



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií



Femtosekundový sonar pro studium tenkých vrstev

Bakalářská práce

Studijní program:

B3901 Aplikované vědy v inženýrství

Studijní obor:

Aplikované vědy v inženýrství

Autor práce:

Jan Kendík

Vedoucí práce:

RNDr. Karel Žídek, Ph.D.

Ústav nových technologií a aplikované informatiky





Zadání bakalářské práce

Femtosekundový sonar pro studium tenkých vrstev

Jméno a příjmení: Jan Kendík
Osobní číslo: M18000114
Studijní program: B3901 Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Aplikované vědy v inženýrství
Zadávací katedra: Ústav nových technologií a aplikované informatiky
Akademický rok: 2020/2021

Zásady pro vypracování:

1. Seznámení se s problematikou ultrarychlé spektroskopie, experimentu excitace a sondování a femtosekundového sonaru.
2. Sestavení aparatury excitace a sondování pro detekci akustických vln v materiálech.
3. Optimalizace parametrů aparatury s ohledem na optický přerušovač –včetně závislosti šumu měření na frekvenci přerušovače a jeho implementaci.
4. Provedení testovacích měření metodou excitace a sondování.

Rozsah grafických prací:
Rozsah pracovní zprávy:
Forma zpracování práce:
Jazyk práce:

dle potřeby dokumentace
30 – 40 stran
tištěná/elektronická
Čeština



Seznam odborné literatury:

- [1] Devos, Arnaud. „Colored ultrafast acoustics: From fundamentals to applications.“ *Ultrasonics* 56 (2015): 90-97.
- [2] Rulliere, Claude. *Femtosecond laser pulses*. Springer Science+ Business Media, Incorporated, 2005.
- [3] Zurich instruments. Principles of lock-in detection and the state of the art. white paper, released Nov. 2016.

Vedoucí práce:

RNDr. Karel Žídek, Ph.D.
Ústav nových technologií a aplikované informatiky

Datum zadání práce:

19. října 2020

Předpokládaný termín odevzdání:

17. května 2021

prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D.
děkan

L.S.

Ing. Josef Novák, Ph.D.
vedoucí ústavu

Prohlášení

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé bakalářské práce a konzultantem.

Jsem si vědom toho, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé bakalářské práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li bakalářskou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti Technickou univerzitu v Liberci; v tomto případě má Technická univerzita v Liberci právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má bakalářská práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědom následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

14. května 2021

Jan Kendík

Poděkování

Chtěl bych srdečně poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce RNDr. Karlu Žídkovi, Ph.D. za cenné konstruktivní rady, pomoc a udávání směru při vypracovávání této práce. Dále děkuji výkonému řediteli výzkumného centra speciální optiky a optoelektronických systémů Ing. Vítu Lédlovi, Ph. D. za možnost takto v centru působit.

Abstrakt

Práce pojednává o realizaci ultrarychlého sonaru jakožto nástroje pro monitorování vývoje akustických vln v materiálu a na základě tohoto studium rozhraní tenkých vrstev materiálu. Měření bylo realizováno metodou excitace a sondování, kde femtosekundové pulzy excitačního svazku vytvářejí vnitřní akustické vlny v materiálu. Tyto vlny snímáme sondovacími pulzy, které jsou částečně odraženy na povrchu vzorku a částečně odraženy od vnitřní akustické vlny. Z interference těchto pulzů dostáváme obraz vývoje vlny v materiálu. Data z měření jsou z důvodu délky optické cesty a množství vyhodnocovací elektroniky zatížena šumem. Analýza šumu a zároveň jeho potlačení pomocí softwarové synchronní detekce, která byla vytvořena v rámci výzkumu je tedy důležitou součástí této práce.

Klíčová slova

Femtosekundový sonar, tenká vrstva, excitace a sondování, odrazivost, šum

Abstract

This thesis is focused on the realization of an ultrafast sonar as an instrument to monitor inner acoustic waves in material and this phenomenon allows us to study interfaces of thin films. Measurement is performed by the pump-probe method, where the femtosecond pulses of a pump beam generate inner acoustics waves in the material. These changes are scanned by probe pulses that are partially reflected on the surface of a sample and partially reflected on an inner acoustic wave. From the interference of these two pulses, we get an image of inner acoustic wave evolution. The data from measurement are scattered by noise as a result of the long optical paths and a number of evaluating electronics. Therefore noise analysis and high reduction of the noise level by using the software implementation of a lock-in amplifier, which was developed within this work is a big part of this thesis.

Keywords

Femtosecond sonar, thin film, Pump-Probe, reflectance, noise

Obsah

1 Úvod.....	13
1.1 Cíl experimentu a kvalifikační práce.....	13
1.2 Postup experimentu.....	13
1.3 Náplň mé práce.....	14
1.4 Členění bakalářské práce.....	14
2 Teoretické pozadí.....	15
2.1 Ultrarychlá spektroskopie.....	15
2.1.1 Proč ultrarychlá spektroskopie.....	15
2.1.2 Femtosekundové laserové pulzy.....	16
2.2 Měřicí metoda excitace a sondování.....	19
2.3 Femtosekundový sonar.....	21
2.4 Zdroje šumu v měření intenzity světla.....	24
2.4.1 Johnson – Nyquistův šum.....	25
2.4.2 Generačně-rekombinační šum.....	26
2.4.3 Výstřelový šum.....	26
2.4.4 Blikavý ($1/f$) šum.....	27
2.4.5 Vnější zdroje šumu.....	28
2.5 Synchronní detekce.....	29
2.5.1 Fourierova transformace.....	29

2.5.2 Princip.....	31
2.5.3 Fotoelastický efekt.....	33
3 Popis experimentu.....	34
3.1 Schéma.....	35
3.2 Aparatura.....	37
Femtosekundový laser.....	37
Optický přerušovač.....	38
BBO krystal.....	38
Zpožďovací dráha.....	38
Nekolineární optický parametrický zesilovač.....	39
Modulátor pulzů.....	40
Filtr blokující excitační svazek.....	40
Měřicí fotodetektor.....	41
Měřicí karta.....	42
Další použité prvky.....	42
3.3 Práce a vyhodnocování v programu Matlab.....	42
3.3.1 Funkce filtru dolní propusti.....	42
3.3.2 Funkce nahrazující Lock-in zesilovač.....	44
4 Výsledky.....	46
4.1 Testovací a přípravná měření.....	46
4.1.1 Závislost šumu na zpoždění mezi excitačním a měřícím pulzem.....	48
4.1.2 Závislost šumu na frekvenci optického přerušovače.....	49
4.1.3 Závislost šumu na intenzitě měřícího pulzu.....	50

4.1.4 Závislost šumu na rozdílu intenzit dopadajících na fotodetektor.....	51
4.1.5 Závislost šumu měření na integrační době snímáním.....	52
4.2 Měření femtosekundového sonaru.....	53
5 Závěr.....	59
Literatura.....	61

Seznam rovnic

2.1.2 Femtosekundové laserové pulzy (1).....	17
2.1.2 Femtosekundové laserové pulzy (2).....	17
2.1.2 Femtosekundové laserové pulzy (3).....	18
2.2 Měřicí metoda excitace a sondování (4).....	21
2.3 Femtosekundový sonar (5).....	22
2.4 Zdroje šumu v měření intenzity světla (6).....	25
2.4 Zdroje šumu v měření intenzity světla (7).....	25
2.4.1 Johnson – Nyquistův šum (8).....	25
2.4.3 Výstřelový šum (9).....	27
2.4.3 Výstřelový šum (10).....	27
2.5.1 Fourierova transformace (11).....	30
2.5.2 Princip (12).....	31
2.5.2 Princip (13).....	31
2.5.2 Princip (14).....	32
2.5.2 Princip (15).....	32
2.5.2 Princip (16).....	32
2.5.2 Princip (17).....	32
2.5.2 Princip (18).....	32
2.5.2 Princip (19).....	32

2.5.3 Fotoelastický efekt (20).....	33
Femtosekundový laser (21).....	37
Femtosekundový laser (22).....	38
Filtr blokující excitační svazek (23).....	40
4.1 Testovací a přípravná měření (24).....	47
4.2 Měření femtosekundového sonaru (25).....	54
4.2 Měření femtosekundového sonaru (26).....	57
4.2 Měření femtosekundového sonaru (27).....	57

Seznam ilustrací

Obr. 1: Průběh intenzity periodické řady impulzů, která je výstupem synchronizace M podélných modů rezonátoru.....	17
Obr. 2: Ilustrace modové synchronizace. Nahoře vidíme vlny - podélné mody rezonátoru ve fázi, tímto sfázováním docílíme výstupního impulzu vyobrazeného vpravo dole. vlevo dole je vyobrazena zisková křivka, jednotlivé vrcholy představují vlnové délky jednotlivých modů.....	18
Obr. 3: Ilustrace zaostřování laserových pulzů pomocí Kerrovsky aktivního prostředí, jinak řečeno, v rezonátoru se zesiluje jeden krátký pulz, zatímco zbylé kontinuální pole je potlačeno Kerrovým jevem.....	19
Obr. 4: Typické schéma sestavy experimentu metodou excitace a sondování.....	20
Obr. 5: Schématické uspořádání pro měření akustických vln v tenké vrstvě materiálu metodou excitace a sondování.....	23
Obr. 6: Vizualizace šumu pomocí příkazu rand(n) v prostředí matlab, parametr n označuje velikost vygenerovaného vektoru náhodných čísel.....	24
Obr. 7: Ilustrace změny chyby při průměrování mnoha měření zatížených chybou. Každá šipka představuje jednu odchylku od naměřené hodnoty intenzity, středový kříž přesnou hodnotu.....	26
Obr. 8: Spektrální zastoupení 1/f šumu vygenerovaného v prostředí Matlab, je zřetelný průběh odpovídající křivce nepřímé úměry.....	28

Obr. 9: Aplikace FT na silně zašuměný signál skládající se z funkce sinus o frekvenci 50Hz a vysokého stupně přidaného šumu. Je vidět, že ačkoliv z průběhu v časové doméně (nahore) nejsme schopni pouhým pohledem určit jakoukoli užitečnou informaci o signálu, aplikací FT jasně vidíme maximum na frekvenci 50Hz.....	30
Obr. 10: FT čistě obdélníkového signálu, jsou zde zřetelně zastoupeny pouze liché harmonické složky.....	31
Obr. 11: Laboratorní provedení dráhy excitačního svazku, které bylo použito při testovacích měřeních. Jednotlivé použité optické prvky jsou popsány v další kapitole..	35
Obr. 12: Laboratorní provedení dráhy excitačního svazku, jde již o finální uspořádání použité při měření femtosekundového sonaru. PVC trubice je umístěna na nejdelší části optické dráhy a to z důvodu minimalizace vnějších vlivů působících na probíhající pulzy.....	36
Obr. 13: Provedení dráhy sondovacího svazku při měření intenzity odraženého pulzu.	37
Obr. 14: Fotka softwaru, kterým se ovládá generace a zesílení konkrétní vlnové délky pulzů.....	39
Obr. 15: Závislost propustnosti OG590 filtru na vlnové délce vstupujícího světla.....	40
Obr. 16: Fotodetektor Thorlabs PDB220A2/M.....	41
Obr. 17: Funkce v prostředí Matlab. na základě vstupních parametrů vytvoří příslušný filtr s dolní propustí a aplikuje jej na vstupní signál.....	43
Obr. 18: Aplikace napsané funkce, tedy filtru na náhodný vygenerovaný signál, je vidět, že funkce průběh vyhladí a odstraní frekvence vyšší než $\text{cutOff} \cdot \pi \text{ rad/s}$	43
Obr. 19: Průběh frekvenční odezvy filtru použitého výše na (Obr. 18) k filtraci náhodného signálu.....	44
Obr. 20: Funkce nahrazující lock-in zesilovač z důvodu zpracování dat v počítači.....	45
Obr. 21: Průběh závislosti optické propustnosti vzorku Rhodamin 6G na pozici zpožďovací dráhy při frekvenci přerušovače 660 Hz.....	46
Obr. 22: Závislost směrodatné odchylky snímaného signálu (šumu) na časové prodlevě mezi excitačním a měřicím pulzem, tento průběh byl proměřen pro několik vybraných frekvencí optického přerušovače.....	48

Obr. 23: Závislost šumu na frekvenci optického přerušovače. Křížky označují diskrétní naměřené hodnoty.....	49
Obr. 24: Závislost šumu měření na intenzitě měřicího pulzu.....	50
Obr. 25: Průběh závislosti šumu měření na rozdílu referenční intenzity a intenzity po interakci se vzorkem.....	51
Obr. 26: Průběh šumu v závislosti na integrační době snímání. Naměřená data jsou proložena funkcí $a/\sqrt{t}$, kde parametr a je pouze z důvodu škálování na takto nízké hodnoty a jde o hodnotu $a = 0,0006569$. Je zřetelný průběh odpovídající teorii, kde se šum měření snižuje jako převrácená hodnota odmocniny z počtu nasnímaných okamžitých hodnot.....	53
Obr. 27: Vzorek použitý pro měření femtosekundového sonaru.....	54
Obr. 28: Ilustrace prokládání naměřených dat dvojitou exponenciálou v prostředí Matlab.....	55
Obr. 29: Zpracovaný průběh přechodové odrazivosti v tenké vrstvě Ti/SiO ₂ /Si v závislosti na zpoždění excitačního pulzu.....	56
Obr. 30: Výřez průběhu přechodové odrazivosti v tenké vrstvě SiO ₂ v závislosti na zpoždění excitačního pulzu. Odříznut prvotní silný zákmit	57
Obr. 31: Srovnání pozorovaných Brillouinových oscilací o dvou různých frekvencích.	58

Seznam použitých zkratk a symbolů

SNR	-	Poměr signál šum (z anglického „Signal to noise ratio“)
dB	-	Decibel (jednotka zesílení/zeslabení signálu)
ps	-	Pikosekunda (jednotka času $1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$)
JN šum	-	Johnson-Niquistův šum
FT	-	Fourierova transformace
FFT	-	Rychlá Fourierova transformace (z anglického fast Fourier transform)
NOPA	-	Nekolineární optický parametrický zesilovač
nm	-	Nanometr (jednotka délky $1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$)
Hz	-	Hertz (jednotka frekvence)
kHz	-	Kilohertz ($1 \text{ kHz} = 10^3 \text{ Hz}$)
ND filtr	-	Neutrální šedý filtr (z anglického Neutral Density)

1 Úvod

1.1 Cíl experimentu a kvalifikační práce

Cílem kvalifikační práce je popsat a informovat o realizaci experimentu z oboru ultrarychlé spektroskopie a to experimentu, kde metodou excitace a sondování zkoumáme změnu odrazivosti tenké vrstvy materiálu za přítomnosti vnitřních akustických vln. Metoda excitace a sondování je relativně nová měřicí metoda, v našem uspořádání využívá pro excitaci i sondování krátké femtosekundové laserové pulzy.

Velkou roli v našem experimentu hraje analýza šumu, jehož zdrojem je jak použitá elektronika, tak i vnější vlivy. Jelikož intenzita snímaného signálu se pohybuje v řádech 10^{-4} , stává se šum značnou překážkou ve vyhodnocování a je třeba použít sofistikovaná vyhodnocovací metoda - Synchronní detekce.

1.2 Postup experimentu

Nejprve bylo stěžejní seznámení se s principem synchronní detekce a její implementace v měření femtosekundového sonaru. Dále následovalo sestavení experimentu excitace a sondování, tedy nejprve sestavení optických drah excitačních a sondovacích pulzů. Tyto optické trasy musí být velmi dobře délkově synchronizované, bylo tedy nutné mít dráhy velice pečlivě délkově zmapované. Tato sestava byla následně již jen laděna na základě výsledků měření chování šumu. Po úspěšné optimalizaci parametrů ovlivňujících šum byl, také úspěšně, otestován chod femtosekundového sonaru.

1.3 Náplň mé práce

V první řadě byl mým úkolem napsat funkci v programu Matlab, která bude zastávat funkci lock-in zesilovače (druh zesilovače využívající principu synchronní detekce) při snímání signálu. Dalším mou prací na experimentu byla analýza šumu při snímání intenzity světla, hlavním způsobem minimalizace šumu bylo optimální nastavení frekvence optického přerušovače obsaženého v dráze excitačního svazku. Dále jsem se podílel i na optimalizaci optických drah z pohledu jejich délky, jednotlivých optických rozhraní, jako je třeba správné natočení zrcadel aby nedocházelo k řezání paprsku o jiné aparaturní prvky. Avšak největším mým podílem na experimentu bylo vyhodnocování a vizualizace naměřených dat v prostředí Matlab.

1.4 Členění bakalářské práce

Práce má dva okruhy, a to teoretickou část a část experimentální. V teoretické části je popsán úvod do ultrarychlé spektroskopie (2.1) a s tím spojené teorie ultrakrátkých laserových pulzů, od problematiky pulzů se dostane k měřicí metodě užitě v našem experimentu (2.2). Šumem, který značně zatěžuje naše měření femtosekundového sonaru ukazuje kapitola (2.4). Ke konci teoretické části je ukázán princip synchronní detekce užitě právě z důvodu velkého zatížení snímaného signálu šumem (2.5). Experimentální část začíná popisem laboratorního uspořádání (3.1), použité aparatury (3.2) a principem zpracovávání naměřených dat (3.3). Následně jsou již prezentovány výsledky jednotlivých měření, zprvu jde o měření testovací (4.1) a měření spojená s optimalizací šumu. Poté již ukazujeme výsledky měření vývoje akustické vlny – femtosekundového sonaru (4.2). V závěru jsou srovnány a diskutovány nabyté výsledky (5).

