

Měření nelineárních optických jevů
generovaných femtosekundovými
laserovými pulsy

Autokorelátor

Bakalářská práce

Autor: Martin Pavlíček
Vedoucí práce: Ing. Petr Hříbek, CSc.

České Budějovice 2008

Anotace:

Krátké intenzivní světelné pulsy se ve vědě, fyzice i medicíně objevují poslední dobou velmi často. Proto jsem si vybral práci, která tyto pulsy zkoumá.

Ve své práci se zabývám měřením pološířky femtosekundových laserových pulsů. Úkolem práce je sestavit experiment, umožňující měření těchto pulsů a provést samotné měření.

Světlo šířící se jako elektromagnetické vlnění, se skládá z elektrické a magnetické složky. V mojí práci se věnuji světlu, charakterizovanému složkou elektrického pole. Toto světlo se šíří v našem případě jako femtosekundový laserový puls. Femtosekundové laserové pulsy se generují v optických rezonátorech se synchronizací podélných módů, tzv. modelocking lasers. Pokud pulsy procházejí speciálním prostředím (anizotropní nelineární krystal), může nastat jev, zvaný generace druhé harmonické. Tento jev ve své práci také využívám. Práce dále zkoumá rozšíření pulsu při průchodu prostředím vlivem disperze grupové rychlosti.

Měření pološířky pulsů proběhlo dvěma metodami. Obě metody jsou porovnány. Doplňujícím měřením, bylo změřeno spektrum pulsu, a pomocí teoretických vztahů byla vypočtena kvalita laserového zdroje INTEGRA-i. Práce končí závěrem se zhodnocením naměřených dat.

Annotation:

Ultrashort intensity optical pulses are often used in science, physics or medicine. Therefore I will be making work, which examines these pulses.

In this work I am measuring the width of ultrashort laser pulses. The goal of this work is to make an experimental measuring system, which can measure these pulses.

Light propagates as electromagnetic waves. These waves contain electric and magnetic particles. I am using light characterized by electric particles. In this case, light is propagating as a femtosecond laser pulse. These laser pulses are generated in modelocking lasers, they are based on phase synchronization of longitudinal modes. If pulses are propagating through an anisotropic medium (nonlinear crystal), a phenomenon called frequency doubling (second harmonic generation) can occur. Further in this work I explore the expansion of the pulse, propagating through the medium. This phenomenon is called group velocity dispersion.

I am measuring the pulse width by two methods. Both of these methods are compared. An additional measure is pulse spectrum measurement. From these results, the quality of the laser source INTEGRA-i is calculated. From theoretical formulas, possible values are calculated. Theoretical and practical results are compared at the end of this work.

Prohlašuji, že jsem svoji bakalářskou práci vypracoval sám, pouze s pomocí uvedené použité literatury.

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

25.04.2008

Martin Pavlíček

Poděkování:

Touto formou bych chtěl poděkovat panu Ing. Petru Hříbkovi, CSc., za pomoc a rady při zpracovávání svojí bakalářské práce. Dále bych chtěl poděkovat celému kolektivu za trpělivost.

Obsah

1.0 Teoretická část	7
1.1 Úvod do problematiky	7
1.2 Optické Pulsy	7
1.20 Optické pulsy obecně	7
1.21 Ultrakrátké optické pulsy	10
1.3 Modelocking	11
1.30 Teorie modelockingu	11
1.31 Aktivní modelocking	13
1.32 Pasivní modelocking	15
1.4 Šíření krátkých intenzivních světelných pulsů v prostředí	17
1.40 Šíření - vlnová rovnice, popis prostředí, jevy v prostředí	17
1.41 Polarizace	20
1.42 Taylorova řada, susceptibilita 2. řádu	21
1.5 Generace druhé harmonické	22
1.50 Izotropní prostředí	22
1.51 Anizotropní prostředí	23
1.52 Fáze světelné vlny	24
1.53 Vlnové rozladění	25
1.54 Vlny vstupující do krystalu	26
1.55 Fázový synchronismus	28
1.56 Výsledná vlna 2. harmonické	28
1.6 Disperze	29
1.60 Disperze prostředí, disperze grupové rychlosti	29
1.7 Autokorelace	32
1.70 Autokorelace - obecně, schéma obecného autokorelátoru	32
1.71 Autokorelace - detektory světelných pulsů	34
2.0 Popis experimentu	37
2.1 Metoda měření - popis konkrétní měřicí metody	37
2.10 Metoda - Autokorelace s využitím CCD kamery	37
2.11 Metoda - Autokorelace s využitím CCD pole	42
3.0 Měření a vyhodnocení dat	49
3.1 Naměřená data	49

3.10 Data pro metodu Autokorelace s využitím CCD kamery	49
3.11 Data pro metodu Autokorelace s využitím CCD pole	51
3.12 Spektrum pulsu, kvalita laserového zdroje	55
3.2 Vyhodnocení	57
3.20 Porovnání rozšíření pulsů	57
3.21 Zhodnocení kvality laserového zdroje	58
3.3 Závěr	60
3.4 Použitá literatura	61

1.0 Teoretická část

1.1 Úvod

Pokud uvažujeme šíření světla ve formě elektrického pole, můžeme takovéto pole popsat rovnicí (1.1):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) e^{i(\omega t + \mathbf{kz})} \quad (1.1)$$

kde \mathbf{E} je intenzita elektrického pole, $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ popisuje obálku světelné vlny, část $(\omega t + \mathbf{kz})$ popisuje fázi světelné vlny, kde ω je nosná frekvence vlny, \mathbf{k} , vlnový vektor popisující směr šíření vlny a \mathbf{z} , udávající prostorovou souřadnici vlny.

Světelnou vlnu nám ještě také může charakterizovat pole světelné intenzity, které je úměrné kvadrátu elektrického pole, tj.

$$I \sim |\mathbf{E}|^2 \sim I_0 e^{-(t/\tau)^2} \quad (1.2)$$

kde \mathbf{E} je opět intenzita elektrického pole a τ je pološířka pulsu. S takovýmto popisem světelné vlny se setkáváme i v mé práci.

Protože moje práce spočívá v měření optických pulsů, rozebereme si v následující kapitole stručný úvod k problematice optických pulsů. Také zde najdeme aplikaci předchozích rovnic přímo na optické pulsy, včetně grafického znázornění.

1.2 – Laserové optické pulsy

1.20 – Optické pulsy obecně

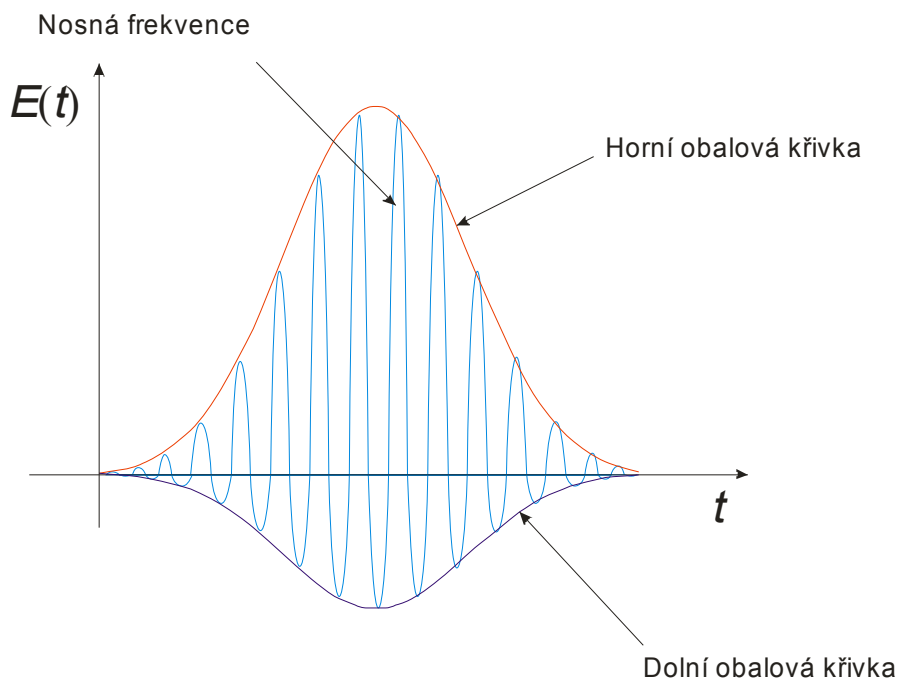
Laserové optické pulsy jsou krátké intenzivní světelné záblesky, šířící se od svého zdroje (laseru) ve velmi malém prostorovém úhlu řádově 10^{-3} rad. Při jejich velké četnosti (opakovací frekvenci) vytvářejí v prostoru úzký světelný paprsek – laserový paprsek. Vzhledem k vysokým optickým kmitočtům, mohou být optické pulsy extrémně krátké. Nejkratší optické pulsy vygenerované přímo v laseru, měly pološířku kolem 5 fs. To odpovídá jen několika optickým cyklům (Few-cycle pulses). Využitím metody komprese optických pulsů (Pulse compression techniques) může pološířka pulsů dosáhnout hodnoty jednotek femtosekund, a pomocí generace vyšších harmonických dokonce attosekund. Komerčně se využívají i pulsy s pološířkou nanosekund.

V důsledku malé pološířky pulsů a možnosti silné fokusace (the potential for strong focusing), mohou optické pulsy dosahovat ve fokální oblasti extrémně vysokých optických intenzit. Například, 100 fs puls, který má energii pouze 1 mJ, má špičkový výkon 1 TW = 1000 GW a intenzita elektrického pole je v tomto případě až 10^{16} W/cm. Takový výkon lze přirovnat k výkonu zhruba 1000 velkých jaderných elektráren. Tento výkon může být soustředěn do bodu, který má průměr jen několik málo mikrometrů. Proto jsou intenzivní ultrakrátké pulsy velmi důležité pro fyziku, studující fyzikální jevy, probíhající při vysokých světelných intenzitách (high intensity physics) jako například pro studium multifotonové ionizace (multi-photon ionization), generace vyšších harmonických (high harmonic generation) nebo dokonce generace ještě kratších pulsů, než attosekundových, či snaze přímé přeměny světelného záření na základní částice. Dále se laserové pulsy v poslední době využívají v medicíně, a to buď jako laserový skalpel nebo při léčbě zeleného zákalu. Při použití místo skalpelu má laser výhodu velmi tenkého řezu; rána minimálně krvácí. Při zeleném zákalu se v podstatě laserovými pulsy vytváří nové oční kanálky, které pak umožní opětovné vyrovnání nitroočního tlaku. V biofyzice se pomocí femtosekundových pulsů studují fotosyntetické procesy, které by nás mohli přivést k umělé fotosyntéze.

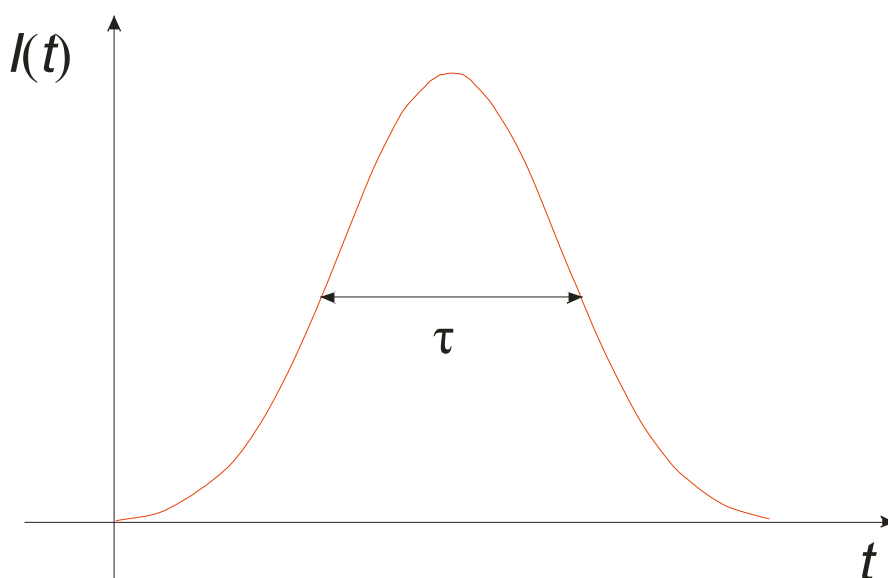
V závislosti na požadované pološířce pulsu, energii pulsu a opakovací frekvenci (sledu pulsů

(pulse repetition rate)), se používají různé metody generace pulsů a také různé přístroje a metody měření základních charakteristik těchto pulsů (např. sled pulsů – fotodioda s rychlým osciloskopem, pološířku pulsu - autokorelátor, koherenci - interferometr, optické spektrum - spektrální analyzátor a podobně). Generace pulsů s dobou trvání jednotek pikosekund až stovek femtosekund probíhá v laseru s fázovou synchronizací podélných módů (modelocking laser), zatímco lasery se spínanou jakostí rezonátoru (Q-switch lasers) generují pulsy s dobou trvání v oblasti pikosekund a nanosekund.

Jak jsem již zmínil, existují různé metody pro měření dosažené šířky pulsu nebo pro charakterizaci pulsu. Pro takto krátké pulsy se zavádí čistě optické měřicí metody, protože elektronické součástky měřicích přístrojů jsou již pro tyto účely moc pomalé. Proto se například ultrakrátké pulsy nedají již měřit pomocí rychlého osciloskopu, jako je tomu u pulsů delších, ale musí se použít optická metoda (v tomto případě například Autokorelace (viz. [1.5 Autokorelace](#))).



Obr. 1.1 Průběh elektrického pole světelného pulsu

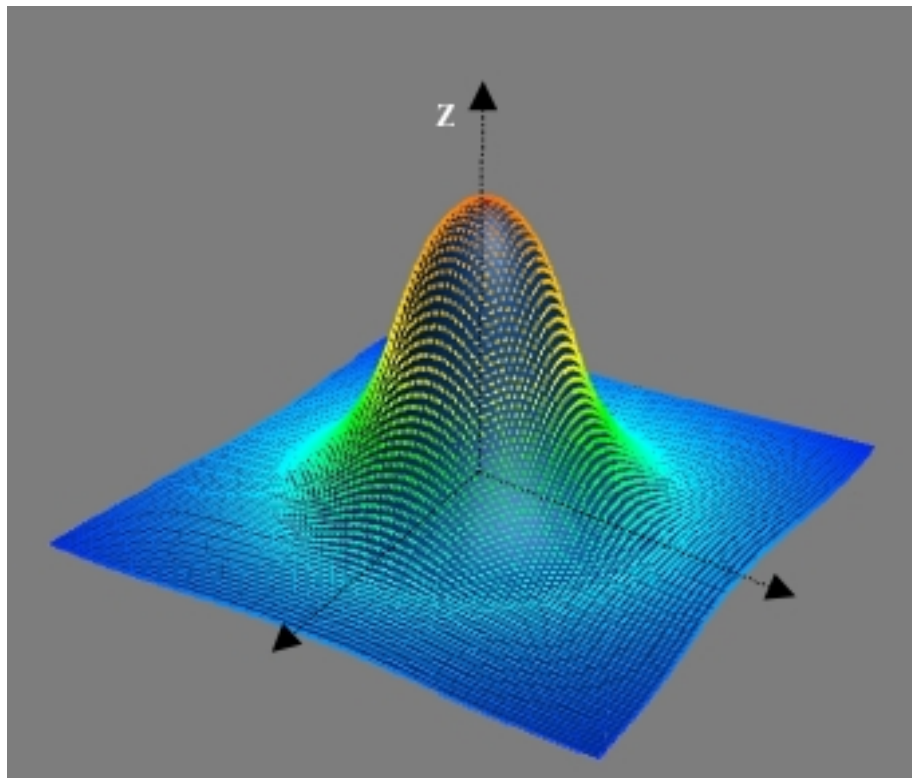


Obr. 1.2 Průběh světelné intenzity pulsu

Pro úvod do měření laserových pulsů s takto malou pološířkou (doba trvání pulsu) je potřeba si puls znázornit také graficky. Na obr. 1.1 vidíme průběh elektrického pole v čase. V grafu je **červeně** vynesena průběh horní obalové křivky, **fialově** dolní obalové křivky a **modře** je zde znázorněna nosná frekvence pulsu. Takovýto obraz pulsu můžeme měřit např. interferometrickým autokorelátorem.

Další funkce, která nám charakterizuje puls, je jeho světelná intenzita, opět v závislosti na čase. Takovýto průběh můžeme sledovat na obr. 1.2. Zde vidíme pouze obalovou křivku, avšak ta, jak se později dozvíme, obsahuje již informaci o pološířce pulsu.

Poslední dva charakteristické rysy pulsu, jsou jeho prostorové rozložení světelné intenzity po průřezu svazku (příčný profil svazku) a spektrum. Puls, šířící se prostorem, vypadá přibližně tak, jak je naznačeno na obr. 1.3. Puls se šíří ve směru osy z . Měření takového obrazu pulsu se provádí měřením vertikálních a horizontálních řezů např. posuvem CCD pole nebo CCD kamerou.

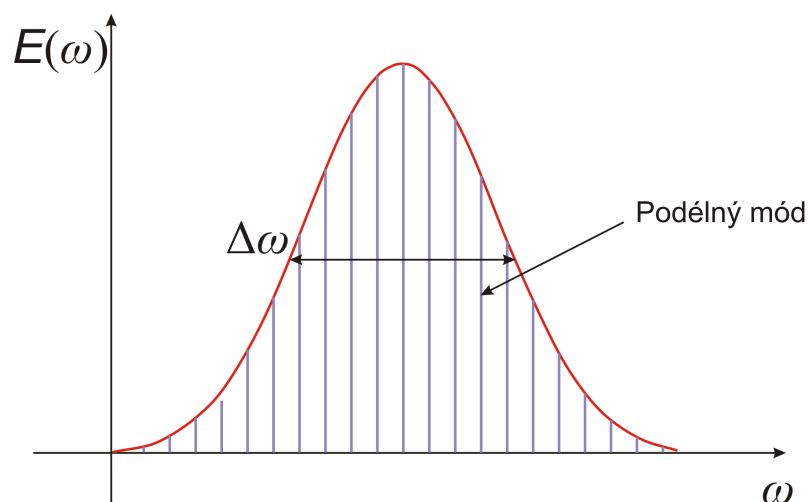


Obr. 1.3 Prostorový průběh světelného pulsu

Poslední zmiňovaný charakteristický rys pulsu je jeho spektrum (obr. 1.4). Spektrum pulsu je pro nás velmi důležité, a to jak z hlediska informace o stupni koherence zdroje laseru, tak také z hlediska souvislosti s pološířkou pulsu. Platí zde totiž vztah:

$$\tau\Delta\omega \geq 2\pi K \quad (1.3)$$

kde τ je pološířka pulsu, $\Delta\omega$ je pološířka spektra a K je konstanta, která se liší podle toho, jakou můžeme zvolit aproximaci pro časový průběh pulsu. My budeme předpokládat, že časový průběh intenzity elektrického pole má Gaussův tvar. Tento vztah bude použit při posuzování kvality laserového zdroje.



Obr. 1.4 Spektrum pulsu

Pozn. Jako aproximace časového průběhu intenzity elektrického pole se obvykle používají Gaussova $\sim \exp(t^2/a^2)$ nebo $\text{sech}^2(t)$ funkce.

1.21 - Ultrakrátké pulsy (Ultrashort pulses)

V předchozí kapitole jsem se věnoval intenzivním optickým pulsům jako takovým. Nyní se již zaměřím na takové pulsy, které využívám ve své práci. Těmito pulsy jsou ultrakrátké, konkrétně femtosekundové (fs) pulsy.

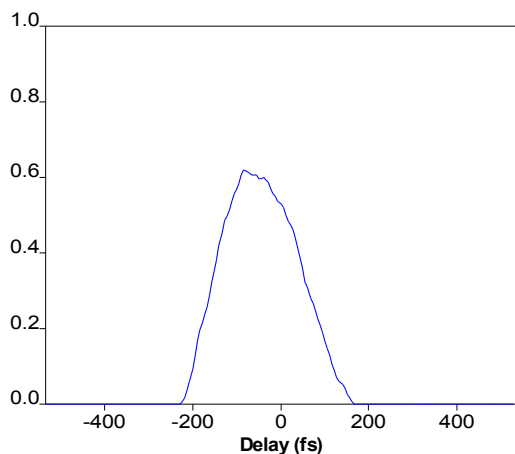
Za ultrakrátké pulsy můžeme obecně považovat pulsy o šířkách kratších jak pikosekunda (ps). V současné době se tedy jedná o femtosekundové (fs) a attosekundové (as) pulsy.

Ve své práci jsem se zaměřil na studium pološířky a spektra femtosekundových pulsů. Avšak s ultrakrátkými pulsy jsou spojeny ještě další měření. Tomuto odvětví optiky se říká ultrarychlá optika; měří se např. ještě nosná frekvence, časový průběh výkonu apod.

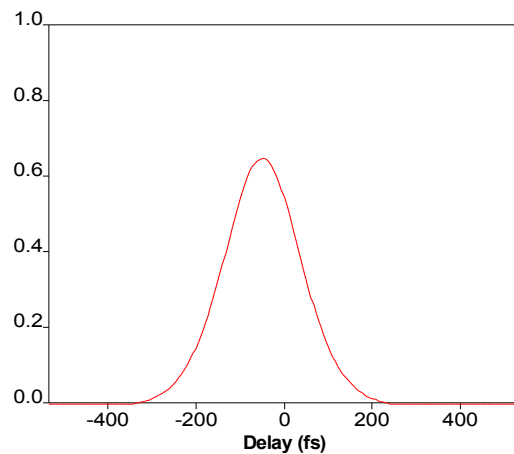
Mnou měřené ultrakrátké pulsy generujeme v laserech se synchronizací podélných módů, tzv. modelocking (viz. [1.3 Modelocking](#)) a to zejména metodou aktivní a pasivní synchronizace módů. Tyto pulsy však můžeme generovat ještě např. v optických parametrických zesilovačích (optical parametric amplifiers), kde je možno použít superkontinuum nebo např. pomocí elektronových laserů (free electron lasers), což jsou lasery, založené na undulátoru (= zařízení se střídajícími se magnetickými póly). Také je možné použít jako zdroj pulsy o něco delší a použít některou z technik komprese pulsů. Z těchto metod se však budeme věnovat pouze pulsům vznikajícím metodou synchronizace podélných módů v optických rezonátorech.

K měření ultrakrátkých pulsů lze použít několik různých metod. Jedna z metod k získání pološířky pulsu (záleží na modifikaci metody), je metoda měření pulsu autokorelátorem. Tuto metodu použiji ve své práci. Výsledky lze zobrazovat též různými způsoby; např. spektrografy, nebo na monitoru PC (díky optickému detektoru ([1.71 Autokorelace - detektory světelných pulsů](#)) a monitoru), kde může být výsledek zobrazen jako graf časové nebo frekvenční závislosti.

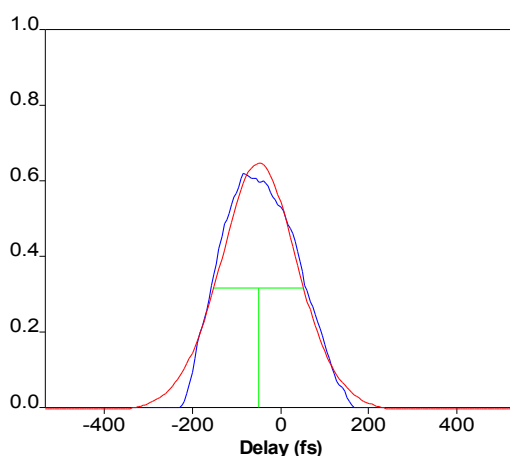
Následujícími obrázky se budu snažit nastínit průběh ultrakrátkého (konkrétně femtosekundového) pulsu přímo tak, jak ho vidíme na monitoru PC po výstupu z autokorelátoru a jeho výpočtu softwarem PC. Obr. 1.5 ukazuje reálný průběh autokorelační funkce (dvourozměrný obraz), obr. 1.6 potom ukazuje použitou Gaussovu funkci pro proložení pulsu a konečně obr. 1.7 ukazuje reálný průběh autokorelační funkce s aplikovaným proložením Gaussovou funkcí.



Obr. 1.5 Autokorelační funkce



Obr. 1.6 Gaussova funkce



Obr. 1.7 Proložená autokorelační funkce

Proložení autokorelační funkce Gaussovou funkcí dostaneme pološířku měřeného pulsu. Výsledek této operace dostáváme zobrazený na monitoru PC.

V další kapitole se budeme věnovat vzniku pulsu v optickém rezonátoru.

1.30 Modelocking

1.30 - Modelocking - teorie (Modelocking theory)

Definice: je to skupina metod generace ultrakrátkých intenzivních laserových pulsů

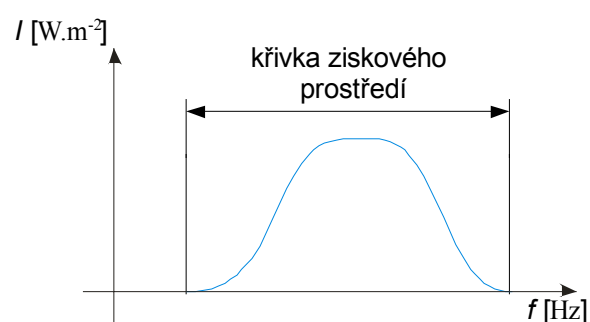
Až doteď jsem se zmiňoval o laserových pulsech jako o samozřejmosti. Avšak jejich generace není zase tak úplně jednoduchá. Proto se v této kapitole budu věnovat metodám jejich generace a laserům, pomocí kterých se mohou generovat.

