, že účinnost generace druhé harmonické je lineárně závislá na intenzitě světelné vlny základní harmonické I_{ω} .

5. ANIZOTROPNÍ PROSTŘEDÍ

Anizotropní prostředí je takové prostředí, které má v různých směrech odlišné fyzikální vlastnosti. Na rozdíl od izotropního prostředí, které má ve všech směrech stejné vlastnosti a fázová rychlost vlny v tomto prostředí tedy nezávisí na směru, kterým se vlna šíří, je v anizotropním prostředí fázová rychlost světla závislá na směru šíření vlny a na její polarizaci. Vlivem toho se světelný svazek, jež se šíří v obecném směru, rozdělí na dva svazky, které se šíří různými fázovými rychlostmi. Tyto svazky se nazývají řádný (ordinální) svazek a mimořádný (extraordinální) svazek.

Opticky nejrozšířenější skupinou anizotropních látek jsou krystaly (mimo krystalů kubické soustavy).

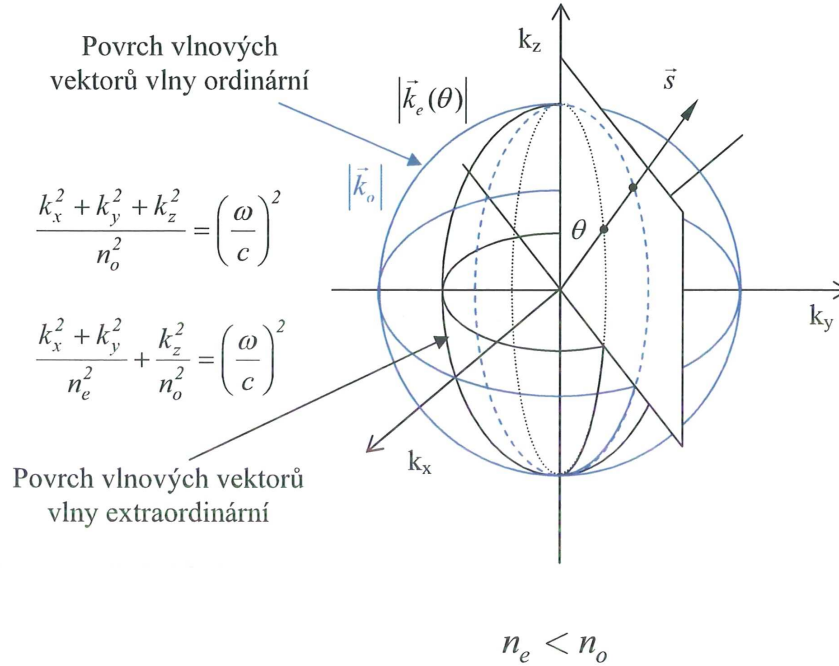
Nelineární krystaly mají uspořádání stavebních částí v krystalové struktuře v různých směrech různé. Z tohoto důvodu říkáme, že jsou anizotropní. Tyto krystaly mají v různých směrech odlišné fyzikální vlastnosti, například index lomu n .

Anizotropní krystaly dělíme podle počtu optických os na jednoosé a dvouosé. Při popisu anizotropních krystalů se omezím jen na krystaly jednoosé, z jednou optickou osou.

Při obecném dopadu světelné vlny na anizotropní krystal se vlna rozdělí na dvě vlny s navzájem kolmými polarizacemi, které se šíří různými směry a mají rozdílné fázové rychlosti. Světelná vlna řádná (ordinární) se šíří podle zákona lomu. Její polarizace je kolmá k hlavní rovině a povrch vlnových vektorů má tvar koule. Tato vlna se chová stejně jako v izotropním prostředí. Oproti tomu mimořádná (extraordinární) vlna prochází po dráze odporující zákonu lomu. Její vektor polarizace leží v hlavní rovině a je kolmý k vektoru polarizace ordinární vlny. Povrch vlnových vektorů mimořádné vlny má tvar rotačního elipsoidu. Pouze ve směru optické osy anizotropního krystalu nenastává toto rozdělení světelné vlny. Na Obr. 15 je znázorněn anizotropní jednoosý krystal, kde můžeme vidět

jednotlivé tvary vlnoploch.

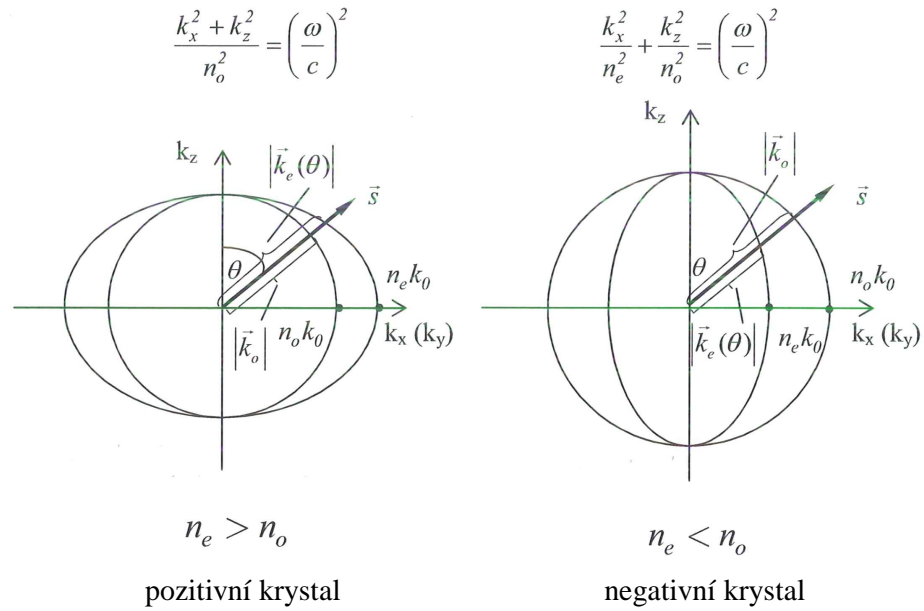
Při změně úhlu, který svírá dopadající světelný svazek s optickou osou krystalu, můžeme nalézt směr, ve kterém se rychlost světelného svazku šířící se ve směru extraordinárním rovná rychlosti světelného svazku šířícím se ve směru ordinárním. Mluvíme o úhlu fázového synchronismu θ .



Obr. 15 Jednoosý anizotropní krystal, převzato z [18]

Anizotropní krystaly dělíme na pozitivní a negativní. Pro pozitivní krystal platí $n_o < n_e$ a pro negativní krystal $n_o > n_e$, jak je vidět na Obr. 16, který představuje řezy povrchu vlnových vektorů rovinou k_x - k_z (případně, vzhledem k rotační symetrii, k_y - k_z).

Pro dosažení ideálního fázového synchronismu u nelineárních krystalů je zapotřebí hledat vhodný směr šíření světelného svazku, u něhož je možnost dosažení rovnosti fázové rychlosti v základní frekvence a rychlosti V druhé harmonické frekvence, jak je zobrazeno na Obr. 17. Z podmínky $v = V$ vyplývá $\Delta k = 0$ a naopak, viz kapitola 4.1.



Obr. 16 Řezy povrchu vlnových vektorů k_x - k_z , převzato z [18]

Existují různé typy fázového synchronizmu. V Tabulce 1 jsou uvedeny typy fázového synchronizmu pro pozitivní a negativní krystaly.

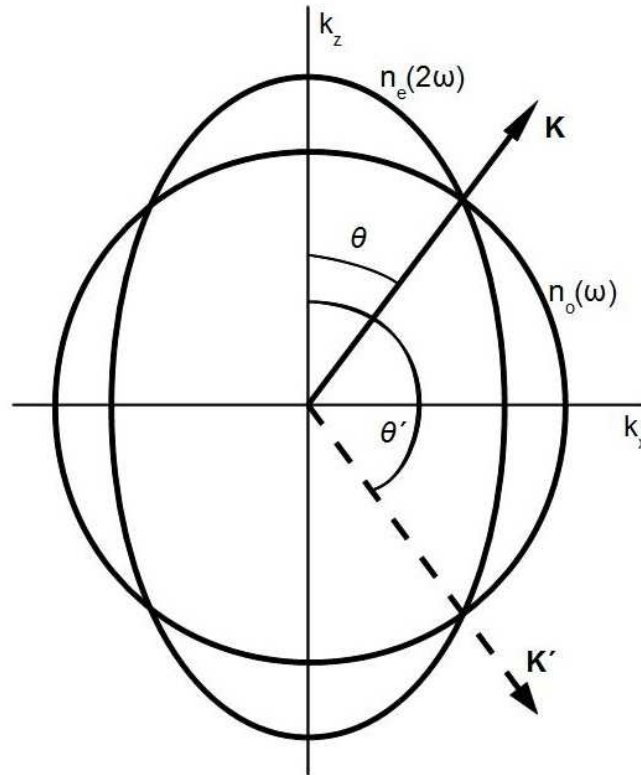
Tabulka 1 Typy fázového synchronizmu, převzato z [17]

Typ fázového synchronizmu	Negativní krystaly $n_o > n_e$		Pozitivní krystaly $n_o < n_e$	
	2 vstupní vlny	výstupní vlna	2 vstupní vlny	výstupní vlna
I.	oo	e	ee	o
II.	oe	e	oe	o
	eo	e	eo	o

Index „o“ označuje řádnou vlnu a index „e“ vlnu mimořádnou.

Pro vlny kolineární použijeme metodu skalárního fázového synchronizmu:

$$k_{o1} + k_{o2} = K_e \quad (26)$$



Obr. 17 Grafické znázornění hledaného směrového vektoru

Sledujme budící svazek ležící v rovině k_x - k_z . Řezem povrchu vlnových vektorů mimořádného svazku druhé harmonické touto rovinou je elipsa a řezem povrchu součtu vlnových vektorů řádných svazků základní harmonické je kružnice, Obr. 17.

Máme následující možnosti:

- oba povrchy vlnových vektorů se protnou ve čtyřech bodech
- oba povrchy vlnových vektorů se protnou ve dvou bodech = 90° synchronizmus
- oba povrchy vlnových vektorů se neprotnou – nezajímají nás

Pokud spojíme místo protnutí s počátkem souřadnicového systému, dostaneme směr, v němž dochází k fázovému synchronismu mezi základní harmonickou a druhou harmonickou. Ze směrového vektoru této přímky určíme hledaný úhel θ , kde platí $n_e^{2\omega} = n_o^\omega$ [17].

6. TEORETICKÝ VÝPOČET GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ V KRYSTALU BBO

Ve své práci se zabývám kolineární generací druhé harmonické. Pro dosažení ideálního fázového synchronizmu je třeba najít vhodné prostředí, v kterém je možné dosáhnout rovnosti indexů lomu $n_e^{2\omega} = n_o^\omega$, tedy aby $\Delta k = 0$, nebo prostředí, ve kterém lze najít takový směr, v němž se fázové rychlosti základní frekvence a druhé harmonické sobě rovnají. Protože fázová rychlost šíření vlny je závislá na indexu lomu a na vlnové délce, uvedená podmínka $v = V$ nemůže být splněna v izotropním prostředí. Je proto zapotřebí hledat vhodné prostředí v oblasti anizotropních materiálů.

Tyto vlastnosti splňuje anizotropní krystal BBO. Pro teoretický výpočet účinnosti generace druhé harmonické použijeme vztah (25). Členy závislé na vlnové délce vypočítám.

Světelný svazek použitý pro měření byl generován laserem INTEGRA-i, který používá ke generování Safír dotovaný Titanem (Ti:Safír). Tento laser pracuje na vlnové délce

$\lambda_\omega = 786 \text{ nm}$ (úlový kmitočet $\omega = 2\pi \frac{c_0}{\lambda_\omega} = 2,4 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$) a generuje sled 110 fs pulsů s opakovací frekvencí 1 kHz. Vlnová délka generované druhé harmonické tedy bude

$$\lambda_{2\omega} = \frac{\lambda_\omega}{2} = \frac{786}{2} = 393 \text{ nm.}$$

6.1. ÚHEL FÁZOVÉHO SYNCHRONIZMU θ

Pro výpočet fázového úhlu θ použiji vztah [19]:

$$\tan^2 \theta^{\text{ooe}} = \frac{1-U}{W-1} \quad (27)$$

kde $U = \frac{(A+B)^2}{C^2}$, $W = \frac{(A+B)^2}{F^2}$, $A = B = \frac{n_o(\lambda_\omega)}{\lambda_\omega}$, $C = \frac{n_o(\lambda_{2\omega})}{\lambda_{2\omega}}$, $F = \frac{n_e(\lambda_{2\omega})}{\lambda_{2\omega}}$ a

$$\lambda_\omega = 2\lambda_{2\omega}$$

Po úpravě rovnice (27) dostanu vztah pro výpočet fázového úhlu závislý pouze na jednotlivých indexech lomu:

$$\tan \theta^{\text{ooe}} = \frac{n_e(\lambda_{2\omega}) \sqrt{[n_o(\lambda_{2\omega})]^2 - [n_o(\lambda_\omega)]^2}}{n_o(\lambda_{2\omega}) \sqrt{[n_o(\lambda_\omega)]^2 - [n_e(\lambda_{2\omega})]^2}} \quad (28)$$

Pro výpočet jednotlivých indexů lomu použiji vzorce uvedené v Příloze 1:

Pro ordinární index lomu:

$$n_o^2 = 2,7405 + \frac{0,0184}{\lambda^2 - 0,0179} - 0,0155\lambda^2 \quad (29)$$

Pro extraordinární index lomu:

$$n_e^2 = 2,3730 + \frac{0,0128}{\lambda^2 - 0,0156} - 0,0044\lambda^2 \quad (30)$$

Z rovnic (29) a (30) vypočítám potřebné indexy lomu pro jednotlivé vlnové délky:

$$n_1 = n_o(\lambda_\omega) = 1,66, \quad n_2 = n_o(\lambda_{2\omega}) = 1,69, \quad n_3 = n_e(\lambda_{2\omega}) = 1,57$$

Dosazením hodnot pro použitý BBO krystal do rovnice (28) dostanu velikost hledaného fázového úhlu $\theta^{\text{ooe}} = 0,5157 \text{ rad} = 29,7^\circ$. Při tomto úhlu fázového synchronizmu dochází k vyrovnání fázových rychlostí základní a druhé harmonické a tím lze dosáhnout maximální účinnosti generace druh harmonické.

6.2. VÝPOČET NELINEÁRNÍHO EFEKTIVNÍHO KOEFICIENTU KRYSTALU

Ze vztahu pro světelnou intenzitu druhé harmonické (22) plyne její závislost na efektivní nelineární susceptibilitě druhého řádu vyjádřenou nelineárním efektivním koeficientem d_{eff} .