2 Teoretické pozadí

2.1 Ultrarychlá spektroskopie

Spektroskopie je vědní obor zabývající se interakcí mezi hmotou a elektromagnetickým zářením. Elektromagnetické záření je kombinací příčného postupného vlnění elektrického a magnetického pole. Toto záření má vlnově částicový dualismus, ten říká, že nosičem energie je zároveň částice a zároveň vlna. Interakce hmoty a záření může být absorpce, rozptyl či odraz záření od zkoumané látky, snímáním odrazu se blíže zabývá tato práce. Samotná ultrarychlá spektroskopie se zabývá snímáním velice rychlých dějů. V našem uspořádání je zkoumaný děj, tedy časový vývoj akustické vlny uvnitř materiálu, vyvolán laserovým pulzem o délce pulzu ~ 200 fs a snímán pulzem o délce ~ 20 fs.

2.1.1 Proč ultrarychlá spektroskopie

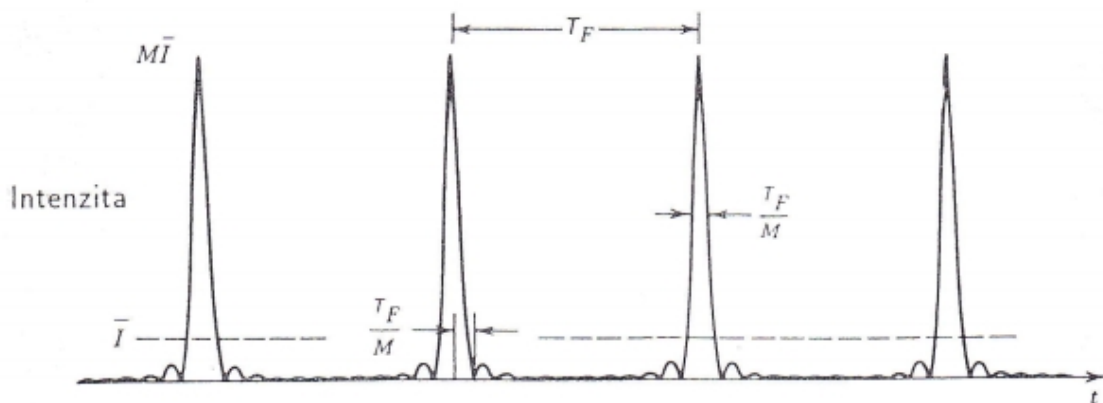
Monitorováním děje pomocí laserových pulzů dostaneme pomocí tohoto pulzu informaci o vývoji děje, je tedy logické, že čím kratší pulzy používáme, tím lepší časové rozlišení průběhu děje. Zaměříme-li se na femtosekundové pulzy, můžeme pomocí nich sledovat řadu zajímavých dějů odehrávajících se právě v takto krátkých intervalech, kupříkladu doba oběhu elektronu v Bohrově modelu atomu vodíku je $\approx 0,15$ fs po dráze odpovídající hlavnímu kvantovému číslu $n=1$ a ≈ 20 fs pro $n=5$ jak uvádí P. Malý v [1], klidové kmity atomů v pevné látce, které mají typicky periodu 100 fs či studium vývoje rázové akustické vlny v tenkých vrstvách materiálu, což je i náplní této práce. Můžeme vzpomenout i řadu životně důležitých dějů probíhajících na femtosekundovém rozlišení, o kterých se zmiňují O. Haderka a J. Valenta v [2]. Jsou jimi například reakce hemoglobinu s kyslíkem v naší krvi nebo záchyt a přenos energie ve fotosyntéze.

2.1.2 Femtosekundové laserové pulzy

Abychom si přiblížili, jak krátký časový okamžik femtosekunda představuje uvedme si zajímavý přírůstek rozebraný ve článku Zkrocené femtosekundy [2]. Vzdálenost Měsíce od Země je přibližně 380 000 km, světlo pohybující se vakuem rychlostí 300 000 km/s urazí tuto vzdálenost za čas o něco delší než 1 s, avšak za dobu 100 fs by světlo ve vakuu urazilo pouze přibližně 30 μm což je méně než tloušťka lidského vlasu, dejme to tedy do poměru a s jistou nepřesností zaokrouhlováním můžeme říct, že poměr dob 1 s ku 100 fs zhruba odpovídá poměru tloušťky lidského vlasu ku vzdálenosti Měsíce od Země.

Laser je zdrojem koherentního svazku elektromagnetického záření, pro generaci využívá stimulované emise, kdy foton stimuluje částici k emisi identického fotonu při přechodu z vyšší energetické hladiny do nižší. Zaměříme se na principy zajišťující to, že výstupem laseru není kontinuální svazek, ale laserové pulzy. Dnes se využívají čtyři možné principy realizace impulzního výstupu laserového zdroje. „Spínání zisku“, „Spínání jakosti Q dutiny“, „otevírání dutiny“, a „modová synchronizace“, všechny tyto principy jsou podrobněji rozebrány v knize Základy fotoniky [3]. Pomocí prvních třech principů nejsme však schopni generovat extrémně krátké subpikosekundové pulzy, využíváme tedy modové synchronizace.

Samotná modová synchronizace, jak už název napovídá využívá toho, že pokud jsme schopni jednotlivé podélné módy rezonátoru sfázovat, výsledkem pak bude periodický sled pulzů popsáný Salehem a Teichem v [3] a vyobrazený na (Obr. 1).



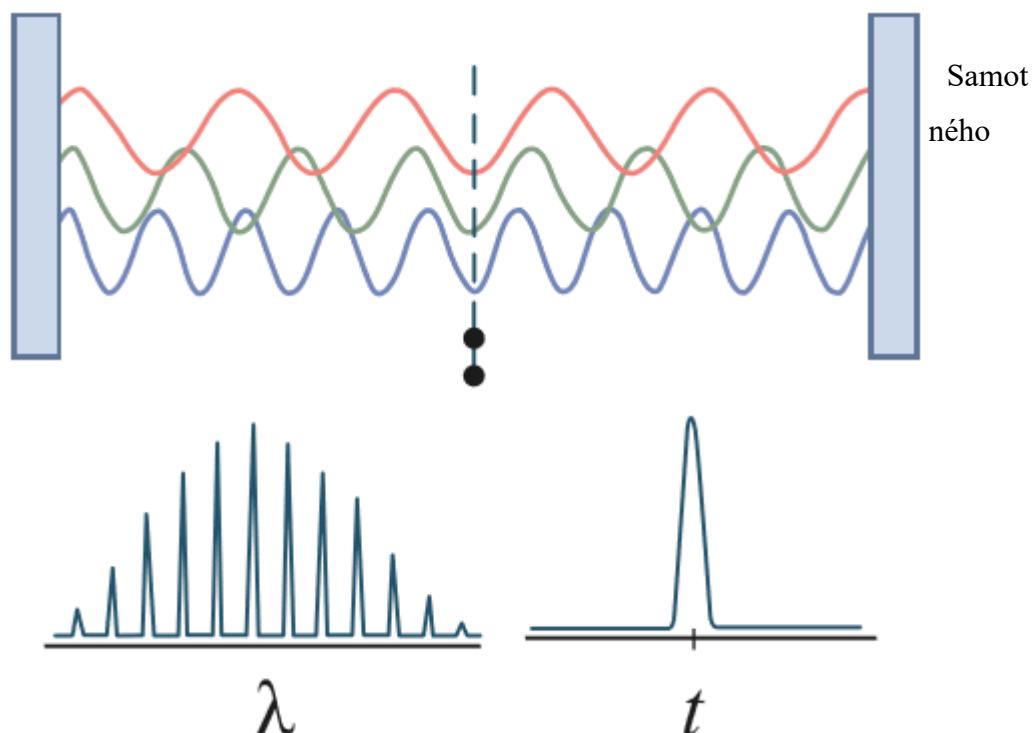
Obr. 1: Průběh intenzity periodické řady impulzů, která je výstupem synchronizace M podélných modů rezonátoru.

$$T_F = \frac{2d}{c} \quad (1)$$

$$\tau_{\text{pulz}} = \frac{T_F}{M} \quad (2)$$

T_F představuje časovou periodu výstupních pulzů, d je délka dutiny rezonátoru, c je rychlost šíření elektromagnetického záření v prostředí rezonátoru, τ_{pulz} je šířka pulzu a M je počet podélných modů.

Rovnice (1) vyjadřuje převrácenou hodnotu opakovací frekvence pulzního laserového zdroje, tedy dobu oběhu jednoho pulzu v dutině rezonátoru.



Obr. 2: Ilustrace modové synchronizace. Nahoře vidíme vlny - podélné módy rezonátoru ve fázi, tímto sfázováním docílíme výstupního impulzu vyobrazeného vpravo dole. vlevo dole je vyobrazena zisková křivka, jednotlivé vrcholy představují vlnové délky jednotlivých módů

sfázování se dosahuje periodickou modulací ztrát uvnitř rezonátoru, lze si to představit jako systematické blokování a zpoždování nesfázovaných módů, realizováno například použitím akustooptického modulátoru, tato metoda je ukázána Jabczym a dalšími [4]. Ve femtosekundovém laseru užitém v našem experimentu je ke sfázování využíváno jevu nelineární optiky – Kerrova jevu:

$$n = n_0 + K \cdot E^2 \quad (3)$$

Zde n_0 vyjadřuje hodnotu indexu lomu bez přítomnosti vnějšího elektrického pole, K označuje Kerrovu konstantu materiálu a E je intenzita elektrického pole.

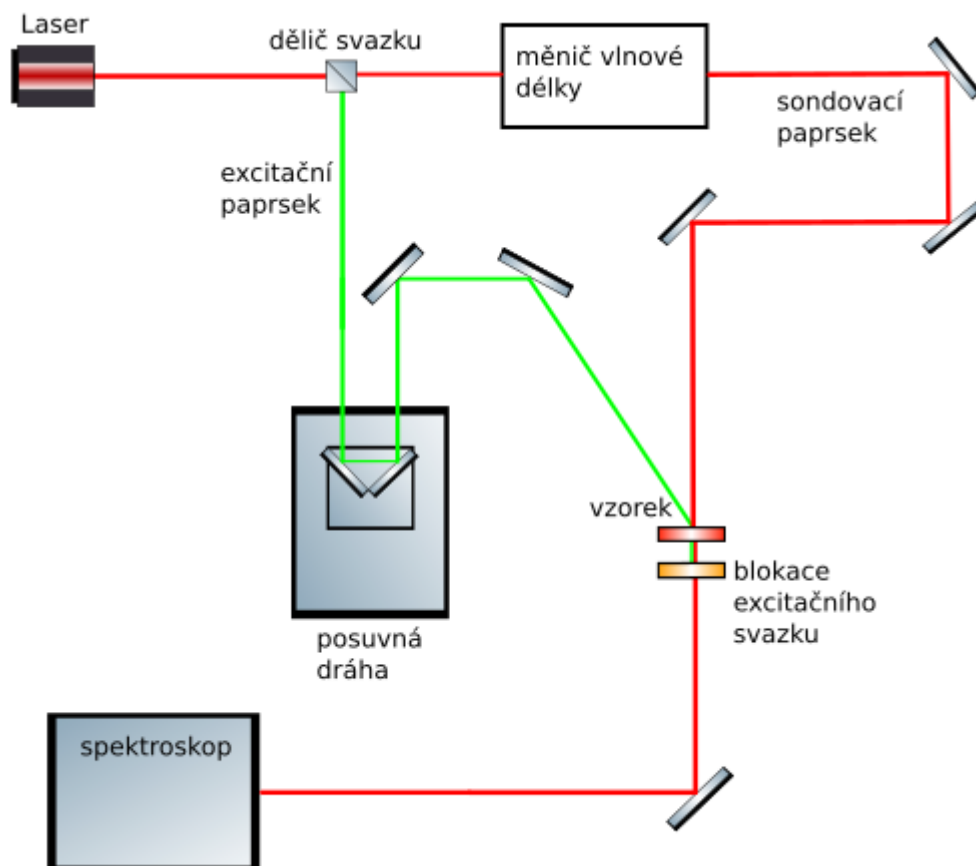
Kerrovská synchronizace modů spočívá v tom, že v Gaussovském svazku je nerovnoměrně rozložena hustota energie a při vstupu takového paprsku do Kerrovsky aktivního prostředí, se toto prostředí začne chovat jako čočka pro světlo o dostatečně vysoké intenzitě a pulzy budou tímto autofokusovacím mechanismem propouštěny na rozdíl od kontinuální složky záření, jak je vidět na (Obr. 3).



Obr. 3: Ilustrace zaostřování laserových pulzů pomocí Kerrovsky aktivního prostředí, jinak řečeno, v rezonátoru se zesiluje jeden krátký pulz, zatímco zbylé kontinuální pole je potlačeno Kerrovým jevem.

2.2 Měřicí metoda excitace a sondování

Metoda excitace a sondování je jednou z měřících metod časově rozlišené ultrarychlé optické spektroskopie, o níž blíže píše P. Malý [1], jde o obecnou optickou měřící metodu, zde je popisována z pohledu principu femtosekundového sonaru. Základem je, že pro měření využíváme dva laserové pulzy, prvním pulzem je zkoumaný vzorek, v našem případě tenká vrstva materiálu nanesená na základovém substrátu, excitován, generuje v něm rázovou akustickou vlnu, vzorek se ihned začne vracet do původního stavu, excitace doznívá. Druhý, sondovací pulz provádí samotné měření, nejčastěji propustnosti nebo odrazivosti, snímáme hodnoty těchto veličin v okamžiku dopadu sondovacího pulzu na vzorek. Sondovací pulz má řádově nižší intenzitu, abychom zamezili scénáři, že on sám bude ve vzorku vyvolávat akustické jevy.



Obr. 4: Typické schéma sestavy experimentu metodou excitace a sondování

Optická cesta excitačního paprsku vede skrz posuvnou zpožďovací dráhu, díky níž můžeme vzájemně posunout příchod pulzů na vzorek a tím proměřit celý interval skýtající hodnoty odrazivosti před příchodem excitačního pulzu, následně jeho příchod a dále vývoj akustické rázové vlny v materiálu. Naměřené výsledky jsou udávány v normované formě (4)

$$\frac{\Delta R}{R_{neexcitován}} = \frac{R_{excitován} - R_{neexcitován}}{R_{neexcitován}} \quad (4)$$

$R_{excitován}$ označuje hodnotu odrazivosti materiálu za přítomnosti excitačního pulzu a $R_{neexcitován}$ bez jeho přítomnosti. Takto nasnímaný signál je typicky velmi slabý, řádově se pohybujeme přibližně v hodnotách 10^{-4} , proto je pro taková měření stěžejní snížit šum měření na minimum.