Ačkoli je laserové světlo pravděpodobně nejčistší forma světla, neskládá se však striktně z jedné vlnové délky; není úplně koherentní. Vždy obsahuje nějaký rozsah vlnových délek. Jak velký tento rozsah bude, záleží na aktivním prostředí, ve kterém se generuje laserové světlo. Proto se také někdy rozsahu vlnových délek, ve kterém lze generovat laserové světlo říká šířka pásma aktivního prostředí (gain bandwidth). Jako příklad uvedu nyní dva lasery, které se běžně v praxi používají a uvedu u nich jejich parametry.

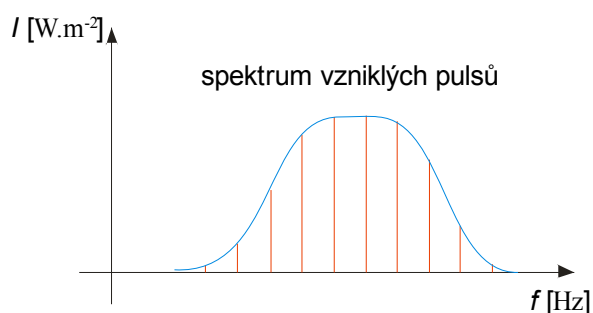
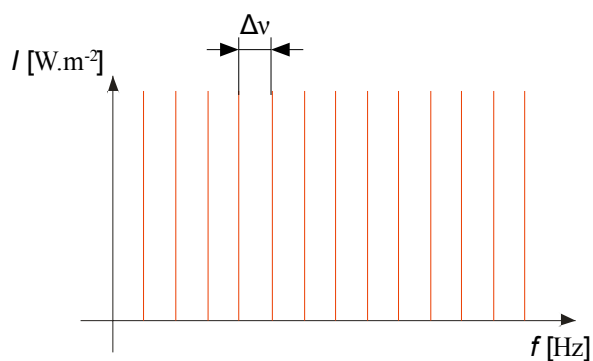
- Helium-neon (HeNe) - plynový laser
 - šířka pásma přibližně 1.5 GHz (to je $\sim 0,002$ nm; střední vlnová délka je 633 nm)
- Titan-safir (titanium-doped sapphire) (Ti:Sapphire) - pevný laser
 - šířka pásma přibližně 128 THz (to je ~ 300 nm; střední vlnová délka je 800 nm).

Druhý faktor, který ovlivňuje šířku pásma v níž lze generovat laserové světlo, je optický rezonátor. V nejjednodušším případě se skládá z dvou rovinných zrcadel, které jsou umístěny odrazovými plochami proti sobě. Takovéto uspořádání optického rezonátoru se nazývá Fabry-Perotův rezonátor. V optickém rezonátoru vznikají dva druhy vlnění, a to vlnění podélné a příčné.

Podélné módy jsou stojaté vlny v optickém rezonátoru. Podmínkou je, že podélný mód musí mít uzly v zrcadlech rezonátoru. Z toho plyne, že tyto podélné módy mohou mít pouze takové vlnové délky (λ), pro které je vzdálenost obou zrcadel (L) přesným násobkem poloviny vlnové délky. Tyto módy se potom mohou zesilovat v aktivním prostředí. Taková oblast, ve které se módy mohou zesílit je dána křivkou ziskového prostředí (obr. 1.8). Z podmínky pro podélné módy plyne vztah,



struktura podélných módů



Obr. 1.8 Křivka ziskového prostředí; podélné módy v optickém rezonátoru

který nám řekne, jaké módy mohou vzniknout v optickém rezonátoru. Vztah je následující:

$$L = q \lambda \cdot 2^{-1} \quad (1.4)$$

kde q je onen násobek poloviny vlnové délky, a je to v podstatě počet módů v rezonátoru.

V praxi je většinou vzdálenost zrcadel mnohem větší, než je vlnová délka světla, proto dosahuje koeficient q hodnot okolo 10^5 až 10^6 . Je také zajímavý frekvenční rozestup mezi dvěma přilehlými módy. Můžeme jej popsat vztahem 1.5:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (1.5)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu ($c \approx 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), a L je délka optického rezonátoru. Vztah nám v podstatě říká, jak velké frekvenční pásmo je mezi jednotlivými sousedícími módy (viz. obr. 1.8).

Pokud tedy aplikujeme tuto rovnici na modelový rezonátor, můžeme vypočítat, že pro malý rezonátor, o délce 300 mm, je rozestup dvou podélných módů přibližně 0,5 GHz. Pokud bychom chtěli rovnici aplikovat na již zmiňované lasery HeNe a Titan-safírový, dospěli bychom k zajímavému závěru. HeNe laser může mít pouze 3 módy, a to s šířkou pásma 1,5 GHz, zatímco Titan-safírový laser může mít až 250 000 podélných módů s šířkou pásma 128 THz.

Pokud se v rezonátoru vybudí více jak jeden podélný mód, můžeme poté hovořit o tzv. vícemódové generaci. Pokud je vybuzen pouze jeden podélný mód, hovoříme o jednomódové generaci.

Složením módů v optickém rezonátoru dostáváme řadu náhodných pulsů s měnící se pološířkou a amplitudou. Až jejich fázovou synchronizací může nastat případ, že módy se sečtou (superponují) v konkrétní krátký puls. Jeho pološířka je úměrná počtu módů v rezonátoru podle vztahu:

$$\tau = \frac{2\pi}{(2n+1) \cdot \Delta\omega} \quad ; \quad [s] = \frac{[-]}{[s^{-1}]} = [s] \quad (1.6)$$

kde τ je pološířka pulsu, $(2n+1)$ je počet módů a $\Delta\omega$ je frekvenční rozestup módů. Výsledný puls poté polopropustným zrcadlem opouští rezonátor. Zbytek pulsu se odrazí zpět do rezonátoru a intenzita kterou ztratil při průchodu jeho částí ven z rezonátoru, se musí opět zesílit v aktivním prostředí. Takovému cyklu se říká "roud trip". Pokud již rezonátor pracuje stabilně, cykly se opakují a vzniká tak generovaný sled intenzivních světelných pulsů.

Na obr. 1.8 můžeme pozorovat rozestupy podélných módů i výsledný laserový puls, včetně jeho spektra.

Nyní jsme si tedy řekli něco o modelockingu jako takovém, spíše obecně, nyní si popíšeme dvě základní metody, a to aktivní a pasivní modelocking.

1.31 - Aktivní modelocking (Active modelocking)

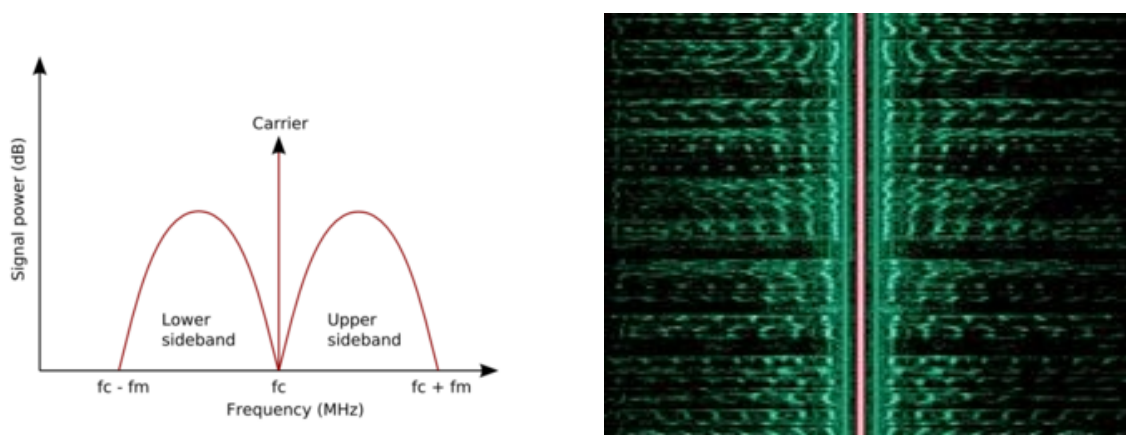
Nejčastější metoda Aktivního modelockingu využívá umístění akustickooptického modulátoru (acousto-optic modulator) do cesty podélných módů v optickém rezonátoru. Modulátor je řízen elektrickými signály a zajišťuje sinusovou amplitudovou modulaci světla v optickém rezonátoru. S ohledem na oblast frekvencí, pokud má mód optickou frekvenci ν a je amplitudově modulován s frekvencí f , výsledný signál má postranní pásma na optických frekvencích $\nu-f$ a $\nu+f$. Pokud je modulátor řízen elektrickým signálem stejné frekvence, kterou má rozestup mezi módy v optickém rezonátoru $\Delta\nu$, pak tyto postranní pásma odpovídají originálnímu módu v optickém rezonátoru a jeho dvěma přilehlým módům. Pokud jsou postranní pásma tedy řízena ve fázi, tak hlavní mód i k němu přilehlé módy jsou vzájemně též ve fázi. Další vliv modulátoru na postranní pásma vytváří tzv. synchronizaci fází (phase-locking) módů $\nu-2f$ a $\nu+2f$. To se děje, dokud nejsou

všechny módy v rozsahu ziskového prostředí také na oné pevné fázi.

Tento postup lze také uvažovat v časovém oboru. Amplitudový modulátor se chová jako slabá clona pro světlo, kmitající mezi dvěma zrcadly v optickém rezonátoru. Pokud je otevřen, světlo prochází bez jakýchkoli změn. Pokud je zavřen, zmírní intenzitu procházejícího světla. Pokud je modulační poměr (modulation rate) f nastaven synchronně s cykly optického rezonátoru t , jednotlivé světelné pulsy se budou jak odrážet zpět do rezonátoru, tak i procházet ven. Skutečný vliv modulace, tedy zmírnění intenzity světelného pulsu, není nějak veliký; dosahuje hodnot kolem 1%, avšak protože puls rezonátorem prochází několikrát, výsledný efekt je dostačující.

Jako další patří do skupiny aktivní synchronizace módů metoda frekvenční modulace. Tato metoda používá modulátor založený na elektrooptickém efektu (electro-optic effect). Toto zařízení je opět umístěno uvnitř v optickém rezonátoru a je řízeno malým, indukovaným elektrickým signálem různých frekvencí, měnících se, s průchodem světla skrz rezonátor. Když je frekvenční modulace přizpůsobená cyklu rezonátoru, část světla v rezonátoru je frekvenčně posunuta směrem k vyšším frekvencím (up-shifts frequency) a část směrem k nižším frekvencím (down-shifts frequency). Po několika průchodech rezonátorem je takto frekvenčně posunované světlo vytlačeno z křivky ziskového prostředí rezonátoru. Jen světlo, které proces průchodu modulátorem neovlivnil a jehož frekvenční modulace je tudíž nulová, může projít skrz modulátor a vystoupit z optického rezonátoru jako úzký světelný puls.

Na obrázku 1.9 vidíme znázornění postranních pásem v grafu, můžeme zde i pozorovat jak postranní pásma vypadají ve skutečnosti.



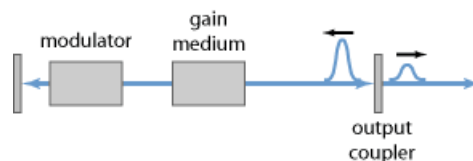
Obr. 1.9 Postranní pásma
(převzato z <http://en.wikipedia.org/wiki/Sideband>)

Třetí metoda aktivního modelockingu je tzv. synchronní modelocking (synchronous mode-locking) neboli také synchronní čerpání (synchronous pumping). V tomto případě zdroj energie (zdroj čerpání)(pump source (energy source)) pro laser moduluje sám sebe; tj. efektivně střídá průchod laseru tak, aby vznikal laserový puls. Typicky bývá čerpací zdroj (pump source) další modelocked laser. Tato metoda vyžaduje přesnou délku rezonátoru pro čerpaný laser (pump laser) a přesné řízení tohoto laseru.

Dále existují ještě některé další metody aktivního modelockingu. Tyto už jen zmíním. Jedná se o metodu, kde je použit polovodičový elektroabsorpční modulátor (semiconductor electroabsorption modulator), která se zakládá na využití Franz-Keldyshova efektu (Franz-Keldysh effect) a nebo lze ještě použít metodu, využívající Mach-Zehnderův integrovaný optický modulátor (Mach-Zehnder integrated-optic modulator).

Ještě zde uvádím obecné principiální schéma rezonátoru, v němž můžeme tvořit pulsy metodou aktivního modelockingu (obr. 2.0). Modulátor na schématu je v praktickém zapojení buď amplitudový nebo frekvenční, jak jsem se již zmínil v předchozích odstavcích. Gain medium je

ziskové prostředí, kde se zesílují podélné módy a output coupler je výstupní polopropustné zrcadlo. Za ním již vystupuje z rezonátoru tvarovaný puls, menší amplitudy, však velmi krátké doby trvání. Odražený puls putuje zpět do rezonátoru, kde se zesílí v aktivním prostředí, aby kompenzoval ztráty, které vznikají při průchodu jeho části ven z rezonátoru. Tento cyklus se opakuje pořád do kola.



Obr. 2.0 Schéma metody aktivního modelocking
(převzato z http://www.rp-photonics.com/mode_locking.html)

1.32 - Pasivní modelocking (Passive modelocking)

Na rozdíl od aktivních metod modelockingu nepotřebují pasivní metody externí laserový nebo elektrický signál, tj. řídicí signál, který řídí modulátor, protože nepoužívají modulátor, ale tzv. saturovaný absorbér (saturable absorber).

Saturovaný absorbér je optické zařízení, které zprostředkovává intenzitně závislý přenos. To v podstatě znamená, že se zařízení chová rozdílně v závislosti na jím procházející světelné intenzitě. Pro pasivní modelocking je nejlepší takový absorbér, který absorbuje světlo nižší intenzity a propouští světlo vysoké intenzity. Pokud tedy takovýto absorbér umístíme do optického rezonátoru, absorbér zmírňuje průchod světla s nízkou intenzitou, respektive kontinuální světelné vlny s nízkou intenzitou. To proto, že i jako v případě obyčejného laseru, intenzita světla může v určitém rozsahu mírně klesat. Toto kolísání se poté může projevit tím, že saturovaný absorbér vybere přednostně intenzitní špičku, která je způsobena právě takovým kolísáním. Jak poté světlo kmitá v optickém rezonátoru, tento cyklus, s výběrem intenzitní špičky, se opakuje a po několika takových cyklech začne výběr vysokých intenzit světla převládat nad výběrem nízkých intenzit; ty jsou potlačeny (přímo absorbovány). Pokud pak uvažujeme ještě větší počet cyklů, vede tento jev v absorbéru k tvarování světelného pulsu v optickém rezonátoru. Uvažujeme-li pro tuto metodu oblast frekvenční, můžeme říci, že vlastnosti této metody jsou lepší; pulsy jsou stabilnější a kratší, než tomu je u metody aktivního modelockingu.

Dále se podíváme na nejdůležitější součást metody pasivního modelockingu, saturovaný absorbér. Saturovaný absorbér bývá nejčastěji tekuté, organické barvivo, ovšem dá se také vyrobit s dotovanými krystalů nebo polovodičů. Pokud je zvolen polovodič, jeho dobrou vlastností je rychlé vzorkování, má ale i špatnou vlastnost, a to je svažování náběžné nebo sestupné hrany

Proto u metody pasivního modelockingu hrají takovou roli přímo absorbéry. Jejich zapojení jen trochu ovlivňuje celkové potlačování nízkých intenzit, ale naopak hodně propustnost vysokých intenzit celým obvodem. Jako nejefektivnější zapojení se osvědčilo Kerr-lens mode-locking zapojení, kterému se také občas říká self mode-locking. To využívá jevů nelineární optiky, konkrétně Kerrova efektu (jevu), a to tak, že vysoké intenzity zaostřuje jinak než nízké. Pokud nastavíme přesně a pečlivě apertury (štěrbina, skrz kterou prochází paprsek), můžeme z tohoto sestavení dostávat velmi přesné ultrakrátké laserové pulsy.

Na obr. 2.1 je možné vidět zobecněné schéma metody pasivního modelockingu.



Obr. 2.1 Schéma metody pasivního modelockingu
(převzato z http://www.rp-photonics.com/mode_locking.html)

1.4 Šíření krátkých intenzivních světelných pulsů v prostředí

1.40 Šíření - vlnová rovnice, popis a jevy v prostředí

Ultrakrátké světelné pulsy se v prostoru šíří podle postulátů vlnové optiky, konkrétně potom dle vlnové rovnice, jako každá jiná světelná vlna. Uvedeme si tedy základní konstanty a parametry vlnové optiky.

Světlo se ve vakuu šíří rychlostí c_0 . V každém jiném prostředí je rychlost šíření jiná, c_x . O kolik se rychlost změní závisí na takzvaném indexu lomu prostředí n . Tato konstanta je bezrozměrná a je dána pro každý materiál. Vztah mezi rychlostí světla a indexem lomu v určitém prostředí je:

$$c = c_0 / n \text{ [m.s}^{-1}\text{]} \quad (1.7)$$

V tabulce 1.1 vidíme příklady indexu lomu pro některé prostředí:

<u>Látka</u>	<u>index lomu</u> <u>(n [-])</u>
vakuum	1
vzduch (normální tlak)	1,0003
led	1,31
voda	1,33
etanol	1,36
sklo	1,5 až 1,9
sůl	1,52
safír	1,77
diamant	2,42

Tab 1.1 indexy lomu různých prostředí

Pro upřesnění ještě dodávám údaj o rychlosti světla ve vakuu:

$$c_0 = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ [m.s}^{-1}\text{]}$$

Matematicky popisujeme optickou vlnu reálnou funkcí polohy $\mathbf{r} = (x, y, z)$ a času t . Tato reálná funkce se označuje $u(\mathbf{r}, t)$. Tuto funkci nazýváme vlnová funkce. Ta vyhovuje vlnové rovnici, která vypadá takto:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 u, \quad (1.8)$$

Protože vlnová rovnice je lineární, platí pro vlny princip superpozice (sčítání vln). To v praxi znamená, že představují-li dvě obecné vlny funkce $u_1(\mathbf{r}, t)$ a $u_2(\mathbf{r}, t)$, tak možnou vzniklou vlnu může představovat funkce $u(\mathbf{r}, t) = u_1(\mathbf{r}, t) + u_2(\mathbf{r}, t)$.

Na hranici dvou optických prostředí se vlnová funkce mění způsobem, který závisí na indexu lomu n . Za předpokladu, že změny indexu lomu v určitém prostředí (tzv. gradientní prostředí - prostředí s plynulou změnou indexu lomu) jsou na takových vzdálenostech, odpovídajících vlnové délce šířené vlny malé, nazýváme takovéto prostředí prostředím lokálně homogenním (stejnorodým). Index lomu je v takovém prostředí potom prostorově závislý. Proto můžeme zjednodušit předchozí funkce tak, že za n dosadíme funkci $n(\mathbf{r})$ a za \mathbf{c} dosazujeme $\mathbf{c}(\mathbf{r})$.

Dále bychom si mohli popsat ještě další důležité veličiny, související s optickými pulsy a prostředím. Nejdříve se podíváme na veličiny vyskytující se v lineárním prostředí, poté se zaměříme na nelineární prostředí.

V lineárním prostředí se můžeme setkat s těmito veličinami, které nám vypovídají něco o optické vlně nebo přímo prostředí: elektrická *intenzita* pole, optická *intenzita*, optický *výkon* a optická *energie*. Nyní si tyto veličiny probereme podrobněji.

Elektrická intenzita (Intenzita elektrického pole):

- Důležitá je tím, že působí na elektricky nabitě částice v prostředí (např. atomy), ty může rozkmitat (odezva prostředí na vnější elektrické pole)
- Dělíme jí na intenzitu elektrického pole uvnitř atomu, na intenzitu vnějšího elektrického pole, na intenzitu elektrického pole tepelného zdroje. Existuje ještě intenzita elektrického pole laserového zdroje, která však již způsobuje nelineární odezvu prostředí, tudíž se jí budeme zabývat v další podkapitole.

- **Intenzita elektrického pole uvnitř atomu (E_a)**

$$E_a = 10^7 \text{ [V.cm}^{-1}\text{]} \text{ pro polovodiče}$$

$$E_a = 10^9 \text{ [V.cm}^{-1}\text{]} \text{ pro dielektrika}$$

- **Intenzita elektrického pole tepelného zdroje (E_0)**

- pole generováno všedními světelnými zdroji (např. Slunce, žárovka, oheň)

$$E_0 = 10^3 \text{ [V.cm}^{-1}\text{]}$$

- tato intenzita je několikrát menší, než intenzita uvnitř atomu, z čehož vyplývá, že prostředí má *lineární odezvu*, jinak zapsáno jako:

$$E_0 \ll E_a$$

- v takovémto případě i lze popsat prostředí lineární závislostí mezi polarizací prostředí \mathbf{P} a intenzitou elektrického pole \mathbf{E} .

- Pro všechny druhy intenzity elektrického pole platí princip superpozice

Optická intenzita:

- Je optický výkon, dopadající na jednotku plochy
- Je přenášena kolmo ke směru šíření optické vlny
- Hlavní jednotkou jsou [W.m⁻¹], používanější jsou však [W.cm⁻¹]
- Lze vyjádřit rovnicí:

$$I = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0}{2} |E|^2 = \frac{c \epsilon_0 \mu_0}{2} |E|^2 \quad [\text{W.m}^{-1}] \quad (1.9)$$

kde $|E|^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$

- Pro laserové paprsky vysokých intenzit lze rovnici upravit jako optický výkon vydělený dráhou paprsku (ta se skládá ze součinu π a čtverce průvodiče (rádius) paprsku w):

$$I_p = \frac{P}{\pi w^2 / 2} \quad [\text{W.m}^{-1}] \quad (2.0)$$

Optický výkon ($P(t)$):

- Vztahuje se opět na plochu, kolmou k šíření optické vlny; je to optická intenzita, integrovaná přes onu plochu
- Základní jednotkou jsou [W] (Watt)

Optická energie :

- Vztahuje se k časovému intervalu, za který dopadá optický výkon; je to tedy časový integrál optického výkonu přes uvažovaný časový interval
- Jednotky jsou [J] (Joule)

Ještě bude ale také důležité, zabývat se prostředím nelineárním, které je z hlediska generace ultrakrátkých optických pulsů důležitější než prostředí lineární. Proto si zde popíšeme dva základní jevy v tomto prostředí, a to **intenzitu** elektrického pole laserového zdroje a **nelineární polarizaci**.

Elektrická intenzita (Intenzita elektrického pole):

● Intenzita elektrického pole laserového zdroje (E_0)

- pole generováno pouze lasery; způsobuje to vysoký stupeň koherence (vzájemné souvislosti; mají stejný směr, frekvenci i fázi) laserového záření; ta umožňuje koncentraci světelné energie (např. fokusací (zaostřením)) do jediného místa

-v tomto místě pak lze dosáhnout elektrických intenzit až řádově $10^8 - 10^9$ [V.cm⁻¹], pro laserové systémy $\sim 10^5$ [V.cm⁻¹].

$$E_0 = 10^5 - 10^9 \quad [\text{V.cm}^{-1}]$$

- tato intenzita je menší přibližně pouze o dva řády, než intenzita uvnitř atomu, z čehož vyplývá, že prostředí má **nelineární odezvu**, jinak zapsáno jako: $E_0 < E_a$

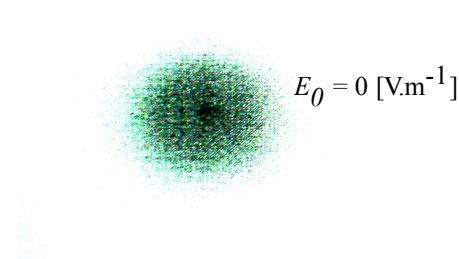
Nelineární polarizace:

- Této problematice se věnuje následující kapitola (viz. 1.41 Polarizace)

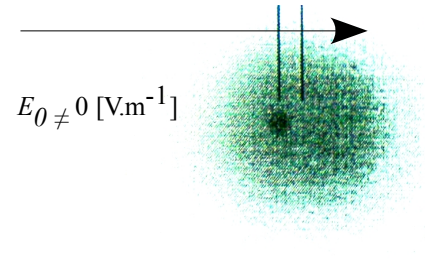
1.41 Polarizace

Jak jsem již zmiňoval v předchozích kapitolách, jednou z důležitých jevů v nelineární optice je **nelineární polarizace**.

