

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Miloslav Surýnek

Laserová spektroskopie s vysokým prostorovým rozlišením

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2014

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu této práce doc. RNDr. Petru Němcovi, Ph.D. za konzultace, cenné připomínky a užitečné rady, poskytnutí odborné literatury a za čas strávený čtením této práce. Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Tomáši Jandovi za pomoc při měření, za užitečné rady týkající se zpracování výsledků měření a cenné připomínky k formální stránce této práce.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V dne.....

podpis

Název práce: Laserová spektroskopie s vysokým prostorovým rozlišením

Autor: Miloslav Surýnek

Katedra / Ústav: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: Spintronika je rychle se rozvíjející obor elektroniky, kde se ke zpracování a uchování dat využívá nejen náboj elektronů, ale také jejich spin. Pro studium materiálů vhodných ke konstrukci spintronických součástek je však nezbytné využít experimentálních metod, které jsou schopny dosáhnout vysokého časového i prostorového rozlišení. Za tímto účelem je v Laboratoři optospintroniky na Katedře chemické fyziky a optiky MFF UK v současné době vyvíjena metoda založená na bázi Kerrovského mikroskopu, která by měla dosahovat vysokého prostorového a v budoucnu i časového rozlišení. Náplní této bakalářské práce je charakterizovat některé součásti tohoto experimentálního uspořádání. Konkrétně se jedná o charakterizaci zařízení LSR-3005-24D od firmy Optotune, které slouží k redukci laserových speklů a charakterizaci držáku zrcátka s piezoelektrickým posuvem CONEX-AG-M100D od firmy Newport.

Klíčová slova: vysoké prostorové rozlišení, Kerrův mikroskop, laserové speckly, piezoelektrický držák zrcadla

Title: Laser spectroscopy with high spatial resolution

Author: Miloslav Surýnek

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: doc. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract: Spintronics is a fast developing branch of electronics, which uses for data storage and processing not only the electric charge of electrons, but also their spin. However, for a research of materials which can be used for a construction of spintronic devices it is necessary to use experimental methods that are able to achieve both high temporal and spatial resolutions. In Laboratory of Optospintronics at the Department of Chemical Physics and Optics there is currently developed a method based on Kerr microscope, which is expected to achieve a high spatial resolution and in a future also a high temporal resolution. The goal of this thesis is to characterize some parts of the experimental setup: Namely, a characterization of the laser speckle reducer LSR-3005-24D made by Optotune and a characterization of the piezo-driven mirror mount CONEX-AG-M100D made by Newport.

Keywords: high spatial resolution, Kerr microscope, laser speckles, piezoelectric mirror mount

Obsah

Předmluva	1
1. Teoretický úvod	2
1.1. Teorie optické koherence a laserových speklů	2
1.2. Gaussovské svazky	3
1.3. Metoda skenovací hrany	5
2. Metody dosažení vysokého prostorového rozlišení	8
3. Charakterizace zařízení LSR-3005-24D	12
3.1. Charakterizace laserových speklů	12
3.2. Redukce speklů	13
3.3. Princip fungování LSR	13
3.4. Uspořádání měřicí aparatury	14
3.5. Zpracování dat	15
3.6. Závislost na čase a posunu stínítka	16
3.7. Různé konfigurace LSR	17
3.8. Integrovaná doba kamery	19
3.9. Velikost vstupní apertury LSR	21
3.10. Srovnání různých povrchů stínítka	22
4. Charakterizace držáku zrcátka s piezoelektrickým posuvem CONEX-AG-M100D	25
4.1. Měřicí aparatura	25
4.2. Zpracování výsledků	27
4.3. Hledání pasu svazku	28
4.4. Kalibrace piezoelektrického posuvu zrcátka	30
4.5. Reprodukovatelnost výchozí pozice	34
4.6. Pozice po zapnutí a vyvolání uložené pozice	36
4.7. Vertikální pohyb zrcátka	37
4.8. Vliv prostorové filtrace	37
4.9. Dodatečné měření se slabším objektivem	37
Závěr	42

Seznam použité literatury 44

Seznam použitých zkratek 45

Předmluva

Dnešní polovodičová elektronika využívá k přenosu, zpracování a uchovávání informace většinou pouze náboj elektronu. Vyráběná elektronická zařízení jsou stále výkonnější, přičemž vyššího výkonu se dosahuje pomocí zmenšování výrobního procesu elementárních polovodičových součástek. Toto zmenšování má však své hranice, kterých bude dosaženo již během pár let. Je proto nutné hledat alternativní cesty k dosažení vyššího výkonu. Jednou z těchto cest je rychle se vyvíjející obor spintronika. Spintronicke součástky ke zpracování a uchovávání dat využívají nejen náboj elektronu, ale také jeho spin. Protože manipulace se spinem elektronu je principiálně méně energeticky náročná než manipulace s jeho nábojem, spintronicke součástky by mohly být schopny pracovat na vyšších pracovních frekvencích s menším množstvím produkovaného odpadního tepla.

Nejdříve je však potřeba najít materiály, které jsou pro konstrukci spintronicke součástek vhodné. Pro studium takových materiálů se dá s výhodou použít časově rozlišená laserová spektroskopie. Tato experimentální metoda je nedestruktivní a je s ní možno dosáhnout vysokého časového rozlišení. Kromě časového rozlišení je však potřeba dosáhnout také prostorového rozlišení. V Laboratoři optospintroniky na Katedře chemické fyziky a optiky MFF UK je v současné době vyvíjena metoda založená na bázi Kerrovského mikroskopu, která by měla být schopna dosahovat současného vysokého prostorového a časového rozlišení.

Je potřeba zdůraznit, že stavba tohoto velmi komplexního experimentálního uspořádání není úkolem této práce. Cílem této práce je pouze charakterizovat určité součásti tohoto uspořádání, konkrétně se jedná o charakterizaci zařízení LSR-3005-24D od firmy Optotune, které má za úkol redukovat laserové speckly a umožnit tak využití laserového zdroje světla pro zobrazovací účely. Dalším zkoumaným zařízením je držák zrcátka s piezoelektrickým posunem CONEX-AG-M100D od firmy Newport, který by měl umožnit přesně polohovat laserový svazek na povrch studovaného vzorku.

Teoretický úvod

1.1. Teorie optické koherence a laserových speklů [1]

Teorie optické koherence se zabývá studiem náhodných fluktuací světla. Tyto fluktuace jsou způsobeny fluktuacemi světelných zdrojů nebo prostředí, kterým se světlo šíří. Příkladem může být vyzařování světla ze zahřátého tělesa, jehož atomy emitují světelné vlny s různými frekvencemi a fázemi, výsledkem superpozice takových vln je světlo, u kterého pozorujeme náhodné fluktuace fáze a amplitudy.

K popisu časových a prostorových fluktuací světelné vlny $U(\vec{r}, t)$ se používá tzv. komplexní stupeň koherence $g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)$, který popisuje korelaci vlny $U(\vec{r}, t)$ v místě \vec{r}_1 se stejnou vlnou v místě \vec{r}_2 a časovým zpožděním τ . Absolutní hodnota komplexního stupně koherence může nabývat hodnot od 0 do 1. Pokud je $|g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)| = 1$, je světelná vlna $U(\vec{r}, t)$ úplně korelována v čase i prostoru a říkáme, že světlo je úplně koherentní. Naopak pokud $|g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)| = 0$, světelná vlna $U(\vec{r}, t)$ je naprosto nekorelována a světlo je nekoherentní. Pokud $0 < |g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)| < 1$, světelnou vlnu $U(\vec{r}, t)$ označíme jako částečně koherentní.

Nyní se podívejme, jak interferují dvě částečně koherentní vlny U_1 a U_2 . Záleží nejenom na vlastní koherenci každé z vln, ale také na tom, jako jsou obě vlny korelovány navzájem. To popisuje křížový stupeň koherence g_{12} . Absolutní hodnota g_{12} má stejné vlastnosti jako komplexní stupeň koherence.

Superpozicí obou vln dostaneme interferenční rovnici

$$I = \langle |U_1 + U_2|^2 \rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |g_{12}| \cos \varphi, \quad (1)$$

kde $\varphi = \arg\{g_{12}\}$.

Abychom mohli popisovat, jak moc bude vzniklý interferenční obrazec výrazný, zavádíme tzv. viditelnost V výrazem

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |g_{12}|, \quad (2)$$

kde I_{max} a I_{min} jsou maximální a minimální hodnoty I jako funkce φ . Viditelnost V je tedy úměrná křížovému stupni koherence $|g_{12}|$.

Důležitou vlastností laserových zdrojů je právě jejich schopnost dosahovat vysokého stupně koherence vycházejícího záření. Této vlastnosti se využívá v mnoha experimentálních metodách, např. ve spektroskopii. V aplikacích, kde používáme laserových zdrojů k zobrazování, však vysoký stupeň koherence laserových svazků činí potíže. Pokud je ozařován nějaký povrch, dopadající laserové světlo je rozptylováno od povrchových nerovností. Každá taková nerovnost může být chápána jako sekundární zdroj koherentního světla. Koherentní světlo z výše zmíněných sekundárních zdrojů interferuje a pozorujeme interferenční obrazec, který je označován jako tzv. speckly (název je převzat z anglického speckles – flíčky). Pro zobrazovací metody je tedy snaha co nejvíce snížit velikost komplexního koherence tak, aby se co nejvíce snížila viditelnost těchto interferenčních obrazců – speklů.

1.2. Gaussovské svazky [1]

Světelné svazky produkované laserem mohou mít různý, nikoliv však libovolný příčný profil. Přípustné profily lze dostat řešením vlnové rovnice světla. Světelnou vlnu popíšeme komplexní funkcí $U(\vec{r}, t)$, která řeší vlnovou rovnici. Za předpokladu harmonického průběhu vlny v čase, tj. $U(\vec{r}, t) = U(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t}$, přejde vlnová rovnice na tzv. Helmholtzovu rovnici

$$(\Delta + k^2)U(\vec{r}) = 0, \quad (3)$$

kde $\vec{r} = (x, y, z)$ je polohový vektor, ω je úhlová frekvence a $k = \frac{\omega}{c}$ je vlnčet.

Pokud dále předpokládáme, že naše vlna je podobná rovinné vlně šířící se ve směru osy z a je modulovaná komplexní obálkou $A(\vec{r})$, tedy že $U(\vec{r}) = A(\vec{r}) \cdot e^{ikz}$, a navíc $A(\vec{r})$ je pomalu měnící se funkce se z , lze dosazením do (3) dostat tzv. paraxiální Helmholtzovu rovnici

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2}\right)A(\vec{r}) + 2ik \frac{dA(\vec{r})}{dz} = 0. \quad (4)$$

Nejznámějším řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice je Gaussovský svazek ve tvaru

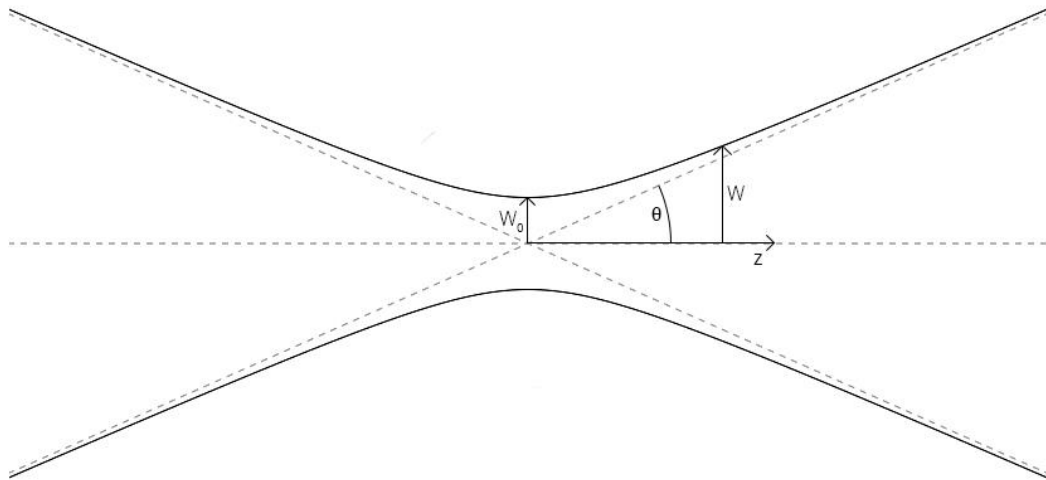
$$A(x, y, z) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp[i\Phi(\rho, z)], \quad (5)$$

kde A_0 je amplituda vlny, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ je radiální vzdálenost od osy svazku, W_0 je pološířka svazku v jeho nejužším místě, $W(z)$ je pološířka svazku v místě z a Φ je fáze svazku. Nyní se stručně zmiňme o některých důležitých vlastnostech Gaussovského svazku.

Intenzita optického záření je funkcí axiální vzdálenosti z a radiální vzdálenosti ρ . Pro libovolnou pevnou polohu z je intenzita největší na ose svazku ($\rho = 0$), s rostoucím ρ klesá jako gaussovská funkce. Pokud uvažujeme závislost intenzity na ose svazku ($\rho = 0$) na axiální vzdálenosti z , pro $z = 0$ je intenzita maximální, se vzrůstajícím z intenzita monotónně klesá a pro jisté $z = z_0$ intenzita klesne na polovinu své maximální hodnoty. Poloměr svazku pro určitou polohu na ose z je dán pološířkou $W(z)$, která má význam radiální vzdálenosti ρ , pro kterou intenzita poklesne na $1/e^2$ hodnoty intenzity v ose svazku. Pološířka lze vyjádřit jako

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

V rovině $z = 0$ nabývá pološířka minimální hodnoty W_0 , svazek je zde nejužší a toto místo bývá označováno jako pás svazku (angl. waist). Jak je vidno z (6), každý Gaussovský svazek je divergentní a je divergentní tím více, čím menší je pás svazku. Řez Gaussovským svazkem je znázorněn na *Obr. 1*.



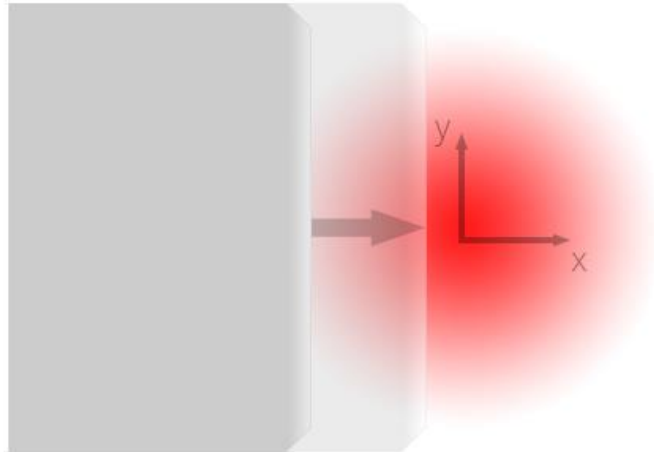
Obr. 1: Řez Gaussovským svazkem. W_0 je šířka svazku v pasu, $W(z)$ šířka svazku v místě z a θ je divergenční úhel. Plná černá čára znázorňuje vzdálenost ρ od osy svazku, na níž poklesne intenzita faktorem $1/e^2$.

