



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

# **BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

Filip Chudoba

## **Magneto-optika s vysokým prostorovým rozlišením**

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Eva Schmoranzarová, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2022

Tímto děkuji své vedoucí RNDr. Evě Schmoranzové, Ph.D. za ochotu, čas, přístup a cenné rady během celého průběhu měření i psaní této práce. Poděkování patří také doc. RNDr. Davidu Schmoranzovi, Ph.D. za vývoj nového softwaru kamery vhodného pro Kerrovskou mikroskopii, Mgr. Kristýně Hovořákové za stavbu nového Kerrovského mikroskopu a pomoc při získávání obrázků magnetických domén a Mgr. Andreji Farkašovi za modelování a výrobu nových modelů držáků vzorku.

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 má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne.....

podpis

Název práce: Magneto-optika s vysokým prostorovým rozlišením

Autor: Filip Chudoba

Katedra: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Eva Schmoranzarová, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: V rámci této práce byla optimalizována zobrazovací část nově budovaného Kerrovského mikroskopu. Byla řešena mechanická stabilita držáku vzorku, a současně i implementace nově zakoupené kamery a softwaru. Pomocí komerčního akcelerometru byla změřena vibrační spektra držáku vzorku. Na základě těchto měření byly vyvinuty nové generace držáku, umožňující snížit úroveň vibrací pod 400 nm, přijatelnou pro Kerrovskou mikroskopii. Dále byla do provozu uvedena nová kamera, jejíž funkcionality byla srovnána s kamerou používanou v rámci existujícího Kerrovského mikroskopu v Laboratoři Optospintroniky. Nakonec byly porovnány výsledky získané pomocí původního a nového Kerrovského mikroskopu. U nového mikroskopu bylo díky lepší stabilizaci, osvětlení i kameře dosaženo výrazně lepšího zvětšení i kontrastu.

Klíčová slova: magnetooptika, Kerrovská mikroskopie, akcelerometrie

Title: High spatial resolution magneto-optics

Author: Filip Chudoba

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: RNDr. Eva Schmoranzarová, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract: In this thesis, the imaging path of the newly constructed Kerr microscope was optimized. Mechanical stability of the sample holder was addressed, as well as the implementation of the newly purchased camera and its software. Vibration spectra of the holder were measured using a commercial accelerometer. Based on these measurements, new generations of the sample holder were developed to reduce the vibration level below 400 nm, which is acceptable for Kerr microscopy. In addition, a new camera was commissioned and its functionality was compared with the camera used within the existing Kerr microscope in the Laboratory of Optospintronics. Finally, the results obtained with the original and the new Kerr microscope were compared. Significantly better magnification and contrast were achieved in the new microscope owing to a better stabilization, illumination and camera.

Keywords: magneto-optics, Kerr microscopy, accelerometry

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>1. Kerrovská mikroskopie</b>	<b>3</b>
1.1. Magnetooptika	3
1.2. Geometrie magnetooptických jevů	4
1.3. Magnetooptický Kerrův jev	5
1.4. Kerrovský mikroskop	7
1.4.1. Kerrovský mikroskop v širokém poli	8
1.5. Experimentální uspořádání	12
1.6. Srovnání kamer	13
1.7. Vliv zpracování obrazu	18
<b>2. Akcelerometrie</b>	<b>21</b>
2.1. Akcelerometry a princip jejich fungování	21
2.2. Experimentální uspořádání	24
2.3. Zpracování signálu	24
2.3.1. Zpracování signálu v časové doméně	25
2.3.2. Zpracování signálu ve frekvenční doméně	26
2.4. Parametry měření	27
2.5. Výsledky měření	31
2.5.1. Původ vibrací	31

2.5.2. Symetrie držáku - vibrace v osách X, Y a Z	35
2.5.3. Vliv hmotnosti držáku	38
2.5.4. Nové modely držáků	40
2.5.5. Efekt uzavření aparatury	44
<b>3. Nový Kerrovský mikroskop</b>	<b>46</b>
<b>Závěr</b>	<b>49</b>
<b>Seznam použité literatury</b>	<b>51</b>

## Úvod

V posledních několika letech dochází k významnému rozvoji nového směru ve výzkumu takzvané „opto-spintroniky“. Spintronika zkoumá využití spinu elektronu pro práci s informacemi. Opto-spintronika se pak zabývá charakterizací nových spintronických jevů za pomoci interakce mezi spinovou polarizací a světlem. Magnetooptické jevy, při kterých dochází ke změně polarizačního stavu světla po průchodu, případně po odrazu od magnetického materiálu, jsou nejčastějším projevem této interakce.

Ke konstrukci spintronických součástek jsou používány tenké vrstvy složené z magneticky uspořádaných látek. Magnetooptika, zejména pak Kerrovská mikroskopie, poskytuje nástroj vhodný pro charakterizaci těchto tenkých vrstev. V Kerrovské mikroskopii je třeba dosáhnout dostatečného prostorového rozlišení v magnetooptickém experimentu. Na experimentální uspořádání jsou tak kladeny vysoké nároky, zejména z hlediska jeho mechanické stability při současné aplikaci vnějšího magnetického pole.

Mnoho materiálů využívaných ve spintronice vykazuje pouze velice slabý magnetooptický Kerrův jev. Pro zesílení magnetooptického signálu je proto nutné využití vhodné kamery a digitálního zpracování získaného obrazu. Dále je třeba zajistit dostatečný zářivý výkon světelného zdroje mikroskopu, a v neposlední řadě též jeho spektrální laditelnost, jelikož v mnoha materiálech je magnetooptická odezva silně závislá na vlnové délce použitého světelného zdroje. V rámci programu TAČR TREND „Pokročilá řešení světelných zdrojů“ byl ve spolupráci s firmou CRYTUR vyvinut nový HLD („high lumen density“) zdroj světla, jehož použití pro Kerrovskou mikroskopii je v současné době testováno v Laboratoři Optické Charakterizace na Katedře chemické fyziky a optiky [1].