Polarizace v prostředí vzniká ruku v ruce s šířícím se elektrickým polem. Zjednodušeně lze říci, že elektrické pole působí přímo na atomy (popř. molekuly). Pokud je atom prostředí v rovnovážném stavu (nepůsobí na něj žádné vnější síly, má vnitřní dipólový moment (jakýsi vzájemný posun mezi jádrem a elektronovým obalem) roven nule. Tato situace vypadá asi takto



Obr. 2.2a Dipólový moment - nepůsobí elr. pole



Obr. 2.2b Dipólový moment - působí elr. pole

(obr. 2.2a). Vidíme zde jádro atomu (tmavší část) a jeho elektronový obal (světlý kruh kolem tmavší části). Na atom nepůsobí žádné vnější pole; tudíž $\mathbf{E}_0 = 0$ [V.m⁻¹]. Pokud se ovšem atom dostane do elektrického pole, začne se jeho elektronový obal s jádrem vzájemně vůči sobě posunovat a kmitat tak ve směru elektrického pole. V tuto chvíli se kmitající atom stává dipólem v elektrickém poli, získává dipólový moment a prostředí se polarizuje. Proces je naznačen na obr. 2.2b.

Vzniká tak vlna polarizace, charakterizovaná vektorem \mathbf{P} . Dipólový moment je pak označen jako \mathbf{p} . Výsledná vlna polarizace se tedy řídí dipólovými momenty; je to v podstatě poměr vektorového součtu dipólových momentů všech atomů ovlivněných tímto elektrickým polem, ve fyzikálně nekonečně malém elementu prostředí (tedy objemu) $\Delta x, \Delta y, \Delta z$. Jinak řečeno vektor polarizace \mathbf{P} je objemová hustota dipólových momentů.

Ještě bychom si měli přiblížit, co je vlastně myšleno pojmem fyzikálně nekonečně malý element objemu.

Fyzikálně nekonečně malý element objemu - ΔV

$\Delta V = \Delta x, \Delta y, \Delta z$ je objem, obsahující makroskopicky velké číslo atomů nebo molekul, to znamená, že charakteristický lineární rozměr $(\Delta V)^{1/3}$ je podstatně větší, než střední vzdálenost mezi částicemi d . Současně však lineární rozměr tohoto objemového elementu musí být menší, než je charakteristický rozměr makroskopických nehomogenit (jejichž měřítkem je délka elektromagnetické vlny λ).

$$d \ll (\Delta V)^{1/3} \ll 1 \quad (2.1)$$

Nyní již víme, jak vektor polarizace vzniká, je tedy na čase říci si ještě něco málo o jeho šíření. Vlnový vektor se šíří společně s elektrickým polem v podobě již zmiňované vlny polarizace. Pokud má pole nízkou intenzitu, převládá polarizace lineární. V takovém případě můžeme potom na závislost nelineární polarizace a intenzity elektrického pole nahlížet z fenomenologickým přístupem (tzn. pohlížíme na problematiku pouze makroskopicky, zanedbáváme mikroskopické děje uvnitř prostředí jako např. děje atomární a molekulární). Až když se budeme pohybovat v oblasti vysokých intenzit tohoto pole (způsobené např. laserovým svazkem), pak se teprve dá hovořit o polarizaci nelineární. Tudíž s nárůstem intenzity elektrického pole nabývá na významu právě složka nelineární polarizace. Tu můžeme chápat jako funkcionál intenzity elektrického pole a vyjádřit jí ve formě rozkladu do Taylorovy řady dle mocnin intenzity elektrického pole $\mathbf{E}_a(x, t)$.

1.42 Rozklad polarizace do Taylorovy řady

Rozkladem vzniknou tři složky (viz. rce níže, členy Taylorova rozvoje).

Taylorův rozvoj:

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

složky tenzoru lineární
susceptibility

složky tenzoru nelineární
susceptibility 2. řádu
(kvadratické susceptibility)

složky tenzoru nelineární
susceptibility 3. řádu

Členy Taylorova rozvoje:

$$P_i^{lin} = \sum_j \chi_{ij}^{lin} E_j$$

složky lineární polarizace

$$P_i^{(2)} = \sum_j \sum_k \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k$$

složky nelineární susceptibility 2. řádu (kvadratické susceptibility)

$$P_i^{(3)} = \sum_j \sum_k \sum_l \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l$$

složky nelineární susceptibility 3. řádu

Tenzorová forma zápisu:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \hat{\chi}^{(1)} : \mathbf{E} + \epsilon_0 \hat{\chi}^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \epsilon_0 \hat{\chi}^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \quad (2.2)$$

Z rozvoje tedy vyplývá, že polarizaci dělíme na lineární, nelineární (kvadratickou) a nelineární vyšších řádů. My se budeme zabývat hlavně polarizací kvadratickou. Kvadratická polarizace vzniká v prostředí, popsaném susceptibilitou 2. řádu. Takové prostředí jsou pouze krystalické materiály s excentrickou krystalickou strukturou. Nelineární efekty vznikají uvnitř krystalu, na povrchu krystalů jsou spíše výjimkou. V krystalu tedy díky nelinearitám mohou vznikat různé jevy, jako je např. konverze frekvence vstupní vlny na jinou frekvenci, generace druhé harmonické, generace rozdílové frekvence, lineární elektrooptický jev, up conversion a optická rektifikace. Více se některým těmto efektům a s nimi spojenými jevy zabývá další kapitola (viz. 1.5 Generace druhé harmonické).

Další, vyšší řád polarizace, je polarizace 3. řádu. Ta může nastat v prostředí, které je popsáno susceptibilitou 3. řádu. Taková polarizace může mít za následek vznik jevů jako automodulace fáze, příčná modulace fáze (paprsky si navzájem mohou ovlivňovat svou fázi), Kerr lens effect (založen na nelineárním Kerrovu efektu) a four-wave mixing (skládání čtyř vln, založené na susceptibilitě 3. řádu).

Další stupně polarizace, popřípadě susceptibility zde již nebudu uvádět, protože se již netýkají tématu této práce.

Ještě je však důležité zmínit tzv. fázový synchronismus (phase matching). Je to podmínka, určující pod jakým úhlem musí optická vlna vstupovat do nelineárního krystalu, aby mohl vznikat nelineární jev generace 2. harmonické (viz. 1.55 Fázový synchronismus).

1.5 Generace druhé harmonické

Ke generaci 2. harmonické může docházet v anizotropních nelineárních krystalech, při splnění podmínky fázového synchronismu.

V následujícím odstavci vyplíši body, dle kterých se poté bude ubírat obsah celé této kapitoly

- **1.50 Izotropní prostředí**
 - od slova "izotropie", což znamená nezávislost na směru
 - pro optické prostředí na směru nezávisí právě rychlost šíření vlny (popř. paprsku)
- **1.51 Anizotropní prostředí**
 - fyzikální vlastnosti jsou odlišné v různých směrech
 - vstupní vlna se rozkládá na nezávislé vlny; řádnou (ordinární) a mimořádnou (extraordinární)
 - ty se mohou šířit jinými rychlostmi
 - takovéto prostředí se nachází v krystalech
- **1.52 Fáze světelné vlny**
 - udává fázový posun vlny vyzářené v jednom bodě, o určitou vzdálenost za tímto bodem
- **1.53 Vlnové rozladění**
 - udává rozdíl vlnových vektorů přicházející vlny $\mathbf{E}(\omega)$ a vlny 2. harmonické $\mathbf{E}(2\omega)$
- **1.54 Vlny vstupující do krystalu**
 - podle toho, zda vstupují obě po stejné trase (nemají mezi sebou žádný úhel); ty se pak označují kolineární nebo vstupují každá pod jiným úhlem, pak jsou to tzv. nekolineární vlny
 - je zde popsán jev generace 2. harmonické
- **1.55 Fázový synchronismus**
 - požadavek sčítání vln 2. harmonické ve fázi; tudíž musí mít tyto vlny stejnou fázovou rychlost
 - metoda zjišťuje úhel (synchronizace přichozích vln), pod kterým můžou vstupovat do krystalu, aby vznikla druhá harmonická s co největší efektivností; zjišťuje tedy orientaci nelineárního krystalu
 - existuje **skalární** a **vektorový**
- **1.56 Výsledná vlna 2. harmonické**
 - vlna vzniklá v anizotropním krystalu; efektivnost generace závisí na splnění podmínky fázového synchronismu a na délce krystalu
 - má dvojnásobnou frekvenci, čili poloviční vlnovou délku

1.51 Anizotropní prostředí

Obecně za anizotropní prostředí považujeme prostředí, jehož fyzikální vlastnosti jsou v různých směrech odlišné. V přírodě tomuto popisu prostředí odpovídají krystaly (např. krystal křemene).

V optice, ke generaci 2. harmonické, se používá také krystal a to tzv. jednoosý krystal. Využívá se jeho anizotropie. Z teorie potom víme, že anizotropním prostředí se v obecném směru mohou šířit dvě na sobě nezávislé vlny. Řádná (ordinární) vlna a mimořádná (extraordinární) vlna. Každá z nich se v daném prostředí může šířit jinou rychlostí. A právě to je základ, pro generaci druhé harmonické.

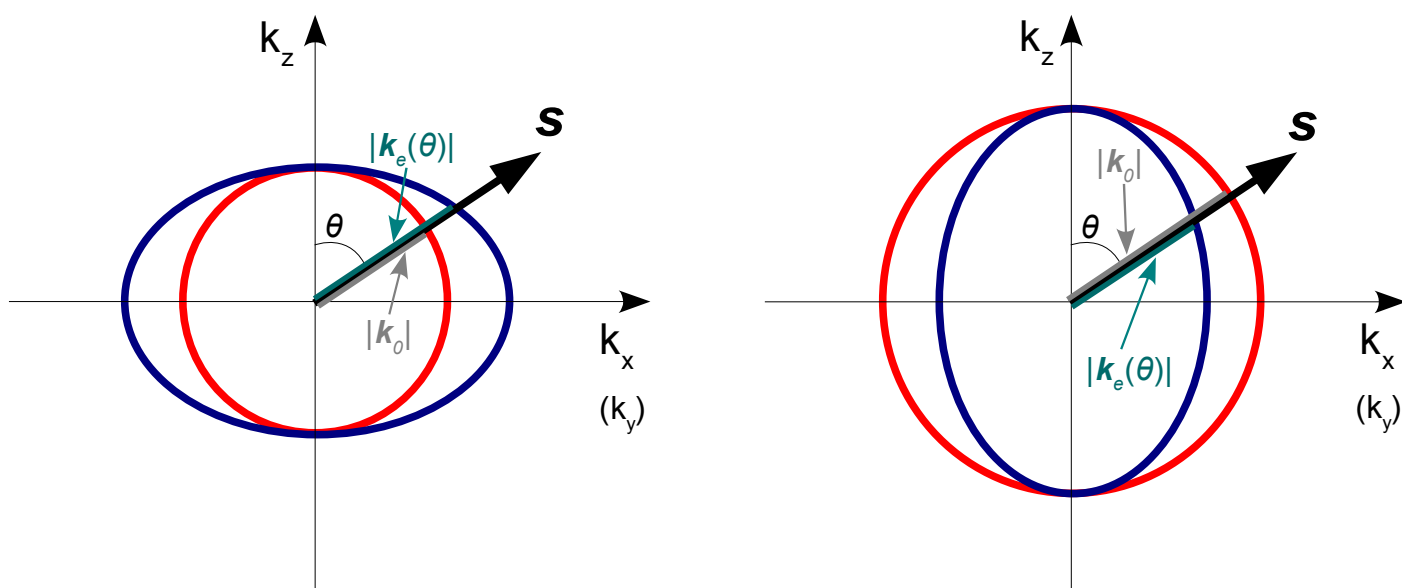
Uvažujme obecné anizotropního prostředí. Vlnový vektor \mathbf{S}_0 vstupuje do krystalu. Ve vlnovém prostoru má označení \mathbf{S}_0 . Ovšem pokud vstoupí do krystalu, musíme uvažovat index lomu, který krystal má. Z tohoto poznatku potom vyplyne následující vztah:

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_0 \cdot n \quad (2.3)$$

kde \mathbf{S}_0 je vlnový vektor šířící se volně prostorem (nespecifikovaným prostorem), \mathbf{S} je vlnový vektor, šířící se již v konkrétním prostředí a n je index lomu tohoto prostředí.

Vlna obecné polarizace, vstupující do anizotropního krystalu ve směru vlnového vektoru \mathbf{k} , se rozloží na dvě vlny, a to vlnu řádnou a mimořádnou. Obě vlny mají původní směr šíření, avšak mají různé polarizace. Tyto polarizace jsou navzájem kolmé. Polarizace vlny extraordinární leží v rovině šíření. Vlnový vektor ordinární vlny je kolmý k rovině šíření. Je charakterizován kulovou plochou (plocha vlnových vektorů), na obrázku červeně. Ta vychází z rovnice 2.4. Vlnový vektor extraordinární vlny pak charakterizuje rotační elipsoid, na obrázku modře, ten vychází z rovnice 2.5. Z těchto grafů lze pak určit velikost vektoru ordinární a extraordinární vlny v anizotropním prostředí a tím i index lomu těchto vln. Vektor ordinární vlny můžeme určit z obr. 2.3, a to tak, že určíme průsečík směru šíření \mathbf{s} s kulovou plochou. Vektor extraordinární vlny získáme zase tak, že najdeme průsečík směru šíření \mathbf{s} s elipsoidem. Všimněme si, že velikost ordinární vlny nezávisí na úhlu θ , který odpovídá úhlu, pod kterým vstupuje vlna do anizotropního prostředí. Zato velikost vektoru vlny extraordinární již na tomto úhlu záleží. Proto při generaci druhé harmonické musíme dbát na úhel vstupních vln, abychom mohli splnit podmínky fázového synchronismu.

Nelineární krystaly mohou být dvojího typu. Negativní a pozitivní. To závisí na typu disperze v krystalu (disperze existuje také pozitivní a negativní, viz. 1.43 Disperze prostředí).



Obr. 2.3 Plochy ordinárních a extraordinárních vln (vlevo pozitivní disperze, vpravo negativní)

Kulová plocha pro ordinární vlnu:

$$\frac{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}{n_o^2} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (2.4)$$

Rotační elipsoid pro extraordinární vlnu:

$$\frac{k_x^2 + k_y^2}{n_e^2} + \frac{k_z^2}{n_o^2} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (2.5)$$

Obecně pro rychlost optické vlny v prostředí platí vztah 2.6. Z tohoto vztahu je patrný vliv změny indexu lomu, na změnu rychlosti vlnového vektoru.

$$v = \frac{c}{n} \text{ [m.s}^{-1}\text{]} \quad (2.6)$$

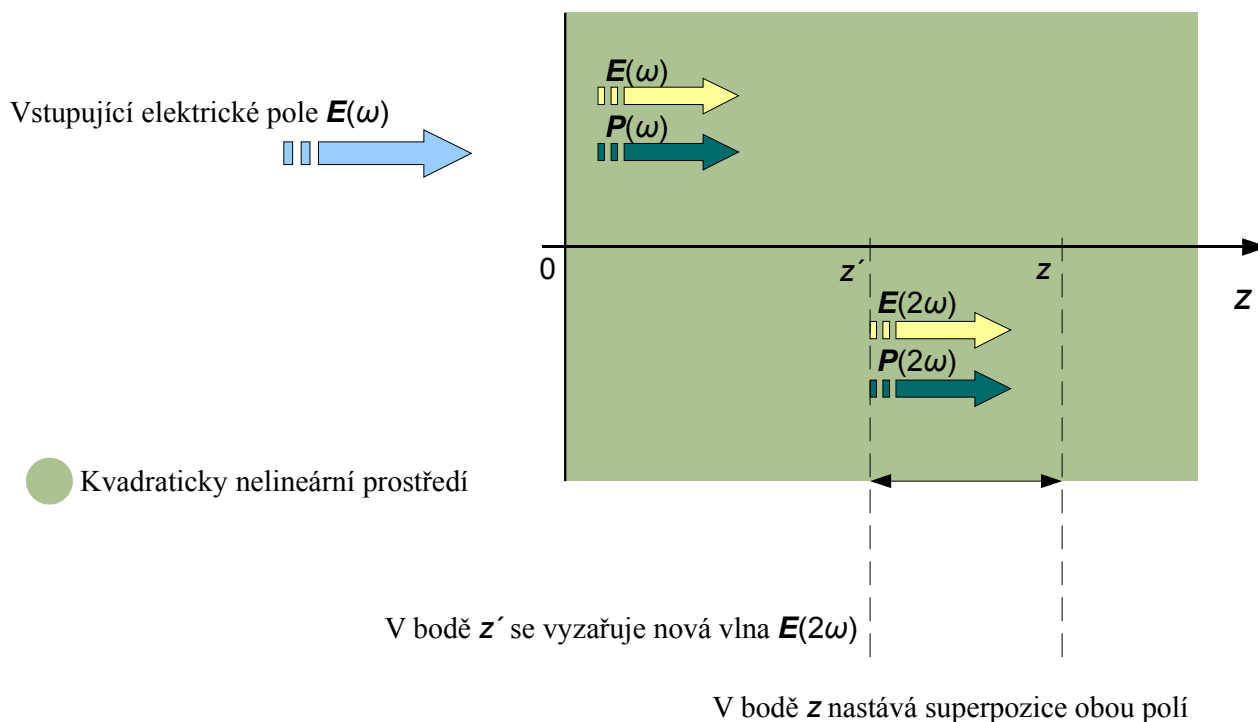
Pokud se tedy dostanou dvě extraordinární vlny do prostředí anizotropního a každá z nich se šíří jiným směrem, z tohoto vztahu vyplývá, že i jejich rychlosti budou rozdílné.

Když jsme si nyní popsali prostředí, a šíření vlny prostředím, můžeme se nyní věnovat parametrům jednotlivých vln i pojmům, které jsem předestřel na začátku této kapitoly.

1.52 Fáze světelné vlny

Při vstupu vlny **elektrického pole** $E(\omega)$ (čerpací vlny) do prostředí je vytvořena **vlna polarizace** P , díky vybuzení dipólových momentů atomů krystalické mřížky. Představme si obecně vlnu kvadratické polarizace P , šířící se kvadraticky nelineárním prostředím. Osa z , po které se vlna šíří, bude kolmá k nelineárnímu prostředí. Tato vlna vstupuje do prostředí v bodě $z = 0$, kterým je vymezena krajní hranice nelineárního prostředí (tzn. začátek prostředí). V tomto bodě má kvadratická vlna polarizace fázi:

$$\Phi(z) = 2\omega t - 2kz' \quad (2.7)$$



Obr. 2.4 Schéma fáze vlny

V bodě \mathbf{z}' se vyzářuje nová světelná vlna na kmitočtu 2ω s vlnovým vektorem \mathbf{K} . V tomto bodě se bude lišit fáze této vlny o $\mathbf{K}(\mathbf{z} - \mathbf{z}')$. To je důsledek superpozice polí; elektrického a pole polarizace. Celkový vztah pro fázi vlny tedy bude:

$$\varphi(\mathbf{z}') = 2\omega t - 2kz' - \mathbf{K}(\mathbf{z} - \mathbf{z}') = 2\omega t - \mathbf{K}\mathbf{z} - \Delta k z' \quad (2.8)$$

Setkáváme se zde s členem Δk . Tento člen se nazývá vlnové rozladění a budeme se mu věnovat v následující podkapitole.

1.53 Vlnové rozladění

Tento parametr (někdy označován také jako vlnová desynchronizace) udává v podstatě zpoždění vlny buďto se základní frekvencí, nebo vlny 2. harmonické vůči sobě. Vycházejme tedy z obecné úvahy; kvadraticky nelineárním prostředím se šíří dvě vlny. Vlna na základním kmitočtu ω a vlna druhé harmonické o kmitočtu 2ω . Níže můžeme vidět jejich rovnice (2.9; 3.0). Obě vlny se šíří ve směru osy \mathbf{z} . Šíří se ovšem nelineárním prostředím, takže pro indexy lomu a fázové rychlosti platí trochu jiné rovnice, a to rovnice (3.1; 3.2).

Základní vlna na kmitočtu ω :

$$E_{\omega} = \frac{1}{2} A_{\omega} \left\{ \exp \left[i(\omega t - k z) \right] + c.c \right\} = A_{\omega} \cos(\omega t - k z) \quad (2.9)$$

Vlna druhé harmonické na kmitočtu 2ω :

$$E_{2\omega} = \frac{1}{2} A_{2\omega} \left\{ \exp \left[i(2\omega t - K z) \right] + c.c \right\} = A_{2\omega} \cos(2\omega t - K z) \quad (3.0)$$

Pro indexy lomu platí:

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)}, \quad n(2\omega) = \sqrt{\varepsilon(2\omega)} \quad (3.1)$$

Pro fázové rychlosti šíření platí:

$$v = \frac{c}{n(\omega)} = \frac{(\omega)}{\mathbf{k}}, \quad V = \frac{c}{n(2\omega)} = \frac{(2\omega)}{\mathbf{K}} \quad (3.2)$$

V důsledku disperze indexu lomu nám potom pro takový případ platí, že se indexy lomu nerovnají a zrovna tak se nerovnají ani rychlosti obou vln.

$$n(\omega) \neq n(2\omega), \text{ a tedy } v \neq V$$

V důsledku toho je vlnové rozladění, dané rovnicí 3.3 různé od nuly.

$$\Delta k = \mathbf{K} - 2\mathbf{k} \quad (3.3)$$

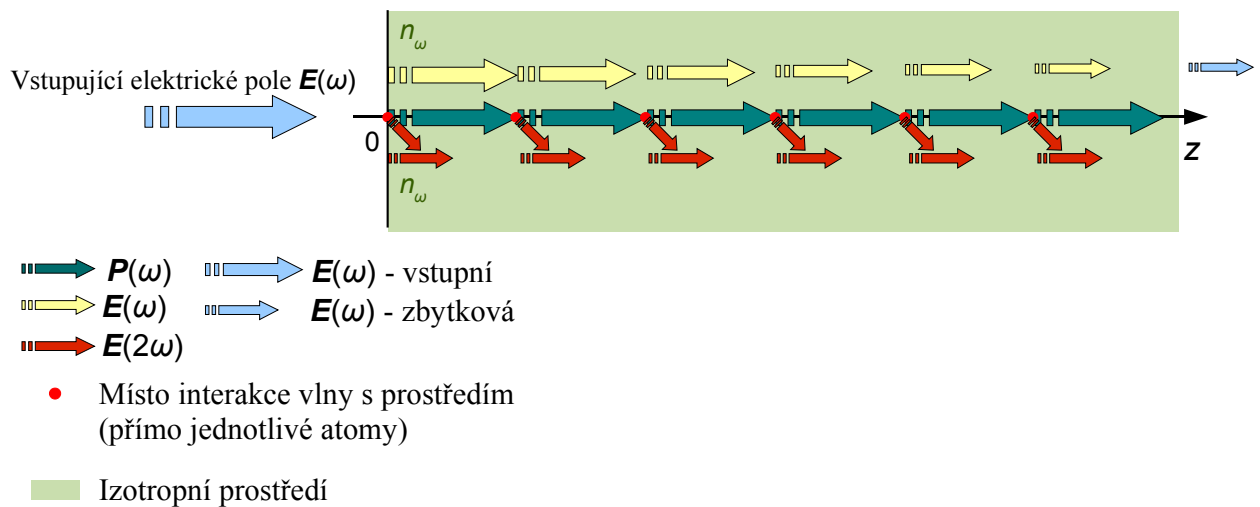
Známe tedy již i parametry obou vln, nyní se seznámíme s jejich interakcí s atomy prostředí a přímo s generací 2. harmonické.

1.54 Vlny vstupující do krystalu

Základním rozdělením vstupujících vln je rozdělení, které se zaměřuje na úhel, pod kterým vlny vstupují do krystalu a dle toho potom dělí vlny na kolineární a nekolineární. V následujících odstavcích se těmito dvěma typům budeme věnovat.

Kolineární:

Za takovýto typ vlny můžeme považovat vlnu, která vstupuje do prostředí (zatím obecného) přímo, pod vzájemným úhlem 0° . Dále musíme rozlišit vlnu čerpací (pump wave), vlnu nelineární polarizace a vlnu 2. harmonické (second-harmonic wave). Za čerpací vlnu můžeme považovat vlnu vstupující do krystalu z okolního prostředí. Označme jí $\mathbf{E}(\omega)$ (na obrázcích žlutá šipka). Tato vlna má základní kmitočet ω . Další vlastností této vlny je, že způsobuje rozkmitání atomů v prostředí, tím vznikají lokální dipólové momenty, které vyzařují na kmitočtech $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$. Ty jsou příčinou vzniku vlny druhé harmonické. Při vstupu do prostředí tedy situace vypadá asi tak, jako na obr. 2.5.