Změnu parametrů Gaussovského svazku při průchodu tenkou čočkou lze popsat matematickými vztahy, které jsou však pro tuto práci bezpředmětné. Za zmínku ale stojí fakt, že po průchodu Gaussovského svazku tenkou čočkou vyjde opět Gaussovský svazek, avšak s obecně odlišnou polohou a šířkou pasu od svazku vstupujícího. Pas Gaussovského svazku prošlého přes tenkou čočku se obecně nenachází v ohnisku čočky (neboť Gaussovský svazek není tvořen rovnoběžnými paprsky), jinými slovy se nejužší místo svazku nenachází v ohnisku čočky.

Další vlastnosti Gaussovského svazku lze určit z konkrétního tvaru fáze Φ , tyto vlastnosti však pro tuto práci nejsou zajímavé.

1.3. Metoda skenovací hrany [2]

Parametry Gaussovského svazku lze určit pomocí metody skenovací hrany. Při této metodě je svazek postupně zakrýván hranou (viz Obr. 2) a fotodetektorem je měřena prošlá intenzita. Ze závislosti intenzity na poloze hrany lze určit parametry svazku.



Obr. 2: Princip metody skenovací hrany.

Nechť má intenzitní profil svazku tvar

$$I(x, y, z) = I_0(z) e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{W^2(z)}}, \quad (7)$$

kde $I_0(z)$ je maximální intenzita v rovině z . Celková intenzita $I(x)$ zaznamenaná detektorem v závislosti na poloze hrany x je úměrná

$$\begin{aligned} I(x) &\approx I_0(z) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{2(\tilde{x}^2+\tilde{y}^2)}{W^2(z)}} d\tilde{x}d\tilde{y} = \\ &= I_0(z) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2\tilde{y}^2}{W^2(z)}} d\tilde{y} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{2\tilde{x}^2}{W^2(z)}} d\tilde{x} = \\ &= I_0(z) W^2(z) \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right) \right), \end{aligned} \quad (8)$$

kde $\operatorname{erfc}(x)$ je tabelovaná, tzv. chybová funkce.

Označme $I_{max} = I_0(z) W^2(z) \frac{\pi}{2}$. Pro $x = W(z)/\sqrt{2}$ nabývá $\operatorname{erfc} \left(\frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right) = \operatorname{erfc}(1) = 0,1573$ a měřená intenzita v tomto místě je

$$I \left(\frac{W(z)}{\sqrt{2}} \right) = 0,9214 I_{max}. \quad (9)$$

Podobně pro $x = W(z)/\sqrt{2}$ nabývá $erfc\left(-\frac{\sqrt{2}x}{W(z)}\right) = erfc(-1) = 1,8427$ a měřená intenzita v tomto místě je

$$I\left(-\frac{W(z)}{\sqrt{2}}\right) = 0,0786 I_{max}. \quad (10)$$

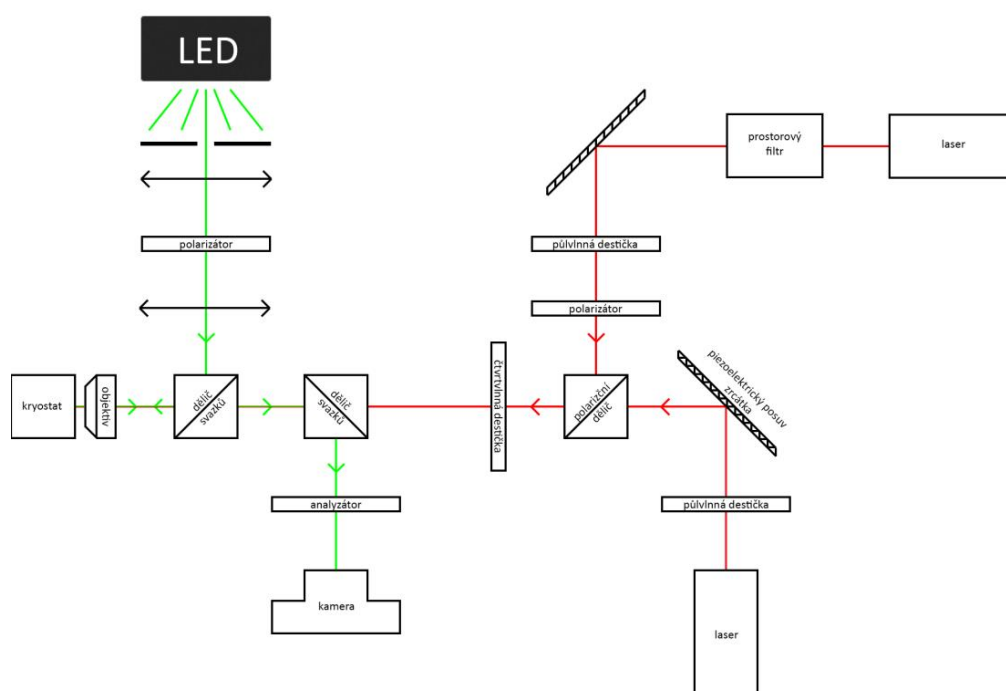
Pokud určíme $W(z)$ pro různá místa z , fitováním závislosti (6) lze určit šířku pásu W_0 a jeho polohu $z = 0$.

2. Experimentální uspořádání pro dosažení vysokého prostorového rozlišení

V současné době se při zkoumání magnetických materiálů poměrně běžně k dosažení vysokého prostorového a časového rozlišení využívá metoda excitace a sondování, tzv. pump-probe spektroskopie. V této metodě je laserový svazek děličem svazků rozdělen na excitační a sondovací svazek. Oba paprsky jsou pomocí mikroskopických objektivů fokusovány na vzorek do stopy o velikosti v řádech mikrometrů. Excitační svazek dopadne na vzorek do malé oblasti, kde vyvolá určité změny (např. změna magnetizace). Sondovací svazek je zaměřen na místo na vzorku, které je definovaným způsobem posunuto vzhledem místu excitace. Sleduje se odezva sondovacího paprsku v závislosti na tomto posunutí. Pokud je navíc sondovací pulz vůči excitačnímu pulzu zpožděn, lze odezvu sondovacího svazku sledovat i v závislosti na časovém zpoždění obou svazků. Zpožděný sondovací pulz může výše uvedeným způsobem postupně prozkoumat všechna místa na vzorku. Získáme tak snímek toho, co se na vzorku děje po určitém čase od excitace. Toto lze opakovat pro různé zpoždění sondovacího pulzu, čímž získáme informaci o průběhu dějů po excitaci vzorku. Metoda excitace a sondování je detailně popsána v rešeršní části bakalářské práce Bc. Jiřího Kuchaříka z roku 2013 [3].

Metoda excitace a sondování má však jednu zásadní nevýhodu – vytvoření snímků s velkým časovým a prostorovým rozlišením je velmi časově náročné. Necht' je vzorek možné rozdělit čtvercovou sítí se 100 čtvercovými oblastmi horizontálně i vertikálně. Vznikne tak 10000 čtvercových sektorů. Doprostřed této čtvercové sítě bude namířen excitační pulz a sondovací pulzy budou procházet postupně každý sektor sítě. Necht' měření každého sektoru s časovým rozlišením trvá 5 minut. Pak by měření trvalo téměř 35 dní nepřetržitého snímání. To je samozřejmě velmi nepraktické. Z tohoto důvodu je v Laboratoři optospintroniky (LOS) na Katedře chemické fyziky a optiky MFF UK vyvíjena metoda, která by v budoucnu měla dosahovat prostorového i časového rozlišení v řádově kratších časech.

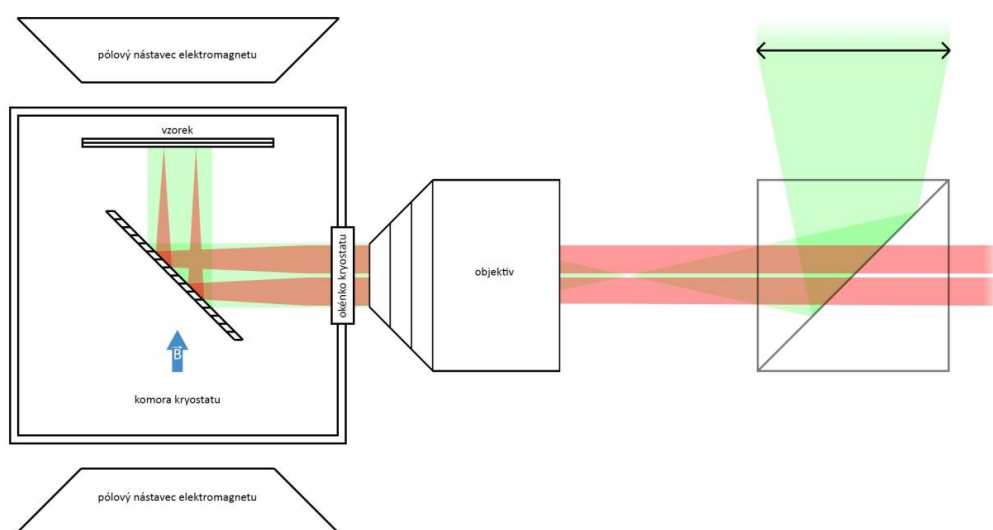
Metoda vyvíjená v LOS je založená na bázi Kerrovského mikroskopu a její největší rozdíl oproti metodě excitace a sondování je to, že vzorek je osvětlován celý a tak lze získat zkoumanou informaci z povrchu vzorku najednou. Uspořádání je zobrazeno na *Obr. 3*. Stavba tohoto uspořádání však není náplní této bakalářské práce. Jak bude podrobně ukázáno dále, cílem této práce je pouze realizovat jisté dílčí úkoly, které jsou nezbytné pro dosažení úplné funkce této komplexní aparatury.



Obr. 3: Uspořádání experimentu k dosažení vysokého prostorového rozlišení v Laboratoři optospintroniky.

V době psaní této bakalářské práce byla jako zdroj světla použita zelená LED dioda. Za ní je zařazena clonka a spojná čočka, která kolimuje svazky. Rovnoběžné svazky procházejí polarizátorem. Poté spojná čočka přes nepolarizační dělič svazků (50:50) fokusuje paprsky do zadní ohniskové roviny objektivu mikroskopu (tj. nacházející se z hlediska šíření světla před objektivem), který dále směřuje rovnoběžné svazky do komory kryostatu. V kryostatu je umístěn i samotný vzorek, průchod paprsků komorou kryostatu bude popsán později. Poté, co paprsky vystoupí po odrazu od vzorku z kryostatu, projdou přes dělič svazků do druhého nepolarizačního děliče

svazků (50:50), který je částečně odrazí do analyzátoru, jež je natočen téměř kolmo k polarizátoru, a následně jsou svazky zachyceny kamerou. Při správném nastavení lze na kameře vidět kontrast mezi magnetickými doménami na vzorku. Po dopadu lineárně polarizovaného světla na vzorek se totiž vlivem magnetooptických jevů změní polarizační stav odraženého světla od vzorku, který závisí na orientaci domén. Následným průchodem těchto paprsků analyzátozem lze tedy pozorovat kontrast magnetických domén.



Obr. 4: Průchod paprsků komorou kryostatu. Zelenou barvou je označeno světlo z LED diody procházející čočkou, která ho fokusuje do zadní ohniskové roviny objektivu, po průchodu objektivem světlo vychází ve formě rovnoběžných paprsků, jež osvětlují vzorek. Červeně jsou označeny laserové svazky, které jsou po průchodu objektivem fokusovány na konkrétní místo na vzorku.

Průchod paprsků komorou kryostatu je zobrazen na Obr. 4. Do okénka kryostatu je nasměřován svazek z mikroskopu. Jak již bylo zmíněno, světlo je fokusováno do zadní ohniskové roviny objektivu mikroskopu, prochází jím a vychází z něj ve formě rovnoběžných svazků (na Obr. 4 zeleně). Pomocí zrcátka jsou svazky odkloněny tak, aby byly kolmé směrem magnetického pole v kryostatu, které je zajišťováno elektromagnetem. V kryostatu je udržována teplota nižší, než Currieova teplota vzorku. Magnetické domény pod touto teplotou míří kolmo k povrchu vzorku. Přítomné magnetické pole míří proti směru těchto domén, avšak jeho velikost je zvolena tak, aby nepřeklopilo magnetické domény ve vzorku (tj. je menší než

koercitivní pole). Pokud bychom však povrch vzorku lokálně zahřáli například pomocí laserového svazku, teplota by lokálně vzrostla nad Currieovu teplotu a magnetické pole by v tomto místě překlopilo doménu. Za tímto účelem je v aparatuře umístěn laser (viz *Obr. 3*). Z něj prochází světlo prostorovým filtrem, který má za úkol zajistit, aby svazek byl co nejvíce gaussovský. Podrobně se v roce 2013 prostorovou filtrací zabýval autor této bakalářské práce v práci [4]. Poté světlo prochází půl vlnnou destičkou a polarizátorem, přičemž tato dvojice slouží k regulaci procházející intenzity. Svazek přes polarizační dělič svazků prochází do čtvrt-vlnné destičky, která mění lineární polarizaci na kruhovou. Poté svazek postupuje do objektivu mikroskopu, který ho fokusuje na konkrétní místo na vzorku. Do aparatury je zabudován ještě další laser. Svazek z něj prochází skrz půl-vlnnou destičku, která opět reguluje procházející intenzitu. Poté je svazek odražen od zrcátka s piezoelektrickým posuvem do polarizačního děliče svazků, kde se spojí se svazkem z prvního laseru a pokračuje podobným způsobem na vzorek. Svazek z druhého laseru je však pomocí přesného piezoelektrického posuvu zrcátka nepatrně vychýlen vůči svazku z prvního laseru.

Jak již bylo zmíněno, v době psaní této práce je k osvětlení vzorku použita zelená LED dioda. To má však své nevýhody. Při použití LED jako zdroje je intenzita světla prošlého ke kameře velmi malá, proto je nutné použít dlouhou expoziční dobu kamery, ale protože magnetické domény ve vzorku se mohou rychle pohybovat, výsledný snímek je pak rozmazaný. Z těchto důvodů se do budoucna počítá, že LED bude nahrazeno laserem, který je mnohem intenzivnějším zdrojem světla. Použití laserového zdroje však nese jistá úskalí. Kvůli vysokému stupni koherence laserového světla vznikají odrazem od vzorku speckly, které degradují výsledný snímek. Proto je snaha, abychom co nejvíce snížili stupeň koherence zdroje a potlačili šum speklů. Do budoucna je také plánováno použití pulzního laseru ozařující určité místo na vzorku, což umožní dosažení i časového rozlišení. V tomto případě bude jeden fokusovaný laserový puls vyvolávat na vzorku lokální změny magnetického uspořádání a druhý (časově synchronizovaný) laserový puls bude použit pro detekci tvaru domén (tj. bude použit jako zdroj zobrazovacích fotonů v Kerrovském mikroskopu místo LED). Změnou časového zpoždění mezi těmito dvěma pulsy by tak mělo být možné změřit velice rychle časový a prostorový vývoj tvaru magnetických domén ve vzorku.