Cílem této práce je přispět ke konstrukci nově vyvíjeného Kerrovského mikroskopu optimalizací jeho zobrazovací části. Tento úkol se skládá ze dvou částí – optimalizace detekčního systému (kamery a patřičného softwaru), a mechanické stabilizace vzorku. Z hlediska optimalizace záznamu obrazu je součástí práce prvotní testování nové kamery zakoupené ke Kerrovskému mikroskopu a vyvinutého softwaru, který dokáže digitálně zvýšit kontrast magnetooptického signálu. Mechanická stabilita uspořádání bude studována pomocí vysoce citlivých akcelerometrů. Cílem

akcelerometrických měření je odhalit původ vibrací držáku vzorku Kerrovského mikroskopu, a navrhnout řešení vedoucí ke stabilizaci držáku dostatečné pro Kerrovskou mikroskopii.



# 1. Kerrovská mikroskopie

Kerrovská mikroskopie je jednou z nejuniverzálnějších metod používaných pro zobrazování magnetických struktur (domén, doménových stěn, skyrmionů...) na povrchu magnetického materiálu. Fungování Kerrovského mikroskopu je založené na magnetooptických jevech. V následující sekci se proto seznámíme se základními koncepty magnetooptiky a její aplikací v Kerrovské mikroskopii.

## 1.1. Magnetooptika

Magnetooptika se zabývá popisem interakce mezi světlem a magneticky uspořádaným materiálem. Pokud zanedbáme jevy vyšších řádů a budeme uvažovat pouze jevy lineární v magnetizaci (případně magnetickém poli), je tyto interakce možné rozdělit podle geometrie experimentu na dva typy: Faradayův a Kerrův magnetooptický jev. Faradayův jev přitom popisuje stáčení lineárně polarizovaného světla při průchodu transparentním magnetickým vzorkem, a Kerrův jev se vztahuje k magnetooptickému jevu při odrazu od vzorku, tedy v reflexní geometrii [1].

Pro popis odezvy magneticky uspořádaného materiálu na měnící se elektrické pole se zavádí tenzor relativní permitivity  $\hat{\epsilon}$ . Základní představu o tvaru tenzoru permitivity v přítomnosti magnetooptické interakce je možné získat studiem chování volného elektronu o rychlosti  $\mathbf{v}$  a náboji  $q$  v magnetickém poli popsaném magnetickou indukcí  $\mathbf{B}$ . Do pohybové rovnice získané z Drudeho modelu volných elektronů lze přidat Lorentzovu sílu  $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , čímž vzniknou komponenty vodivosti (a s ní spojené permitivity) ve směru obecně jiném, než je směr elektrického pole dopadající světelné vlny. Řešením této nové pohybové rovnice získáme tenzor permitivity v následujícím tvaru [1-2]:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon \begin{pmatrix} 1 & iQ & 0 \\ -iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

kde  $Q$  je příčný magnetooptický parametr spojený s Kerrovým/Faradayovým jevem. Z rovnice (1.1) je patrné, že tenzor relativní permitivity má nediagonální elementy úměrné magnetizaci indukované v magnetickém materiálu (typicky feromagnetu). V jednoduchém modelu si lze představit, že Lorentzova síla zvyšuje poloměr oběhu elektronu. To má za následek, že příslušné indexy lomu levotočivě a

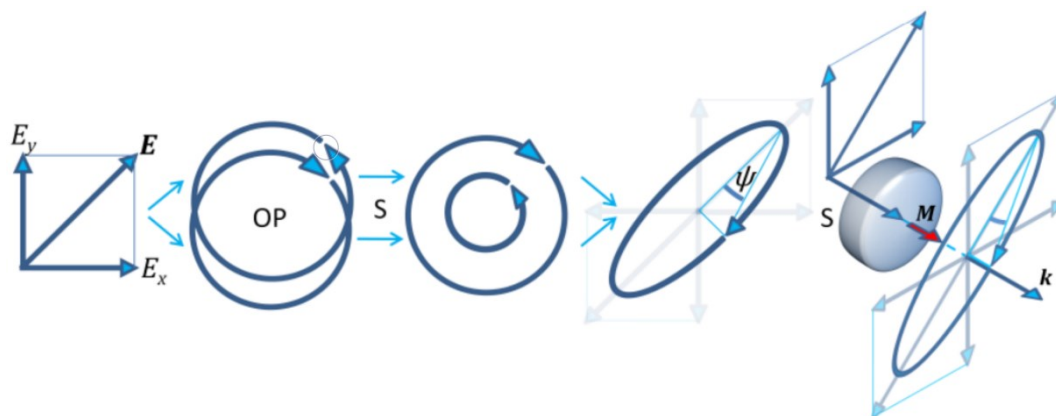
pravotočivě polarizovaného světla jsou různé, a odlišné jsou tak i rychlosti šíření jednotlivých kruhově polarizovaných modů. Je však nutné poznamenat, že tato představa je pouze orientační. Původ magnetooptických jevů je ve štěpení pásů v pásové struktuře materiálů, a je nutné je popisovat pomocí mikroskopických modelů pevných látek [1-2]. Jelikož je konkrétní podoba magnetooptického jevu dána geometrií, ve které je daný jev pozorován, představme si základní geometrie magnetooptických jevů.

## 1.2. Geometrie magnetooptických jevů

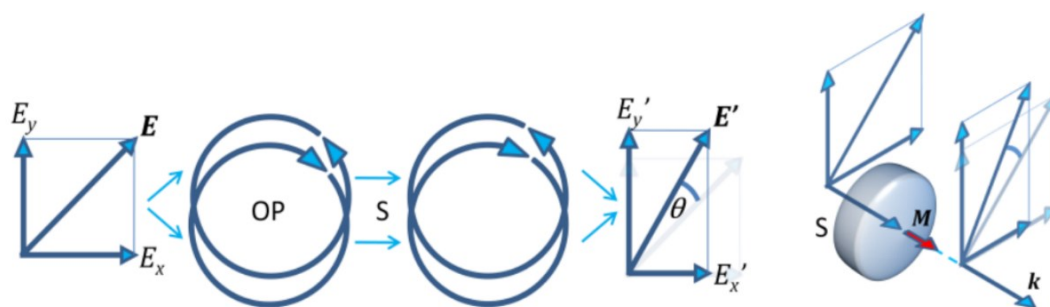
Magnetooptické jevy je možné pozorovat buď v uspořádání na průchod vzorkem (transmisní geometrie), nebo na odraz od vzorku (reflexní). Dále lze rozlišovat mezi dvěma různými experimentálními geometriemi z hlediska vzájemné orientace magnetizace a roviny dopadu světla. Ve Faradayově geometrii se světlo šíří ve směru magnetizace ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ ) (typicky i kolmo k rovině vzorku), a ve Voigtově geometrii naopak kolmo ke směru magnetizace ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ ). Experimenty v této práci byly provedeny pouze ve Faradayově geometrii, Voigtovou geometrií se tak dále zabývat nebudeme [1].

