

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

DIAGNOSTIKA IMPULZŮ TI:SA LASERU PRO GENERACI PLAZMATU

DIAGNOSTICS OF TI:SA LASER PULSES FOR PLASMA GENERATION

DIPLOMOVÁ PRÁCE
DIPLOMA THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. JIŘÍ WEISS

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

prof. Ing. JOZEF KAISER, Ph.D.

BRNO 2015

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Akademický rok: 2013/2014

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Jiří Weiss

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901T043)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Diagnostika impulzů Ti:Sa laseru pro generaci plazmatu

v anglickém jazyce:

Diagnostics of Ti:Sa laser pulses for plasma generation

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Ti:Sa lasery se vyznačují relativně vysokou hodnotou koncentrace energie – laser lze fokusovat a tak dosáhnout vysoké hustoty toku energie. Platí to zejména pro Ti:Sa lasery s fs pulsy, které mohou být použity pro generaci vysokohustotního plazmatu. Optimalizace samotného budícího laserového pulsu je základním předpokladem k vytvoření plazmatu požadovaných parametrů.

Cíle diplomové práce:

- 1) Seznámení se s možnostmi generace plazmatu laserem. Výběr klíčových parametrů čerpacího impulzu např. délka, kontrast, energie, profil atd.
- 2) Metody používané pro měření a charakterizaci fs impulzu.
- 3) Návrh a příprava diagnostiky pro měření parametrů časové domény fs impulzu.

Seznam odborné literatury:

- [1] RULLIERE, Claude. Femtosecond laser pulses: Principles and Experiments. Second edition. U.S.A.: Springer Science-Business Media, Inc., 2005. ISBN 0-387-01769-0.
- [2] RÜDIGER, P. Encyclopedia of Laser Physics and Technology (online on: <http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>).
- [3] RAMOS-ORTIZ, G., M. CHA, S. THAYUMANAVAN, J. MENDEZ, S.R. MARDER a B. KIPPELEN. Highly sensitive third-order optical autocorrelator for operation at the telecommunication wavelenghts. Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO '03. Conference, Baltimore, MD, USA, s. 1180-1181. ISBN 1-55752-748-2.
- [4] SUN, Zhihong, Yanwen XIA a Keyu LI. The effect of the second harmonic process in the third-order noncolliner correlation technique. Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, 2009. CLEO/PACIFIC RIM '09. Conference, Shanghai. ISBN 978-1-4244-3829-7. DOI: 10.1109/CLEOPR.2009.5292457

Vedoucí diplomové práce: prof. Ing. Jozef Kaiser, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2013/2014.
V Brně, dne 24.10.2013

L.S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.
Děkan fakulty

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá studiem časových charakteristik impulzů generovaných oscilátorem s Ti:safírovým aktivním prostředím. Z hlediska vlastností laserem indukovaného plazmatu je velký důraz kladen na kvalitu svazku, především na kontrast impulzů. Byl navržen nový prototyp autokorelátoru třetího řádu, zařízení pro měření laserového kontrastu metodou kombinování původního laserového impulzu s jeho kopií jiné vlnové délky. Dynamický rozsah popisovaného autokorelátoru má podle předpokladu dosahovat až 8×10^{12} , což je více než mají současná komerčně dostupná zařízení.

Klíčová slova

Autokorelátor třetího řádu, krystal β -BBO, laserový kontrast, Ti:safír

Abstract

This diploma thesis is focused on investigation of temporal characteristics of laser pulses generated by oscillator with Ti:Sapphire active laser medium. In terms of properties of laser-induced plasmas the beam quality is crucial, in particular laser pulse contrast ratio. A new prototype of third order autocorrelator was designed. Pulse contrast ratio measurement is based on sum frequency generation between pulse of fundamental wavelength and its frequency doubled replica. Dynamic range of presented autocorrelator is estimated to be up to 8×10^{12} which is more than currently available commercial devices can offer.

Keywords

Third order autocorrelator, β -BBO crystal, laser contrast, Ti:Sapphire

WEISS, J. *Diagnostika impulzů Ti:Sa laseru pro generaci plazmatu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2015. 67 s. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Jozef Kaiser, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně pouze za odborného vedení prof. Ing. Jozefa Kaisera, Ph.D., a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

BRNO 2015

.....

Bc. Jiří Weiss

Rád bych na tomto místě poděkoval svému vedoucímu diplomové práce prof. Ing. Jozefu Kaiserovi, Ph.D. za vedení a pomoc při vypracování mé práce. Dále bych chtěl poděkovat kolegovi Davorinovi Pecelimu, Ph.D. za dlouhé a neocenitelné diskuze z oblasti nelineární optiky. Chci poděkovat své konzultantce Ing. Michaele Kozlové, Ph.D. za cenné připomínky při konzultování postupů práce. Děkuji také celému oddělení 91 projektu ELI-beamlines za podporu v době vypracovávání diplomové práce. Děkuji mé rodině za podporu během studií.

Obsah

1	Úvod	3
2	Teoretická část	11
2.1	Možnosti generace plazmatu laserem	11
2.2	Korelační techniky	14
2.2.1	Intenzitní křížová autokorelace třetího řádu	16
2.3	Šíření záření prostředím	18
2.3.1	Vlnová rovnice	19
2.3.2	Polarizační vlastnosti vlny	21
2.3.3	Generace ultrakrátkých impulzů	22
2.4	Nelineární optika	27
2.4.1	Generování součtové frekvence	29
2.4.2	Generování druhé harmonické frekvence	31
2.4.3	Metody pro dosažení fázového synchronismu	32
2.4.4	Účinnost konverze záření do vyšších harmonických frekvencí	35
3	Návrh autokorelátoru třetího řádu	41
3.1	Optické komponenty	43
3.2	Krystaly	44
3.2.1	Typ fázového synchronismu	45
3.2.2	Odhad prahové plošné hustoty energie F_p poškození β -BBO	51
3.3	Detekce autokorelačního signálu	53
4	Experimentální výsledky	57
4.1	Měření účinnosti konverze η_2	57
4.2	Měření stability zpoždovací linky	59
5	Závěr	61
	Reference	63

1 Úvod

Teoretický předpoklad k sestrojení kvantového zesilovače světla podal již počátkem 20. století Albert Einstein ve svých pracích z roku 1916, „Vyzařování a pohlcování záření podle kvantové teorie“ [1] a „Ke kvantové teorii záření“ [2]. První laser (*Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation* – L.A.S.E.R.) byl však sestrojen o více než 40 let později Theodorem H. Maimanem v roce 1960 [3]. Jednalo se o rubínový laser čerpaný impulzně výbojkou. O rok později byla publikována práce o prvním plynovém laseru [4]. Jednalo se plynový laser pracující se směsí neonu a helia. Výhodami takového laseru je čerpání elektrickým výbojem a užší spektrální čára, což He-Ne laser předurčuje pro kontinuální provoz. Od vynalezení prvních laserů strmě roste počet objevených aktivních prostředí a také počet možných konfigurací, stejně jako seznam aplikací laseru, obzvláště v medicíně a průmyslu se dnes generátoru světla pomocí stimulované emise využívá ve stále rostoucím počtu.

Jedním ze základních členění laserů je podle pracovního módu na kontinuální a na impulzní lasery. Kontinuální lasery pracují v režimu trvalého vysílání laserového záření. Mají tak konstantní výstupní výkon při konstantním čerpacím výkonu. Impulzní lasery naopak pracují v režimu impulzního vyzařování [5]. Impulzy mohou mít různou dobu trvání, to dále dělí impulzní lasery podle metody generace impulzu na lasery spínané ziskem [6], Q-spínané lasery [7] a lasery v pracující v režimu synchronizace módů [8][9]. Už úplně první laser zkonstruovaný T.H. Maimanem pracoval v impulzním režimu. Jeho tří hladinové rubínové aktivní prostředí bylo čerpáno impulzně výbojkou s dobou trvání impulzu přibližně 5 ms (šířka křivky měřená na polovině maxima – FWHM) [10]. Jednalo se tak o zástupce laserů spínaných ziskem. Technika generování laserových impulzů se výrazně zdokonalila s nástupem metody Q-spínání. Doba trvání impulzu se zkrátila řádově na nanosekundy. Metoda Q-spínání spočívá v řízení ztrát v laserovém rezonátoru. Ztráty jsou na počátku čerpání vysoké. Poté, co je aktivní prostředí načerpáno, jsou ztráty skokově minimalizovány. Dochází ke generaci laserového impulzu. Dosažení ještě kratších dob trvání laserových impulzů umožnily až metody využívající jevu

nelineární optiky. Saturovatelné absorbéry, Kerrův příčný jev aj. umožnili fázově synchronizovat podélné módy v laserovém rezonátoru. V dnešní době je pomocí techniky synchronizace módů (angl. *Mode-locking*) dosahováno dob trvání impulzu až v řádu několika jednotek femtosekund ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{ s}$) [11]. Pro generování takto krátkých impulzů, je jak už název techniky napovídá, nutné svázat řádově tisíce podélných módů. Počet podélných módů oscilujících rezonátorem je dán jak délkou rezonátoru, tak šířkou spektrální čáry aktivního prostředí oscilující rezonátorem. V blízké infračervené oblasti je pro generaci sub-100 fs impulzů nutné, aby šířka spektrální čáry $\Delta\lambda$ byla větší než 10 nm. Ne všechna aktivní prostředí mají takto širokou luminiscenční čáru. Např. šířka čáry aktivního prostředí Nd:YVO₄ je $\Delta\lambda \approx 1\text{ nm}$ [12][13][14]. Pro generaci femtosekundových impulzů se tak používá titan-safírové aktivní prostředí, kde je safírová matice Al₂O₃ dopovaná trojmocnými ionty titanu T³⁺, s šířkou luminiscenční čáry $\Delta\lambda \approx 200\text{ nm}$ [12][14]. Aktivní prostředí s takto širokou luminiscenční čarou je schopné generovat impulzy s dobou trvání v řádu několika jednotek femtosekund [11]. Ke generování ultrakrátkých impulzů v Ti:safírovém laseru se využívá vlastností samotného aktivního prostředí, ve kterém je na základě nelineárního příčného Kerrova jevu docíleno pasivní synchronizace módů. V závislosti na intenzitě záření $I = I(\vec{r}, t)$ prostupujícího krystalem se v Ti:safíru vytváří indukovaná čočka, jelikož index lomu safíru má nenulovou intenzitní odezvu podle $n = n_0 + n_2 I$. Krystal se tak pro záření s Gaussovským profilem svazku o vysoké intenzitě chová jako spojná čočka. Ohnisková vzdálenost takové čočky je tím menší, čím větší je intenzita procházejícího záření. Laserový rezonátor lze nastavit tak, že je možné vybrat takovou část oscilujícího pole, která má nejvyšší intenzitu a pro kterou jsou ztráty v rezonátoru nejmenší. A protože intenzita záření je nepřímo úměrná době trvání impulzu, jsou tímto mechanismem vybírány pouze takové části pole, kde jsou náhodné fáze podélných módů již synchronizovány („svázaný“), což vlnění v nějakém bodě podél směru šíření předurčuje ke konstruktivní superpozici jejich amplitud a generaci ultrakrátkých a intenzivních impulzů, ekvidistantně vzdálených od sebe v čase.

Nástup metody zesilování frekvenčně rozmítnutého impulsu (angl. *chirped pulse amplification* – CPA) [15] znamenal milník v technologii kompaktních laserových systémů produkujících ultra-výkonné laserové impulsy. Při CPA je nejdříve ultrakrátký, avšak co do energie slabý, impuls frekvenčně rozmítnut na prvku nebo prvcích s nenulovou hodnotou disperze. Impuls se tak v čase prodlouží až 10000krát [13] a jeho výkon klesne. Pak je možné takto prodloužený impuls zesílit v laserových zesilovačích, aniž by vinou vysoké intenzity došlo k jejich poškození. K tomuto se používá regenerační zesilovač (angl. *regenerative amplifier*) s vlastním rezonátorem fungující na principu zesílení vstupního impulsu několikanásobným průchodem. Optickou závěrkou, nejčastěji Pockelsovými celami, je pak zesílený impuls kontrolovaně vyveden z rezonátoru zesilovače. V dalším možném kroku zesílení ultrakrátkého impulsu pak lze použít zesilovač s vícenásobným průchodem (angl. *multipass amplifier*). Tento druh zesilovače nemá laserový rezonátor jako takový, záření v něm neosciluje, ale pouze několikrát prochází aktivním prostředím a je zesíleno běžně na energii několika jednotek jouů. Následně je impuls komprimován na původní dobu trvání a jeho výkon tak vzroste přes několik řádů oproti výkonu impulsu na výstupu z ultrarychlého oscilátoru. Užitím metody CPA je po fokusaci záření možné dosahovat špičkových intenzit v řádech $10^{22} \text{ W cm}^{-2}$ [16]. Takto intenzivní laserové záření může generovat husté, několikrát ionizované plazma, které může sloužit jako zdroj sekundárních částic nebo svazků. Například elektrony v plazmatu mohou být intenzivním laserovým zářením urychlovány na vzdálenosti několika milimetrů na relativistické rychlosti gradienty pole kolem 100 GeV/m [17] a mohou být využity k dalším experimentům. Celý takovýto systém nezabírá plochu větší než jedné laboratoře. Naopak s použitím konvenční mikrovlnné technologie pro urychlování elektronů s energiovým gradientem 100 MeV/m by bylo potřeba vystavět urychlovač dlouhý 1 km pro produkování elektronů s kinetickou energií 100 GeV .

Avšak už při intenzitách záření větších než $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ ve femtosekundovém režimu, může již dojít k vypaření a ablaci materiálu [18],[19]. Vlivem evaporace vzniká oblak částic s nehomogenním rozložením indexu lomu, který může snížit prostorovou kvalitu dopadajícího svazku a navíc může dojít k absorpci záření v oblaku částic. Část energie hlavního impulsu tak může být

odstíněna a nebude vůbec interagovat s povrchem vzorku. Ještě větší problém může nastat, pokud se v experimentech s urychlováním částic používají tenké fólie, ze kterých jsou po zásahu laserovým impulzem vyraženy nabitě částice. Je velice důležité zabránit poškození folie před dopadem hlavního impulsu. Proto je v experimentech interakce záření s látkou nutné zjišťovat, zdali se před hlavním impulzem na časové ose nenacházejí struktury dostatečně výkonné na to, aby ovlivnily výsledek experimentu nebo dokonce poškodili optické nebo mechanické elementy experimentu. Takovou strukturou mohou být pre-impulzy – impulzy předcházející hlavní impuls. Jednou z možností, jaký mohou mít pre-impulzy původ, je nedokonalá funkce extrakčních jednotek impulsu z regeneračního zesilovače – Pockelsových cel. Na Pockelsových celách dochází k „úniku“ záření, které je propouštěno dále do systému. Toto parazitní záření může být dále zesíleno a nakonec může vyvolat před-ionizaci terče a generovat plasma nebo znehodnotit experiment. Další strukturou je pedestal hlavního impulsu, který vzniká jako pozůstatek po kompresi impulsu v optickém kompresoru. Mohou se také vyskytnout repliky impulsu následující hlavní impuls, tzv. post-impulzy. Význam eliminování pre-impulzů je jasný, avšak i eliminace post-impulzů je pro optimalizaci systému s CPA zesilováním impulsu nezanedbatelná. Vlivem procesu zesilování totiž může dojít k modulaci rozmítnutého impulsu a následné generaci pre-impulsu po kompresi v optickém kompresoru [20]. V následující Tabulce 1. je uvedeno, jaké intenzity záření již stačí na před-ionizaci pevnolátkového terče v závislosti na době trvání impulsu.

Doba trvání impulsu	100 fs	1 ps	10 ps	100 ps	1 ns
Prahová intenzita pro ablaci na SiO ₂ [W cm ⁻²]	2×10 ¹³	2,5×10 ¹²	5×10 ¹¹	1,5×10 ¹¹	4×10 ¹⁰
Prahová intenzita pro ablaci na Au [W cm ⁻²]	4×10 ¹²	3×10 ¹¹	4×10 ¹⁰	1×10 ¹⁰	3×10 ⁹

Tabulka 1.1. Srovnání prahových intenzit pro ablaci SiO₂ a Au v závislosti na době trvání impulsu [18],[21].

Aby tedy nedocházelo k poškození elementů systému nebo ovlivnění výsledku experimentu, musí mít případné struktury předcházející hlavní impuls dostatečný

laserový kontrast. Laserový kontrast je definovaný jako poměr špičkové intenzity hlavního impulsu vůči intenzitě nějaké struktury na časové ose, jmenovitě pre-impulzu, piedestalu, post-impulzu (viz obrázek 1.1). V práci občas používaný normovaný kontrast je inverzní hodnotou kontrastu. V laserovém systému se špičkovou intenzitou $10^{21} \text{ W cm}^{-2}$ musí tedy být laserový kontrast měřitelný minimálně v řádu 10^{11} , aby se případně předcházelo tvorbě parazitních struktur. Zařízení schopná měřit laserový kontrast musí mít dostatečný dynamický rozsah v řádu právě již zmiňovaných 10^{11} a vyšší. Dynamickým rozsahem je zde myšlen poměr nejvyšší měřitelné úrovně signálu vůči nejnižší měřitelné úrovni signálu. Dále musí mít dostatečné časové rozlišení a měřicí rozsah. Pro prozkoumání okolí hlavního impulsu musí zařízení měřící laserový kontrast pracovat v adekvátně velkém časovém intervalu okolo něj. Ten je zde označován jako časový měřicí rozsah zařízení. Měření kontrastu v systému s ultrakrátkými impulzy vyžaduje, aby měřicí rozsah zařízení byl v řádu jednotek nanosekund. To vychází z faktu, že ultrakrátký impuls je v systému s CPA v čase prodloužen na řádově stovky pikosekund až jednotky nanosekund. Časové rozlišení je dáno měřením ultrakrátkých impulzů. Ty mají v prostoru délku řádově několika mikrometrů. Pokud dodržíme Shannonův vzorkovací teorém, kdy perioda vzorkování signálu τ_v musí být rovna nebo menší než polovina periody signálu τ_s , tedy $\tau_v \leq 0,5\tau_s$, je pro správné ovzorkování signálu o době trvání 40 fs nutná vzorkovací perioda maximálně 20 fs. Standardní fotodiody nemají dostačující časové rozlišení pro měření délky ultrakrátkého impulsu a ani nemají dostatečný dynamický rozsah pro měření kontrastu. Jejich dynamický rozsah bývá řádově $10^2 - 10^3$ a časové rozlišení v řádu jednotek nanosekund. Další zařízení využívaná k měření ultrakrátkých optických impulzů jsou rozmítací, neboli streak kamery. Streak kamery jsou zařízení převádějící čas na prostor. Na fotokatodě vytvářejí elektronovou podobu optického impulsu, který je průchodu řízeným deflektorem detekován na stínítku. Nejlepší současné streak kamery mají časové rozlišení až 200 fs a dynamický rozsah kolem 10^2 . Oba tyto parametry streak kamery však stále nesplňují zadání pro požadované časové rozlišení a dynamický rozsah.

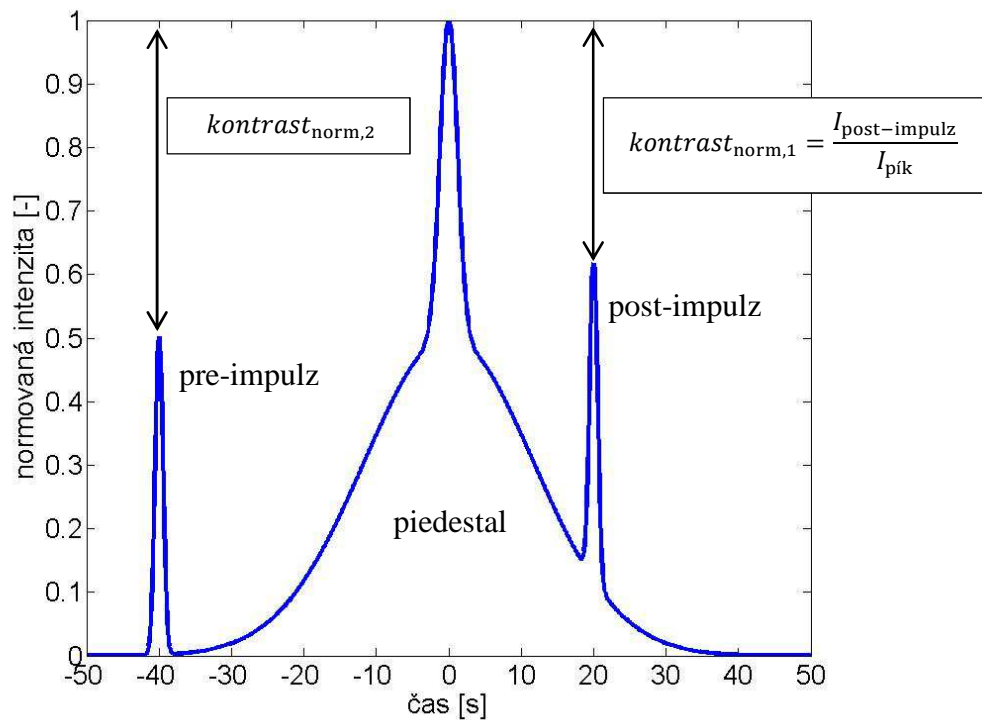
K charakterizaci impulsu a jeho okolí se tak využívají zařízení měřící dobu trvání impulsu a kontrast autokorelační metodou, tzv. autokorelátoři. Tato zařízení

mohou mít jak vysoký dynamický rozsah, tak dobré časové rozlišení i měřicí rozsah. Autokorelátoři jsou založeny na korelačních metodách a zároveň využívají jevy nelineární optiky. Vstupní impulz je rozdělen na dvě své repliky, jedna slouží jako signální impulz, druhá jako referenční měřicí impulz. Repliky mohou být vzájemně zpožděny na zpožďovacích linkách, a konvertovány na jinou vlnovou délku. Obě repliky pak v nelineárním médiu generují impulz s frekvencí odpovídající např. součtu jejich vlastních frekvencí. V případě generace druhé harmonické frekvence v autokorelátoru druhého řádu jsou obě repliky co do frekvence shodné. Výstupní signál z nelineárního média odpovídá korelační funkci druhého řádu. A protože jsou obě repliky shodné, není měření kontrastu autokorelátořem druhého řádu jednoznačné. Nelze totiž odlišit pre-impulzy od post-impulzů. To naopak pro autokorelátor třetího řádu neplatí. V autokorelátoru třetího řádu je před generováním třetí harmonické frekvence jedna z replik vstupního impulzu převedena na dvojnásobnou frekvenci. Repliky se zdvojenou i fundamentální frekvencí pak interagují v nelineárním médiu. Výsledný signál tak odpovídá intenzitní korelační funkci třetího řádu kde $I_3(\tau) = \int I(t) I^2(t - \tau) dt$. Tato interakce zaručuje asymetrii měření a lze tak od sebe odlišit případné pre-impulzy od post-impulzů.