3. Charakterizace zařízení LSR-3005-24D

V předchozí kapitole bylo vysvětleno, že využití laserového záření pro zobrazovací účely (např. v Kerrovském mikroskopu) je komplikováno přítomností speklů. V této kapitole se tedy budeme zabývat studiem toho, jakým způsobem a do jaké míry je možno vliv speklů na detekovaných obrázcích potlačit.

3.1. Charakterizace laserových speklů [5]

Aby bylo možné určit míru speklů v měřeném intenzitním profilu, zavádí se bezrozměrná veličina kontrast speklů S . Je definována jako směrodatná odchylka měřené intenzity I_i normovaná na její střední hodnotu $I_{stř}$

$$S = \frac{1}{I_{stř}} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (I_i - I_{stř})^2}, \quad (11)$$

kde N je počet naměřených bodů a $I_{stř}$ je dána

$$I_{stř} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i. \quad (12)$$

Hodnoty kontrastu speklů S leží mezi 1 a 0, přičemž 0 reprezentuje homogenní svazek bez speklů.

Je zřejmé, že vztah (11) je vhodný pro charakterizaci profilů s konstantním prostorovým rozložením intenzity. Při měření ale používáme laserových svazků, jejichž prostorové rozložení intenzity má gaussovský profil, což je nutno vzít v úvahu. Proto střední hodnotu $I_{stř}$ ve vzorci (11) nahradíme funkcí I_{gauss} , kterou získáme fitem intenzitního profilu gaussovskou funkcí přes parametry I_0, w, A, x_c podle předpisu

$$I_{gauss} = I_0 + \frac{A}{w \sqrt{\frac{\pi}{2}}} e^{-2 \frac{(x-x_c)^2}{w^2}}, \quad (13)$$

kde A má význam amplitudy intenzity, x_c určuje polohu středu svazku a w charakterizuje šířku svazku. Parametr I_0 zohledňuje parazitní světelné zdroje přítomné při měření. Vztah (11) lze tedy upravit do tvaru

$$S = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{I_i}{I_{gauss}} - 1 \right)^2}. \quad (14)$$

Veličina účinnost redukce speklů R charakterizuje schopnost optického prvku redukovat spekly. Je definována jako poměr kontrastu speklů S_{OFF} bez použití daného optického prvku a kontrastu speklů S_{ON} s použitím daného optického prvku podle vztahu

$$R[dB] = 10 \log_{10} \left(\frac{S_{OFF}}{S_{ON}} \right). \quad (15)$$

Například redukce kontrastu speklů z 0,5 na hodnotu 0,2 odpovídá účinnosti redukce speklů 4 dB.

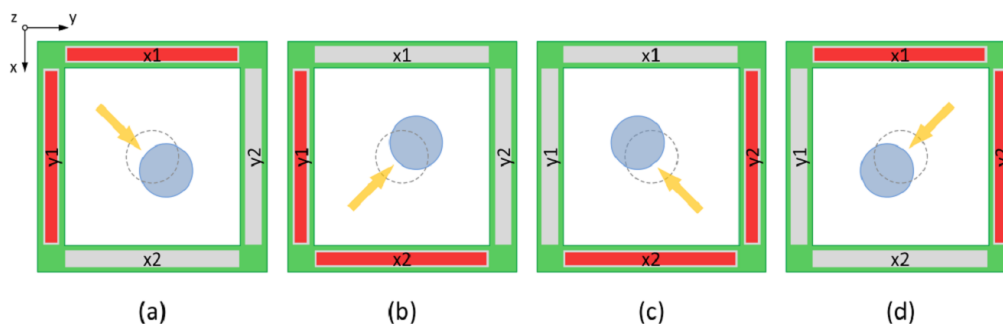
3.2. Redukce speklů

Existují rozličné způsoby, jak redukovat spekly. Například rotační difuzéry účinně ničí časovou a prostorovou koherenci laserových zdrojů. Mechanika nezbytná k funkčnosti těchto difuzérů je náchylná k poruchám kvůli neustálému tření, navíc limituje miniaturizaci. Podobně jsou využívána zrcadla oscilující vpřed a vzad v mikrometrových škálách. Nevýhoda tohoto přístupu je však nekompaktnost, závislost na polarizaci a obvykle menší účinnost. Zmíněné nevýhody se snaží řešit optický přístroj Laser Speckle Reducer (dále jen LSR) od firmy Optotune. LSR funguje podobně jako rotační difuzér, liší se však svou kompaktností a spolehlivostí.

3.3. Princip fungování LSR [5]

LSR se sestává z difuzéru, který je přidělán na elastickou membránu. Membrána je opatřena čtyřma nezávislými elektrodami. Ty jsou tvořeny elektroaktivními polymery, po aktivaci některé z elektrod se zvětší její povrch, což zapříčiní pohyb pevného difuzéru v rovině membrány. Čtyři elektrody jsou použity k obousměrnému pohybu po osách x i y . To je zobrazeno na *Obr. 5*. Ovládací signály všech elektrod mají stejné amplitudy i frekvence, ale jsou vzájemně posunuty o 90° . Tímto je

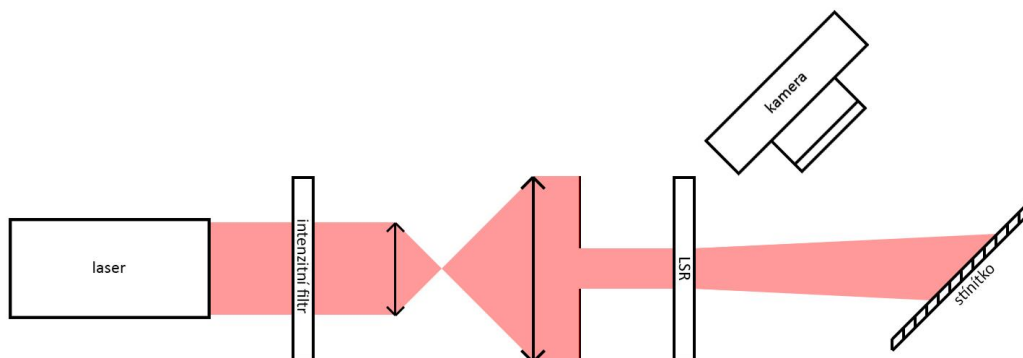
dosaženo kruhového pohybu difuzéru v rovině membrány. Frekvence tohoto kruhového pohybu je ideální, pokud se blíží mechanické rezonanční frekvenci systému, při této frekvenci je dosaženo nejvyšší redukce speklů.



Obr. 5: Ilustrace kruhového pohybu pevného difuzéru (modrý kroužek) pomocí čtyř elektrod. V rovnovážná poloha (na elektrody není přivedeno napětí) je vyznačena čárkovaným kroužkem. (a) Elektrody x_1 a y_2 jsou aktivovány a difuzér se pohybuje v kladném směru osy x a y . Na obrázcích (b), (c) a (d) jsou analogicky vyobrazeny další možné stavy. Po dosažení stavu (d) se cyklicky znovu opakuje stav (a). [5]

3.4. Uspořádání měřicí aparatury

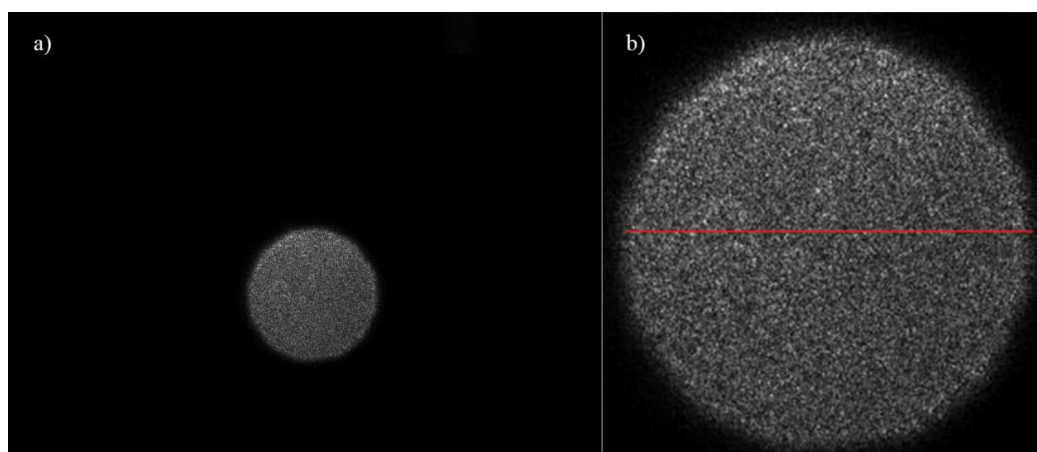
Uspořádání měřicí aparatury je zobrazeno na Obr. 6. Při měření byl použit zelený laser. Aby bylo možné regulovat intenzitu svazku, byl zařazen intenzitní filtr. Svazek byl poté dvojicí spojných čoček rozšířen. Dále byla zařazena irisová clonka, která sloužila k nastavení požadovaného průměru svazku, který následně dopadal na otvor LSR. Průměr otvoru LSR činil 5 mm. Poté, co svazek prošel přes LSR, dopadl na stínítko. Odražené svazky od stínítka byly sbírány kamerou. Převážnou část měření byl použit papírový povrch stínítka, ale pro ověření vlivu povrchu použitého stínítka na redukci speklů byl použit navíc povrch DVD disku a také laboratorní vzorek.



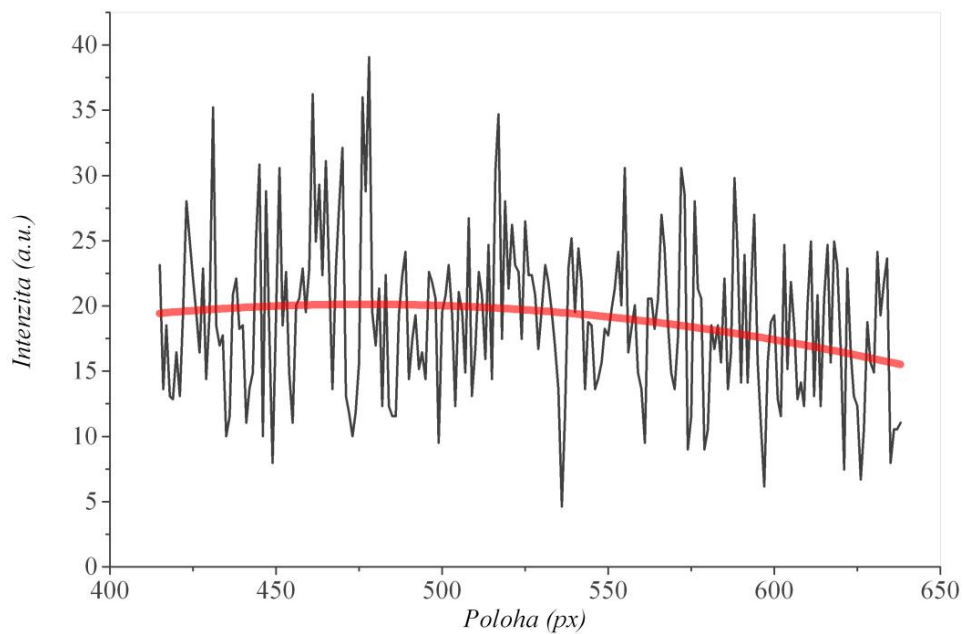
Obr. 6: Uspořádání měřicí aparatury.

3.5. Zpracování dat

Snímky z kamery byly do počítače ukládány ve formátu BMP. Na ukázkou (*Obr. 7 a*) uvedme snímek, který byl pořízen na papírovém stínítku, bez LSR a s integrační dobou kamery 100 ms. Aby bylo možné s takovými daty dále pracovat, bylo nutné snímky pomocí programu Origin převést do matice čísel, reprezentujících stupně šedi. Abychom mohli zkoumat intenzitní profil, bylo nutné vybrat vhodný řez snímek. Z tohoto řezu byl proveden fit gaussovskou funkcí (13). Stínítko však nebylo ve většině případů zcela osvětleno, proto neosvícená místa nebyla do fit zahrnuta. Takto vzniklá fitovaná oblast je na (*Obr. 7 b*) označena červenou čarou. Pro danou sadu měření byla tato oblast volena stejně. Na *Obr. 8* je vykreslen řez výše zmíněným snímek, kde je červenou čarou vyznačen získaný gaussovský fit. Po získání parametrů fitované funkce (13) bylo možné podle vzorce (14) vypočítat kontrast speklů S .



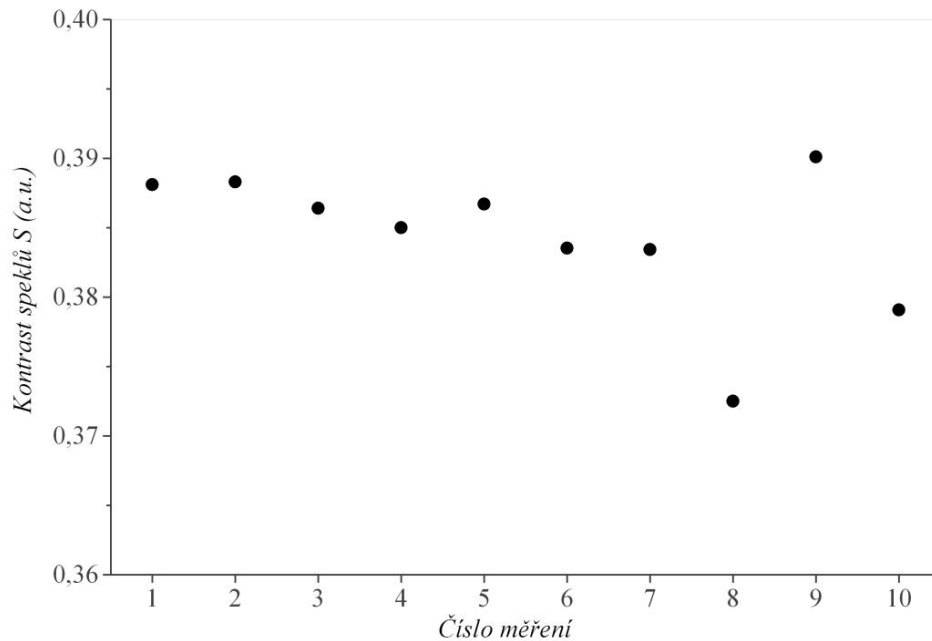
Obr. 7: Snímek, který byl pořízen na papírovém stínítku, bez LSR a s integrační dobou kamery 100 ms. a) Snímek vyfocený kamerou. b) Zvětšený pohled na osvícenou část stínítka, červenou čarou je vyznačen řez, který byl použit k fitování.



Obr. 8: Černou čarou jsou zobrazena naměřená data kamerou, červenou čarou je vykreslen získaný gaussovský fit.

3.6. Závislost na čase a posunu stínítka

Nejdříve bylo testováno, zda se kontrast speklů za neměnných vnějších podmínek nemění s časem. Za tímto účelem bylo provedeno 10 snímků bez přítomnosti LSR s papírovým stínítkem. V *Obr. 9* jsou uvedeny hodnoty kontrastu speklů pro jednotlivé měření.