Kvůli zjednodušení popisu magnetooptických jevů se omezme pouze na Faradayovu geometrii v případech, kdy světlo prochází látkou. Světlo je v tomto případě možné rozložit na dvě báze složky. Pro popis magnetooptických jevů lineárních v magnetizaci jsou relevantní báze polarizace pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované [2]. Rozdíl mezi reálnou částí indexu lomu těchto dvou složek světla vyvolaný přítomností magnetizace v materiálu (viz rovnice 1.1) pak vede i k rozdílu mezi jejich fázemi. Tento jev se nazývá magnetický kruhový dvojlom nebo také Faradayův jev, který je ukázán na obrázku 1.1. Při průchodu lineárně polarizovaného světla prvkem, ve kterém je (vnitřní) magnetické pole rovnoběžné se směrem šíření světla, dochází ke stáčení roviny polarizace tohoto světla. Rozdíl mezi imaginární částí indexu lomu pravotočivě a levotočivě kruhově polarizovaného světla způsobuje jejich rozdílnou absorpci, viz obrázek 1.2. Tento jev, kdy se z lineárně polarizovaného světla stane při průchodu magnetickou látkou elipticky polarizované světlo, se nazývá magnetický kruhový dichroismus [1].

Jevy vysvětlené pro transmisní geometrii obdobně fungují i v reflexi, kde je souhrnně nazýváme magnetooptický Kerrův jev. S nejčastějším využitím magnetooptického Kerrova jevu se pak setkáme právě v Kerrovské mikroskopii.



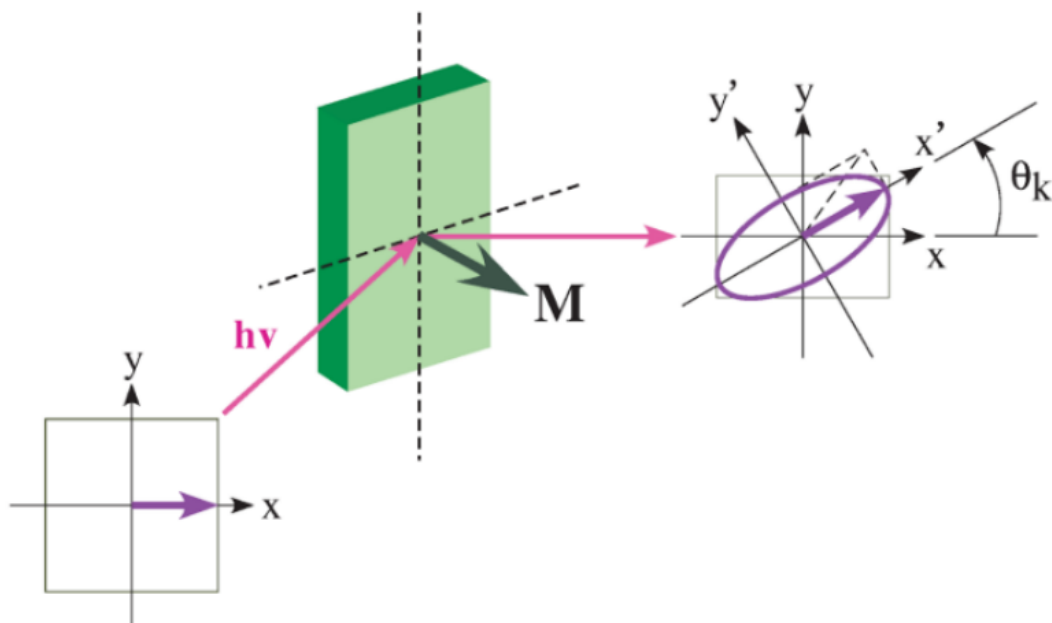
Obr. 1.1: Stáčení roviny polarizace vlivem magnetického kruhového dvojlomu [3]



Obr. 1.2: Rozdíl v absorpci levotočivě a pravotočivě kruhově polarizovaného světla vlivem magnetického kruhového dichroismu [3]

### 1.3. Magnetooptický Kerrův jev

Hlavním cílem této práce je optimalizace nově konstruovaného Kerrovského mikroskopu. Dále se tedy budeme zabývat magnetooptickým Kerrovým jevem, který je nejčastěji používán v Kerrovské mikroskopii. Nejjednodušší je geometrie polárního Kerrova jevu, znázorněná na obrázku 1.3. Polarizované světlo dopadá na povrch vzorku s magnetizací  $\mathbf{M}$ , orientované kolmo k rovině vzorku. Při odrazu je světlo stočené o Kerrův úhel  $\theta_K$  a stává se eliptickým [1].



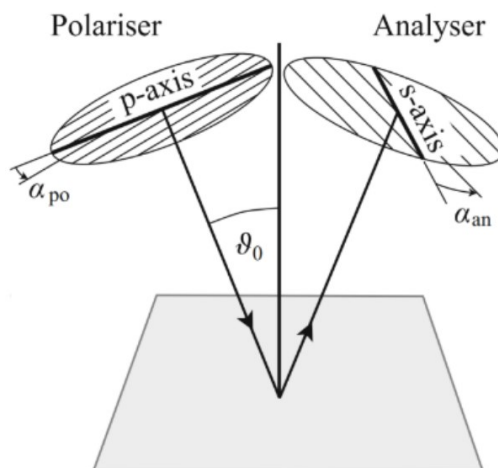
Obr. 1.3: Polární magnetooptický Kerrův jev [4]

Kerrův magnetooptický jev je, stejně jako Faradayův jev, efekt lineární v magnetizaci. Při otočení vektoru magnetizace ve vzorku se tak změní znaménko měřeného magnetooptického signálu. Této skutečnosti je možné při měření využít pro potlačení nemagnetických artefaktů v signálu, například nečistot na optických prvcích (viz Kap. 1.4.) [1].