Cíle diplomové práce jsou 1) seznámení se s možnostmi generace plazmatu laserem a výběr klíčových vlastností čerpacího impulzu, 2) metodami používanými pro měření a k charakterizaci fs impulzu a 3) návrh diagnostiky pro měření parametrů časové domény fs impulzu.

Klíčovým aspektem diplomové práce je návrh zařízení určeného k měření laserového kontrastu v systému s ultrakrátkým impulzem. Zvolenou metodou měření laserového kontrastu je křížová intenzitní autokorelace třetího řádu. Zařízení využívající tuto metodu k měření se nazývají autokorelátoři třetího řádu. Autokorelátoři mají jako jediná stávající zařízení schopnost měřit kontrast s rozsahem požadovaným na velkých laserových systémech se špičkovým výkonem v řádu petawattů ($1PW = 10^{15} W$). Avšak komerčně dostupné autokorelátoři mají dynamický rozsah maximálně 10^{11} [22]. Na Fyzikálním ústavu Akademie věd České republiky byl navržen a zkonstruován autokorelátor třetího řádu pro měření

laserového kontrastu využívající jevů nelineární optiky, schopný dosáhnout dynamického rozsahu až 8×10^{12} . V současné době probíhá testování parametrů autokorelátoru. Dosavadní výsledky testování jsou v této práci uveřejněny. V diplomové práci jsou také probírány možnosti generace plazmatu laserem stejně tak metody používané pro měření a charakterizaci laserového impulsu. Autokorelátor byl navržen za finanční podpory z následujících grantů CZ.1.05/1.1.00/02.0061 a CZ.1.07/2.3.00/20.0091.



Obrázek 1.1. Ilustrativní případ Gaussovského impulsu s pre-impulzem s normovaným kontrastem 5×10^{-1} , piedestalem s normovaným kontrastem též 5×10^{-1} , a post-impulzem s normovaným kontrastem přibližně 6×10^{-1} .

2 Teoretická část

2.1 Možnosti generace plazmatu laserem

Plazma je označováno za čtvrté skupenství hmoty. Jedná se o ionizovaný plyn s volnými nosiči náboje. Neutrální plyn může být ionizován buď ozářením intenzivním ultrafialovým zářením, nebo srážkami atomů s urychlenými elektrony. Aby však tento ionizovaný plyn mohl být nazýván plazmatem, musí tento vykazovat určité vlastnosti [23]:

- kolektivní chování – plazma je tvořeno nabitými částicemi. Ty na sebe mimo jiné působí Coulombickou silou, která je nepřímo úměrná kvadrátu vzájemné vzdálenosti částic r , jako r^{-2} . Nabitá částice v plazmatu tak interaguje s velkým počtem okolních částic. Soubor částic pak vykazuje jednotnou reakci na vnější podnět. Takovým podnětem může být vnější magnetické nebo elektrické pole.
- kvazineutralitu – plazma se navenek chová jako neutrální plyn. To je dáno přibližně stejnou hodnotou kladného a záporného náboje v plazmatu.

Na rozdíl od řídkého plazmatu vytvářeného a udržovaného v magnetických polích tokamaků a stelarátorů má plazma generované vysokovýkonným laserovým impulzem jiné vlastnosti. Je hustší a zaniká po krátké době, řádově 10^{-12} – 10^{-6} s.

Plazma generované laserem vzniká následovně: Jedná-li se o pevnolátkový vzorek, je laserové záření zpravidla fokusováno na jeho povrch, čímž je překonána prahová hodnota intenzity záření pro ablaci materiálu a následnou generaci plazmatu. Během procesu generace plazmatu dochází na povrchu vzorku k rychlému lokálnímu ohřevu, tavení a následné evaporaci materiálu. U pevnolátkového terče vzniká na povrchu vzorku ablační kráter. Nad vzorkem se tvoří horké plazma sestávající z elektronů, iontů i excitovaných částic. Plazma se dále rozpíná a chladne. Během toho se vybuzené částice deexcitují a vyzařují charakteristické záření pro ten či onen prvek obsažený v plazmatu.

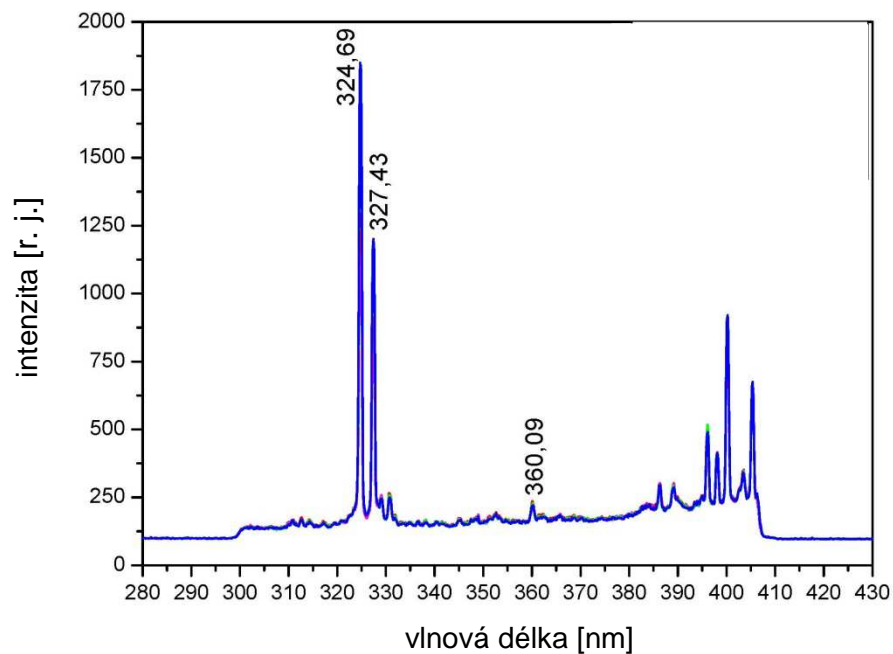
Obecně lze parametry laserem generovaného plazmatu měnit volbou materiálu terče, energie v impulzu laseru a dobou trvání impulzu. Při dopadu laserového impulzu s dobou trvání několik nanosekund (ns – impulz) na pevnolátkový terč dochází k lavinové ionizaci atomů za předpokladu, že impulz dopadl do oblasti s volným elektronem. Ten je tokem fotonů urychlen a neelasticky interaguje s elektrony okolních atomů. Dochází k lavinové ionizaci materiálu. Vlivem elektronové – fononové interakce je část energie elektronů předána atomové mřížce materiálu. Interakce ns – impulzu je doprovázena teplotní šokovou vlnou šířící se do objemu vzorku. Tento ohřev taví vzorek v místě ozáření. Šoková vlna šířící se roztaveným materiálem vytlačuje roztavený materiál ven z kráteru. Ten poté tuhne a vytváří lem okolo ablatované oblasti. Zároveň se nad povrchem vzorku vytváří plazma. Díky relativně dlouhé době trvání nanosekundového impulzu interaguje sestupná hrana impulzu se vznikajícím oblakem plazmatu a dále jej zahřívá.

Pro interakci femtosekundového impulzu (fs – impulzu) je však situace jiná. V průběhu interakce fs – impulzu nad vzorkem de facto nevzniká oblak ablatovaného materiálu. Vzniká až po skončení interakce. To usnadňuje proces ablace a zvyšuje účinnost generace plazmatu na rozdíl od experimentu s ns – impulzy, které jsou částečně odstíněny ablatovaným materiálem. Ablace fs – impulzem je doprovázena rychlou evaporací materiálu, což redukuje tvorbu taveniny. Výsledný kráter nemá lem (nebo je jeho tvorba omezena), běžný u ns – ablance [24].

Další rozdíl mezi ns – ablací a ablací ultrakrátkým impulzem je způsob ionizace. Už bylo zmíněno, že v případě ozáření vzorku ns impulzem, musí ozářená oblast obsahovat volný elektron. Ten je urychlen a neelastickými srážkami ionizuje ostatní atomy. Ablace ultrakrátkým impulzem takovýto počáteční volný elektron nepotřebuje. Například impulz s energií 1 mJ, dobou trvání 100 fs, fokusovaný na stopu velikosti 50 μm vytváří takový fotonový tok, že v 1 fs je povrch o velikosti 1 \AA^2 ozářen přibližně stovkami fotonů. Přičemž přibližně stačí jen 10 fotonů k fotoionizaci. Dochází k lavinovému průrazu s přispěním multifotonové absorpce. Elektron, který by za normálních podmínek nepřekonal absorpci energie jednoho IR fotonu zakázaný pás, tento překonává, díky vícečetné fotonové absorpci. Jakmile dosáhne vodivostního pásu, další absorpci energie dopadajících fotonů, zvyšuje

elektron svoji kinetickou energií. Takovýto urychlený elektron může ionizovat další atomy, dochází k lavinové ionizaci. Tento efekt je výhodný zejména v případě, kdy ve vzorku není dostatečný počet náhodně volných elektronů, například v čistém, transparentním materiálu [24].

Neopomenutelnou výhodou interakce fs – impulzu s terčem je snížení prahové hodnoty pro ablaci materiálu oproti interakci s ns – impulzem. Důvodem je efektivnější depozice energie na povrch terče. Veškerá energie ve femtosekundovém impulzu je absorbována vzorkem, na rozdíl od částečného odstínění energie ablatovaným materiálem při dopadu nanosekundového impulzu.



Obrázek 2.1: Emisní spektrum plazmatu z objemového vzorku Cu generované jediným měřicím impulzem s energií 30 mJ, dobou trvání impulzu 4 ns a vlnovou délkou 1064 nm.

2.2 Korelační techniky

Měření doby trvání impulsu a dalších časových charakteristik ultrakrátkých optických impulsů přesahuje měřicí možnosti streak kamery i systém složený z nejrychlejších fotodetektorů zapojených s osciloskopem. Streak kamery jsou zařízení převádějící čas na prostor. Na fotokatodě vytvářejí elektronovou podobu optického impulsu, který je průchodu řízeným deflektorem detekován na stínítku. Nejlepší současné streak kamery mají časové rozlišení až 200 fs [25] a dynamický rozsah kolem 10^2 . Dynamický rozsah streak kamery však může být posílen až na 10^7 s použitím plazmové závěrky [26]. Avšak ani takto posílený dynamický rozsah nestačí na změření požadovaného laserového kontrastu u výkonných systémů s ultrakrátkým impulzem. Ani časové rozlišení streak kamery neodpovídá požadavkům. Jediným zařízením schopným měřit požadovaný laserový kontrast ($\approx 10^{11}$) s dostatečným časovým rozlišením jsou autokorelátoři založené na kombinování replik impulsů vstupního záření v nelineárním prostředí – krystalu. V autokorelátoru dochází ke skenování měřeného impulsu impulzem referenčním. Tato metoda je označována jako křížová korelace. Překryvem signálu s referenčním impulzem (v případě autokorelace je tímto referenčním impulzem replika samotného signálního impulsu) v nelineárním prostředí a odečtením výsledku (signálu na detektoru) vzniká korelační funkce.

Korelace je statistická metoda určující míru vzájemné závislosti dvou nebo více proměnných. Míru závislosti (korelace) lze vyjádřit pomocí korelační funkce. Korelační funkce obecně je statistická střední hodnota součinu náhodných veličin charakterizujících např. elektromagnetické pole v různých bodech v prostoru a v různých časových okamžicích [5]. Měřením korelace mezi průběhy intenzit signálu a referenčního impulsu získáme korelační funkci závislou na vzájemném zpoždění impulsů τ jako

$$I_c(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_s(t)I_r(t - \tau)dt, \quad (2.1)$$

kde $I_s(t)$ je průběh intenzity signálního impulsu a $I_r(t - \tau)$ je časově zpožděný referenční impuls. Ve frekvenční doméně je rovnice 2.1 rovna

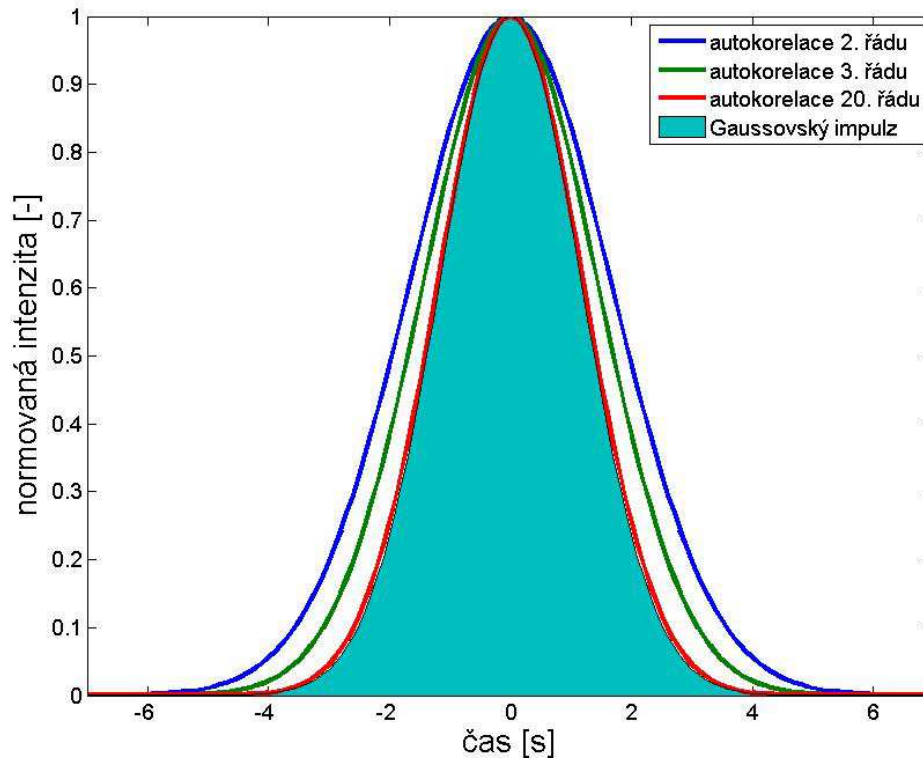
$$\mathcal{J}_c(\tau) = \mathcal{J}_s(\omega)\mathcal{J}_r^*(\omega), \quad (2.2)$$

kde $\mathcal{J}_s(\omega)$ a $\mathcal{J}_r^*(\omega)$ jsou Fourierovy transformace průběhů intenzit signálního a referenčního impulsu. Z rovnice (2.2) je vidět, že pokud by referenční impuls byl Diracova δ -funkce, tvar korelační funkce by byl shodný s měřeným průběhem intenzity signálního impulsu $I_s(t)$. Ve frekvenční oblasti bychom totiž násobili Fourierovu transformaci průběhu intenzity signálního impulsu konstantou.

Korelační funkci $(n + 1)$ -tého řádu zapíšeme jako

$$I_{n+1}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_s(t) I_r^n(t - \tau) dt. \quad (2.3)$$

Čím vyšší řád korelační funkce použijeme, tím shodnější průběh korelační funkce s průběhem intenzity signálního impulsu naměříme, jelikož $\lim_{n \rightarrow \infty} I_r^n(t) = \delta(t)$.



Obrázek 2.2. Ilustrativní případ impulsu s Gaussovským průběhem intenzity (tyrkysově) a jeho autokorelační křivky n -tého řádu (různé barvy).

2.2.1 Intenzitní křížová autokorelace třetího řádu

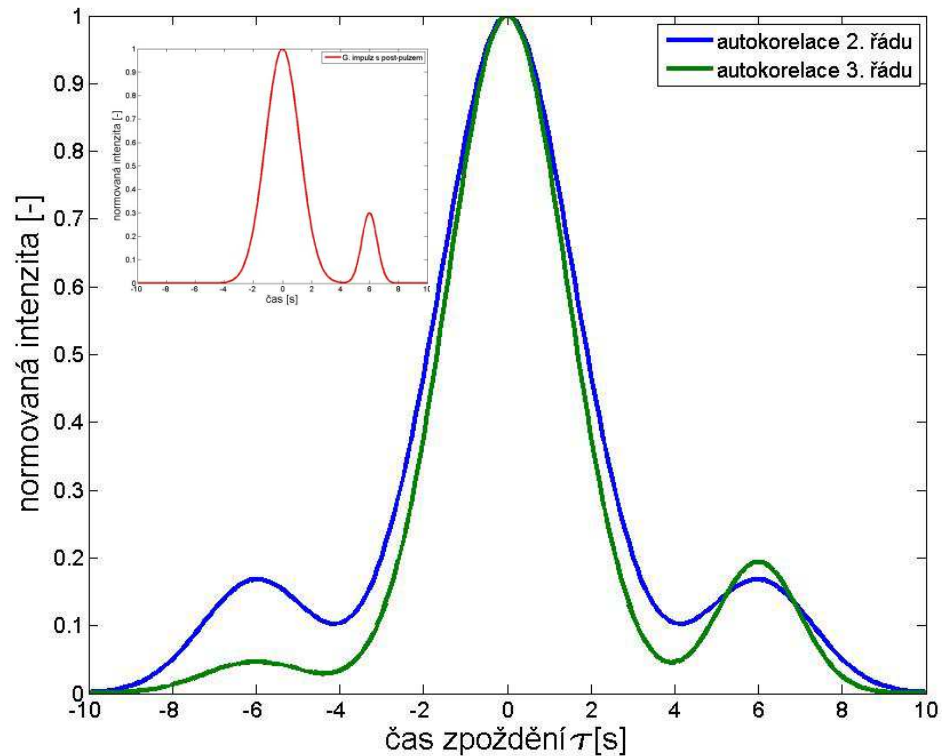
V předchozím oddílu byla prezentována výhoda použití kratší doby trvání referenčního impulzu vzhledem k přesnosti měření. V případě ultrakrátkých impulzů již však nelze vygenerovat řádově kratší impulz pro korelační měření. Z toho důvodu je využit sám studovaný impulz. Svazek je na děliči rozdělen na dva, vznikají tak dvě repliky studovaného impulzu. Překryvem replik, referenčního a signálního impulzu, vzniká autokorelační funkce. Pro případ, kdy v rovnici (2.1) $I_s(t) = I_r(t)$, je autokorelace vždy sudou funkcí a vykazuje časovou symetrii. Proto nelze rozlišit mezi směry časové osy měřeného autokorelačního signálu. Pro měření laserového kontrastu je toto klíčový faktor, jelikož je zásadně nutné z měření charakterizovat, zdali se naměřené struktury nacházejí před nebo za hlavním impulzem na časové ose. Autokorelátor třetího řádu pracuje na principu převodu jedné repliky impulzu na jeho druhou harmonickou frekvenci a teprve následně dochází ke směšování signálního impulzu a frekvenčně „zdvojeného“ referenčního impulzu v nelineárním prostředí a ke generování autokorelačního signálu. Pro referenční signál platí

$$I_2(\tau = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_r(t)I_r(t)dt \approx I_r^2(t). \quad (2.4)$$

V tom případě při generování autokorelačního signálu máme

$$I_3(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_s(t)I_r^2(t - \tau)dt, \quad (2.5)$$

což je autokorelace třetího řádu, která již nevykazuje symetrii na časové ose. Z toho důvodu je autokorelace třetího řádu vhodná pro měření laserového kontrastu, jelikož z autokorelační křivky lze vyčíst, zdali přítomné struktury jsou pre-impulzy nebo post-impulzy.



Obrázek 2.3. Autokorelace Gaussovského impulzu s post-impulzem (vložený graf). Autokorelace 2. řádu je podle předpokladu symetrická – sudá funkce $f(\tau)$, na rozdíl od autokorelace 3. řádu. Autokorelací 3. řádu lze stanovit, zdali je přítomná struktura pre-impulzu nebo post-impulzu.

Z obrázku Obrázek 2.3 je vidět, že autokorelace 2. řádu Gaussovského impulzu s post-impulzem je symetrická funkce a nelze rozlišit, zdali se jedná o pre-impulz či post-impulz. Autokorelace 3. řádu naopak vykazuje asymetrii při měření. Avšak veškeré přítomné struktury budou nevyhnutelně vytvářet signál na obou stranách autokorelační křivky. Signál na jedné straně od nulového zpoždění τ bude odpovídat skutečné pozici struktury na časové ose a hodnotě kontrastu. Pro opačné hodnoty zpoždění τ bude v grafu k vidění struktura s intenzitou odpovídající kvadrátu měřeného kontrastu.

2.3 Šíření záření prostředím

Světlo, stejně jako zbytek spektra elektromagnetického záření, je tvořeno elektromagnetickými vlnami. Toto vlnění se řídí zákonitostmi elektrodynamiky a máme-li chápat světlo jako vlnění, musíme dojít k vlnovým rovnicím, které toto vlnění charakterizují. Vyjdeme z Maxwellových rovnic. Ty zevrubně popisují jevy elektromagnetického pole.

V diferenciálním tvaru pro obecná prostředí zapíšeme Maxwellovy rovnice takto:

$$\nabla \times \vec{\mathcal{E}} - \frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} = 0, \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \vec{\mathcal{H}} + \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} = \vec{\mathcal{J}}, \quad (2.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{D}} = \rho, \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathcal{B}} = 0, \quad (2.9)$$

kde vektor $\vec{\mathcal{E}}$ je intenzita elektrického pole vlnění, $\vec{\mathcal{D}}$ je vektor elektrické indukce, $\vec{\mathcal{H}}$ je vektor magnetické intenzity pole a $\vec{\mathcal{B}}$ je vektor indukce magnetického pole. Zde je například vidět, že podle Maxwellových rovnic není pole magnetické indukce $\vec{\mathcal{B}}$ zřídlové a tedy neexistují magnetické monopóly.

Dále zavedeme vazby mezi veličinami polí $\vec{\mathcal{E}}$, $\vec{\mathcal{H}}$, $\vec{\mathcal{D}}$, $\vec{\mathcal{B}}$ a materiálovými veličinami $\vec{\mathcal{P}}$, $\vec{\mathcal{M}}$:

$$\vec{\mathcal{D}} = \varepsilon_0 \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{P}} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{\mathcal{E}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{\mathcal{E}}, \quad (2.10)$$

$$\vec{\mathcal{B}} = \mu_0 \vec{\mathcal{H}} + \vec{\mathcal{M}} = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{\mathcal{H}} = \mu_0 \mu_r \vec{\mathcal{H}}, \quad (2.11)$$

$$\vec{\mathcal{J}} = \sigma \vec{\mathcal{E}}, \quad (2.12)$$

kde $\vec{\mathcal{P}}$ je vektor polarizace prostředí (s tímto budeme v diplomové práci dále pracovat), $\vec{\mathcal{M}}$ je vektor magnetizace prostředí a $\vec{\mathcal{J}}$ je vektor hustoty elektrického proudu v prostředí. Materiálové parametry ε_r , χ_e , μ_r , χ_m a σ se často uvádí jako konstanty pro izotropní lineární prostředí, obecně jsou to však tenzory. ε_r je bezrozměrný tenzor relativní dielektrické permitivity, ve vakuu je jednotkový. χ_e je tenzor dielektrické susceptibility, tedy „vnímavosti“ daného materiálu na působící

elektrické pole. Dále μ_r je bezrozměrným tenzorem relativní magnetické permeability a χ_m je analogií tenzoru dielektrické susceptibility pro magnetická pole.