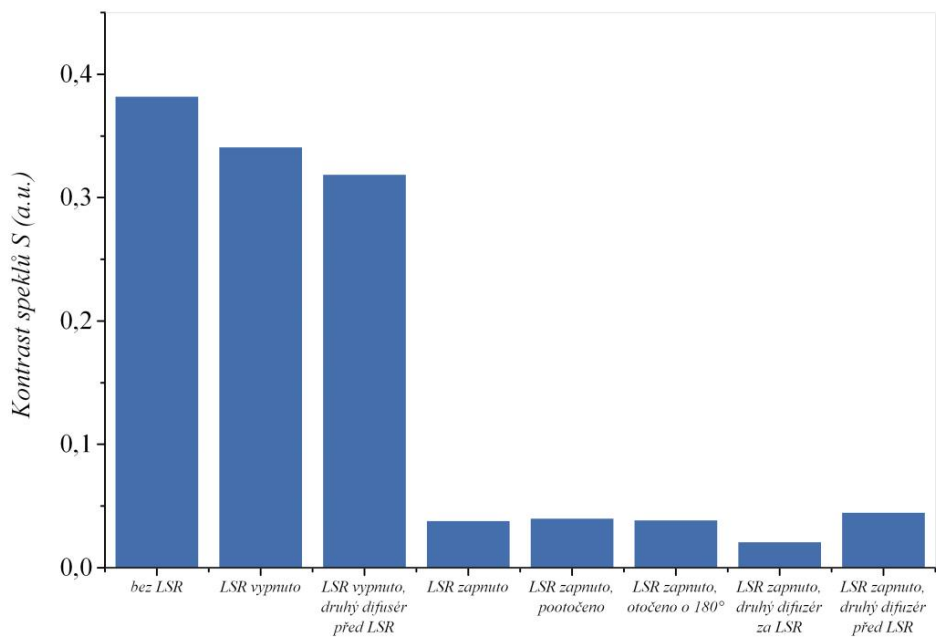


Obr. 9: Závislost kontrastu speklů na čase.

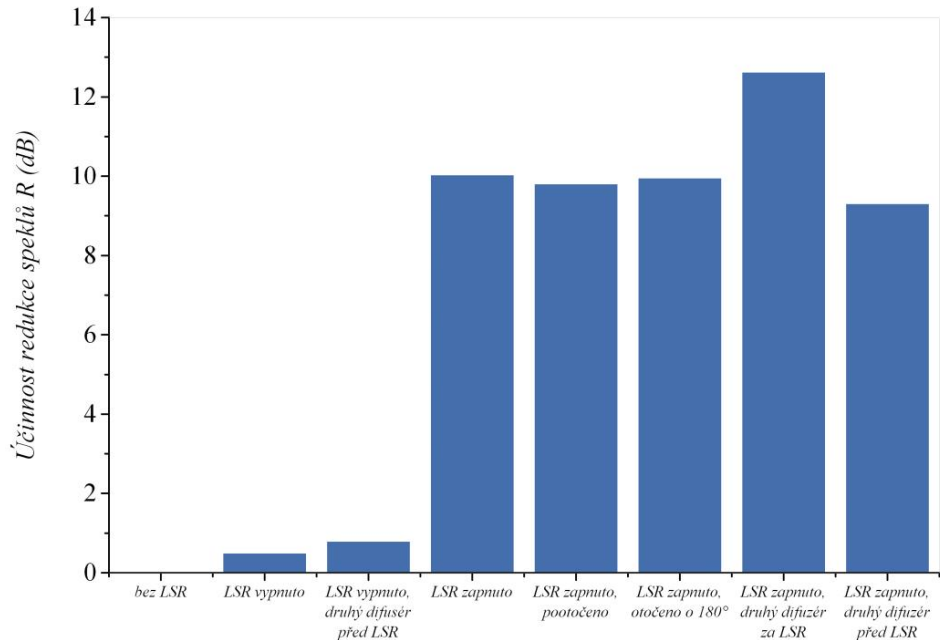
Podle *Obr. 9* se dá usuzovat, že kontrast speklů na čase nezáleží. Z těchto získaných hodnot kontrastu speklů byl vypočten průměr $S_{bez\ LSR} = 0,384$, který bude dále používán jako referenční hodnota. Testována byla také závislost kontrastu speklů na posunu stínítka. Vzhledem k podobnosti s časovou závislostí výše je graf vynechán a omezíme se na prosté konstatování, že kontrast speklů na posunu stínítka nezávisí.

3.7. Různé konfigurace LSR

Pro otestování různých konfigurací LSR byl zvolen papírový povrch stínítka. Integrační doba kamery činila 100 ms a vstupní apertura LSR byla plně osvětlena. Výsledky ve formě kontrastu speklů jsou uvedeny v *Obr. 10* a účinnost redukce speklů pro různé konfigurace je uvedena v *Obr. 11*.



Obr. 10: Kontrast speklů pro různé konfigurace LSR.



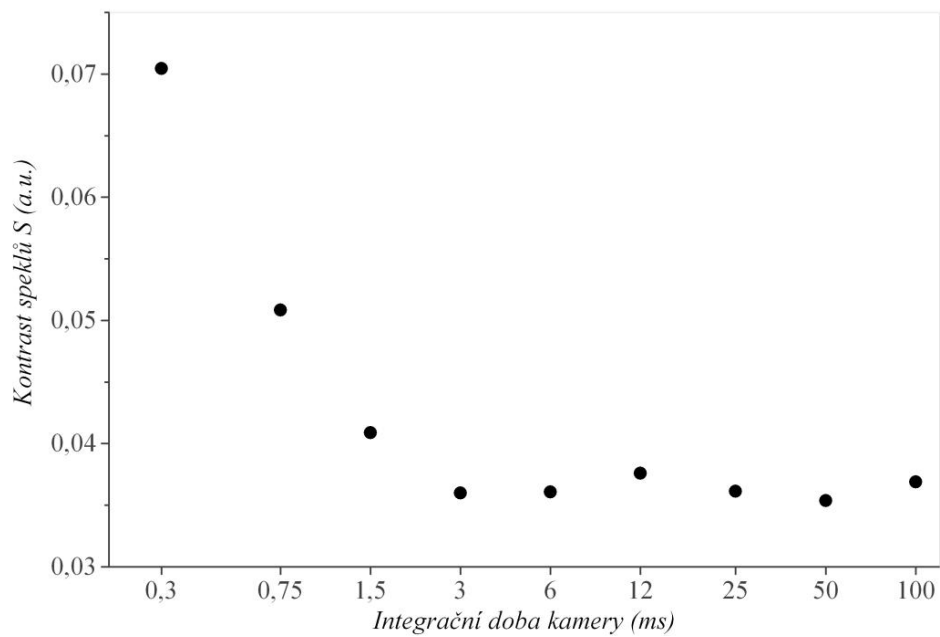
Obr 11: Účinnost redukce speklů pro různé konfigurace LSR.

Pokud je LSR vypnuto, chová se jako statický difuzér a účinnost redukce speklů je nízká. Situace se mnoho nezlepší, ani když před vypnuté LSR zařadíme další statický

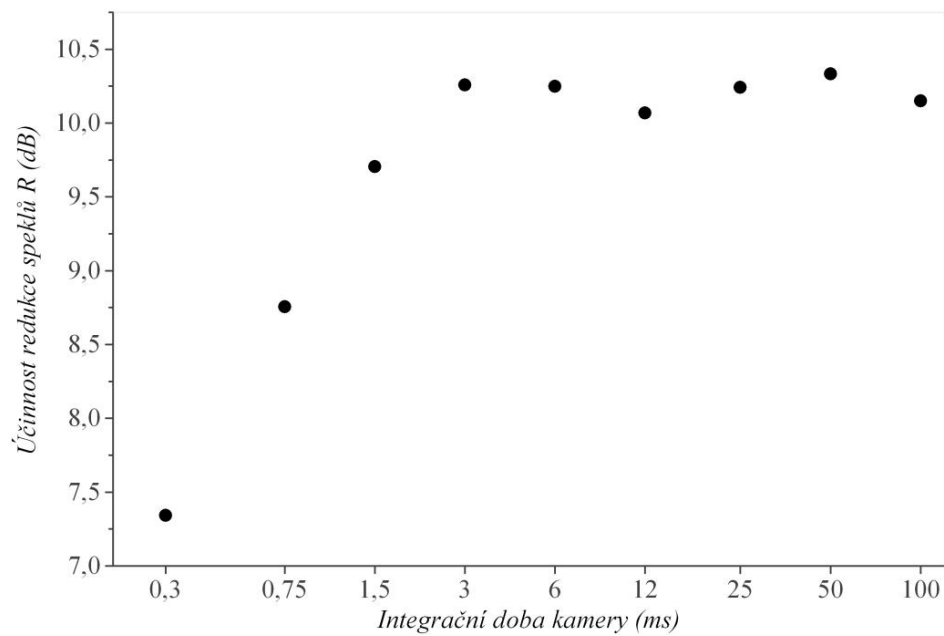
difuzér. Dramatické zlepšení však nastane při zapnutí LSR, kdy se účinnost redukce speklů pohybuje na úrovni 10 dB. Schopnost LSR redukovat spekly není citlivá na pootočení nebo dokonce na otočení LSR o 180°. Nejlepší redukce speklů bylo dosaženo, pokud byl za zapnuté LSR zařazen další difuzér, pokud však byl umístěn před LSR, redukce speklů se překvapivě trochu snížila oproti konfiguraci se zapnutým LSR.

3.8. Integrační doba kamery

V kapitole 3.3 byl vysvětlen princip, jakým LSR funguje po mechanické stránce. Pokud je LSR vložen do dráhy svazku, při vypnutém stavu se chová jako statický difuzér a částečně dokáže zredukovat obrazec speklů. Pokud však LSR zapneme, difuzér začne konat kruhový pohyb, což vyvolá změnu obrazce speklů. Jednotlivé obrazce se přes sebe začnou překrývat a spekly se zprůměrují. Pokud však difuzér v LSR vykoná více než jednu otočku, překrývající se obrazce speklů se začnou opakovat a už dále nepřispívají k průměrování speklů, z čehož plyne, že pro redukování speklů je nejdůležitější první perioda difuzéru v LSR. To je dobře demonstrováno na *Obr. 12 a 13*. Lze zde vidět, že přibližně od 3 ms integrační doby kamery se kontrast speklů příliš nemění, avšak při kratších integračních dobách se začíná kontrast speklů zvyšovat. Pokud tedy budeme předpokládat, že jedno otočení difuzéru v LSR trvá přibližně 3 ms, obdržíme frekvenci otáčení difuzéru přibližně 333 Hz. To je ve velmi dobré shodě se [5], kde je uvedeno, že použité LSR 3005D má frekvenci otáčení 300 Hz. Měření probíhalo se zapnutým LSR a plně ozářenou aperturou.



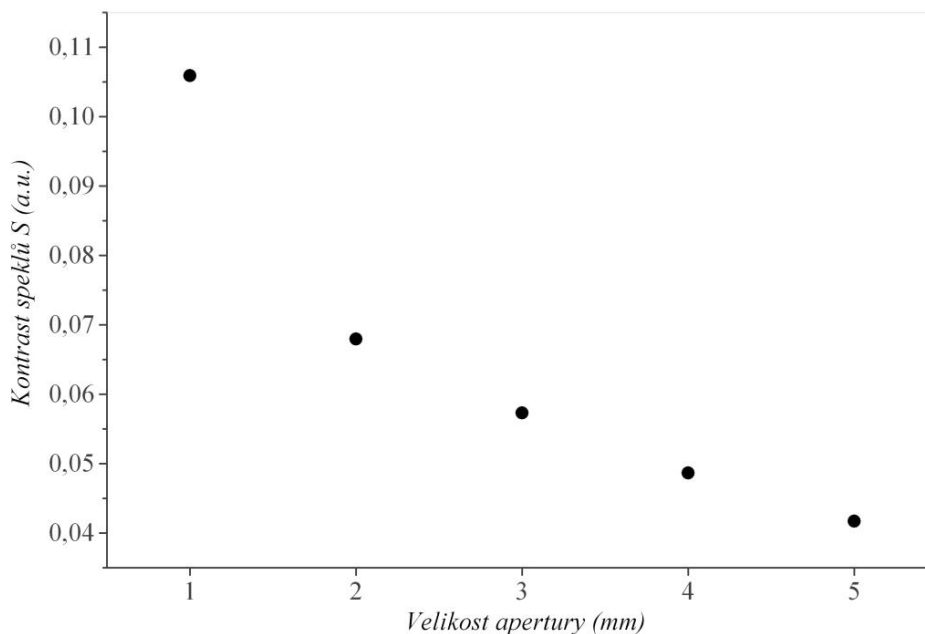
Obr. 12: Závislost kontrastu speklů na integrační době kamery.



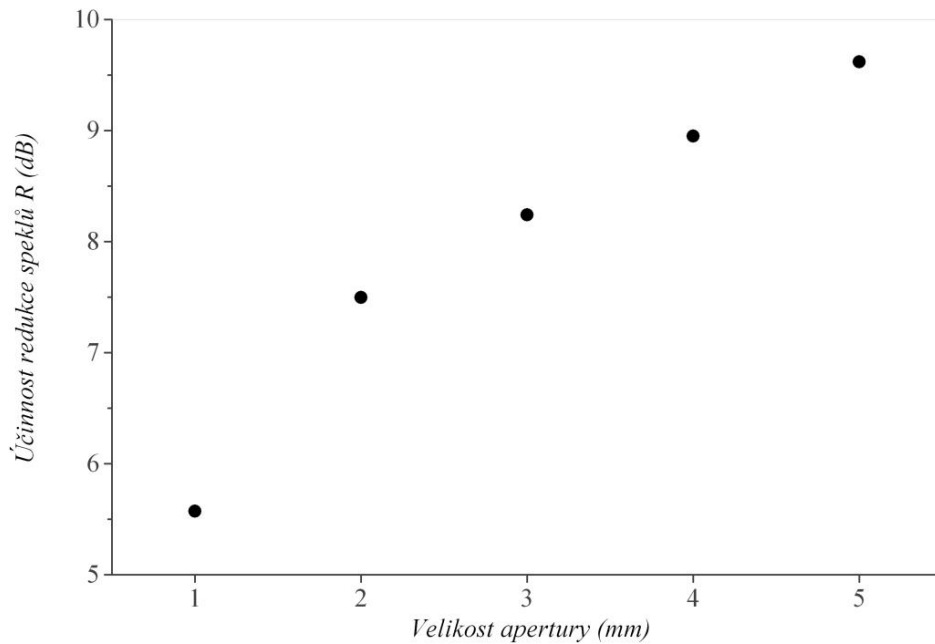
Obr. 13: Závislost účinnosti redukce speklů na integrační době kamery.