Pro výpočet nelineárního efektivního koeficientu použiji vztah uvedený v Příloze 1:

$$d_{\text{eff}} = d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi \quad (31)$$

Hodnoty nelineárních koeficientů susceptibilitě 2. řádu d_{31} a d_{22} pro BBO v kontinuálním režimu jsou:

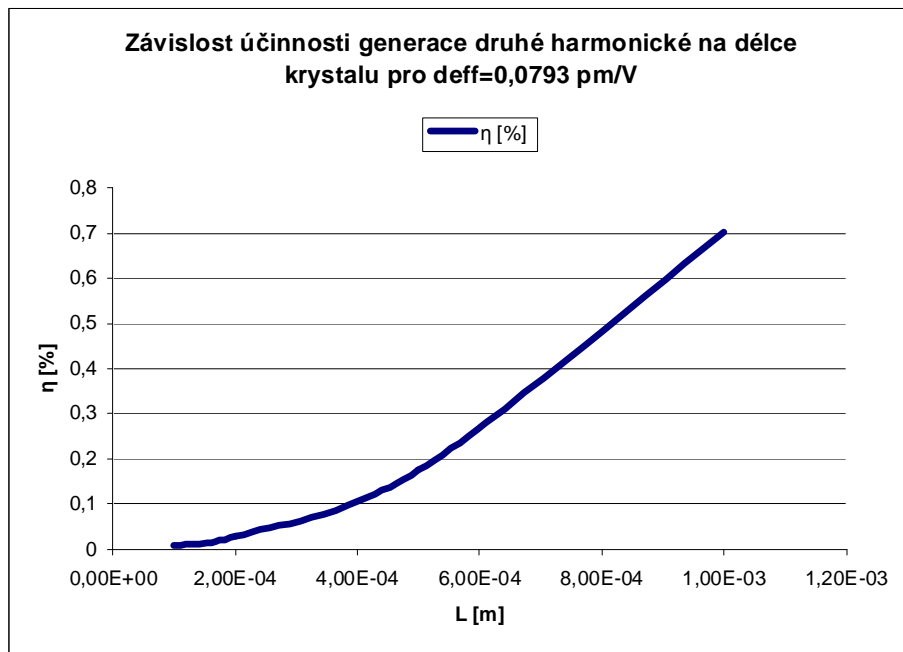
$$d_{31} = 2,22 \text{ pm}\cdot\text{V}^{-1} \text{ a } d_{22} = 0,16 \text{ pm}\cdot\text{V}^{-1}$$

Tyto hodnoty jsou uvedeny v Příloze 1. Velikost fázového úhlu $\theta = 29,7^\circ$ (kapitola 6.1.) a velikost úhlu $\varphi = 90^\circ$ [20].

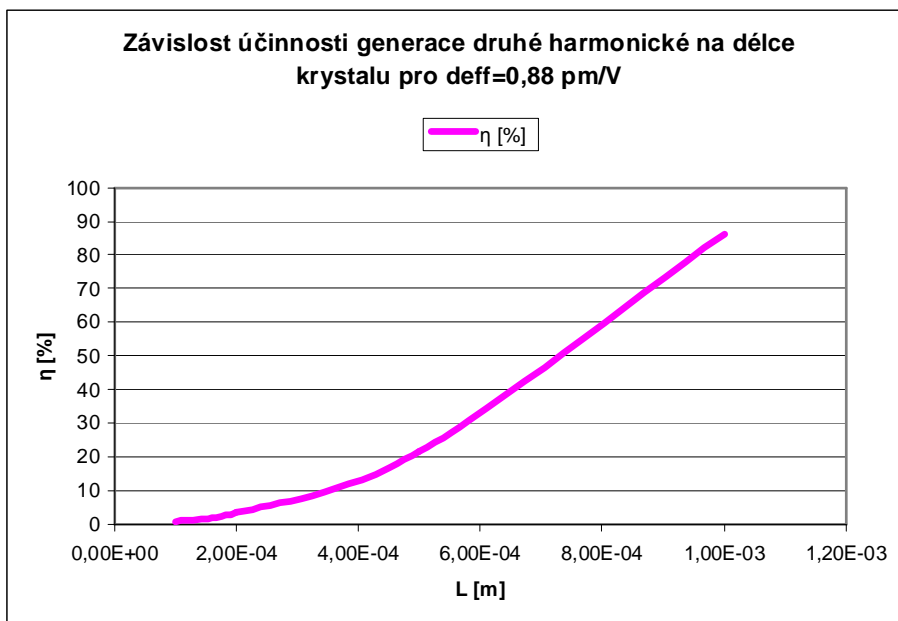
Po dosažení příslušných hodnot pro do rovnice (31) dostanu hodnotu nelineárního efektivního koeficientu krystalu BBO $d_{\text{eff}} = 0,0793 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$. Tato hodnota však byla získána pro kontinuální světelné svazky.

Když výše vypočítané hodnoty dosadím do vztahu (25), mohu teoreticky vypočítat účinnost generace druhé harmonické. Závislost účinnosti generace druhé harmonické na délce nelineárního krystalu je zobrazena v Grafu 1.

Pro oblast femtosekundových pulsů uvádí Vitaly Krylov, Alexander Rebane, Alexander G. Kalintsev, Heinrich Schwoerer, a Urs P. Wild [21] efektivní nelineární koeficient $d_{\text{eff}} = 0,88 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$. Závislost účinnosti generování druhé harmonické na délce nelineárního krystalu pro tuto hodnotu efektivního nelineárního koeficientu je zobrazena v Grafu 2.



Graf 1 Závislost účinnosti generace druhé harmonické na délce nelineárního krystalu pro $d_{\text{eff}} = 0,0793 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$



Graf 2 Závislost účinnosti generace druhé harmonické na délce nelineárního krystalu pro $d_{eff} = 0,88 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$

6.3. VÝPOČET ÚČINNOSTI GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ

Pro teoretický výpočet účinnosti generace druhé harmonické pro různé délky BBO krystalu a pro různé světelné intenzity základní harmonické použijeme vztah (25), kde jsme si již vypočítali jednotlivé členy této rovnice, které souhrnně uvádím v Tabulce 3. Jak už jsem uvedl, pro teoretický výpočet účinnosti druhé harmonické generované pulsním světelným svazkem použiji efektivní nelineární koeficient uvedený v práci Second-harmonic generation of amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses [21] pro sled 150 fs pulsů o vlnové délce $\lambda_{\omega} = 780 \text{ nm}$ a opakovací frekvencí 1 kHz.

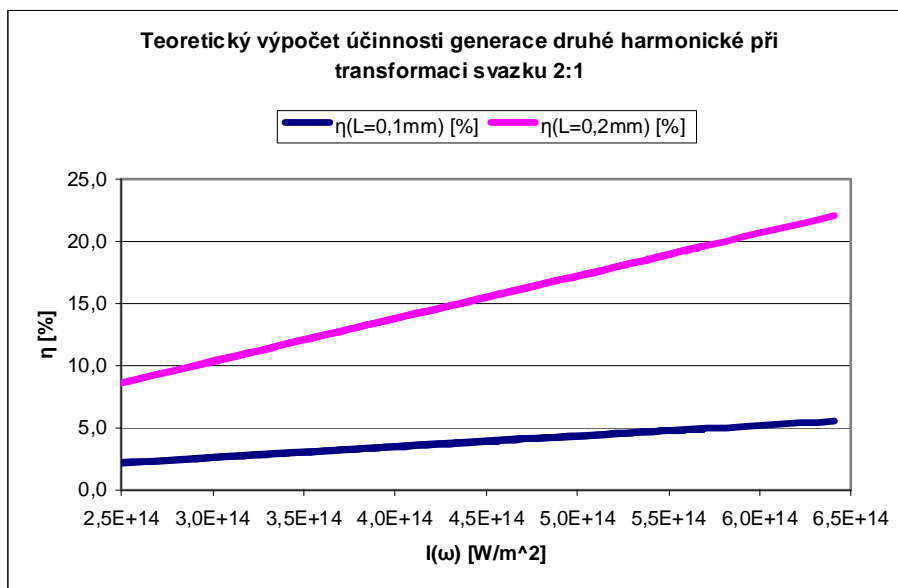
Tabulka 3 Souhrn vypočítaných členů a konstant rovnice (25)

$\omega_1 [\text{s}^{-1}]$	n_1	n_3	$d_{eff} [\text{m} \cdot \text{V}^{-1}]$	$\text{sinc}(x)$	$c_0 [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	$\epsilon_0 [\text{F} \cdot \text{m}^{-1}]$
$2,4 \cdot 10^{15}$	1,66	1,57	$8,8 \cdot 10^{-13}$	1	$3 \cdot 10^8$	$8,85 \cdot 10^{-12}$

Teoretická účinnost generace druhé harmonické pro BBO krystal délky $L = 0,1 \text{ mm}$ a $L = 0,2 \text{ mm}$ a světelné intenzitě odpovídající transformaci světelného svazku 2:1, viz kapitola 7.6. je uvedena v Tabulce 4 a vynesena do Grafu 3:

Tabulka 4 Teoretické hodnoty účinnosti generace druhé harmonické

Teoretický výpočet účinnosti generace druhé harmonické při transformaci svazku 2:1											
$I_{(\omega)}$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]	2,9E+14	3,3E+14	3,5E+14	3,9E+14	4,3E+14	4,6E+14	5,0E+14	5,4E+14	5,7E+14	6,0E+14	6,4E+14
$\eta_{(L=0,1\text{mm})}$ [%]	2,5	2,8	3,0	3,3	3,7	3,9	4,3	4,6	4,9	5,2	5,5
$\eta_{(L=0,2\text{mm})}$ [%]	10,0	11,2	12,2	13,4	14,9	15,7	17,2	18,5	19,5	20,8	22,1

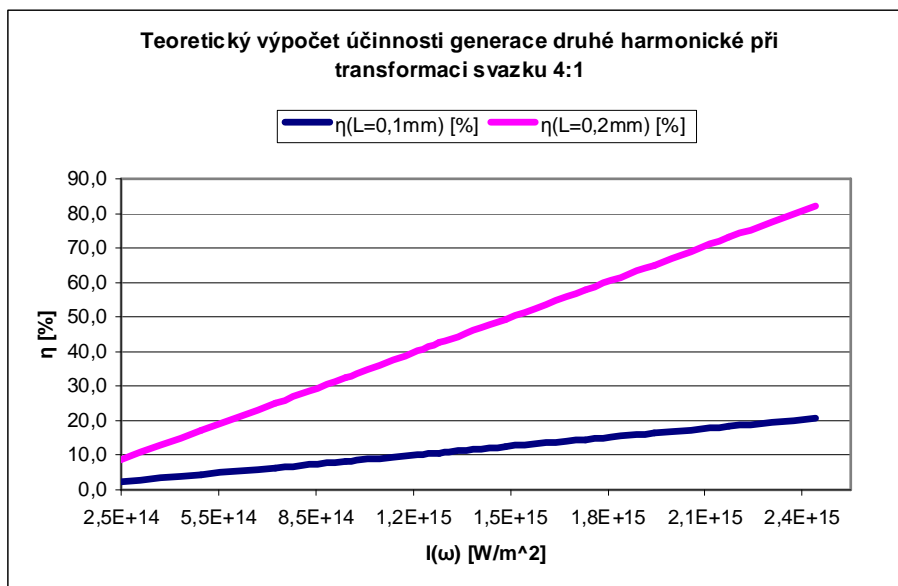


Graf 3 Teoretická účinnost generace druhé harmonické

Teoretická účinnost generace druhé harmonické pro BBO krystal délky $L = 0,1$ mm a $L = 0,2$ mm a světelné intenzitě odpovídající transformaci světelného svazku 4:1, viz kapitola 7.6. je uvedena v Tabulce 5 a vynesena do Grafu 4:

Tabulka 5 Teoretické hodnoty účinnosti generace druhé harmonické

Teoretický výpočet účinnosti generace druhé harmonické při transformaci svazku 4:1										
$I_{(\omega)}$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$]	2,5E+14	4,9E+14	7,3E+14	9,4E+14	1,2E+15	1,4E+15	1,7E+15	1,9E+15	2,1E+15	2,4E+15
$\eta_{(L=0,1\text{mm})}$ [%]	2,1	4,3	6,2	8,1	10,6	12,4	14,5	16,3	18,3	20,6
$\eta_{(L=0,2\text{mm})}$ [%]	8,5	17,0	25,0	32,4	42,4	49,4	57,9	65,1	73,1	82,3



Graf 4 Teoretická účinnost generace druhé harmonické

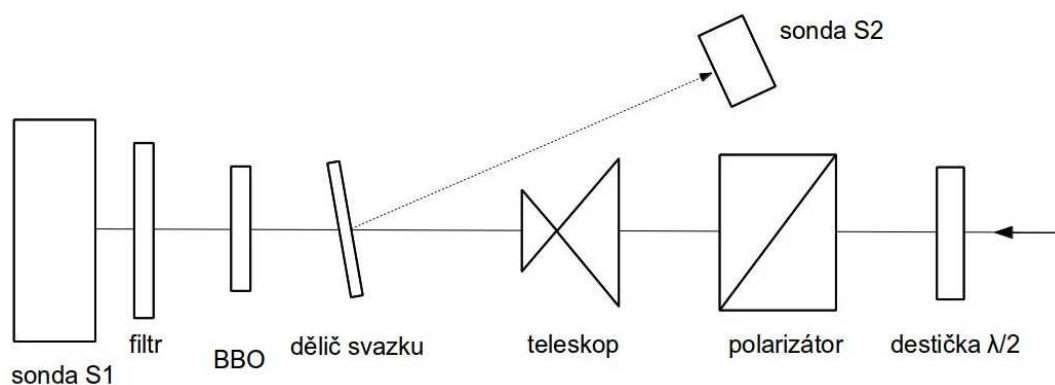
Jak můžeme pozorovat, závislost účinnosti generace druhé harmonické na velikosti světelné intenzity základní harmonické je lineární. Dále vidíme zvýšení této účinnosti při prodloužení délky BBO krystalu. Tato závislost je kvadratická (25). Můžeme tedy říct, že když prodloužíme délku krystalu 2x, zvýší se nám účinnost generace druhé harmonické 4x.

7. EXPERIMENT - GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ V KRYSTALU BBO

Cílem experimentální části bylo naměřit a vyhodnotit generaci druhé harmonické jako je výkon, účinnost konverze základní harmonické pro různé intenzity laserového svazku a různé délky nelineárních BBO krystalů. Při vyhodnocení byl kladen důraz na zjištění závislosti účinnosti na jednotlivých parametrech a posoudit možnost optimalizace účinnosti generace druhé harmonické.

7.1. NÁVRH EXPERIMENTU

Zaměřil jsem se na generaci druhé harmonické v kolineárním režimu. K experimentu jsem využil sled 100 fs pulsů o vlnové délce 786 nm generovaných laserem INTEGRA-i s opakovací frekvencí 1 kHz. Základní schéma experimentu je na Obr. 18.