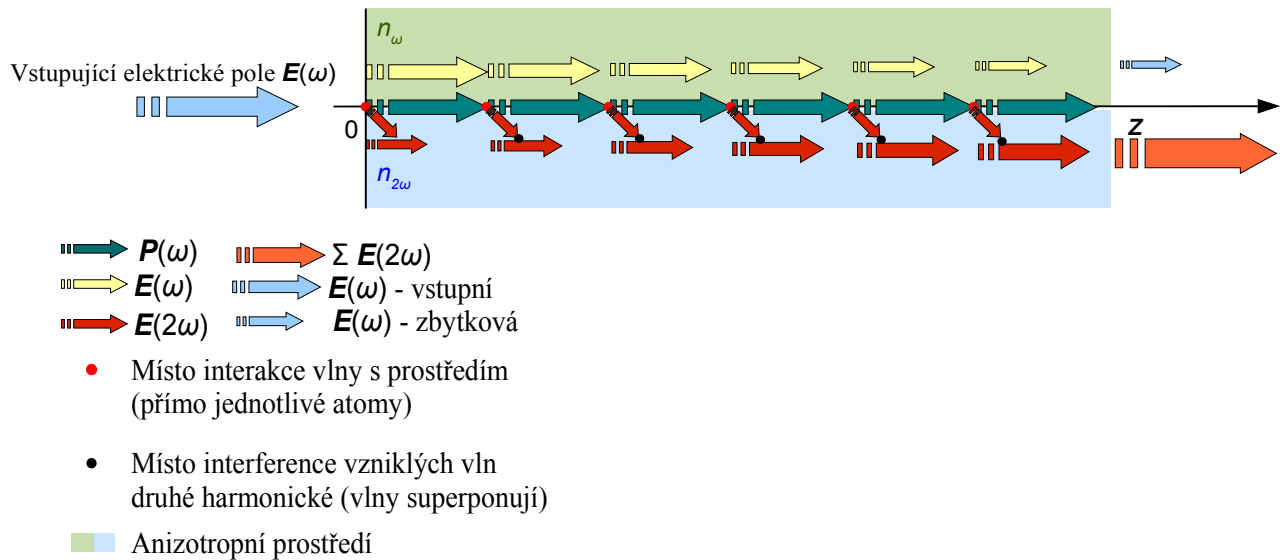


Obr. 2.5 Vlny v izotropním prostředí

Vzniklá vlna polarizace $\mathbf{P}(\omega)$ (zelená šipka) vybudí svým průchodem prostředím lokální dipóly, které potom vyzařují elektrické pole na kmitočtu $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$. Elektrické pole vyzařované na kmitočtu 2ω ($\mathbf{E}(2\omega)$) (červená šipka) se šíří ve směru osy z a popisuje jej vlnový vektor \mathbf{K} . Takovéto nově vzniklé pole se však šíří v izotropním prostředí s fázovou rychlostí odlišnou od fázové rychlosti vlny základní harmonické. Díky tomu, se do místa další interakce čerpací vlny s atomy dostane v dobu (tato vzdálenost je nekonečně malý úsek), kdy je již další vlna $\mathbf{E}(2\omega)$ vygenerována. Tudíž do tohoto místa přichází s fázovým zpožděním.

Všechny takto vzniklé vlny v prostředí interferují. Interference však může být dvojího typu; a to konstruktivní nebo destruktivní. V případě interference vln, které vznikly v izotropním prostředí výše popsaným způsobem, se jedná o interferenci částečně destruktivní i konstruktivní, v závislosti na vzájemné fázi interferujících vln. Na výstupu tedy bude vlna $\mathbf{E}(2\omega)$ velmi slabá, na úrovni šumu (malá světle modrá šipka).

Na obrázku 2.6 však již vidíme model vstupu elektrického pole do prostředí anizotropního. Tento model se zaměřuje na skutečnost, že nyní se vygenerovaná vlna $\mathbf{E}(2\omega)$ šíří se stejnou fázovou rychlostí, jako vlna čerpací (resp. i jako vlna polarizace). Z tohoto jevu je možné vyvodit důsledek; a to takový, že vlna $\mathbf{E}(2\omega)$ stihne dojít do místa interakce čerpací vlny s prostředím. Proto tato vlna dojde do místa generace další takové vlny se stejnou fází. Díky konstruktivní interferenci takto vzniklých vln vzniká mohutná vlna 2. harmonické. Protože ale i zde musí platit zákon zachování energií, původní čerpací vlny zaniká. A to právě proto, že svou energii předá postupně vlně 2. harmonické.



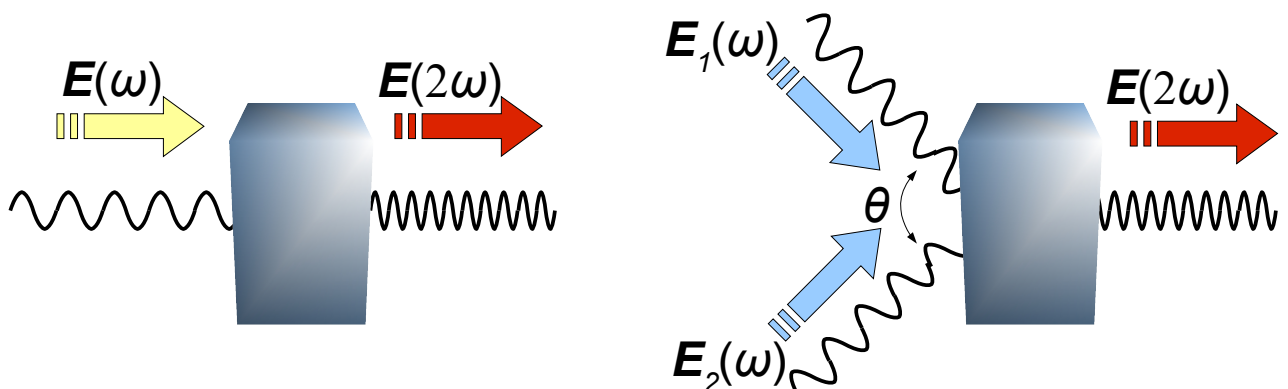
Obr. 2.6 Vlny v anizotropním prostředí

Na obrázku je potom zbytková vlna $E(\omega)$ označena opět malou, světle modrou šipkou, intenzivní vlna 2. harmonické pak šipkou oranžovou.

Základní princip vzniku 2. harmonické pro kolineární vlny tedy již známe. Avšak existují ještě případy, kdy se generuje 2. harmonická i pro vlny nekolineární.

Rozdíl mezi kolineárními a nekolineárními vlnami:

Pokud chceme hovořit o vstupujících vlnách kolineárních, musíme mít na paměti, že vlny musí do krystalu vstupovat ve směru osy z , jinak řečeno nesmí mezi sebou svírat žádný úhel. Takovýto případ je naznačen na obr. 2.7. Pro tento případ generace 2. harmonické nám postačuje i jediná vlna. Generace v krystalu se potom řídí podle jevů popsaných výše. Vstupní plocha krystalu se musí upravit, zabrousit, aby vstupující paprsek nezměnil svůj směr, a krystal musí být orientován tak, aby byla splněna podmínka fázového synchronismu. Pro kolineární vlny se používá tzv. skalární synchronismus.



Obr. 2.7 Vstupní vlny kolineární (vlevo) a nekolineární (vpravo)

Nyní přejdeme k případu vstupu nekolineárních vln do krystalu. Pro tento typ generace 2. harmonické je již potřeba dvou vln, vstupujících do krystalu. Dále je potřeba důkladně vyšetřit velikost interakčního úhlu θ . Tím se zabývá opět fázový synchronismus, tentokrát vektorový fázový synchronismus.

1.55 Fázový synchronismus

Jak již bylo zmíněno výše, k tomu, abychom byli schopni generovat 2. harmonickou, je potřeba zajistit tzv. fázový synchronismus. Požadavkem tohoto fázového synchronismu je sčítání vln druhé harmonické ve fázi. Jen při splnění této podmínky je efektivně generována 2. harmonická (je zde ještě jedno důležité kritérium, a to délka nelineárního krystalu - viz. dále). Fázový synchronismus vyžaduje, aby bylo vlnové rozladění $\Delta k = 0$.

Abychom mohli splnit podmínky fázového synchronismu, budeme muset najít takový úhel natočení osy krystalu vůči dopadajícímu čerpajícímu záření, při kterém bude fázový synchronismus splněn. Pro různé typy krystalu, používáme různé typy fázového synchronismu. Takže pro negativní krystaly ($n_o > n_e$; index lomu ve směru šíření vlny ordinární, je větší, než index lomu ve směru šíření vlny extraordinární) jsou typy fázového synchronismu I. a II., pro pozitivní krystaly ($n_o < n_e$; indexy lomu ve směru šíření vlny ordinární, je menší, než index lomu ve směru šíření vlny extraordinární) také I. a II. Typy můžeme vidět v tabulce 1.2.

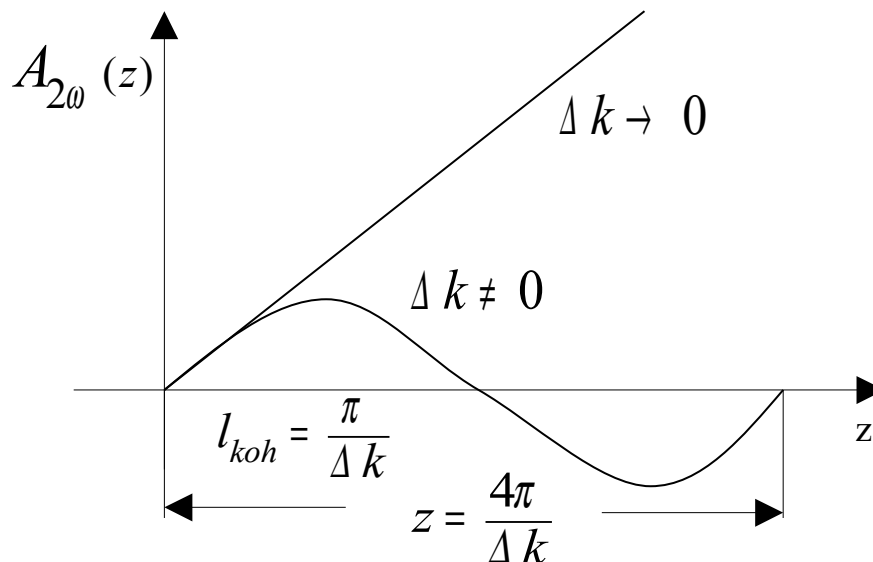
Typ fázového synchronismu	Negativní krystaly		Pozitivní krystaly	
	$n_o > n_e$		$n_o < n_e$	
Typ vlny	2 vstupní	1 výstupní	2 vstupní	1 výstupní
I. (nejčastější)	oo	e	ee	o
II. (topaz)	oe	e	eo	o
	eo	e	oe	o

1.2 Typy fázového synchronismu pro různé krystaly

Nakonec je potřeba rozlišit, zda budeme řešit případ vstupních vln kolineárních nebo nekolineárních. Pokud budou vstupní vlny kolineární, použijeme metodu skalárního fázového synchronismu, pokud budou nekolineární, použijeme metodu vektorového fázového synchronismu.

1.56 Výsledná vlna 2. harmonické

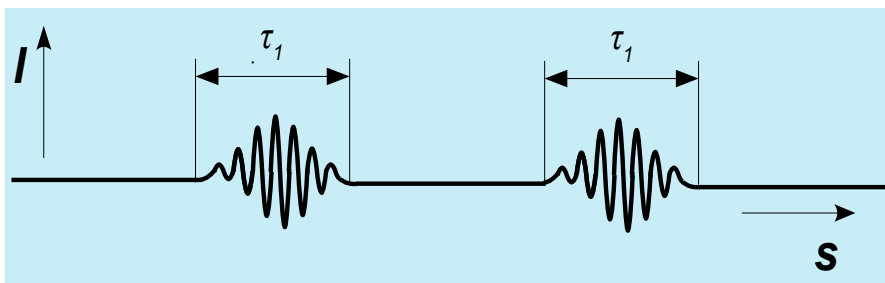
Jak tedy vzniká vlna druhé harmonické již tedy víme. Známe podmínku jejího vzniku, a to je fázový synchronismus i výběr prostředí a jeho parametry. Ale je tu ještě druhý faktor, který ovlivňuje generaci 2. harmonické. A to je délka nelineárního anizotropního krystalu, v kterém 2. harmonickou generujeme. Zde rozlišujeme dva základní případy: pokud jsme dosáhli stavu, že je vlnové rozladění $\Delta k = 0$, poté platí lineární závislost mezi délkou krystalu a amplitudou výsledné vlny. Pokud ale nastane druhý případ, že vlnové rozladění $\Delta k \rightarrow 0$, ale přesto ještě generujeme 2. harmonickou, chová se amplituda výstupní 2. harmonické podle sinusové závislosti amplitudy na délce krystalu. Amplituda 2. harmonické se tedy mění periodicky (harmonicky) s délkou krystalu. To se snaží znázornit obr. 2.8. Abychom měli co největší intenzitu vlny 2. harmonické, zavádíme tzv. koherentní délku l_{kob} , což je taková délka krystalu, při které má výstupní vlna 2. harmonické největší amplitudu. Vztah pro koherentní délku (délka mezi počátkem krystalu a koherentním bodem) je uveden přímo v obr. 2.8. Ještě je zajímavé, že čím větší je veličina Δk , tím kratší je koherentní délka krystalu.



Obr. 2.8 Závislost amplitudy na délce krystalu

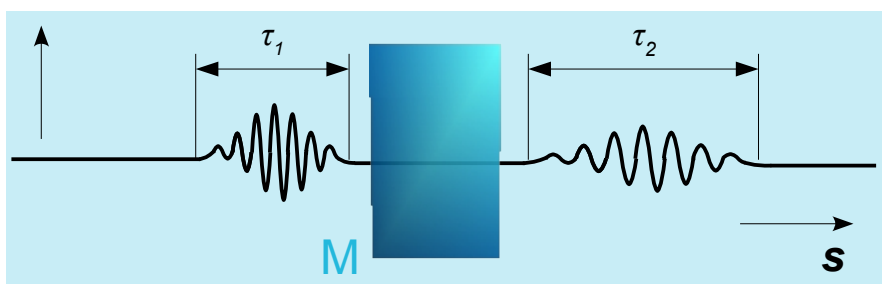
1.6 Disperze - 1.60 Disperze prostředí, grupové rychlosti

Pokud bychom obecně rozebírali jev disperze, mohli bychom říci, že v podstatě pro každou vlnovou délku světla, má optické prostředí jiný index lomu. Z toho tedy vyplývá, že se každá vlnová délka (např. u viditelného světla různé barvy) šíří optickým prostředím jinou rychlostí. Při šíření světelného pulsu optickým prostředím musíme ale ještě navíc vzít v potaz jev disperze grupové rychlosti. Takovýto jev nastává např. při šíření Gaussovského pulsu prostředím a stručně řečeno, mění jeho pološířku.



Obr. 2.9 Šíření pulsu volným prostorem

Podívejme se na obr. 2.9. Na něm je naznačen Gaussovský puls, šířící se volným prostorem. Takový puls se šíří ve směru \mathbf{s} , jak je na obrázku naznačeno, má určitou dobu trvání τ_1 a má určitou amplitudu. Všimněme si, že se v tomto případě doba trvání pulsu nemění.



Obr. 3.0 Rozšíření pulsu vlivem průchodu prostředím

Pokud se ovšem podíváme na obr. 3.0, jsou zde určité odlišnosti. Opět se jedná o šíření Gaussovského pulsu prostorem, nyní ovšem puls prochází optickým prostředím M , jemu vloženým do cesty. Prvotní puls je tedy shodný s pulsem z obr. 2.9. Ale po průchodu prostředím M , si všimněme změny doby trvání pulsu. Puls se roztáhl v čase. Ještě si také všimněme amplitudy pulsu. Jasně jsme si tedy na příkladech předvedli, že puls se může při průchodu optickým prostředím změnit (např. rozšířit). Dále je nutné zmínit, že čím je prostředí delší; puls jím tedy prochází déle, tím např. delší puls můžeme pozorovat na výstupu.

Pokud tedy shrneme základní poznatky, rozšíření pulsu závisí na typu média (velikosti grupové disperze) a délce média. Tento jev prakticky přímo ověříme, je to totiž náplní jednoho z měření této práce. Avšak můžeme také ověřit tento jev teoreticky, a to si nyní popíšeme.

Z fyzikálního hlediska je fázový posuv φ funkcí frekvence ω . Ten je pak možno vyjádřit, jako řadu sestávající se z mocnin frekvence ω_0 . V podstatě uděláme rozvoj do Taylorovy řady v okolí frekvence ω_0 . Rozvoj bude vypadat následovně:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + (\omega - \omega_0)\varphi'(\omega_0) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\varphi''(\omega_0) + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\varphi'''(\omega_0) + \dots \quad (3.4)$$

Ve vztahu se nachází fázový posuv, tedy $\varphi(\omega)$, centrální frekvence ω_0 , frekvence ω a pro nás důležité členy φ' a φ'' . Tyto členy vyjadřují určité vlastnosti disperzního prostředí; φ' je tzv. grupové zpoždění (group delay), φ'' je disperze grupové rychlosti (group velocity dispersion). Tento člen tedy způsobuje ono rozšíření pulsu, a pomocí tohoto členu se můžeme dobrat vztahu, podle kterého bude možno teoreticky vypočítat rozšíření pulsu. Disperze grupové rychlosti se někdy označuje zkratkou GVD, přejatou z anglického názvu této veličiny. Dalšími členy, jako jsou φ''' a popř. φ'''' se nebudeme zabývat, protože nezasahují do naší problematiky. Jen pro pořádek zmíním, že jsou to disperze třetího řádu (third-order dispersion (TOD)) a disperze čtvrtého řádu (fourth-order dispersion (FOD)).

Nyní budeme uvažovat modelový příklad, na kterém si odvodíme vztah pro rozšíření pulsu. Za vstupující puls budeme považovat gaussovský puls o šířce (době trvání) τ_l . Za vystupující puls, již prošlý médiem, puls s šířkou τ_2 . Protože koeficient GVD (φ'') je dán vztahem (rce. 3.5), budeme potřebovat znát ještě další veličiny.

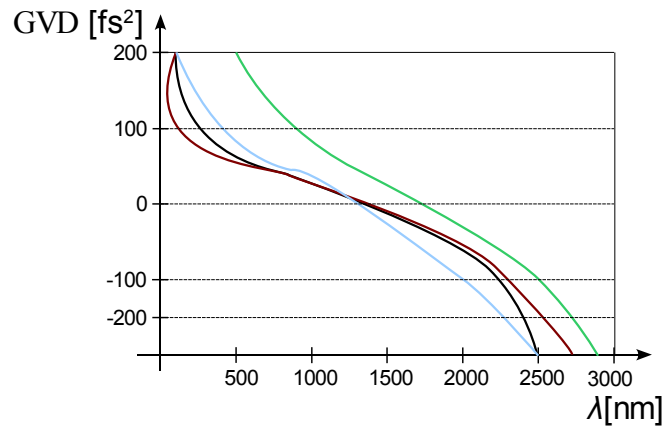
$$\varphi_m'' = \frac{\lambda_0^3 l_m}{2\pi c^2} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (3.5)$$

Jak můžeme vidět z rovnice 3.5, potřebujeme znát vlnovou délku světla λ_0 , které tvoří puls, již zmiňovanou délku prostředí, pro které GVD počítáme, značenou l_m , rychlost světla ve vakuu c , a druhou derivaci indexu lomu daného prostředí M podle vlnové délky vstupujícího světla (hodnoty pro naše použité média viz tab. 1.5). Takto vypočtená disperze grupové rychlosti bude platit pouze pro světlo o vlnové délce λ_0 . Za tuto vlnovou délku musíme zvolit vlnovou délku, jakou má náš zdroj femtosekundových optických pulsů INTEGRA-i (tj. 792 nm). Závislost disperze na vlnové délce je patrná z grafu 3.1. Na horizontální ose jsou vynášeny hodnoty různých vlnových délek, na ose vertikální potom jim příslušné koeficienty GVD, přičemž různé křivky odpovídají rozdílným typům média. Červená křivka odpovídá GVD u materiálu křemenného skla, černá křivka u skla BK 7, modrá křivka u safíru a konečně zelená křivka pro nás důležitému sklu SF 10.

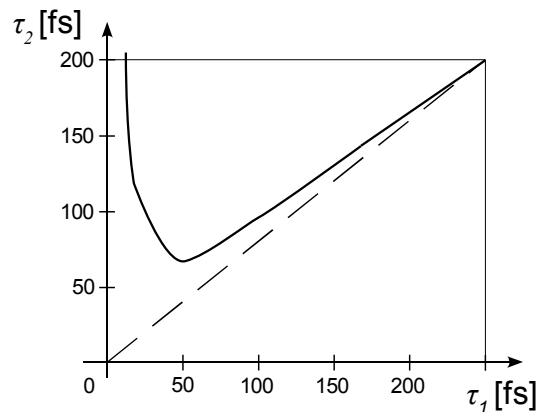
Koeficient GVD tedy vypočteme, dle teorie zmíněné výše nebo méně přesněji odečteme z grafu 3.1. Nyní ještě musíme aplikovat tuto veličinu do rce 3.6, abychom získali informaci o změně šířky pulsu po průchodu médiem. Vycházíme z toho, že známe původní šířku pulsu, před tím, než vstoupí do média; tedy veličinu τ_l . Tu jsem získal v první části měření.

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \sqrt{1 + \frac{\varphi''^2}{\tau_1^4} 16(\ln 2)^2} \quad (3.6)$$

Ještě se můžeme zmínit o jedné metodě získání teoretického rozšíření pulsu. Jako tomu bylo i u předchozí veličiny GVD, i poměr τ_2 a τ_1 lze přibližně odečíst z následujícího grafu 3.2. Tento konkrétně je pro destičku ze skla SF 10, o délce přibližně 15 mm. Pro jakékoli jiné médium s jinými parametry bychom samozřejmě museli mít jiný příslušný graf.



Obr. 3.1 Graf závislosti vlnové délky na koeficientu GVD pro různá prostředí



Obr. 3.2 Graf závislosti pološířky vstupního a výstupního pulsu

1.7 Autokorelace

1.70 Autokorelace - obecně, schéma obecného autokorelátoru

- Autokorelace

Metoda měření ultrakrátkých světelných pulsů (doba trvání pulsu se pohybuje v řádech ps až fs). K tomuto účelu je využíváno optického zařízení zvaného autokorelátor. Nyní obecně popíši základní principy jak autokorelátoru, tak poté i různé metody autokorelací.

- Autokorelátor

Jsou zařízení pro měření pološířky ultrakrátkých pulsů

Autokorelátor se používají pro charakterizaci ultrakrátkých pulsů (trvání pulsů ps, popř. fs), kde jsou elektrické měřicí přístroje (rychlé osciloskopy) příliš pomalé.

Autokorelátor se dělí na dvě základní skupiny, a to autokorelátor intenzitní a interferometrické. Nyní si pojd'me obecně říci něco o tom, jak autokorelátor pracuje.

Základním principem autokorelátoru je rozdělení vstupního paprsku na dva identické svazky. Ty poté putují dále autokorelátořem, každý však již po jiné trase. Podle typu autokorelátoru se používají různé metody měření svazku. Buď autokorelátor snímá autokorelační funkci (interferometrické autokorelátor) a z nich se poté sestaví rovnice autokorelační křivky nebo snímá stopu druhé harmonické (intenzitní autokorelátor). Autokorelační křivka druhé harmonické se pak zpracovává např. v PC nebo opět pomocí rovnice autokorelační křivky. Tyto údaje se dají měřit buď obyčejnou fotodiódou, s tím, že fotodióda se používá u obou typů autokorelátorů, nebo se dá použít CCD kamera, popř. CCD pole, které mají různé výhody. Detektory jsou schopné snímat pouze intenzitu. Na výstupu detekujeme autokorelační funkci (CCD kamera 2D, CCD pole 1D).

Další obecné rozdělení autokorelátorů je z hlediska principu, na kterém pracují. Autokorelátor tedy můžou pracovat s intenzitou elektrického pole nebo se světelnou intenzitou. Obecně platí, že interferometrické autokorelátor pracují s intenzitou elektrického pole, zatímco intenzitní autokorelátor, pracují se světelnou intenzitou. Pokud se bavíme o intenzitních autokorelátořech, ty potom z pravidla obsahují nelineární krystal a jejich funkce spočívá v generaci 2. harmonické.

Tyto zde zmíněné metody nejsou schopné podat informace o nosné frekvenci pulsu. Proto se ještě používá metoda Frequency Tracer, která po drobné úpravě autokorelátoru umožňuje měřit i nosnou frekvenci pulsu. Tuto metodu zde však rozebírat nebudu, protože takovýmto měřením jsem se ve své práci nezabýval.