3.9. Velikost vstupní apertury LSR

Dále byl měřen vliv velikosti vstupní apertury na redukci speklů. Podle [5] totiž účinnost redukce speklů úměrná počtu nekorelovaných obrazců speklů, které překryjeme přes sebe během integrační doby kamery. K lepší účinnosti tedy může pomoci rychlejší otáčení difuzéru, čímž zvýšíme počet překryvů nekorelovaných obrazců speklů během integrační doby kamery. Lepší účinnosti lze ale také dosáhnout, pokud zvýšíme samotný počet obrazců speklů, které vyprodukuje difuzér LSR. Počet těchto obrazců je závislý na velikosti a počtu struktur (zrnek), z kterých je difuzér složen. Čím menší jsou tyto struktury, tím více obrazců speklů vzniká a redukce je účinnější, avšak za cenu větší rozbíhavosti svazku vycházejícího z LSR. V našem případě má použité LSR divergenční úhel 24° . Pokud budeme zmenšovat vstupní aperturu LSR, bude ozařováno méně struktur v difuzéru a vznikne menší počet obrazců speklů. S menší vstupní aperturou by se tedy účinnost redukce speklů měla snížit. To lze vidět na *Obr. 14* a *15*. Měření probíhalo na papírovém stínítku se zapnutým LSR a při integrační době 100 ms. Velikost vstupní apertury LSR byla nastavována pomocí předřazené irisové clonky.



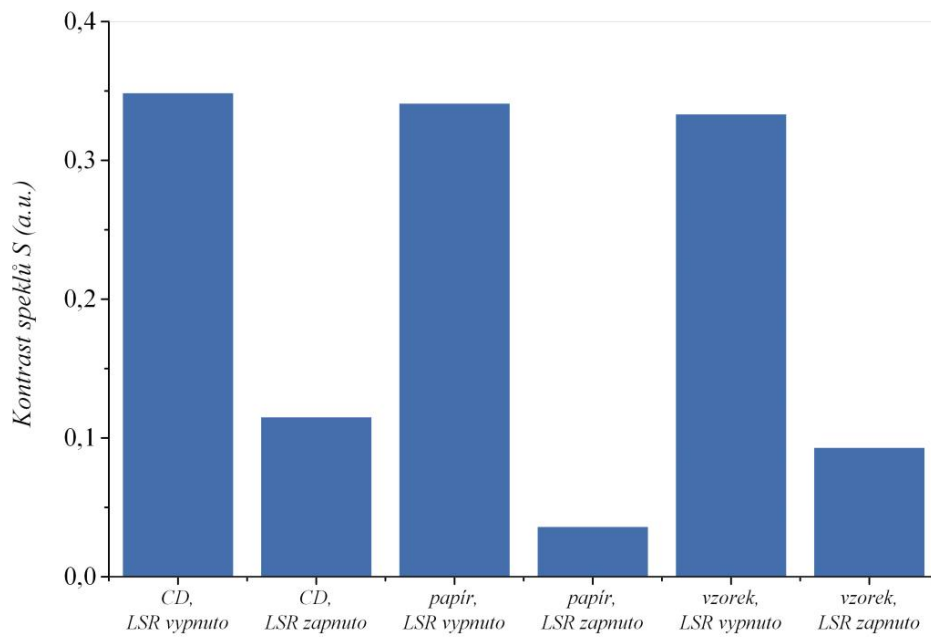
Obr. 14: Kontrast speklů v závislosti na velikosti apertury.



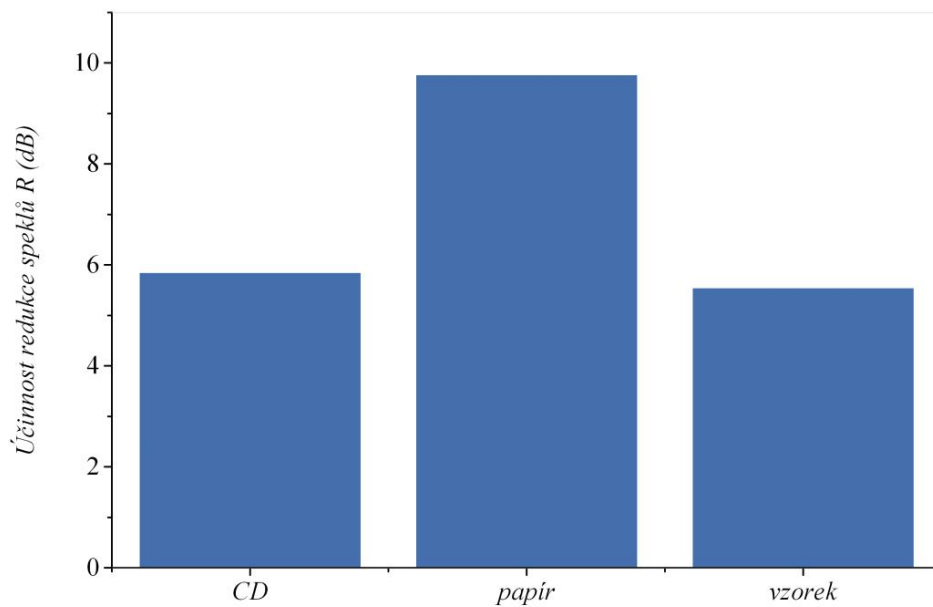
Obr. 15: Kontrast speklů v závislosti na velikosti apertury.

3.10. Srovnání různých povrchů stínítka

Nakonec bylo otestováno, zda se účinnost redukce speklů liší při použití různých povrchů stínítek. Každý povrch byl testován nejdříve s vypnutým a následně se zapnutým LSR. Snímky však nebyly pořízeny se stejnými integračními dobami kamery, což by však nemělo vadit, neboť jsme v kapitole 3.8 ověřili, že pro integrační doby od 3 ms se kontrast speklů nemění. Všechna měření proběhla s plným ozářením apertury LSR. Snímky, kde bylo jako stínítka použito CD, byly pořízeny s integrační dobou 3 ms. Snímek s papírovým povrchem stínítka byl s vypnutým LSR pořízen s integrační dobou 100 ms, se zapnutým LSR byl snímek pořízen s integrační dobou 3 ms. A nakonec snímky, kde byl použit laboratorní vzorek jako stínítka, byly pořízeny s integrační dobou 75 ms pro vypnuté i zapnuté LSR. Výsledky jsou uvedeny v *Obr. 16* a *17*.



Obr. 16: Kontrast speklů pro tři různé povrchy s vypnutým a zapnutým LSR.



Obr. 17: Účinnost redukce speklů pro tři různé povrchy.

Při vypnutém LSR byl kontrast speklů pro všechny povrchy na stejné úrovni. Z Obr. 16 a 17 vyplývá, že nejúčinnější redukce speklů proběhla s papírovým povrchem

stínítka. Naopak při použití hladkých a lesklých povrchů (CD a vzorek) nedokázalo LSR redukovat spekly tak účinně. Účinnost redukce speklů však byla pro CD a vzorek téměř stejná. LSR tedy dokáže účinněji redukovat spekly pro drsnější povrchy stínítka, ale je nutno zdůraznit, že redukce speklů je výrazná i pro hladké a lesklé povrchy.

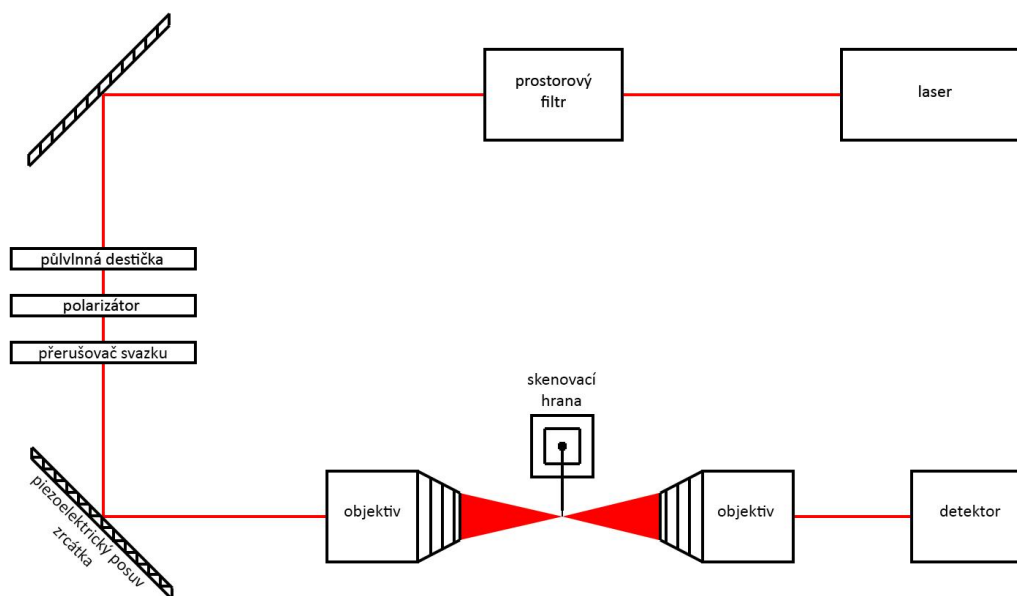
4. Charakterizace držáku zrcátka s piezoelektrickým posuvem CONEX-AG-M100D

V kapitole 2 byla vysvětlena metoda, jejímž cílem je dosažení vysokého prostorového rozlišení. Součástí aparatury, sloužící ke splnění tohoto cíle, je mimo jiné piezoelektrický posuv zrcátka, které slouží k přesnému polohování fokusovaného svazku na povrch studovaného vzorku. V Laboratoři optospintroniky je k tomuto použit piezoelektrický posuv CONEX-AG-M100D od firmy Newport. Největší předností tohoto počítačem řízeného posuvu, jež naklápí zrcátko, je dvouosý polohový senzor, který je schopný určit přesnou absolutní pozici zrcátka [6]. Pozici je také možno uložit do paměti, z níž je možno polohu zpětně přesně reprodukovat [6].

Jedním z cílů této práce je piezoelektrický posuv zrcátka otestovat a kalibrovat jeho počítačem řízené naklápění s pohybem laserového svazku na vzorku (po soustředění mikroskopickým objektivem). To bude náplní této kapitoly.

4.1. Měřicí aparatura:

Měřicí aparatura použitá k charakterizaci piezoelektrického posuvu zrcátka je naznačena na *Obr. 18*. V tomto testovacím experimentálním uspořádání byly použity stejné vzdálenosti mezi jednotlivými optickými prvky jako v reálném experimentálním uspořádání pro Kerrovský mikroskop (viz *Obr.3*) tak, aby bylo možno co nejvíce napodobit skutečný pohyb svazku po studovaném vzorku.



Obr. 18: Schéma měřící aparatury.

Světlo z laserového zdroje prochází prostorovým filtrem, který má za úkol profil svazku opravit tak, aby byl co nejvíce gaussovský. Prostorový filtr se skládá ze dvou čoček, přičemž obrazová ohnisková rovina první čočky je umístěna v předmětové ohniskové rovině druhé čočky. V místě tohoto překryvu ohnisek je umístěn prostorový filtr – kruhová clonka. Podrobnější informace o prostorové filtraci lze dohledat v [4]. Svazek dále prochází soustavou půlvlnné destičky a polarizátoru, které fungují jako intenzitní filtr. Za tímto intenzitním filtrem je umístěn přerušovač svazku, který intenzitně moduluje svazek s vysokou frekvencí. Přerušovač je propojen s fázově citlivým zesilovačem (tzv. lock-in zesilovač) snímajícím frekvenci otáčení přerušovače. Na základě rozdílu mezi stavem, kdy svazek přerušovačem prochází a kdy neprochází, lze odečíst nežádoucí světelné pozadí. Svazek dále dopadá na zrcátko s piezoelektrickým posuvem a odráží se do objektivu pod úhlem, závislým na natočení zrcátka. Konkrétně byl použit objektiv značky Olympus se zvětšením 20x (model LMPLFLN20x). Objektiv svazek fokusuje svazek do místa, kde se v Obr. 3 nachází vzorek. V našem případě je v tomto místě – v pasu svazku – umístěna skenovací hrana s mikrometrickým posuvem ovládaným pomocí počítače. Poté je svazek pomocí druhého objektivu značky Mitutoyo se zvětšením 10x (model M Plan Apo NIR) sbírán a prošlá intenzita je zaznamenána pomocí detektoru.

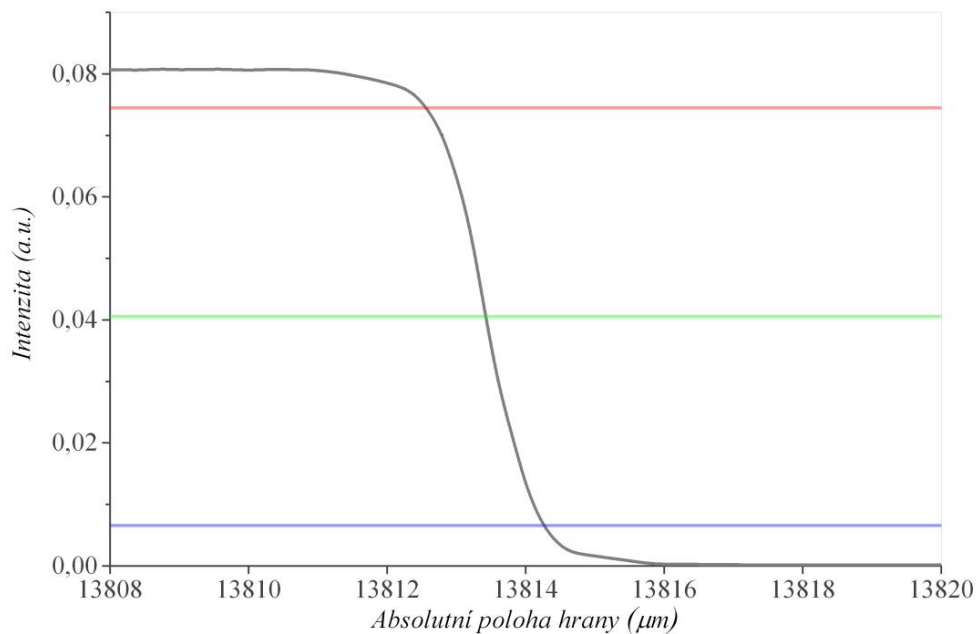
Piezoelektrický posuv zrcátka je možno ovládat prostřednictvím počítačového rozhraní, přičemž poloha zrcátka je nastavována v bezrozměrných jednotkách od -1 do +1 s minimálním krokem 0,001 v obou směrech. Pro účely měření byla zvolena výchozí pozice: -0,008 v horizontálním směru, +0,133 ve vertikálním směru. Převážná část měření probíhala naklápěním zrcátka v horizontálním směru. Pro naklápění v tomto směru byly určeny krajní polohy, tedy polohy, kdy se vychýlený svazek už výrazně řezal o objímku prvního objektivu. Rozsah měření v horizontálním směru tedy byl mezi hodnotami -0,108 a +0,092.