Obr. 18 Schéma experimentu

Laserový svazek základní harmonické procházel nejprve půlvlnnou destičkou Obr. 18., kterou jsem reguloval polarizaci tohoto svazku. Dále svazek pokračoval přes polarizační hranol, který nám zajišťoval horizontální polarizaci světelného svazku. Tato polarizace byla shodná s požadovanou ordinární polarizací pro generaci druhé harmonické v BBO krystalu. To mi umožňovalo spojitě měnit výkon laserového svazku, viz kapitola 7.5. Potom se svazek transformoval v teleskopu. Za teleskopem byl umístěn dělič svazku. Oddělený paprsek dopadal přes neutrální filtr ND 4.0A do měřícího bodu S2, který měřil střední výkon tohoto svazku. Hlavní laserový svazek dopadal, po průchodu děličem svazku, na BBO krystal, v kterém se generovala druhá harmonická. Z BBO krystalu vystupovaly dva kolineární světelné svazky na frekvencích základní a druhé harmonické. Z tohoto důvodu jsem umístil za BBO krystal filtr XVS0750 pro odfiltrování základní harmonické, viz Příloha 2. Po průchodu filtrem dopadala druhá harmonická na měřící bod S1, který měřil střední výkon svazku druhé harmonické. Celé reálné schéma experimentu je zobrazeno na Obr. 20.

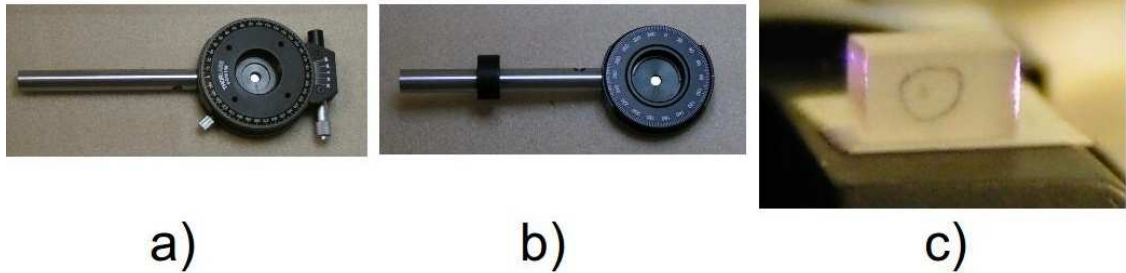
Měřící bod S1 byl sestaven z měřící sondy OP-2-UV s atenuátorem 1000:1 (COHERENT), která byla připojena na wattmetr LabMax-TOP (COHERENT, Laser Power/Energy Meter, 400 Hz).

Měřící bod S2 byl sestaven z měřící sondy OP-2-VIS, před kterou byl umístěn neutrální filtr ND 4.0A (THORLABS), která byla připojena na wattmetr FieldMaxII-TOP (COHERENT, Laser Power/Energy Meter, 300 Hz).

Pro experiment byly použity BBO krystaly:

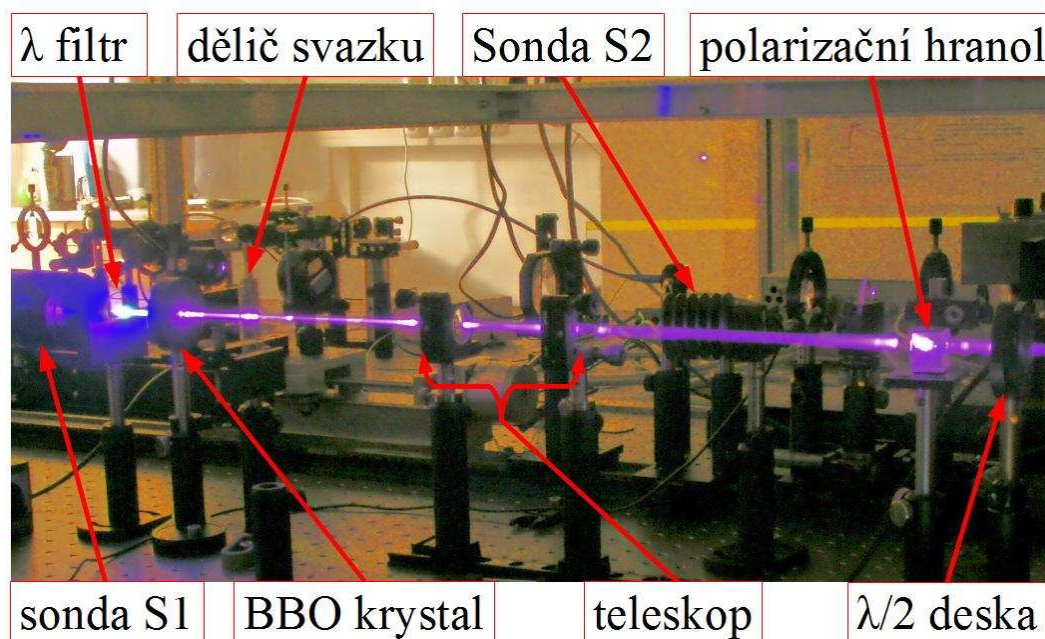
- 5x5x0,1 mm; TYP I; $\theta = 29,2$ deg; $\varphi = 0$ deg; AR/AR; antireflexní pokrytí na čelech pro vlnovou délku 800 nm a 400 nm, umístěn v držáku BH 2001, THORLABS PRM1/M, Obr. 19a)
- 5x5x0,2 mm; TYP I; $\theta = 29,2$ deg; $\varphi = 0$ deg; AR/AR; antireflexní pokrytí na čelech pro vlnovou délku 800 nm a 400 nm, umístěn v držáku BH 2001, THORLABS, Obr. 19b)
- 3x3x5 mm (IPC); TYP I; $\theta = 28,8$ deg; $\varphi = 0$ deg; AR/AR; 810/405 nm, Obr. 19c)

Pro výpočet světelné intenzity bylo ještě třeba změřit průměr svazku vstupujícího do BBO krystalu, spočítat jeho příčný průřez a změřit časovou pološířku pulsu (FWHM)¹.



Obr. 19 Reálné fotografie použitých anizotropních krystalů BBO

¹ Full Width Half Maximum

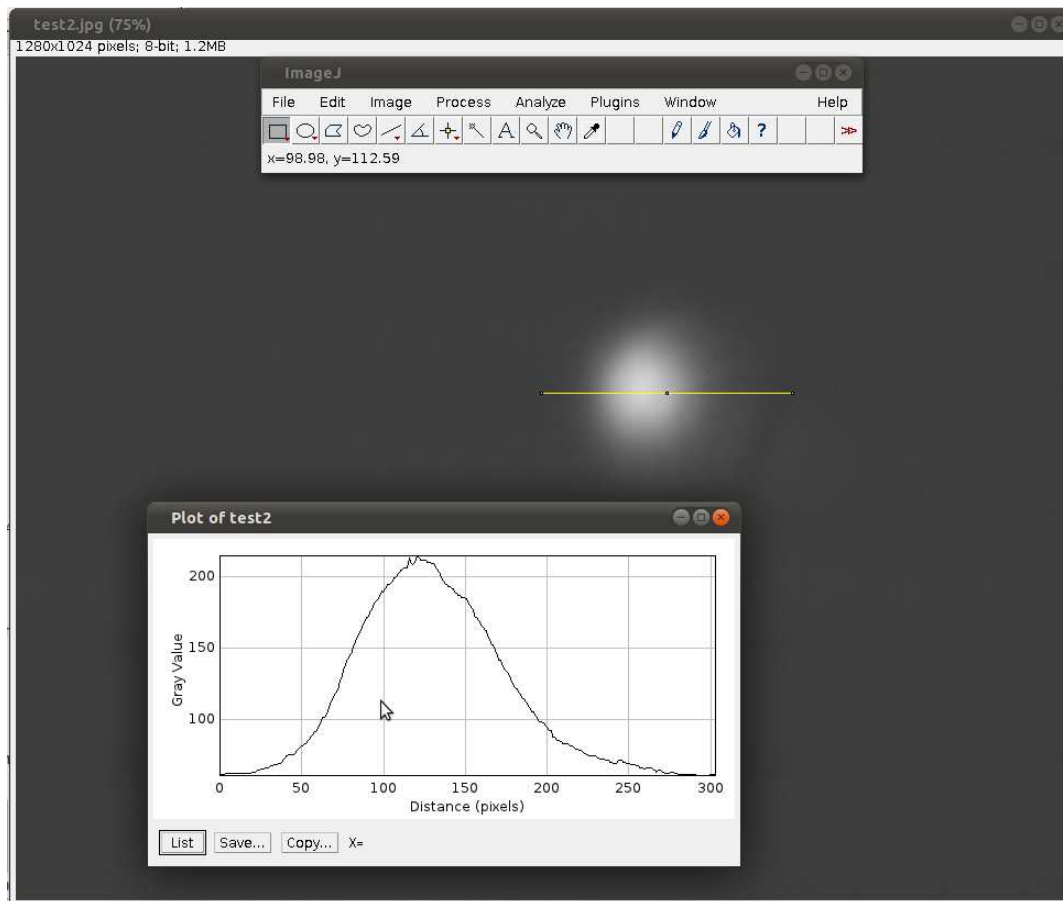


Obr. 20 Reálná fotografie experimentu s popisem jednotlivých apertur

7.2. MĚŘENÍ PRŮMĚRU LASEROVÉHO SVAZKU, VÝPOČET PŘÍČNÉHO PRŮŘEZU LASEROVÉHO SVAZKU

Měření průměru laserového svazku jsem provedl pomocí CCD čipu, Příloha 3, připojenému k PC a softwaru Eye_Demo, které nám umožní vizualizaci snímků z CCD čipu a programu ImageJ.

Svazek snímáný CCD čipem a uložený v PC pomocí programu Eye_Demo jsem analyzoval pomocí programu ImageJ, Obr. 21.



Obr. 21 Analýza snímku v programu ImageJ

Analýzu jsem provedl ve dvou na sebe kolmých směrech z toho důvodu, že příčný průřez svazku nebyl kruhový, ale mírně eliptický.

1. Zjistil jsem průměr svazku v ose y a vypočítal y -novou souřadnici $\frac{1}{2}$ výšky svazku podle vzorce:

$$y = \frac{y_2 - y_1}{2} + y_1 \quad (32)$$

2. Vypočítal jsem šířku v polovině výšky svazku ve směru osy x v pixelech, na vypočítané souřadnici y podle vzorce:

$$x = x_2 - x_1 \quad (33)$$

3. Ze získané hodnoty x a velikostí zobrazeného pixelu, $1 \text{ px} = 5,2 \text{ } \mu\text{m}$, Příloha 2, jsem vypočítal poloměr svazku v $\frac{1}{2}$ výšky svazku podle vztahu:

$$r_{0,5} = \frac{x \cdot 5,2}{2} \quad (34)$$

4. Vypočítal jsem příčný průřez laserového svazku pomocí vzorce pro výpočet plochy elipsy:

$$S = \pi \cdot r_{05} \cdot r_{05\perp} \quad (35)$$

kde $r_{05\perp}$ je poloměr kolmý na poloměr r_{05} .

7.3. VÝPOČET SVĚTELNÉ INTENZITY V LASEROVÉM PULSU

Energie v jednom pulsu budícího laserového svazku je dána vztahem:

$$E_p = \frac{\bar{P}}{f} \quad (36)$$

kde \bar{P} je střední výkon laserového svazku generovaný laserem a f je frekvence pulsů.

Špičkový výkon v jednom pulsu, za předpokladu Gaussova časového průběhu pulsu, je dán podílem energie v pulsu a šířkou pulsu vztahem:

$$P_p = K \frac{E_p}{t_p} \quad (37)$$

kde $K = 0,94$ pro Gaussův svazek a t_p je časová pološířka pulsu (FWHM).

Dosazením rovnice (37) do rovnice (24) jsem dostal výsledný vztah pro světelnou intenzitu v pulsu:

$$I_\omega = \frac{K \cdot E_p}{t_p \cdot S} \quad (38)$$

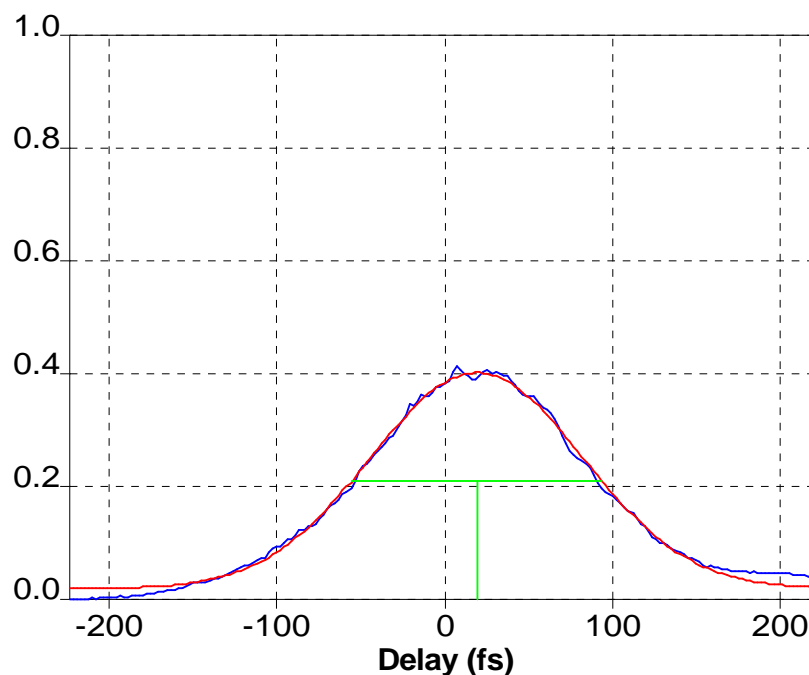
7.4. MĚŘENÍ ČASOVÉ POLOŠÍŘKY PULSU

Časovou pološířku pulsu jsem změřil pomocí pulsního autokorelátoru založeného na nekolineární generaci druhé harmonické laserového svazku generovaného laserovým systémem INNTEGRA-i, CCD kamery a PC. Výstupní hodnoty z tohoto programu měření jsou uvedeny v Příloze 4 a jejich souhrn uvádím v Tabulce 6. Na Obr. 22 vidíme časový

autokorelační průběh tohoto pulsu, z něhož se určuje jeho pološířka. V našem měření měla hodnotu $t_p = 105,6$ fs, Tabulka 6.

Tabulka 6 Výpis z programu ACore.exe

*** SUMMARY ***	
AUTOCORRELATION FUNCTION:	PULSE WIDTH:
FWHM = 149 fs	t = 105.6 fs
Amplitude = 0.383 a.u.	(assuming Gaussian pulse shape)..
Center = 19.1 fs	
Bias = 0.0207 a.u.	