2.3 Femtosekundový sonar

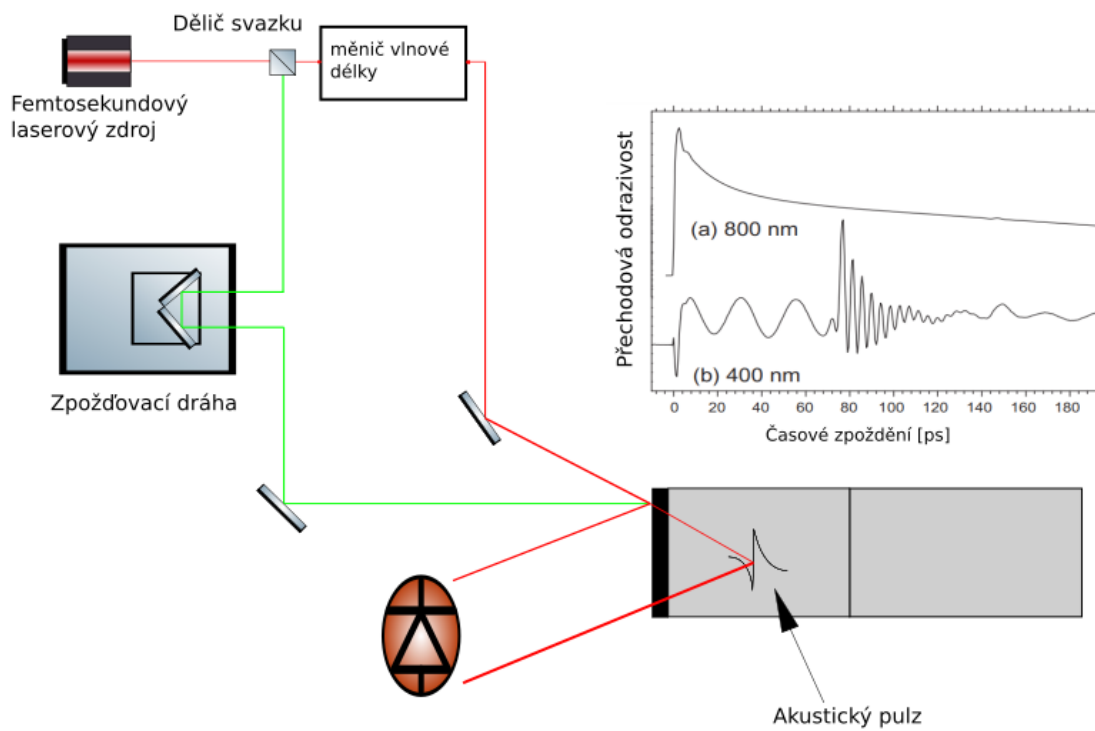
Sonar (Sound navigation and ranging) je obecně zařízení využívající šíření akustických vln zkoumaným materiálem, či monitorovaným prostředím. Zabývejme se jak měřit opto-elastické vlastnosti tenkých vrstev materiálů na nanometrové škále využitím akustických vln propagovaných femtosekundovým impulzním laserem, již dříve rozebíráno A. Devosem [5]. Měření probíhá metodou excitace a sondování, metoda je blíže popsána v kapitole (2.2). Silná absorpce excitačního svazku v povrchové vrstvě kovu vyše do vzorku ultrakrátký akustický pulz. Povrchová vrstva kovu má tloušťku v řádu desítek nanometrů a funguje jako převodník energie laserového pulzu na akustickou vlnu, dopad fotonů vybudí elektrony do vyšších energetických hladin, toto vybuzení skončí s odchodem excitačního pulzu, následně se elektrony začnou vracet zpět do původních energetických hladin a jejich přebytečná energie je vyzářena v podobě termických oscilací krystalové mřížky za generace akustického pulzu. U druhého, sondovacího pulzu monitorujeme jeho odraz jako funkci časového zpoždění mezi příchodem excitačního pulzu a tohoto sondovacího. Zpoždění zajišťuje zpožďovací dráha umístěná v optické trase excitačního pulzu. Odraz se mění na základě postupování akustické vlny hlouběji do vzorku. Ve skutečnosti snímáme intenzitu světla dopadající na fotodetektor, tato intenzita je výsledkem interference dvou elektromagnetických vln, a to části sondovací vlny odražené na povrchové kovové vrstvě vzorku a druhé části sondovací vlny, která prošla do vzorku a byla odražena postupující akustickou vlnou uvnitř vzorku, schematicky naznačeno na (Obr. 5). Popsaná interference se mění z důvodu postupování akustické vlny hlouběji do vzorku a

tudíž prodlužováním optické dráhy jedné z interferujících vln, této měnící se interferenci říkáme Brillouinovy oscilace, tyto oscilace jsou charakteristické svou periodou:

$$T = \frac{\lambda_{\text{sondovací}}}{2 \cdot n \cdot v \cdot \cos(\theta)} \quad (5)$$

Zde $\lambda_{\text{sondovací}}$ je vlnová délka sondovacího pulzu, n je index lomu při dané vlnové délce sondovacího světla, v je rychlost zvuku v materiálu a θ představuje úhel dopadu sondovacího pulzu.

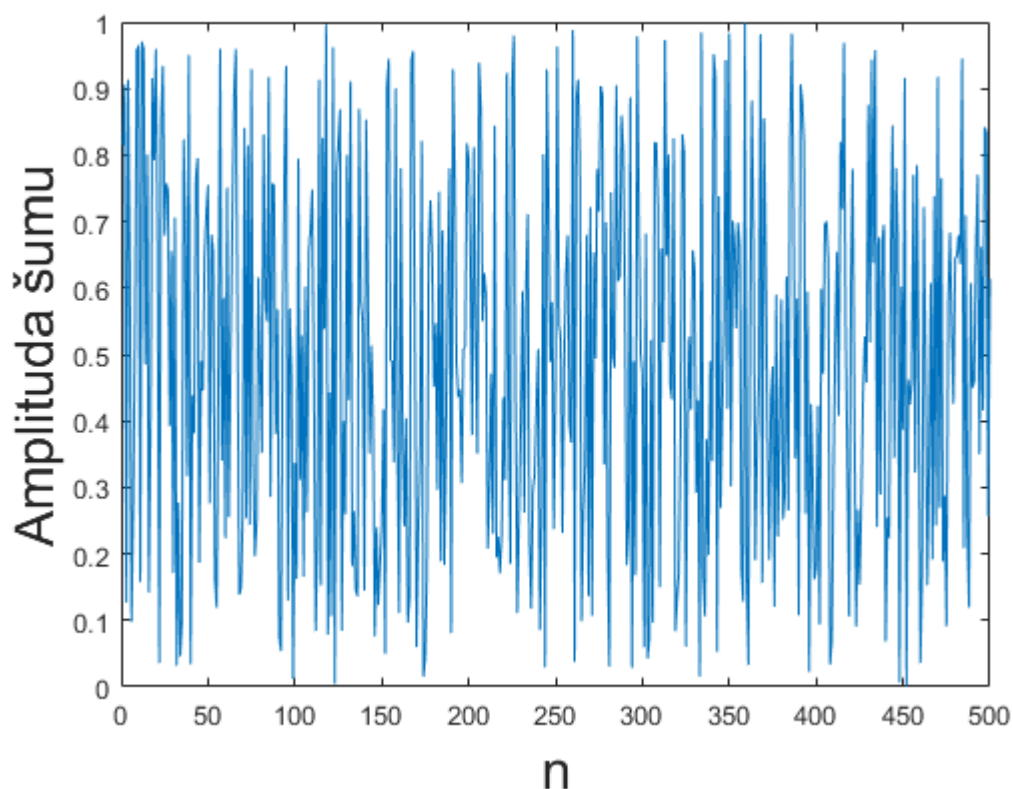
Na průběhu přechodové odrazivosti v závislosti na zpoždění mezi excitačním a sondovacím pulzem, který se nachází na (Obr. 5), převzatý z [5], můžeme pozorovat Brillouinovy oscilace o dvou různých periodách. Dalším důležitým druhem signálu v našem měření je takzvané echo, na grafu v (Obr. 5) toto echo vidíme přibližně v čase 150 ps. Echo je zpět se vracějící akustická vlna, která byla odražena od povrchu substrátu. Pomocí takového echa jsme schopni určit jak dlouho vlně trvalo projít vzorkem, můžeme tedy při znalosti rychlosti zvuku v daném materiálu určit jeho tloušťku, nebo naopak za znalosti tloušťky vrstvy určit rychlost zvuku v materiálu.



Obr. 5: Schématické uspořádání pro měření akustických vln v tenké vrstvě materiálu metodou excitace a sondování.

2.4 Zdroje šumu v měření intenzity světla

Jak bylo řečeno na konci kapitoly (2.2), měřená intenzita v experimentu femtosekundového sonaru je velmi nízká a potřebujeme tedy měřit signál s co nejnižším šumem. Při snímání intenzity světla (nejen při snímání intenzity světla, šum se projevuje ve všech měřících uspořádání) totiž snímáme s požadovaným signálem, tedy nositelem informace, kterou požadujeme i signál náhodný – šum (Obr. 6). Šum vnímáme jako znečištění požadovaného signálu, má povahu náhodné informace a nelze přesně určit jako funkce času k požadovanému signálu nám tedy přidává jakási data bez významu. Tématem šumu se blíže zabývá J. Kalánek v [6].



Obr. 6: Vizualizace šumu pomocí příkazu `rand(n)` v prostředí matlab, parametr n označuje velikost vygenerovaného vektoru náhodných čísel.

Chceme-li charakterizovat kvalitu nasnímaného signálu, můžeme zavést takzvaný poměr signál šum (v literatuře označovaný SNR z anglického signal to noise ratio). Vyjádříme-li tento poměr v jednotkách dB, nazývá se tento parametr odstup signálu od šumu, toto vyjádření je implementováno v použitém prostředí Matlab:

$$SNR = \frac{P_{\text{signál}}}{P_{\text{šum}}} \quad (6)$$

$$SNR_{dB} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{\text{signál}}}{P_{\text{šum}}} \right) \quad (7)$$

Z rovnice (6), publikované v [7] vidíme, že SNR je bezrozměrné číslo a jde o poměr výkonu signálu nesoucího snímanou informaci a výkonu šumu, nežádoucího signálu. Například SNR_{dB} signálu na (Obr. 6) je roven 9,47dB.

Zaměřme se nyní na šum elektronický, který má vliv na naše měřicí uspořádání a popíšme si pár zásadních mechanismů za vznikem náhodného signálu.

2.4.1 Johnson – Nyquistův šum

Johnson-Nyquistův šum (dále JN šum), též nazývaný tepelný/termický šum, je generován tepelnými fluktuacemi ve všech vodivých prvcích elektrického obvodu. S rostoucí teplotou materiálu roste amplituda termických oscilací krystalické mřížky, elektrony jsou v neustálém pohybu, kolidují mezi sebou a ostatními atomy struktury. Každý tento náhodný pohyb mezi srážkami představuje velice malý proud. Součet těchto náhodných proudů za dlouhý časový interval konverguje k nule, je-li však časový okamžik snímání krátký (v našem uspořádání je čas snímání jedné hodnoty 1 – 8s), pak je součet těchto proudů nenulový a nazýváme jej tepelným šumem. JN šum odporového prvku můžeme zapsat vzorcem:

$$i_{jn} = \sqrt{\frac{4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta f}{R}} \quad (8)$$

JN šumový proud i_{jn} , kde k je Boltzmannova konstanta ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$), T je absolutní termodynamická teplota, R je elektrický odpor prvku a Δf je frekvenční šířka pásma systému. Rovnice rovněž přezvána z [6].

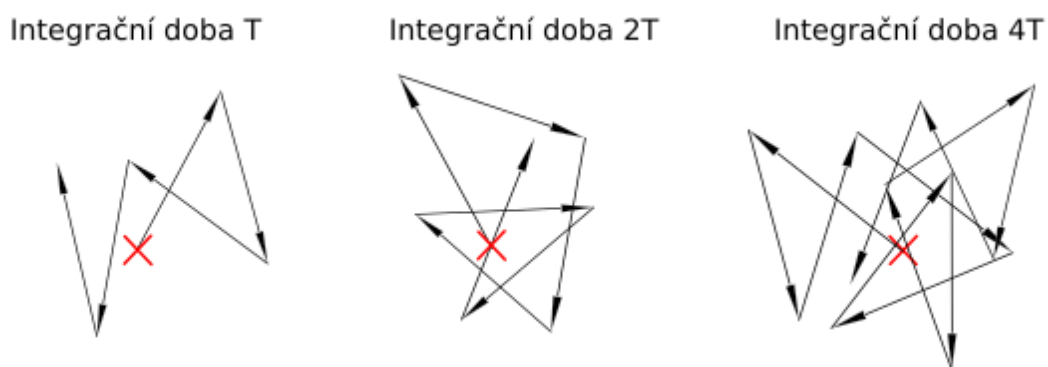
Ze vzorce výše lze vyvodit, že efektivního snížení velikosti JN šumu lze docílit ochlazením systému, speciálně chlazením odporových součástek v systému, šířku frekvenčního pásma držet na nízkých hodnotách a optimalizovat velikost elektrického odporu.

2.4.2 Generačně-rekombinační šum

Generačně-rekombinační šum je výsledkem kolísající koncentrace volných elektronů a děr, jak píše M. Husák v [8]. Při dopadu záření na fotodetektor vznikají nadbytečné elektron-děrové páry (generace), které následně rekombinují, proces generace i rekombinace má statistický charakter. Projevuje se u polovodičů a kovů.

2.4.3 Výstřelový šum

Při měření fotodetektorem se projevuje takzvaný výstřelový šum, který je důsledkem fluktuací fotonového toku, jde přímo o kolísání počtu detekovaných fotonů na ploše detektoru. Tento typ šumu lze popsat Poissonovým rozdělením, za stejné časové intervaly Δt dopadá na detektor různý počet fotonů.



Obr. 7: Ilustrace změny chyby při průměrování mnoha měření zatížených chybou. Každá šipka představuje jednu odchylku od naměřené hodnoty intenzity, středový kříž přesnou hodnotu.

V našem měřicím uspořádání probíhá integrace mnoha okamžitých hodnot intenzity, takže výsledná naměřená hodnota je dána průměrováním N (vyjádřeno v rovnici (10)) měření. Takovýto proces můžeme popsat mechanismem teorie náhodné procházky, představme si, že každá okamžitá hodnota představuje náhodnou odchylku (procházku) od přesné hodnoty (Obr. 7). Čím tedy delší čas integrace (více průměrovaných hodnot), tím přesnější výsledek, tedy menší úroveň šumu. Výsledná odchylka od přesné hodnoty klesá úměrně odmocnině převrácené hodnoty počtu měření.

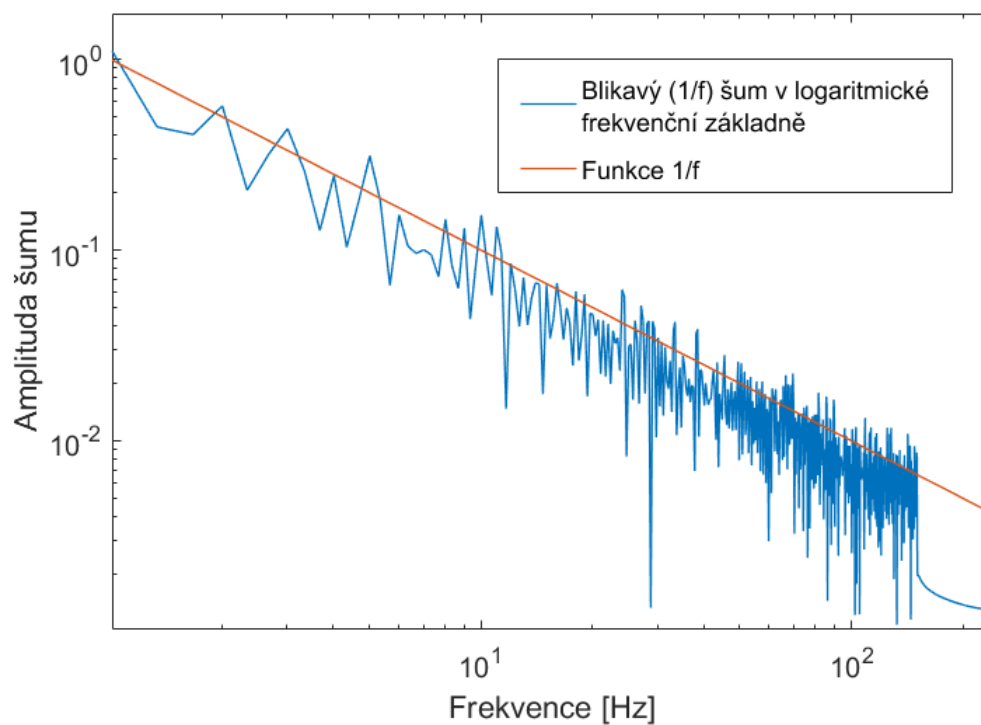
$$\varepsilon_{celková} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (9)$$

$$N = f_{vzorkovací} \cdot T_{integrační} \quad (10)$$

$\varepsilon_{celková}$ představuje celkovou výslednou odchylku zprůměrovaných hodnot od správné hodnoty, N je počet měření.

2.4.4 Blikavý (1/f) šum

1/f šum, též růžový šum je výsledkem poruch v krystalové mřížce a nečistot v polovodiči, říká Kalánek [6], vyznačuje se tím, že jeho výkonová spektrální hustota je úměrná převrácené hodnotě frekvence, ukázáno na (Obr. 8), proto označení 1/f šum. Jedná se o nízkofrekvenční šum a nejvýznamněji se projevuje v rozsahu 1 – 10 Hz.