Záření procházející obecným prostředím splňuje tyto rovnice. Pro veličiny polí $\vec{\mathcal{E}}$, $\vec{\mathcal{H}}$, $\vec{\mathcal{D}}$, $\vec{\mathcal{B}}$ a materiálové veličiny $\vec{\mathcal{J}}$, $\vec{\mathcal{P}}$, $\vec{\mathcal{M}}$ zapsané v takovéto podobě platí, že se rychle mění v čase s oscilujícím elektromagnetickým polem.

2.3.1 Vlnová rovnice

Pokud na rovnici (2.6) aplikujeme operátor rotace a budeme do rovnice dosazovat z rovnic (2.7) – (2.12), dostaneme po záměně pořadí některých operátorů vlnovou rovnici v obecném tvaru:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla(\nabla \cdot \vec{\mathcal{P}}) + \nabla \times \frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{J}}}{\partial t} + \frac{\nabla \rho}{\varepsilon_0}. \quad (2.13)$$

Takovýto obecný zápis platí i pro prostředí nelineární. Levá strana popisuje vlnu šířící se vakuem a to bez disperze. Pravá strana rovnice je tzv. zdrojová, budící vlnění, které je tak určeno vlastnostmi prostředí. Nyní se budeme věnovat prostředí, která nejsou magnetická, $\vec{\mathcal{M}} = 0$, jsou bez volných nábojů, $\rho = 0$, a jsou homogenní, $\nabla(\nabla \cdot \vec{\mathcal{P}}) = 0$. Z rovnice tak eliminujeme některé členy na pravé straně. Zůstane

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}}{\partial t^2}. \quad (2.14)$$

Můžeme předpokládat harmonickou závislost vektoru polarizace $\vec{\mathcal{P}}$ na vstupním poli $\vec{\mathcal{E}}$ s hodnotou kruhové frekvence ω a když využijeme vzájemného vztahu podle rovnice (2.10), dostaneme

$$\vec{\mathcal{P}} = \vec{P} e^{-i\omega t} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} e^{-i\omega t}. \quad (2.15)$$

kde \vec{P} je amplituda výchylky polarizace a \vec{E} značí amplitudu výchylky pole elektrické intenzity vlnění. Dosazením z rovnice (2.15) do rovnice (2.14) a po několika úpravách dostaneme známou Helmholtzovu rovnici

$$\nabla^2 \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0, \quad (2.16)$$

kde k je nově zavedené vlnové číslo. Protože $\varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$, můžeme pro vlnové číslo psát, že $k = \frac{\omega}{v_f}$. Zde ω označuje kruhovou frekvenci, zde monochromatického, vlnění a v_f rychlost šíření fáze vlnění v daném prostředí. Což můžeme zapsat jako $v_f = \frac{c}{n}$. Malé n zde zastupuje index lomu prostředí závislý na vlnové délce záření ve vakuu λ_q jako $n = n(\lambda_q) = n_q$. Ve vlnovém čísle k se skrývají materiálové závislosti pravé strany rovnice (2.14). Rovnice (2.16) platí i pro prostředí s nulovou odezvou materiálu na procházející vlnění, kde $\chi_e = 0$ a tedy i pro šíření vlnění vakuem. Obecně je však k pro prostorovou vlnu vektorem a je dán prostorovou derivací fáze $\phi = \omega t - \vec{k}\vec{r}$ jako

$$\vec{k} = \left(-\frac{\partial\phi}{\partial x}, -\frac{\partial\phi}{\partial y}, -\frac{\partial\phi}{\partial z} \right) = -\nabla\phi. \quad (2.17)$$

I přes tuto definici vlnového vektoru \vec{k} však zůstává jeho velikost rovna vlnovému číslu a tedy

$$|\vec{k}| = \frac{\omega}{v_f} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (2.18)$$

Stejně jako při popisu rychlosti šíření fáze, můžeme i zde popsat vlnovou délku záření procházejícího určitým prostředím jako $\lambda = \frac{\lambda_q}{n_q}$, kde λ_q je vlnová délka záření ve vakuu.

Řešením Helmholtzovy, ale i vlnové rovnice, může být tzv. rovinná harmonická vlna. I když takováto vlna je pouze matematickým konstruktem, její role v řešení složitějších problémů je významná. Každou existující vlnu lze totiž zapsat jako superpozici harmonických vln. Definujeme jí jako nekonečně rozlehlou monochromatickou vlnu, jejíž fyzikální vlastnosti nezávisí na souřadnicích kolmých na směr šíření vlny, zpravidla podél osy z . Oblast – plocha konstantní fáze vlny, tedy kde $\phi = \omega t - \vec{k}\vec{r} = konst.$, se nazývá vlnoplochou. Pro rovinnou vlnu je, jak už název napovídá, touto plochou rovina. Vlnový vektor \vec{k} má směr vždy kolmý na tuto vlnoplochu. Vlnovou funkci rovinné harmonické vlny, sířící se ve zvoleném souřadnicovém systému podél osy z , zapíšeme v komplexní notaci jako

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \Re \left\{ \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi)} \right\}, \quad (2.19)$$

kde \vec{E}_0 je amplituda intenzity elektromagnetického pole vlny, ω je kruhová frekvence vlnění, \vec{k} je vlnový vektor a \vec{r} je polohový vektor. Jako φ označme počáteční fázi vlnění. Výhodou zápisu v komplexní notaci je fakt, že se vyhneme komplikovaným výpočtům s goniometrickými funkcemi. Nesmíme však zapomenout, že pouze reálná část v komplexní notaci popisuje oscilace pole elektrické intenzity.

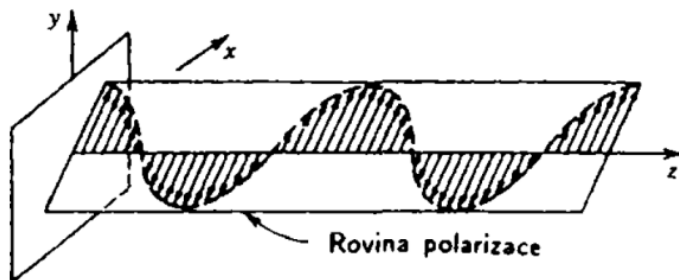
2.3.2 Polarizační vlastnosti vlny

Polarizace elektromagnetické vlny je určena orientací vektoru intenzity elektrického pole $\vec{E}(\vec{r}, t)$. Pro monochromatické záření se tři složky vektoru $\vec{E}(\vec{r}, t)$ sinusově mění s časem. Jejich amplitudy a fáze jsou přitom obecně různé, takže se v každém místě \vec{r} pohybuje koncový bod vektoru $\vec{E}(\vec{r}, t)$ v rovině, v níž opisuje elipsu. V paraxiální optice se světlo šíří ve směrech, které leží v úzkém kuželi, jehož osa je totožná s optickou osou (osou z). Vlny lze přibližně považovat za transversální elektromagnetické vlny (TEM), a vektor intenzity elektrického pole leží tedy přibližně v rovině kolmé k ose z (v rovině xy) [27]. Transverzální složky výsledného pole \vec{E} harmonické vlny zapíšeme jako

$$\vec{E}_x = \vec{E}_{0x} e^{-i\phi} \quad (2.20)$$

$$\vec{E}_y = \vec{E}_{0y} e^{-i(\phi+\delta)}. \quad (2.21)$$

Výše uvedené rovnice jsou vlastně parametrické rovnice elipsy. Obecně je tedy vlna elipticky polarizovaná. Je-li jedna ze složek nulová (\vec{E}_{0x} nebo \vec{E}_{0y}) nebo je-li fázový rozdíl $\delta = 0, \pi$; záření kmitá jen v jedné rovině. V případě fázového rozdílu $\delta = 0, \pi$ dostáváme z (2.20) a (2.21) rovnici přímky se směrnici $\pm \frac{\vec{E}_{0y}}{\vec{E}_{0x}}$, kde „+“ je pro $\delta = 0$ a „-“ pro $\delta = \pi$. Elipsa tak degeneruje na přímku a vlna lineárně polarizovaná.



Obrázek 2.4. Lineárně polarizovaná vlna. Převzato z [27].

2.3.3 Generace ultrakrátkých impulzů

Lasery obecně jsou tvořeny otevřeným laserovým rezonátorem, aktivním prostředím, čerpacími zdroji a případně přídavným chlazením. Čerpacími zdroji ani chlazením se nebudeme zabývat. Pro přiblížení schopnosti laseru generovat ultrakrátké impulzy budou důležité vlastnosti aktivního prostředí a laserového rezonátoru.

Laserový rezonátor se skládá z diskretních prvků. Jsou to minimálně dvě zrcadla. Ta ohraničující laserový rezonátor nazýváme zrcadly koncovými. Elektromagnetické vlnění šířící se laserovým rezonátorem se musí po jednom oběhu replikovat samo na sebe. Pro harmonické vlny toto splňují pouze některé frekvence, ty pak označujeme za rezonanční frekvence rezonátoru nebo také jako podélné módy rezonátoru. Pouze tyto frekvence vlnění se rezonátorem šíří s tzv. mezimódovou vzdáleností ν_F , jinak také nazývanou „volný spektrální rozsah“ (z angl. *Free spectral range*), a můžeme ji pro záření oscilující v základním příčném Gaussovském módu TEM_{00} zjednodušeně zapsat jako

$$\nu_F = \frac{c}{2L}, \quad (2.22)$$

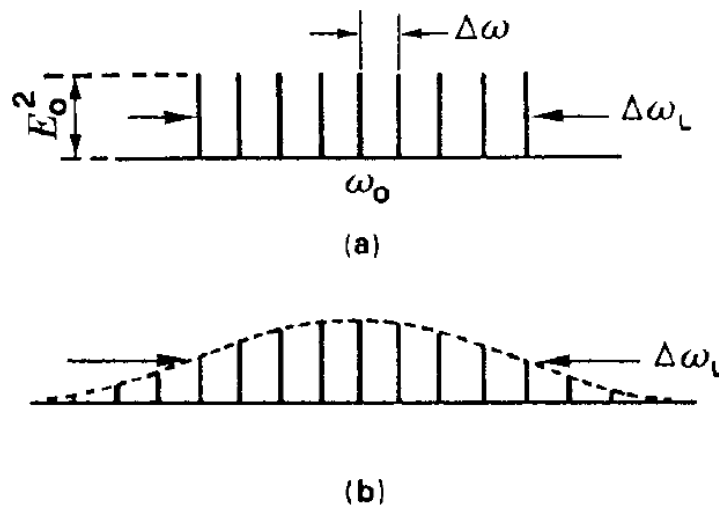
kde L je optická délka rezonátoru, na které volný spektrální rozsah přímo závisí a c je rychlost světla v daném prostředí. Na výstupu z laseru tak můžeme obdržet mnoho diskretních frekvencí. Počet těchto rezonančních frekvencí na výstupu z rezonátoru s vloženým aktivním prostředím je omezen samotným aktivním prostředím. Každé aktivní prostředí je charakterizováno luminiscenční čarou. Luminiscenční čára má svou centrální frekvenci ν_0 , na které je dosaženo maxima intenzity emitovaného záření. Dále je charakterizována tzv. šířkou luminiscenční čáry $\Delta\nu$, což je interval frekvencí, kde je dosaženo alespoň poloviny maxima intenzity emitovaného záření. Kvůli ztrátám v rezonátoru je podporována pouze část luminiscenční čáry, té pak říkáme oscilující spektrální čára.

Víme, že Fourierova transformace Diracovy δ -funkce je jednotková funkce. Tedy $\mathcal{F}[\delta(\omega)] = A(t) = 1$ pro všechna t . Z toho plyne, že monofrekvenční harmonické vlnění má neohraničené trvání a předpokládá nekonečnou vlnu. Pro

generování ultrakrátkého impulsu, což je impuls s dobou trvání stejnou nebo menší než jednotky pikosekund, je tedy potřeba složit více podélných módů rezonátoru. Šířka oscilující spektrální čáry aktivního prostředí a optická délka rezonátoru určují společně počet oscilujících podélných módů M podle

$$M = \frac{\Delta\nu_L}{\nu_F} = \frac{2L}{c} \Delta\nu_L = \frac{2L}{\lambda_{0q}^2} \Delta\lambda_L, \quad (2.23)$$

kde $\Delta\nu_L = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$ je šířka spektrální čáry odpovídající $\Delta\lambda_L$, ν_F je volný spektrální rozsah, L je optická délka rezonátoru a λ_{0q} je centrální vlnová délka spektrální čáry aktivního prostředí [28], odpovídající frekvenci ν_{0q} .



Obrázek 2.5. Spektrální intenzita podélných módů a) se stejnou amplitudou, b) s Gaussovským rozložením amplitud. Převzato z [12].

Budeme nyní předpokládat, že je splněna podmínka pro svázání podélných módů rezonátoru. Ta je vyjádřena konstantním rozdílem fází ϕ (z $\vec{E}_q e^{-i\phi_q}$) q -tého a $(q-1)$ -tého podélného módu jako

$$\phi_q - \phi_{q-1} = \phi, \quad (2.24)$$

kde ϕ je konstanta. Fáze podélných módů o různých frekvencích tak mají pevně danou vzdálenost, což je v nějakém bodě podél směru šíření předurčuje ke konstruktivní superpozici jejich amplitud a generaci ultrakrátkých a intenzivních

impulzů, ekvidistantně vzdálených od sebe v čase. Budeme-li aproximovat každý podélný mód rovinnou vlnou, můžeme celkovou vlnovou funkci pole $\vec{\mathcal{E}}(t)$ vyjádřit ve tvaru součtu příspěvků amplitud jednotlivých podélných módů [29] jako

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \Re \left\{ \sum_q \vec{E}_q e^{-i[2\pi\nu_q t + \varphi_q]} \right\} \quad (2.25)$$

kde $\nu_q = \nu_0 + q\nu_F$, přičemž $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \frac{M}{2}$, je frekvence a \vec{E}_q je amplituda odpovídajícího podélného módů q . Po sečtení sumy přes q dostáváme, že celkové elektrické pole vlny je

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \Re \left\{ \vec{E}_0 \frac{\sin[M\pi\nu_F t]}{\sin[\pi\nu_F t]} e^{-i\omega_0 t} \right\}. \quad (2.26)$$

Zde jsme předpokládali, že amplitudy \vec{E}_q jednotlivých podélných módů q mají tutéž velikost \vec{E}_0 a že mají stejnou počáteční fázi, zde pro zjednodušení výpočtu nulovou. Pro optickou intenzitu impulsu složeného z harmonických vln podélných módů rezonátoru o stejných amplitudách, která je úměrná $I(\vec{r}, t) \sim |\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)|^2 = \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) \cdot \vec{\mathcal{E}}^*(\vec{r}, t)$, dostáváme

$$I(t) \sim |\vec{E}_0|^2 \frac{\sin^2[M\pi\nu_F t]}{\sin^2[\pi\nu_F t]}. \quad (2.27)$$

Budeme nyní předpokládat Gaussovské rozložení spektrální intenzity podélných módů a složíme z nich elektromagnetický impuls. Amplituda q -tého podélného módů tedy bude [12]

$$\vec{E}_q = \vec{E}_0 e^{-2\left(\frac{q\omega_F}{\Delta\omega_L}\right)^2 \ln 2} \quad (2.28)$$

kde ω_F je kruhová frekvence zastupující volný spektrální rozsah a $\Delta\omega_L$ je šířka spektrální čáry aktivního laserového prostředí měřená na polovině maxima spektrální čáry. Potom celkové elektrické pole vlny oscilující laserovým rezonátorem v režimu synchronizace módů můžeme zapsat jako

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \Re \left\{ \sum_q \vec{E}_0 e^{-2\left(\frac{q\omega_F}{\Delta\omega_L}\right)^2 \ln 2} e^{-i(\omega_q t + \varphi_q)} \right\} \quad (2.29)$$

kde ω_q je kruhová frekvence a $\varphi_q = \varphi_0 + q\varphi$ je počáteční fáze příslušného podélného módu q .

Dále zavedeme nový „čárkovaný“ čas t' jako

$$\omega_F t + \varphi = \omega_F t'. \quad (2.30)$$

Vlnová funkce teď vypadá takto

$$\vec{\mathcal{E}}(t, t') = \Re \left\{ \vec{E}_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi_0)} \sum_q e^{-2\left(\frac{q\omega_F}{\Delta\omega_L}\right)^2 \ln 2} e^{-iq\omega_F t'} \right\}. \quad (2.31)$$

Pokud nyní výše uvedenou sumu aproximujeme integrálem, přejdeme ke spojitému rozložení spektrální intenzity. To můžeme udělat neboť $\omega_F \ll \Delta\omega_L$. Integrál v následující rovnici

$$\vec{\mathcal{E}}(t, t') = \Re \left\{ \vec{E}_0 e^{-i(\omega_0 t + \varphi_0)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_L}\right)^2 \ln 2} e^{-i\Delta\omega t'} d\Delta\omega \right\} \quad (2.32)$$

je vlastně Fourierovou transformací Gaussovy rozdělovací funkce pro amplitudy podélných módů (2.28). Proměnná $\Delta\omega$ odpovídá $q\omega_F$ ve spojitém spektru oscilujících frekvencí a udává vzdálenost od centrální kruhové frekvence ω_0 . Integrováním a s užitím rovnice (2.30) se dostaneme zpět k času t a vlnovou funkci elektromagnetického impulzu zapíšeme jako

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \Re \left\{ \vec{E}_0 \frac{\Delta\omega_L}{2\sqrt{\ln 2}} e^{-i(\omega_0 t + \varphi_0)} e^{-\frac{\Delta\omega_L^2 t^2}{8\ln 2}} \right\} \quad (2.33)$$

za předpokladu, že φ_q se rovnají, což zjednodušuje zpětný přechod k „nečárkovanému“ času t .

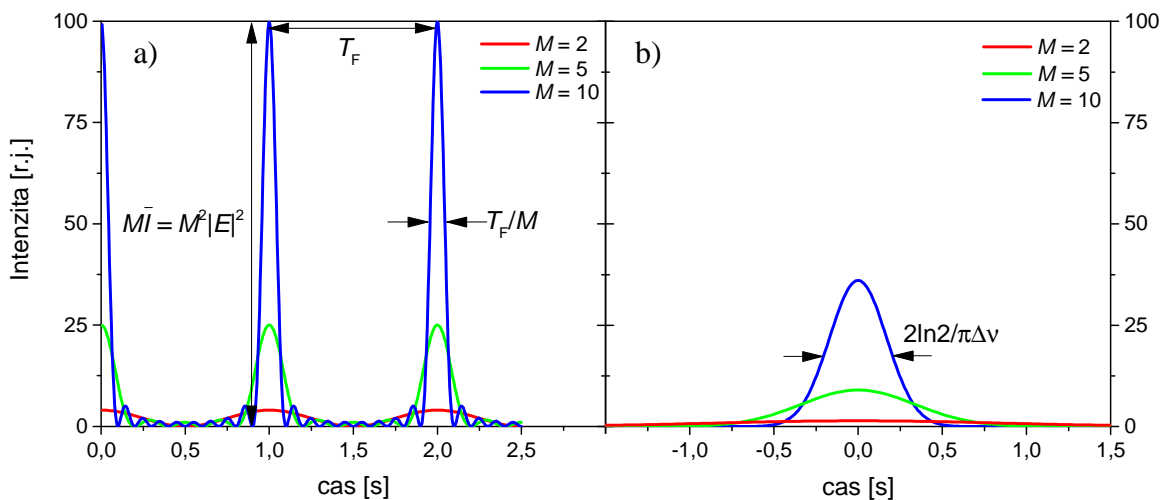
Nakonec, analogicky jako u harmonických vln se stejnými amplitudami, máme intenzitu impulzu

$$I(t) \sim |\vec{E}_0|^2 \left(\frac{\Delta\omega_L}{2\sqrt{\ln 2}} \right)^2 e^{-2\frac{\Delta\omega_L^2 t^2}{8\ln 2}}. \quad (2.34)$$

To je ekvivalentní se zápisem pro intenzitu elektromagnetického impulzu úměrného výše uvedenému exponentu v [12] a v [13] pro Gaussovský impulz.

Následující obrázek 2.6 graficky dokumentuje závislost špičkové intenzity záření impulzu a doby trvání impulzu na počtu svázaných módů M . Je z něj patrné, že pro dosažení vyšší špičkové intenzity záření je vhodné mít v laserovém rezonátoru oscilující spektrum ve tvaru obdélníku. Tedy s rovnajícími se velikostmi

amplitud všech podélných módů. Značnou nevýhodou je však přirozená generace pre-impulzů při užití tohoto tvaru spektra. Z tohoto důvodu by se tedy pro generování elektromagnetických impulzů mělo používat Gaussovské amplitudové spektrum. To vytváří Gaussovský impuls v čase bez generace pre-impulzů. Na druhou stranu má širší piedestal a náběžná hrana impulsu není tak ostrá jako v předchozím případě. Tyto nedostatky lze však ovlivnit a kompenzovat. Největším problémem impulsu s Gaussovským spektrem je ořezávání okrajů spektra na mřížkách v optickém kompresoru laserového systému s CPA zesilováním. Výsledkem je, že spektrum impulsu není již Gaussovské, avšak není ani tvaru obdélníka, nýbrž něco mezi tím. Následkem čehož není vyloučeno generování pre-impulzů a snížení kontrastu v laserovém systému.



Obrázek 2.6. Impuls generovaný synchronizací podélných módů pro $M = 5, 10, 20$ podélných módů se stejnou počáteční fází φ a) se stejnou amplitudou a b) Gaussovským rozložením spektrální intenzity.

2.4 Nelineární optika

S vynálezem laseru se otevřely dveře do oblasti vysokých intenzit záření, umožňující zkoumání nových optických jevů. Následkem vysokých intenzit elektrického pole v materiálu, jsou pozmeněny jeho optické vlastnosti, které již nemůžeme považovat za konstantní. Namísto toho jsou funkcí optické intenzity. Začátek éry nelineární optiky se datuje k prvnímu experimentu s generováním druhé harmonické frekvence (kde výstupní $\omega_2 = 2\omega_1$ vstupní) v experimentu Frankena a spol. [30].