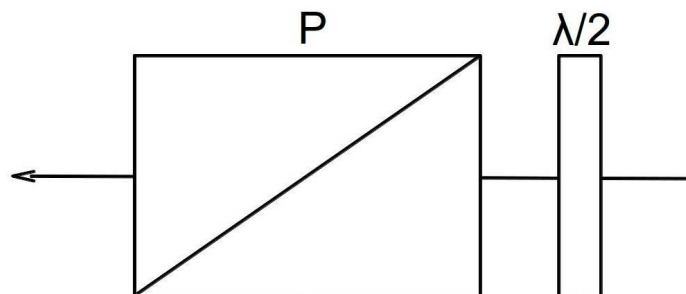


Obr. 22 Časová průběh pulsu

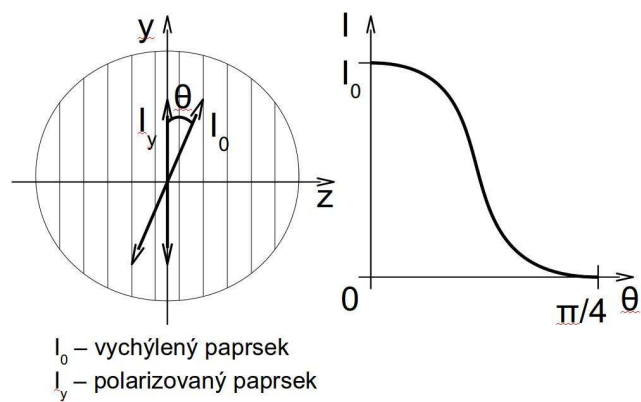
7.5. ZMĚNA SVĚTELNÉ INTENZITY ZÁKLADNÍ HARMONICKÉ POMOCÍ PŮVLNNÉ DESTIČKY

Účinnost druhé harmonické $\eta_{2\omega}$ je lineárně závislá na světelné intenzitě základní harmonické I_ω , $\eta_{2\omega} \sim I_\omega [\text{W}\cdot\text{m}^{-2}]$. Světelnou intenzitu základní harmonické jsem reguloval spojitě pomocí půvlnné destičky a polarizátoru. Půvlnná destička, Obr. 23, nám otáčí

rovinu polarizace dopadajícího záření. Následný polarizátor nám propustí jenom průmět svazku do směru polarizace dané nastavením polarizátoru, Obr. 24.



Obr. 23 Schéma regulace za pomoci půlvlnné destičky ($\lambda/2$) a polarizátoru (P)



Obr. 24 Regulace intenzity v závislosti na úhlu θ

Tímto způsobem můžeme regulovat světelnou intenzitu od 0 % do 100 %.

7.6. ZMĚNA SVĚTELNÉ INTENZITY ZÁKLADNÍ HARMONICKÉ POMOCÍ TELESKOPU

Za pomoci teleskopu, tvořeného jednou rozptylkou a jednou spojkou, jsem měnil intenzitu světelného svazku a to v poměru 2:1 a 4:1. Dosáhl jsem toho vhodným poměrem ohniskových vzdáleností použitých čoček, dle vztahu:

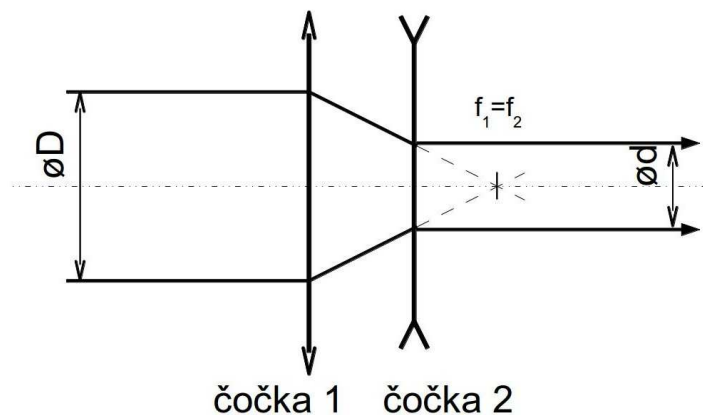
$$M = \frac{f_1}{f_2} \quad (39)$$

Pro sestavení teleskopu jsem použil čočky uvedené v Tabulce 7. Schéma teleskopu je na Obr. 25.

Pro sestavení teleskopu jsem použil čočky uvedené v Tabulce 7:

Tabulka 7 Přehled použitých čoček

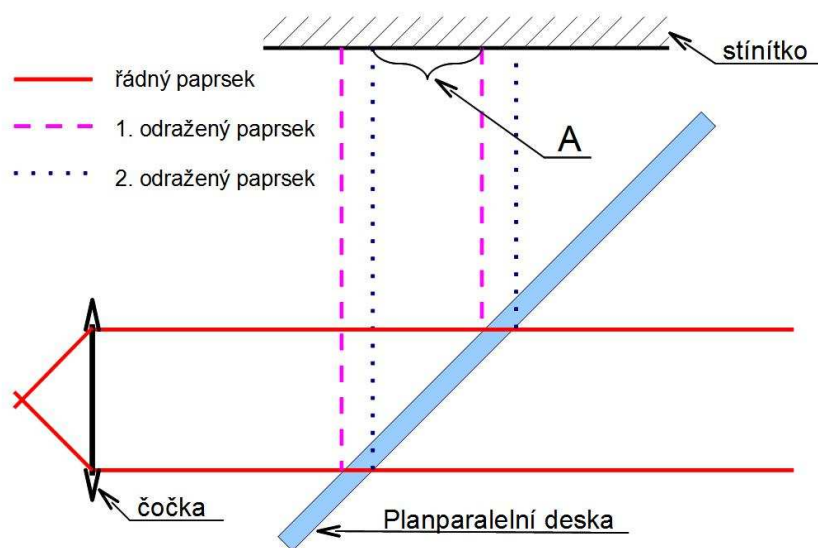
Poměr teleskopu	M 2:1	M 4:1
čočka 1 (spojka)	150 LA4874	200 DCX 0308 AR/AR R<0,2% @800 nm
čočka 2 (rozptylka)	-75 LC4513	-50 LC1715-A



Obr. 25 Schéma změny průměru svazku

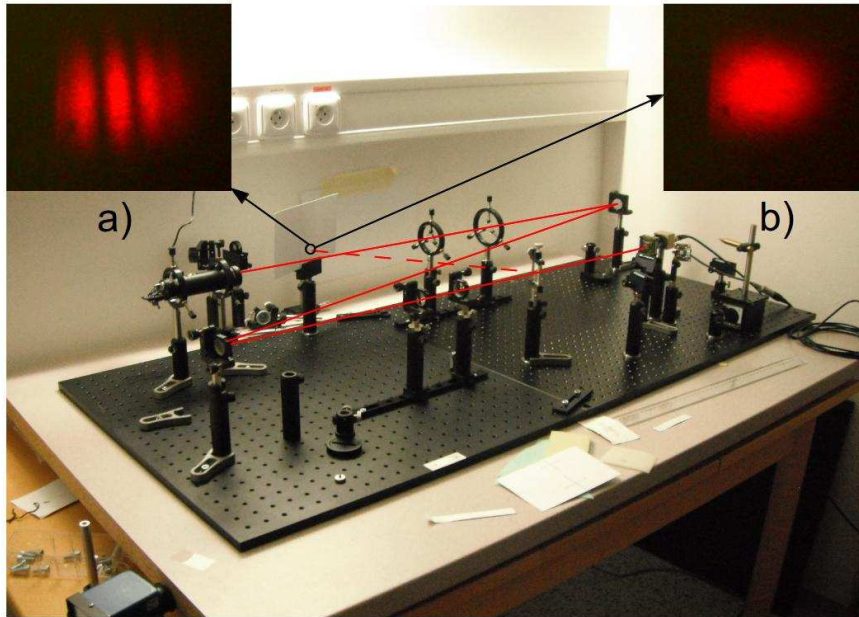
Po sestavení teleskopu bylo ještě nutné kolimovat svazek vycházející z teleskopu. Tuto kolimaci jsem provedl na pomocném pracovišti, které se skládalo z laseru LASOS (Helium-Neon Laser, LGK: 7628) s výkonem 15 mW a vlnové délce 633 nm, zrcadel pro rozvedení světelného svazku a planparalelní destičky. Principiální schéma je zobrazeno na Obr. 26.

Po průchodu He-Ne laserového svazku sestaveným kolimátorem, procházel svazek planparalelní destičkou. Ta mi odrážela na stínítko dva světelné svazky, které spolu vzájemně interferovaly, Obr. 27a). Posunem čočky 2 u seřizovaného teleskopu jsem seřídil rovnoběžnost z kolimátoru vystupujícího svazku tak, že jsem našel takovou vzdálenost čočky 2 od čočky 1, při níž vznikl v odraženém světelném svazku na stínítku maximálně jeden difrakční proužek, Obr. 27b. Takto seřízený teleskop jsem použil ve schématu pro generaci druhé harmonické.



A – v této oblasti nastává interference

Obr. 26 Schéma seřízení kolinearit pomocí planparalelní desky



Obr. 27 Reálné seřízení kolimace svazku u teleskopu
 a) nekolimovaný svazek b) kolimovaný svazek

7.7. VÝSLEDKY EXPERIMENTU

Měřicí sonda S2 snímala část světelného svazku odraženého děličem svazku. Z tohoto důvodu bylo třeba vypočítat koeficient převodu mezi naměřenou hodnotou středního výkonu světelného svazku a skutečnou hodnotou středního výkonu světelného svazku.

To jsem provedl změřením středního výkonu odraženého světelného svazku pomocí sondy S2 připojenou na wattmetr LabMax-TOP a změřením skutečné hodnoty středního výkonu světelného svazku před děličem svazku pomocí sondy připojené na wattmetr Molelectron EPM1000, tyto hodnoty jsou uvedeny v Tabulce 8. Dělením hodnoty z EPM1000 hodnotou z LabMax-TOP jsem dostal koeficient „k_S2“ pro přepočet měřeného středního výkonu světelného svazku na skutečný středního výkonu světelného svazku.

Tabulka 8 Naměřená data středního výkonu světelného svazku

k_S2	LabMax-TOP	Molelectron EPM1000
45,32	6,05 mW	274,00 mW

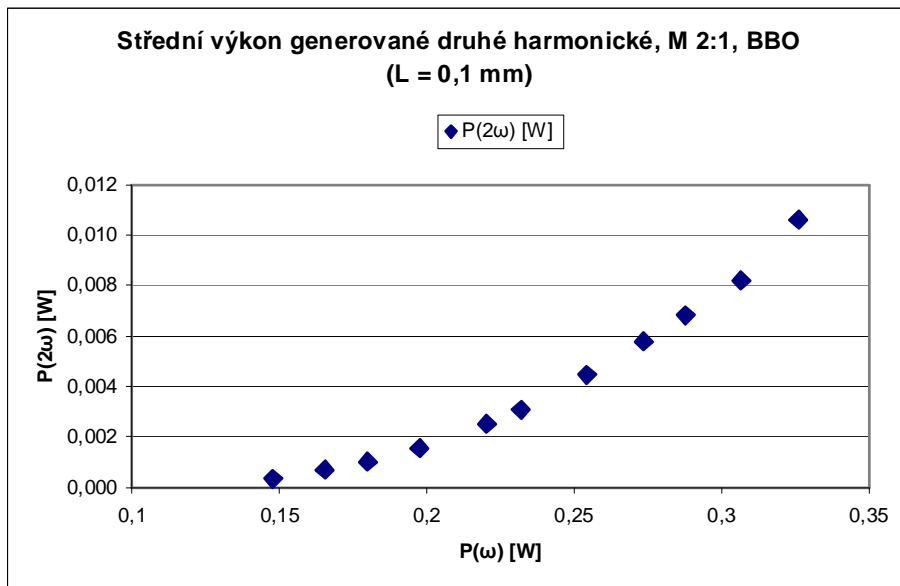
7.7.1. GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ V BBO DÉLKY $L = 0,1$ mm A

TELESKOPU V POMĚRU M 2:1

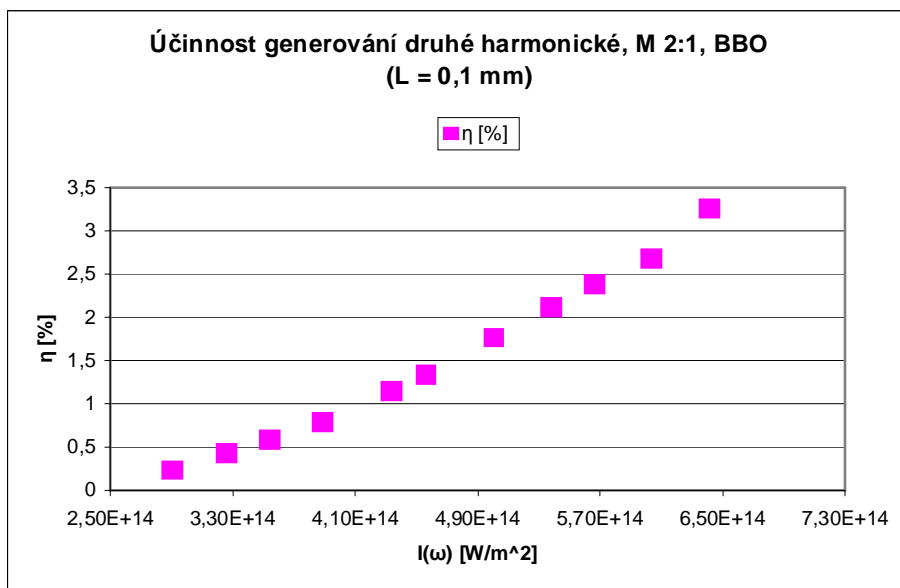
Sestavil jsem pracoviště podle Obr. 18. Sondou S1 jsem měřil střední výkon generované druhé harmonické a sondou S2 střední výkon základní harmonické. Pro generaci druhé harmonické byl použit anizotropní krystal BBO délky $L = 0,1$ mm a teleskop s poměrem M 2:1, viz kapitola 7.6. Pomocí $\lambda/2$ destičky jsem měnil vstupní výkon základní harmonické v rozsahu 147,7-326,1 mW. Naměřená data jsou uvedena v Tabulce 9. Naměřená hodnota středního výkonu druhé harmonické v závislosti na hodnotě středního výkonu základní harmonické je uvedena v Grafu 5. Závislost účinnosti generace druhé harmonické na světelné intenzitě základní harmonické je uvedena v Grafu 6.