Obecně je tedy autokorelační funkce dvou proměnných (f, f^*) definována takto:

$$A_f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(t) f(x+t) dt \quad (3.7)$$

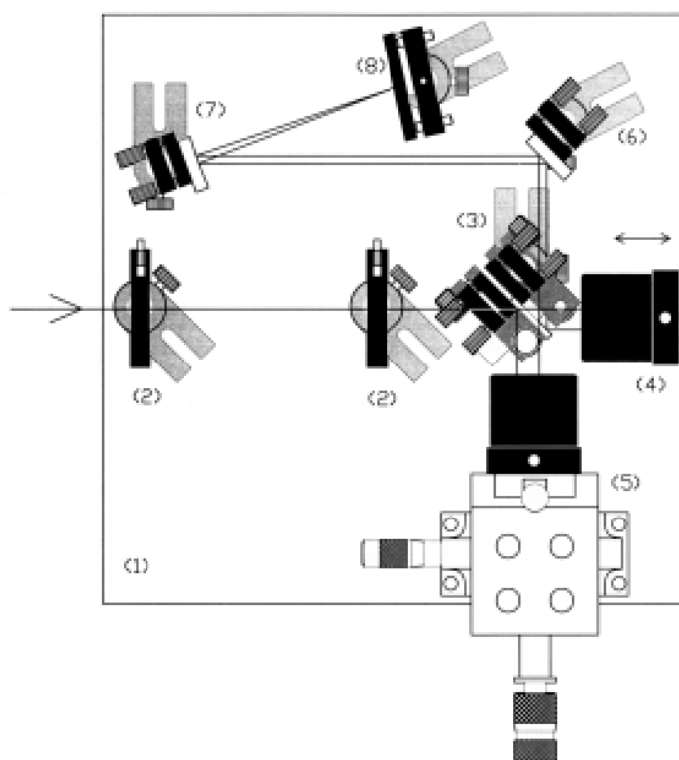
kde x je posuv zrcadel autokorelátoru (viz schéma), a t , je zpoždění kopie pulsu oproti originálnímu pulsu. A_f je zde potom označení pro autokorelační funkci, f a f^* je v praxi reprezentováno intenzitou (elektrickou, světelnou). Takovouto obecnou autokorelační funkci používáme, po určité úpravě, pro obě metody autokorelace. Je nutné ještě poznamenat, že abychom dostali reálnou hodnotu pološířky pulsu, je nutné použít při výpočtech tzv. autokorelační konstantu k , kterou vynásobíme hodnotu pološířky, kterou jsme změřily na autokorelátoru (pozn. v některých případech, např. i v mém měření, se pomocí speciálního softwaru dá přepočet zajistit rovnou v reálném čase, tudíž můžeme hodnoty na výstupu (v těchto případech PC) sledovat přímo). Jinak jsou autokorelační konstanty

závislé na tvaru pulsu (viz. tab 1.3).

Pulse shape	τ_{ac}	$k = \tau_{ac}/\tau_p$
Gaussian	1.664	1.414
Sech	2.720	1.543
Square	1	1

Tab. 1.3 Velikosti konstanty K v závislosti na funkci proložení pulsu

Zde je schéma obecného autokorelátoru (obr. 3.3).



Obr. 3.3 Schéma obecného autokorelátoru
(převzato z "*Doug Homoelle, Autocorrelator Kit*")

Na podstavci (1) jsou montovány všechny optické elementy, z kterých je autokorelátor postaven. S těmito prvky se dá, po uvolnění šroubů, mírně manipulovat. To je důležité při nastavování rovnoběžnosti vstupního paprsku se stěnami autokorelátoru. Zařízení (2) se nazývá apertura. Ta může být buď pevná nebo odjímatelná, autokorelátor může obsahovat jednu nebo dvě.

Je to v podstatě úzká štěrbin. Již zmiňovaný dělič paprsku se nachází pod číslem (3); od něj pokračují již rozdělené paprsky na koutové odražeče (4) a (5), přičemž odražeč (4) je posuvný (u interferometrických někdy i automaticky). Zrcadla (6) a (7) dopraví paprsek již k detektoru (8) (popř. skrz nelineární prostředí), který snímá autokorelační funkci resp. tvar stopy druhé harmonické pro intenzitní autokorelátor). Protože však nelze udělat schéma striktně obecné, je nutné dodat, že pokud bychom chtěli, aby schéma odpovídalo intenzitnímu autokorelátoru, mezi prvky 7 a 8 by musel být ještě zmiňovaný nelineární krystal.

Nyní se budu věnovat optickým detektorům, poté již autokorelátoru použitým při mém měření.

1.71 Autokorelace - Detektory světelných pulsů

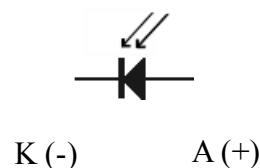
Důležité ale ještě bude, zmínit se o detektorech autokorelátoru. Nejjednodušší, je fotodioda, dále je možno použít CCD kameru nebo CCD pole. Poslední dva jmenované prvky, jsem použil i při svém měření.

Fotodioda:

Fotodioda je polovodičová součástka, kde je na přechod PN umožněn dopad světla. Podle intenzity dopadajícího světla, klesá odpor fotodiody, a to lineárně. Podle materiálu rozlišujeme spektrum světelných vlnových délek, na které fotodioda reaguje. Fotodioda reaguje velice rychle na změny světla, řádově 10^{-6} až 10^{-9} s. To by samozřejmě pro náš experiment samotné nestačilo ($f_s = 10^{-15}$ s), proto nutnost použití autokorelátoru. Vzhledem k tomu, že jako detektor fotodiodu nepoužívám, nebudu se zabývat jejím podrobným popisem. Podrobněji viz. internetové stránky



Obr. 3.4 Fotodioda



Obr. 3.5 Schématická značka fotodiody

(převzato z <http://en.wikipedia.org/wiki/Photodiode>)

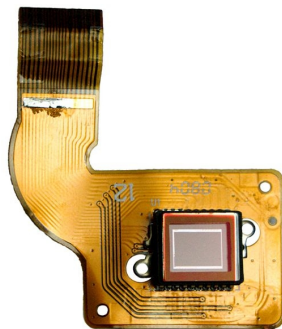
<http://www.rp-photonics.com/photodiodes.html>). Pouze pro upřesnění dodávám fotografii (obr. 3.4) a schématickou značku obecné fotodiody (obr. 3.5).

CCD kamera:

CCD kamera nám poskytuje dvou dimenzionální pohled na puls. Její princip vychází z principu CCD (Charge-coupled Device; viz. http://en.wikipedia.org/wiki/Charge-coupled_device). Kamera je velmi citlivá; velké světelné intenzity ji mohou poškodit.

Kamera snímá pouze světelnou intenzitu. Proto se používá v intenzitních autokorelátoch. Signál z kamery je přiveden na speciální vstup PC, kde je pomocí speciálního software, jak zobrazen obraz pulsu, tak vypočtena pološířka pulsu. Nevýhodou kamery ovšem je, že dokáže snímat s frekvencí pouze 300 Hz. Tuto frekvenci řídí tzv. vnitřní spouštění (triggering). Kamera se nedá spouštět externě. Proto nám nezaregistruje každý puls, protože jak již bylo zmíněno na začátku práce, pulsy, které jsou předmětem měření, jsou generovány s frekvencí 1 kHz.

Na obr. 3.6 je naznačena podoba obecného CCD snímače kamery.



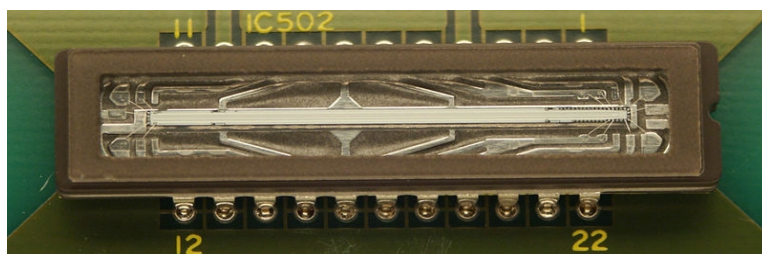
Obr. 3.6 Obecný CCD snímač
(převzato z http://en.wikipedia.org/wiki/Charge-coupled_device)

CCD pole (CCD array):

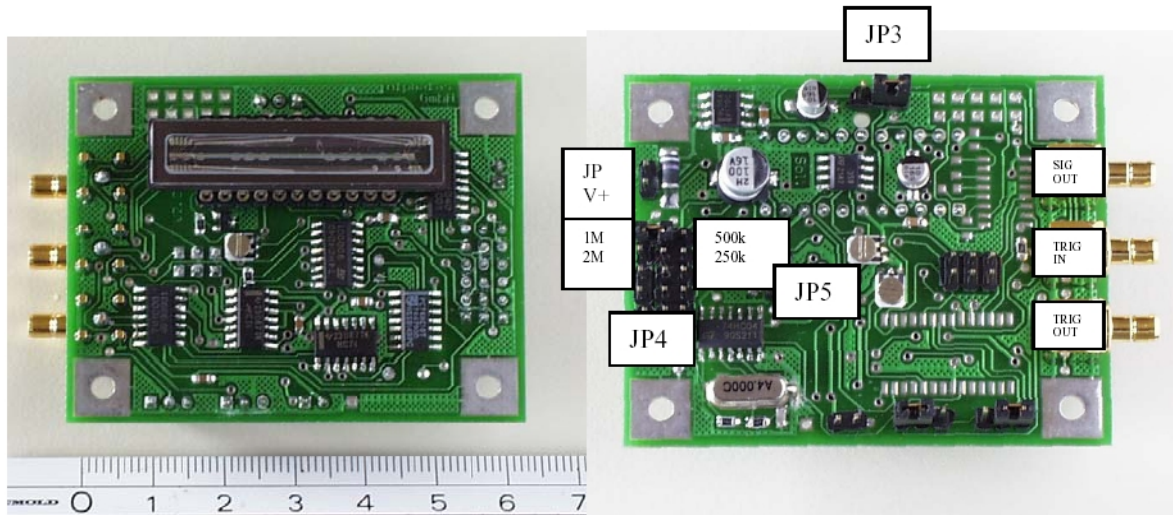
Oproti CCD kameře nám pole snímá paprsek pouze jedno dimenzionálně, protože se skládá pouze z jedné řady CCD prvků. Pro naše účely to ale postačuje. Pole je opět velmi citlivé na intenzitu měřeného světla, může dojít k nevratnému poškození pole.

Je zde ale výhoda, kterou CCD kamera neměla. CCD pole umožňuje číst registrovanou informaci s frekvencí 1 kHz. To lze zajistit externím spouštěním (triggering). Jsme tedy schopni zaznamenat každý puls, generovaný našim laserem. Pro takovéto spouštění se používá obdélníkový puls (viz. obr. 4.9). Puls musí být upraven tak, aby jeho pološířka nepřesahovala 500 μ s. Proto jsme použili digitální generátor, kde se puls upravit do požadované podoby. Jako další zdroj spouštění se dá použít přímo puls s laseru. To bylo realizováno pomocí fotodiody, která snímala pulsy a na jejich základě generovala obdélníkové spouštěcí pulsy, připojené na pole. Tato metoda byla použita jako další měření (viz. 3.0 Měření a vyhodnocení dat).

Pro doplnění přidávám obrázky CCD pole plus některé jeho základní údaje.



Obr. 3.7 Samotný CCD prvek
(převzato z http://en.wikipedia.org/wiki/Charge-coupled_device)



Obr. 3.8 Celá deska plošného spoje CCD pole

Technické parametry udávané přímo výrobcem:

Number of pixels:	2048
Pixel size:	14x200 μm
Pitch:	14 μm
Spectral range:	320 nm - 1100 nm
Saturation exposure:	0.004 lx.s
Supply voltage/current:	+7.5V to +12 V DC / 100 mA (9 V DC recommended)
Trigger input:	+ 5 V (TTL) rising edge
Scan (clock) frequency:	0.25 - 0.5 - 1.0 - 2.0 MHz
Repetition rate (auto mode):	70 - 140 - 280 - 555 Hz
External triggering rate:	0 - 555 Hz, arbitrary adjustable
Trigger output:	+5 V , 1 μs – 16 μs long
Output signals:	
- zero light level:	+ 0.1 V
- saturated level:	+ 5.0 V
Dynamic range:	>1000
Output signal modes:	Sample and Hold / Switched
Dimensions, mm (excl. SMB):	50x64 mm

(převzato z "*Manuál CCD-2000M ARRAY*")

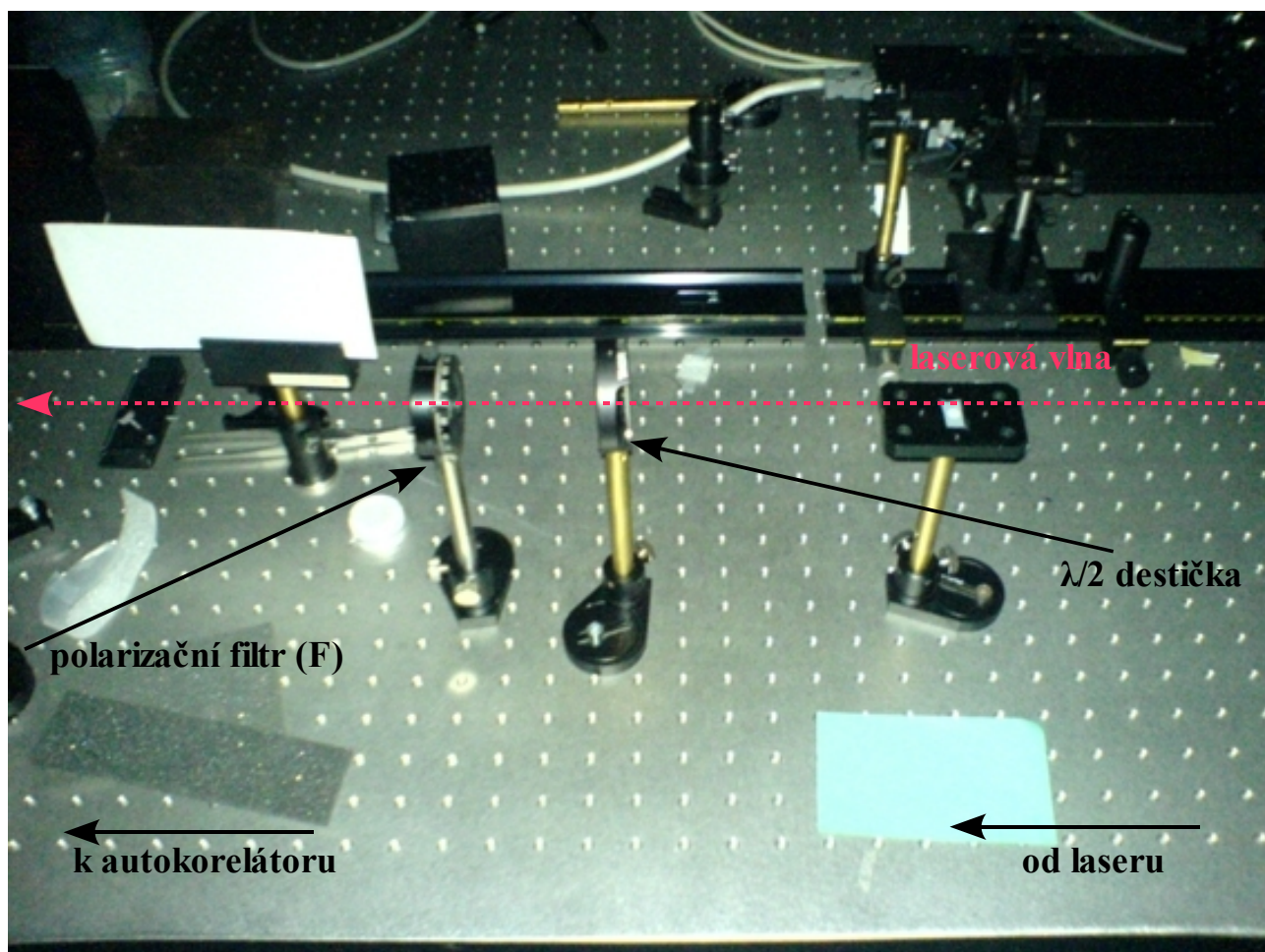
2.0 Popis experimentu

2.10 Metoda - Autokorelace s využitím CCD kamery

Úkolem bylo změřit pološířku pulsu, generovaného s frekvencí 1kHz. To znamená postavit vhodné optické schéma, nastavit trasu laserového svazku, nastavit autokorelátor a provést samotné měření, pomocí CCD kamery.

Světelný svazek používaný v mém měření je generován femtosekundovým laserem INTEGRA-i. Tento laserový zdroj však má takovou světelnou intenzitu, která by při dopadu na CCD prvek tento prvek zaručeně zničila. Právě proto jsem musel nejdříve do cesty přicházejícímu paprsku vložit určité prvky a nastavit požadovanou intenzitu světla. Jako první do cesty byla vložena $\lambda/2$ destička. Ta otáčí rovinu polarizace, což v důsledku nemá ještě vliv na snížení intenzity. Proto hned za destičku dáváme polarizační filtr (F), který potom propustí pouze část světelné intenzity, právě proto, že světlo má otočenou polarizační rovinu.

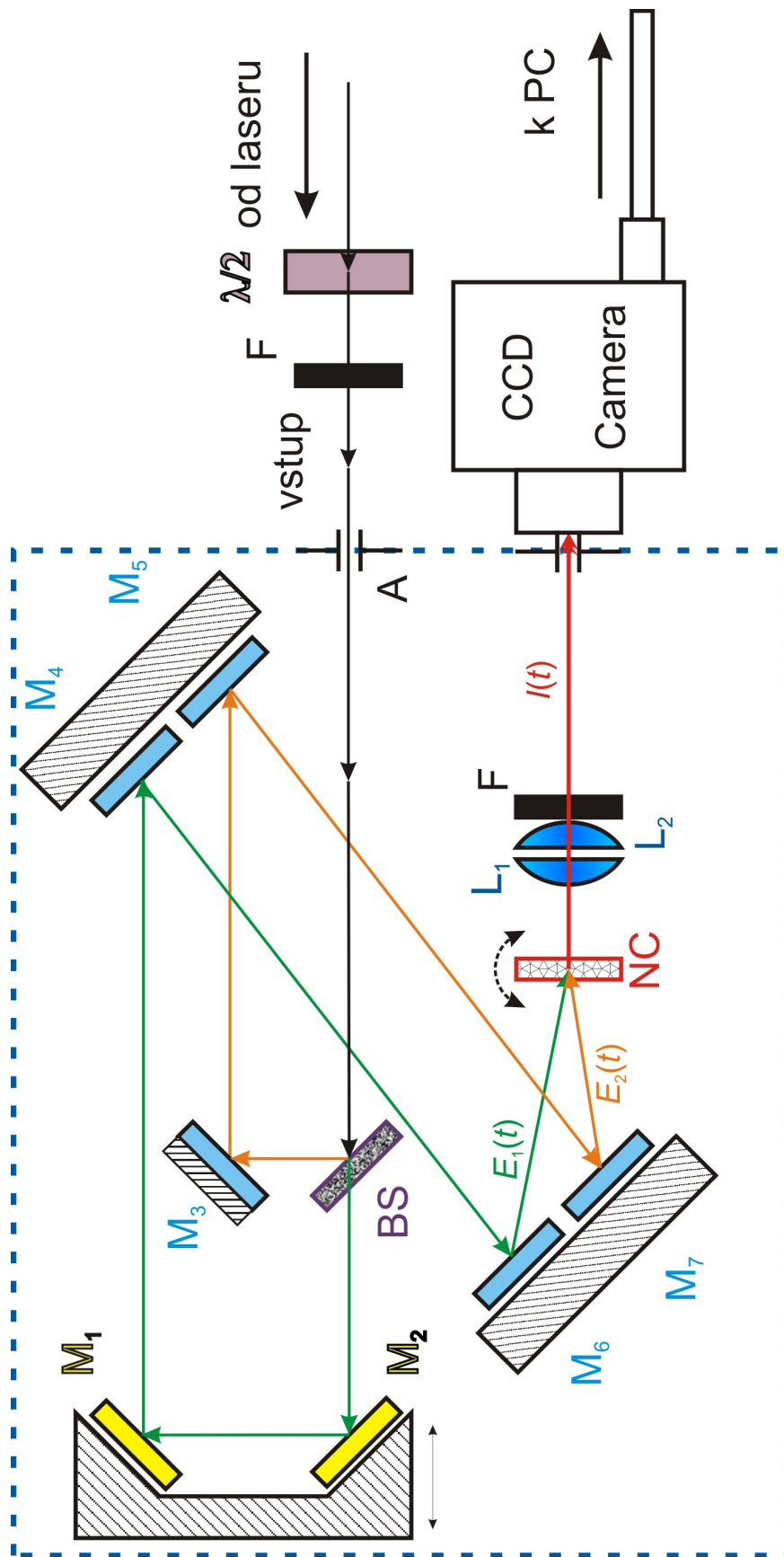
Vlna již tedy pokračuje do autokorelátoru s požadovanou intenzitou (na pomocném stínítku je vidět pouze **slabě růžový** bod). Nyní musíme vlnu ještě přesně nasměrovat do autokorelátoru. Vlna musí být rovnoběžná jak se základnou autokorelátoru, tak i s jeho podélnou hranou. Výškově



Obr. 3.9 Reálné schéma - část dráhy paprsku

potom musí vlna dopadat přesně do apertury (A), jinak by nemohla vstoupit dále do autokorelátoru. Tuto část dráhy vidíme jak na schématu experimentu, tak i na přiložené fotce 3.9. Ta zachycuje část reálného měřicího systému.

Nyní jsme se seznámili s nastavením zdroje laserového záření. Teď si probereme schéma přímo autokorelátoru, na kterém si popíšeme nastavení samotného přístroje (obr. 4.0).



Obr. 4.0 Schéma měřicího systému - CCD kamera

Jako poznámku dodávám, že CCD kamera je po celou dobu procedury nastavení vypnutá. Mohlo by totiž nechtěným dopadem intenzivního světla na CCD prvky dojít k nevratnému poškození CCD kamery.

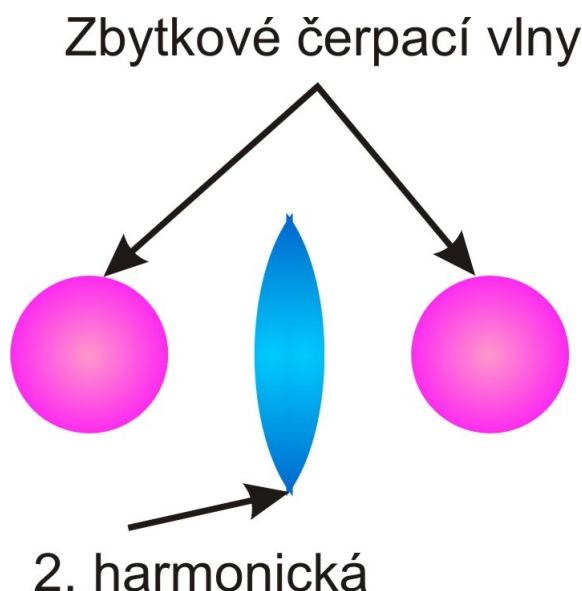
Nastavená světelná vlna vstupuje do autokorelátoru aperturou (A) a dopadá na dělič svazku (beam splitter - BS). Jak jsem se již zmínil v teorii autokorelace, vlna se rozdělí na dvě stejné části; v našem případě na zeleně a oranžově označenou. Nyní si rozebereme trasu zeleně označené vlny. Po opuštění děliče svazku vlna dopadá na soustavu zrcadel M_1 , M_2 , které tvoří jakýsi koutový odražeč, avšak dají se samostatně horizontálně i vertikálně vychylovat. Proto musíme zkontrolovat, zda vlna opouští tuto soustavu zrcadel správně; tzn. zda dopadá na střed následujícího zrcadla, a to, zrcadla M_4 . Pokud tomu tak není, nastavíme směr vlny pomocí zrcadel M_1 a M_2 . Nyní bychom měli sledovat vlnu na zrcadle M_6 ; opět lze nastavit na střed zrcadla pomocí zrcadla M_4 . Poté již dopadá vlna na nelineární krystal (NC). Jedná se o 0,5 mm silný BBO krystal s úhlem synchronismu 20° . Nelineární krystal lze naklánět jak horizontálně, tak vertikálně a otáčet kolem osy. Tyto rotace a náklony krystalu jsou důležité pro nastavení přesného úhlu fázového synchronismu.

Oranžově značená vlna po průchodu děličem svazku dopadá na zrcadlo M_3 . Pomocí nastavení M_3 zajistíme dopad na střed zrcadla M_5 , odkud vlna pokračuje na zrcadlo M_7 , popřípadě s nastavením M_3 . Ze zrcadla dopadá vlna také na nelineární krystal (NC) a interaguje uvnitř krystalu s druhou, zeleně označenou vlnou.

Abychom byli schopni nastavit úhel NC tak, aby byla splněna podmínka fázového synchronismu, musíme postupně jednu z rozdělených vln zakrýt a provést samostatné nastavení druhé vlny. Vlny spolu musí svírat úhle cca 5° .