Kromě elektronů, jsou to i těžší atomová jádra a molekuly, jenž přispívají k materiálové odezvě na přítomné pole $\vec{\mathcal{E}}$. V tom případě, odezva prostředí již není okamžitá a materiál vykazuje „paměť“. Polarizace prostředí je tak také závislá na v minulosti působícím elektromagnetickém poli a je dána jako

$$\vec{\mathcal{P}}(t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_e(t-t') \vec{\mathcal{E}}(t') dt', \quad (2.35)$$

což je konvoluce elektrického pole a časově závislé susceptibility, přičemž $\chi_e(t-t') = 0$ pro $t-t' < 0$. To zajišťuje, že polarizace $\vec{\mathcal{P}}$ splňuje princip kauzality na poli $\vec{\mathcal{E}}$. Naštěstí, nerezonanční interakce záření s látkou lze popsat okamžitou odezvou i při excitaci impulzy s dobou trvání v řádu 10^{-14} s [13]. Okamžitá odezva prostředí může být zapsána jako $\chi_e(t-t') = \chi_e \cdot \delta(t-t')$. Po dosazení, získáme z (2.35) okamžitou polarizaci prostředí podle

$$\vec{\mathcal{P}}(t) = \varepsilon_0 \chi_e \vec{\mathcal{E}}(t), \quad (2.36)$$

kde susceptibilita χ_e je nyní tenzor konstantních prvků. Fakt, že $\chi_e(t) = \chi_e \cdot \delta(t) \xrightarrow{\mathcal{F}} \chi_e(\omega) = \chi_e$, značí nezávislost tenzoru elektrické susceptibility na frekvenci ω , prostředí tedy není disperzní. Rozvineme polarizaci prostředí $\vec{\mathcal{P}}$ do Maclaurinovy řady podle pole $\vec{\mathcal{E}}$ a upravíme. Pro nelineární, bezztrátová a bezdisperzní prostředí, kde $\chi_e^{(q)}$ je tenzor $(q+1)$ -tého řádu a platí, že

$$\vec{\mathcal{P}}(t) = \sum_q \varepsilon_0 \chi_e^{(q)} \vec{\mathcal{E}}^q(t) = \vec{\mathcal{P}}^{(1)} + \vec{\mathcal{P}}^{(2)} + \dots \quad (2.37)$$

V případě, kdy jsou vyšší řády rozvoje zanedbány (pro $q \geq 2$), polarizace prostředí $\vec{\mathcal{P}}$ v rovnici (2.14) závisí lineárně na intenzitě elektrického pole $\vec{\mathcal{E}}$ vstupní vlny. Mluvíme pak o lineární optice. Pro izotropní prostředí platí v lineární optice klasické zákony optiky jako zákon odrazu a Snellův zákon lomu.

Pokud je intenzita záření dostatečně velká, nemůžeme již vyšší řády rozvoje vektoru polarizace prostředí $\vec{\mathcal{P}}$ zanedbat. Pro odvození vlnové rovnice v nelineárním prostředí využijeme jiný zápis polarizace prostředí, konkrétně

$$\vec{\mathcal{P}} = \vec{\mathcal{P}}_L + \vec{\mathcal{P}}_{NL} \quad (2.38)$$

kde $\vec{\mathcal{P}}_L$ polarizace závislá lineárně na intenzitě elektrického pole vstupní vlny a $\vec{\mathcal{P}}_{NL}$ je polarizace závislá nelineárně na vstupním poli. Vydeme z rovnice (2.14) a dosadíme do ní rovnici (2.38) s přihlédnutím k rovnici (2.10). Dostaneme vlnovou rovnici v nelineárním prostředí

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \frac{\varepsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (2.39)$$

kde $\varepsilon^{(1)}$ je permitivita prostředí pro nízké intenzity záření, tedy pro lineární prostředí, a obecně jedná se o tenzor druhého řádu (pro izotropní prostředí můžeme mluvit o materiálové „konstantě“). Rovnici (2.39) si můžeme vyložit jako nehomogenní vlnovou rovnici, ve které je polarizace $\vec{\mathcal{P}}_{NL}$ sdružena s nelineární odezvou prostředí generující elektrické pole $\vec{\mathcal{E}}$. Jelikož je výraz $\frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}_{NL}}{\partial t^2}$ měřítkem zrychlení nabitých částic v prostředí, je rovnice (2.39) konzistentní s Larmorovým zákonem elektromagnetismu o generaci záření akcelerujícími nosiči náboje [31].

Ve většině případů nelineární optiky, lze celkové elektrické pole vlnění považovat za superpozici monochromatických vln. To zapíšeme jako

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_q \vec{E}_q e^{-i(\omega_q t - \vec{k}_q \vec{r})} + ksv, \quad (2.40)$$

kde \vec{k}_q je vlnový vektor příslušné vlny \vec{E}_q o kruhové frekvenci ω_q a ksv je zkratka pro komplexně sdruženou vlnu. V dalším oddílu toto s výhodou použijeme.

2.4.1 Generování součtové frekvence

Součtovou frekvenci budeme generovat v prostředí bez absorpce s nenulovou nelinearitou druhého řádu $\chi_e^{(2)}$. Je to tenzor 3. řádu o $12 \times 3 \times 9 = 324$ frekvenčně nezávislých prvcích. Symetrie tenzoru, bezztrátovost prostředí a fakt, že generace součtové frekvence (i druhé harmonické) je parametrický jev a tedy $\chi_e^{(2)}$ má jen reálné prvky, nám dovoluje redukovat počet prvků matice na tenzor o $3 \times 3 \times 3 = 27$ prvcích. Z předchozího oddílu víme, že celkovou vlnu lze považovat za superpozici monochromatických vln, viz rovnice (2.40). Předpokládejme nyní, že na prostředí působí pole složené ze dvou komponent šířících se obecným směrem jako

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\vec{E}_1 e^{-i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r})} + \vec{E}_2 e^{-i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r})} + ksv \right]. \quad (2.41)$$

Druhý řád polarizace, první řád nelineární polarizace má podle (2.37) tvar $\vec{\mathcal{P}}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi_e^{(2)} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)^2$. Po dosazení z rovnice (2.41) dostáváme druhý řád polarizace ve tvaru

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{P}}^{(2)} = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi_e^{(2)} & \left[\vec{E}_1^2 e^{-2i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r})} + \vec{E}_2^2 e^{-2i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r})} + 2\vec{E}_1 \vec{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)\vec{r}} \right. \\ & \left. + 2\vec{E}_1^* \vec{E}_2^* e^{i(\omega_1 + \omega_2)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)\vec{r}} + 2\vec{E}_1 \vec{E}_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{r}} + ksv + \dots \right]. \end{aligned} \quad (2.42)$$

Za povšimnutí stojí první dva členy hranaté závorky. Ty, spolu s jejich komplexně sdruženými vlnami, popisují generaci druhých harmonických frekvencí příslušných polí o frekvencích $2\omega_1$ a $2\omega_2$. Dále také poslední člen, zodpovědný za generaci rozdílové frekvence příslušných vstupních vln. Pro generaci součtových frekvencí (angl. *Sum Frequency Generation*) použijeme člen

$$\vec{\mathcal{P}}_{\text{SFG}}^{(2)} = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi_e^{(2)} \left[2\vec{E}_1 \vec{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)\vec{r}} + 2\vec{E}_1^* \vec{E}_2^* e^{i(\omega_1 + \omega_2)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)\vec{r}} \right]. \quad (2.43)$$

Řešení rovnice 2.39 budeme předpokládat ve tvaru rovinné vlny jako

$$\vec{\mathcal{E}}_3(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left(\vec{E}_3 e^{-i(\omega_3 t - \vec{k}_3 \vec{r})} + \vec{E}_3^* e^{i(\omega_3 t - \vec{k}_3 \vec{r})} \right). \quad (2.44)$$

kde ω_3 je kruhová frekvence a $|\vec{k}_3| = \frac{n_3 \omega_3}{c}$ je vlnový vektor vlny $\vec{\mathcal{E}}_3$. Dosadíme nyní rovnice (2.43) a (2.44) do vlnové rovnice v nelineárním prostředí (2.39) pro

šíření vlny v obecném směru. Obvykle můžeme zanedbat některé členy při výpočtu za předpokladu, že amplituda vlny se pomalu mění v čase a prostoru. Vlnění tak aproximujeme vlnou s pomalu se měnící amplitudou a platí [31]

$$\left| \frac{\partial^2 \vec{E}_3}{\partial x_q^2} \right| \ll \left| k_{3q} \frac{\partial \vec{E}_3}{\partial x_q} \right| \quad (2.45)$$

a

$$\left| \frac{\partial^2 \vec{E}_3}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega_3 \frac{\partial \vec{E}_3}{\partial t} \right|, \quad (2.46)$$

pro $q = 1, 2, 3$. Získáme tak tzv. rovnici vázaných vln pro \vec{E}_3 ve vektorovém tvaru pro krátký impuls šířící se v obecném směru

$$\vec{k}_3 \cdot \nabla \vec{E}_3 + \frac{n_3}{c} |\vec{k}_3| \frac{\partial \vec{E}_3}{\partial t} = \frac{i\chi_e^{(2)}}{2c^2} (\omega_1 + \omega_2)^2 \vec{E}_1 \vec{E}_2 e^{i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \cdot \vec{r}} e^{-i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t}, \quad (2.47)$$

Šíření vln \vec{E}_1 a \vec{E}_2 byla navíc omezena podmínkou, že jejich amplitudy nejsou funkcí času ani prostoru, tzv. aproximace konstantní intenzity I_1 a I_2 čerpacích záření (angl. *non-depleted pump approximation*).

V literatuře [12][13][31][32][33][34] se můžeme setkat s takzvanými d – koeficienty. Ty tvoří matici obdobně jako tenzor susceptibility $\chi_e^{(2)}$. Vzájemný vztah susceptibility a d – koeficientů je dán podle $d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{eijk}^{(2)}$, kde indexy i, j, k značí konkrétní prvek z matice $3 \times 3 \times 3$. Za předpokladu Kleinmannovi symetrie, kdy permutace indexů i, j, k nezávisí na pořadí frekvencí $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, zapíšeme tenzor d_{ijk} ve zkrácené notaci, kdy indexy $jk = l$. Dostáváme tak matici d_{il} o 3×6 prvcích. Pro konkrétní zvolené uspořádání, např. kolineární generace součtové frekvence v konkrétním nelineárním médiu, lze zavést tzv. efektivní d – koeficient, d_{ef} . Je kombinací jednoho nebo více prvků matice d_{il} vynásobenými příslušnými trigonometrickými funkcemi úhlů θ a φ , které určují směr šíření vlny v nelineárním médiu [12][33]. Úhel θ je měřený od osy z , úhel φ je měřený od osy x . Jedná se tedy o projekci prvků matice d_{il} do směru šíření vlny pro konkrétní uspořádání. Rovnice vázaných vln pro \vec{E}_3 ve tvaru pro krátký impuls je tak redukována na skalární rovnici [34]

$$\frac{\partial E_3}{\partial z} + \frac{n_3}{c} \frac{\partial E_3}{\partial t} = \frac{id_{ef}}{k_3 c^2} (\omega_1 + \omega_2)^2 E_1 E_2 e^{i(k_1 + k_2 - k_3)z} e^{-i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t}. \quad (2.48)$$

Argument posledního členu pravé strany rovnice (2.47) i (2.48), závislý na čase, vyjadřuje zákon zachování energie, konkrétně $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = 0$. Z toho jasně vidíme, že při generování součtové frekvence je $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Generování součtové frekvence je parametrický jev. Pro další výpočty je zajímavější zákon zachování hybnosti v podání

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 = \Delta\vec{k}, \quad (2.49)$$

kde $|\Delta\vec{k}|$ vyjadřuje míru rozladění fázové synchronizace. V ideálním případě bude $|\Delta\vec{k}| = 0$ a bude dosaženo perfektního fázového synchronismu účastnících se vln.

2.4.2 Generování druhé harmonické frekvence

Protože v autokorelátoru třetího řádu budeme generovat i druhou harmonickou frekvenci (angl. *Second Harmonic Generation*) vstupní vlny, zaměříme se i na mechanismus generování právě této druhé harmonické frekvence. Pole působící na prostředí má tvar

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left(\vec{E}_1 e^{-i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r})} + ksv \right). \quad (2.50)$$

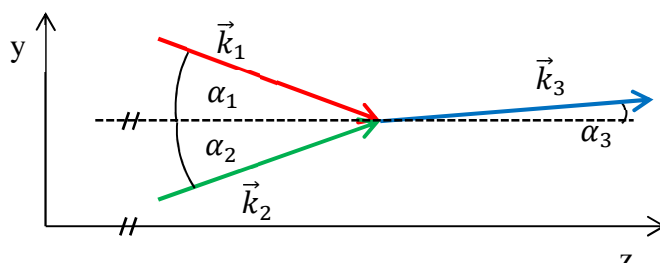
Po dosazení prvního členu v rovnici (2.42) + ksv . ($\vec{\mathcal{P}}_{\text{SHG}}^{(2)}$) do vlnové rovnice (2.39) získáme, analogickým postupem jako při generování součtové frekvence, rovnici vázaných vln pro generování druhé harmonické frekvence ve tvaru

$$\vec{k}_2 \cdot \nabla \vec{E}_2 + \frac{n_2}{c} |\vec{k}_2| \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t} = \frac{i\chi_e^{(2)}}{c^2} \omega_1^2 \vec{E}_1^2 e^{i(2\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{r}} e^{-i(2\omega_1 - \omega_2)t}. \quad (2.51)$$

Opět jsem zde použil stejných předpokladů a zjednodušení jako při odvozování rovnice vázaných vln pro generování součtové frekvence ω_3 . A opět, aby byl dodržen zákon zachování energie, je argument posledního členu pravé strany rovnice (2.51) roven nule, takže $2\omega_1 = \omega_2$. Jak bylo řečeno v předchozím oddílu, pro další bude zajímavější argument $2\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \Delta\vec{k}$ vyjadřující zákon zachování hybnosti.

2.4.3 Metody pro dosažení fázového synchronismu

Vlnové vektory \vec{k}_q , kde $q = 1,2,3$, budeme nyní šířit rovinou yz v obecném prostředí.



Obrázek 2.7. Vlnové vektory v rovině yz v nelineárním médiu.

Pokud bude směr vektorů \vec{k}_q v rovině obecně různý od osy z , bude jeho projekce do osy z rovna

$$\vec{k}_q = k_q(\sin \alpha_q, \cos \alpha_q), \quad (2.52)$$

kde k_q je vlnové číslo příslušné rovinné harmonické vlny \vec{E}_q a α_q je úhel v médiu, pod kterým se vlnění \vec{E}_q šíří vůči zvolené ose z .

V tom případě z rovnice (2.49) pro generaci součtové frekvence platí, že

$$\Delta k_z = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z} = n_1 \frac{2\pi}{\lambda_1} \cos \alpha_1 + n_2 \frac{2\pi}{\lambda_2} \cos \alpha_2 - n_3 \frac{2\pi}{\lambda_3} \cos \alpha_3 \quad (2.53)$$

a

$$\Delta k_y = k_{1y} + k_{2y} - k_{3y} = n_1 \frac{2\pi}{\lambda_1} \sin \alpha_1 + n_2 \frac{2\pi}{\lambda_2} \sin \alpha_2 - n_3 \frac{2\pi}{\lambda_3} \sin \alpha_3. \quad (2.54)$$

kde n_q jsou indexy lomu prostředí příslušející vlnovým délkám λ_q udávaným pro vakuum. V autokorelátoru třetího řádu po sobě generujeme nejdříve druhou harmonickou frekvenci ω_2 a poté součtovou frekvenci, která je třetí harmonickou frekvencí ω_3 vstupního záření o fundamentální frekvenci ω_1 . Platí $\lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3$ nebo jinak, že $\omega_1 = \frac{\omega_2}{2} = \frac{\omega_3}{3}$. Položíme-li rovnici (2.54) rovnu nule získáme, s přihlédnutím k Snellově zákonu lomu a ke vzájemným vztahům mezi vlnovými

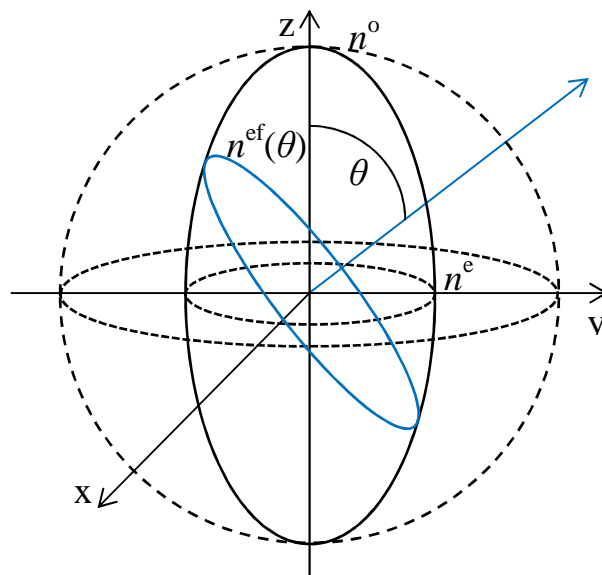
délkami, rovnici vyjadřující závislost výstupního úhlu α'_3 vlnění $\vec{\mathcal{E}}_3$ z nelineárního média na vstupních úhlech α'_1 a α'_2 vln $\vec{\mathcal{E}}_1$ a $\vec{\mathcal{E}}_2$

$$\sin \alpha'_1 + 2 \sin \alpha'_2 - 3 \sin \alpha'_3 = 0. \quad (2.55)$$

Pro splnění zákona zachování hybnosti a maximalizace pravé strany rovnice (2.47) budeme požadovat, aby $|\Delta \vec{k}| = 0$. z toho vyplývá, že i jeho složky musí být nulové, konkrétně $\Delta k_z = \Delta k_y = 0$. Rovnice (2.53) a (2.54) položíme rovny nule, umocníme na druhou a sečteme. Po úpravách dostaneme

$$n_1^2 + 4n_2^2 + 4n_1n_2 \cos(\alpha_1 + \alpha_2) = 9n_3^2. \quad (2.56)$$

Tato rovnice nemá řešení za předpokladu normální chromatické disperze pro vlnové délky z optického intervalu v izotropním médiu. Proto musíme ke splnění podmínky fázového synchronismu použít médium anizotropní, v němž budou vlny interagovat. Takovýmto anizotropním médiem může být dvojlomný krystal. Dvojlomným je takový materiál, jehož index lomu závisí na směru polarizace záření, které se jím šíří. Při dopadu nepolarizovaného světla, se poté krystalem šíří dvě ortogonální, lineárně polarizované vlny, každá s jinou fázovou rychlostí v_f . Dvojlomné krystaly mohou být jak jednoosé, tak dvouosé. Také mohou být negativní, kdy $n_e < n_o$, nebo pozitivní, kdy $n_e > n_o$. Pro jednoduchost se v této práci budeme zabývat krystaly jednoosými.



Obrázek 2.8. Indexový elipsoid negativního jednoosého krystalu.

V jednoosém krystalu se je jedna z vln, nazývaná vlnou řádnou, šíří v prostředí s indexem lomu nezávislým na směru šíření vlny. Tomuto indexu lomu se říká řádný index lomu, značí se n^o . Naopak vlna s ortogonální polarizací, mimořádná vlna, se šíří v prostředí s efektivním indexem závislým na směru šíření vlny $n^{ef}(\theta)$.

Efektivní index lomu závisí na úhlu θ podle

$$\frac{1}{n_q^{ef}(\theta)} = \sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{n_q^o{}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_q^e{}^2}}, \quad (2.57)$$

kde $n_q^o = n^o(\lambda_q)$ a $n_q^e = n^e(\lambda_q)$ podle Sellmeierových rovnic pro daný materiál.

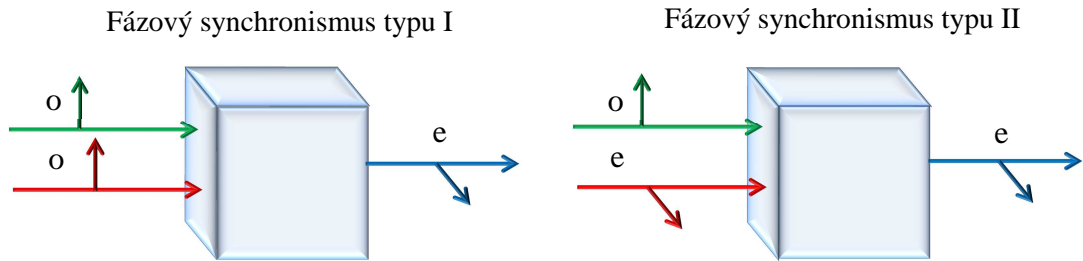
Úhel θ charakterizuje směr šíření relativně k optické ose krystalu. Optická osa je myšlená osa procházející médiem, kde $n^o = n^{ef}(0)$. Záření polarizované kolmo na rovinu tvořenou optickou osou a vlnovým vektorem \vec{k} je vlnou řádnou. Záření s polarizací rovnoběžnou s touto rovinou je vlnou mimořádnou. Jelikož je nelineární susceptibilita $\chi^{(2)}$ tenzor vyššího řádu a může směřovat vlny s ortogonální polarizací, je v anizotropním médiu možné splnit podmínky pro fázový synchronismus pro řádnou a mimořádnou vlnu [34]. Navíc, abychom dosáhli fázového synchronismu užitím dvojlomného krystalu, musí být rovina polarizace vlnění s nejvyšší frekvencí ω_3 orientovaná tak, že se vlnění šíří prostředím s nejnižším možným indexem lomu. Pro případ negativního jednoosého krystalu potřebná polarizace odpovídá polarizaci mimořádné vlny [31]. Pokud je fázového synchronismu dosaženo úhlovým nastavením krystalu – změnou úhlu θ , mluvíme o kritickém fázovém synchronismu [35]. Součtová vlna \vec{E}_3 se tak v negativním jednoosém krystalu šíří prostředím s úhlově závislým efektivním indexem $n_3^{ef}(\theta)$. Midwinter a Warner definovali fázový synchronismus typu I a typu II na základě polarizace vstupních vln [36]. Vstupují-li do média vlny \vec{E}_1 a \vec{E}_2 se stejnou polarizací, jedná se o fázový synchronismus typu I. Tři interagující vlny tak mají v negativním jednoosém krystalu po řadě polarizaci řádnou (o – angl. *ordinary*), řádnou (o), mimořádnou (e – angl. *extraordinary*). Naopak vstupují-li do média s polarizací na sebe kolmou, jedná se o fázový synchronismus typu II. Tři interagující vlny mají polarizaci mimořádnou (e), řádnou (o), mimořádnou (e).

Z rovnice (2.53) platí pro kolinéární uspořádání, kdy $\alpha_q = 0$ pro $q = 1,2,3$, v negativním jednoosém krystalu v případě perfektního fázového synchronismu

typu I ooe:
$$\frac{n_1^o}{\lambda_1} + \frac{n_2^o}{\lambda_2} = \frac{n_3^{ef}(\theta_p)}{\lambda_3}, \quad (2.58)$$

a pro typ II eoe:
$$\frac{n_1^e(\theta_p)}{\lambda_1} + \frac{n_2^o}{\lambda_2} = \frac{n_3^{ef}(\theta_p)}{\lambda_3}, \quad (2.59)$$

kde θ_p je ideální úhel θ pro dosažení synchronizace fází v dvojlomném krystalu.