Existují tři základní geometrie Kerrova magnetooptického efektu, které se rozlišují podle orientace magnetizace vzhledem k rovině dopadu a směru polarizace dopadajícího světla. Jde o polární, transverzální a longitudinální geometrii Kerrova jevu, jak jsou znázorněny na obrázku 1.4. V polární geometrii je magnetizace kolmá k rovině vzorku a rovnoběžná s rovinou dopadu. Tato geometrie je analogická k dříve popsanému Faradayovu jevu v transmisi. V transverzálním Kerrově jevu leží magnetizace v rovině vzorku a zároveň je kolmá k rovině dopadu, zatímco v longitudinální geometrii je magnetizace opět orientována v rovině vzorku, ale zároveň leží i v rovině dopadu [1].



definovanou polarizací dopadající na vzorek. Druhý z nich, „analyzátor“, slouží k analýze stočení polarizace po odrazu od vzorku. Schematicky je toto uspořádání zobrazeno na obrázku 1.5.



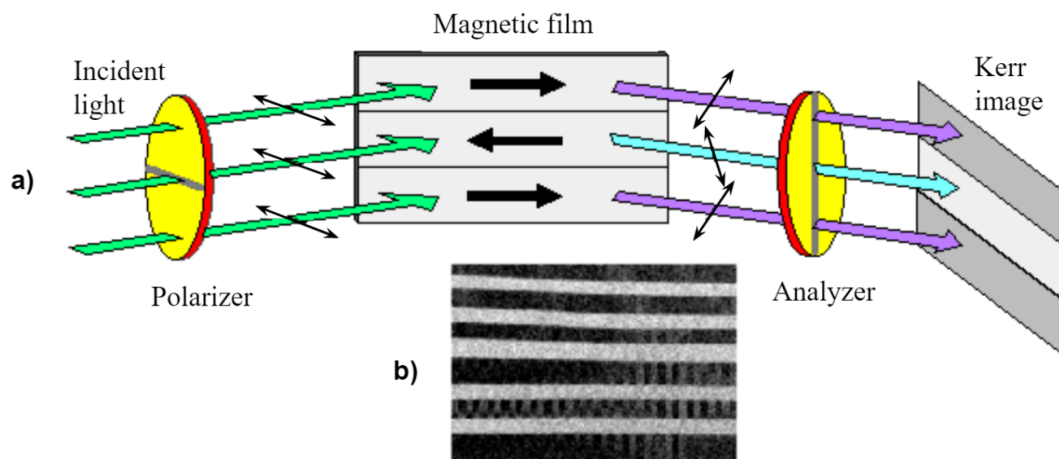
Obr. 1.5: Schématické znázornění detekce změny polarizace v Kerrovském mikroskopu. Vzájemný úhel stočení mezi polarizátorem (otočeným o  $\alpha_{po}$ ) a analyzátořem (otočeným o  $\alpha_{an}$ ) značíme  $\alpha = \alpha_{po} + \alpha_{an}$ .  $\vartheta_0$  značí úhel dopadu světla. [6]

Existují dvě základní možná uspořádání Kerrovského mikroskopu: skenovací Kerrovský mikroskop a Kerrovský mikroskop v širokém poli. U skenovacího Kerrovského mikroskopu je využíván fokusovaný laserový svazek, který lokálně detekuje stočení polarizační roviny vlivem magnetooptického jevu. Povrch vzorku je tak zkoumán bod po bodu, a výsledný obraz je rekonstruován až po dokončení skenování oblasti zájmu. Naopak Kerrovský mikroskop v širokém poli je v zásadě upravený konvenční polarizační mikroskop, na kterém je celá studovaná plocha zobrazována současně. V této práci se budeme dále zabývat pouze Kerrovským mikroskopem v širokém poli, který umožňuje sledování vzorku v reálném čase [1].

#### 1.4.1. Kerrovský mikroskop v širokém poli

Jak již bylo zmíněno, Kerrovský mikroskop v širokém poli je vlastně běžný mikroskop opatřený dvěma téměř zkříženými polarizátory (polarizátor a analyzátor). Pozorování magnetických domén v Kerrovském mikroskopu v širokém poli je schematicky znázorněno na obrázku 1.6. Pomocí kamery je detekována intenzita světla prošlého touto soustavou. Drobné změny v polarizaci světla odraženého od vzorku s opačně

orientovanými magnetickými doménami způsobené magnetooptickým Kerrovým jevem, jsou převedeny pomocí analyzátoru na místa s odlišnou intenzitou, a posléze zaznamenány na kameře s odlišným kontrastem [1].