4.2. Zpracování výsledků

Příklad naměřené závislosti je na *Obr. 19* zobrazen šedou barvou. Pro každou závislost byla nejdříve určena hodnota maximální intenzity I_{max} a následně vynesena přímkou $0,9214 I_{max}$ (červená) a $0,0786 I_{max}$ (modrá). Z průsečíků těchto přímek s naměřenou závislostí lze podle (9), resp. (10) určit pološířku W . Ta by v ideálním případě měla být pro obě přímky stejná, což ale při reálném měření ne vždy platilo (naměřená závislost nebyla vždy zcela symetrická vůči středu svazku). Proto je jako výsledná pološířka W uvažován průměr hodnot pološířek získaných z obou výše zmíněných přímek.

Pro každou závislost byla vynesena navíc přímkou $0,5 I_{max}$ (zelená), jejíž průsečík s měřenou závislostí udává polohu středu svazku.

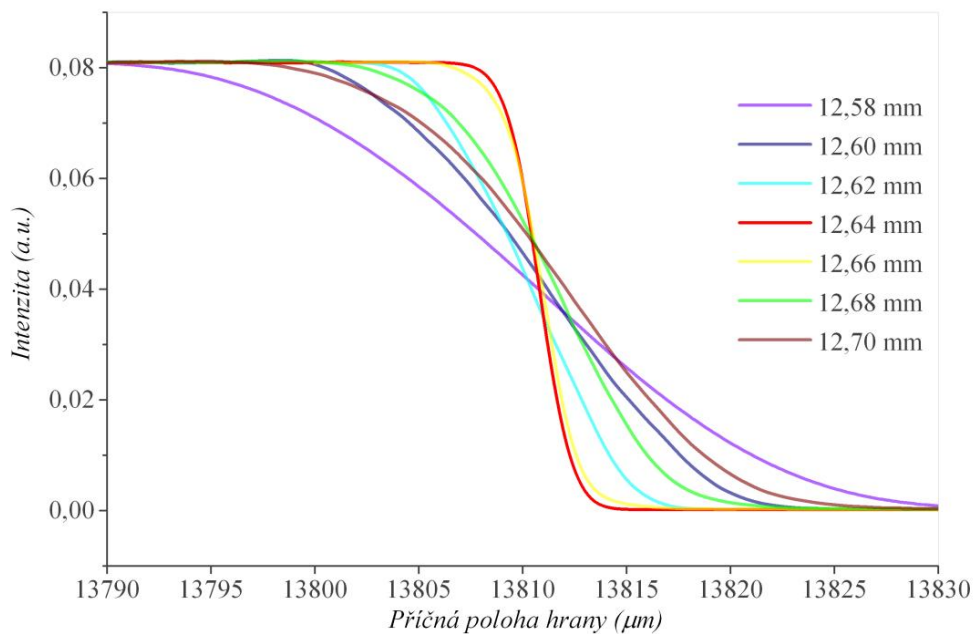
V dalším bude ve většině případů uváděna relativní poloha svazků vůči absolutní poloze středu svazku odrážejícího se od zrcátka s piezoelektrickým posuvem ve výchozí pozici.



Obr. 19: Příklad naměřené závislosti (šedě). Červená, resp. modrá přímka udává hladinu intenzity $0,9214 I_{max}$, resp. $0,0786 I_{max}$, zelená přímka udává hladinu intenzity $0,5 I_{max}$.

4.3. Hledání pasu svazku

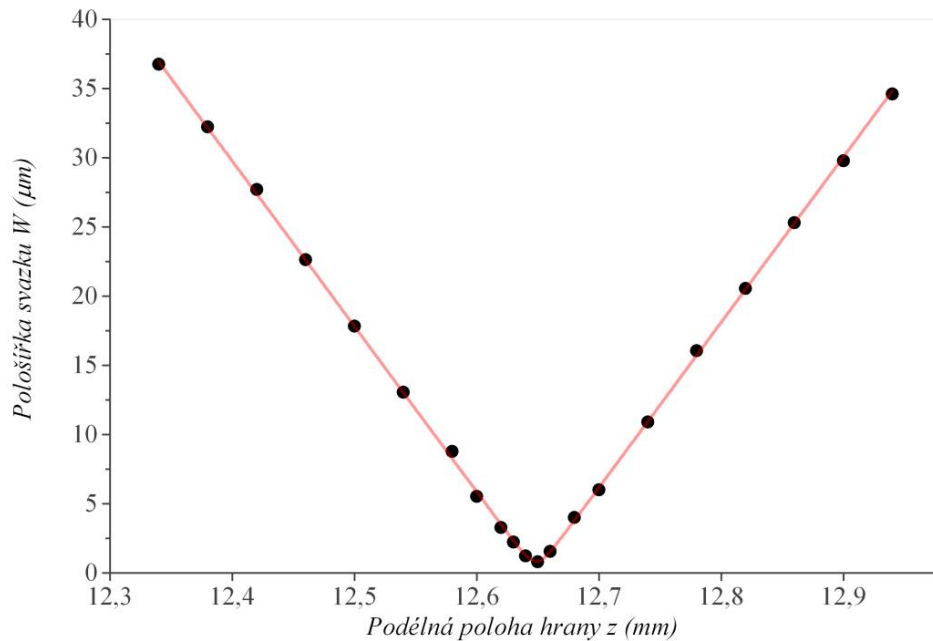
Nejdříve bylo nutné najít pas svazku. Mikrometrický posun hrany umožňoval kromě počítačem řízeného pohybu příčného vůči ose svazku také pohyb ve směru osy svazku (podél osy z), který bylo možno ovládat manuálně pomocí šroubu. Na Obr. 20 jsou zobrazeny měřené závislosti pro 7 různých podélných poloh hrany. Při měření byl piezoelektrický posuv zrcátka nastaven na výchozí pozici.



Obr. 20: Naměřené závislosti pro 7 různých podélných poloh hrany (tj. podél osy z).

Na *Obr. 20* lze vidět, že červená závislost má nejstrmější průběh a tudíž svazek má pro tuto polohu nejúžší průměr. Tato podélná poloha posuvu hrany (12,64 mm) je tedy nejbližší skutečnému pasu svazku a bude použita pro další měření.

Přesněji lze polohu a šířku pasu určit, pokud si vyneseme závislost šířky svazku $W(z)$ na podélné poloze hrany z a tuto závislost fitujeme pomocí vzorce (6). To je provedeno v *Obr. 21*.

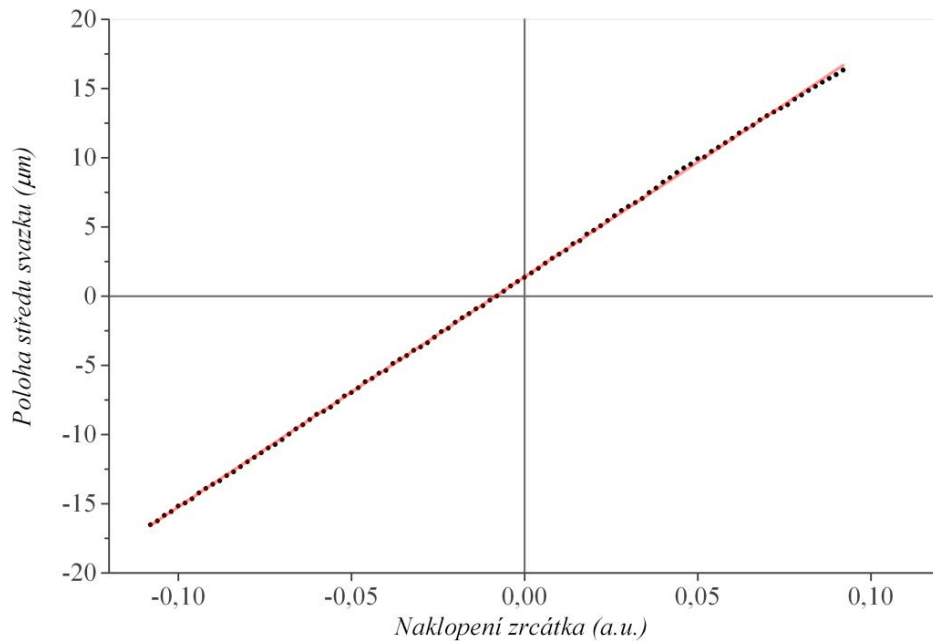


Obr. 21: Závislost šířky svazku $W(z)$ na podélné poloze hrany z (body). Červená čára představuje fit funkcí (6).

Pomocí metody nejmenších čtverců je možno získat pološířku pasu $W_0 = 0,56 \mu\text{m}$ a parametr $z_0 = 4,71 \mu\text{m}$, přičemž pas svazku se nacházel v místě $z = 12,649 \text{ mm}$.

4.4. Kalibrace piezoelektrického posuvu zrcátka

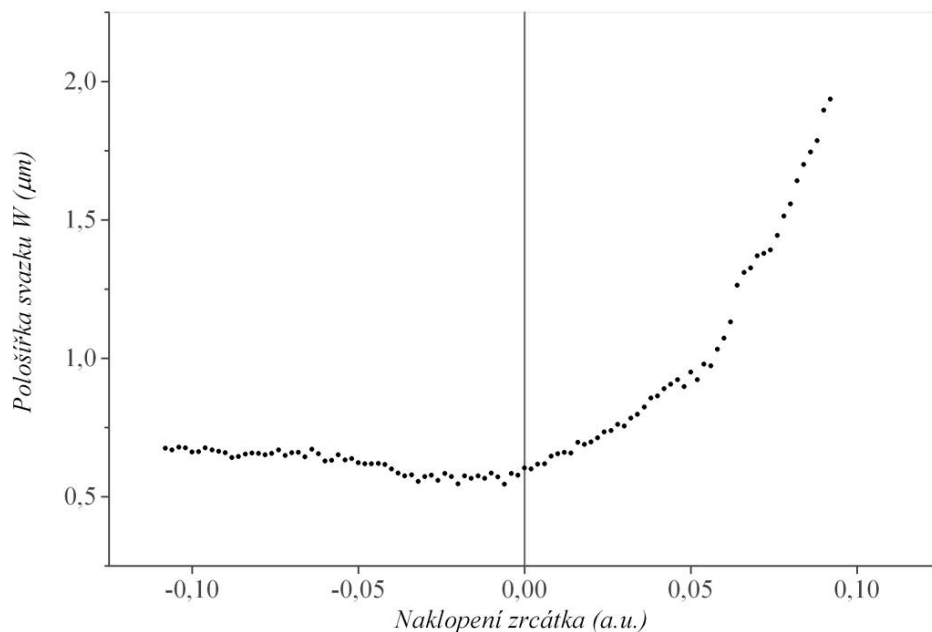
K tomu, aby bylo možno pomocí naklápění zrcátka nasměrovat laserový paprsek na přesně definované místo na vzorku v Obr. 3, je potřeba kalibrovat piezoelektrický posuv, tzn. ustanovit vztah mezi naklopením zrcátka a polohou svazku na vzorku. Za tímto účelem bylo změřeno 100 závislostí naklopení zrcátka v horizontálním směru v plném rozsahu, tedy od $-0,108$ do $+0,092$. Tyto závislosti byly následně zpracovány a byla získána kalibrační závislost polohy svazku na horizontálním naklopení zrcátka, která je zobrazena na Obr. 22.



Obr. 22: Závislost polohy svazku na horizontálním naklonění zrcátka (body); červená čára představuje lineární závislost.

Kalibrační závislost na *Obr. 22* má lineární charakter se směrnicí $166,22 \mu\text{m}$, což znamená, že pokud pomocí piezoelektrického posuvu změníme naklonění zrcátka o $0,001$, střed svazku na vzorku se posune přibližně o 166 nm .

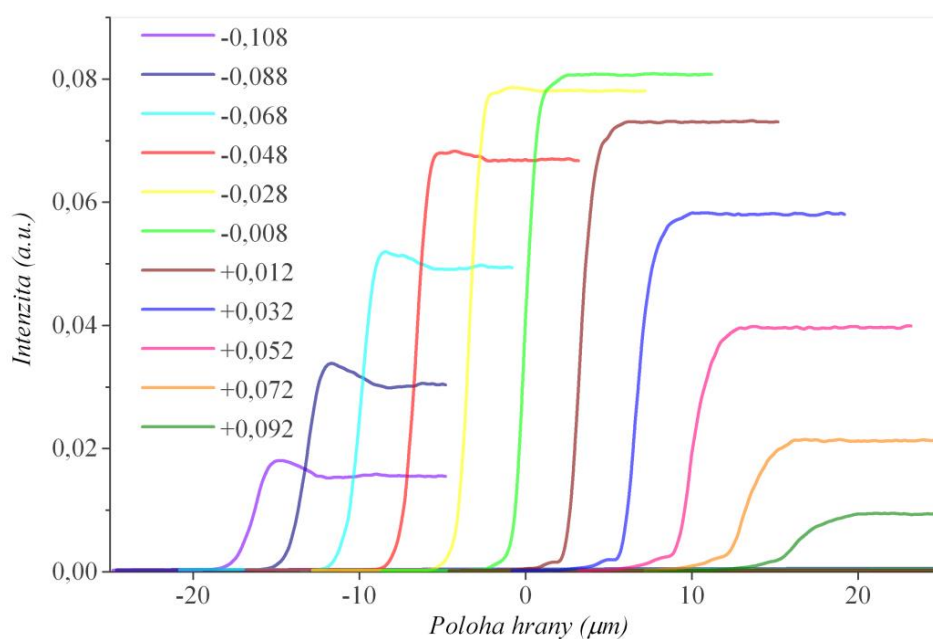
Pro dosažení vysokého prostorového rozlišení není důležitá pouze znalost polohy, kam na vzorek dopadne střed svazku, ale také jak zde bude široký. Proto byly z výše zmíněných 100 naměřených závislostí určeny také pološířky svazků W a jejich závislost na naklonění zrcátka je vynesena v *Obr. 23*.



Obr. 23: Závislost pološířky svazku W na naklonění zrcátka (body).