Obrázek 2.9. Polarizace vstupních vln (červeně ω_1 a zeleně ω_2) pro generování vlny se součtovou frekvencí (modře ω_3) v závislosti na typu fázového synchronismu v negativním jednoosém krystalu.

2.4.4 Účinnost konverze záření do vyšších harmonických frekvencí

Pro návrh autokorelátoru třetího řádu je nutné vědět, kolik energie bude vystupovat z krystalu pro generování součtové frekvence v podobě záření s frekvencí ω_3 (viz zákon zachování energie (2.47) a (2.48)). Toto představuje měření signál na detektoru. Účinnost generace součtové frekvence závisí na míře rozladění fázové synchronizace $|\Delta\vec{k}|$.

Bude-li se záření šířit jen podél osy z , bude $|\Delta\vec{k}| = \Delta k_z$. A bude-li změna amplitudy \vec{E}_3 vlnění \vec{E}_3 bude záviset pouze na souřadnici, potom integrací výrazu vycházejícího z rovnice (2.48) přes délku nelineárního prostředí, tedy od $z = 0$ do $z = L$ získáme

$$E_3(L) = \int_0^L \frac{id_{ef}}{k_3 c^2} \omega_3^2 E_1 E_2 e^{i\Delta k_z z} dz = \frac{id_{ef}}{k_3 c^2} \omega_3^2 E_1 E_2 \left(\frac{e^{i\Delta k_z L} - 1}{i\Delta k} \right). \quad (2.60)$$

Intenzita záření je definována jako střední hodnota kvadrátu reálné intenzity elektrického pole přes fázovou periodu kmitu jako $I = \varepsilon_0 cn \langle \vec{\mathcal{E}}^2 \rangle$ [5]. Pro rovinné harmonické vlny z definice celkového pole (2.40) a z definice intenzity dostaneme, že

$$I_q = \frac{1}{2} \varepsilon_0 cn_q |\vec{E}_q|^2. \quad (2.61)$$

Po dosazení (2.61) do (2.60) a po úpravách vypočteme účinnost konverze vlnění do záření o součtové frekvenci ω_3 na výstupu z krystalu jako

$$\eta_3 = \frac{I_3(L)}{I_2(0)} = \frac{8\pi^2 d_{\text{ef}}^2 L^2 I_1(0)}{\varepsilon_0 cn_1 n_2 n_3 \lambda_3^2} \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k_z L}{2} \right), \quad (2.62)$$

kde n_q jsou indexy lomu prostředí pro příslušná vlnění $\vec{\mathcal{E}}_q$. Rovnice (2.62) je shodná s rovnicí pro účinnost konverze η_3 v aproximaci nekonečné rovinné vlny a konstantní intenzity I_1 a I_2 záření čerpacích impulzů v [34].

Stejným postupem získáme i rovnici pro účinnost konverze záření do druhé harmonické frekvence ω_2 jako

$$\eta_2 = \frac{I_2(L)}{I_1(0)} = \frac{8\pi^2 d_{\text{ef}}^2 L^2 I_1(0)}{\varepsilon_0 cn_1^2 n_2 \lambda_1^2} \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k_z L}{2} \right), \quad (2.63)$$

což je opět shodný výsledek s [34].

Z rovnic je vidět, že v aproximaci konstantní intenzity roste účinnost konverze do součtové frekvence kvadraticky s délkou krystalu. Tuto aproximaci můžeme použít, pokud je krystal dostatečně tenký, účinnost konverze malá a tudíž výkon čerpacích svazků přibližně konstantní [34].

Pro perfektní fázový synchronismus a dostatečně dlouhý krystal dosahuje účinnost konverze do druhé harmonické frekvence ω_2 řádově desítky procent. Již nelze použít aproximaci konstantní intenzity a zanedbávat tak úbytek výkonu čerpacích svazků. Aby účinnost konverze záření do druhé harmonické frekvence ω_2 nepřesáhla 100 %, je nyní zavedena jako [34]

$$\eta_2 = \frac{I_2(L)}{I_1(0)} = \tanh^2 \left(4\pi d_{\text{ef}} L \sqrt{\frac{I_1(0)}{2\varepsilon_0 n_1^2 n_2 c \lambda_1^2}} \right). \quad (2.64)$$

Funkce $\tanh^2(x)$ má limitu v nekonečnu rovnu 1, účinnost konverze tak nikdy nepřesáhne 100 %, což je v souladu se zákonem zachování energie.

Volba délky L nelineárního média je však kompromisem mezi účinností konverze centrální vlnové délky, pro kterou je splněna podmínka perfektního fázového synchronismu, a šířkou konvertovatelné spektrální čáry. Jak v rovnici (2.62) tak v (2.63) je funkce $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_z L}{2}\right)$ závislá na Δk_z .

V kolineárním uspořádání platí pro Δk_z , že

$$\Delta k_z = \Delta k = |\Delta \vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda_1} n(\lambda_1) + \frac{2\pi}{\lambda_2} n(\lambda_2) - \frac{2\pi}{\lambda_3} n(\lambda_3). \quad (2.65)$$

Nově definujeme vlnovou délku λ_1 jako $\lambda_1 = \lambda_{01} + \Delta\lambda_1$ a stále platí $\lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3$, kde λ_{01} je centrální vlnová délka spektra fundamentálního impulsu záření s frekvencí ω_1 . Dosadíme-li nyní do (2.65) nově zavedenou vlnovou délku λ_1 dostaneme s použitím prvních dvou členů Taylorova rozvoje $f(x_0 + \Delta x) = f(x_0) + f'(x_0)\Delta x$, že

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda_{01} + \Delta\lambda_1} [3n_3 - 2n_2 - n_1] + \frac{2\pi\Delta\lambda_1}{\lambda_{01} + \Delta\lambda_1} [n'_3 - n'_2 - n'_1]. \quad (2.66)$$

Rovnice (2.66) platí i pro fázový synchronismus typu II, v práci se však budeme zabývat fázovým synchronismem typu I. Fázový synchronismus typu I je z hlediska účinnosti generace η_3 třetí harmonické frekvence ω_3 výhodnější, a to kvůli přibližně $3 \times$ vyšší hodnotě d_{ef} – koeficientu, než pro fázový synchronismus typu II. V rovnici (2.66) jsou $n(\lambda_{0q}) = n_q$ hodnoty indexu lomu pro příslušnou centrální vlnovou délku impulsu podle Sellmeierových rovnic a $n'_q = \frac{dn_q}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_{0q}}$ jsou první derivace Sellmeierových rovnic v daném dvojlomném krystalu pro řádný index lomu n^0 pro $q = 1, 2$ a n'_3 je derivace efektivního indexu lomu n^{ef} ve tvaru

$$n_3^{\text{ef}'} = \frac{\partial n_3^{\text{ef}}(\theta, \lambda)}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_{03}} = \frac{\frac{(\cos \theta)^2}{n_3^0} n_3^{\text{of}'} + \frac{(\sin \theta)^2}{n_3^e} n_3^{\text{e}'}}{\left[\left(\frac{\cos \theta}{n_3^0} \right)^2 + \left(\frac{\sin \theta}{n_3^e} \right)^2 \right]^{3/2}}, \quad (2.67)$$

kde $n_3^{\text{of}'}$ je první derivace Sellmeierových rovnic v daném dvojlomném krystalu pro řádný index lomu n^0 v bodě λ_{03} a $n_3^{\text{e}'}$ první derivace Sellmeierových rovnic v daném dvojlomném krystalu pro mimořádný index lomu n^e v bodě λ_{03} .

Pro levou část pravé strany rovnice (2.66) je splněna podmínka pro perfektní fázový synchronismus. Proto $\frac{2\pi}{\lambda_{01} + \Delta\lambda_1} [3n_3 - 2n_2 - n_1] = 0$. Zavedl jsem ještě zjednodušení, kdy $\lambda_{01} + \Delta\lambda_1 \approx \lambda_{01}$. Sutherland *et al.* definují plnou šířku spektra fázového synchronismu Δk_{FWHM} v takových bodech $\frac{\Delta k L}{2}$, kde funkce $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) = \frac{1}{2}$ [34]. To platí pro

$$|\Delta k_{\text{FWHM}}| \leq \frac{2,78}{L}. \quad (2.68)$$

Po dosažení (2.66) do (2.68) získáme šířku konvertovatelné spektrální čáry impulsu jako

$$\Delta\lambda_1^{\text{FWHM}} \leq \frac{0,885 \frac{\lambda_{01}}{L}}{|n_3^{\text{ef}}(\theta) - n_2^{\text{o}'} - n_1^{\text{o}'}|}. \quad (2.69)$$

Rovnice (2.69) platí pro konvertování záření do součtové frekvence kombinováním fundamentálního impulsu se spektrální čarou o šířce $\Delta\lambda_1^{\text{FWHM}}$ a frekvenčně zdvojeného impulsu se spektrální čarou o šířce $\Delta\lambda_2^{\text{FWHM}} = \Delta\lambda_1^{\text{FWHM}}/2$.

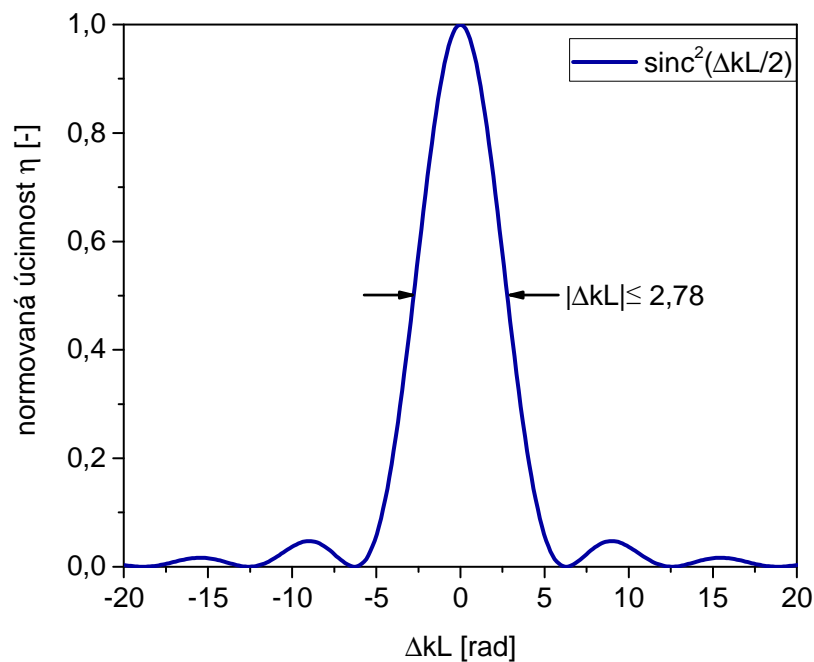
Derivace Sellmeierových rovníc pro vlnové délky $\lambda_{01}, \lambda_{02}$ a λ_{03}	Fázový synchronismus
	Typ I
$n_1^{\text{o}'}$	$\frac{dn^{\text{o}}(\lambda)}{d\lambda} \Big _{\lambda=\lambda_{01}}$
$n_2^{\text{o}'}$	$\frac{dn^{\text{o}}(\lambda)}{d\lambda} \Big _{\lambda=\lambda_{02}}$
$n_3^{\text{o}'}$	$\frac{\partial n^{\text{ef}}(\theta, \lambda)}{\partial \lambda} \Big _{\lambda=\lambda_{03}}$

Tabulka 2.1. Přehledová tabulka derivací Sellmeierových rovnic pro fázový synchronismus typu I v negativním jednoosém krystalu

Obdobně jako pro generaci součtové frekvence bude mít šířka konvertovatelné spektrální čáry pro generaci druhé harmonické frekvence ω_2 , zde také pro fázový synchronismus typu I v negativním jednoosém krystalu, tvar

$$\Delta\lambda_1^{\text{FWHM}} \leq \frac{0,44 \frac{\lambda_{01}}{L}}{|n_1^{o'} - 0,5n_2^{e'}(\theta)|}. \quad (2.70)$$

Z rovnic (2.69) a (2.70) vidíme, že šířka konvertovatelné spektrální čáry je nepřímo úměrná délce krystalu L . Pro konvertování co nejširší spektrální čáry do vyšších harmonických frekvencí je tedy nutné použít co nejtenčí krystal. To však celkově snižuje účinnost konverze, neboť ta je škálována s faktorem L^2 . Zvolená délka krystalu tedy bývá kompromisem, zvláště při konvertování ultrakrátkým laserových impulzů s širokou spektrální čarou.



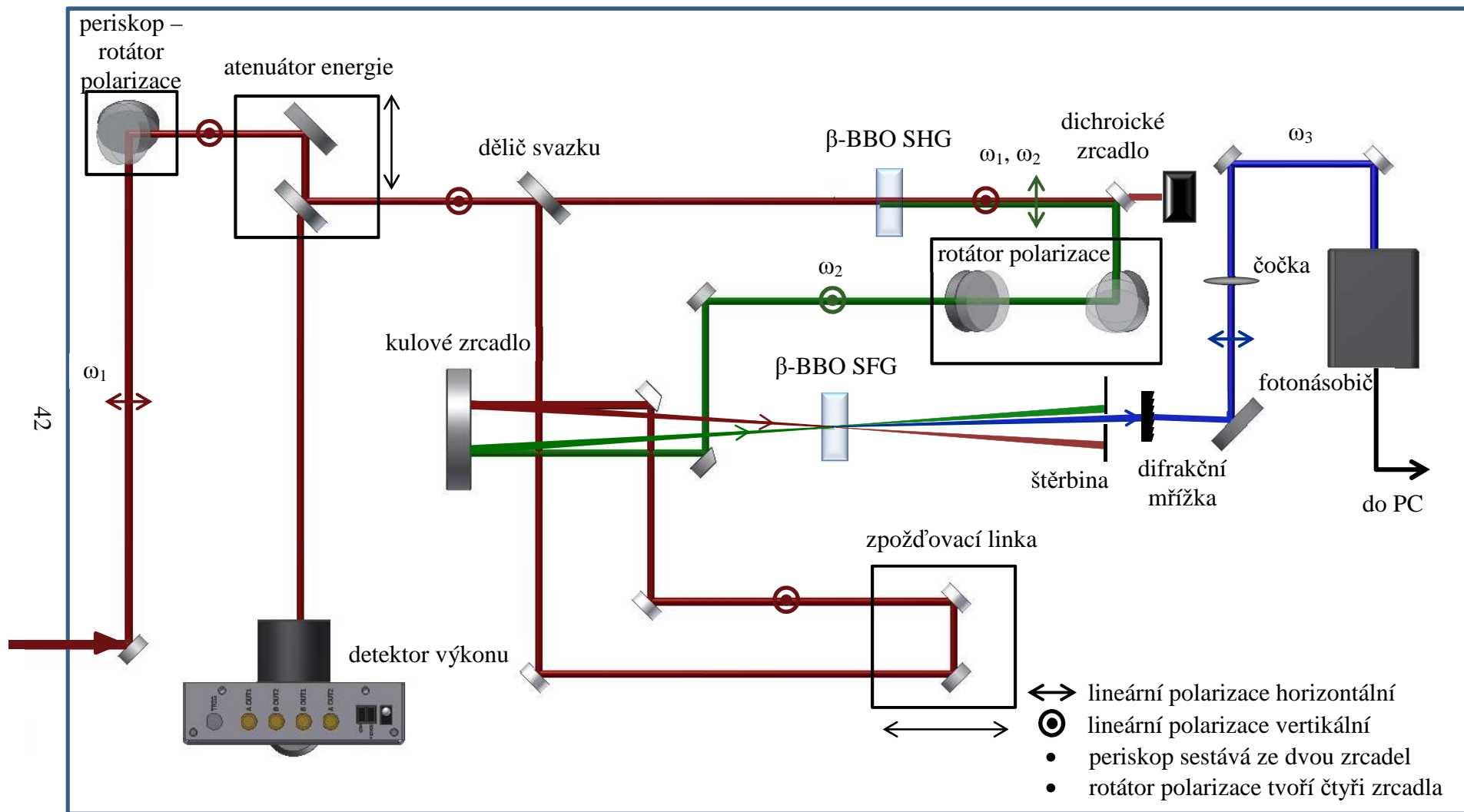
Obrázek 2.10. Normovaná účinnost konverze η v závislosti na míře rozladění fázové synchronizace ΔkL

3 Návrh autokorelátoru třetího řádu

V tomto oddílu se zaměříme na samotný návrh autokorelátoru třetího řádu pro měření laserového kontrastu. Důvodem pro výběr autokorelátoru pro měření kontrastu je možnost toto zařízení postavit s dostatečným dynamickým rozsahem, časovým rozlišením a rozsahem pro měření laserového kontrastu. Žádné jiné měřicí zařízení současnosti v sobě nedokáže skloubit tyto tři klíčové vlastnosti. Třetí řád autokorelace má oproti řádu druhému výhodu v jednoznačnosti měření. V autokorelátoru druhého řádu nelze rozlišit, kde na časové ose se změřené struktury nacházejí, jestli před nebo za hlavním impulzem. Autokorelátor třetího řádu je tedy jasnou volbou pro měření laserového kontrastu v ultra-výkonných laserových systémech. Zástupce nalezneme např. zde [37][38].

Autokorelátorem třetího řádu je v této práci myšleno zařízení, ve kterém jsou v sérii za sebou umístěna dvě nelineární média. Nejdříve dojde k rozdělení vstupního impulsu na dva, signální impuls a referenční impuls. Referenční impuls je dále v prvním nelineárním médiu frekvenčně zdvojen ($\omega_1 \rightarrow \omega_2 = 2\omega_1$) a následně interaguje se signálním impulzem v nelineárním médiu pro generování součtové frekvence, tentokrát za vzniku impulsu o frekvenci $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Impuls ω_3 nese informaci o autokorelaci třetího řádu mezi signálním a referenčním impulzem. Autokorelační signál je detekován fotonásobičem.

Motorizovaná zpoždovací linka zajišťuje automatizovanou změnu vzájemného zpoždění impulsů, signálního a referenčního. Interval časů vzájemného zpoždění τ je díky délce linky 145 mm stanoven na přibližně 1 ns. Rozmítnuté impulzy v laserových systémech s CPA zesilováním mají dobu trvání řádově desítky až stovky pikosekund, měřicí rozsah 1 ns tedy dostačuje k proskenování okolí hlavního impulsu. Rozlišení zpoždovací linky může být až 50 nm, avšak pro účely měření postačí krok 1,25 μm . Tento krok bude odpovídat časovému kroku zpoždění ≈ 8 fs. Toto rozlišení postačuje na splnění Shannonova vzorkovacího teorému (viz Úvod) pro doby trvání impulsů v řádu desítek femtosekund.

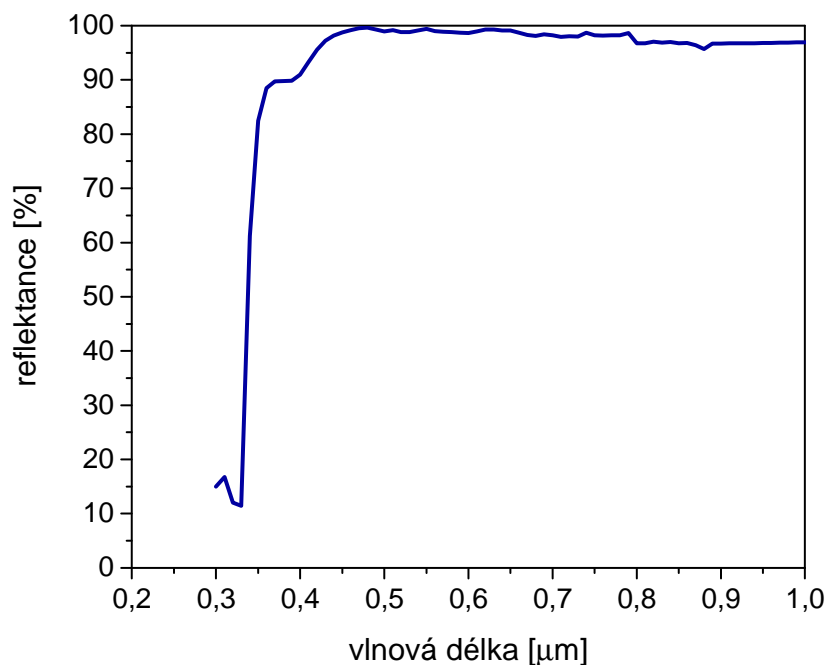


Obrázek 3.1. Schéma autokorelátoru třetího řádu s vysokým dynamickým rozsahem pro měření laserového kontrastu.

3.1 Optické komponenty

Autokorelátor mnou navržený je určený k použití na laserovém systému s centrální vlnovou délkou spektrální čáry $\lambda_{01} = 811 \text{ nm}$ a šířkou spektrální čáry $\Delta\lambda_1 \approx 40 \text{ nm}$. Profil svazku je obdélníkový s kruhovým průřezem o průměru 8 mm. Průměr svazku lze však měnit předřazeným Galileovým teleskopem. Obdélníkový profil svazku znamená, že intenzita v závislosti na příčné souřadnici má obdélníkový průběh.

Zrcadla. Impulz fundamentální vlnové délky je veden postříbřenými zrcadly.



Obrázek 3.2. Graf reflektance postříbřeného zrcadla pro nepolarizované záření. Převzato z [39].

Postříbřená zrcadla byla zvolena proto, že jsou ekonomicky dostupná a nevnášejí dodatečný čerp (angl. chirp) do impulzu. Na rozdíl od zrcadel dielektrických. Dielektrická zrcadla je však nutné použít pro vedení impulzů vlnových délek odpovídající druhé a třetí harmonické frekvenci ω_2 a ω_3 , generovaných v krystalech autokorelátoru. Pokovená zrcadla mají totiž nižší odrazivost v modré a UV oblasti spektra. Dielektrická zrcadla autokorelátoru jsou

navíc optimalizována na co nejvyšší odrazivost na zvolené vlnové délce, přičemž na ostatních vlnových délkách mají odrazivost minimální. Taková zrcadla označujeme za zrcadla dichroická.

Kulové zrcadlo. Protože je podle rovnice (2.62) účinnost konverze do součtové frekvence η_3 úměrná intenzitě vstupních vlnění, je vhodné záření do krystalu fokusovat a docílit tak vyšší plošné hustoty zářivého toku. Pro dosažení ideální stopy v ohnisku se nabízí použití parabolického zrcadla. Svazky fokusované parabolickým zrcadlem netrpí sférickou vadou. Z ekonomického hlediska je však fokusace svazků kulovým zrcadlem méně nákladná. Navíc, pro shodnou ohniskovou vzdálenost $f = 150$ mm parabolického i kulového zrcadla je rozdíl povrchů v oblasti dopadů svazků obou zrcadel $\Delta \approx 46$ nm, což spadá do výrobní deviace od plochosti povrchu (vlnitost) značené jako $\lambda/10$, pro $\lambda = 633$ nm. Tato vlnitost udává rozdíl mezi nejvyšším a nejnižším bodem zvlnění povrchu. V následující tabulce je uveden průměr stopy v ohnisku v závislosti na vlnové délce a profilu svazku o průměru $2w = 3$ mm.