Obr. 8: Spektrální zastoupení $1/f$ šumu vygenerovaného v prostředí Matlab, je zřetelný průběh odpovídající křivce nepřímé úměry

2.4.5 Vnější zdroje šumu

Při měření intenzity světla pomocí fotodiody zaznamenáváme i šumové frekvence, pro naše měření neúčinný rušivý signál. Tyto frekvence pozorujeme ve Fourierově transformaci vstupního signálu, mezi zdroje těchto rušivých frekvencí patří:

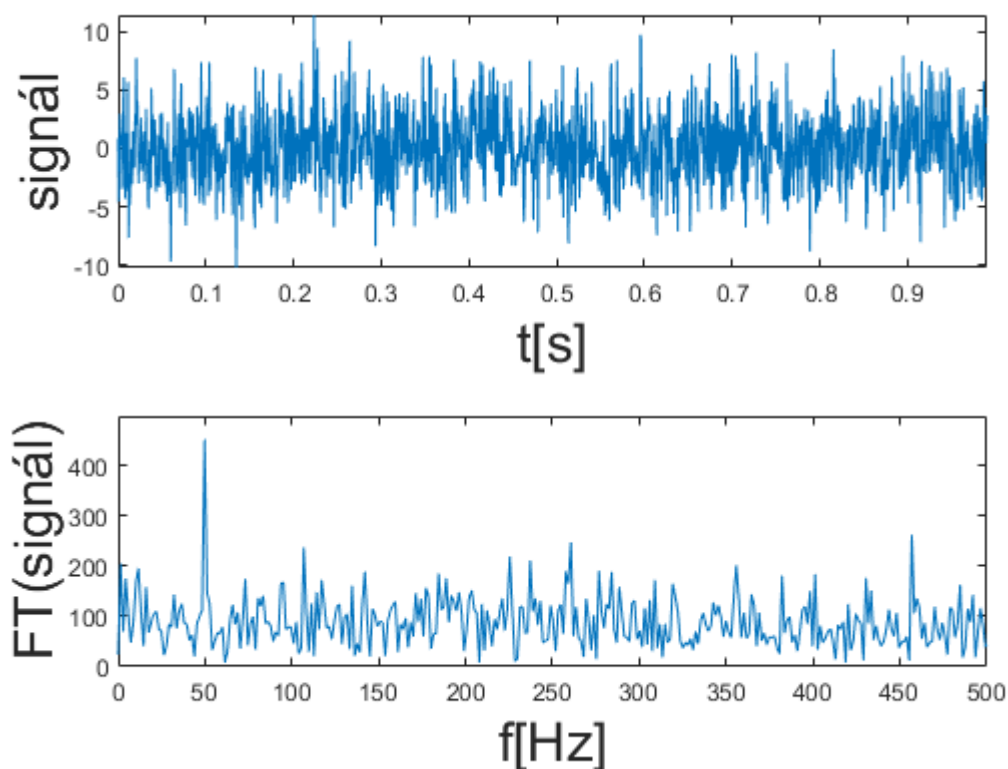
- Zásuvky elektrického rozvodu (50 Hz)
- Okolní elektrická zařízení (elektrické motory, zářivky,..)
- Radiofrekvenční komunikace (mobilní telefony, datové sítě, počítače)

2.5 Synchronní detekce

Zesilovače pracující na principu synchronní detekce (Lock-in zesilovače) jsou v dnešní metrologii hojně používaným nástrojem pro jejich schopnost extrakce užitečného signálu z velmi zašuměných nasnímaných dat. Takovýto zesilovač extrahuje signál na definovaném frekvenčním rozmezí okolo referenční frekvence. Nejvýkonnější zesilovače tohoto druhu mají dynamickou rezervu (nejvyšší možná amplituda rušivého signálu, která vyvolá výstupní chybu nižší než je dovolená hodnota chyby) až 120dB, říká tým vědců z „Zurich instruments“ [9], tato hodnota je ekvivalentem toho, že takový přístroj je schopen přesně měřit signál přibližně milionkrát menší než přítomný šum ($\text{SNR} = 10^{-6}$). Takto dokonalé přístroje tedy umožnili měřit velmi slabé děje z pohledu snímaného signálu, jako například měření kvantového Hallova efektu či přímé snímání vazebních charakteristik mezi atomy, také popsáno v [9].

2.5.1 Fourierova transformace

Fourierova transformace (dále jen FT) je schopna rozložit jakýkoliv signál na sumu periodických funkcí sinus a cosinus o frekvencích zastoupených v původním signálu, převede tedy signál z časové do frekvenční domény. Použijeme-li FT čistě na funkci sinus převede nám ji na Diracovu δ funkci. Aplikujeme-li FT na silně zašuměný signál, stále uvidíme maximum průběhu na hodnotách dominantních frekvencí signálu viz (Obr. 9).

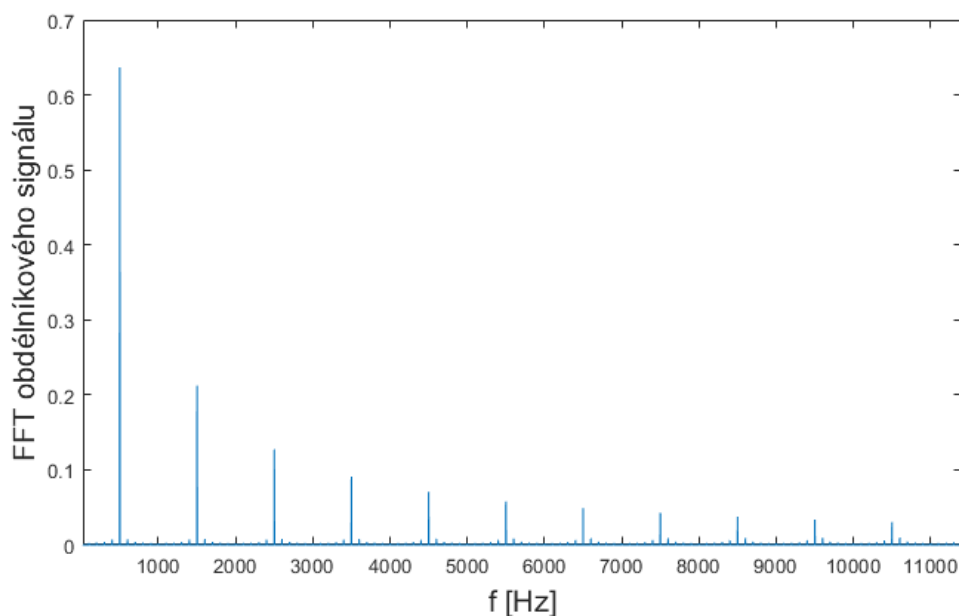


Obr. 9: Aplikace FT na silně zašuměný signál skládající se z funkce sinus o frekvenci 50Hz a vysokého stupně přidaného šumu. Je vidět, že ačkoliv z průběhu v časové doméně (nahore) nejsme schopni pouhým pohledem určit jakoukoli užitečnou informaci o signálu, aplikací FT jasně vidíme maximum na frekvenci 50Hz.

Fourierova transformace funkce je dána vztahem:

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{i\omega t} dt \quad (11)$$

Pro komplikovanost FT se dnes používá algoritmus známý jako rychlá Fourierova transformace (FFT). V našem experimentu jsme užívali nesinusový obdélníkový signál, FT takového signálu obsahuje pouze liché harmonické složky (Obr. 10).



Obr. 10: FT čistě obdélníkového signálu, jsou zde zřetelně zastoupeny pouze liché harmonické složky.

2.5.2 Princip

Zesilovač využívající synchronní detekce (známý jako lock-in zesilovač) využívá ke své správné funkci dva vstupní signály, referenční $U_r(t)$ a samotný zašuměný signál $U_s(t)$, tyto dva vstupy mají ve většině případů stejnou frekvenci f , rozdílné jsou amplitudou A a vzájemným fázovým posunutím θ_s , oba signály jsou spojeny v takzvaném frekvenčním mixéru. Mixování signálů je ekvivalent přímého vynásobení signálů mezi sebou, toto mixování je nejlépe pochopitelné ve frekvenční základně, vynásobením průběhů (12) a (13) a převedením tohoto násobku do frekvenční základny získáme dvě maxima představující hodnoty rozdílu frekvencí a součtu frekvencí (0 a $2f$).

$$U_s(t) = A \cdot \cos(2\pi f t + \theta_s) \quad (12)$$

$$U_r(t) = \cos(2\pi f t) \quad (13)$$

K odvození použijeme trigonometrickou identitu:

$$\cos(x) = \frac{1}{2} e^{ix} + \frac{1}{2} e^{-ix} \quad (14)$$

Díky rovnosti (14) zapíšeme vstupní signál $U_s(t)$ jako součet dvou vektorů délky $A/\sqrt{2}$ rotujících v komplexní rovině rychlostí ω_s , jeden ve směru hodinových ručiček, druhý proti:

$$U_s(t) = \frac{A}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_s t + \theta_s)} + \frac{A}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega_s t + \theta_s)} \quad (15)$$

Míchání je pak matematicky vyjádřeno jako roznásobení vstupního signálu komplexním referenčním signálem (16):

$$U_r(t) = \sqrt{2} e^{-i\omega_r t} = \sqrt{2} \cos(\omega_r t) - i\sqrt{2} \sin(\omega_r t) \quad (16)$$

Míchání:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_s(t) \cdot U_r(t) = \left(\frac{A}{\sqrt{2}} e^{i(\omega_s t + \theta_s)} + \frac{A}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega_s t + \theta_s)} \right) \cdot (\sqrt{2} e^{-i\omega_r t}) \\ U(t) &= A \left(e^{i[(\omega_s - \omega_r)t + \theta_s]} + e^{-i[(\omega_s + \omega_r)t + \theta_s]} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

Po samotném míchání přichází na řadu filtrování, zde je aplikován frekvenční filtr propustný pro nízké frekvence. Potom výsledný signál po míchání a filtrování zaujímá tvar:

$$U(t) = A \cdot e^{i[(\omega_s - \omega_r)t + \theta_s]} \quad (18)$$

Ve vyhodnocování signálu nás však zajímá pouze signál, který je modulován na stejné frekvenci jako signál referenční, proto se nám stačí soustředit na nulovou frekvenci, tím pádem se tvar (18) ještě zjednoduší:

$$U(t) = A \cdot e^{i\theta_s} \quad (19)$$

rovnice (19) je demodulovaný signál a činí hlavní výstup zesilovače na bázi synchronní detekce. Kompletní odvození formulováno týmem Zurich instruments v [9].

Jak už bylo ukázáno v kapitole (2.5.1), FT obdélníkového signálu skýtá pouze liché harmonické, aplikací demodulace tedy vybereme pouze spektrum úměrné šířce pásma filtru okolo referenční frekvence.

2.5.3 Fotoelastický efekt

Fotoelastický efekt ukazuje změnu indexu lomu materiálu ve vztahu k mechanické deformaci, jak ukazuje E. Pontecorvo a další v [10]. Vazba mezi odrazivostí snímaného materiálu a mechanickým napětím, způsobeným akustickou vlnou, uvnitř materiálu popisujeme pomocí fotoelastických konstant takto:

$$\Delta R(t) = \frac{\partial n}{\partial \sigma} f_1(t) + \frac{\partial k}{\partial \sigma} f_2(t) \quad (20)$$

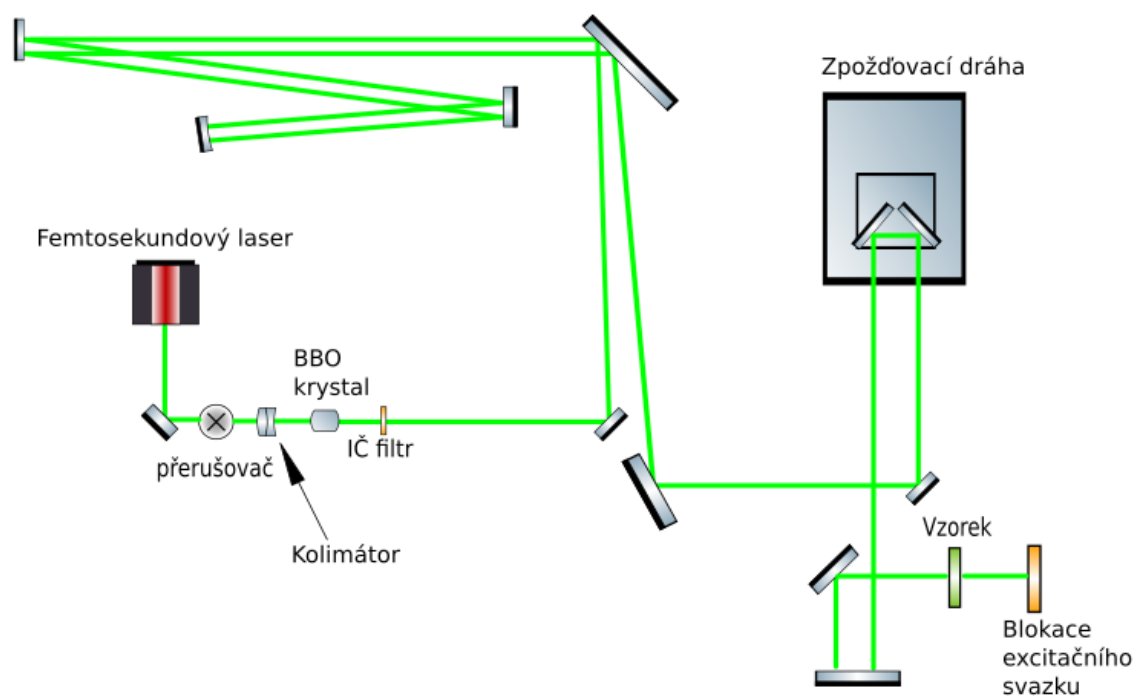
Funkce f_1 a f_2 jsou takzvané sensibilitní funkce, $\partial n / \partial \sigma$ a $\partial k / \partial \sigma$ jsou fotoelastické konstanty.

Z rovnice (20) je vidět, že na změnu odrazivosti materiálu má vliv poměr mezi fotoelastickými konstantami. Fotoelastický efekt blíže popisuje J. Soubusta a A. Černoch v [10].

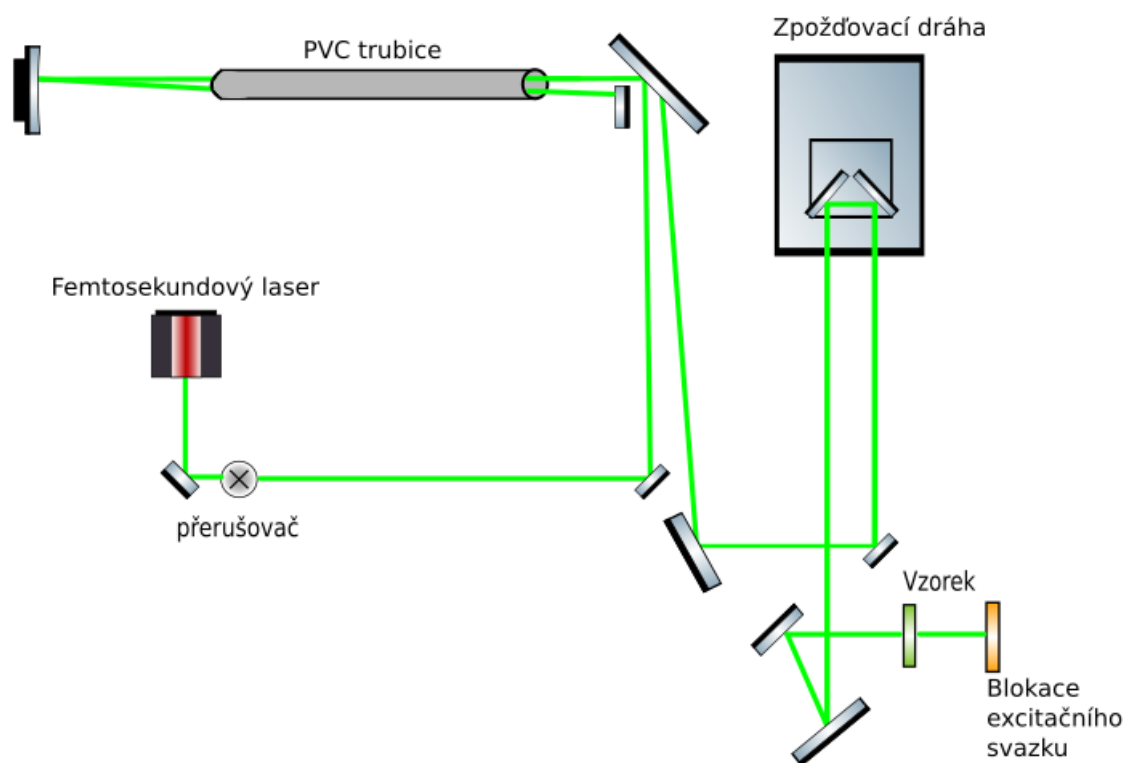
3 Popis experimentu

Samotné experimentální provedení popsáno v teoretické části, zejména v kapitole (2.3), se velmi podobá a do jisté míry stojí na základech obsažených v publikaci „Vizualizace koherentního šíření fononu na 100 GHz rozsahu: Širokopásmový pikosekundový přístup k akustice“ [11]. Rozdíl je v tom, že jsme k sondování použili pouze jednu fixní vlnovou délku $\lambda_{\text{sondovací}} = 605 \text{ nm}$. Experiment se skládá ze tří základních částí, optická dráha excitačního svazku, sondovacího svazku a měřicí stanoviště. Laserový zdroj je jeden, svazek je po výstupu ze zdroje rozdělen na děliči svazku a u sondovacího svazku je pomocí nekolineárního optického parametrického zesilovače laděna jeho vlnová délka. Optické dráhy excitace i sondování musí být stejně dlouhé, a to z důvodu, abychom měli jistotu, že na vzorek doletí pulzy ve stejnou chvíli, pro časové rozlišení vývoje námi zkoumaného děje je dráha excitačního svazku doplněna o zpožďovací dráhu, díky které můžeme jev monitorovat před dopadem excitačního pulzu, při dopadu ($t = 0$) a i při následném dynamickém vývoji. Měřicí stanoviště obsahuje samotný zkoumaný vzorek tenké vrstvy materiálu a fotodetektor měřící intenzitu odraženého záření, při testovacích měřeních vzorkem prošlého záření. Fotodetektor je přes měřicí kartu spojen s počítačem, kde jsou v prostředí Matlab naměřená data zpracována principem synchronní detekce.