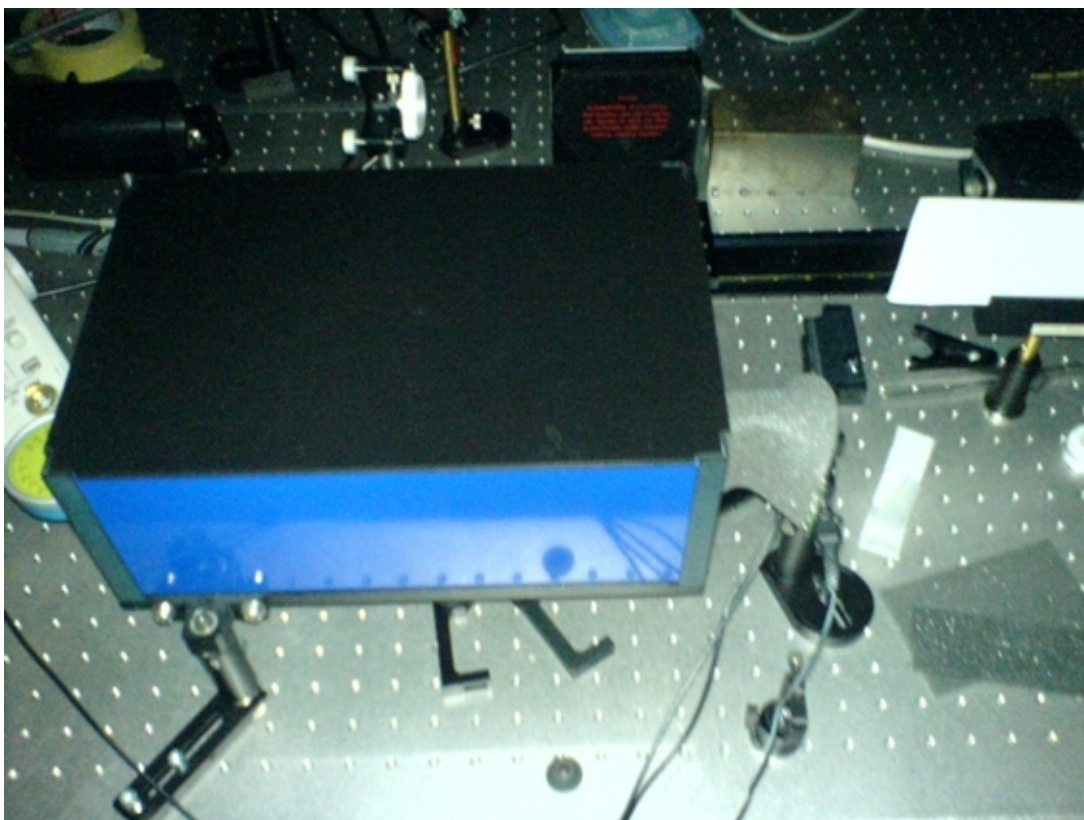
Na stínítku (vloženém dočasně za NC) nejdříve pozorujeme dvě narůžovělé homogenní stopy. Od každého svazku jednu. Ty mají tvar kruhů s homogenní barevnou výplní. Nyní otáčíme NC tak dlouho, dokud nepozorujeme na stínítku úzký pás modré barvy. Nyní došlo ke splnění podmínky fázového synchronismu a generujeme 2. harmonickou. Jedná se o nekolineární interakci za vzniku 2. harmonické tohoto záření.

Po odstranění zábran v cestě obou vln, je již na stínítku za NC zřetelně znát generovaná 2. harmonická, která představuje ostrý modrý pás, a rovněž zbytky původních čerpacích vln (viz. obr. 4.1). Vlna 2. harmonické postupuje do objektivu, tvořeného dvěma čočkami a



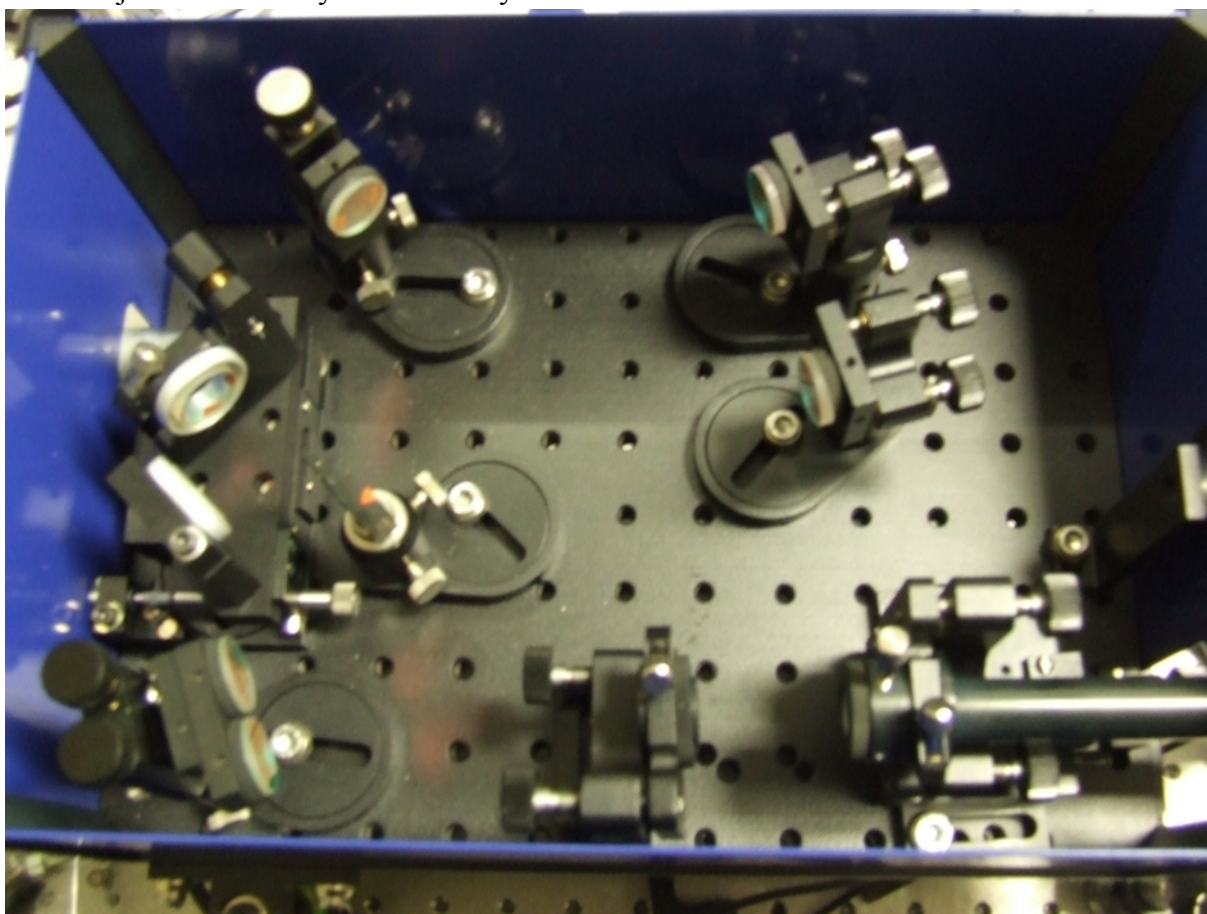
Obr. 4.1 Stopa druhé harmonické

případně ještě filtrem (pro měření s méně citlivým detektorem, je možné tento filtr odstranit). Tento objektiv směřuje 2. harmonickou na detektor, v tomto případě na CCD kameru. Na obr. 4.2 vidíme reálný autokorelátor, na kterém bylo měření prováděno.



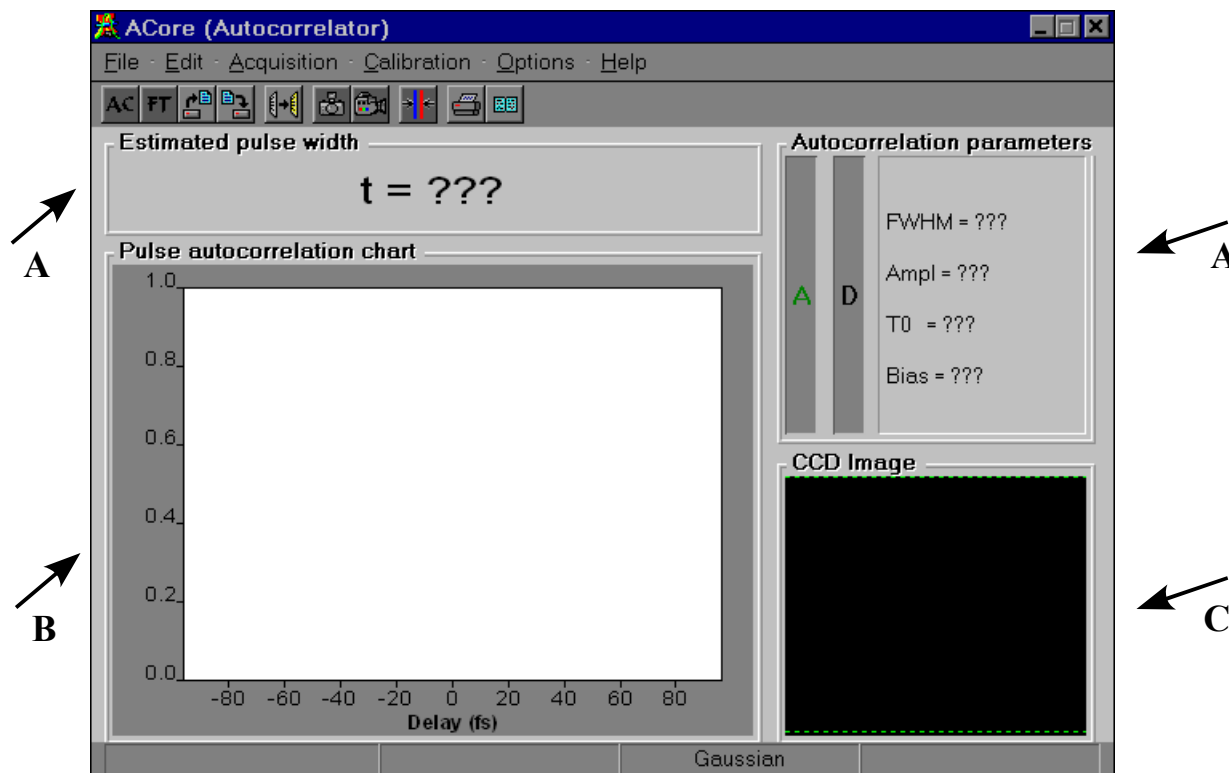
Obr. 4.2 Reálný autokorelátor

Na obr. 4.3 je zařízení odkryto kvůli zachycení detailů.



Obr. 4.3 Reálný autokorelátor - detail vnitřku zařízení

Následující odstavce se budou věnovat postupu při vlastním měření. Poté co je paprsek nastaven pro generaci 2. harmonické, a nasměrován na CCD kameru, ověříme stínítkem světelnou intenzitu, zda se při manipulaci s optickými prvky nezesílila. Pokud je dobře nastavená spustíme speciální software v PC, který zapne kameru. Jeho pracovní plocha je zobrazena na obr. 4.4.

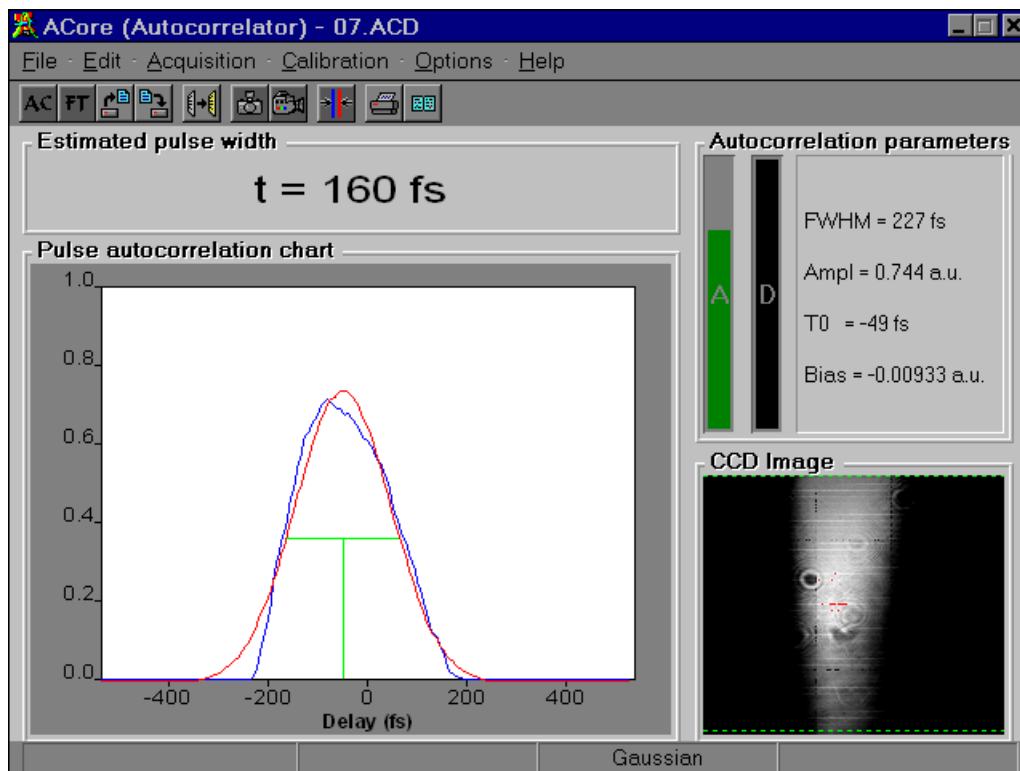


Obr. 4.4 Pracovní plocha programu ACORE

Plochu můžeme rozdělit na tři hlavní prvky, **A**, **B**, **C**. Oblast **A** obsahuje údaje o parametrech autokorelační funkce. Vlevo přímo vypočtenou pološířku pulsu, vpravo ostatní hodnoty, spojené s právě měřenou funkcí, jako například amplitudu. Oblast **B** pak obsahuje graf, na kterém je zobrazena autokorelační funkce. Funkci je možno i proložit zvolenou křivkou. K proložení je na výběr funkce Gaussova nebo sech^2 . V oblasti **C** je přímo sejmutý obraz autokorelační funkce jak ho vidí kamera. Je to reálný dvoudimenzionální obraz. **Zelenými** linkami v oblasti **C** lze nastavit citlivost programu na puls, tzn. jak velkou část pulsu program zpracovává. Dále umožňuje program režim snímání pulsu "Live" a "Single". Pokud je aktivní režim "Live", kamera snímá pulsy s frekvencí 300 Hz. Pokud aktivujeme režim "Single", kamera sejme jeden puls (to není však úplně jisté, protože díky nesynchronnímu spouštění může docházet k několikanásobné expozici). Bylo měřeno vždy patnáct po sobě jdoucích pulsů v režimu "Single".

Nastavení programu je velmi jednoduché. Jediné co je před měřením potřeba udělat, je kalibrace. Pomocí té si program sám zjistí aktuální stav případného pozadí, a zahrne ho do pozdějších výpočtů pološířky pulsu. Výsledky se z programu přes schránku dají vyexportovat do příslušných aplikací, nebo se dá uložit celé okno, tak jak ho vidíme na obr. 4.5.

Zde už je přímo změřený puls, se všemi ostatními hodnotami, i s reálným obrazem autokorelační funkce a grafem. U pole s grafem si všimněme různých barev křivek, konkrétně **modré**, která zobrazuje autokorelační funkci, zatímco **červená** je předem nastavené proložení Gaussovskou funkcí. **Zelená** kóta označuje pološířku pulsu. Reálný obraz sejmutý kamerou má **zelenými** linkami nastavenou maximální citlivost, aby zabíral celý puls. Dále si všimněme drobných červených skvrn uprostřed pulsu. Ty signalizují, že dopadající světelná intenzita je již na hranici saturace CCD kamery. Pokud by tato oblast byla citelně větší, měření bude zkreslené, může dokonce dojít i k poškození kamery. Poslední věcí, která je na obrazu pulsu vidět, jsou jakési



Obr. 4.5 Pracovní plocha programu - reálně změřená autokorelační funkce

"kruhy" uvnitř pulsu. Ty jsou způsobeny nečistotami na optice (L_1 , L_2 , F). Nečistoty na tomto prvku zůstaly i po důkladném čištění, čili to mohou být buď mikroskopické, špatně odstranitelné nečistoty nebo vady typu mikroškrábnutí apod. Vliv na měření pološířky by tyto nečistoty mít neměly.

Metodu měření pološířky pulsu CCD kamerou jsme si tedy popsali, konkrétní výsledky jsou v sekci 3.20 Data - pro metodu Autokorelace s využitím CCD kamery. Jak bude z výsledků patrné, tato metoda měla četné chyby, způsobené již zmiňovanou několikanásobnou expozicí, proto jsme přistoupili k realizaci měření s pomocí CCD pole. Této metodě se bude věnovat následující kapitola.

2.11 Metoda - Autokorelace s využitím CCD pole

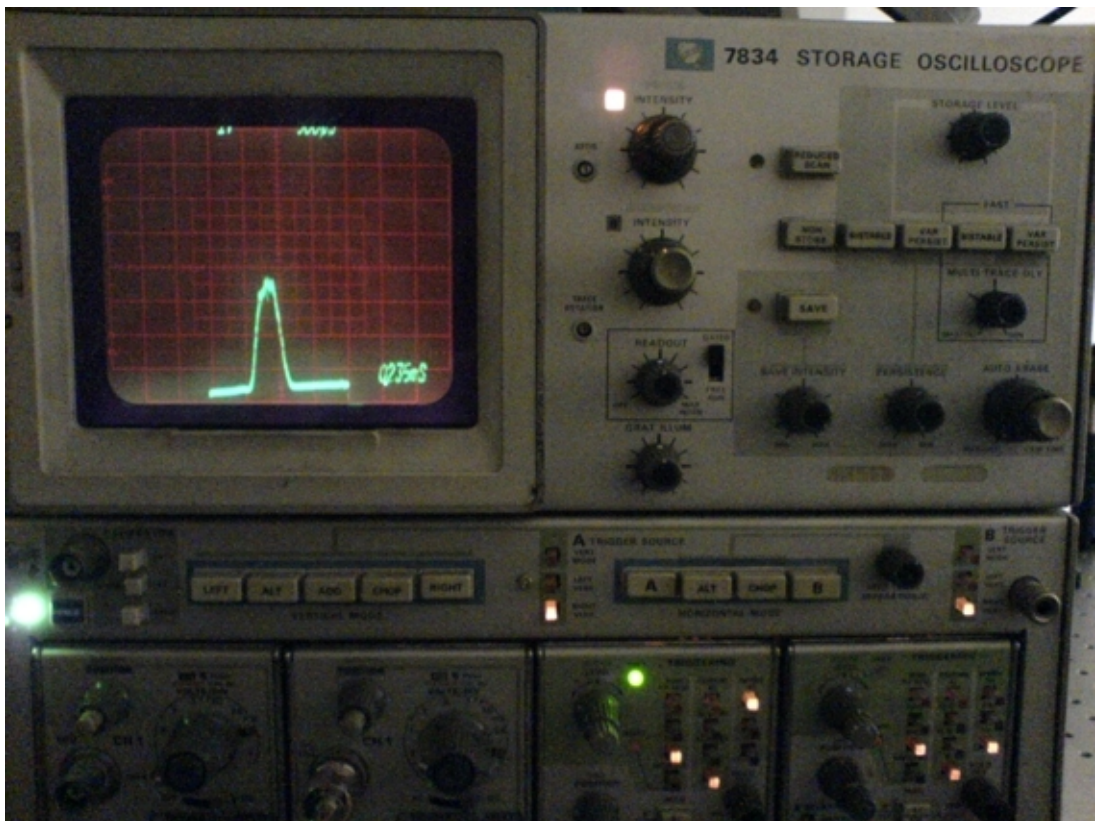
Protože jsme zjistili z výsledků, že měření se CCD kamerou není úplně ideální, zvolili jsme měření autokorelační funkce pomocí CCD pole.

První, co jsme museli udělat, bylo CCD pole vyzkoušet, zda bude schopno dobře snímat laserové světlo. To proběhlo na testovací sestavené aparatuře, kde byl jako zdroj světla použit Ne-He (Neon helium) laser, se zeslabeným svazkem namířením přímo na CCD pole. Tento laserový zdroj generoval kontinuální laserový svazek. CCD pole bylo napojené na osciloskop. Na osciloskopu jsme po jeho nastavení pozorovali prostorový průřez laserového svazku, viz obr. 4.6. Detail obrazovky osciloskopu je na obr. 4.7.

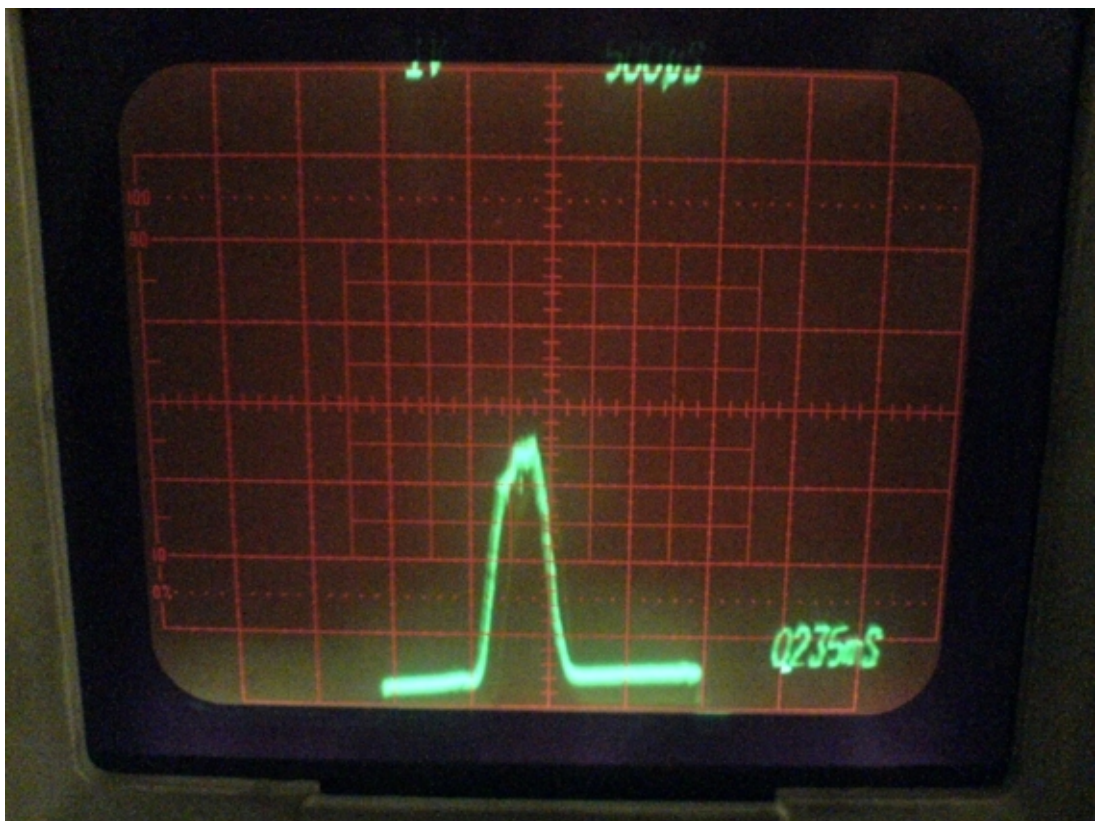
Takže jsme experimentálně ověřili funkčnost pole, nyní jsme se mohli pustit do dalšího měření, tentokrát již přímo femtosekundových pulsů.

Nejdříve jsme opět zkontrolovali nastavení autokorelátoru. To jsme činili krok po kroku, tak jak je napsáno v kapitole 2.10 Metoda - Autokorelace s využitím CCD kamery. Tudíž zde již toto nastavování nebudu popisovat.

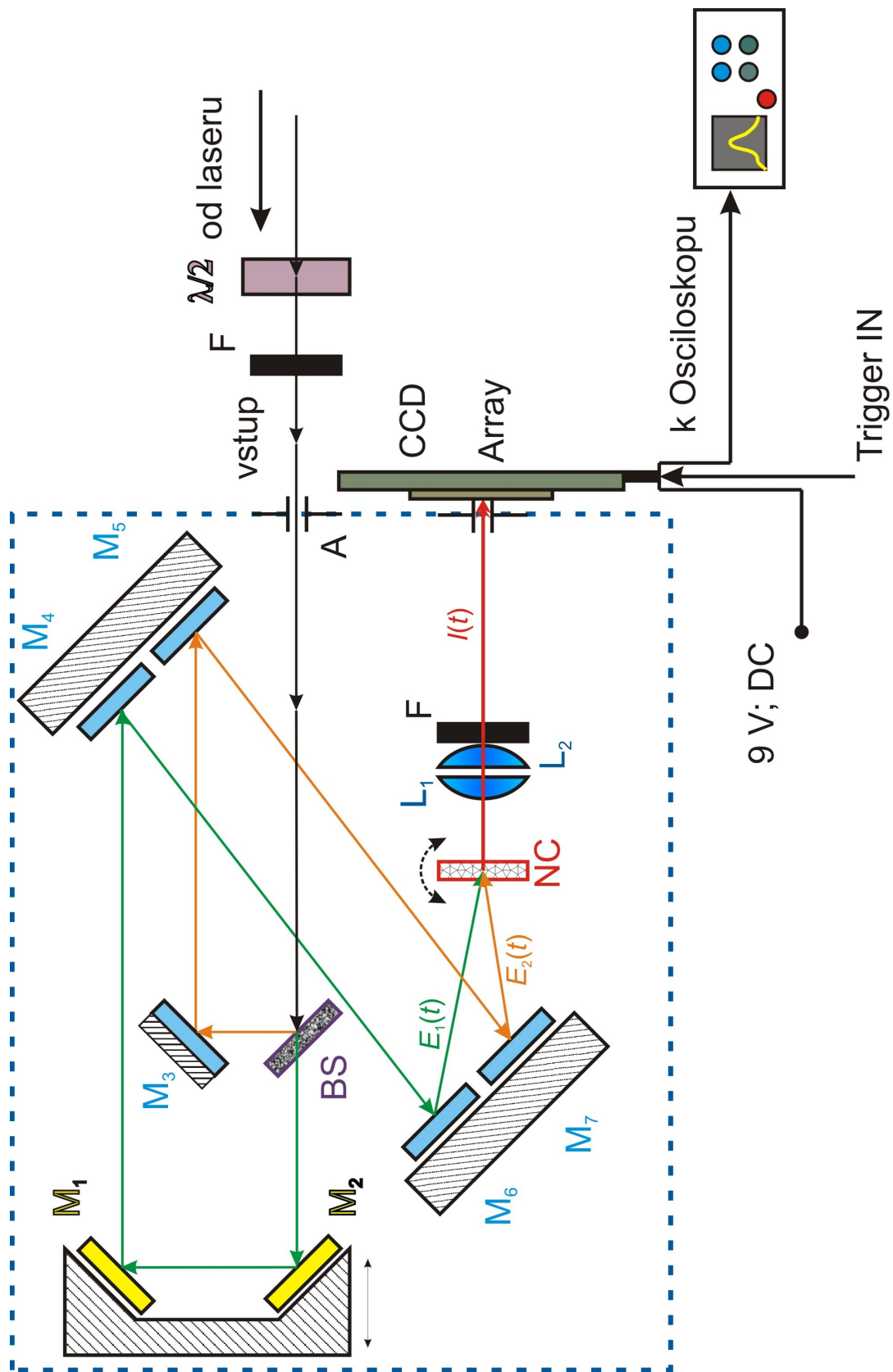
Schéma měřicího systému pak bylo velmi podobné, lišilo se v podstatě nahrazením detektorem za CCD pole. Schéma vidíme na obr. 4.8.