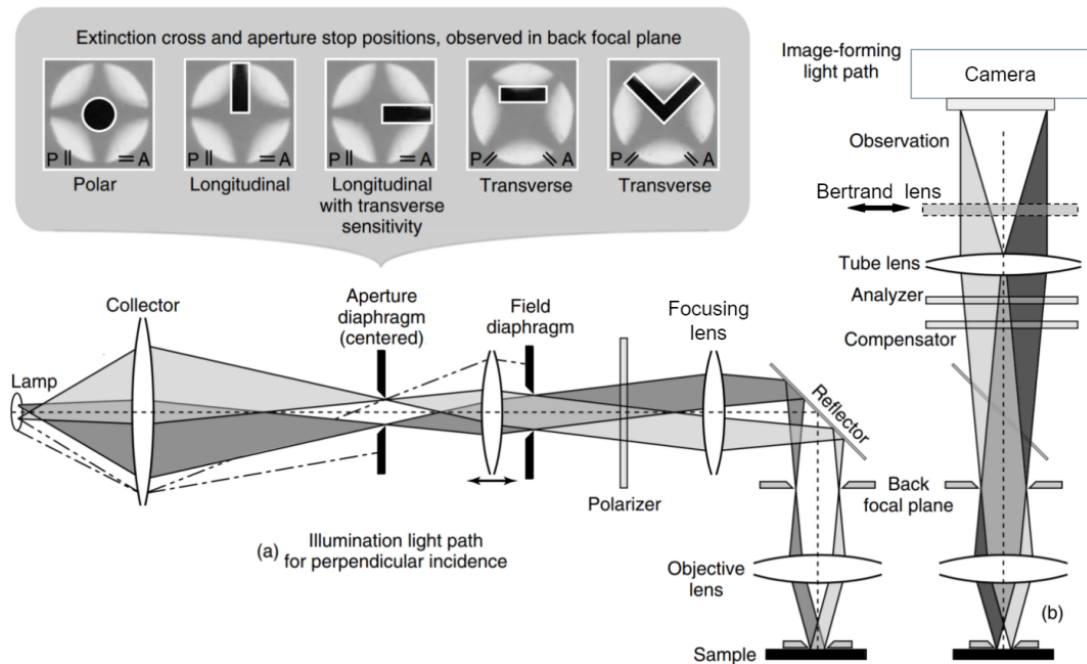


Obr. 1.6: a) Základní princip pozorování magnetických domén v Kerrovském mikroskopu v širokém poli, b) výsledný obrázek ze vzorku s „pruhovanou“ strukturou magnetických domén [1]

Základní uspořádání Kerrovského mikroskopu v širokém poli je vyznačené na obrázku 1.7 Světlo se v mikroskopu šíří dvěma různými cestami, osvětlovací a obrazotvornou, které se částečně překrývají, jak je vidět na obrázku 1.7 a) a b).

V osvětlovací části je světlo z lampy sbírané do sběrné čočky a fokusované na aperturní clonu, která ovlivňuje úhel dopadu a intenzitu osvětlení, a je proto zásadním prvkem Kerrovského mikroskopu. Při použití mikroskopu pouze v polární geometrii však přítomnost aperturní clony není nutná. Pro polarizační mikroskop je velice důležité rovnoměrné osvětlení vzorku, k čemuž se využívá takzvané Köhlerovy konfigurace, v níž je světlo dopadající na vzorek ideálně rozostřené. Köhlerovu konfiguraci v aparatuře zajišťuje dodatečná fokusační čočka, která zaostří dopadající světlo do zadní ohniskové roviny objektivu, který následně zajistí dopad rovnoběžných paprsků na vzorek [7].

V obrazotvorné části je světlo sbíráno opět pomocí objektivu. Dále pak prochází kompenzátorem, zpravidla čtvrtvlnnou destičkou, která potlačuje elipticitu odraženého světla. Po průchodu analyzátozem, za kterým se změna v polarizaci při odrazu projeví jako změna intenzity, je odražené světlo fokusováno na CCD čip kamery, která umožní sledování osvětlené části vzorku [7].



Obr. 1.7: Základní komponenty a dráhy paprsků Kerrovského mikroskopu v širokém poli, a) Osvětlovací dráha pro kolmý dopad s centrovanou aperturní clonou pro studium polárního magnetooptického Kerrova jevu, s dalšími možnými konfiguracemi aperturní clony pro sledování ostatních geometrií Kerrova jevu, b) Obrazotvorná dráha, identická pro všechny typy osvětlení [7]

V magnetooptické mikroskopii pozorujeme kontrast mezi opačně orientovanými magnetickými doménami. Jelikož jsou tyto magnetooptické jevy poměrně slabé, je získaný kontrast mezi doménami zpravidla velice nízký. Viditelnost magnetických domén je ovlivněna několika faktory. Extrémně důležitý je vzájemný úhel stočení mezi polarizátorem a analyzátozem, který značíme  $\alpha$ . Pro maximální relativní Kerrovský signál, který je definován jako rozdíl intenzit mezi „světlými“ a „temnými“ doménami, byla v [8] odvozena optimální hodnota úhlu vzájemného stočení polarizátoru a analyzátozem  $\alpha = 45^\circ$ . V praxi by ale takto velký úhel  $\alpha$  vedl k příliš vysoké intenzitě světla dopadající na CCD kameru, což by naopak vedlo k efektivnímu



snížení kontrastu (domény by prakticky nebyly viditelné). Maximální Kerrovský signál tedy nutně nevede k vysokému vizuálnímu kontrastu obrazu [1].

Vizuální kontrast magnetooptického jevu  $C_{MO}$  můžeme definovat pomocí intenzit „tmavé“ domény  $I_1$  a „světlé“ domény  $I_2$  jako [1]

$$C_{MO} = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}. \quad (1.2)$$

Nejlepšího vizuálního kontrastu  $C_{MO}$  můžeme dosáhnout při optimálním nastavení úhlu analyzátoru vůči polarizátoru  $\alpha_{opt}$ , který je dán rovnicí [8]

$$\tan \alpha_{opt} = \sqrt{\frac{A_K^2 + I_0}{A_N^2 + I_0}}, \quad (1.3)$$

kde  $A_K$  a  $A_N$  jsou Kerrovská a normální amplituda, zavedené v sekci 1.3., a  $I_0$  je intenzita pozadí, způsobená typicky depolarizací. Maximální vizuální kontrast je pak možné vyjádřit jako [1]

$$C_{opt} = \frac{A_K A_N}{\sqrt{(A_K^2 + I_0)(A_N^2 + I_0)}} \approx \frac{A_K}{\sqrt{A_K^2 + I_0}}. \quad (1.4)$$

V reálném Kerrovském mikroskopu lze předpokládat, že je depolarizace mnohem menší než normální amplituda, tedy že  $I_0 \ll A_N^2$ . Jak je vidět z rovnice (1.4), při veliké normální amplitudě  $A_N$  závisí optimální kontrast pouze na Kerrovské amplitudě  $A_K$  a na intenzitě pozadí  $I_0$  [1].