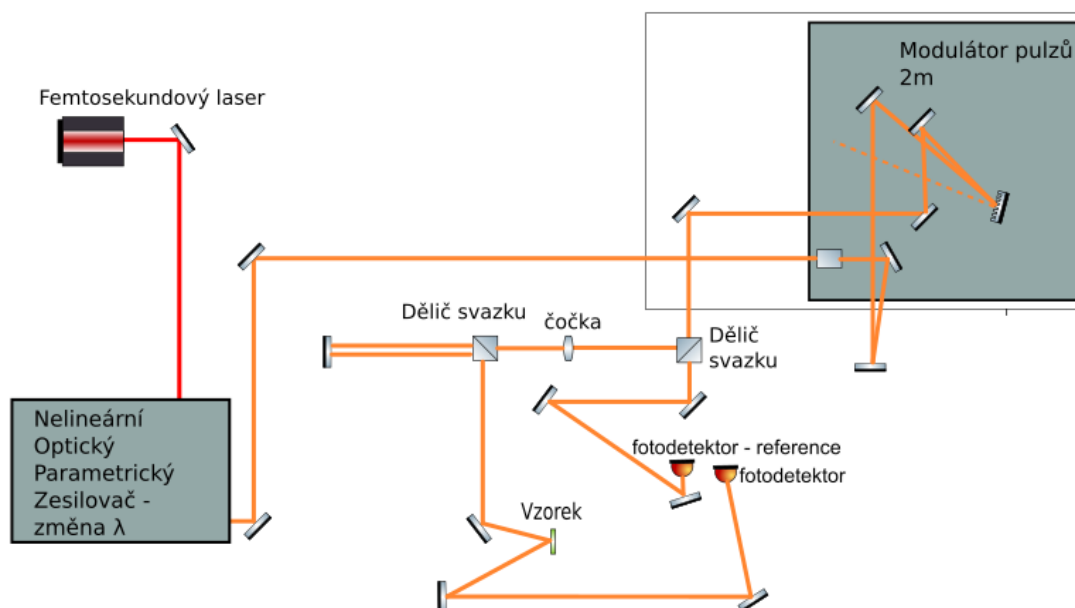
3.1 Schéma



Obr. 11: Laboratorní provedení dráhy excitačního svazku, které bylo použito při testovacích měřeních. Jednotlivé použité optické prvky jsou popsány v další kapitole.



Obr. 12: Laboratorní provedení dráhy excitačního svazku, jde již o finální uspořádání použité při měření femtosekundového sonaru. PVC trubice je umístěna na nejdelší části optické dráhy a to z důvodu minimalizace vnějších vlivů působících na probíhající pulzy.



Obr. 13: Provedení dráhy sondovacího svazku při měření intenzity odraženého pulzu.

3.2 Aparatura

Femtosekundový laser

Jako zdroj femtosekundových pulzů jsme použili laser Pharos (Light Conversion) s maximálním výstupním kontinuálním výkonem 10W a použitou opakovací frekvencí 10kHz, bližší informace se nacházejí v datovém listu [12]. Délka námi používaných excitačních pulzů byla ~ 200 fs. Excitační pulzy dopadaly na vzorek při intenzitě $I=0,07$ W/cm² s energií 3,7 nJ, což odpovídá okamžitému výkonu jednoho pulzu:

$$P_{pulz} = \frac{E_{pulz}}{t_{pulz}} = \frac{3,7 \cdot 10^{-9}}{200 \cdot 10^{-15}} = 18,5 kW \quad (21)$$

A prostorová délka takového pulzu je:

$$l_{pulz} = c_0 \cdot t_{pulz} = 299\,792\,458 \cdot 200 \cdot 10^{-15} = 5,995 \cdot 10^{-5} \approx 60 \mu m \quad (22)$$

Aktivním prostředím tohoto laserového zdroje je Yb:YAG a pulzy jsou generovány Kerrovskou synchronizací modu, popsáno v kapitole (2.1.2) a následným zesilováním.

Optický přerušovač

Optický přerušovač udává takzvanou nosnou frekvenci snímaného signálu. Byl použit optický přerušovač od firmy Thorlabs. Typ použité lopatky je MC1F10, ta umožňuje rozsah frekvencí přerušování 20 – 1000 Hz. Technické specifikace jsou v datových listech poskytovaných firmou Thorlabs [13], [14].

BBO krystal

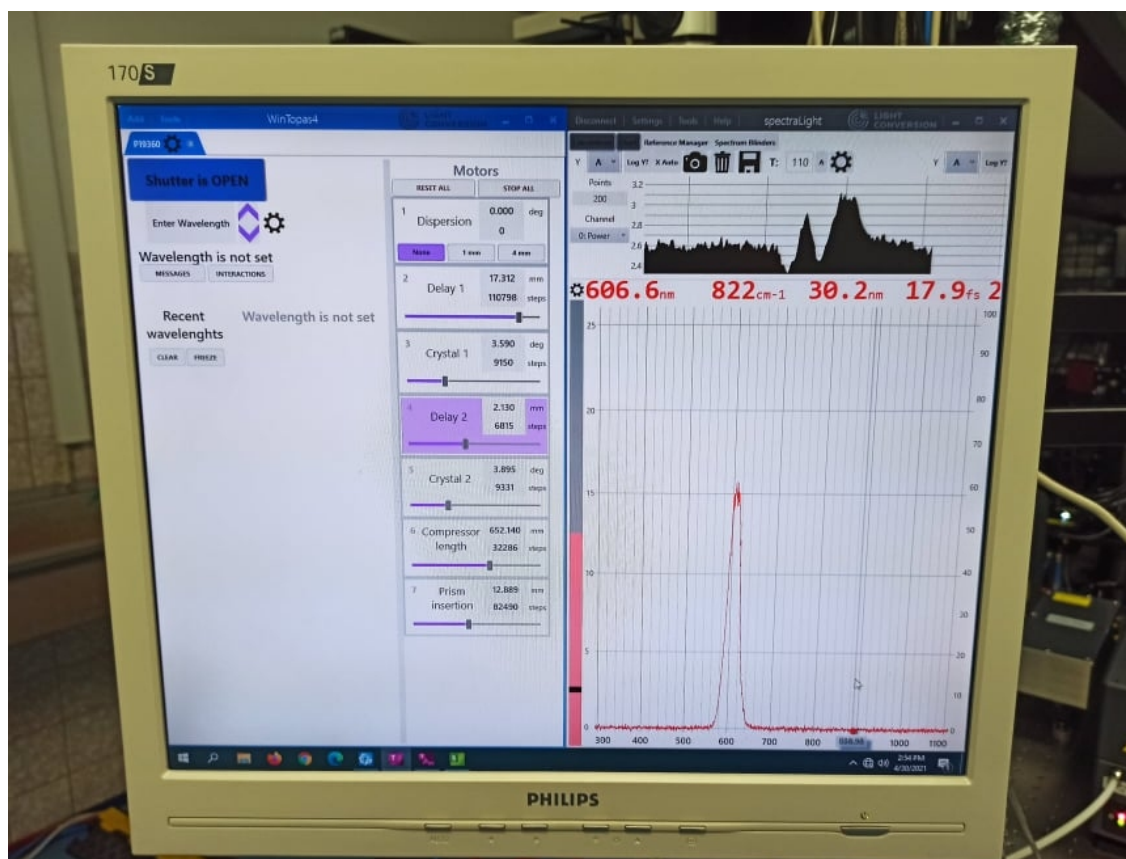
Nelineární β – bariem borát (BaB_2O_4) je optický krystal tloušťky 1 mm disponující výřezem pro SHG 1028 nm. Generuje druhou harmonickou frekvenci vstupní vlnové délky, popisuje G. Tamošauska a další v [15].

Zpožďovací dráha

Zpožďovací dráha LS-180 Linear Stage od firmy PI (Phisik Instrumente) nám v průběhu měření umožňuje posouvat příchod excitačního pulzu vůči sondování a tím pádem měřit dynamický průběh excitace. Prvek popsán výrobcem v datovém listu [16].

Nekolineární optický parametrický zesilovač

Nekolineární optický parametrický zesilovač (NOPA), model Orpheus-N-3H [17], byl použit k měnění vlnové délky sondovacího svazku. Jde o zařízení, které využívá frekvenci třetí harmonické složky k tomu, aby nám zesílilo konkrétní vlnovou délku bílého světla získaného generací superkontinua ze safíru. NOPA je schopen ladit vlnovou délku v rozsahu 490 – 900 nm natáčením nelineárních krystalů a zpoždění čerpacího pulzu NOPA, viz (Obr. 14). Námi užitá vlnová délka byla 605 nm. Pulzy opouštějící NOPA jsou typicky dlouhé 15 – 20 fs.



Obr. 14: Fotka softwaru, kterým se ovládá generace a zesílení konkrétní vlnové délky pulzů.

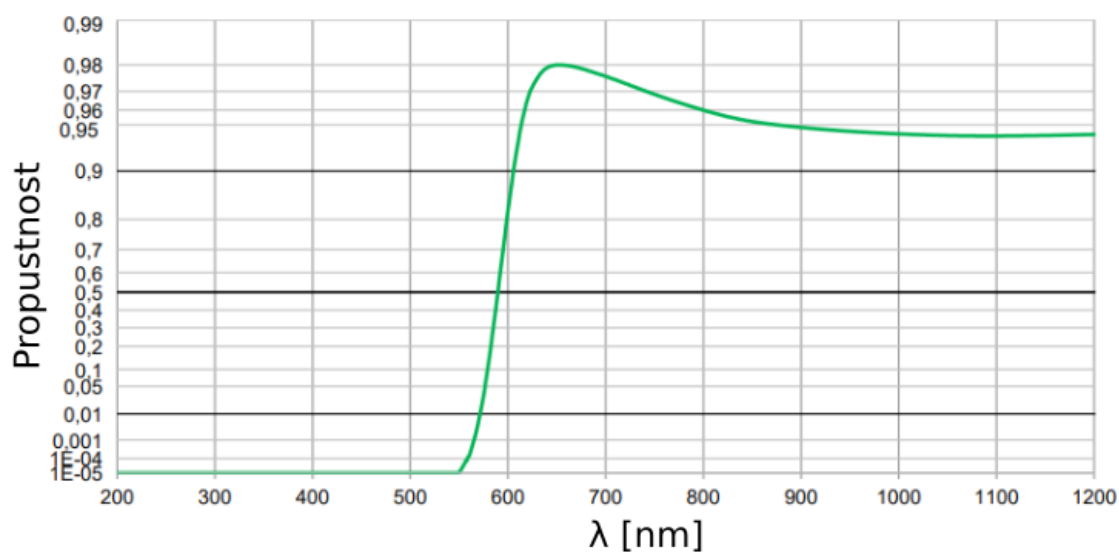
Modulátor pulzů

Je použit standardní 4f modulátor pulzů, který v této práci nebyl nijak využit. Bližší specifikace modulátoru pulzů publikují M. Guesmi, P. Veselá a K. Žídek v [18].

Filtr blokující excitační svazek

Filtr SCHOTT OG590 je filtr s nízkou propustností při krátkých vlnových délkách a vysokou propustností na vyšších vlnových délkách (Obr. 15) převzatý z datového listu poskytnutého firmou SCHOTT [19].

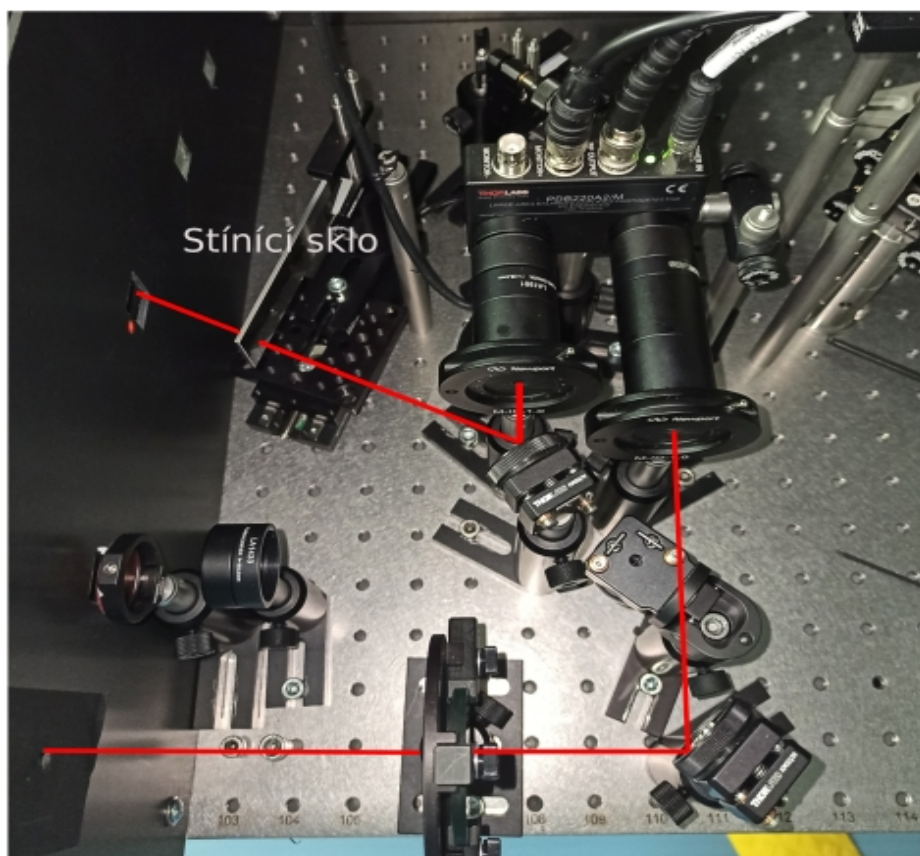
$$\begin{aligned}\lambda < 510 \text{ nm} &\Rightarrow T = 10^{-5} \\ \lambda = 590 \pm 6 \text{ nm} &\Rightarrow T = 0,5 \\ \lambda > 660 \text{ nm} &\Rightarrow T = 0,92\end{aligned}\tag{23}$$



Obr. 15: Závislost propustnosti OG590 filtru na vlnové délce vstupujícího světla.

Měřící fotodetektor

Použit byl fotodetektor Thorlabs PDB220A2/M. Jde o detektor složený ze dvou vyvážených velkoplošných fotodiod, zesilovače s nízkým šumem a vysokorychlostního transimpedančního zesilovače, který generuje výstupní napětí úměrné rozdílu fotoproudů na obou diodách, popsáno v manuálu [20]. Jak je vidět na (Obr. 16) použity byly výstupy RF OUTPUT, který je právě výstupem popsaneho rozdílového napětí mezi fotodiodami a výstup MONITOR+. Zde jde o měření individuální úrovně optického příkonu na fotodiodě, na kterou dopadá odražený měřící pulz. V našem uspořádání potřebujeme být schopni nastavit stejnou intenzitu na obou detektorech, toho docílujeme logaritmickým posuvným ND filtrem s proměnnou propustností.



Obr. 16: Fotodetektor Thorlabs PDB220A2/M

Měřicí karta

Zprostředkování dat z fotodetektoru zajišťoval 4 kanálový NI-9234 modul dynamického získávání signálu s BNC vstupy a maximální snímací frekvencí 10kHz [21]. Kartou snímáme rozdíl intenzity dopadající na referenční fotodiodu a intenzity pulzu odraženého od vzorku a průběh samotné referenční intenzity. Ke kartě dále náleží předřazený filtr s dolní propustí s mezní frekvencí 10 kHz

Další použité prvky

Další prvky aparatury u nichž nejsou uvedeny specifikace, nebo jde o prvky vedlejší a netřeba je blíže specifikovat. Většina těchto nástrojů jsou základní optické prvky (čočky, zrcadla, stojany) od firmy Thorlabs. Dvě použitá sférická zrcadla byla demontována ze starších zařízení vlastněných výzkumným centrem TOPTEC [22].

3.3 Práce a vyhodnocování v programu Matlab

Data z fotodetektoru byla snímána měřicí kartou a následně posílána na vyhodnocení do počítače. V prostředí Matlab byla provedena synchronní demodulace, podrobně popsána v kapitole (2.5).