Obr. 4.6 Osciloskop použitý pro testování funkčnosti CCD pole



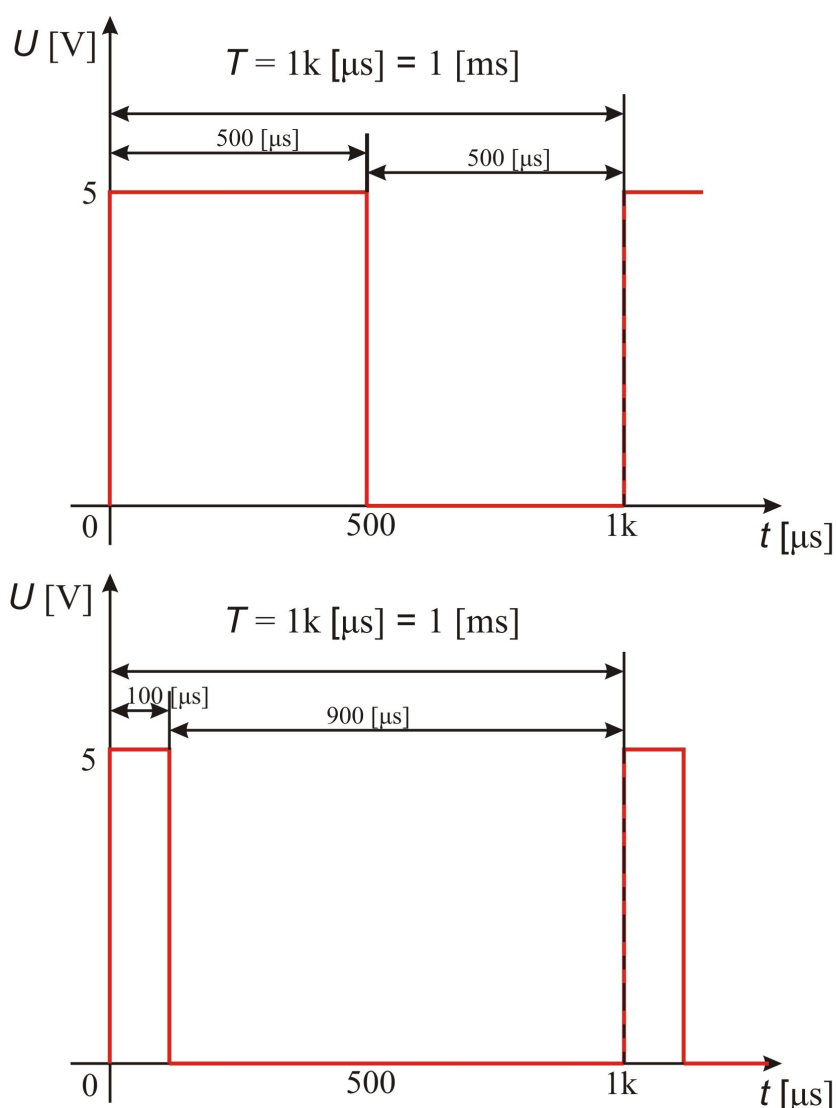
Obr. 4.7 Detail prostorového průřezu laserového svazku zkušební laseru



Obr. 4.8 Schéma zapojení měřícího systému - CCD pole

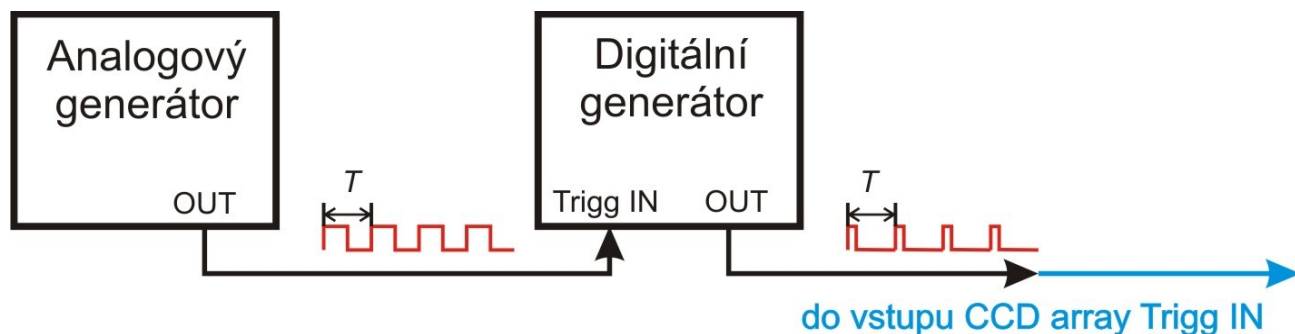
CCD pole musí být externě napájeno (9V; DC), nemá rozhraní na připojení k PC, tudíž jako zobrazovací jednotka posloužil tentokrát digitální osciloskop. Nejdůležitější změna je však v frekvenci, se kterou pole snímá. Jako první, zkušební měření, proběhlo měření s nastavením vnitřního triggrování (spouštění) CCD pole. To znamená, že ač sice pole snímalo s frekvencí 1kHz, nemuselo zachytit vždy každý puls. Tato nepřesnost vznikla v důsledku malého frekvenčního rozdílu, mezi vnitřní triggrovací frekvencí CCD pole a opakovací frekvencí laserových pulsů. Proto jsme připojili CCD pole k triggrovacímu signálu vyrobenému a vytvarovanému ve dvou pulsních generátorech. Přípravu tohoto spouštěcího pulsu, schéma a jeho tvar popíší v následujícím odstavci.

Jak jsme zjistili z manuálu, který je dodáván k CCD poli, spouštěcí puls, nesmí být větší, než 500 μs . Právě proto jsme museli puls tvarovat do podoby, která je zřejmá z obr. 4.9. Původní délka obdélníkového pulsu, který s frekvencí 1kHz generoval analogový generátor, nebyla ideální. Avšak analogový přístroj neměl možnost úpravy triggrovacího pulsu. Takovouto možnost měl až digitální generátor, ovšem za podmínky, že spouštěcí signál (onen symetrický obdélníkový puls) bude přiváděn na jeho spouštěcí vstup. Proto se z analogového generátoru přivedl nezkrácený puls (obr. 4.9 nahoře) na vstup "Trigger in" u digitálního generátoru, a poté jím upravil na výslednou podobu pulsu (obr. 4.9 dole). Takovýto puls, již byl schopen spouštět CCD pole.



Obr. 4.9 Spouštěcí puls pro CCD pole

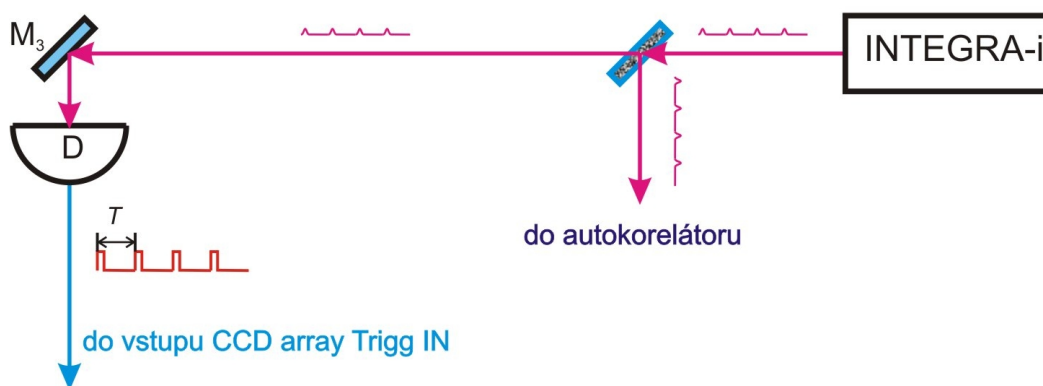
Pro lepší pochopení situace zde uvádím schéma triggovacího obvodu (obr. 5.0).



Obr. 5.0 Schéma spouštěcího obvodu s pulsními generátory

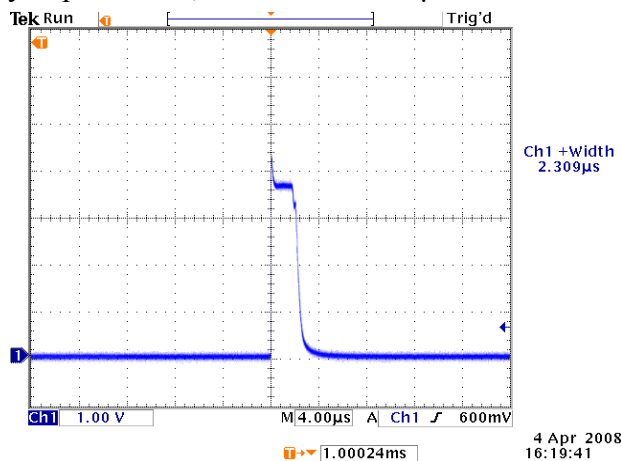
Po zavedení takového spouštění, se zdálo, že prostorový průběh pulsu, který jsme viděli na obrazovce osciloskopu je v souladu s očekáváním a poznatky z předchozího měření CCD kamerou. Ukázalo se však, že i tato metoda externího triggování s možností nastavení triggovací frekvence neumožňuje přesnou synchronizaci CCD pole a sledu pulsů.

Pravě proto jsme dospěli k závěru, že spouštěcí pulsy bude nejlépe získávat přímo z laserového záření. Za použití fotodiody jsme tedy přestavěli spouštěcí část aparatury. To je zřejmé z obr. 5.1.



Obr. 5.1 Spouštěcí obvod s využitím PIN fotodiody

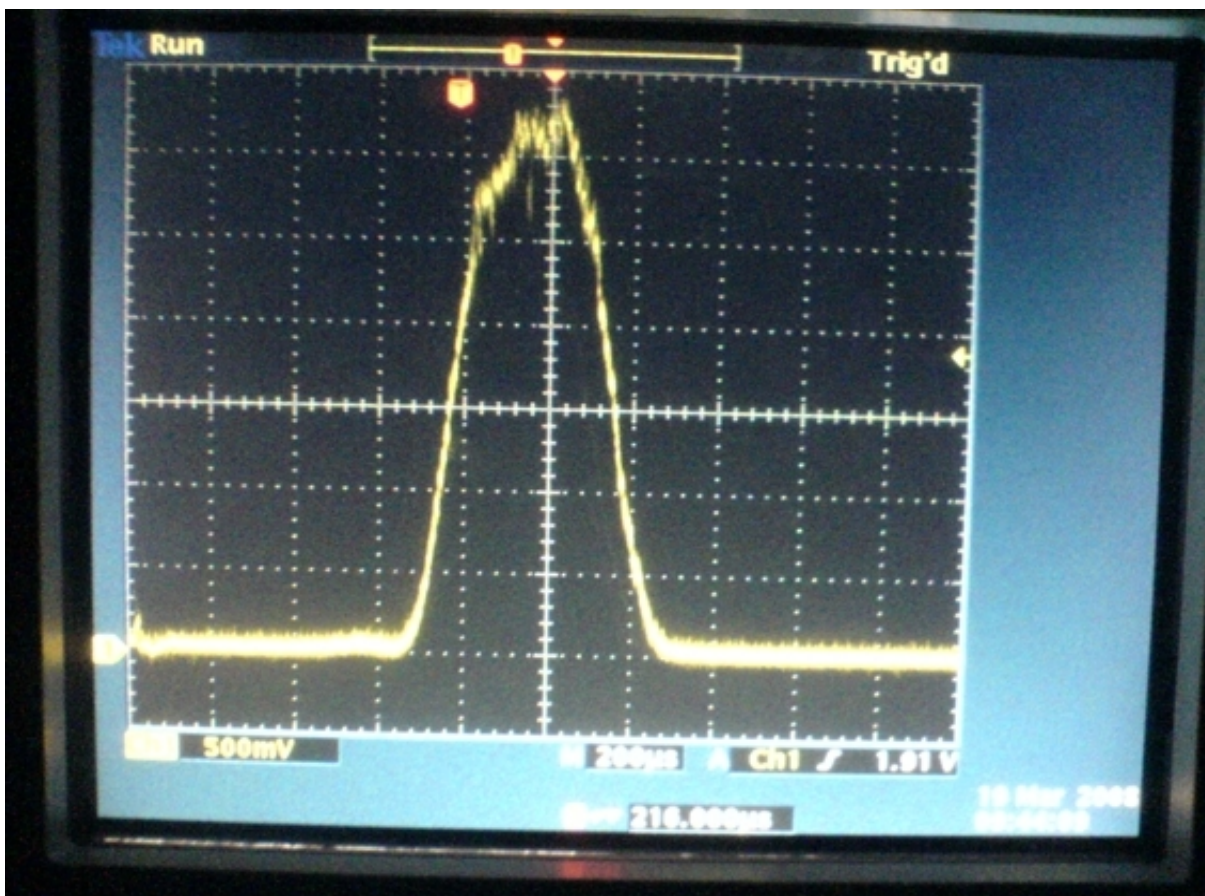
Byla použita PIN fotodioda s předpětím a provozována vysoko nad optickou saturací. Takovým způsobem byly dopadající optické pulsy z laserového zdroje převedeny na obdélníkové elektrické pulsy, s periodou $T = 1$ ms (to odpovídá $f = 1$ kHz). Byly tak získány pulsy s opakovací frekvencí 1 kHz požadovaných parametrů, kratším než 500 μ s. To vidíme na obr. 5.2.



Obr. 5.2 Tvar spouštěcího pulsu z fotodiody

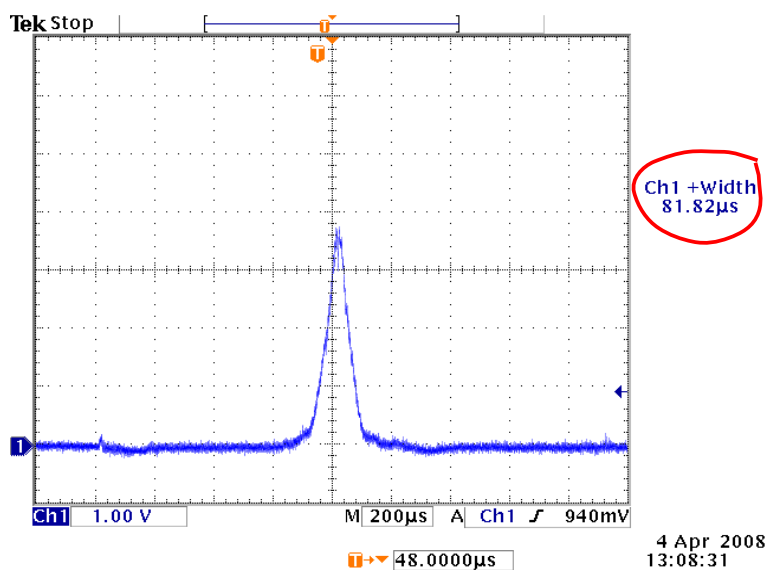
Tímto způsobem spouštění již byla zaručena i synchronizace spouštěcích pulsů, s pulsy laserového zdroje.

Hodnoty, které vykazovaly měření s použitím této metody jsou prezentovány i v mojí práci. Kvůli možnosti porovnání, jsou v práci prezentovány i hodnoty naměřené CCD polem, spouštěným generátory. Na obr. 5.3 je vidět výsledná autokorelační funkce, tak jak jí zobrazoval osciloskop.



Obr. 5.3 Autokorelační funkce zobrazená přímo digitálním osciloskopem

Na dalším obrázku 5.4 je vidět naměřený průběh autokorelace tak, jak jsme ho snímali pro pozdější vyhodnocování.

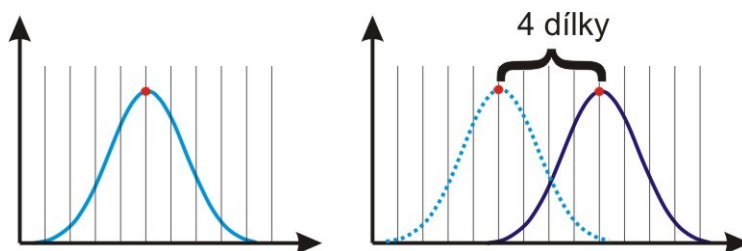


Obr. 5.4 Autokorelační funkce sejmutá digitálním osciloskopem pro zpracování

Všimněme si červeně zakroužkované hodnoty na pravé straně obrázku. To je pološířka průběhu autokorelační funkce. Nejde však o pološířku měřeného pulsu. Reálná pološířka to být nemůže, protože sledujeme prostorový obraz autokorelace, nikoli přímo časovou závislost výkonu pulsu. Je proto nutné tuto hodnotu přepočítat na reálnou pološířku pulsu. Pro tento krok je nutné udělat několik nastavení, proto mu budu věnovat následující odstavce.

Osciloskop snímá jednodimenzionální obraz druhé harmonické pulsu (autokorelační funkci). Pro přepočet na reálnou pološířku pulsu budeme potřebovat znát konstantu k , kterou pro násobíme osciloskopem změřenou pološířku onoho obrazu. Tuto konstantu získáme z následující kalibrace.

Zvolíme si na časové stupnici výchozí bod, např. bod na vrcholu obrazu autokorelační funkce. Posuvem zrcadel M_1 a M_2 a pomocí mikrometru uvnitř autokorelátoru dojde k prostorovému posuvu druhé harmonické a tedy i k posuvu autokorelační funkce na osciloskopu (obr. 5.5).



Obr. 5.5 Znáornění posuvu pulsu na osciloskopu

Označíme s_{ac} hodnotu posuvu zrcadel změřených mikrometrickým posuvem a počet dílků, o které se posunul obraz na osciloskopu označíme n . Z hodnoty n vypočtu časový posuv obrazu na osciloskopu podle vztahu 3.8.

$$t_{osc} = n \cdot r \text{ [dle rozsahu]} \quad (3.8)$$

kde r je časový rozsah na osciloskopu.

Z posuvu zrcadel získám časový interval, který potřebuje světlo na proběhnutí této dráhy

$$t_k = s_{ac}/c \quad (3.9)$$

kde c je rychlost světla. Dvojnásobku tohoto časového intervalu $2 t_k$ odpovídá časový úsek na osciloskopu t_{osc} . Konstanta převodu mezi pološířkou autokorelační funkce na osciloskopu a skutečnou pološířkou světelného pulsu je tedy

$$k = 2 t_k/t_{osc} \quad (4.0)$$

Nyní již můžeme vypočítat reálnou pološířku pulsu (t_a), je-li pološířka autokorelační funkce na osciloskopu Δt_{osc} a to dle konečného vztahu 4.1.

$$t_a = k \Delta t_{osc} \text{ [s]} \quad (4.1)$$

3.0 Měření a vyhodnocení dat

3.1 Naměřená data

V následujících odstavcích budou dle metod seřazené tabulky a grafy s výsledky naměřených hodnot. V závěru budou potom tyto hodnoty vyhodnoceny a bude určena kvalita laseru.

3.10 Data pro metodu autokorelace s využitím CCD kamery

Bylo provedeno 15 různých měření, pro 3 různá prostředí.

Výsledky:

prostředí vzduch	
č. m.	t [fs]
1	156
2	149
3	157
4	154
5	142
6	165
7	160
8	161
9	168
10	174
11	158
12	147
13	160
14	161
15	155

prostředí sklo SF 10 délka $l = 36$ [mm]	
č. m.	t [fs]
1	172
2	157
3	174
4	192
5	184
6	178
7	188
8	191
9	199
10	183
11	170
12	197
13	193
14	180
15	168

prostředí voda (H ₂ O) délka $l = 105$ [mm]	
č. m.	t [fs]
1	408
2	429
3	425
4	999
5	406
6	452
7	463
8	427
9	623
10	383
11	493
12	435
13	459
14	497
15	464

prostředí vzduch	
t_a [fs]	158
Δt_a [fs]	8,1

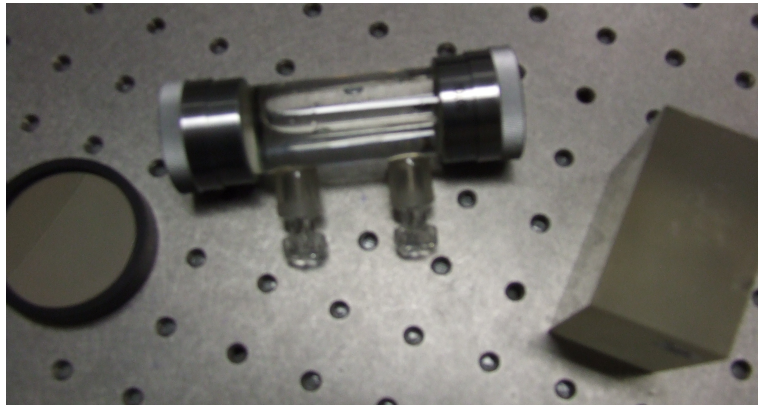
prostředí sklo SF 10 délka $l = 36$ [mm]	
t_a [fs]	182
Δt_a [fs]	12

prostředí voda (H ₂ O) délka $l = 105$ [mm]	
t_a [fs]	455
Δt_a [fs]	58

Diskuse výsledků:

U měření pološířky pulsu při průchodu vodním sloupcem délky 105 mm, se nám hodnota rozšíření úplně vymkla teoretickým předpokladům (viz. 3.3 Závěr). Jedna hodnota dokonce dosáhla velikosti **999 fs** a příslušný software ani nebyl schopen tento puls proložit Gaussovou funkcí (tato hodnota není zahrnuta do průměru). Dospěli jsme tedy k závěru, že to bylo způsobeno částečně více násobnou expozicí (všimněme si, že při použití metody se CCD polem se již hodnoty tolik nerozcházejí); enormně velká hodnota pak mohla být způsobená dočasnou nehomogenitou prostředí. Tou mohla být například bublina, vznikající jako důsledek drobného ohřevu vody.

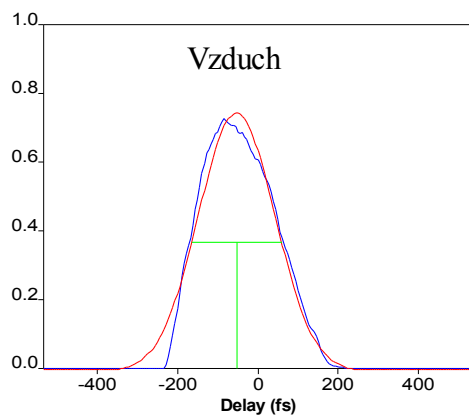
Jako příloha je zde uveden obrázek 5.6 se vzorky použitými jako jednotlivá prostředí.



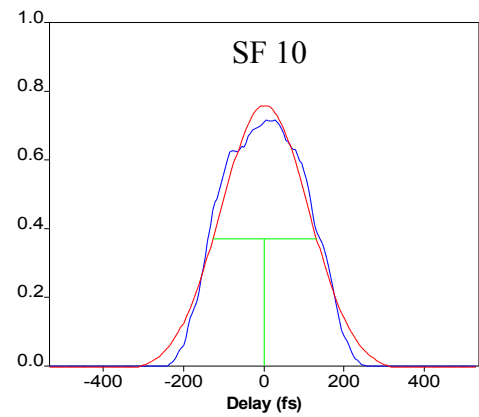
Obr. 5.6 Použité vzorky různých prostředí (zleva: interferenční filtr, H₂O, sklo SF 10)

Grafy:

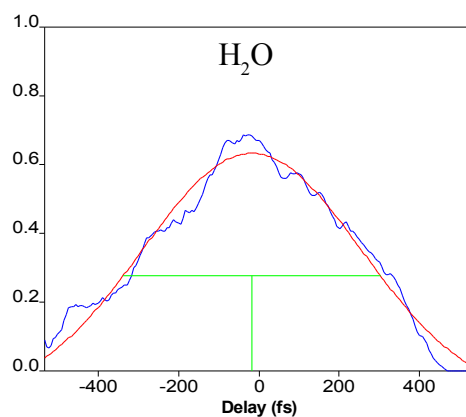
Grafy zobrazují hodnoty přibližně odpovídající vypočteným hodnotám pro každé prostředí. Tyto grafy jsou výsledkem práce softwaru počítače, který rovnou grafy proložil teoretickou Gaussovou funkcí. Grafy jsou vedle sebe, kvůli možnosti porovnání rozšíření pulsu.