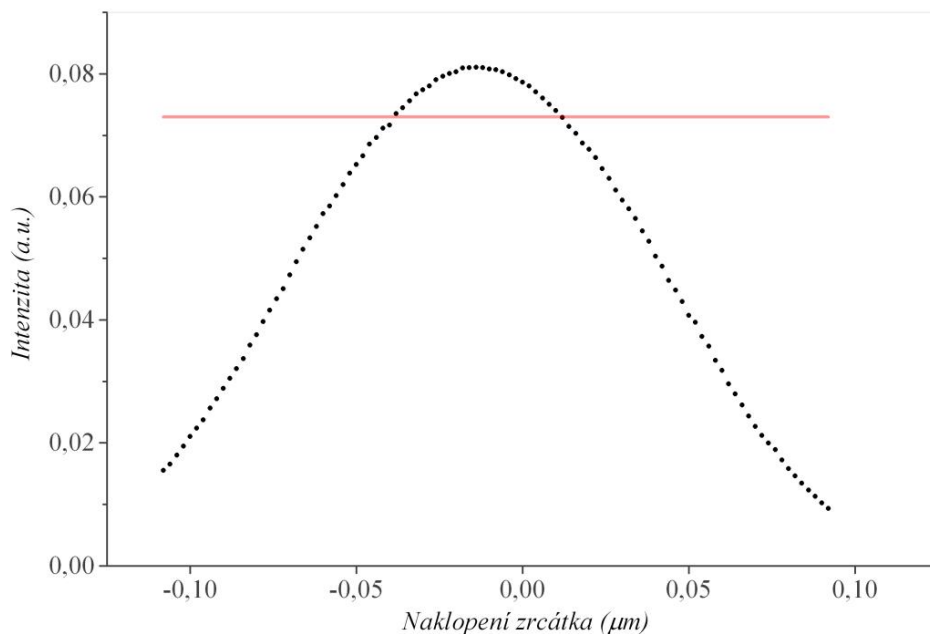
Za předpokladu, že svazek odražený od zrcátka ve výchozí poloze piezoelektrického posuvu má na vzorku kruhový profil, by se dalo očekávat, že pokud budeme svazek vychylovat v horizontálním směru, jeho průmět na rovinu vzorku bude mít eliptický profil s horizontální hlavní osou, kvůli čemuž by se měl průměr svazku v horizontálním směru zvětšit při vychýlení zrcátka z výchozí pozice. Jestliže však uvážíme, že svazek posouváme o řádově mikrometry v horizontálním směru, ale přitom skenovací žiletka (resp. povrch vzorku) je od prvního objektivu (viz Obr. 18) vzdálena v řádech centimetrů, výše zmíněný efekt by měl být zanedbatelný, neboť vzniklá elipsa by se lišila od kružnice jen velmi málo. Větší vliv na šířku svazku na vzorku by mohla mít skutečnost, že čím více naklápíme svazek, tím více se řeže část jeho gaussovského profilu o aperturu prvního objektivu a takto deformovaný svazek se po průchodu objektivem nemusí transformovat znovu na gaussovský, což může mít vliv na jeho šířku na vzorku. Lze však očekávat, že by tento jev měl být symetrický pro naklonění na jednu, resp. druhou stranu, protože při naklápění na jednu, resp. druhou stranu řežeme zrcadlově stejné části svazku. Tuto symetrii však na Obr. 23 nepozorujeme, zdá se spíše jako by navíc při naklonění zrcátka na jednu stranu nějaký jev svazek rozšiřoval a naopak při naklonění zrcátka na druhou stranu tento jev svazek zužoval. Nejpravděpodobnějším vysvětlením této nesymetrie je

zkreslení měření díky difrakci na hraně skenovací žiletky. Některé měřené závislosti byly totiž deformovány v oblastech, kde buď začínala klesat intenzita, což koresponduje s tím, že žiletka právě začínala řezat svazek, nebo v oblastech, kde intenzita už téměř klesla na nulu, což koresponduje s tím, že žiletka zakryla už téměř celý svazek. Tyto deformace jsou naznačeny na *Obr. 24*. Deformace se zvětšovaly s nakloněním zrcátka.



Obr. 24: Deformace naměřených závislostí se zvětšujícím se nakloněním.

Z *Obr. 24* je dále patrné, že při větším naklonění zrcátka dochází ke snížení intenzity laserového svazku vlivem výše zmíněného částečného zablokování na apertuře objektivu. To je jasně patrné na *Obr. 25*.



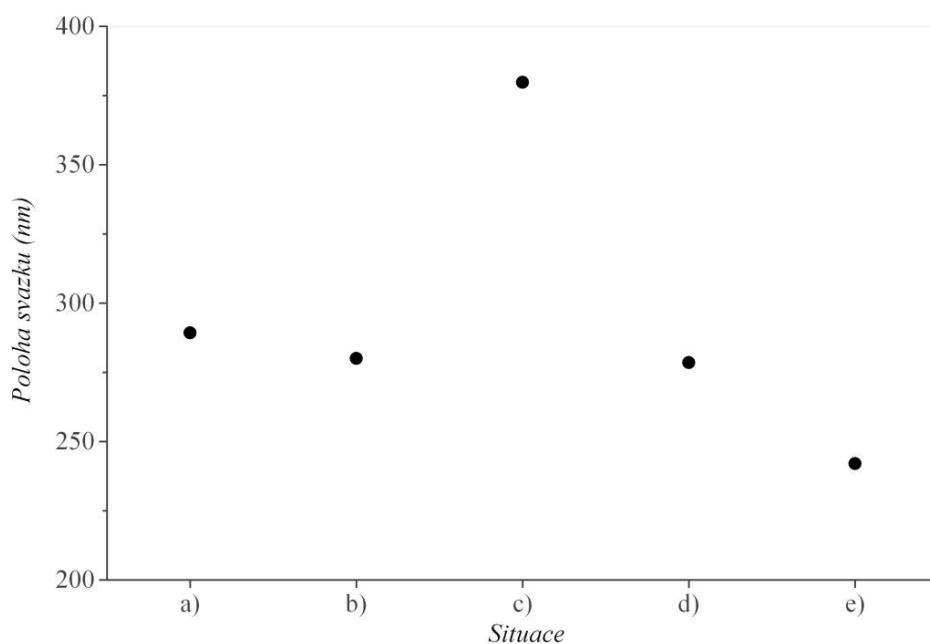
Obr. 25: Celková intenzita svazku v závislosti na naklonění zrcátka (body). Červená čára zobrazuje 90 % hladinu maximální intenzity.

V reálném experimentálním uspořádání pro Kerrovský mikroskop (viz. *Obr. 3*) je však nutné, aby se intenzita při ozařování vzorku výrazně neměnila s nakloněním svazku. Pokud budeme požadovat, že intenzita může klesnout nejvýše na 90 % své maximální hodnoty (v *Obr. 25* červeně), zjistíme, že zrcátko můžeme naklápět v rozmezí od -0,038 do 0,012, což s využitím *Obr. 22* odpovídá pohybu svazku na vzorku v rámci pouhých 8 μm . To však může být pro reálné použití málo. Proto bylo dodatečně provedeno další měření, kde byl místo objektivu Olympus (se zvětšením 20x) použit jiný fokusační objektiv Mitutoyo (se zvětšením 10x) - viz *Obr. 18*. Pomocí tohoto objektivu je sice možné pohybovat svazkem po vzorku ve větším rozsahu, avšak za cenu širší stopy svazku. Výsledkům tohoto dodatečného měření je věnována kapitola 4.9.

4.5. Reprodukovatelnost výchozí pozice

Pro experiment na *Obr. 3* je nutné vědět, jak přesně je možné danou konkrétní polohu zrcátka reprodukovat. Jde nutné tedy zjistit to, zda se poloha svazku na vzorku bude lišit, pokud zrcátko z určité polohy vychýlíme a následně se vrátíme do

původní pozice. Na *Obr. 26* je zobrazeno vyvolání výchozí pozice (tj. $-0,008$) z různých jiných poloh. Situace a) představuje posun zrcátka z pozice $0,092$ do výchozí pozice, situace b) odpovídá posunu z výchozí pozice do $-0,808$ a zpět do pozice výchozí, situace c) je posun z výchozí pozice do pozice $0,792$ a zpět do výchozí, situace d) je shodná se situací b) a situace e) je shodná se situací c).

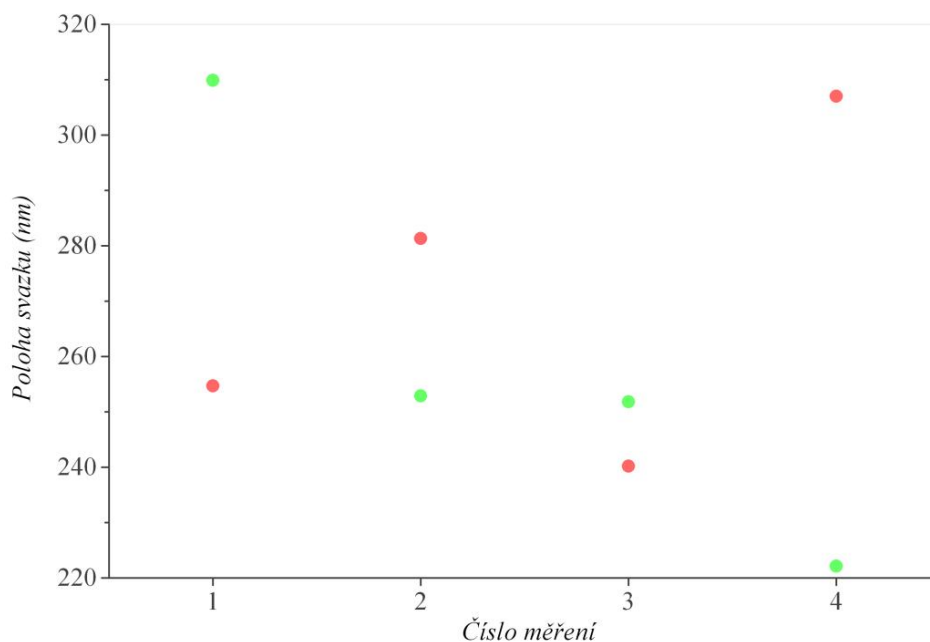


Obr. 26: Znovu vyvolání výchozí pozice z jiné pozice. Situace a) představuje posun zrcátka z pozice $0,092$ do výchozí pozice, situace b) odpovídá posunu z výchozí pozice do $-0,808$ a zpět do pozice výchozí, situace c) je posun z výchozí pozice do pozice $0,792$ a zpět do výchozí, situace d) je shodná se situací b) a situace e) je shodná se situací c).

V *Obr. 26* lze vidět, že se výchozí pozice reprodukovala v situacích a), b), d), e) v rozmezí 50 nm. Pouze v situaci c) se výchozí pozice odchýlila od situací a), b), d), e) asi o 150 nm. To odpovídá přibližně vychýlení zrcátka o $0,001$. Z toho lze usuzovat, že reprodukovatelnost pozice zrcátka je na úrovni nejmenšího kroku polohy zrcátka.

4.6. Pozice po zapnutí a vyvolání uložené pozice

Jak již bylo zmíněno, piezoelektrický posuv umožňuje si libovolnou pozici uložit do paměti a kdykoliv ji zpět vyvolat. Bylo třeba zjistit, jak velký rozptyl poloh zrcátka může nastat, pokud budeme opakovaně vyvolávat uloženou pozici. Stejně tak bylo nutné určit, jaký vliv na pozici má vypnutí zrcátka a jeho opětovné zapnutí. Výsledky testování těchto faktorů jsou v *Obr. 27*. V každém měření bylo zrcátko uvedeno ze stavu vypnuto do stavu zapnuto a poté byla vyvolána pozice z paměti. Byly provedeny 4 taková měření.



Obr. 27: Pozice po zapnutí (zeleně) a vyvolání uložené pozice (červeně).

V *Obr. 27* lze vidět, že jednotlivé pozice se od sebe neliší více než o 100 nm. To potvrzuje zjištění v oddílu o reprodukovatelnosti, že chyba nastavení pozice je srovnatelná s nejmenším možným krokem nastavení, tedy 0,001, což odpovídá posunutí svazku o 160 nm.

4.7. Vertikální pohyb zrcátka

Dosud byl testován pohyb zrcátka pouze v horizontálním směru. Na dvou měřeních však byl otestován i pohyb ve vertikálním směru. Pozice zrcátka byly zvoleny tak, aby se svazek už výrazně řezal o aperturu fokusačního objektivu, čímž se do svazku vnesla nesymetrie. Cílem bylo zjistit, zda se tato nesymetrie přenesle i do pasu svazku, přičemž skenovací hranou bylo možno sledovat nesymetrie pouze v horizontálním směru, neboť žiletka svazek zakrývala právě v tomto směru. Byly tedy ověřeny dvě vertikální pozice zrcátka: pozice $-0,002$, při níž vyšla pološířka $0,72 \mu\text{m}$ a pozice $0,268$, při níž vyšla pološířka $0,59 \mu\text{m}$. Obě hodnoty se shodují v rámci chyby nastavení zrcátka, která byla diskutována výše, takže lze prohlásit, že šířka svazku v horizontálním směru se při pohybu zrcátka ve vertikálním směru výrazně nemění a svazek je v tomto směru symetrický.

4.8. Vliv prostorové filtrace

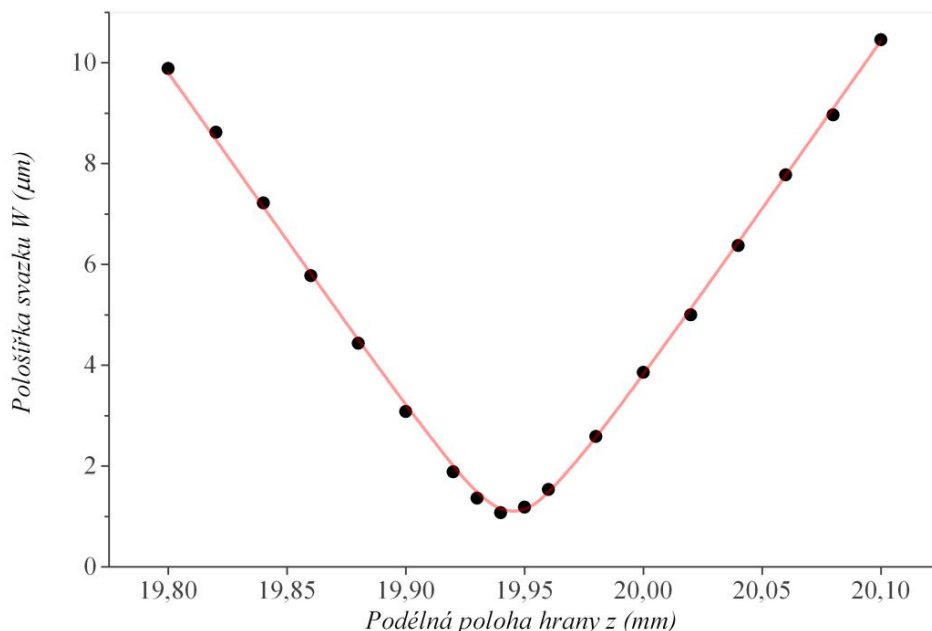
Na závěr byl otestován vliv prostorové filtrace. Ta byla zařazena proto, aby byl tvar svazku co nejvíce Gaussovský. Před vyřazením prostorové filtrace měl svazek ve výchozí poloze zrcátka pološířku $0,58 \mu\text{m}$. Prostorový filtr byl složen z čoček se stejnou ohniskovou vzdáleností, takže za předpokladu, že se jejich ohniska přesně protínají, svazek před a za takovou soustavou čoček by měl zůstat nezměněný. To je však idealizace v praxi těžko dosažitelná. Po odstranění prostorového filtru se střed svazku oproti situaci s filtrem posunul o 420 nm a pološířka svazku byla $0,97 \mu\text{m}$. Bylo tedy záhodno zjistit, jestli se nezměnila poloha a pološířka pasu svazku. Bylo zjištěno, že se pas ve směru osy svazku posunul o $3,2 \mu\text{m}$ a pološířka v pasu byla $0,57 \mu\text{m}$. Pološířka v pasu svazku se tedy nezměnila, ale pas se posunul. To je v souladu s tím, že průchod Gaussovského svazku čočkou (resp. soustavou čoček) změní jeho parametry.