Tabulka 9 Naměřená data

Měření výkonu svazku [mW] M 2:1, BBO (L = 0,1 mm)					
k_S2 45,32	S2(ω)			S1(2 ω)	
	měřený		skutečný	P	σ
	P	σ	P		
1	3,26	0,05	147,70	0,34	0,02
2	3,65	0,05	165,46	0,69	0,03
3	3,97	0,05	179,96	1,03	0,04
4	4,36	0,06	197,64	1,55	0,06
5	4,86	0,03	220,25	2,50	0,08
6	5,12	0,02	231,94	3,08	0,08
7	5,61	0,04	254,42	4,47	0,16
8	6,04	0,03	273,50	5,78	0,09
9	6,35	0,03	287,82	6,83	0,13
10	6,77	0,03	306,68	8,19	0,25
11	7,20	0,05	326,12	10,61	0,60



Graf 5 Závislost středního výkonu světelného svazku generace druhé harmonické na středním výkonu světelného svazku základní harmonické



Graf 6 Účinnost generace druhé harmonické v závislosti na světelné intenzitě základní harmonické

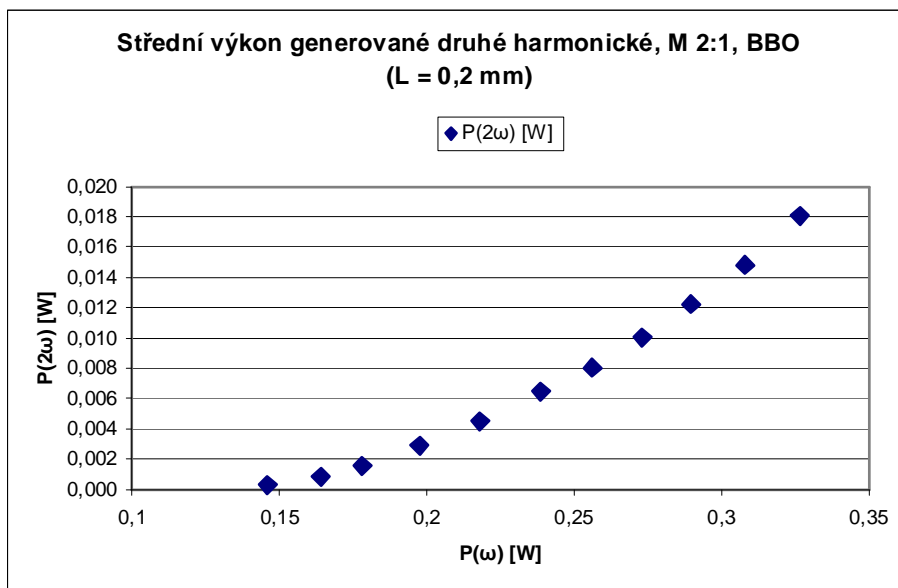
7.7.2. GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ V BBO DÉLKY $L = 0,2$ mm A

TELESKOPU V POMĚRU M 2:1

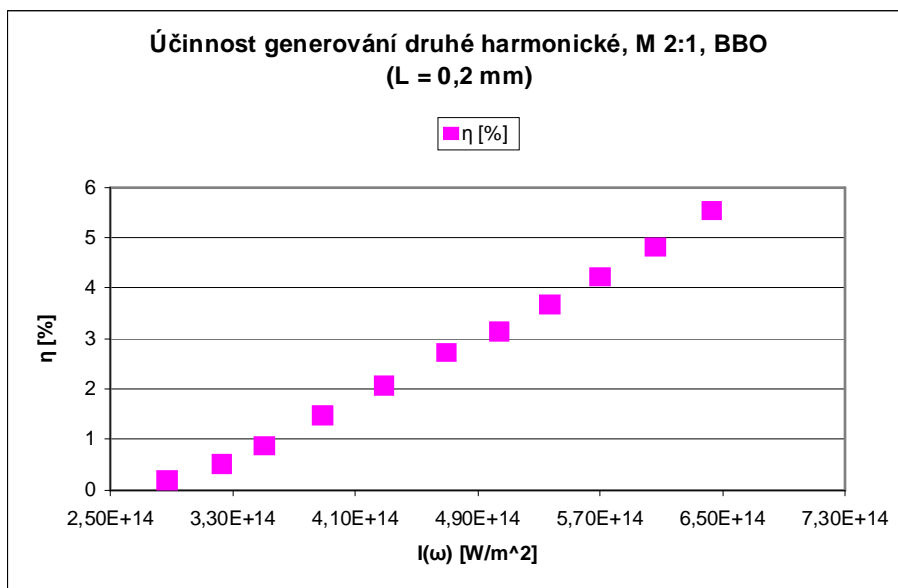
Na pracovišti, Obr. 18, jsem Sondou S1měřil střední výkon generované druhé harmonické a sondou S2 střední výkon základní harmonické. Pro generaci druhé harmonické byl použit anizotropní krystal BBO délky $L = 0,2$ mm a teleskop s poměrem M 2:1, viz kapitola 7.6. Pomocí $\lambda/2$ destičky jsem měnil vstupní výkon základní harmonické ve stejném rozsahu jako předchozí měření. Naměřená data jsou uvedena v Tabulce 10. Naměřená hodnota středního výkonu druhé harmonické v závislosti na hodnotě středního výkonu základní harmonické je uvedena v Grafu 7. Závislost účinnosti generace druhé harmonické na světelné intenzitě základní harmonické je uvedena v Grafu 8.

Tabulka 10 Naměřená data

Měření výkonu svazku [mW] M 2:1, BBO (L = 0,2 mm)					
k_S2 45,32	S2(ω)			S1(2 ω)	
	měřený		skutečný	P	σ
	P	σ	P		
1	3,26	0,07	147,70	0,34	0,02
2	3,65	0,05	165,46	0,69	0,03
3	3,97	0,05	179,96	1,03	0,04
4	4,36	0,06	197,64	1,55	0,06
5	4,86	0,02	220,25	2,50	0,12
6	5,12	0,03	231,94	3,08	0,23
7	5,61	0,04	254,42	4,47	0,34
8	6,04	0,03	273,50	5,78	0,34
9	6,35	0,03	287,82	6,83	0,54
10	6,77	0,03	306,68	8,19	0,37
11	7,20	0,02	326,12	10,61	0,74



Graf 7 Závislost středního výkonu světelného svazku generace druhé harmonické na středním výkonu světelného svazku základní harmonické



Graf 8 Účinnost generace druhé harmonické v závislosti na světelné intenzitě základní harmonické

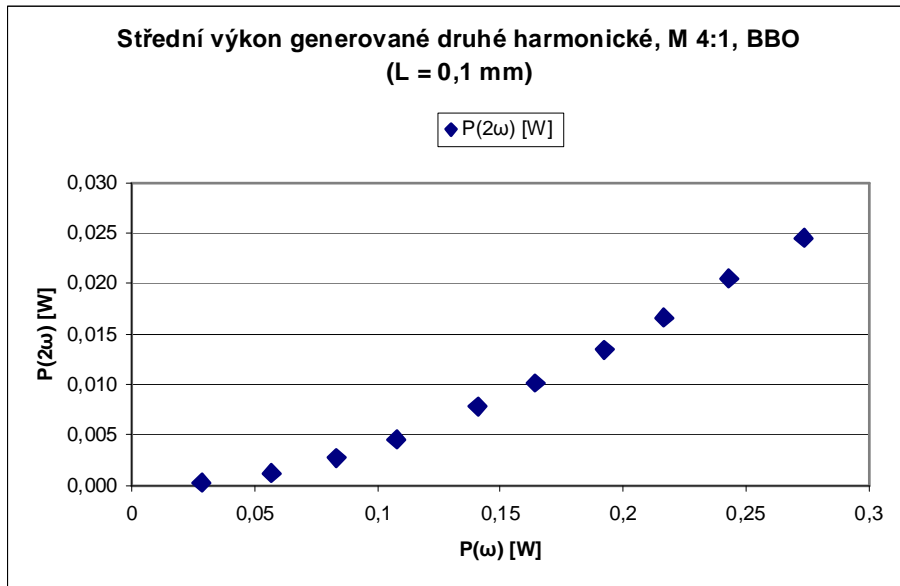
7.7.3. GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ V BBO DÉLKY $L = 0,1$ mm A

TELESKOPU V POMĚRU M 4:1

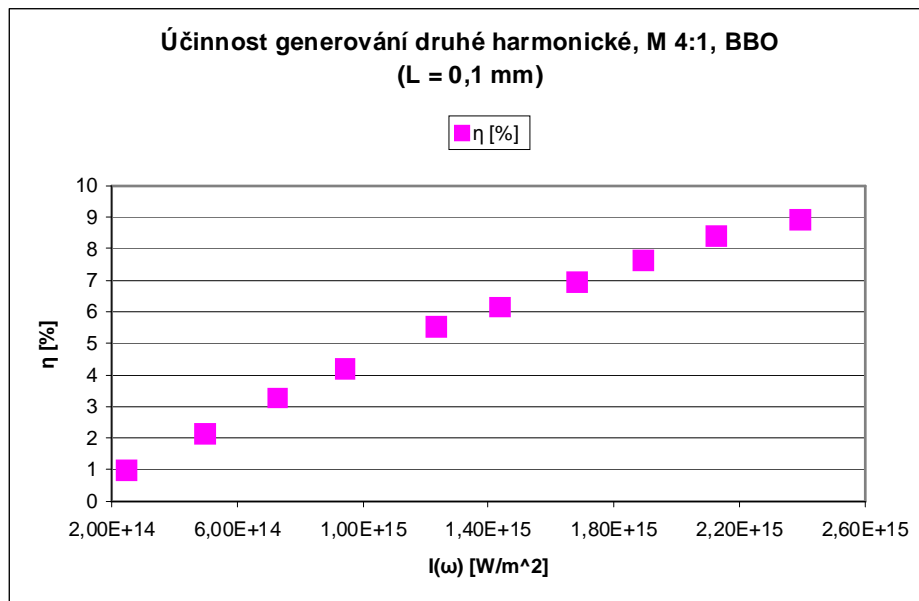
Sestavil jsem pracoviště podle Obr. 18. Sondou S1 jsem měřil střední výkon generované druhé harmonické a sondou S2 střední výkon základní harmonické. Pro generaci druhé harmonické byl použit anizotropní krystal BBO délky $L = 0,1$ mm a teleskop s poměrem M 4:1, viz kapitola 7.6. Pomocí $\lambda/2$ destičky jsem měnil vstupní výkon základní harmonické v rozsahu 147,7-306,7 mW. Naměřená data jsou uvedena v Tabulce 11. Naměřená hodnota středního výkonu druhé harmonické v závislosti na hodnotě středního výkonu základní harmonické je uvedena v Grafu 9. Závislost účinnosti generace druhé harmonické na světelné intenzitě základní harmonické je uvedena v Grafu 10.

Tabulka 11 Naměřená data

Měření výkonu svazku [mW] M 4:1, BBO (L = 0,1 mm)					
k_S2 45,32	S2(ω)			S1(2 ω)	
	měřený		skutečný	P	σ
	P	σ	P		
1	3,26	0,01	147,70	0,34	0,01
2	3,65	0,01	165,46	0,69	0,05
3	3,97	0,01	179,96	1,03	0,11
4	4,36	0,01	197,64	1,55	0,15
5	4,86	0,01	220,25	2,50	0,14
6	5,12	0,02	231,94	3,08	0,37
7	5,61	0,02	254,42	4,47	0,36
8	6,04	0,02	273,50	5,78	0,72
9	6,35	0,03	287,82	6,83	0,91
10	6,77	0,03	306,68	8,19	0,80



Graf 9 Závislost středního výkonu světelného svazku generace druhé harmonické na středním výkonu světelného svazku základní harmonické



Graf 10 Účinnost generace druhé harmonické v závislosti na světelné intenzitě základní harmonické

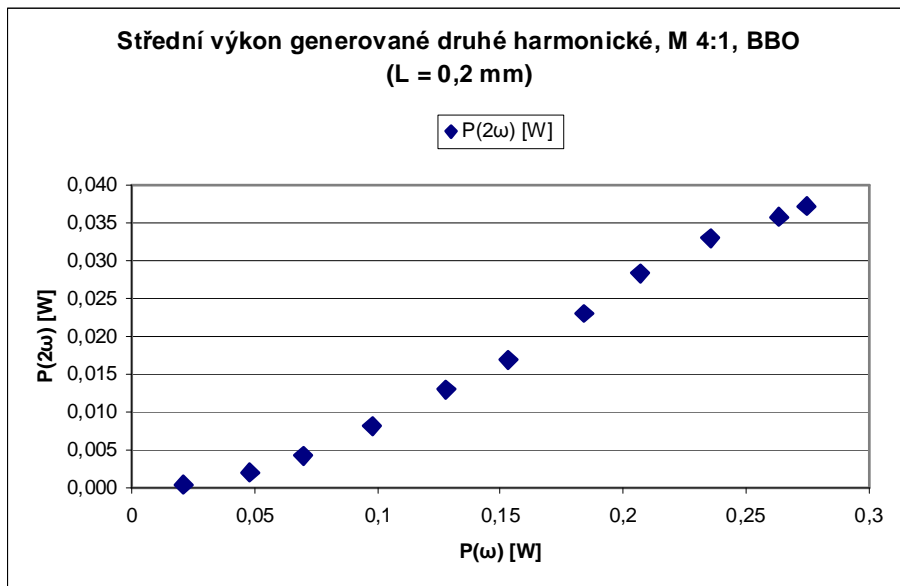
7.7.4. GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ V BBO DÉLKY $L = 0,2$ mm A

TELESKOPU V POMĚRU M 4:1

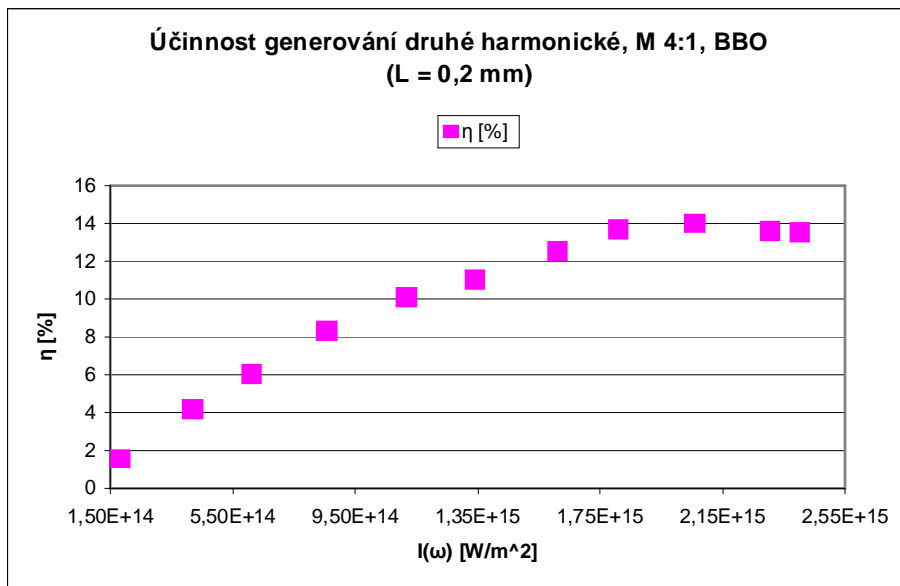
V tomto měření jsem sondou S1 měřil střední výkon generované druhé harmonické a sondou S2 střední výkon základní harmonické. Pro generaci druhé harmonické jsem použil anizotropní krystal BBO délky $L = 0,2$ mm a teleskop s poměrem M 4:1, viz kapitola 7.6. Pomocí $\lambda/2$ destičky jsem opět měnil vstupní výkon základní harmonické v rozsahu 147,7-326,1 mW. Naměřená data jsou uvedena v Tabulce 12. Naměřená závislost je patrna v Grafu 11. Závislost účinnosti generace druhé harmonické na světelné intenzitě základní harmonické je pak uvedena v Grafu 12.