$t_a = 158 \pm 8,1$ [fs]



$t_{ask} = 182 \pm 12$ [fs]



$t_{av} = 455 \pm 58$ [fs]

Vyhodnocení:

Průměrná pološířka pulsu, vystupujícího ze zdroje laserových pulsů ve volném prostoru je 158 [fs].

Puls se rozšířil přibližně o 24 fs při průchodu kvádrem skla o šířce 36 mm. Při průchodu vodou, šířky 105 mm se puls rozšířil o 297 fs, oproti původnímu pulsu. Tato hodnota je však teoreticky nepodložená (viz. 3.3 Závěr).

3.11 Data pro metodu autokorelace s využitím CCD pole

Bylo provedeno opět 15 různých měření, pro 4 různá prostředí. Prvá tři prostředí byla stejná, jako u první metody, jako doplňkové měření pak bylo provedeno měření pološířky pulsu procházejícího interferometrickým filtrem.

Celá sada těchto měření se ještě navíc opakovala dvakrát, jednou se spouštěním pole generátory, druhá sada měření proběhla při spouštění pole přímo laserem, přes fotodiodu. Měření odlišíme značením **A** (generátor) a **B** (fotodioda). **C** pak označuje měření za použití interferometrického filtru.

Výsledky:

A:

prostředí vzduch	
č. m.	t [fs]
1	98
2	95
3	109
4	102
5	97
6	102
7	97
8	96
9	97
10	95
11	98
12	99
13	92
14	91
15	102

prostředí sklo SF 10 délka $l = 36$ [mm]	
č. m.	t [fs]
1	120
2	100
3	100
4	106
5	105
6	113
7	102
8	107
9	107
10	107
11	99
12	114
13	117
14	105
15	104

prostředí voda (H ₂ O) délka $l = 105$ [mm]	
č. m.	t [fs]
1	116
2	112
3	97
4	125
5	100
6	125
7	90
8	98
9	89
10	114
11	96
12	107
13	97
14	95
15	109

prostředí vzduch	
t_a [fs]	98
Δt_a [fs]	4,4

prostředí sklo SF 10 délka $l = 36$ [mm]	
t_a [fs]	107
Δt_a [fs]	6

prostředí voda (H ₂ O) délka $l = 105$ [mm]	
t_a [fs]	105
Δt_a [fs]	12

B:

prostředí vzduch

č. m.	t [fs]
1	104
2	96
3	99
4	98
5	100
6	104
7	103
8	103
9	107
10	99
11	96
12	96
13	101
14	95
15	104

prostředí sklo SF 10
délka $l = 36$ [mm]

č. m.	t [fs]
1	126
2	101
3	126
4	104
5	99
6	109
7	128
8	121
9	97
10	120
11	114
12	114
13	89
14	112
15	124

prostředí voda (H₂O)
délka $l = 105$ [mm]

č. m.	t [fs]
1	104
2	104
3	102
4	113
5	111
6	108
7	99
8	111
9	103
10	106
11	110
12	113
13	97
14	112
15	101

prostředí vzduch

t_a [fs]	100
Δt_a [fs]	3,6

prostředí sklo SF 10
délka $l = 36$ [mm]

t_a [fs]	112
Δt_a [fs]	12

prostředí voda (H₂O)
délka $l = 105$ [mm]

t_a [fs]	106
Δt_a [fs]	5

C:

interferometrický filtr

č. m.	t [fs]
1	94
2	103
3	102
4	104
5	104
6	106
7	107
8	116
9	115
10	117
11	125
12	120
13	120
14	127
15	109

interferometrický filtr

t_a [fs]	111
Δt_a [fs]	9,6

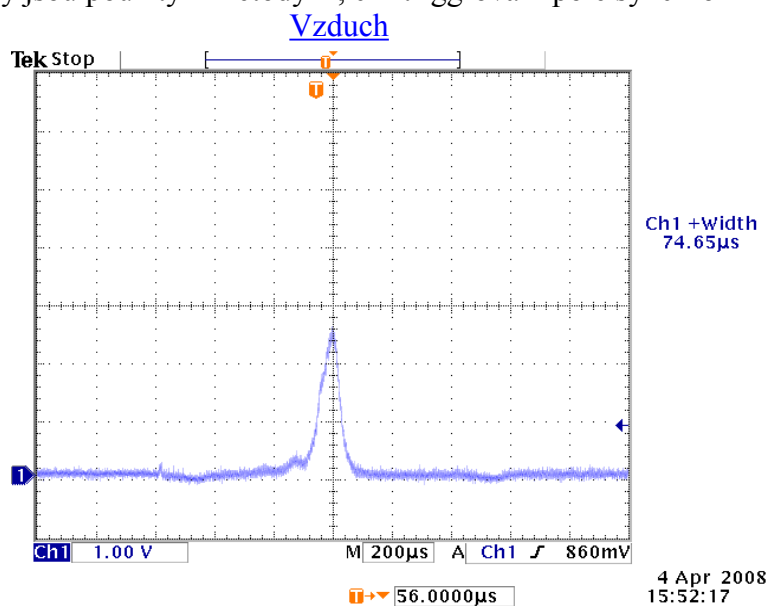
Diskuse výsledků:

Výsledky obou metod jsou uspokojivé, avšak druhá metoda, **B**, je teoreticky lepší, jak je vidět z výsledků. Jako jeden klad je považována o trochu menší chyba, vyplývající z zpracování výsledků, jako druhý klad je považován mnohem lepší grafický výstup na osciloskopu. Čili je zřejmé mírné zlepšení oproti metodě **A**.

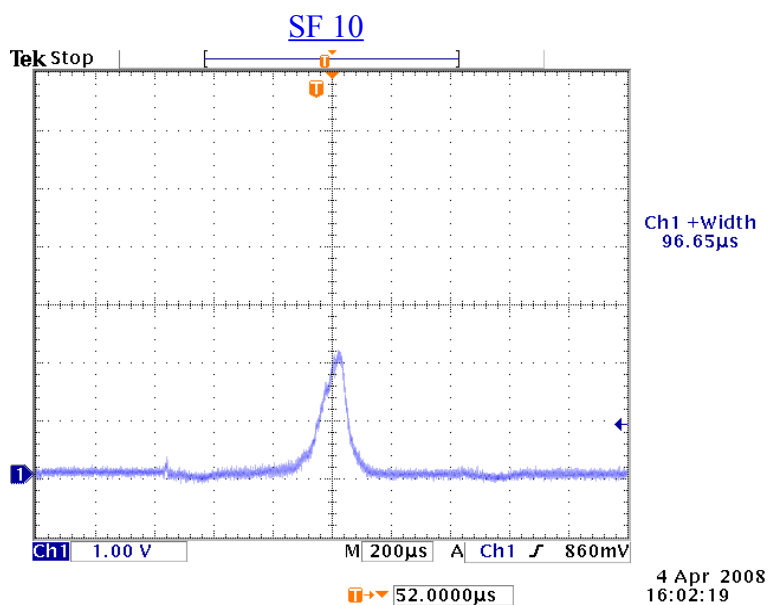
Jinak jsou výsledky přibližně ve shodě s teoretickými předpoklady. Na rozdíl tedy od CCD kamery.

Grafy:

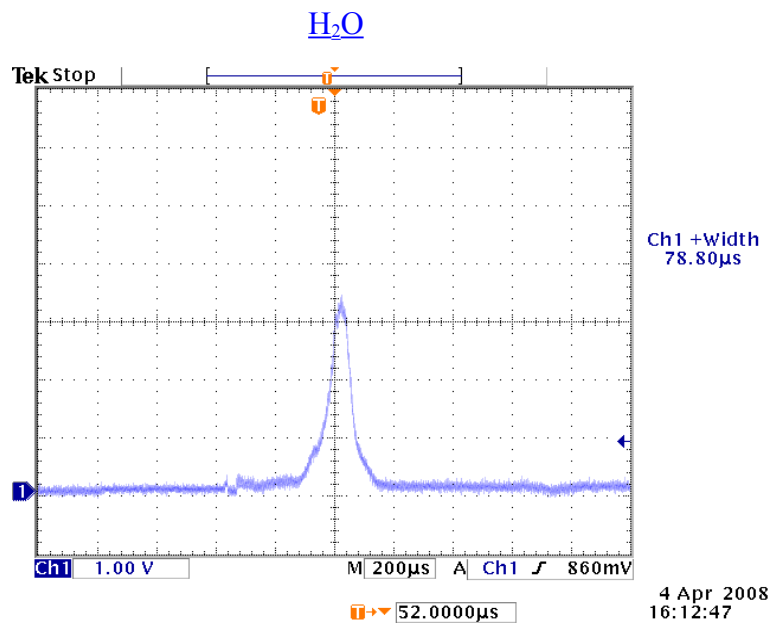
Graf zobrazuje hodnotu přibližně odpovídající vypočtené hodnotě pro každé prostředí. Graf je výstupem pouze obrazovky osciloskopu, bylo nutné tedy provést korektivní přepočet, jak je již popsáno v teorii. Grafy jsou zde uvedeny pouze pro představu. Hodnoty položiček neodpovídají reálnému výsledku. Grafy jsou použity z metody **B**, čili triggování pole synchronním signálem 1kHz.



$$t_a = 100 \pm 3,6 \text{ [fs]}$$



$$t_{ask} = 112 \pm 12 \text{ [fs]}$$



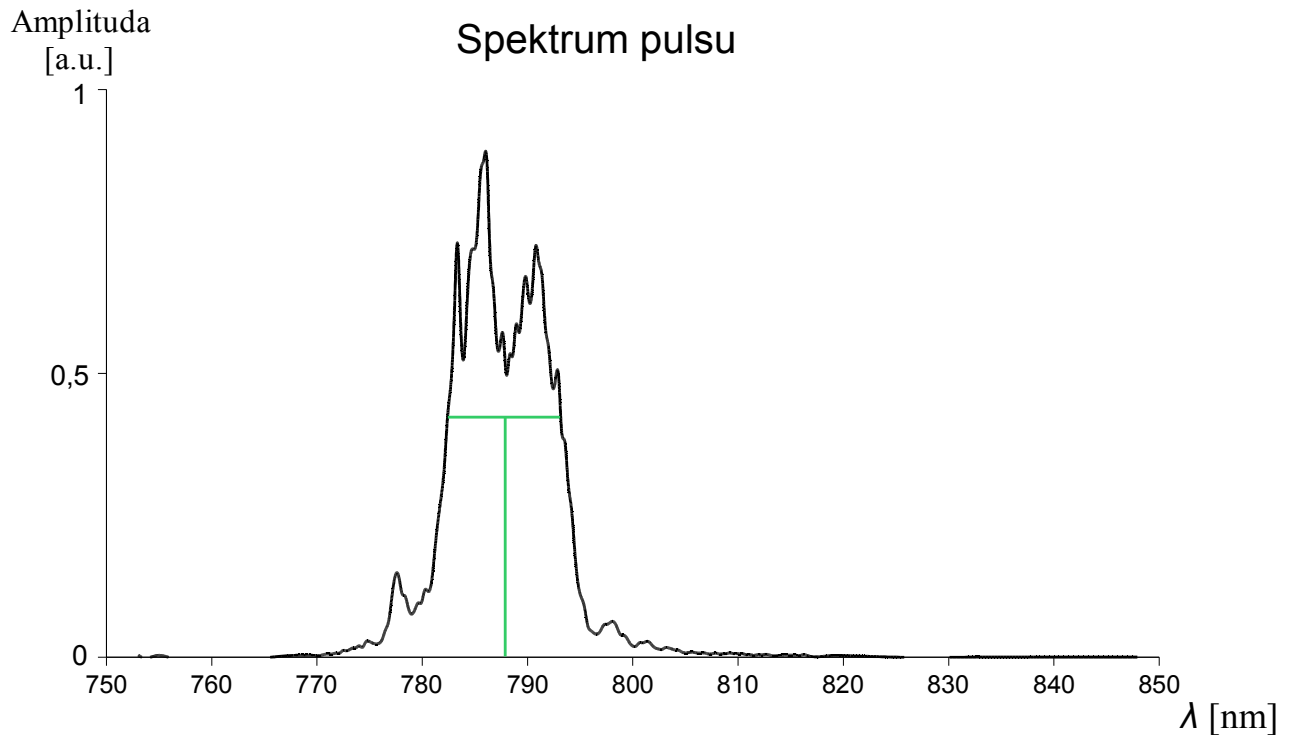
Vyhodnocení:

Průměrná pološířka pulsu, vystupujícího ze zdroje laserových pulsů ve volném prostoru je 100 [fs].

Puls se rozšířil přibližně o 12 fs při průchodu kvádrem skla o šířce 36 mm. Při průchodu vodou, šířky 105 mm se puls rozšířil o 6 fs, oproti původnímu pulsu. Chyby, které byly z výpočtů zjištěny jsou relativně malé, což znamená, že měření bylo přínosné. Porovnání metod a závěrečná diskuse je v kapitole 3.3 *Závěr*.

3.12 Spektrum pulsu, kvalita laserového zdroje

V tomto dodatkovém měření je jako jediný zdroj hodnot graf spektra pulsu (obr. 5.7). Z něj bude vypočtena pološířka spektra, resp. pološířka pulsu pro druhý graf. Z vypočtených hodnot bude v závěru práce získána informace o kvalitě laseru.



Obr. 5.7 Spektrum pulsu

Pološířka spektra nelze změřit přímo. Změřit lze hodnota $\Delta\lambda$, a hodnota $\Delta\omega$, což je přímo ona spektrální pološířka, se musí vypočítat dle vztahu 4.2.

$$\Delta\omega = 2\pi c \cdot (1/\lambda) \cdot \Delta\lambda \quad (4.2)$$

Naměřená vlnová délka $\Delta\lambda$:

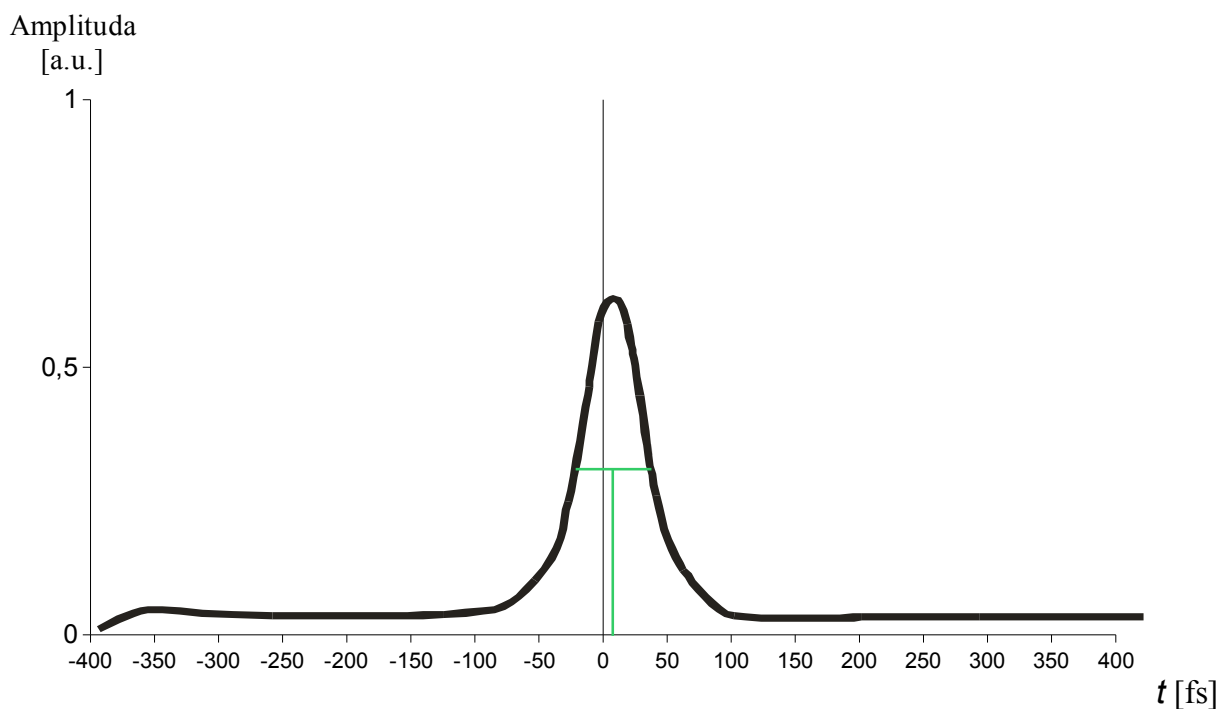
$$\Delta\lambda = 10,94 \text{ [nm]}$$

Pološířka spektra pulsu:

$$\Delta\omega = 26,03 \cdot 10^6 \text{ [s}^{-1}\text{]}$$

Pološířka pulsu:

Nyní je potřeba vypočítat pološířku pulsu. To uděláme tak, že přepočteme výslednou pološířku autokorelační funkce změřenou osciloskopem. Tento graf (obr. 5.8), je pouze znázornění pulsu. Pološířka autokorelační funkce byla získána opět z výstupu na osciloskopu. Pološířka pulsu byla přepočtena dle postupu uváděného v teorii.



Obr. 5.8 Ilustrační průběh autokorelační funkce

Vypočtená pološířka pulsu:

$$\tau = 100 \text{ [fs]}$$

V následující kapitole zhodnotím výsledky své práce. Nalezneme zde vyhodnocení se zohledněním teoretického předpokladu. Zrovna tak nalezneme určení kvality laseru.

3.2 Vyhodnocení

3.20 Zhodnocení rozšíření pulsů vlivem disperze

Jak již bylo zmíněno v teorii, v důsledku disperze grupové rychlosti se puls při průchodu prostředím rozšiřuje. Z tohoto důvodu byla provedena měření šíření pulsu v různých prostředích. Hodnota, o kterou se puls rozšířil je značena t_r . Naměřené hodnoty různými metodami budou porovnány a výsledky budou zhodnoceny.

Naměřené hodnoty:

Pro sklo SF 10:

- Metoda CCD kamera

$$t_r = 24 \text{ [fs]}$$

- Metoda CCD pole

$$t_r = 12 \text{ [fs]}$$

Pro vodu:

- Metoda CCD kamera

$$t_r = 297 \text{ [fs]}$$

- Metoda CCD pole

$$t_r = 6 \text{ [fs]}$$

Nyní porovnáme výsledky v tabulce pro všechny metody. Rozšíření pulsu je označeno t_r .

SF 10	t_r	
Metoda CCD pole	12	[fs]
Metoda CCD kamera	24	[fs]

H ₂ O	t_r	
Metoda CCD pole	6	[fs]
Metoda CCD kamera	297	[fs]

Tab. 1.4 Porovnání naměřeného rozšíření pulsu u jednotlivých metod

Z tabulky 1.4 je zřejmé, že měření provedené CCD pole, dosáhlo lepších výsledků, než metoda CCD kamery. A to hlavně v případě měření pulsů procházejících vodním sloupcem metodou, kdy CCD kamera projevila velmi velkou chybu. Hodnota se v podstatě vůbec neztotožňuje s teoretickým předpokladem. Jako důkaz dodávám tabulku 1.5 s hodnotami indexů lomu pro jednotlivé materiály. Tabulka obsahuje i jejich derivace; konkrétně druhá derivace je směrodatná pro předpoklad rozšíření pulsu.

Prostředí	n_0	n_0' [μm^{-1}]	n_0'' [μm^{-2}]
SF 10	1,7244	-0,1079	0,5725
H ₂ O	1,3300	-0,0273	0,1303
SiO ₂	1,4572	-0,0298	0,1214
BK 7	1,5159	-0,0376	0,1664

Tab. 1.5 Indexy lomů pro různá prostředí včetně jejich první a druhé derivace

3.21 Zhodnocení kvality laserového zdroje

Field envelope	Intensity profile	τ_p (FWHM)	Spectral profile	$\Delta\omega_p$ (FWHM)	$K = \tau_p\Delta\omega_p/2\pi$
Gaussian	e^{-2t^2}	1.177	$e^{-(\pi\Omega)^2/2}$	2.355	0.441
Sech	$\text{sech}^2(t)$	1.763	$\text{sech}^2(\pi\Omega/2)$	1.122	0.315
Square	1 for $ t \leq \frac{1}{2}$ 0 elsewhere	1	$\text{sinc}^2(\Omega)$	2.78	0.443

Tab. 1.6 Konstanty pro běžný profil svazku
(převzato z "[Optical Autocorrelation using Non-Linearity in a Simple Photodiode](#)")

Z výsledků známe pološířku spektra i pulsu. Z těchto dvou hodnot, dle vztahu 4.3 lze určit, zda je laserový zdroj omezen šířkou pásma aktivního prostředí, (tzv. bandwidth limited) nebo zda by mohl generovat ještě kratší pulsy. Konstantu K jsem vybral z této tabulky 1.6. Tato tabulka obsahuje hodnoty koeficientu K pro standardní tvary autokorelačních funkcí prokládaných Gaussovou funkcí, funkcí sech^2 , a funkcí square. My se zaměříme na funkci Gaussovu.

$$\tau\Delta\omega \geq 2\pi K \quad (4.3)$$

Dosadíme tedy výsledky do vztahu 4.3 a ověříme kvalitu laseru INTEGRA-i.

Výpočet:

$$\tau\Delta\omega = 100 \cdot 10^{-15} \cdot 3,284 \cdot 10^{13} = 3,284$$

$$2\pi K = 2 \cdot \pi \cdot 0,441 = 2,77$$

$$3,284 > 2,77$$

Laser INTEGRA-i generuje pulsy s pološířkou blízkou pološířce pulsů limitovaných šířkou spektrálního pásma. Lze tedy říci, že kvalita výstupního svazku je po této stránce velmi dobrá. Dosažený výsledek ukazuje i na teoretickou možnost, generovat pulsy ještě o málo kratší, než námi naměřené, tj. 100 fs. Je to i ve shodě s tím, že základní oscilátor INTEGRY-i injektuje do zesilovacího systému INTEGRY-i pulsy o pološířce 80 fs.

3.3 Závěr práce

Závěrem lze tedy říci, že úkol měření byl splněn. Byly sestaveny experimenty, z nichž každý používal jinou metodu měření pološířky pulsu, přičemž postupným vyhodnocováním byla nakonec vybrána nejlepší metoda, a to metoda měření pološířky pulsu pomocí CCD pole, spouštěného fotodiodou PIN, používanou ve stavu vysoké optické saturace.

Z měření spektra vyplynul poznatek, že laserový zdroj INTEGRA-i generuje pulsy dobré výstupní kvality a není tedy limitován spektrální šířkou pásma.

Na závěr uvádím tabulku 1.7, ve které jsou shrnuty všechny naměřené hodnoty pološířek pulsů. Zeleně podbarvené hodnoty jsou měřeny nejpřesnější metodou. Naopak červeně podbarvené hodnoty nelze považovat za správné. Vzniklé chyby byly oddiskutovány.

volný prostor	t_a	Δt_a			
Metoda CCD kamera	158	$\pm 8,1$	[fs]		
Metoda CCD pole (A)	98	$\pm 4,4$	[fs]		
Metoda CCD pole (B)	100	$\pm 3,6$	[fs]		
Metoda CCD pole (C)	111	$\pm 9,6$	[fs]		
SF 10	t_a	Δt_a		t_r	
Metoda CCD kamera	182	± 12	[fs]	24	[fs]
Metoda CCD pole (A)	107	± 6	[fs]	9	[fs]
Metoda CCD pole (B)	112	± 12	[fs]	12	[fs]
H₂O	t_a	Δt_a		t_r	
Metoda CCD kamera	445	± 58	[fs]	287	[fs]
Metoda CCD pole (A)	105	± 12	[fs]	7	[fs]
Metoda CCD pole (B)	106	± 5	[fs]	6	[fs]

Tab. 1.7 Souhrn výsledků měření pološířek pulsů

3.3 Použitá literatura

- [1] Základy fotoniky, svazek 1 (Fundamentals of photonics), Praha : Matfyzpress, 1994 (PF)
- [2] Základy fotoniky, svazek 2 (Fundamentals of photonics), Praha : Matfyzpress, 1994 (PF)
- [3] Základy fotoniky, svazek 3 (Fundamentals of photonics), Praha : Matfyzpress, 1995 (PF)
- [4] Optics, <http://en.wikipedia.org/wiki/Optics>
- [5] RP Photonic, <http://www.rp-photonics.com/index.html>
- [6] Doug Homoelle, Autocorrelator Kit, Newport, 2000
- [7] Syed Abdullah Aljunid, Optical Autocorrelation using Non-Linearity in a Simple Photodiode, 2007, Department of Physics, National University of Singapore
- [8] INSTRUCTION MANUAL, Femtosecond Single Shot Autocorrelator Model ASF-20, Alexander Konyashchenko, 2007
- [9] Manuál CCD-2000M ARRAY, Alphalas GMBH, 2005
- [10] Přednášky "Měření femtosekundových laserových pulsů", Ing. Petr Hříbek, CSc.