Jelikož se na sběr dat z Kerrovského mikroskopu používá digitálních přístrojů, je pro popis vizuálního kontrastu mezi magnetickými doménami vhodnější použít parametru poměru signálu k šumu („signal-to-noise ratio“, SNR). SNR je, na rozdíl od vizuálního kontrastu, ovlivňován jak parametry světla a jednotlivých optických prvků v Kerrovském mikroskopu, tak i parametry zobrazovací kamery. Pro SNR byl v [9] ukázán empirický vztah:

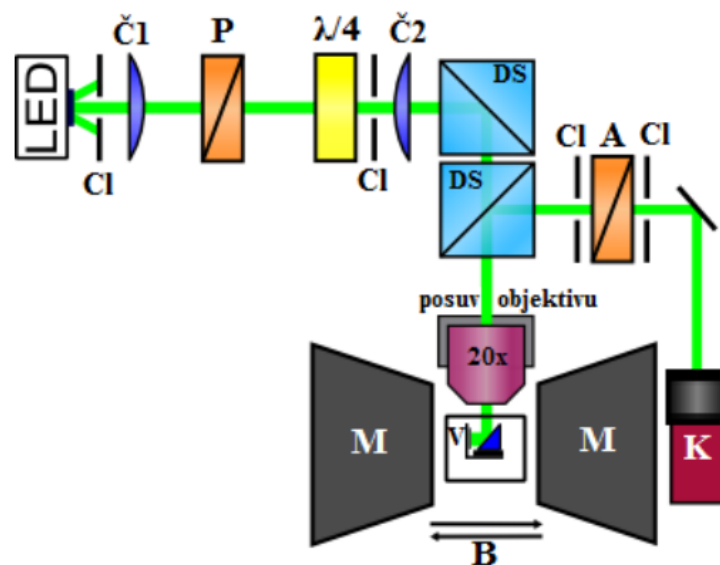
$$SNR = \sqrt{\frac{B \cdot QE \cdot t}{E} \frac{(1 - \kappa)(\sin^2(\alpha + \theta_K^+) - \sin^2(\alpha + \theta_K^-))}{\sqrt{(1 - \kappa)(\sin^2(\alpha + \theta_K^+) + \sin^2(\alpha + \theta_K^-)) + 2\kappa}}}, \quad (1.5)$$

kde  $B$  označuje počet sdružených („binning“) pixelů kamery,  $QE$  kvantovou účinnost senzorů kamery,  $t$  celkový integrační čas,  $E$  celkovou energii fotonu,  $\kappa$  extinkční koeficient,  $\alpha$  úhel otočení analyzátoru vůči ideálnímu zkřížení s polarizátorem a  $\theta_K^-$ ,  $\theta_K^+$  magnetooptické úhly. První část vztahu představuje elektronickou část experimentu, tedy především šum spojený s kamerou. Lze ji tedy maximalizovat vhodným výběrem a nastavením kamery. Druhá část je spojená s experimentálním uspořádáním a lze ji maximalizovat pomocí optimalizace optické soustavy.

V této práci se budeme zabývat především první částí rovnice (1.5), tedy vlivem elektroniky na poměr signálu k šumu. Zbylé členy jsou závislé na konkrétním nastavení daného optického experimentu, a lze je optimalizovat nezávisle.

## 1.5. Experimentální uspořádání

Cílem této části je ověření funkčnosti kamery zakoupené pro nově budovaný Kerrovský mikroskop v Laboratoři Optické Charakterizace. Abychom ověřili správné fungování a nastavení kamery a stanovili její účinnost, rozhodli jsme se ji porovnat se „starou“ kamerou, která byla součástí původního Kerrovského mikroskopu vybudovaného v Laboratoři OptoSpintroniky a podrobně popsáno v [10] (pro schématické znázornění viz obrázek 1.8). Na osvětlení byla použita LED dioda emitující světlo o vlnové délce 525 nm a světelném výkonu 1 W. Původní Kerrovský mikroskop funguje ve zjednodušeném uspořádání. Oproti schématu z obrázku 1.7 nebyla použita plná Köhlerova konfigurace, chybí zde fokusační čočka v osvětlovací dráze.



Obr. 1.8: Schématické uspořádání Kerrovského mikroskopu založeného na polárním Kerrově jevu. Cl: clonka, Č1: spojná čočka o optické mohutnosti 20 D, P: polarizátor,  $\lambda/4$ : čtvrtvlnná destička, Č2: spojná čočka o optické mohutnosti 5,7 D, DS: dělič svazku, 20x: mikroskopický objektiv, V: vzorek, A: analyzátor, K: kamera, M: pólové nástavce magnetu. Černé šipky znázorňují orientaci magnetického pole B. Šíření světla je zde naznačeno pouze symbolicky [10]

Jako testovací vzorek pro měření na Kerrovském mikroskopu byla použita nestrukturovaná multivrstva Pt/Co/Pt připravená na SiO<sub>2</sub>/Si substrátu. Vzorek, který byl připraven v Hitachi Cambridge Laboratory pomocí metody naprašování, se skládá z následujících vrstev: Si (substrát)/Pt (3 nm)/Co (0,4 nm)/Pt (3 nm)/Ru (2 nm) [1]. Tento vzorek je magneticky uspořádaný i při pokojové teplotě a vykazuje orientaci magnetizace kolmo k rovině vzorku [10], je proto vhodný pro testování Kerrovského mikroskopu v nejjednodušší, polární geometrii. Navíc tento vzorek tvoří velké (jednotky až desítky mikrometrů [11]) doménové struktury při zachování poměrně silného magnetooptického signálu.

K vytváření magnetických domén ve vzorku byl použit elektromagnet. Vzorek byl nejprve vystaven silnému magnetickému poli 50 mT, ve kterém došlo k saturaci magnetizace a generaci jednodoménového stavu. V tento moment bylo zároveň změřeno pozadí, které bylo dále pomocí softwaru kamery odečítáno od měřených hodnot. Následně bylo magnetické pole buzené elektromagnetem po malých krocích překlápáno do opačného směru. Při nastavení elektromagnetu na 2,5 mT se na signálu z kamery (stále při odečítání pozadí) začaly postupně objevovat magnetické domény. Vypnutím vnějšího magnetického pole byl následně postup tvoření domén zastaven. Takto byla vygenerována doménová struktura, která byla dále studována pomocí dvou různých kamer, řízených s odlišným softwarem.