3.3.1 Funkce filtru dolní propusti

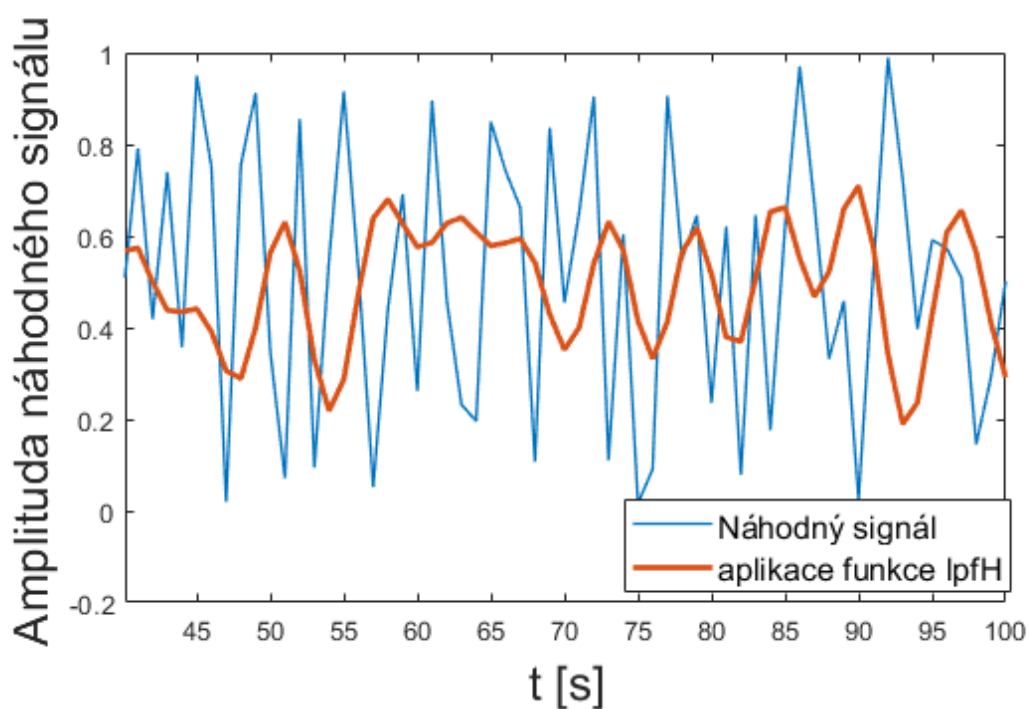
Na (Obr. 17) je funkce zprostředkovávající filtrování referenčního a nasnímaného signálu před jejich mixováním. Výstupem této funkce je vyfiltrovaný signál. Vstupem je signál, který chce uživatel filtrovat a mezní frekvence dolní propusti.

```

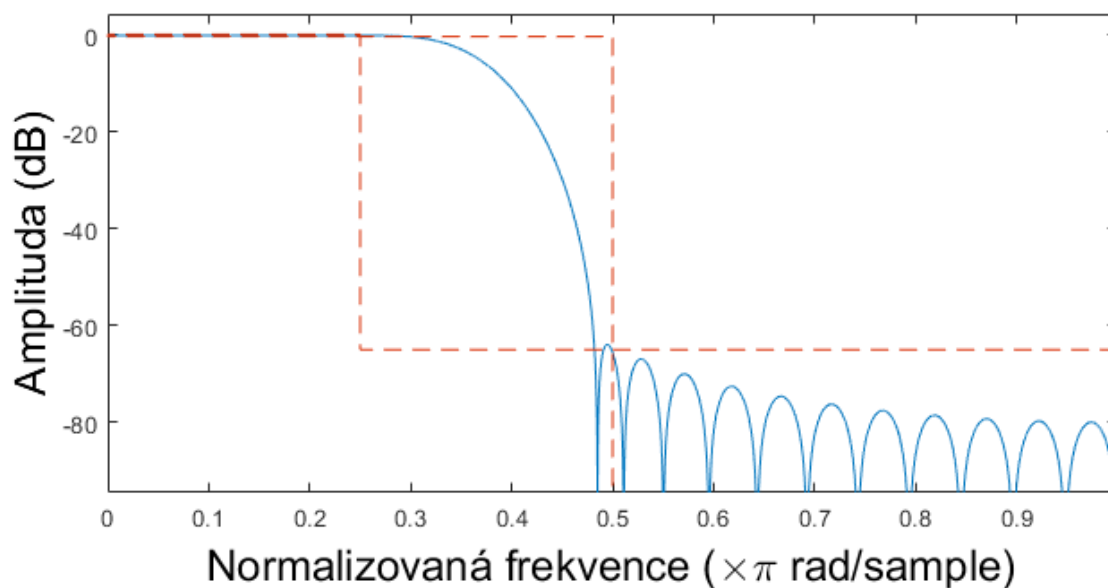
1 function [filtered] = lpfH(data,cutOff)
2 %Tvorba filtru z parametrů zadaných uživatelem do funkce.
3 lowpassfilter = designfilt('lowpassfir','PassbandFrequency',cutOff, ...
4 'StopbandFrequency',2*cutOff,'PassbandRipple',0.5, ...
5 'StopbandAttenuation',65,'DesignMethod','kaiserwin');
6 filtered = filter(lowpassfilter,data);
7 end

```

Obr. 17: Funkce v prostředí Matlab. na základě vstupních parametrů vytvoří příslušný filtr s dolní propustí a aplikuje jej na vstupní signál.



Obr. 18: Aplikace napsané funkce, tedy filtru na náhodný vygenerovaný signál, je vidět, že funkce průběh vyhladí a odstraní frekvence vyšší než $\text{cutOff} \cdot \pi \text{ rad/s}$.



Obr. 19: Průběh frekvenční odezvy filtru použitého výše na (Obr. 18) k filtraci náhodného signálu.

3.3.2 Funkce nahrazující Lock-in zesilovač

Lock-in zesilovač provádějící synchronní detekci byl vytvořen jako funkce v prostředí Matlab (Obr. 20). Tato funkce se následně stala základem celého složitějšího programu, který zprostředkovával veškerá naměřená data z experimentu. Výstupem funkce jsou v tomto pořadí, signál po provedení synchronní detekce, časová základna umožňující zobrazení tohoto signálu, frekvenční základna ke zobrazení Fourierovy transformace signálu a amplituda signálu ve frekvenční základně. Parametry, které do funkce vstupují jsou: Referenční signál z optického přerušovače, signál naměřený fotodiodou, mezní frekvence, která je dále odevzdána funkci filtru, popsáno v kapitole (3.3.1) a fázový posun mezi referenčním a nasnímaným signálem.

```

1 function [signal,t,f, valueOut] = lockin(referential,photodiode, cutOff, shift)
2 %inicializace.
3 skipEdge=20;
4 f=(-length(referential)/2):(length(referential)/2-1)*(1000/length(referential));
5 t = 0:(length(referential));
6
7 %Filtrování vstupních signálů dolní propustí.
8 refF = lpfH(referential,cutOff);
9 pdF = lpfH(photodiode,cutOff);
10
11 %Odstarnění krajních nedůležitých dat.
12 refF=refF(skipEdge:end-skipEdge);
13 pdF=pdF(skipEdge:end-skipEdge);
14
15 %sfázování referenčního a snímaného signálu.
16 refF = refF(1:end-shift);
17 pdF = pdF(1+shift:end);
18
19 %Míchání.
20 signal = (refF-mean(refF)).*(pdF-mean(pdF));
21 signalFFT = fft(signal);
22 valueOut=signalFFT(1);
23
24 %Zobrazení předešlých kroků.
25 figure(10);
26 subplot(2,1,1);
27 plot(refF/max(refF)); hold on;
28 plot(pdF/max(pdF)); hold off;
29 subplot(2,1,2);
30 plot(signal);
31 end

```

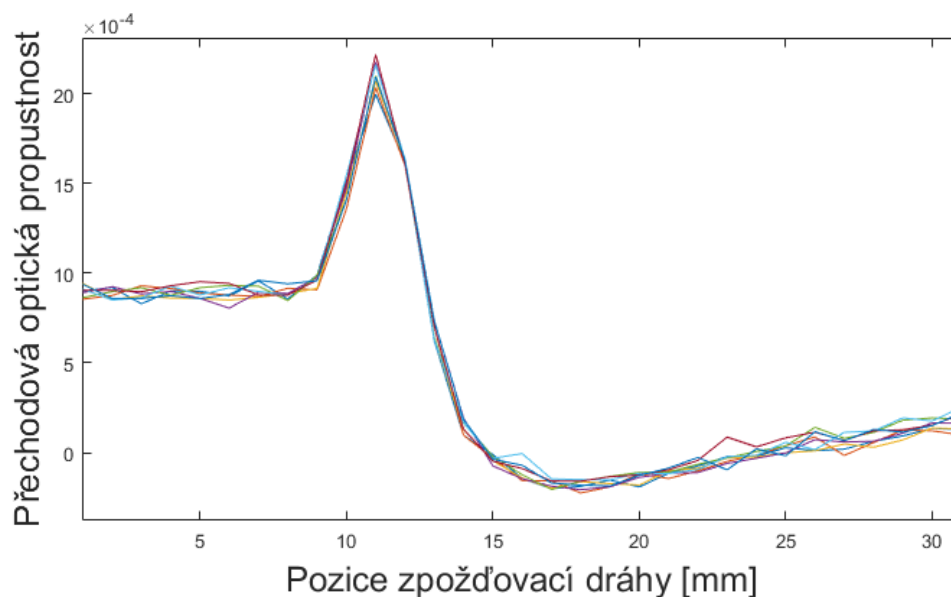
Obr. 20: Funkce nahrazující lock-in zesilovač z důvodu zpracování dat v počítači.

4 Výsledky

Jak již bylo řečeno, velikou součástí našich měření byla analýza a optimalizace šumu. V této kapitole jsou obsaženy tedy nejen výsledky měření femtosekundového sonaru, ale i rozbor parametrů a časových průběhů veličin přímo spojených s šumem.

4.1 Testovací a přípravná měření

Podívejme se na měření, která byla prováděna z důvodu minimalizace šumu při snímání intenzity dopadajícího světla na fotodetektor. Nejprve však ukážeme průběh testovacích měření, která byla prováděna na průchod sondovacích pulzů s vlnovou délkou 605 nm. Excitace probíhala na vlnové délce 514 nm. Pro kalibrační měření bylo použito vysoce fluorescenční laserové barvivo Rhodamin 6G.



Obr. 21: Průběh závislosti optické propustnosti vzorku Rhodamin 6G na pozici zpožďovací dráhy při frekvenci přerušovače 660 Hz.

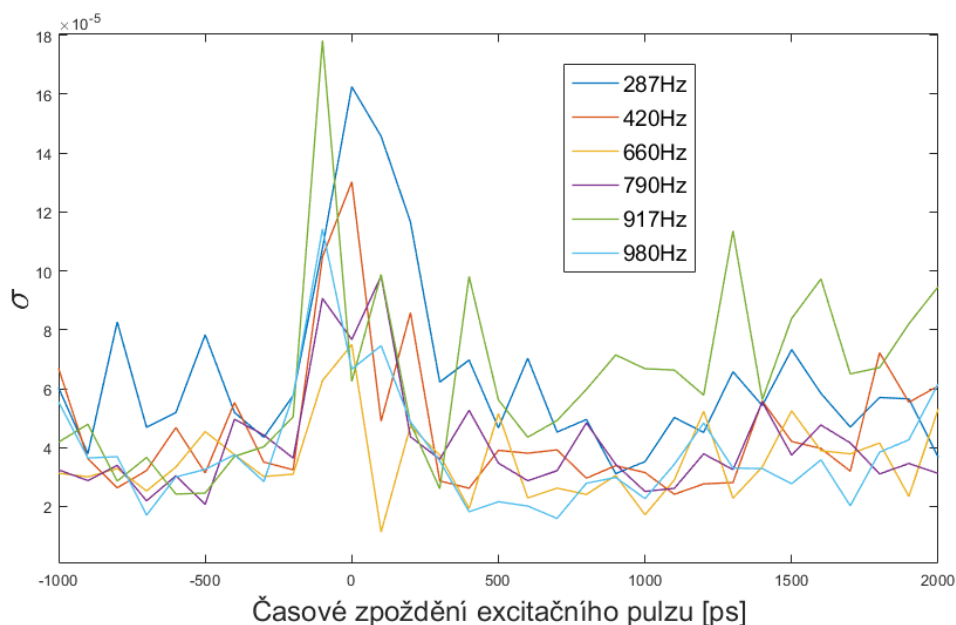
Průběh byl změřen osmkrát pro každou z šesti vybraných frekvencí optického přerušovače, tedy pro frekvence $f = [287, 420, 660, 790, 917, 980]$ Hz, na (Obr. 18) je vykreslených právě těchto osm průběhů pro frekvenci přerušovače 660Hz. Frekvence, pro které byla prováděna měření byly vybrány empiricky následujícím postupem. Fotodetektor snímal veškeré okolní záření a na základě sledování takto přijímaného signálu ve frekvenční doméně jsme vybrali regiony nejméně zatížené šumem a následně diskrétní hodnoty frekvencí, na kterých se pak prováděla měření.

Šum měření byl vyhodnocován jako směrodatná odchylka nasnímaných pump-probe signálů takto:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2} \quad (24)$$

N je počet naměřených okamžitých hodnot a I je měřený signál. A následně byl takto zaznamenávaný šum vyhodnocován jako funkční závislost následujících parametrů: Zpoždění příchodu excitačního pulzu před snímacím viz (4.1.1), frekvence optického přerušovače viz (4.1.2), intenzity měřícího pulzu viz (4.1.3), rozdílu intenzit na referenční a snímací fotodiodě viz (4.1.4) a integrační době snímání viz (4.1.5).

4.1.1 Závislost šumu na zpoždění mezi excitačním a měřícím pulzem

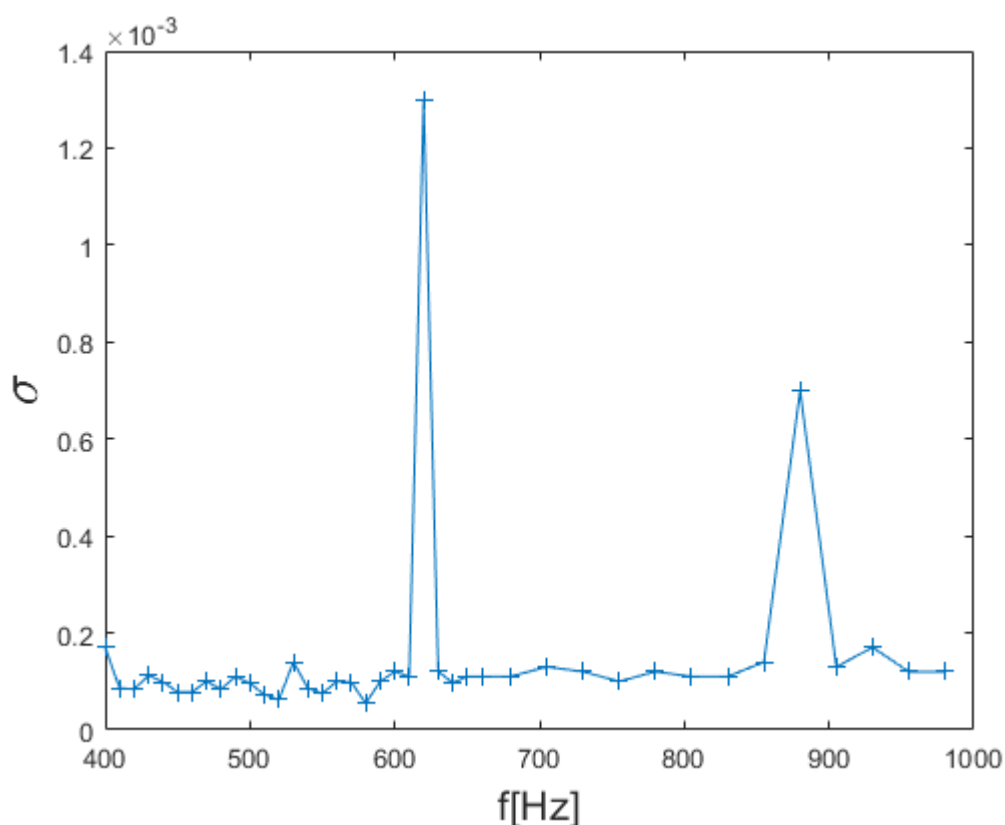


Obr. 22: Závislost směrodatné odchylky snímaného signálu (šumu) na časové prodlevě mezi excitačním a měřícím pulzem, tento průběh byl proměřen pro několik vybraných frekvencí optického přerušovače.

Z (Obr. 18) je vidět, že šum se s vývojem časového zpoždění chová přibližně stejně na všech měřených frekvencích, dále tedy bude měřen šum pouze před příchodem excitačního pulzu, tedy před časem $t = 0$. Dále je vidět vysoký nárůst šumu s příchodem excitačního pulzu, tedy šum narůstá společně s narůstající amplitudou signálu, fluktuje tedy samotný signál, což je důsledkem prostorového pohybu excitačního svazku. Tato měření byla prováděna ještě před zakrytím dlouhé dráhy excitačního pulzu stínící trubicí, ta tyto prostorové fluktuace excitačního svazku výrazně potlačila.

4.1.2 Závislost šumu na frekvenci optického přerušovače

Toto měření probíhalo v rozsahu frekvencí 400 – 980 Hz a směrodatná odchylka (šum) byla vyhodnocována přesně ve chvíli příchodu excitačního pulzu. Zpožďovací dráha byla tedy ve stacionárním bodě 74,5mm, který odpovídá nulovému zpoždění excitačního pulzu vůči pulzu měřicímu.

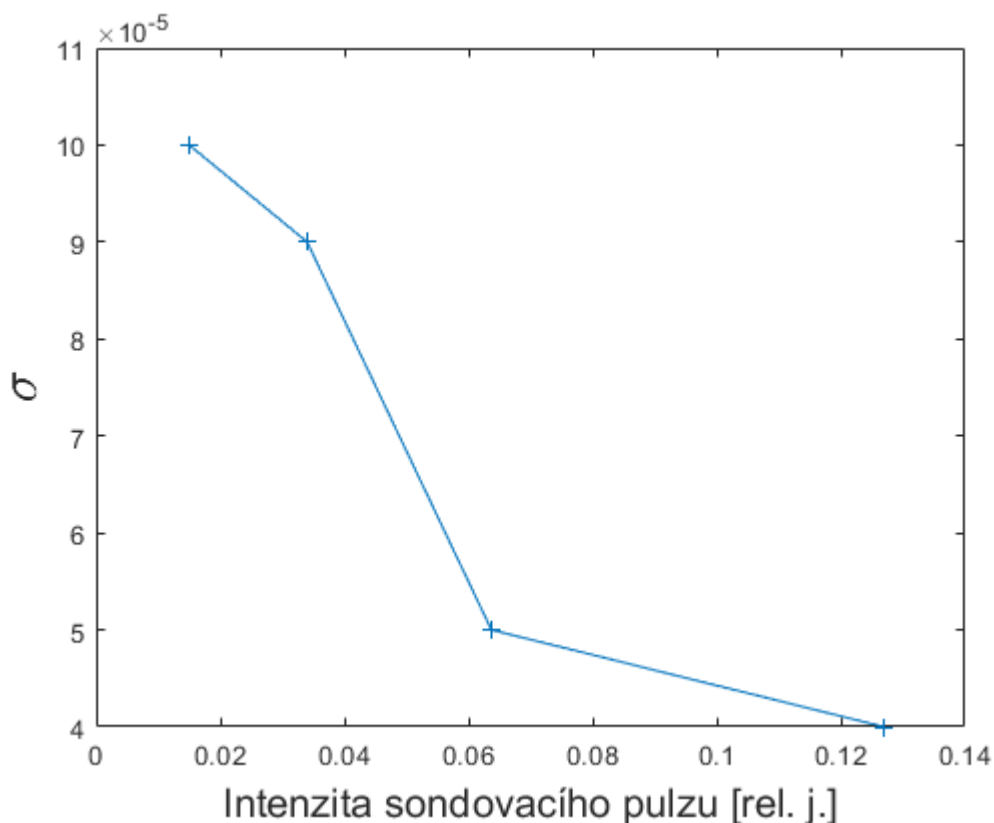


Obr. 23: Závislost šumu na frekvenci optického přerušovače. Křížky označují diskrétní naměřené hodnoty.