Profil svazku	$\lambda_{01} = 811$ nm	$\lambda_{02} = 405$ nm
Obdélníkový	98,8 μm	49,4 μm
Gaussovský	51,6 μm	25,8 μm

Tabulka 3.1. Závislost průměru stopy v ohnisku zrcadla s $f = 150$ mm na vlnové délce a profilu svazku pro kolimovaný kruhový svazek o průměru $2w = 3$ mm měřeného na úrovni $I = I_0 e^{-2}$ pro Gaussovský svazek a na nulové hodnotě pro obdélníkový profil svazku.

3.2 Krystaly

Krystaly určené k použití v autokorelátoru třetího řádu musí být průhledné pro všechny vlnové délky $\lambda_{01} = 811$ nm, $\lambda_{02} = 405$ nm a $\lambda_{03} = 270$ nm a jejich šířky spektrálních čar. Musí v nich být možné dosáhnout synchronizace fází pro generování záření druhé a třetí harmonické frekvence. Zvolená metoda, kritický fázový synchronismus, vyžaduje použití dvojlomných krystalů. Ideálně s vysokou hodnotou koeficientu nelineární susceptibility $\chi_e^{(2)}$. Kvůli fokusaci záření pro

dosazení vysoké účinnosti konverze do třetí harmonické frekvence je vhodné, aby byl práh poškození krystalů vysoký. Vysoký práh poškození zvyšuje dynamický rozsah zařízení. Výše uvedená kritéria splňuje krystal s chemickým vzorcem $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, beta-barium-borát ($\beta\text{-BBO}$). V následující tabulce jsou shrnuty jeho fyzikální a optické vlastnosti. Krystal $\beta\text{-BBO}$ je, jak ukazuje tabulka 3.2, negativním jednoosým krystalem, vhodným pro generování druhé i třetí harmonické frekvence z impulsu s centrální vlnovou délkou $\lambda_{01} = 811 \text{ nm}$.

Chemický vzorec	$\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$
Krystalová mřížka	Romboedrická, 3m
Optická symetrie	Negativní, jednoosá
Prostorová grupa	R3c
Hustota	$3,85 \text{ g/cm}^3$
Tvrdość (Mohsova stupnice)	4,5
Optická homogenita	$\frac{\partial n}{\partial x_i} = 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$
Průhlednost	189 – 3500 nm
Koeficient lineární absorpce @ 1064 nm	$< 0,1\% \text{ cm}^{-1}$
Sellmeierovy rovnice, $[\lambda] = \mu\text{m}$	$n^{o2}(\lambda) = 2,7366122 + \frac{0,018572}{(\lambda^2 - 0,0178746)} - 0,0143756\lambda^2$ $n^{e2}(\lambda) = 2,3698703 + \frac{0,0128445}{(\lambda^2 - 0,0153064)} - 0,0029129\lambda^2$
Práh poškození	$0,95 \text{ J cm}^{-2} @ 40 \text{ fs [40]}$

Tabulka 3.2. Fyzikální a optické vlastnosti krystalu $\beta\text{-BBO}$. Data z EK SMA Optics [41].

3.2.1 Typ fázového synchronismu

V autokorelátoru budou použity, jak už víme, dva krystaly. Jeden pro generaci druhé harmonické frekvence (referenční impuls) a další pro generování součtové

frekvence kombinováním impulzů druhé harmonické a fundamentální frekvence (autokorelační signál).

Krystal pro SHG. Z hlediska použité geometrie (viz Obrázek 3.1) se nabízí použití krystalu pro typ I fázového synchronismu. Pro typ I není třeba rozdělovat svazek a otáčet rovinu polarizace o $\pi/2$. Polarizace obou interagujících vln je stejná, například vertikální k referenční ploše základní desky autokorelátoru. Polarizace výsledné vlny se zdvojenou frekvencí je pootočená o $\pi/2$ a je tak horizontální ke zvolené ploše. Konkrétně se pro negativní jednoosé krystaly β -BBO, jedná o interakci typu I ooe. Dvě řádně polarizované vlny „o“ s fundamentální frekvencí ω_1 generují mimořádně polarizovanou vlnu „e“ o frekvenci $\omega_2 = 2\omega_1$.

Úhel $\theta_{p,SHG}$ v krystalu β -BBO pro dosažení fázového synchronismu typu I vypočteme podle

$$\theta_{p,SHG} = \arcsin \sqrt{\frac{(n_2^e)^2}{(n_1^o)^2} \left[\frac{(n_2^o)^2 - (n_1^o)^2}{(n_2^o)^2 - (n_2^e)^2} \right]}, \quad (3.1)$$

kde n_1^o je řádný index lomu pro záření na fundamentální vlnové délce λ_{01} , n_2^o a n_2^e je řádný, resp. mimořádný index lomu pro záření na λ_{02} .

Je vhodné, aby v rovnici (2.70) byla při generování součtové frekvence splněna podmínka pro šířku spektrální čáry referenčního impulzu jako $\Delta\lambda_2^{FWHM} = \Delta\lambda_1^{FWHM}/2$. Širší spektrální čáru záření na ω_2 z podstaty věci ani vygenerovat nelze. Zajišťujeme tak maximalizaci konvertovatelného spektra do třetí harmonické frekvence. Zároveň má generovaný impulz ω_2 kratší dobu trvání. Vzrůstá tak intenzita záření druhé harmonické frekvence v krystalu pro SFG. Následkem je intenzivnější autokorelační signál, což je důležité pro detekci záření s kontrastem 10^{11} . Proto je podle 2.70 žádoucí použít kratší krystal. Na druhou stranu, účinnost konverze η_2 roste s L^2 . Protože si ale můžeme dovolit nízkou účinnost v krystalu pro SHG, jelikož výkonu ve fundamentálním impulzu je dostatek (kontrast je měřený na systému se špičkovým výkonem v řádu desítek TW) a spíše je nutné výkon snižovat, aby nedošlo k poškození zařízení, lze zvolit

kratší krystal než je kompromisní délka (účinnost vs. šířka spektrální čáry impulzu – viz oddíl 2.4.4.).

Typ uspořádání	kolineární
Centrální vlnová délka vstupních impulzů	$\lambda_{01} = 811 \text{ nm}$
Centrální vlnová délka výstupních impulzů	$\lambda_{02} = 405,5 \text{ nm}$
Krystal	β -BBO
Fázový synchronismus	Typ I
Úhel θ_p pro dosažení synchronizace fází	$28,9^\circ$
Délka krystalu L	$200 \mu\text{m}$
Konvertovatelná šířka spektra $\Delta\lambda_1(L)$	$26,3 \text{ nm}$

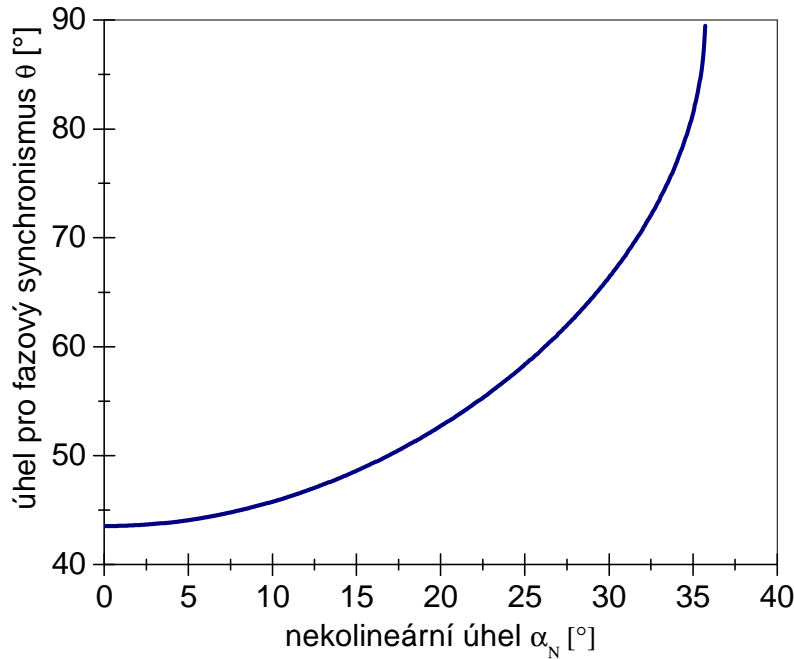
Tabulka 3.3. Parametry uspořádání pro generaci záření druhé harmonické frekvence z impulzu s centrální vlnovou délkou spektra $\lambda_{01} = 811 \text{ nm}$.

Krystal pro SFH. Z obrázku Obrázek 3.1 je vidět, že uspořádání generace součtové frekvence je nekolineární. To znamená, že úhly α_1 a α_2 v rovnicích (2.53) a (2.54) jsou nenulové. Fokusační záření do krystalu pro SFG je dosahováno vyšší intenzity výstupního záření $\omega_3 = 3\omega_1$ a tedy i autokorelačního signálu. Při rozhodování mezi typy fázového synchronismu pro SFG jsem vyšel z rovnic pro účinnost konverze η_3 . Vypočtením poměru mezi d_{ef} pro typ I a d_{ef} pro typ II fázového synchronismu podle [33] nebo [34] dostáváme přibližně $3 \times$ vyšší hodnoty efektivního d – koeficientu v případě synchronizace fází typu I než pro typ II. Z tohoto důvodu je pro generaci třetí harmonické frekvence zvolen fázový synchronismus typu I. Proto je nutné otočit rovinu polarizace záření ω_2 vystupujícího z krystalu pro SHG o $\pi/2$. K tomu slouží zrcadlový rotátor polarizace, viz Obrázek 3.1.

Úhel $\theta_{p,\text{SFG}}$ v krystalu β -BBO pro dosažení fázového synchronismu typu I vypočteme podle

$$\theta_{p,\text{SFG}} = \arcsin \sqrt{\frac{9n_3^e n_3^o}{(n_3^o - n_3^e) [n_1^o + 4n_2^o + 4n_1^o n_2^o \cos(\alpha_1 + \alpha_2)]}} - \frac{n_3^e}{(n_3^o - n_3^e)}, \quad (3.2)$$

kde n_1^o je řádný index lomu pro záření na fundamentální vlnové délce λ_{01} , n_2^o řádný, index lomu pro záření na λ_{02} a n_3^{o2} a n_3^{e2} je řádný, resp. mimořádný index lomu pro záření na λ_{03} . Závislost úhlu $\theta_{p,SFG}$ pro fázový synchronismus typu I na velikosti nekolineárního úhlu $\alpha_N = \alpha_1 + \alpha_2$ je znázorněna na následujícím obrázku.



Obrázek 3.3. Závislost úhlu θ_p pro dosažení synchronizace fází na nekolineárním úhlu α_N .

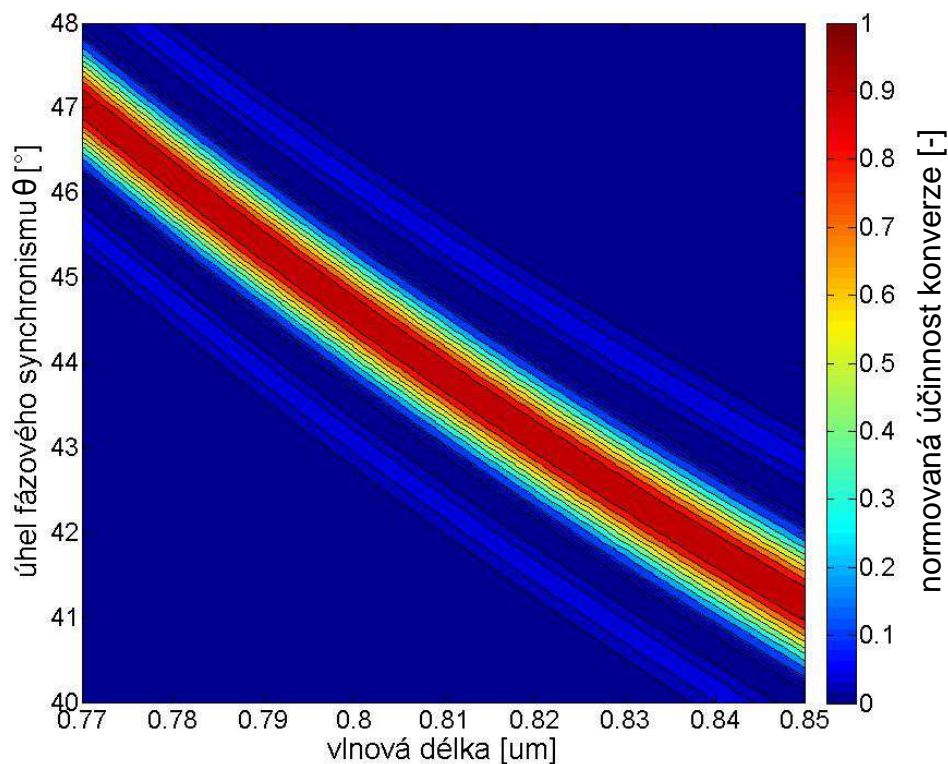
Předpokládejme, že pro šířku spektrálních čar platí $\Delta\lambda_2^{FWHM} = \Delta\lambda_1^{FWHM}/2$ a $\Delta\lambda_3^{FWHM} = \Delta\lambda_1^{FWHM}/3$. Můžeme pak šířku konvertovatelné spektrální čáry do spektra impulsu ω_3 získat i pro nekolineární případ ($\alpha_1, \alpha_2 \neq 0$) v souřadnicovém systému, kde osa z souhlasí se směrem šíření záření ω_3 . Dostaneme, že

$$\Delta\lambda_1^{FWHM} \leq \frac{0,885 \frac{\lambda_{01}}{L}}{\sqrt{[n_3^{ef'}(\theta) - n_1^{o'} \cos \alpha_1 - n_2^{o'} \cos \alpha_2]^2 + [n_1^{o'} \sin \alpha_1 - n_2^{o'} \sin \alpha_2]^2}}, \quad (3.3)$$

kde $n_3^{ef'}(\theta)$ je derivace efektivního indexu lomu ve tvaru (2.67), $n_1^{o'}$ a $n_2^{o'}$ jsou derivace Sellmeierových rovnic pro řádný index lomu v bodech pro $\lambda = \lambda_{01}$ resp. $\lambda = \lambda_{02}$.

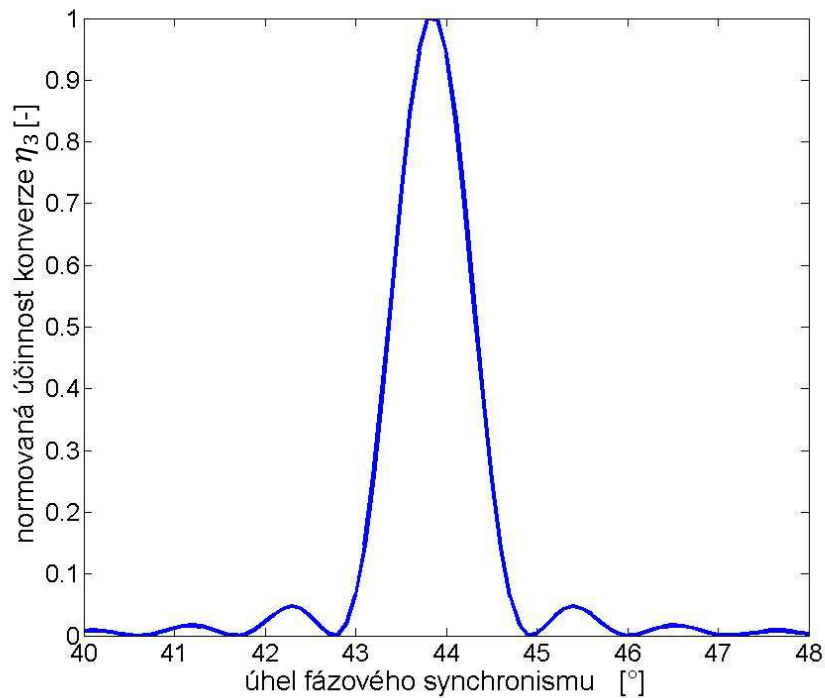
Typ uspořádání	nekolineární
Úhly α_q v krystalu vůči ose z	$\alpha_1 = 3,06^\circ$, $\alpha_2 = 1,50^\circ$, $\alpha_3 = 0^\circ$
Centrální vlnová délka vstupních impulzů	$\lambda_{01} = 811 \text{ nm}$, $\lambda_{02} = 405,5 \text{ nm}$
Centrální vlnová délka výstupních impulzů	$\lambda_{03} = 270 \text{ nm}$
Krystal	β -BBO
Fázový synchronismus	Typ I
Úhel θ_p pro dosažení synchronizace fází	$43,9^\circ$
Délka krystalu L	$100 \mu\text{m}$
Konvertovatelná šířka spektra $\Delta\lambda_1 (L)$	$13,2 \text{ nm}$

Tabulka 3.4. Parametry krystalu pro generaci záření třetí harmonické frekvence kombinováním impulsu s centrální vlnovou délkou spektra $\lambda_{01} = 811 \text{ nm}$ a impulsu s $\lambda_{02} = 405,5 \text{ nm}$

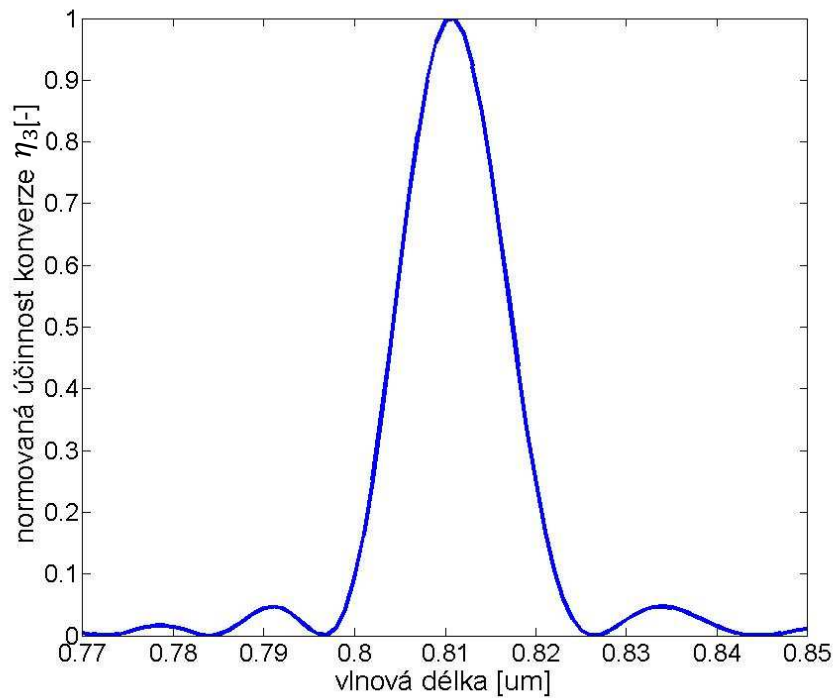


Obrázek 3.4. Mapa účinnosti η_3 v závislosti na vlnové délce λ_1 a na úhlu θ fázového synchronismu v nekolineárním uspořádání, kde $\alpha_1 = 3,06^\circ$ a $\alpha_2 = 1,50^\circ$.

Konvertovatelné šířka spektra je nepřímo úměrná délce krystalu L , naopak účinnost konverze η_3 je úměrná L^2 . Délka krystalu a tedy i šířka konvertovatelné spektrální čáry $\Delta\lambda_1$ do třetí harmonické frekvence ω_3 byla zvolena spíše ku prospěchu účinnosti konverze η_3 . Obrázek 3.4 znázorňuje účinnost konverze v závislosti na vlnové délce λ_1 a na úhlu θ pro fázový synchronismus v nekolineárním uspořádání pro $\alpha_1 = 3,06^\circ$ a $\alpha_2 = 1,50^\circ$.



Obrázek 3.5. Řez mapou účinnosti konverze z obrázku 3.4 znázorňuje účinnost konverze η_3 pro impuls s centrální vlnovou délkou $\lambda_{01} = 811$ nm v závislosti na úhlu θ . Křivka dosahuje maxima pro $\theta = 43,9^\circ$.



Obrázek 3.6. Řez mapou účinnosti konverze z obrázku 3.4. znázorňuje účinnost konverze η_3 pro úhel $\theta_p = 43,9^\circ$ v závislosti na vlnové délce λ_1 . Křivka dosahuje maxima pro $\lambda_1 = 811$ nm.

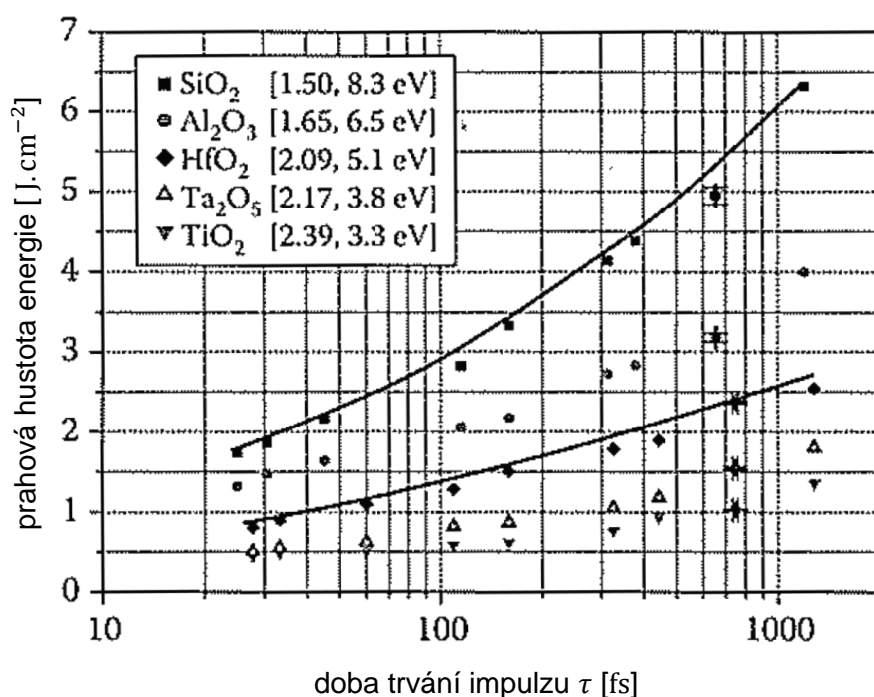
3.2.2 Odhad prahové plošné hustoty energie F_p poškození β -BBO

Fokusací svazků sice zvyšujeme intenzitu záření a tedy i účinnost konverze η_3 v krystalu pro SFG, nesmíme však překročit prahovou hodnotu intenzity pro poškození krystalu, resp. napařených antireflexních vrstev na jeho povrchu. Prahová hodnota intenzity nebo její zlomek je v autokorelátoru spojena s horní detekční mezí signálu. Více signálu nelze jednoduše v autokorelátoru vygenerovat, intenzita vstupních impulzů do nelineárních krystalů by způsobila jejich poškození. Tomu je samozřejmě nutné předcházet a proto je nezbytné, odhadnout nebo změřit hodnoty pro prahovou intenzitu poškození $[I_p] = W \text{ cm}^{-2}$ nebo prahovou plošnou hustotu energie $[F_p] = J \text{ cm}^{-2}$. Poškození spočívá v ionizaci materiálu s lokálním dosažením kritické elektronové hustoty n_e . Prahová hustota energie poškození F_p je tak spojována s energií přechodu zakázaného pásu E_g [42][43][44].