## 1.6. Srovnání kamer

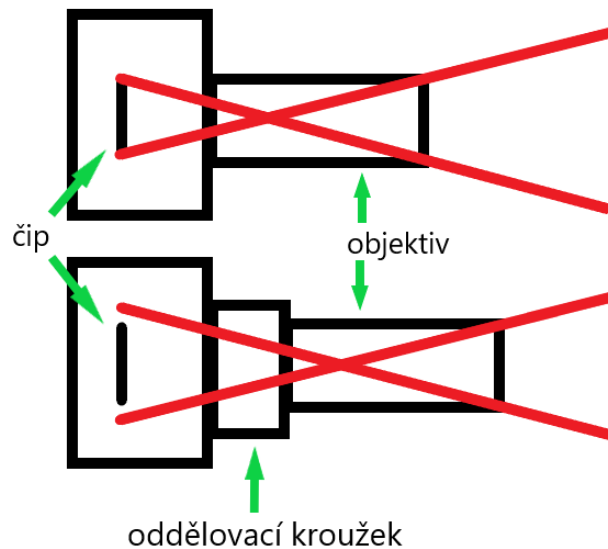
Než jsme začali porovnávat kontrast dosažitelný s dostupnými kamerami, ověřili jsme správné nastavení polarizátoru a analyzátoru (tedy úhel  $\alpha$ ), který je zásadní pro maximalizaci optické části SNR v rovnici (1.5). Pro optimální měření magnetických domén je třeba, aby polarizátor a analyzátor nebyly úplně zkřížené. Pro srovnání kamer jsme tedy vzájemný úhel polarizátoru a analyzátoru nastavili na  $\alpha = 5^\circ$ , což vedlo k maximalizaci kontrastu.

Dále jsme studovali parametry kamer, které mají zásadní vliv na první část kontrastu ve vztahu (1.5). Změnou kamery se změní veškeré relevantní parametry: počet sdružených („binning“) pixelů, kvantová účinnost, dostupná nastavení pro integrační čas kamery, parametry převodníku i elektronický šum. Porovnání relevantních parametrů „staré“ kamery (Prosilica GX1050) a „nové“ kamery (Thorlabs CS2100M-USB) je ukázáno v tabulce 1.1.

	Prosilica GX1050 [12]	Thorlabs CS2100M-USB [13]
Binning	1 - 8	1 - 16
Kvantová účinnost	42 % (532 nm)	60 % (532 nm)
Read Noise	-	< 1.5 e <sup>-</sup> RMS
Rozlišení	1024 x 1024	1920 x 1080
ADC (analog digital converter)	14 bit	16 bit
Velikost pixelu	5,5 μm x 5,5 μm	5,04 μm x 5,04 μm
Expoziční doba	10 μs – 60 s	29 μs – 7,767 s

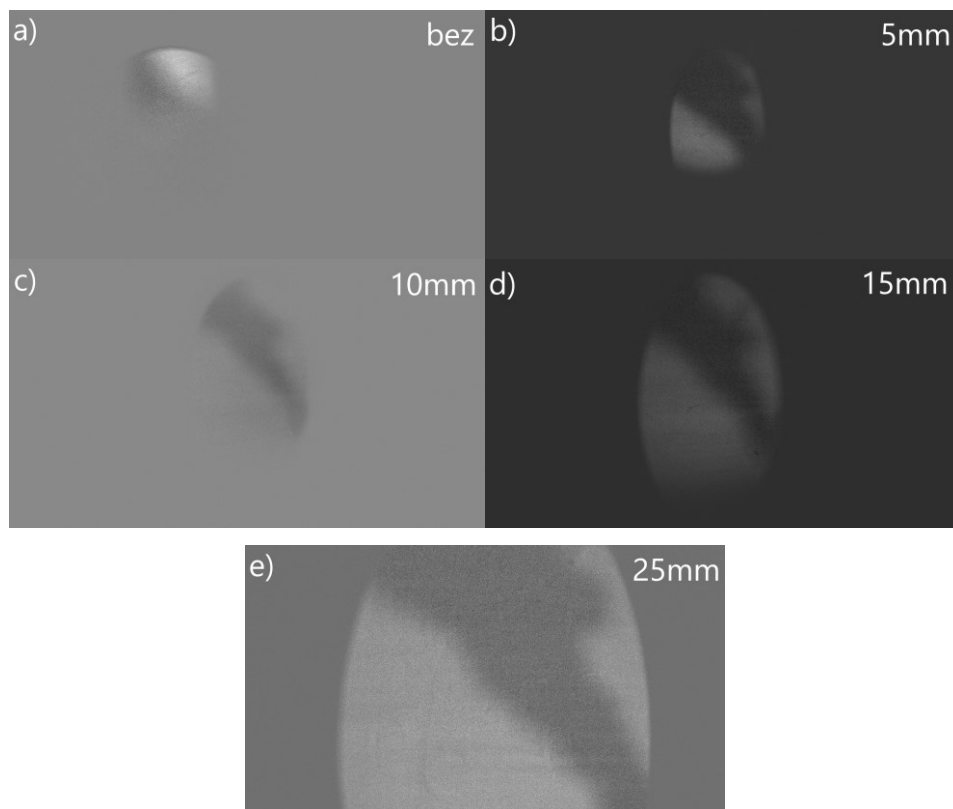
Tab. 1.1: Srovnání vybraných parametrů „staré“ a „nové“ kamery

„Stará“ a „nová“ kamera mají kromě různých parametrů i odlišná zvětšení, daná volbou teleobjektivu a odlišnou velikostí aktivní plochy kamery. Protože se nám pouhým nastavením objektivu „nové“ kamery nedařilo dosáhnout takového zvětšení, aby byla pokryta dostatečná část čipu kamery a aby zároveň nedocházelo k oříznutí obrazu, rozhodli jsme se mezi kameru a její objektiv umístit oddělovací kroužek (schematicky viz obr. 1.9). S tloušťkou oddělovacího kroužku se mění velikost obrazu dopadající na čip kamery. Lze si to představit tak, že objektiv kamery sbírá přicházející světlo a uvnitř ho posléze fokusuje do určitého bodu. Polohu tohoto bodu lze měnit nastavením teleobjektivu připojeného ke kameře, který je ale limitovaný nastavením čoček a geometrií. V našem případě byl tento bod příliš blízko čipu kamery, a obraz na kameře byl proto příliš malý. Použití oddělovacích kroužků je ukázáno na obrázku 1.10, kde je prezentován obraz z Kerrovského mikroskopu, získaný pomocí „nové“ kamery za použití oddělovacích kroužků o různých tloušťkách  $d = 5 \text{ mm}$ ,  $10 \text{ mm}$ ,  $15 \text{ mm}$ ,  $25 \text{ mm}$ .