Tabulka 12 Naměřená data

Měření výkonu svazku [mW] M 4:1, BBO (L = 0,2 mm)					
k_S2 45,32	S2(ω)			S1(2 ω)	
	měřený		skutečný	P	σ
	P	σ	P		
1	3,26	0,01	147,70	0,34	0,01
2	3,65	0,01	165,46	0,69	0,06
3	3,97	0,01	179,96	1,03	0,16
4	4,36	0,01	197,64	1,55	0,30
5	4,86	0,01	220,25	2,50	0,33
6	5,12	0,01	231,94	3,08	0,40
7	5,61	0,02	254,42	4,47	0,50
8	6,04	0,02	273,50	5,78	0,61
9	6,35	0,03	287,82	6,83	0,55
10	6,77	0,03	306,68	8,19	0,55
11	7,20	0,04	326,12	10,61	0,70



Graf 11 Závislost středního výkonu světelného svazku generace druhé harmonické na středním výkonu světelného svazku základní harmonické



Graf 12 Účinnost generace druhé harmonické v závislosti na světelné intenzitě základní harmonické

7.7.5. GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ V BBO DÉLKY $L = 5 \text{ mm}$ A TELESKOPU V POMĚRU M 4:1

Pro toto měření byl vyměněn wattmetr u měřící sondy S2 a proveden nový výpočet koeficientu převodu mezi naměřenou hodnotou středního výkonu světelného svazku odraženého od děliče svazku a skutečnou hodnotou středního výkonu světelného svazku v místě děliče. To jsem provedl změřením středního výkonu odděleného světelného svazku pomocí sondy S2 připojenou na wattmetr FieldMaxII a změřením středního výkonu světelného svazku před děličem svazku pomocí sondy připojené na wattmetr Molelectron EPM1000, tyto hodnoty jsou uvedeny v Tabulce 13. Dělením hodnoty z EPM1000 hodnotou z FieldMaxII jsem dostal koeficient „k_S2“ pro přepočítání měřeného středního výkonu světelného svazku na skutečný střední výkon světelného svazku.

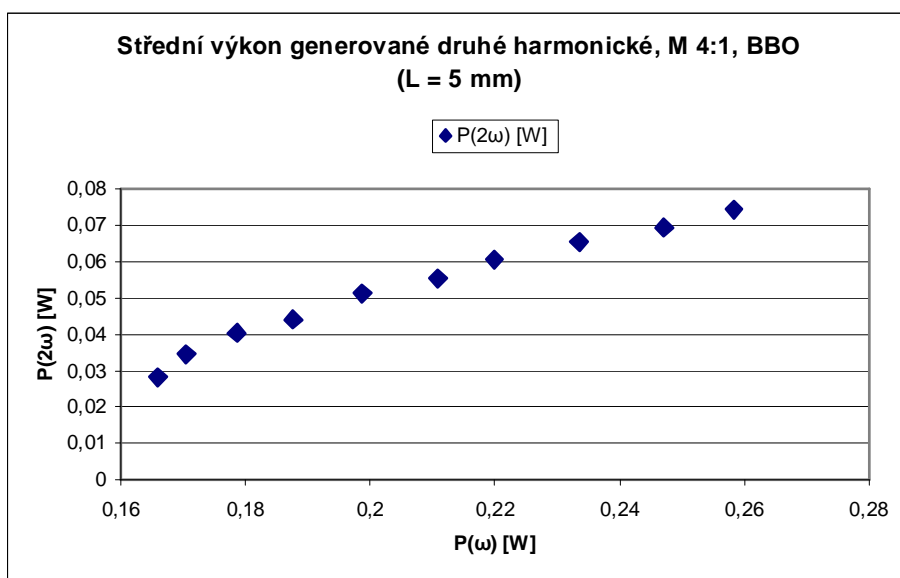
Tabulka 13 Naměřená data středního výkonu světelného svazku

k_S2	FieldMaxII	Molelectron EPM1000
17,09	15,20 mW	259,74 mW

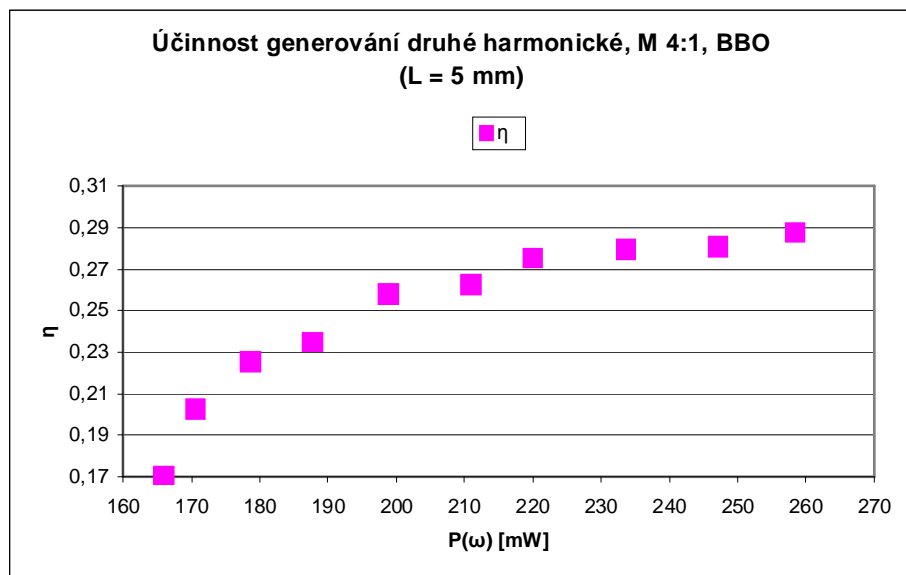
Sestavil jsem pracoviště podle Obr. 18 a sondou S1 jsem měřil střední výkon generované druhé harmonické a sondou S2 střední výkon základní harmonické. Pro generaci druhé harmonické byl použit anizotropní krystal BBO délky $L = 5 \text{ mm}$, a teleskop s poměrem M 4:1, viz kapitola 7.6. Pomocí $\lambda/2$ destičky jsem měnil vstupní výkon základní harmonické v rozsahu 165,8-258,3 mW. Naměřená data jsou uvedeny v Tabulce 14. Výsledná konverze středního výkonu základní harmonické na střední výkon druhé harmonické je uveden v Grafu 13. Závislost účinnosti generace druhé harmonické na středním výkonu základní harmonické je uvedena v Grafu 14.

Tabulka 14 Naměřená data

Měření výkonu svazku [mW] M4:1, BBO (L = 5 mm)					
k_S2 17,09	S2(ω)			S1(2 ω)	
	měřený		skutečný	P	σ
	P	σ	P		
1	15,11	0,14	258,38	74,40	0,53
2	14,45	0,10	247,10	69,50	0,57
3	13,66	0,10	233,59	65,40	0,46
4	12,86	0,07	219,91	60,60	0,40
5	12,33	0,09	210,84	55,40	0,80
6	11,62	0,13	198,70	51,30	0,69
7	10,97	0,13	187,59	44,10	1,29
8	10,44	0,20	178,52	40,30	1,10
9	9,97	0,11	170,49	34,60	0,79
10	9,70	0,12	165,87	28,20	1,71



Graf 13 Závislost středního výkonu světelného svazku generace druhé harmonické na středním výkonu světelného svazku základní harmonické



Graf 14 Účinnost generace druhé harmonické v závislosti
na středním výkonu základní harmonické

7.8. DISKUZE DOSAŽENÝCH VÝSLEDKŮ

Při porovnání Grafu 3, teoreticky vypočítaná účinnost generace druhé harmonické v BBO délky $L = 0,1$ mm, teleskop v poměru M 2:1, a Grafu 6, naměřené hodnoty, vidíme podobný lineární průběh závislosti této účinnosti na světelné intenzitě základní harmonické. Naměřená účinnost se pohybovala v rozmezí od 0,23 % po 3,25 %, pokud se měnila světelná intenzita dopadajícího záření v rozsahu od $2,9 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ po $6,4 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Teoreticky vypočítaná účinnost generace druhé harmonické pro stejný rozsah intenzity se pohybuje v rozmezí od 2,49 % po 5,52 %.

Porovnáme-li teoreticky vypočítanou účinnost generace druhé harmonické v BBO krystalu délky $L = 0,2$ mm a teleskopem v poměru M 2:1, uvedenou v Grafu 3, s naměřenými hodnotami, Graf 8, vidíme opět podobný lineární průběh závislosti této účinnosti na světelné intenzitě základní harmonické. Naměřená účinnost se pohybovala v rozmezí od 0,20 % po 5,53 %, pokud se měnila světelná intenzita dopadajícího záření v rozsahu od $2,9 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ po $6,4 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Teoreticky vypočítaná účinnost generace druhé harmonické pro stejný rozsah intenzity se pohybuje v rozmezí od 9,87 % po 22,12 %.

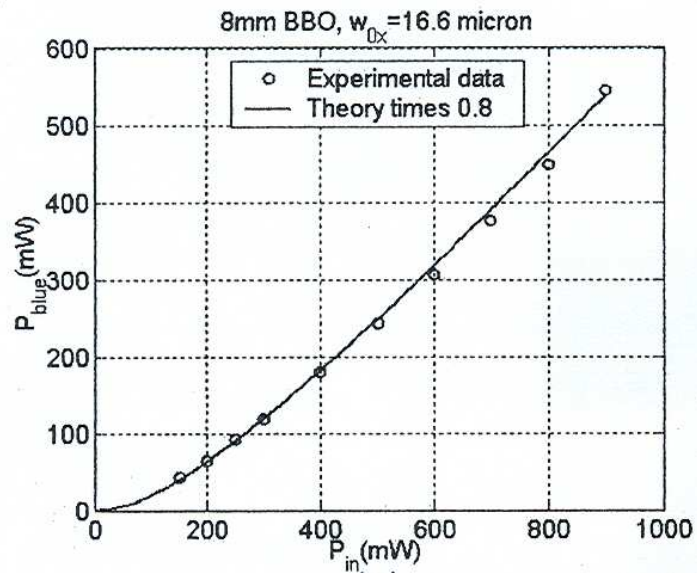
Při porovnání Grafu 4 s teoreticky vypočítanou účinností generace druhé harmonické v BBO krystalu délky $L = 0,1$ mm, teleskopem v poměru M 4:1, a Grafu 10 s naměřenými

hodnotami, vidíme, že v průběhu závislosti této účinnosti na světelné intenzitě základní harmonické dochází k mírnému odklonu od lineárního průběhu v oblasti překračující účinnost 5 %. Naměřená účinnost se pohybovala v rozmezí od 0,98 % po 8,95 %, pokud se měnila světelná intenzita dopadajícího záření v rozsahu od $2,5 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^2$ po $2,4 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{m}^2$. Teoreticky vypočítaná účinnost generace druhé harmonické pro stejný rozsah intenzity se pohybuje v rozsahu od 2,12 % po 20,58 %.

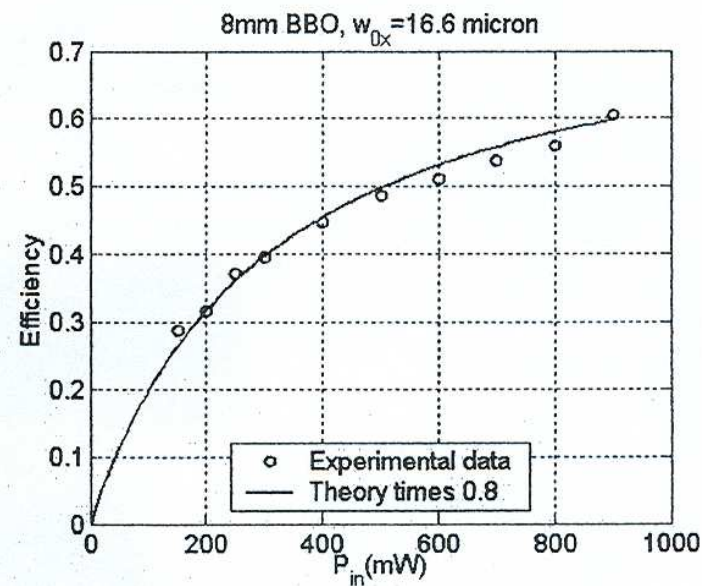
Srovnáme-li Graf 4 s teoreticky vypočítanou účinností generace druhé harmonické v BBO krystalu délky $L = 0,2 \text{ mm}$, teleskopem v poměru M 4:1, a Graf 12 s naměřenými hodnotami, vidíme, že v průběhu závislosti této účinnosti na světelné intenzitě základní harmonické dochází k odklonu od lineárního průběhu v oblasti překračující účinnost 5 % a přechází až do saturace této účinnosti při intenzitě dopadající základní harmonické $2 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{m}^2$. Tento odklon od linearit není možné objasnit naší teorií a bude vyžadovat podrobnější studium generace druhé harmonické. Naměřená účinnost se pohybovala v rozmezí od 1,54 % po 13,51 %, pokud se měnila světelná intenzita dopadajícího záření v rozsahu od $1,8 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^2$ po $2,4 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{m}^2$.

Podíváme-li se na Graf 14 s naměřenými hodnotami účinností generace druhé harmonické v BBO krystalu délky $L = 5 \text{ mm}$ a s teleskopem v poměru M 4:1, vidíme, že průběh závislosti této účinnosti na výkonu základní harmonické není lineární a stejně jako v předchozím experimentu přechází do saturace. Naměřená účinnost se pohybovala v rozmezí od 17,00 % po 28,79 %, pokud se měnila světelná intenzita dopadajícího záření v rozsahu od $7,3 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^2$ po $1,1 \cdot 10^{15} \text{ W} \cdot \text{m}^2$.

Pro srovnání výsledků máme k dispozici naměřené a teoreticky podložené závislosti výkonu druhé harmonické a účinnosti generace druhé harmonické na výkonu základní harmonické pro 150 fs pulsy tak, jak jsou uvedeny v publikaci [22], Obr. 28, 29. Tyto grafy byly získány pomocí teorie pro generaci druhé harmonické v dlouhých krystalech BBO, která zahrnovala saturaci a disperzi grupové rychlosti [22]. Při porovnání Grafu 14 z mého experimentu, kde délka BBO krystalu byla 5 mm, a grafu na Obr. 29, pro BBO krystal délky 8 mm, vidíme podobnost průběhů těchto závislostí. Rovněž hodnoty, které jsem naměřil v experimentu, se řádově shodují s hodnotami získanými v práci [22], Obr. 28, 29.



Obr. 28 Graf závislosti výkonu generace druhé harmonické na výkonu svazku základní harmonické v 8 mm krystalu BBO [22]



Obr. 29 Graf závislosti účinnosti generace druhé harmonické na dopadajícím výkonu základní harmonické v 8 mm krystalu BBO [22]

Účinnost generace druhé harmonické byla závislá na nastavení jednotlivých parametrů v experimentu, především na světelné intenzitě dopadajícího záření, délky anizotropního krystalu a jeho úhlové orientaci. Závisela také na přesném úhlovém nastavení anizotropního krystalu. V teoretickém výpočtu se předpokládal ideální fázový synchronizmus, tedy $\Delta k = 0$. Při nastavení anizotropního krystalu do světelného svazku nebyl tento ideální fázový synchronizmus dodržen z důvodu šířky frekvenčního pásma laserového svazku. Dále nebyly zohledněny ztráty na jednotlivých filtrech, děliči svazku ani reflexe na anizotropním krystalu. Tyto jednotlivé ztráty měly vliv na odchylku naměřených hodnot od teoretických. V teoretickém výpočtu generace druhé harmonické se předpokládala malá změna elektrické intenzity základní harmonické. Při porovnávání teoretického výpočtu účinnosti generace druhé harmonické s naměřenými hodnotami vidíme podobný lineární průběh této účinnosti jen do účinnosti 5 % z naměřené závislosti. Při vyšší účinnosti generace druhé harmonické docházelo v experimentu ke snížení základní harmonické a tím i k odklonu křivky od lineární závislosti. Pro zachycení tohoto jevu by se musel změnit teoretický přístup.