V průběhu pozorujeme dvě zřetelná maxima šumu na frekvencích $f = 620$ Hz a $f = 880$ Hz, která výrazně převyšují okolní hodnoty. Tato snímaná závislost je v podstatě snímání vnějších zdrojů šumu, popsané v kapitole (2.4.5). Maxima pozorovaná na 620 Hz a 880 Hz by mohla být důsledkem frekvenčního měniče na některé z frézek, které se nacházejí pod naší laboratoří. Nejnižší snímaný šum byl na $f = 580$ Hz. Vidíme tedy, že v našem uspořádání převládal vnější šum, který rušil měření.

4.1.3 Závislost šumu na intenzitě měřícího pulzu

Intenzita měřícího pulzu byla v tomto měření modulována zvyšováním opakovací frekvence laseru (od 10kHz až do 100kHz) a tím se nám zvyšovala i intenzita sondovacího svazku.

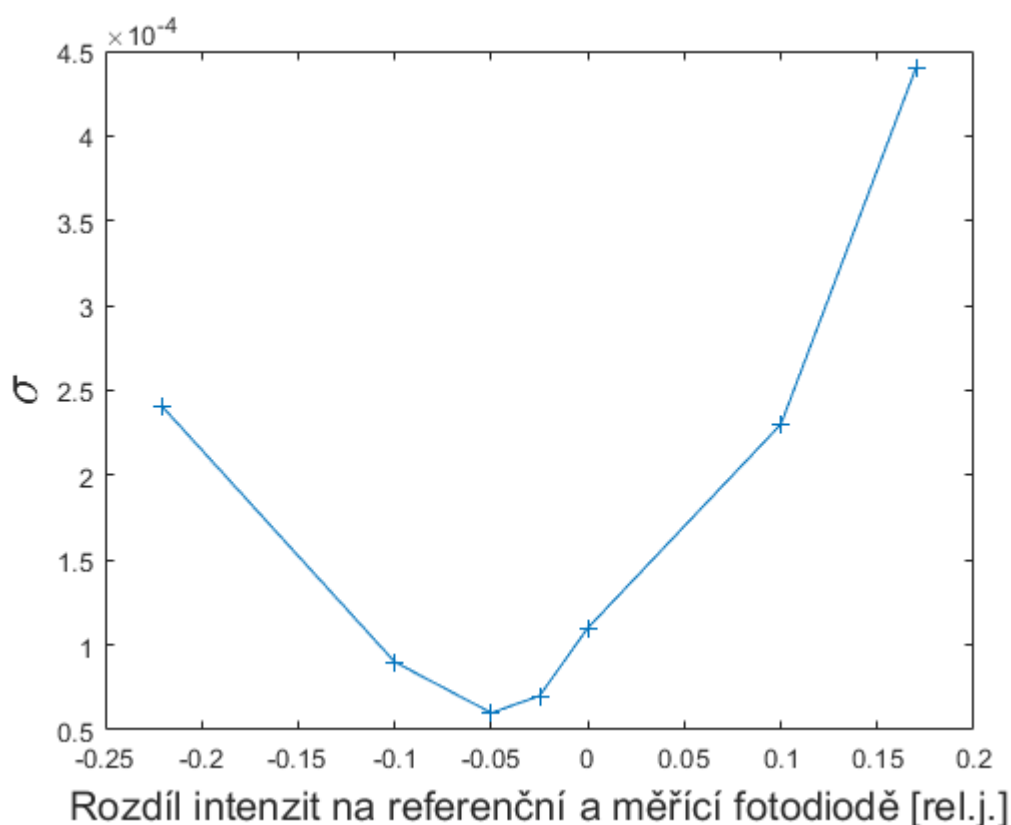


Obr. 24: Závislost šumu měření na intenzitě měřícího pulzu

Šum klesá se zvyšující se intenzitou sondovacího pulzu, zde můžeme hledat korelaci s výstřelovým šumem, popsaným v kapitole (2.4.3), tedy čím vyšší intenzita dopadá na detektor, tím méně razantní jsou fluktuace hustoty dopadajícího fotonového toku. Tento parametr se tedy ukazuje jako efektivní možnost snižování výstřelového šumu.

4.1.4 Závislost šumu na rozdílu intenzit dopadajících na fotodetektor

Jak bylo vysvětleno v kapitole (3.2) měřicí fotodetektor obsahuje dvě vyvážené snímací fotodiody, kde jedna snímá intenzitu měřicího pulzu, který se nedostal do interakce se vzorkem, tedy reference a druhá snímá intenzitu měřicího pulzu, který se do interakce se vzorkem dostal. Stíněním referenčního paprsku ND filtrem můžeme ovlivňovat rozdíl těchto dvou snímaných intenzit.



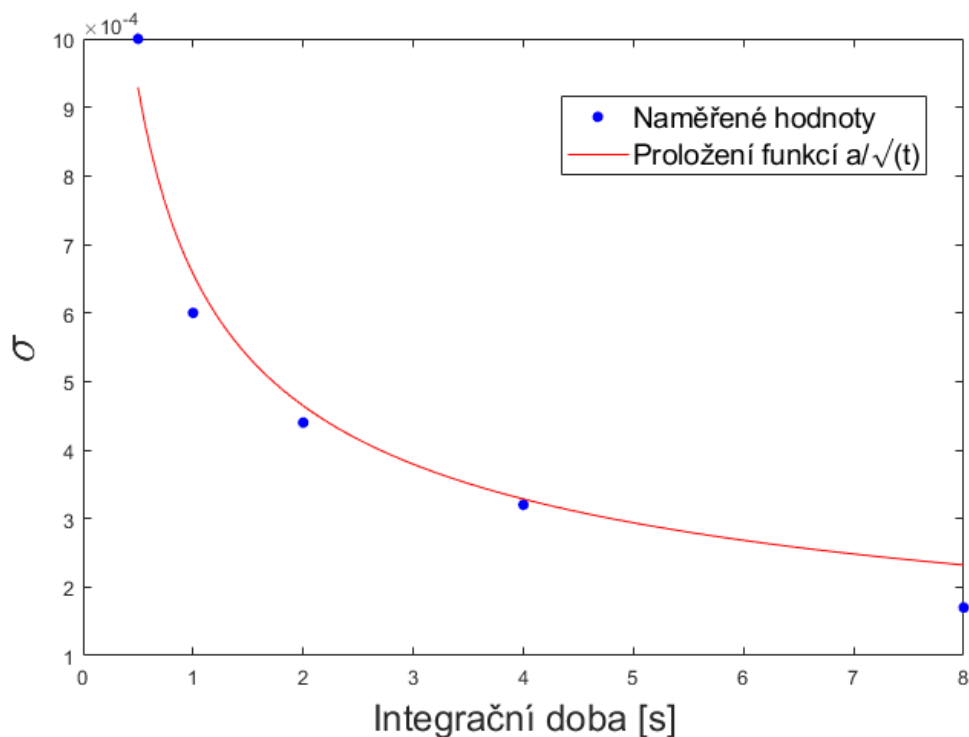
Obr. 25: Průběh závislosti šumu měření na rozdílu referenční intenzity a intenzity po interakci se vzorkem.

Průběh na (Obr. 25) ukazuje na minimální hodnotu šumu měření při hodnotě rozdílu intenzit $\Delta I = -0,05$. Výrazné minimum šumu se projevuje okolo $\Delta I = 0$, zde jde o korelaci s JN šumem, vidíme, že minima šumu dosahujeme při minimu dopadající intenzity, tedy energie. Dopadající intenzita plochu detektoru také minimálně zahřívá a

v kapitole (2.4.1) bylo ukázáno, že JN šum je úměrný teplotě prvku, ve kterém se generuje, proto se zde ukazuje minimum šumu okolo minima dopadající energie. Další příčinou je fluktuace intenzity sondovacího svazku, hlavní příčinou je tvarovač pulzů. Tyto fluktuace jsou problémem jelikož měříme velmi malé změny sondovacího svazku, když ale vyrovnáme intenzitu referenčního a měřicího svazku, tak šum výrazně potlačíme jelikož oba svazky fluktuují stejně.

4.1.5 Závislost šumu měření na integrační době snímáním

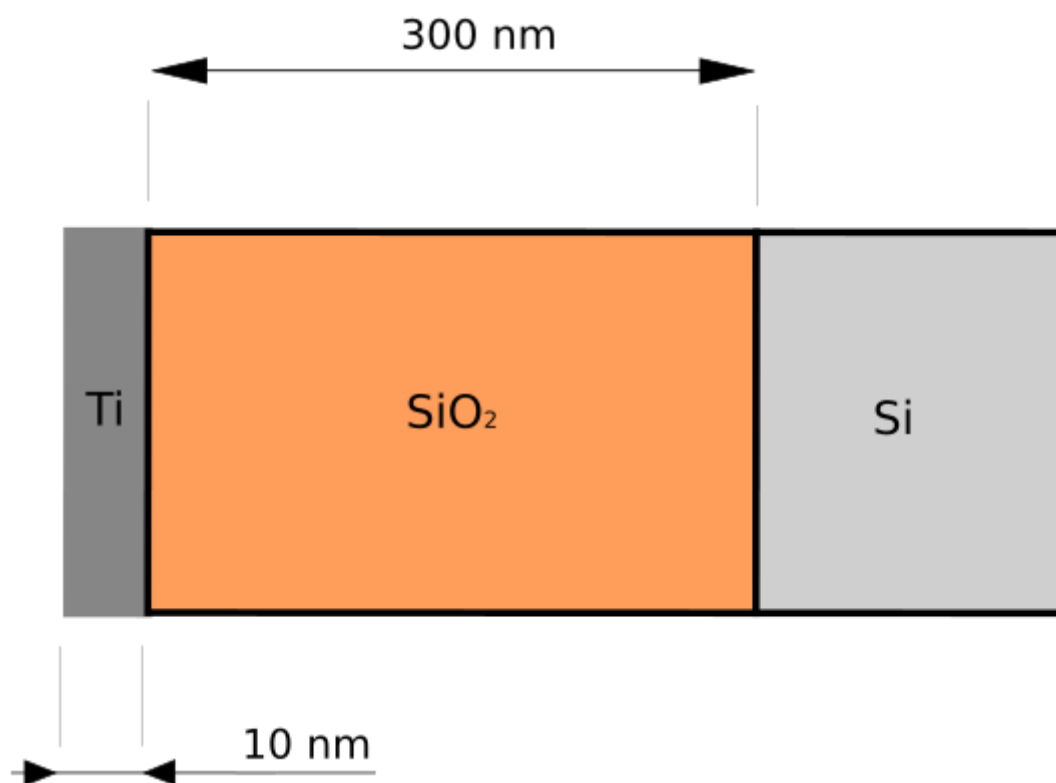
V našem uspořádání snímáme se vzorkovací frekvencí 10kHz a můžeme měnit integrační dobu. Pro vizualizaci jsme proměřili šum při pěti hodnotách integračního času (0,5s; 1s; 2s; 4s; 8s), šum se při zvýšení času snímání o dvojnásobek snížil o $\sqrt{2}$, tento mechanismus snížení šumu odpovídá teorií náhodné procházky, popsáno v kapitole (2.4.3), převedeme-li náhodnou procházku na naše snímání, pak každá tato procházka trvající 0,1 ms, představuje odchylku od přesné hodnoty, a následné průměrování nám dá při vyšším času integrace přesnější hodnotu intenzity dopadajícího záření.



Obr. 26: Průběh šumu v závislosti na integrační době snímání. Naměřená data jsou proložena funkcí $a/\sqrt{t}$, kde parametr a je pouze z důvodu škálování na takto nízké hodnoty a jde o hodnotu $a = 0,0006569$. Je zřetelný průběh odpovídající teorii, kde se šum měření snižuje jako převrácená hodnota odmocniny z počtu nasnímaných okamžitých hodnot.

4.2 Měření femtosekundového sonaru

Pro samotné měření vývoje akustických vln v tenké vrstvě materiálu byl použit vzorek Ti/SiO₂/Si (Obr. 27), použit také v experimentu publikovaném E. Pontecorvoem et al. [11]. Vzorek byl připraven na pracovišti TOPTEC depozicí vrstev SiO₂ a Ti na Si substrát.

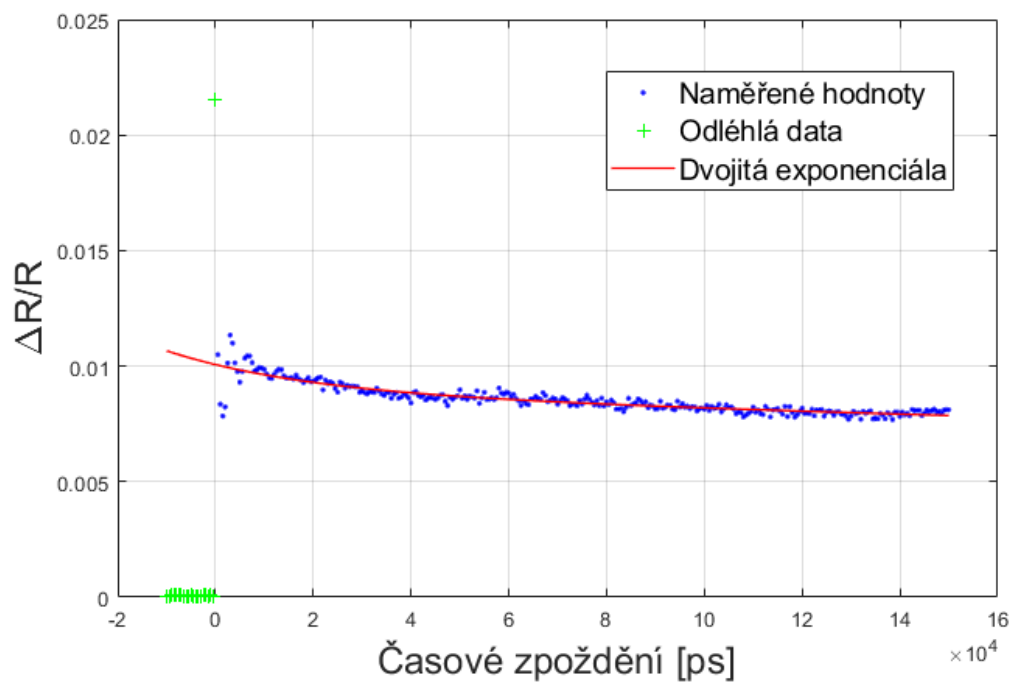


Obr. 27: Vzorek použitý pro měření femtosekundového sonaru.