4.9. Dodatečné měření se slabším objektivem

Předchozí kapitoly byly věnovány měření s fokusačním objektivem Olympus se zvětšením 20x. Jak však bylo ukázáno v kapitole 4.4, tento objektiv umožňoval pohyb svazku po vzorku v rozmezí pouze $8 \mu\text{m}$, pokud požadujeme, aby se intenzita

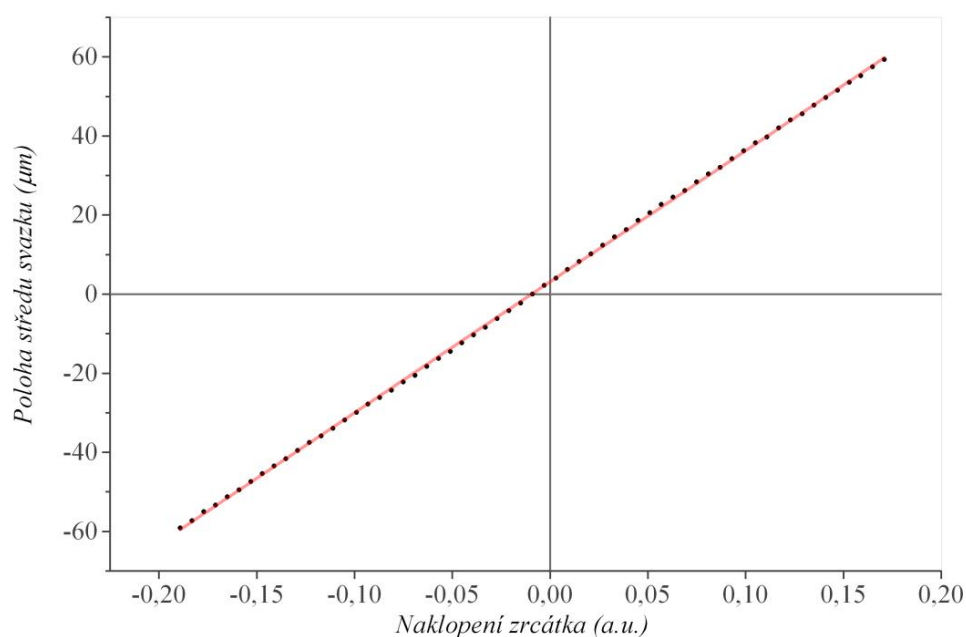
příliš neměnila. To je však nedostatečné pro reálný experiment Kerrovského mikroskopu (viz *Obr. 3*). Proto bylo provedeno dodatečné měření, při kterém byl objektiv Olympus vyměněn za objektiv Mitutoyo se zvětšením 10x. Použití slabšího objektivu sice zvětší průměr svazku na vzorku, ale zároveň se dá očekávat, že umožní větší rozsah pohybu svazku po vzorku. To je však nutné otestovat.

Nejdříve byla nalezena poloha a šířka pasu a to zcela analogicky jako v kapitole 4.3. Bylo tedy změřeno několik závislostí pro různé podélné polohy skenovací hrany (ve směru osy z). Závislost, která měla nejstrmější průběh, zřejmě nejvíce odpovídala skutečné poloze pasu, v našem případě to byla závislost pro absolutní podélnou polohu hrany 19,94 mm a dále bude uvažována jako pas svazku. Přesnější parametry pasu svazku však bylo možno určit fitováním závislosti šířky svazku $W(z)$ na podélné poloze hrany z funkcí (6). To je provedeno v *Obr. 28*. Metodou nejmenších čtverců byla zjištěna pološířka pasu $W_0 = 1,03 \mu\text{m}$ a parametr $z_0 = 15,38 \mu\text{m}$, přičemž pas svazku se nacházel v místě $z = 19,945 \text{ mm}$.



Obr. 28: Závislost šířky svazku $W(z)$ na podélné poloze hrany z (body) pro objektiv Mitutoyo. Červená čára představuje fit funkcí (6).

Dále byla provedena kalibrace piezoelektrického posunu zrcátka podobně jako v kapitole 4.4. Za tímto účelem bylo změřeno 60 závislostí pro naklopení zrcátka v horizontálním směru v rozsahu hodnot od -0,189 do 0,171. Závislosti by následně zpracovány a byla získána kalibrační závislost polohy svazku na horizontálním naklopení zrcátka, která je zobrazena na *Obr. 29*.

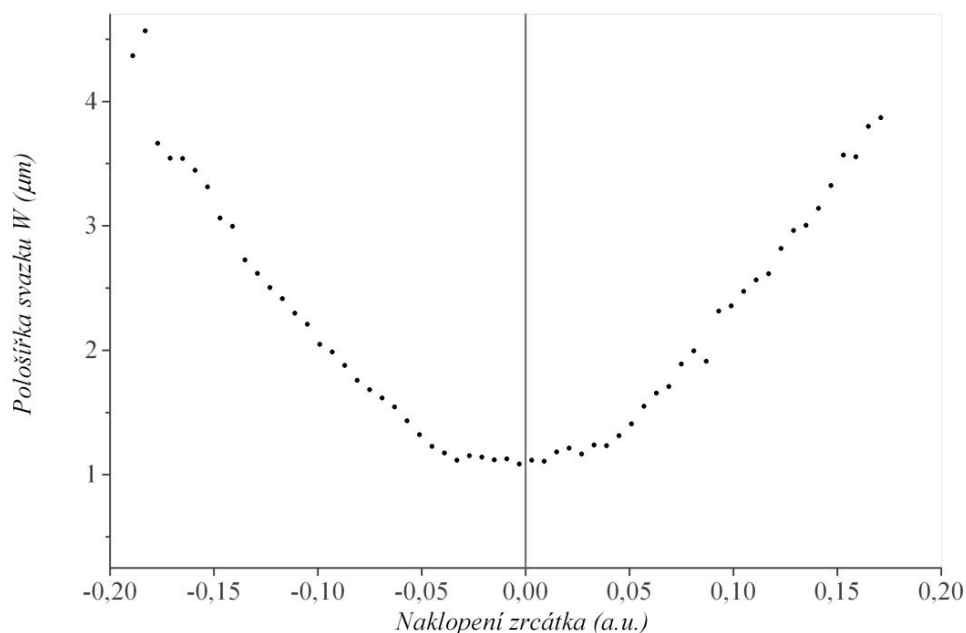


Obr. 29: Závislost polohy svazku na horizontálním naklopení zrcátka (body) pro objektiv Mitutoyo. Červená čára představuje lineární závislost.

Body v *Obr. 29* byly proloženy lineární závislostí se směrnici 311,41 μm, což znamená, že pokud zrcátko změní naklopení o 0,001, střed svazku na vzorku se posune přibližně o 311 nm. Jak již víme z kapitoly 4.5, tato hodnota odpovídá přibližně chybě při reprodukci polohy zrcátka.

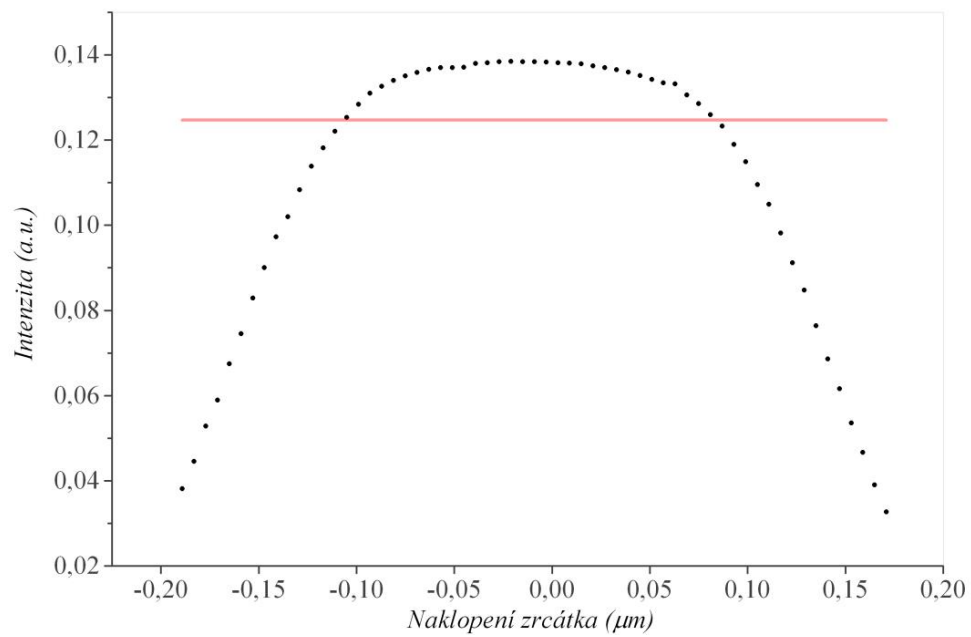
V *Obr. 30* je dále vynesena závislost pološířky svazku W na naklopení zrcátka. Vidíme, že získaná závislost je nyní symetrická tak, jako jsme očekávali v kapitole 4.4. Zkreslení měření difrakcí na hraně skenovací žiletky bylo tedy zřejmě v tomto případě potlačeno. To potvrzuje i tvar změřených závislostí, které na rozdíl od těch z kapitoly 4.4 nebyly tak zdeformované. Vysvětlení, proč při použití silnějšího objektivu byl vliv difrakce na hraně skenovací žiletky tak výrazný, by se mohlo

nacházet v tom, že silný fokusační objektiv svazek za skenovací hranou (za pasem svazku) rozšířil do takové míry, že se při vychýlení mohl začít řezat o aperturu druhého sběrného objektivu (viz *Obr. 18*), což by znamenalo pokles intenzity. Vlivem difrakce na hraně by se však část svazku zachycená aperturou sběrného objektivu mohla dočasně ohnout zpět do objektivu a mohly by na měřených závislostech vznikat deformace jako v *Obr. 24*. Slabší fokusační objektiv svazek za skenovací žiletkou rozšíří méně a paprsek je sběrným objektivem zachycen celý a přesto, že difrakce na hraně je stále přítomna, svazek je ohýbán stále do sběrného objektivu, který zaznamenává celkovou příchozí intenzitu.



Obr. 30: Závislost pološířky svazku W na naklonění zrcátka (body) pro objektiv Mitutoyo.

V *Obr. 31* je podobně jako v kapitole 4.4 vynesena závislost celkové intenzity na naklonění zrcátka, navíc je vynesena přímka 90 % maximální intenzity (červeně). Pokud požadujeme, aby celková intenzita neklesla pod 90 % maximální celkové intenzity, zjistíme, že zrcátko lze naklápět v rozmezí od -0,105 do 0,081, což podle *Obr. 29* odpovídá pohybu svazku na vzorku v rámci 62 μm. Dle *Obr. 30* se pološířka svazku pro krajní hodnoty tohoto rozmezí zvětší přibližně dvakrát oproti výchozí pozici.



Obr. 31: Celková intenzita svazku v závislosti na naklonění zrcátka (body) pro objektiv Mitutoyo. Červená čára zobrazuje 90 % hladinu maximální intenzity.

Závěr

Během charakterizace zařízení LSR-3005-24D byly nejdříve testovány jeho různé konfigurace. Bylo zjištěno, že ve vypnutém stavu se chová jako statický difuzér a schopnost redukovat speckly není v tomto případě příliš velká. Pokud však LSR zapneme, dokážeme speckly redukovat výrazně. Bylo ověřeno, že v zapnutém stavu na redukci speklů nemá téměř žádný vliv pootočení LSR a dokonce ani otočení LSR o 180 °. Nejlepší redukce speklů bylo dosaženo, pokud jsme za zapnuté LSR zařadili navíc statický difuzér. Dále byl testován vliv integrační doby kamery na schopnost redukovat speckly. Bylo zjištěno, že pro integrační doby kamery větší než 3 ms se účinnost redukce speklů neměnila, pro kratší integrační doby se účinnost redukce speklů snižovala. Testované LSR pracovalo na frekvenci 300 Hz, což znamená, že jedno otočení zabudovaného difuzéru trvá zhruba 3 ms. Z toho lze usuzovat, integrační dobu kamery je nutné volit tak, aby se difuzér v LSR stihl během této doby alespoň jednou otočit. Dále bylo zjištěno, že účinnost redukce speklů klesá pokud zmenšujeme aperturu LSR. Nakonec bylo otestováno, zda schopnost LSR redukovat speckly závisí na použitém povrchu stínítka. Bylo zjištěno, že pro hladké povrchy – CD nebo laboratorní vzorek – se účinnost redukce speklů zmenšila oproti účinnosti redukce speklů při použití papírového, drsnějšího povrchu stínítka. Důležitým výstupem však je, že i pro tyto hladké povrchy byla redukce speklů významná a zařízení LSR-3005-24D tak bude možné použít v reálném experimentu s Kerrovským mikroskopem.

Charakterizace držáku zrcátka CONEX-AG-M100D s piezoelektrickým posuvem probíhala nejdříve s fokusačním objektivem Olympus se zvětšením 20x. Bylo zjištěno, že svazek v pasu měl pološířku 0,56 μm a že se střed svazku pohybuje lineárně s naklopením zrcátka. S naklopením zrcátka však klesala také intenzita svazku na vzorku. Pokud požadujeme, aby intenzita svazku na vzorku neklesla pod 90 % své maximální hodnoty, zjistíme, že svazek můžeme vychylovat pouze v rozmezí 8 μm na vzorku. To je však může být při použití v reálném experimentu s Kerrovským mikroskopem nedostatečné. Proto byl objektiv Olympus nahrazen slabším objektivem Mitutoyo se zvětšením 10x. Pološířka svazku v pasu se sice zvětšila na 1 μm , ale pokud opět připustíme pokles intenzity nejvýše na 90 %

maximální intenzity, zjistíme, že svazkem je možné po vzorku pohybovat v rozmezí 62 μm . V reálném experimentu s Kerrovým objektivem tedy může být vhodnější použít tento slabší fokusační objektiv Mitutoyo.

Seznam použité literatury

- [1] E. A. Saleh, M. C. Teich: Základy fotoniky. Matfyzpress, Praha, 1996.
- [2] Speciální praktikum pro OOE. Studijní text [online]. ©2014 [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: http://physics.mff.cuni.cz/kchfo/oe/pdf/praktika_gauss.pdf
- [3] Jiří Kuchařík: Prostorově a časově rozlišená laserová spektroskopie. Bakalářská práce. MFF UK, Praha, 2013.
- [4] Miloslav Surýnek: Zvýšení symetrie laserového svazku metodou prostorové filtrace. Studentský projekt. MFF UK, Praha, 2013.
- [5] Brožura k LSR-3005-24D [online]. ©2014 [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: <http://www.optotune.com/images/products/Optotune%20application%20note%20LSR.pdf>
- [6] Brožura k CONEX-AG-M100D [online]. ©2014 [cit. 2014-05-11]. Dostupné z: https://assets.newport.com/webDocuments-EN/images/CONEX-AG-M100D_Data_Sheet_MC.pdf

Seznam použitých zkratk

LOS - Laboratoři Optoptroniky na Katedře chemické fyziky a optiky MFF UK

LED - Light-Emitting Diode, tj. dioda emitující světlo

LSR – Laser Speckle Reducer, tj. zařízení redukující laserové speckly