Další parametr ovlivňující rozdíl mezi teorií a experimentem je hodnota nelineárního efektivního koeficientu d_{eff} . Pro teoretický výpočet jsem převzal hodnotu tohoto koeficientu z práce [21], která byla podobná mému experimentu. Velikost tohoto koeficientu byla vypočítána z experimentu za mnou neznámých přesných podmínek. Z mého experimentu jsem určil efektivní nelineární koeficient pro anizotropní krystal BBO délky $L = 0,1$ mm pro lineární oblast $d_{eff} = 0,68 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$ a pro anizotropní krystal BBO délky $L = 0,2$ mm a jeho lineární oblast $d_{eff} = 0,375 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$.

8. OPTIMALIZACE ÚČINNOSTI GENERACE DRUHÉ HARMONICKÉ

V teorii účinnosti generace druhé harmonické se zmiňuji o fázovém synchronismu, kapitola 4.1. V teoretickém výpočtu této účinnosti předpokládám ideální fázový synchronizmus ($\Delta k = 0$). To je splněno pouze pro jednu frekvenci, pro monochromatické záření. V experimentu jsem používal jako základní harmonickou pulsy v laserovém svazku generované laserem INTEGRA-i, které mají šířku frekvenčního pásma cca 10 nm. Tedy tato podmínka nebyla splněna v celém rozsahu vlnových délek a tato podmínka tedy zcela neplatí ($\Delta k \neq 0$). To však znamená, že existuje určitá optimální délka anizotropního krystalu (v

mém případě byla kritická délka anizotropního krystalu $L = 0,315$ mm, viz kapitola 4.), na níž lze dosáhnout maximální účinnosti generace druhé harmonické.

Z naměřených závislostí je vidět, že generace druhé harmonické dosahuje od určité intenzity základní harmonické saturace. Není tedy efektivní dále zvyšovat pro daný anizotropní krystal intenzitu čerpání, neboť by to nevedlo ke zvýšení generace druhé harmonické. Při vyšších intenzitách dopadajícího záření základní harmonické byla u 5 mm BBO také pozorována generace parametrické superluminiscence, která mohla tuto saturaci způsobit.

Optimalizace generace druhé harmonické by tedy vyžadovala daleko složitější teoretický popis celého jevu, který by zahrnoval i tyto vlivy.

9. ZÁVĚR

V této práci byla teoreticky a experimentálně studována účinnost generace druhé harmonické v anizotropních krystalech BBO o délce $L = 0,1$ mm, $L = 0,2$ mm, $L = 5$ mm pro světelné intenzity dopadajícího svazku základní harmonické v rozsah od $1,8 \cdot 10^{14}$ W·m⁻² do $2,4 \cdot 10^{15}$ W·m⁻². Byl sledován vliv délky anizotropního krystalu a velikost světelné intenzity na charakter generace druhé harmonické. Byly získány hodnoty účinnosti generace druhé harmonické v závislosti na délce anizotropního krystalu a velikosti světelné intenzity dopadajícího svazku základní harmonické.

Na základě teorie generace druhé harmonické v anizotropních krystalech BBO jsem vypočítal závislost generace druhé harmonické na uvedených BBO krystalech. Pro BBO krystal délky $L = 0,1$ mm se dosažená účinnost pohybovala v rozmezí 2,5-5,5 % a pro krystal délky $L = 0,2$ mm v rozmezí 10,0-22,1 %, při změně světelné intenzity dopadajícího záření v rozsahu $2,9-6,4 \cdot 10^{14}$ W·m⁻², odpovídající transformaci svazku M 2:1. Při změně světelné intenzity dopadajícího záření v rozsahu $2,5 \cdot 10^{14}-2,4 \cdot 10^{15}$ W·m⁻², odpovídající transformaci svazku M 4:1, se pohybovala vypočítaná účinnost generace druhé harmonické pro krystal délky $L = 0,1$ mm v rozmezí 2,1-20,6 % a pro délku $L = 0,2$ mm v rozmezí 8,5-82,3 %.

Teoretické výpočty byly ověřeny experimentem. Naměřená účinnost generace druhé harmonické pro délku krystalu $L = 0,1$ mm při změně světelné intenzity dopadajícího záření v rozsahu $2,9-6,4 \cdot 10^{14}$ W·m⁻² se pohybovala v rozmezí 0,23-3,25 %. Pro stejný rozsah změny

světelné intenzity dopadajícího záření byla tato účinnost pro krystal délky $L = 0,2$ mm, 0,20-5,53 %. Při změně světelné intenzity dopadajícího záření v rozsahu $2,5 \cdot 10^{14}$ - $2,4 \cdot 10^{15}$ W·m⁻² se naměřená účinnost pohybovala v rozmezí 0,98-8,95 % pro krystal o délce $L = 0,1$ mm a v rozmezí 1,54-13,51 % u krystalu délky $L = 0,2$ mm.

Měření BBO krystalu délky, $L = 5$ mm, v rozsahu středního výkonu dopadajícího svazku 165-258 mW vykazovalo účinnost generace druhé harmonické v rozmezí 17,0-28,8 %. Při vyšších čerpacích intenzitách vykazovala účinnost generace druhé harmonické saturaci

Při bližším prozkoumání dosažených výsledků vidíme, že při optimalizaci účinnosti generace druhé harmonické musíme brát v úvahu nejen velikost intenzity dopadajícího záření, ale také délku anizotropního krystalu. Jak ukázal experiment, pro zvýšení této účinnosti nelze jen zvyšovat světelnou intenzitu dopadajícího záření nebo jen prodlužovat anizotropní krystal, ale je třeba najít optimální vztah mezi světelnou intenzitou a délkou anizotropního krystalu.

Stálo by za zvážení rozšířit tuto práci o teorii generace druhé harmonické pulsním zářením a teorií generace druhé harmonické v dlouhých krystalech. Dále je možnost rozšířit práci o závislost účinnosti generace druhé harmonické v závislosti na úhlu poocení krystalu, na podmínkách sfázování.

Výsledky z této práce lze využít pro různé procesy generace druhé harmonické, především v laserové technologii pro zesílení světelného výkonu pomocí parametrického zesilovače, kde optické parametrické generování je nelineární proces druhého řádu. Při takovém to zesílení zůstává zachována spektrální šířka pulsu.

10. LITERATURA

- [1] http://www.rp-photonics.com/frequency_doubling.html, 02.01.2012
- [2] FRANKEN, P. A. et al., "Generation of optical harmonics", Phys. Rev. Lett. 7 (4), 1961
- [3] http://en.wikipedia.org/wiki/Second_harmonic_generation, 02.01.2012
- [4] <http://en.wikipedia.org/wiki/Laser>, 02.01.2012
- [5] <http://www.fzu.cz/novinky/fyzikalni-ustav-nositelem-vyznamneho-laseroveho-projektu-eu>, 04.01.2012
- [6] VÁVROVÁ, Jaroslava, http://ciselniky.dasta.mzcr.cz/CD_DS4/hypertext/JVABW.htm, 25.03.2011
- [7] HAVRÁNEK, Miroslav, <http://www.observatory.cz/news/nejmensi-polovodicovy-laser-na-svete.html>, 25.03.2011
- [8] <http://www.holowiki.com/images/PolarizedModes.png>, 13.01.2012
- [9] <http://web.phys.ksu.edu/vqm/laserweb/Ch-4/F4s3t2p1.htm>, 15.01.2012
- [10] SALEH, Bahaa E. A., CARLTEICH, Malvin, Základy fotoniky, Praha: MATFYZPRESS, 1994. ISBN 80-85863-01-4
- [11] <http://radula.borec.cz/index.php?action=lasery&page=1>, 15.01.2012
- [12] http://www.rp-photonics.com/mode_locking.html, 05.01.2012
- [13] HOOHER, Simon, WEBB, Colin, Laser Physics, OXFOD UNIVERSITY PRESS
- [14] http://www.rp-photonics.com/femtosecond_lasers.html, 15.01.2012
- [15] HŘÍBEK, P., FUCIMAN, M., CHÁBERA, P., POLÍVKA, T., Femtosekundové lasery ve službách chemie a biologie, Československý časopis pro fyziku, 4, 265, 2010
- [16] PAJS, I., http://cs.wikipedia.org/wiki/Soubor:Dielektrikum_nepolarni.svg, 25.03.2011
- [17] DMITRIEV, V.G., TARASOV, L.V., Příkladnaja nelinejnaja optika, Radio i svjaz, Moskva, 1982
- [18] YARIV, Amnon, YEH, Pochi, Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation, John Wiley & Sons, 2002
- [19] DMITRIEV, V.G., GURZADYAN, G.G., NIKOGOSYAN, D.N., Handbook of Nonlinear Optical Crystal, 3rd Edition, Spinger-Varlag Berlin Heidelberg New York, 1999
- [20] <http://www.eksmaoptics.com/en/p/beta-barium-borate-bbo-crystals-298>, 28.02.2012
- [21] KRYLOV, Vitaly, REBANE, Alexander, KALINTSEV, Alexander G., SCHWOERER, Heinrich, WILD, Urs P., Second-harmonic generation of amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses, OPTICS LETTERS, Vol. 20, No 2, January 15, 1995

[22] http://www.asahi-spectra.com/opticalfilters/syousaik2_ver2.asp?key=XVS0750,
22.02.2012

PŘÍLOHY

Seznam příloh

Příloha 1: Specifikace krystalu BBO

Příloha 2: Specifikace filtru XVS0750



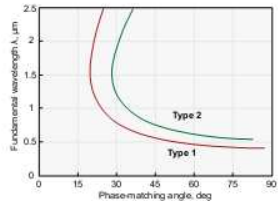
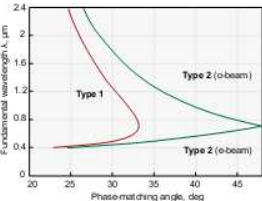
Příloha 3: Technické parametry CCD snímače

Příloha 4: Výstup z programu ACore.exe

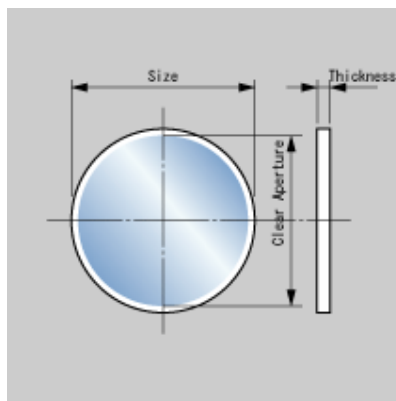
PRÍLOHA 1: SPECIFIKACE KRYSTALU BBO [20]