Hodnotu prahové plošné hustoty energie můžeme v závislosti na energii přechodu zakázaného pásu E_g a době trvání femtosekundového impulzu τ pro vrstvy oxidů škálovat podle [40]

$$F_p = (c_1 + c_2 E_g) \tau^{0,3}, \quad (3.4)$$

kde $c_1 = -0,16 \text{ J cm}^{-2} \text{ fs}^{-0,3}$, $c_2 = 0,074 \text{ J cm}^{-2} \text{ fs}^{-0,3} \text{ eV}^{-1}$ jsou experimentálně určené konstanty pásu a proměnná τ zastupuje dobu trvání femtosekundového impulzu. Pro krystal β -BBO je energie přechodu zakázaného pásu rovna $E_g = 6,43 \text{ eV}$ [45][46].



Obrázek 3.7. Graf znázorňující škálování prahové hustoty energie F_p s dobou trvání impulzu podle $\tau^{0,3 \pm 0,03}$. Převzato a upraveno z [44].

Výzkumy naznačují, že takovéto lineární škálování prahové hustoty energie F_p s energií přechodu zakázaného pásu E_g je možné i pro objemové vzorky krystalických materiálů [43][44]. Pro krystal β -BBO tak podle rovnice (3.4) můžeme odhadnout, že prahová hodnota hustoty energie je $F_p = 0,95 \text{ J cm}^{-2}$ pro dobu trvání impulzu $\tau = 40 \text{ fs}$. Této prahové hodnoty bude dosaženo v impulzu druhé harmonické frekvence ω_2 pro energii $E_{p1} = 18,2 \text{ }\mu\text{J}$ a $E_{p2} = 2,48 \text{ }\mu\text{J}$ pro

obdélníkový profil svazku, resp. pro Gaussovský profil svazku fokusovaný kulovým zrcadlem s ohniskovou vzdáleností $f = 150$ mm.

3.3 Detekce autokorelačního signálu

Odhadovaná minimální energie v autokorelačním signálu generovaného pre-impulzem je řádově až aJ. Pro detekci takto slabého signálu je vhodné použít fotonásobič. Pro detekci autokorelačního signálu byl vybrán fotonásobič firmy Hamamatsu, model H-11462-011. Tabulka 3.5 shrnuje nejdůležitější vlastnosti použitého fotonásobiče.

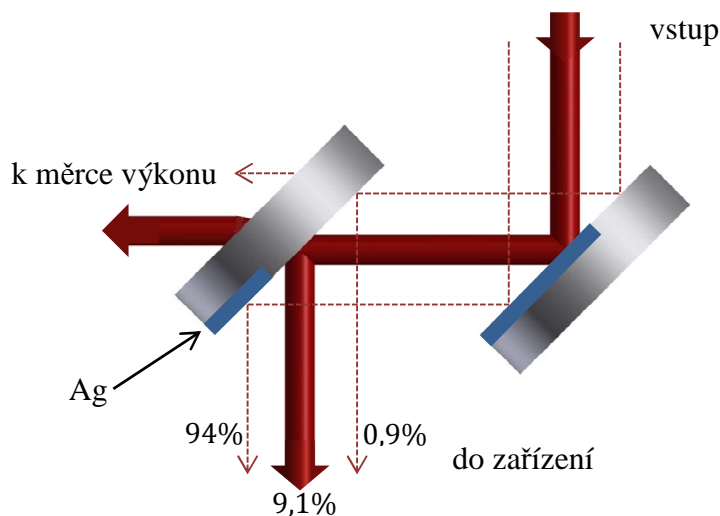
Spektrální odezva	185 – 710 nm
Citlivost na zářivý tok – anoda (typ.)	840 V/nW
Max. výstupní signál	+4 V
Napětí závislé na temném proudu	0,2 mV

Tabulka 3.5. Vlastnosti fotonásobiče Hamamatsu H11462-011 [47].

Atenuátor energie. Dynamický rozsah fotonásobiče je 2×10^4 . Ovšem požadavek na dynamický rozsah celého zařízení je $> 10^{10}$. Klíčem k dosažení takového dynamického rozsahu je několikeré využití dynamického rozsahu fotonásobiče. K tomuto účelu slouží zrcadlový atenuátor energie. Ten změnou celkové reflektance vytváří tři diskrétní energiové úrovně vstupního impulsu. Dynamický rozsah fotonásobiče tak lze využít třikrát. Teoreticky by tak mělo být možné měřit laserový kontrast až 8×10^{12} .

Zrcadlový atenuátor je tvořen lineárním pojezdem, na kterém je umístěna dvojice zrcadel s paralelně orientovanými odraznými plochami. Odrazné plochy jsou částečně povrstveny stříbrem, jehož reflektivita činí $R \approx 97\%$ na vlnové délce $\lambda = 811$ nm. Pokovení je provedeno na 1/3 resp. na 2/3 povrchu zrcadel. Zbytek odrazné plochy je ponechán bez vrstvy stříbra a jeho odrazivost je dána materiálem substrátu zrcadla. Posun pojezdu, orientace zrcadel vůči sobě a částečné pokovení dává vzniknout třem energiovým úrovním záření postupujícího dále do zařízení. Pro substrát BK7 je odrazivost záření s polarizací „s“ dopadající na rozhraní

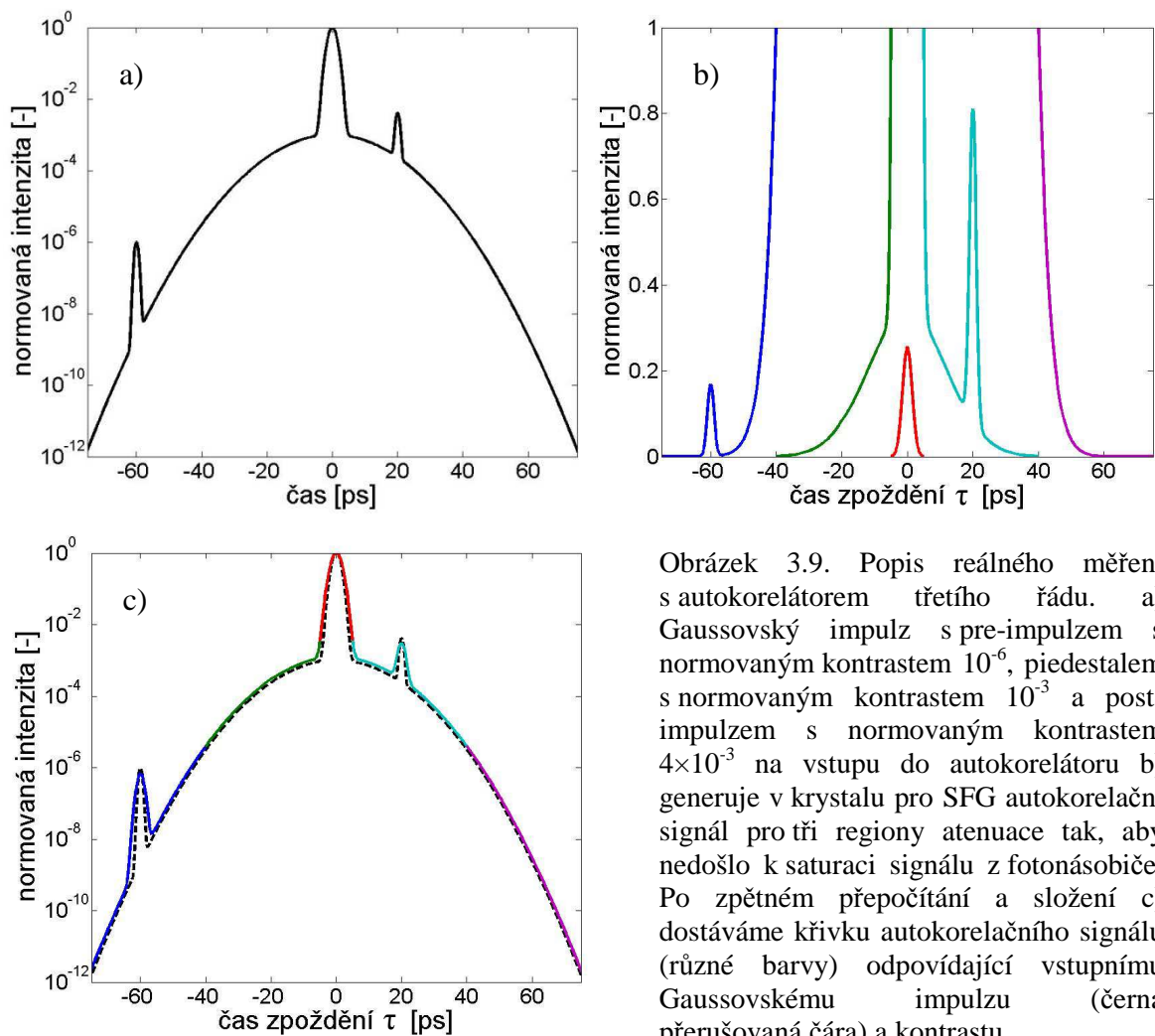
vzduch-BK7 pod úhlem 45° rovna $R_s \approx 9,4\%$. Celková reflektance zrcadlového attenuátoru má tedy tři úrovně, kde $R_{s,tot} \approx 94\%, 9,1\%, 0,9\%$.



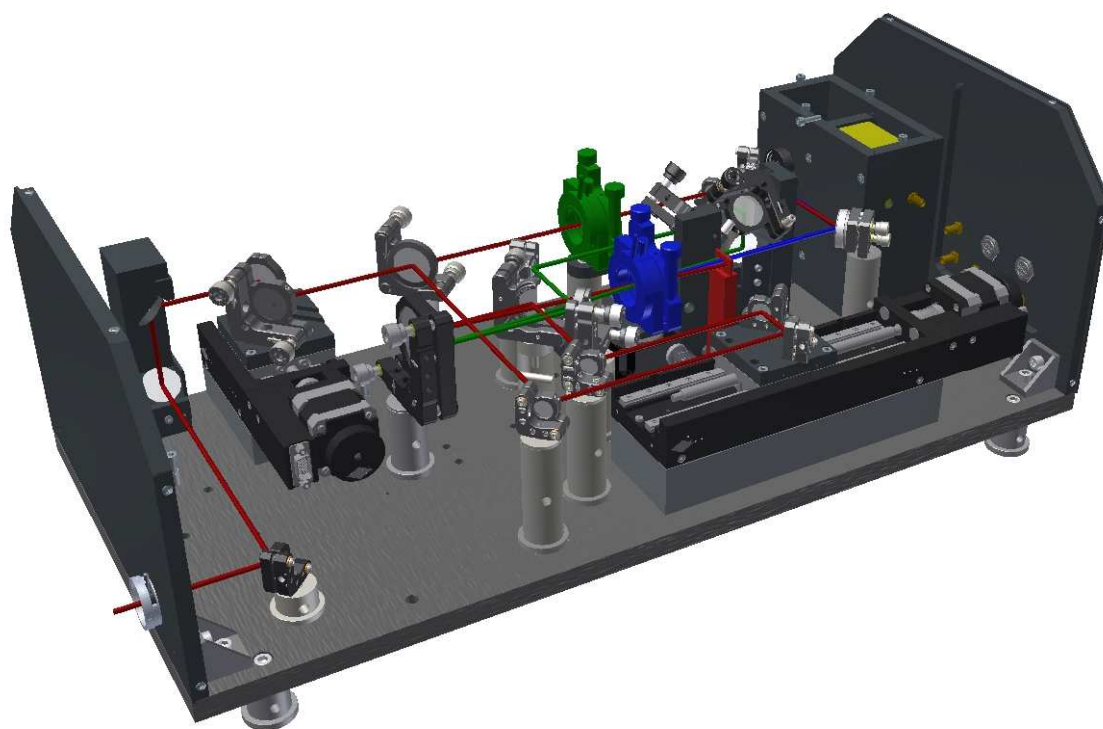
Obrázek 3.8. Schéma attenuátoru energie. Změna pozice svazku na vstupu je způsobená posunem pojezdu attenuátoru.

Pro fixní vstupní energii v impulzu bude na krystal pro SHG dopadat záření s energií odpovídající úrovni atenuace a dělicímu poměru použitého děliče svazku. V krystalu pro SHG se tak bude generovat záření o frekvenci ω_2 s třemi diskrétními hladinami energie. Tento systém detekce umožňuje měřit co do energie slabé pre-impulzy i energetický hlavní impulz. V případě detekce pre-impulzů je atenuace nastavena na minimum a zpoždovací linka je v pozici, kdy v krystalu pro SFG nedochází k překryvu hlavních impulzů. Attenuátor propouští 94 % energie záření. Zároveň je skenována oblast před hlavním impulzem na časové ose. V záření na frekvenci ω_2 se nachází maximum možné energie. Je tak zajištěna maximální možná účinnost konverze záření pre-impulzu do autokorelačního signálu na frekvenci ω_3 . S posunem zpoždovací linky směrem k bodu překryvu hlavních impulzů, bude nejdříve narůstat signál na fotonásobiči vzhledem k nárůstu energie v piedestalu impulzu. Atenuační jednotka se v momentě saturace signálu z fotonásobiče přepne do střední úrovně, je propouštěno 9,1 % záření. Účinnost konverze do součtové frekvence η_3 relativně poklesne vzhledem k minimální úrovni atenuace pro stejnou hodnotu zpoždění signálního impulzu τ (viz oddíl 2.2.). V navrženém uspořádání je totiž zpoždován signální impulz. Dalším posunem zpoždovací linky dojde opět k saturaci signálu z fotonásobiče a attenuátor přepne do

nejvyšší úrovně atenuace. Do zařízení je propouštěno 0,9 % energie ze záření. Účinnost konverze η_3 opět klesne relativně vůči střední úrovni atenuace. V tomto režimu bude možné překrýt hlavní impulzy signálního a referenčního, záření aniž by došlo k saturaci signálu z fotonásobiče. V případě neočekávané saturace bude snížena energie impulzu ω_3 vložení absorpčního filtru do svazku záření ω_3 . Pokud si za detekční limit stanovíme 100 fotonů v impulzu na vlnové délce $\lambda_3 = 270$ nm, pak, podle programu SNLO (www.as-photonics.com/SNLO), je možné přibližně takovýto počet fotonů vygenerovat pre-impulzem se vstupní energií $E = 700$ aJ v uspořádání s kulovým zrcadlem s ohniskovou vzdáleností $f = 150$ mm a děličem svazku s dělicím poměrem 10:90. Odhadnutá vstupní energie hlavního impulzu s dobou trvání 50 fs Gaussovským profilem je $E \approx 25$ μ J. Výsledný kontrast je tak $\approx 4 \times 10^{11}$.



Obrázek 3.9. Popis reálného měření s autokorelátorem třetího řádu. a) Gaussovský impulz s pre-impulzem s normovaným kontrastem 10^{-6} , piedestalem s normovaným kontrastem 10^{-3} a post-impulzem s normovaným kontrastem 4×10^{-3} na vstupu do autokorelátoru b) generuje v krystalu pro SFG autokorelační signál pro tři regiony atenuace tak, aby nedošlo k saturaci signálu z fotonásobiče. Po zpětném přepočítání a složení c) dostáváme křivku autokorelačního signálu (různé barvy) odpovídající vstupnímu Gaussovskému impulzu (černá přerušovaná čára) a kontrastu.



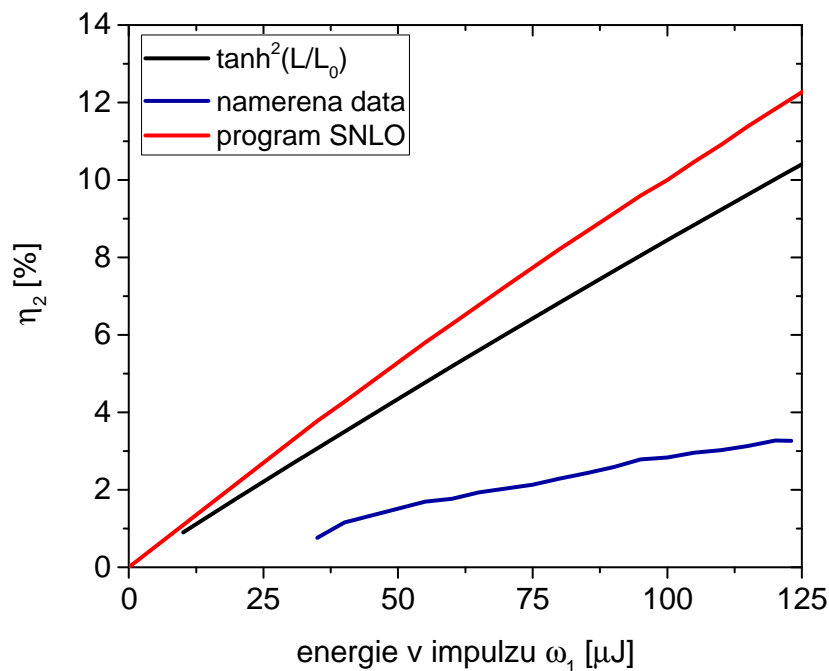
Obrázek 3.10. Návrh autokorelátoru třetího řádu (nahore) a jeho realizace (dole).

4 Experimentální výsledky

4.1 Měření účinnosti konverze η_2

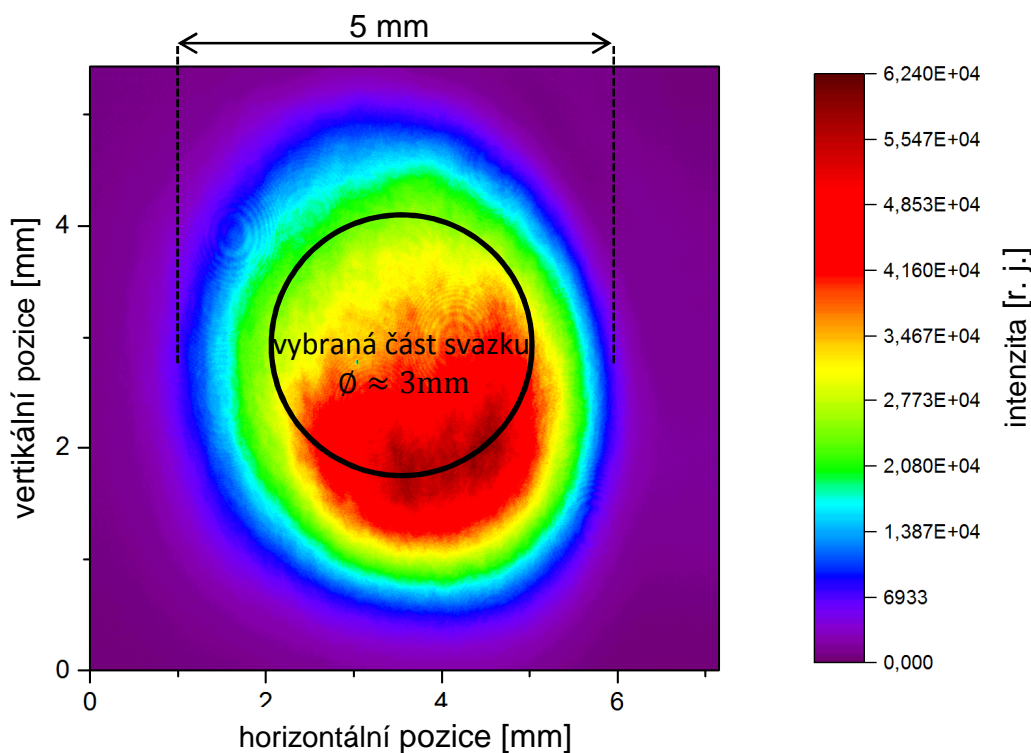
Z obrázku 4.1 je vidět, že naměřená data se neshodují s teorií. Důvodem je profil svazku použitý ke generaci druhé harmonické frekvence ω_2 . Profil svazku není čistě TEM₀₀. Intenzita záření ve svazku nedosahuje takových hodnot jako pro matematický model s Gaussovským svazkem. A protože je účinnost konverze η_2 závislá na intenzitě fundamentální vlny, je výsledná energie v záření ω_2 s použitým svazkem nižší oproti předpokladu. V obrázku 4.1 je proměnná

$$L_0(I_1) = 4\pi d_{\text{ef}} \sqrt{\frac{I_1}{2\varepsilon_0 n_1^2 n_2 c \lambda_1^2}} \text{ z rovnice (2.64).}$$



Obrázek 4.1. Graf účinnosti konverze záření do druhé harmonické frekvence ω_2 .

Profil použitého svazku je znázorněn na následujícím obrázku 4.2. Pro nastavování trasy svazku byl svazek geometricky vycentrován. Následně byla pro jeho zmenšení použita variabilní apertura – iris clona. Tím došlo k oříznutí nejintenzivnější části pole a snížení účinnosti konverze oproti modelu.

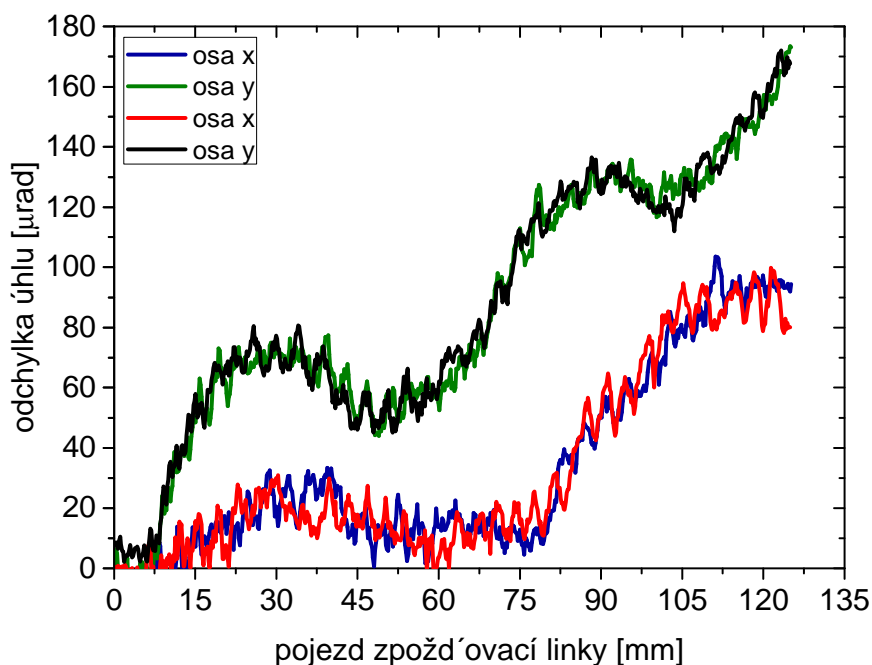


Obrázek 4.2. Profil svazku použitý pro generování druhé harmonické frekvence.