Měření femtosekundového sonaru probíhalo s integrační dobou snímání 2s a bylo sejmuto 13 vzorových průběhů. Každý tento průběh začíná přibližně 10 ps před příchodem excitačního pulzu a po jeho příchodu následuje přibližně 130 ps ukazujících vývoj akustické vlny ve vzorku. Zpracování naměřených dat probíhalo nejprve zprůměrováním těchto 13ti datových řad, následovalo proložení zprůměrovaného průběhu dvojitou exponenciálou tvaru:

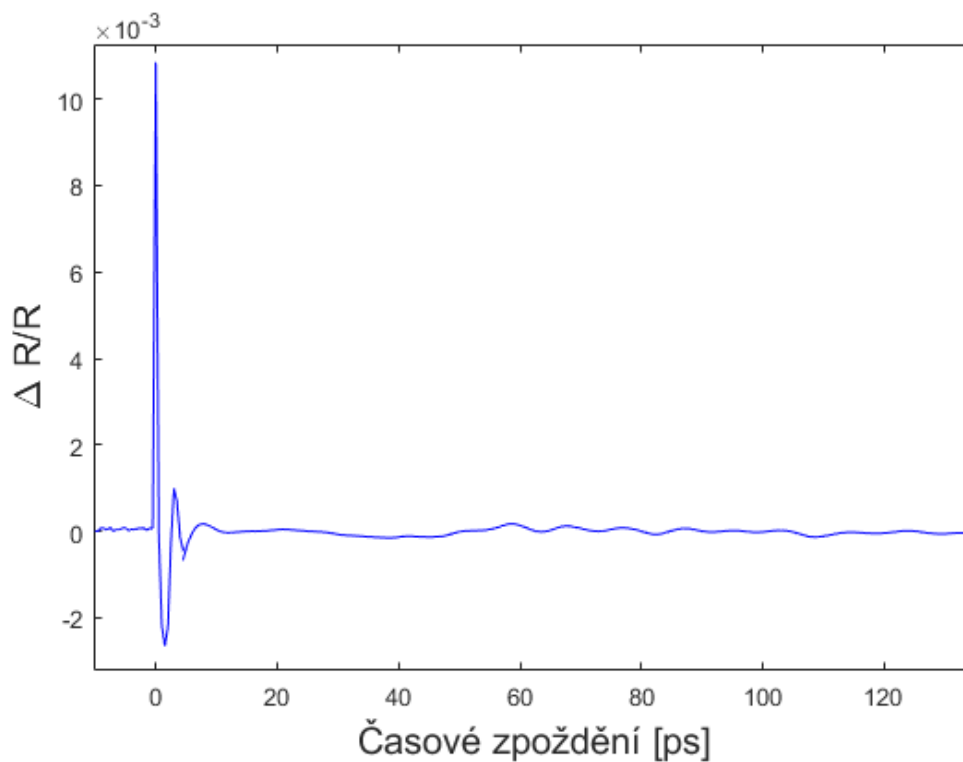
$$\frac{\Delta R}{R} = a \cdot e^{b \cdot x} + c \cdot e^{d \cdot x} \quad (25)$$

Koeficienty jsou: $a = 0.001286$, $b = -3.452 \cdot 10^{-5}$, $c = 0.008782$, $d = -7.437 \cdot 10^{-7}$.



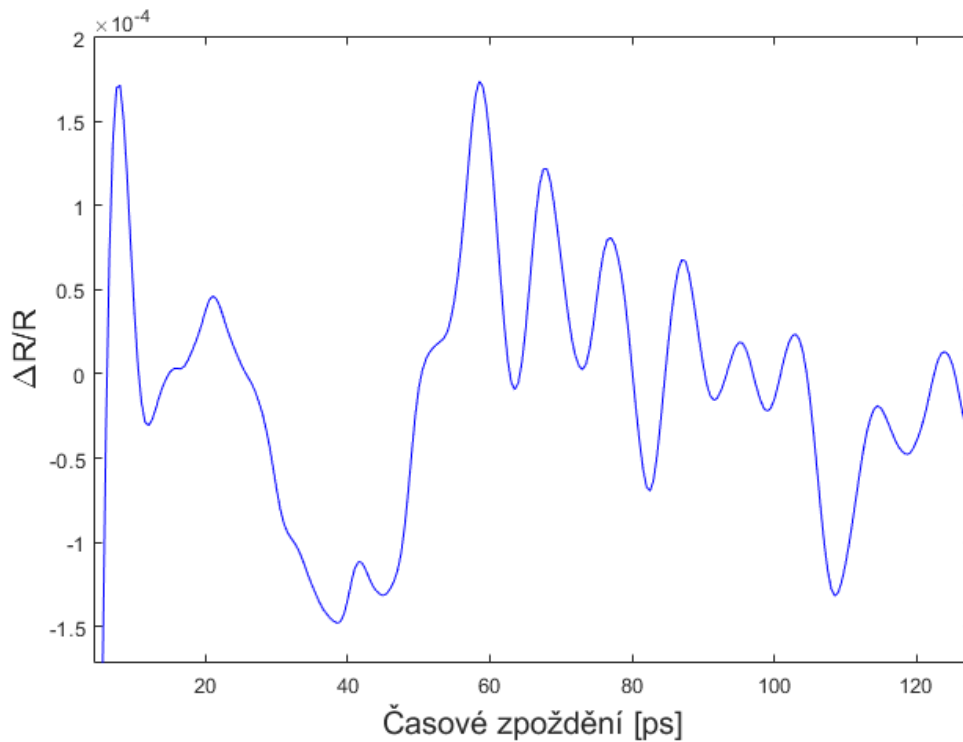
Obr. 28: Ilustrace prokládání naměřených dat dvojitou exponenciálou v prostředí Matlab

V dalším kroku se provedl rozdíl této dvojitě exponenciály a zprůměrované datové řady. Takto vznikl průběh reziduí, která byla následně vyhlazena pomocí Savitzkyho-Golayova filtru, implementovaného v programu Matlab, jehož analýzu ukazuje R. W. Schafer v [23]



Obr. 29: Zpracovaný průběh přechodové odrazivosti v tenké vrstvě Ti/SiO₂/Si v závislosti na zpoždění excitačního pulzu.

Zákmit v čase $t = 0$ ukazuje lokální změnu indexu lomu při dopadu excitačního pulzu na převodní titanovou vrstvu a také jde o důsledek nerezonantních jevů v této vrstvě. Vývoj hodnot odrazivosti po vybuzení akustické vlny se však po doznění prvotního zákmitu sníží o dva řády. Je tedy nezbytná redukce vertikální osy.



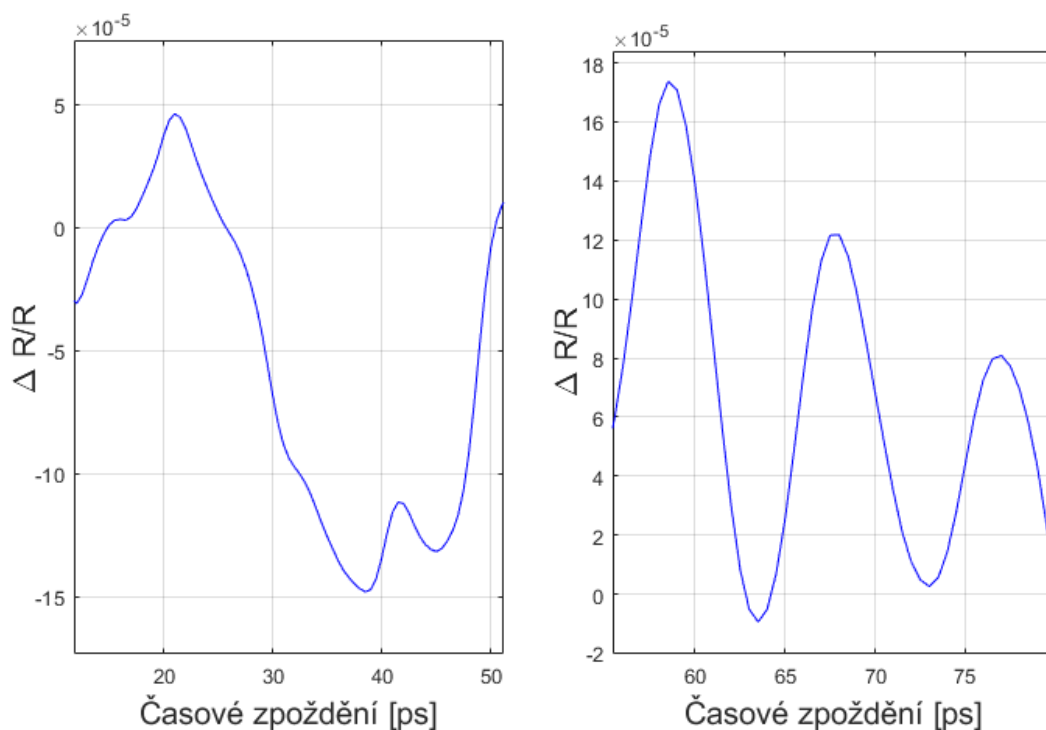
Obr. 30: Výřez průběhu přechodové odrazivosti v tenké vrstvě SiO₂ v závislosti na zpoždění excitačního pulzu. Odříznut prvotní silný zákmit .

Redukcí osy odrazivosti na (Obr. 30) jsme už schopni rozlišit Brillouinovy oscilace, první tyto oscilace začínají podle naměřených dat v čase $t \approx 10$ ps po příchodu excitačního pulzu a jejich perioda se pohybuje okolo hodnoty $T_1 \approx 30$ ps. Druhé pozorované oscilace s přibližným počátkem v čase $t \approx 54$ ps a odhadovou periodou $T_2 \approx 8$ ps, lepší znázornění odlišnosti oscilací ilustrováno na (Obr. 31). Aplikací vzorce (5) můžeme periody pozorovaných oscilací porovnat s hodnotou vypočtenou, uvažujme $n_{\text{SiO}_2} = 1,47$, $n_{\text{Si}} = 3,93$, rychlost zvuku $v_{\text{SiO}_2} = 6,4 \text{ km/s}$, $v_{\text{Si}} = 9,3 \text{ km/s}$ a úhel dopadu snímacího pulzu $\theta = 4^\circ$ a vlnová délka sondovacích pulzů je 605 nm, potom periody dané vzorcem (5) jsou:

$$T_1 = \frac{605 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 1,47 \cdot 6400 \cdot \cos(4)} = 32,232 \text{ ps} \quad (26)$$

$$T_1 = \frac{605 \cdot 10^{-9}}{2 \cdot 3,93 \cdot 9300 \cdot \cos(4)} = 8,296 \text{ ps} \quad (27)$$

Takováto náhlá změna frekvence Brillouinových oscilací znamená přechod akustické vlny mezi jednotlivými vrstvami, tedy přechod z tenké vrstvy SiO_2 do substrátu Si .



Obr. 31: Srovnání pozorovaných Brillouinových oscilací o dvou různých frekvencích.

Na (Obr. 31) vidíme vlevo Brillouinovy oscilace odpovídající šíření akustické vlny v SiO_2 , odečtením dvou maxim získáme naměřenou periodu $T_{\text{SiO}_2} = 33,5$ ps. Vpravo jsou Brillouinovy oscilace ukazující šíření akustického pulzu Si substrátem, zde odečtená naměřená perioda činí $T_{\text{Si}} = 9,5$ ps.

5 Závěr

Cílem této práce bylo seznámení se s problematikou ultrarychlé optické spektroskopie a provedení experimentálního měření femtosekundového sonaru pro detekci akustických vln v tenkých vrstvách metodou excitace a sondování. Následné sestavení aparatury a optimalizace jejích parametrů s ohledem na optický přerušovač a s tím spojená optimalizace šumu měření a vyhodnocení sonarových měření na vzorku Ti/SiO₂/Si.

Teoretická část mé práce spočívala zejména v seznámení se s principem snímání velice slabých a zašuměných signálů metodou synchronní detekce a s tím spojená teoretická analýza šumu projevujícího se při měření intenzity záření fotodetektorem. V experimentální části spočívala drtivá většina práce v sestavování aparatury a zpracovávání postupných testovacích dat pomocí funkcí napsaných v programu Matlab. Následné optimalizace parametrů, které lze při snímání intenzity světla ovlivňovat, těmi jsou: rozdíl intenzity referenčního měřicího pulzu a měřicího pulzu po interakci s materiálem (4.1.4), optimální hodnota tohoto parametru z pohledu jeho vlivu na šum měření byla velmi blízko nule, což je výsledkem částečně tepelného šumu, ale hlavně fluktuací intenzity sondovacího svazku (2.4.1). Dalším nastavitelným parametrem, který mohl snižovat šum se ukázala být integrační doba snímání signálu (4.1.5), zde je to důsledek šumu výstřelového popsaného teorií náhodné procházky (2.4.3) a optimálním nastavením byla integrační doba co nejvyšší, což mělo však za důsledek časově náročnější měření. Frekvence optického přerušovače v závislosti na šumu odkryla interval frekvencí okolo $f = 580$ Hz, kde se šum jevil nejnižší ze snímaného spektra frekvencí přerušovače. Parametrem, který na šum měření vliv neměl, se ukázalo být časové zpoždění excitačního pulzu vůči měřicímu, tedy signál šuměl přibližně stejně po celé délce snímaného časového intervalu. Analýza šumu probíhala jen z pohledu parametrů, které jsme v našem experimentálním uspořádání byly schopni takřka ihned měnit, ale i při získání těchto výsledků, které odkrývaly sérii hodnot parametrů zaručujících nejnižší SNR snímaného signálu, nebyla všechna tato optima k finálnímu měření femtosekundového sonaru využita. Kupříkladu se ukázalo jako výhodné volit co nejvyšší integrační dobu, ale nastavením vysoké integrační doby by docházelo k

výrazně pomalejšímu vyhodnocování a časově náročnějšímu měření. Dalším parametrem, který se šumem přímo souvisí je teplota plochy detektoru, chlazením bychom také šum značně snížili. Vliv okolních elektrických rozvodů, datových sítí, je také složité optimalizovat a v tomto případě by byla potřeba komplexní optimalizace elektromagnetické kompatibility detektoru. Optimalizaci parametrů následovalo měření femtosekundového sonaru. Srovnáme tedy naměřené hodnoty s hodnotami udanými vzorcem. Očekávaná hodnota Brillouinových oscilací v oxidu křemičitém je 32,232 ps a hodnota odečtená z naměřených dat je 33,5, zde jsme se od teoretické hodnoty odchýlili jen v rámci 3,8%. Druhé oscilace korespondující s Si substrátem mají naměřenou hodnotu periody 9,5 ps a vzorcem udaná teoretická hodnota činí 8,296 ps, zde je odchylka vyšší a činí 12,68%. Vidíme, že se výborně prolнула naměřená data s teorií a podařilo se snímat akustickou vlnu, vybuzenou dopadem excitačního pulzu na převodní povrchovou vrstvu titanu, která prostupovala vrstvou oxidu křemičitého a dále do křemíkového substrátu, tento proces po zpracování signálu zřetelně ukázal jednotlivé frekvence Brillouinových oscilací korespondující s materiálem, kterým vlna prostupuje.

Literatura

- [1] P. Malý, Ultrarychlá optická spektroskopie, *Pokrok. Mat. Fyziky a Astronomie*. 43 (1998) 107–118.
- [2] O. Haderka, J. Valenta, Zkročené femtosekundy, (n.d.). <https://vesmir.cz/cz/casopis/archiv-casopisu/1997/cislo-3/zkrocene-femtosekundy.html> (accessed May 4, 2021).
- [3] Saleh, Teich, *Základy fotoniky 14 - Lasery (Fundamentals of Photonics 14)*, 1991.
- [4] J.K. Jabczy, W. Zendzian, J. Kwiatkowski, modulator in a diode pumped Nd : YVO 4 laser, *Opt. Express*. 14 (2006) 2184–2190.
- [5] A. Devos, Colored ultrafast acoustics: From fundamentals to applications, *Ultrasonics*. 56 (2015) 90–97. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2014.02.009>.
- [6] J. Kalánek, PRAKTICKÁ REALIZACE GENERÁTORU ŠUMU, VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ, 2010.
- [7] Signal-to-noise ratio - Wikipedia, (n.d.). https://en.wikipedia.org/wiki/Signal-to-noise_ratio (accessed May 5, 2021).
- [8] M. Husák, Využití šumové diagnostiky k analýze vlastností solárních článků, VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ, 2009.
- [9] Zurich Instruments, Principles of lock-in detection and the state of the art, *J. Acoust. Soc. Am.* 78 (1985) 981–994.
- [10] J. Soubusta, A. Černocho, *Optické vlastnosti pevných látek*, 2014.
- [11] E. Pontecorvo, M. Ortolani, D. Polli, M. Ferretti, G. Ruocco, G. Cerullo, T. Scopigno, Visualizing coherent phonon propagation in the 100 GHz range: A broadband picosecond acoustics approach, *Appl. Phys. Lett.* 98 (2011) 98–100. <https://doi.org/10.1063/1.3532961>.
- [12] O. Cep, D. Yb, *Modular-Design Industrial-Grade Femtosecond Lasers*, 2021.
- [13] Thorlabs, Optical Chopper User Guide, *Opt. Chop. User Guid.* 1 (2016) 1–32.
- [14] Thorlabs, 10 slot chopper blade, *10 Slot Chop. Bl.* 1 (2015) 120.

- [15] G. Tamošauskas, G. Beresnevičius, D. Gadonas, A. Dubietis, Transmittance and phase matching of BBO crystal in the 3–5 μm range and its application for the characterization of mid-infrared laser pulses, *Opt. Mater. Express*. 8 (2018) 1410. <https://doi.org/10.1364/ome.8.001410>.
- [16] R. Design, I. Use, Linear Stage for Heavy Loads Robust Design for Industrial Use LS-180, (n.d.).
- [17] H. Typical, non-Collinear optical Parametric Amplifier, (n.d.) 36–37.
- [18] M. Guesmi, P. Veselá, K. Židek, Dispersion Scan Frequency Resolved Optical Gating For Evaluation of Pulse Chirp Instability, 2020.
- [19] A. Pcr, L. Kit, Data Sheet Data Sheet, *고생물학회지*. 31402 (2012) 0–1. http://www.papersearch.net/view/detail.asp?detail_key=10000715.
- [20] B.A. Photodetectors, PDB200 Series Operation Manual, Thorlabs. (2014).
- [21] National Instruments, NI 9234 data-sheet, (2015). https://www.ni.com/pdf/manuals/374238a_02.pdf.
- [22] Toptec - TOPTEC, (n.d.). <http://www.toptec.eu/cs/> (accessed May 7, 2021).
- [23] R.W. Schafer, What Is a Savitzky-Golay Filter? [Lecture Notes], (2011) 111–117.