CRYSTALS

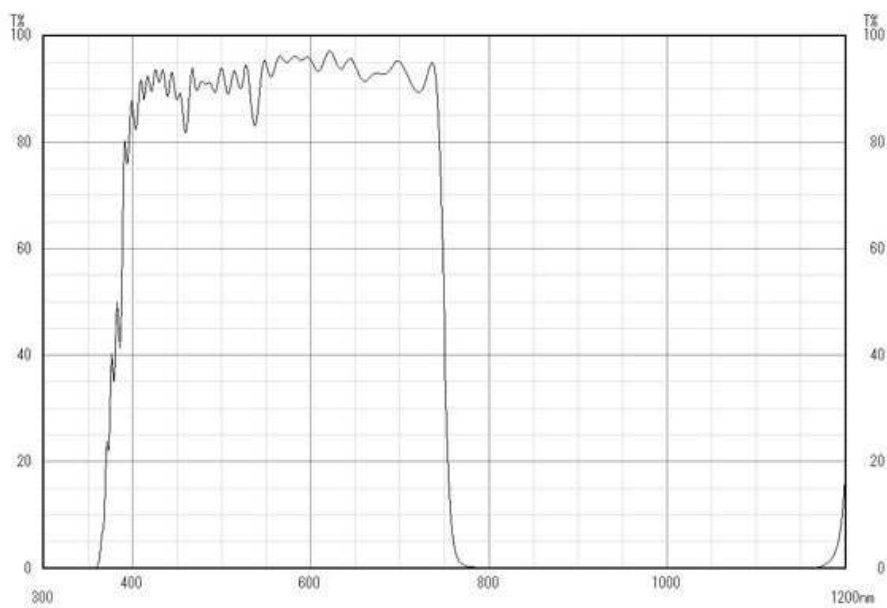
NONLINEAR CRYSTALS	BBO	BETA BARIUM BORATE																																																																								
LASER CRYSTALS	 <ul style="list-style-type: none"> • wide transparency region • broad phase-matching range • large nonlinear coefficient • high damage threshold • wide thermal acceptance bandwidth • high optical homogeneity 	<p>As a result of its excellent properties BBO has a number of advantages for different applications:</p> <ul style="list-style-type: none"> • harmonic generations (up to fifth) of Nd doped lasers • frequency doubling and tripling of ultrashort pulse Ti:Sapphire and Dye lasers • optical parametric oscillators (OPO) at both Type 1 (ooe) and Type 2 (eoe) phase-matching • frequency doubling of Argon ion and Copper vapour laser radiation • electro-optic crystal for Pockels cells • ultrashot pulse duration measurements by autocorrelation. 																																																																								
RAMAN CRYSTALS		<p>EKSMA OPTICS OFFERS</p> <ul style="list-style-type: none"> • crystal aperture up to 22 × 22 mm • crystal length up to 20 mm • thin crystals down to 5 μm thickness • AR, BBAR, P-coating • BBO with gold electrodes for e/o applications • different mounting and repolishing services • accurate quality control • attractive prices and fast delivery • one month customer's satisfaction term. 																																																																								
POSITIONERS & HOLDERS	 <p><i>BBO with gold electrodes for e/o applications</i></p>	<p>PHYSICAL AND OPTICAL PROPERTIES</p> <table border="1"> <tr><td>Chemical formula</td><td colspan="2">BaB₂O₄</td></tr> <tr><td>Crystal structure</td><td colspan="2">trigonal, 3m</td></tr> <tr><td>Optical symmetry</td><td colspan="2">Negative Uniaxial (n_o, n_e)</td></tr> <tr><td>Space group</td><td colspan="2">R3c</td></tr> <tr><td>Density</td><td colspan="2">3.85 g/cm³</td></tr> <tr><td>Mohs hardness</td><td colspan="2">5</td></tr> <tr><td>Optical homogeneity</td><td colspan="2">Δn = 10⁻⁴ cm⁻¹</td></tr> <tr><td>Transparency region at "0" transmittance level</td><td colspan="2">189 – 3500 nm</td></tr> <tr><td>Linear absorption coefficient at 1064 nm</td><td colspan="2">< 0.1% cm⁻¹</td></tr> <tr><td>Refractive indices</td><td>n_o</td><td>n_e</td></tr> <tr><td>at 1064 nm</td><td>1.6551</td><td>1.5426</td></tr> <tr><td>at 532 nm</td><td>1.6750</td><td>1.5555</td></tr> <tr><td>at 355 nm</td><td>1.7055</td><td>1.5775</td></tr> <tr><td>at 266 nm</td><td>1.7571</td><td>1.6139</td></tr> <tr><td>at 213 nm</td><td>1.8465</td><td>1.6742</td></tr> <tr><td>Sellmeier equations (λ, μm)</td><td colspan="2">n_o² = 2.7405 + 0.0184 / (λ² - 0.0179) - 0.0155 λ² n_e² = 2.3730 + 0.0128 / (λ² - 0.0156) - 0.0044 λ²</td></tr> <tr><td>Phase matching range Type 1 SHG</td><td colspan="2">410 – 3300 nm</td></tr> <tr><td>Phase matching range Type 2 SHG</td><td colspan="2">530 – 3300 nm</td></tr> <tr><td>Walk-off angle</td><td colspan="2">55.9 mrad (Type 1 SHG 1064 nm)</td></tr> <tr><td>Angular acceptance</td><td colspan="2">1.2 mrad × cm (Type 1 SHG 1064 nm)</td></tr> <tr><td>Thermal acceptance</td><td colspan="2">70 K × cm (Type 1 SHG 1064 nm)</td></tr> <tr><td>Nonlinearity coefficients</td><td colspan="2">d₂₂ = ±(2.22±0.09) pm/V d₃₁ = ±(0.16±0.08) pm/V</td></tr> <tr><td>Effective nonlinearity expressions</td><td colspan="2">d_{ijk} = d₃₁ sinθ - d₂₂ cosθ sin3φ d_{ijk} = d₃₁ sinθ + d₂₂ cosθ cos3φ</td></tr> <tr><td>Damage threshold for TEM₀₀ 1064 nm</td><td colspan="2">> 0.5 GW/cm² at 10 ns - 50 GW/cm² at 1 ps</td></tr> </table>	Chemical formula	BaB ₂ O ₄		Crystal structure	trigonal, 3m		Optical symmetry	Negative Uniaxial (n _o , n _e)		Space group	R3c		Density	3.85 g/cm ³		Mohs hardness	5		Optical homogeneity	Δn = 10 ⁻⁴ cm ⁻¹		Transparency region at "0" transmittance level	189 – 3500 nm		Linear absorption coefficient at 1064 nm	< 0.1% cm ⁻¹		Refractive indices	n _o	n _e	at 1064 nm	1.6551	1.5426	at 532 nm	1.6750	1.5555	at 355 nm	1.7055	1.5775	at 266 nm	1.7571	1.6139	at 213 nm	1.8465	1.6742	Sellmeier equations (λ, μm)	n _o ² = 2.7405 + 0.0184 / (λ ² - 0.0179) - 0.0155 λ ² n _e ² = 2.3730 + 0.0128 / (λ ² - 0.0156) - 0.0044 λ ²		Phase matching range Type 1 SHG	410 – 3300 nm		Phase matching range Type 2 SHG	530 – 3300 nm		Walk-off angle	55.9 mrad (Type 1 SHG 1064 nm)		Angular acceptance	1.2 mrad × cm (Type 1 SHG 1064 nm)		Thermal acceptance	70 K × cm (Type 1 SHG 1064 nm)		Nonlinearity coefficients	d ₂₂ = ±(2.22±0.09) pm/V d ₃₁ = ±(0.16±0.08) pm/V		Effective nonlinearity expressions	d _{ijk} = d ₃₁ sinθ - d ₂₂ cosθ sin3φ d _{ijk} = d ₃₁ sinθ + d ₂₂ cosθ cos3φ		Damage threshold for TEM ₀₀ 1064 nm	> 0.5 GW/cm ² at 10 ns - 50 GW/cm ² at 1 ps	
Chemical formula		BaB ₂ O ₄																																																																								
Crystal structure	trigonal, 3m																																																																									
Optical symmetry	Negative Uniaxial (n _o , n _e)																																																																									
Space group	R3c																																																																									
Density	3.85 g/cm ³																																																																									
Mohs hardness	5																																																																									
Optical homogeneity	Δn = 10 ⁻⁴ cm ⁻¹																																																																									
Transparency region at "0" transmittance level	189 – 3500 nm																																																																									
Linear absorption coefficient at 1064 nm	< 0.1% cm ⁻¹																																																																									
Refractive indices	n _o	n _e																																																																								
at 1064 nm	1.6551	1.5426																																																																								
at 532 nm	1.6750	1.5555																																																																								
at 355 nm	1.7055	1.5775																																																																								
at 266 nm	1.7571	1.6139																																																																								
at 213 nm	1.8465	1.6742																																																																								
Sellmeier equations (λ, μm)	n _o ² = 2.7405 + 0.0184 / (λ ² - 0.0179) - 0.0155 λ ² n _e ² = 2.3730 + 0.0128 / (λ ² - 0.0156) - 0.0044 λ ²																																																																									
Phase matching range Type 1 SHG	410 – 3300 nm																																																																									
Phase matching range Type 2 SHG	530 – 3300 nm																																																																									
Walk-off angle	55.9 mrad (Type 1 SHG 1064 nm)																																																																									
Angular acceptance	1.2 mrad × cm (Type 1 SHG 1064 nm)																																																																									
Thermal acceptance	70 K × cm (Type 1 SHG 1064 nm)																																																																									
Nonlinearity coefficients	d ₂₂ = ±(2.22±0.09) pm/V d ₃₁ = ±(0.16±0.08) pm/V																																																																									
Effective nonlinearity expressions	d _{ijk} = d ₃₁ sinθ - d ₂₂ cosθ sin3φ d _{ijk} = d ₃₁ sinθ + d ₂₂ cosθ cos3φ																																																																									
Damage threshold for TEM ₀₀ 1064 nm	> 0.5 GW/cm ² at 10 ns - 50 GW/cm ² at 1 ps																																																																									
CRYSTAL OUVENS	 <p>SHG tuning curve of BBO</p>  <p>OPO tuning curves of BBO at 355 nm pump</p>																																																																									
POCKELS CELLS & DRIVERS	<p>STANDARD SPECIFICATIONS</p> <table border="1"> <tr><td>Flatness</td><td>up to λ/8 at 633 nm</td></tr> <tr><td>Parallelism</td><td>< 20 arcsec</td></tr> <tr><td>Surface quality</td><td>10/5 scratch/dig as per MIL-Q-13830A</td></tr> <tr><td>Perpendicularity</td><td>< 5 arcmin</td></tr> <tr><td>Angle tolerance</td><td>< 30 arcmin</td></tr> <tr><td>Aperture tolerance</td><td>± 0.1 mm</td></tr> <tr><td>Clear aperture</td><td>90% of full aperture</td></tr> </table>		Flatness	up to λ/8 at 633 nm	Parallelism	< 20 arcsec	Surface quality	10/5 scratch/dig as per MIL-Q-13830A	Perpendicularity	< 5 arcmin	Angle tolerance	< 30 arcmin	Aperture tolerance	± 0.1 mm	Clear aperture	90% of full aperture																																																										
Flatness	up to λ/8 at 633 nm																																																																									
Parallelism	< 20 arcsec																																																																									
Surface quality	10/5 scratch/dig as per MIL-Q-13830A																																																																									
Perpendicularity	< 5 arcmin																																																																									
Angle tolerance	< 30 arcmin																																																																									
Aperture tolerance	± 0.1 mm																																																																									
Clear aperture	90% of full aperture																																																																									

PŘÍLOHA 2: SPECIFIKACE FILTRUXVS0750 [22]



Specifications:

Description:	Shortpass Filter/VIS 750nm
Item#:	XVS0750
Size:	25 Dia.mm
Clear Aperture:	23 Dia.mm
Thickness:	1mm
Substrate:	Fused Silica
Cut-Off:	750nm
Cut-On Tolerance:	+7/-7nm



PŘÍLOHA 3: TECHNICKÉ PARAMETRY CCD SNÍMAČE

UI-154x / UI-554x

Sensor specification				
Sensor type	CMOS			
Shutter system	Electronic rolling shutter			
Readout mode	Progressive scan			
Resolution class	SXGA			
Resolution	1280 x 1024 pixels (1.3 Megapixel)			
Aspect ratio	5:4			
Bit depth	10 bits			
Optical sensor class	1/2 inch			
Exact sensitive area	6.66 x 5.32 mm			
Exact optical sensor diagonal	8.5 mm (1/1.9 inch)			
Pixel size	5.2 µm, square			
Sensor name, monochrome	Micron MT9M001			
Sensor name, color	-			
Gain				
Monochrome model (master gain)	13x			
Analog gain boost	1.5x			
Camera timing		USB uEye	GigE uEye SE/RE	GigE uEye HE
Pixel clock range	MHz	5-43 ^{'1)}	2-61 ^{'1)}	2-61 ^{'1)}
Max. pixel clock with subsampling/binning	MHz	50 ^{'1)}	61 ^{'1)}	61 ^{'1)}
Frame rate (freerun mode)	fps	25.0 ^{'2)}	35.5 ^{'2)}	35.5 ^{'2)}
Frame rate (trigger mode, 1 ms exposure)	fps	25.0 ^{'2)}	35.2 ^{'2)}	35.2 ^{'2)}
Exposure time in freerun mode	ms	0.037 ^{'2)} -983 ^{'3)}	0.026 ^{'2)} -2459 ^{'3)}	0.026 ^{'2)} -2459 ^{'3)}
Exposure time in trigger mode	ms	0.037 ^{'2)} -983 ^{'3)}	0.026 ^{'2)} -2459 ^{'3)}	0.026 ^{'2)} -2459 ^{'3)}
AOI				
Mode		Horizontal ^{'4)} + Vertical ^{'4)}		
AOI image width, step width	Pixels	32 - 1280, 4	32 - 1280, 4	32 - 1280, 4
AOI image height, step width	Pixels	4 - 1024, 2	4 - 1024, 2	4 - 1024, 2
AOI position grid horizontal, vertical	Pixels	4, 2	4, 2	4, 2
AOI frame rate, 640 x 480 pixels (VGA)	fps	84	119	119
Binning				
Mode		-	-	-

Subsampling				
Mode		Horizontal ^{*4)} + Vertical ^{*4)}		
Method		H + V: Color subsampling		
Factor		2x, 4x, 8x		
Frame rate w/ 2x subsampling, 640 x 480 pixels	fps	94	119	119
Frame rate w/ 4x subsampling, 320 x 240 pixels	fps	258	328	328
Hardware trigger				
Mode		Asynchronous	Asynchronous	Asynchronous
Trigger delay with rising edge	µs	22.0 ±0.25	3.1 ±0.25	0.3 ±0.25
Trigger delay with falling edge	µs	40.3 ±0.25	11.9 ±0.25	0.2 ±0.25
Additive trigger delay (optional)	µs	15 µs...4 s	15 µs...4 s	15 µs...4 s
Power consumption ^{*5)}				
		USB uEye	GigE uEye SE/RE	GigE uEye HE
	W	0.5-1.0	2.6-3.2	3.0-4.3

^{*1)} The maximum possible pixel clock frequency depends on the PC hardware used.

^{*2)} Requires maximum pixel clock frequency.

^{*3)} Requires minimum pixel clock frequency.

^{*4)} Use of this function increases the frame rate.

^{*5)} The power consumption depends on the sensor model and the pixel clock setting.

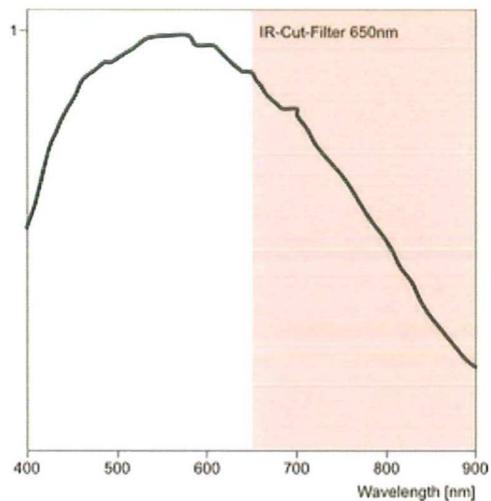
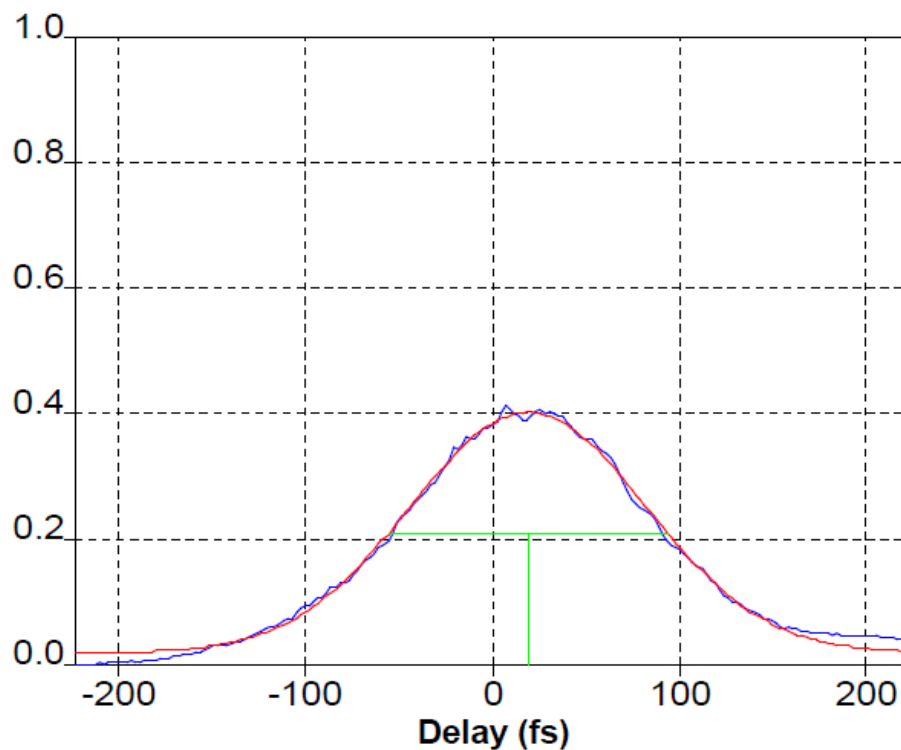


Figure 161: Sensor sensitivity of the UI-154x / UI-554x

PŘÍLOHA 4: VÝSTUP Z PROGRAMU ACORE.EXE

Sunday April 1, 2012 - MER1.ACD



*** SUMMARY ***

AUTOCORRELATION FUNCTION:

FWHM = 149 fs
Amplitude = 0.383 a.u.
Center = 19.1 fs
Bias = 0.0207 a.u.

PULSE WIDTH:

$t = 105.6$ fs
(assuming Gaussian pulse shape).