Toto měření účinnosti konverze do druhé harmonické frekvence probíhalo na laserovém systému s dobou trvání impulzu $\tau = 130$ fs a centrální vlnovou délkou $\lambda_{01} = 794$ nm. Použitý krystal pro generaci druhé harmonické frekvence je optimalizovaný pro laserový systém s dobou trvání impulzu $\tau = 40$ fs a centrální vlnovou délkou $\lambda_{01} = 811$ nm (viz Tabulka 3.3). Pro optimalizaci experimentu na systému s impulzem s dobou trvání $\tau = 130$ fs by bylo nutné použít krystal délky $L \approx 500$ μm a s jiným úhlem θ_p pro dosažení fázové synchronizace vzhledem k jiné centrální vlnové délce impulzu, konkrétně $\theta_p = 29,5^\circ$. Profil svazku a použití krystalu s jinými, než ideálními parametry, jsou důvodem pro nižší naměřenou účinnost konverze do druhé harmonické frekvence na laserovém systému, kde experiment probíhal. Autokorelátor bude přemístěn a otestován na pracovišti PALS po zprovoznění v současné laboratoři.

4.2 Měření stability zpoždovací linky

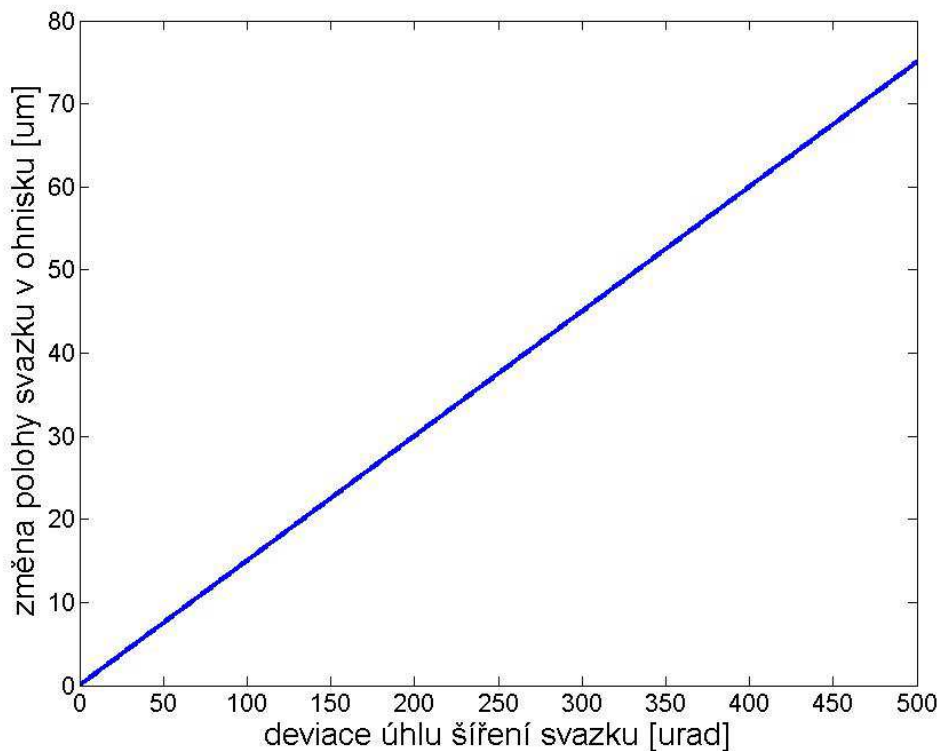
Měření úhlové stability zpoždovací linky jsem prováděl autokolimátorem od firmy Newport, model CONEX – LDS. Z měření vyplývá, že pro maximální naměřenou úhlovou odchylku, je změna pozice svazku na kulovém zrcadle oproti ideálu přibližně 50 μm . Tato změna pozice, spolu se změnou úhlu dopadu svazku na zrcadlo, vytváří odchylku v ohniskové rovině. Vzhledem k možnému použití zrcadel s delší ohniskovou vzdáleností, bude překryv svazků v krystalu pro SFG zajištěn i pro maximální naměřenou odchylku.



Obrázek 4.3. Měření stability zpoždovací linky.

Alternativou k použití kulového zrcadla s ohniskovou délkou $f = 150$ mm jsou zrcadla s $f = 200$ mm a $f = 300$ mm. Je tak možné dosáhnout větší stopy v ohnisku a zvýšit energii hlavního impulsu na vstupu do zařízení při zachování konstantní intenzity v ohnisku. Výsledkem by byla vyšší účinnost konverze do druhé harmonické frekvence a menší náchylnost vzájemného překryvu svazků v krystalu k rozladění v průběhu měření kvůli směrovým nestabilitám zpoždovací linky. V případě kulového zrcadla s ohniskovou vzdáleností $f = 200$ mm budou

dopadající svazky nastaveny tak, že k jejich překryvu dojde přibližně 20 mm před ohniskovou rovinou. Vzdálenost roviny překryvu svazků od ohniskové roviny zrcadla je volitelná, neboť krystal pro SFG je umístěn na pojezdu s mikrometrickým šroubem. Průměry stop, měřené na I_0/e^2 , záření vlnových délek $\lambda_{01} = 811 \text{ nm}$ a $\lambda_{02} = 405 \text{ nm}$ jsou v této rovině $d_q \approx 400 \text{ }\mu\text{m}$, kde $q = 1,2$. K překryvu svazků v krystalu tak dojde i pro posun svazků v ohniskové rovině v řádu desítek mikrometrů.



Obrázek 4.4. Změna polohy svazku v ohniskové rovině kulového zrcadla s ohniskovou vzdáleností $f = 150 \text{ mm}$ v závislosti na deviaci úhlu šíření svazku způsobenou úhlovou nestabilitou pojezdu zpoždovací linky (Obrázek 4.2).

Pro výpočet změny polohy svazku v ohnisku v závislosti na deviaci úhlu svazku způsobenou směrovou nestabilitou pojezdu zpoždovací linky jsem použil metody maticové optiky.

5 Závěr

Cílem této diplomové práce bylo seznámit se s možnostmi generace plazmatu pomocí laserového záření a výběr klíčových vlastností čerpacího impulsu. Dále s metodami používanými pro měření a k charakterizaci fs impulsu a v neposlední řadě navrhnout diagnostiku pro měření parametrů časové domény fs impulsu.

V úvodní části je stručný přehled historie generace laserového záření. Je uvedena i metoda CPA, která umožnila zesilování ultrakrátkých laserových impulsů. Touto metodou je v laserových systémech dosahováno vysokých intenzit záření. K využití vysoce intenzivních laserových svazků pro experimentální účely, je nutné charakterizovat samotný laserový svazek. V úvodní části této práce diskutuji o klíčových parametrech laserového impulsu vhodného pro generaci sekundárních částic a svazků. Jedním z klíčových parametrů laserového svazku je jeho kontrast. Měření kontrastu laserového impulsu je zcela netriviální záležitost a je nutné použít detektory, které mají dostatečný dynamický rozsah, časové rozlišení a měřicí rozsah.

V teoretické části jsem popsal možnosti generace plazmatu laserovým impulzem. Porovnával jsem hlavně rozdíly mezi plazmatem generovaným nanosekundovými a femtosekundovými impulzy. Dále jsem popsal korelační techniky použité v autokorelátoru třetího řádu, s důrazem na křížovou intenzitní autokorelaci třetího řádu, která má oproti autokorelaci druhého řádu výhodu v jednoznačnosti měření a následné rozlišitelnosti pre-impulsů od post-impulsů. Dále jsem vyšel ze základů teorie elektromagnetického pole za účelem popsání impulsu laserového záření. Porovnal jsem impulzy s Gaussovským a sinc^2 tvarem spektra a jeho vliv na tvorbu pre-impulsů při šíření impulsu laserovým systémem s CPA zesilováním. Skrze základy nelineární optiky jsem dospěl k metodám pro dosažení fázové synchronizace v nelineárním médiu. Pro generaci třetí harmonické frekvence (autokorelační signál) používám metodu kritického fázového synchronismu v dvojlomném krystalu β -BBO. Diskutoval jsem také o účinnosti konverze a odvodil jsem vzorce pro odhad šířky konvertovatelné spektrální čáry do druhé a třetí harmonické frekvence.

V třetí části diplomové práce prezentuji návrh samotného autokorelátoru třetího řádu pro měření laserového kontrastu. Popsal jsem použité optické komponenty, krystaly, účinnost konverze v závislosti na vlnové délce λ a úhlu θ_p fázového synchronismu. Na základě odhadu prahové intenzity pro poškození krystalu β -BBO jsem určil maximální vstupní energii v hlavním impulzu v závislosti na profilu svazku a době trvání impulzu. Velice důležitou součástí autokorelátoru třetího řádu s vysokým dynamickým rozsahem je variabilní atenuátor energie. Tři diskrétní hladiny atenuace energie zajišťují trojí využití dynamického rozsahu fotonásobiče. Celkový dynamický rozsah autokorelátoru tak může dosáhnout až 8×10^{12} . Podle odhadu v programu SNLO bude dynamický rozsah autokorelátoru přibližně o dva řády nižší. Komerčně dostupné autokorelátorů mají rozsah maximálně 10^{11} , proto je navržený autokorelátor unikátním zařízením na měření kontrastu ultrakrátkých laserových impulzů.

Závěrem lze konstatovat, že všechny body zadání jsem úspěšně splnil. Nad rámec zadání této diplomové práce jsem navržený autokorelátor třetího řádu sestavil a otestoval. Výsledkem diplomové práce je funkční prototyp autokorelátoru třetího řádu, který je však i nadále předmětem vývoje. Autokorelátor se nachází v laboratoři Sofia Fyzikálního ústavu Akademie věd ČR. Budoucí práce na autokorelátoru bude zaměřena na dokončení vývoje softwaru v programovém prostředí LabView, na charakterizaci vlastního zařízení, jako studium účinnosti konverze záření do vyšších harmonických frekvencí ω_2 a ω_3 a na vývoj filtrace autokorelačního signálu pro minimalizaci šumu pozadí fotonásobiče. K dosažení větší stability signálu při měření a pro maximalizaci dynamického rozsahu autokorelátoru třetího řádu jsem navrhnul možné alternativy kulového zrcadla určeného k fokusaci záření do krystalu pro SFG. Po optimalizaci autokorelátoru bude toto zařízení sloužit k charakterizaci laserového systému na společném pracovišti Ústavu fyziky plazmatu a Fyzikálního ústavu PALS a také v rámci projektu ELI Beamlines.

Reference

- [1] EINSTEIN, Albert. Strahlungs-Emission und Absorption nach der Quantentheorie. *Deutsche Physikalische Gesellschaft* [online]. 1916, vol. 18, pp. 318–323. Dostupné z <http://adsabs.harvard.edu/abs/1916DPhyG..18..318E>
- [2] EINSTEIN, Albert. Zur Quantentheorie der Strahlung. *Mitteilungen der Physikalischen Gesellschaft Zürich* [online]. 1916, no. 18, pp. 47–62. ISSN 00033804. Dostupné z <http://adsabs.harvard.edu/abs/1917PhyZ...18..121E>
- [3] MAIMAN, T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*. 1960, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494. ISSN 0028-0836.
- [4] JAVAN, A., W. R. BENNETT and D. R. HERRIOTT. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture. *Physical Review Letters*. 1961, vol. 6, no. 3, pp. 106–110.
- [5] VRBOVÁ, Miroslava et al. *Lasery a moderní optika*. Praha: PROMETHEUS, spol. s r. o., 1994. ISBN 9788085849569.
- [6] HO, P. T., L. a. GLASSER, E. P. IPPEN and H. a. HAUS. Picosecond pulse generation with a cw GaAlAs laser diode. *Applied Physics Letters* [online]. 1978, vol. 33, pp. 241–242. ISSN 00036951. Dostupné z doi:10.1063/1.90312
- [7] MCCLUNG, F. J. and R. W. HELLWARTH. Giant Optical Pulsations from Ruby. *Journal of Applied Physics* [online]. 1962, vol. 33, no. 3, p. 828 [citováno. 6. Listopadu 2014]. ISSN 00218979. Dostupné z doi:10.1063/1.1777174
- [8] HARGROVE, L. E., R. L. FORK and M. a. POLLACK. LOCKING OF He-Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION. *Applied Physics Letters* [online]. 1964, vol. 5, no. 1, p. 4. ISSN 00036951. Dostupné z doi:10.1063/1.1754025
- [9] MOCKER, Hans W. and R. J. COLLINS. Mode Competition and Self-Locking Effects in a Q-Switched Ruby Laser. *Applied Physics Letters* [online]. 1965, vol. 7, no. 10, p. 270. ISSN 00036951. Dostupné z doi:10.1063/1.1754253
- [10] MAIMAN. Optical and Microwave Experiments in Ruby. *Physical review letters* [online]. 1960, vol. 4, no. 11, pp. 564–567. Dostupné z <http://medcontent.metapress.com/index/A65RM03P4874243N.pdf>
- [11] MORGNER, U., F. X. KÄRTNER, S. H. CHO, Y. CHEN, H. a. HAUS, J. G. FUJIMOTO, E. P. IPPEN, V. SCHEUER, G. ANGELOW and T. TSCHUDI. Sub-two-cycle pulses

- from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser. *Optics Letters* [online]. 1999, vol. 24, no. 6, p. 411. ISSN 0146-9592. Dostupné z doi:10.1364/OL.24.000411
- [12] SVELTO, Orazio. *Principles of lasers* [online]. Springer US, 2010. ISBN 9781441913012. Dostupné z doi:10.1007/978-1-4419-1302-9
- [13] DIELS, Jean-Claude and Wolfgang RUDOLPH. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*. Academic Press, 2006. ISBN 9780122154935.
- [14] KOECHNER, WALTER A BASS, Michael. *Solid-State Lasers : A Graduate Text*. 2003. ISBN 0387955909.
- [15] STRICKLAND, Donna and Gerard MOUROU. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*. 1985, vol. 55, no. 6, pp. 447–449. ISSN 00304018.
- [16] BAHK, S W, P ROUSSEAU, T A PLANCHON, V CHVYKOV, G KALINTCHENKO, A MAKSIMCHUK, G A MOUROU and V YANOVSKY. Generation and characterization of the highest laser intensities (10^{22} W/cm²). *Optics letters*. 2004, vol. 29, no. 24, pp. 2837–2839. ISSN 0146-9592.
- [17] LEEMANS, W. P. and E. ESAREY. Summary report: Working Group 2 on “Plasma Based Acceleration Concepts.” *AIP Conference Proceedings* [online]. 1999, no. c, pp. 174–190. Dostupné z doi:10.1063/1.58900
- [18] STUART, B., M. FEIT, S. HERMAN, a. RUBENCHIK, B. SHORE and M. PERRY. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics. *Physical Review B* [online]. 1996, vol. 53, no. 4, pp. 1749–1761. ISSN 0163-1829. Dostupné z doi:10.1103/PhysRevB.53.1749
- [19] DU, D, X LIU, G KORN, J SQUIER and G MOUROU. Laser-induced breakdown from 7 ns to 150 fs by impact ionization in SiO₂ with pulse widths. *Applied Physics Letters* [online]. 2001, vol. 64, no. 23, pp. 3071–3073. Dostupné z doi:10.1063/1.111350
- [20] DIDENKO, N V, a V KONYASHCHENKO, a P LUTSENKO and S Yu TENYAKOV. Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses. *Optics express* [online]. 2008, vol. 16, no. 5, pp. 3178–90. ISSN 1094-4087. Dostupné z <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/18542405>
- [21] PRONKO, P. P., S. K. DUTTA, D. DU and R. K. SINGH. Thermophysical effects in laser processing of materials with picosecond and femtosecond pulses. *Journal of Applied Physics* [online]. 1995, vol. 78, no. 10, p. 6233. ISSN 00218979. Dostupné z doi:10.1063/1.360570

- [22] ULTRAFast INNOVATIONS GMBH. *Ultra-high Contrast Third-order Autocorrelator TUNDRA* [online]. 2014 [citováno. 26. Května 2015]. Dostupné z <http://www.ultrafast-innovations.com/index.php/ultra-high-contrast-third-order-autocorrelator>
- [23] PIEL, Alexander. Plasma physics: An introduction to laboratory, space, and fusion plasmas. In: *Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas* [online]. 2010, p. 1–398. ISBN 9783642104909. Dostupné z doi:10.1007/978-3-642-10491-6
- [24] GUREVICH, E.L. and Hergenröder R. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy: physics, applications, and perspectives. *Applied Spectroscopy*. 2007, vol. 61, no. 10, pp. 233–242.
- [25] K.K., Hamamatsu Photonics. *Guide to Streak Cameras* [online]. 2008 [citováno. 10. Dubna 2015]. Dostupné z <http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/5001/5011/5041/C10910-01/index.html#1338229181057>
- [26] TIEN, a C, M NANTEL, G MOUROU, D KAPLAN and M BOUVIER. High-dynamic-range laser-pulse-contrast measurement with a plasma-shuttered streak camera. *Optics letters* [online]. 1997, vol. 22, no. 20, pp. 1559–1561. ISSN 0146-9592. Dostupné z doi:10.1364/OL.22.001559
- [27] TEICH, MC; SALEH, BEA. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 1991. ISBN 8085863022.
- [28] WEISS, Jiří. *Studium výstupních charakteristik kruhového pikosekundového laseru s obousměrnou generací*. Praha: ČVUT 2012. Bakalářská práce. Fakulta Jaderná a Fyzikálně inženýrská ČVUT, Katedra fyzikální elektroniky.
- [29] TEICH, MC and BEA SALEH. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 1991. ISBN 8085863057.
- [30] FRANKEN, P. a., a. E. HILL, C. W. PETERS and G. WEINREICH. Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters* [online]. 1961, vol. 7, no. 1, pp. 118–119. ISSN 00319007. Dostupné z doi:10.1103/PhysRevLett.7.118
- [31] BOYD, Robert W. *Nonlinear Optics* [online]. Academic Press, 2008. ISBN 0080485960. Dostupné z <http://www.sciencedirect.com.proxy1.library.mcgill.ca/science/book/9780123694706>
- [32] WEINER, A. *Ultrafast optics* [online]. John Wiley & Sons, Inc., 2009 [citováno. 8. Dubna 2015]. ISBN 9780471415398. Dostupné z <http://books.google.com/books?hl=en&lr=&id=fhohaV7wJbYC&oi=fnd&pg=PT1>

1&dq=ULTRAFast+OPTICS&ots=3KzL1HPStY&sig=H_S5LAIugxjPmzdZPmeZ8GWkHHY

- [33] ZERNIKE, F and JE MIDWINTER. *Applied nonlinear optics*. John Wiley & Sons, Inc., 1973. ISBN 0471982121.
- [34] SUTHERLAND, Richard L, Daniel G MCLEAN and Sean KIRKPATRICK. *Handbook of Nonlinear Optics*. NEW YORK: MARCEL DEKKER, INC., 2003. ISBN 0824742435.
- [35] PASCHOTTA, Rüdiger. Phase Matching. *Encyclopedia for Photonics and Laser Technology* [online]. 2008 [citováno. 1. Dubna 2015]. Dostupné z http://www.rp-photonics.com/phase_matching.html
- [36] MIDWINTER, J E and J WARNER. The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization. *British Journal of Applied Physics* [online]. 2002, vol. 16, pp. 1135–1142. ISSN 0508-3443. Dostupné z doi:10.1088/0508-3443/16/8/312
- [37] TAVELLA, F., K. SCHMID, N. ISHII, A. MARCINKEVIČIUS, L. VEISZ and F. KRAUSZ. High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier. *Applied Physics B* [online]. 2005, vol. 81, no. 6, pp. 753–756. ISSN 0946-2171. Dostupné z doi:10.1007/s00340-005-1966-3
- [38] TRUONG, Nguyen Xuan. *Setup and Characterization of a High-Dynamic-Range Third-Order Correlator for 1 kHz laser system*. Jena 2004. Diplomová práce. FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITAT JENA.
- [39] THORLABS, Inc. *Protected Silver Mirrors* [online]. 2015 [citováno. 9. Dubna 2015]. Dostupné z https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=903
- [40] MERO, M., J. LIU, W. RUDOLPH, D. RISTAU and K. STARKE. Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films. *Physical Review B* [online]. 2005, vol. 71, no. 11, p. 115109. ISSN 1098-0121. Dostupné z doi:10.1103/PhysRevB.71.115109
- [41] OPTOLITA UAB. *Beta Barium Borate – BBO Crystals* [online]. 2013 [citováno. 8. Dubna 2015]. Dostupné z <http://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/beta-barium-borate-bbo-crystals/#attributes>
- [42] GREHN, Moritz, Thomas SEUTHE, Michael HÖFNER, Nils GRIGA, Christoph THEISS, Alexandre MERMILLOD-BLONDIN, Markus EBERSTEIN, Hans EICHLER and Jörn BONSE. Femtosecond-laser induced ablation of silicate glasses and the intrinsic dissociation energy. *Optical Materials Express* [online]. 2014, vol. 4, no. 4, p. 689. ISSN 2159-3930. Dostupné z doi:10.1364/OME.4.000689

- [43] JUODKAZIS, Saulius, Toshiaki KONDO, Andrei V. RODE, Shigeki MATSUO and Hiroaki MISAWA. *Three dimensional recording and structuring of chalcogenide glasses by femtosecond pulses* [online]. 2004. Dostupné z doi:10.1117/12.596322
- [44] RISTAU DETLEV. *Laser-induced damage in optical materials*. CRC Press, 2015. ISBN 9781439872161.
- [45] KISAND, V, R KINK, M KINK and J MAKSIMOV. Low temperature optical spectroscopy of nonlinear BBO crystals. *Physica Scripta* [online]. 1996, vol. 542. Dostupné z <http://iopscience.iop.org/1402-4896/54/5/017>
- [46] XU, Yong Nian, W. Y. CHING and R. H. FRENCH. Electronic structure and interatomic bonding of crystalline β -BaB₂O₄ with comparison to LiB₃O₅. *Physical Review B*. 1993, vol. 48, no. 24, pp. 17695–17702.
- [47] K.K., Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier tube modules* [online]. 2012 [citováno. 26. Května 2015]. Dostupné z http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMTmodules_TPMO0010E.pdf