Obr. 1.9: Schéma zvětšení obrazu na čipu kamery při použití oddělovacího kroužku

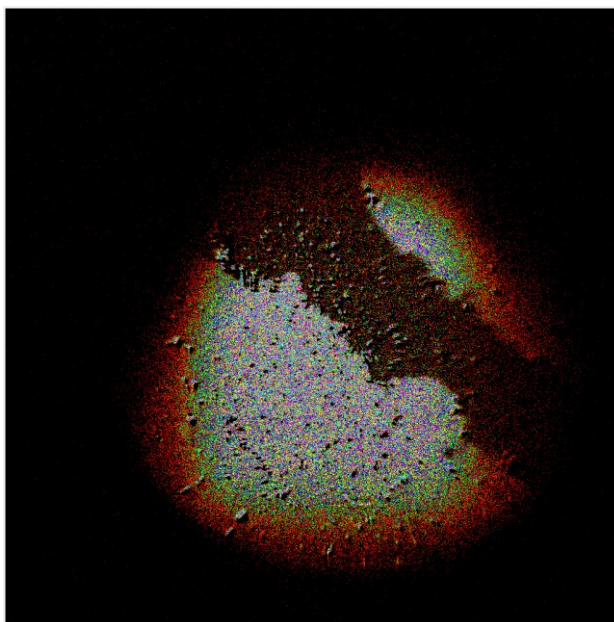
Zde je třeba zdůraznit, že odlišná barva pozadí u jednotlivých panelů obrázku 1.10 je dána dynamickým škálováním obrazu, které program k „nové“ kameře aplikuje automaticky. Z obrázku 1.10 e) je patrné, že nejlepšího nastavení lze dosáhnout pro kroužek o tloušťce  $d = 25$  mm. Dále je také vidět, že při použití „nové“ kamery lze získat dostatečně kontrastní snímek domén.



Obr. 1.10: „Nová“ kamera. Zvětšení obrazu při použití oddělovacích kroužků o různých tloušťkách

Obr. 1.11 ukazuje obrázek pořízený při použití „staré“ kamery. Jak lze na první pohled vidět, obrázky pořízené „starou“ a „novou“ kamerou mají různá barevná schémata. To je dáno použitím rozdílného řídicího softwaru u obou kamer. „Stará“ kamera je ovládána komerčním softwarem GcamViewer. Tento jednoduchý program umožňuje kromě běžného nastavení kamery (expozice, binning...) v reálném čase odečítat stanovené pozadí, průměrovat přes daný počet snímků a měnit barevnou paletu obrazu pro lepší zdůraznění kontrastu. Nastavení palety obrazu může lidskému oku zjednodušit nalezení kontrastu magnetické domény, na reálný kontrast však vliv nemá. Se „starou“ kamerou je pro zviditelnění domény nutné použít duhovou paletu, která celý rozsah naměřených intenzit rozloží do specifické barevné škály (červená – fialová), viz obrázek 1.11.

„Nová“ kamera používá jiný software, vyvinutý přímo pro Kerrovskou mikroskopii v programovacím prostředí LabView doc. Davidem Schmoranzerem. V tomto programu a s „novou“ kamerou stačí ke zviditelnění magnetických domén použít škály odstínů šedé (viz obrázek 1.9), jelikož kontrast je zesílen pomocí metod popsanych dále.



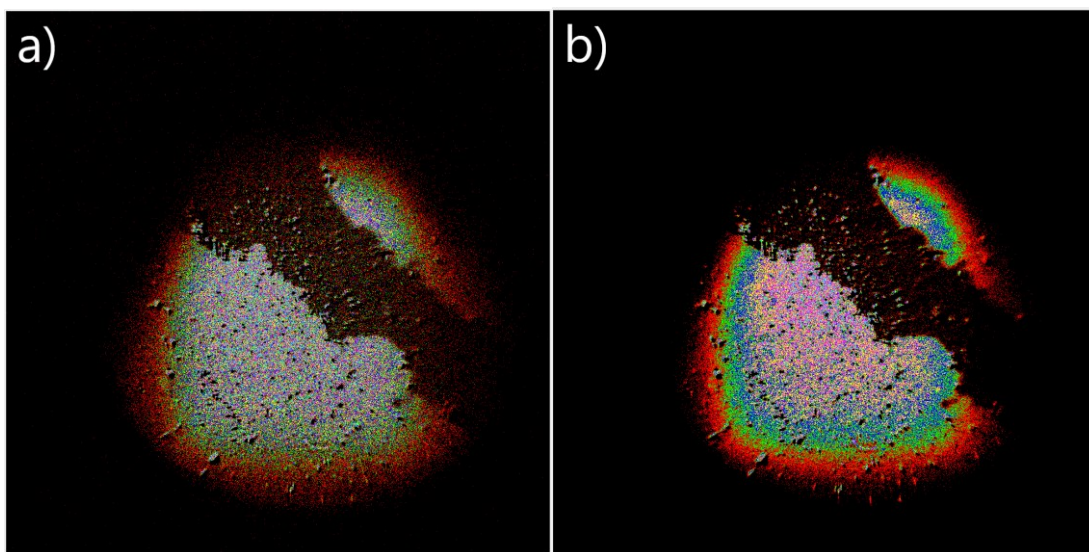
Obr. 1.11: Obrázek magnetické domény vzorku Co/Pt/Co pořízený „starou“ kamerou. Duhová paleta je použita pro zesílení kontrastu magnetické domény

Při porovnání obrázků 1.10 a 1.11 je patrné, že za pomoci „nové“ kamery bylo dosaženo na první pohled podobného kontrastu jako u „staré“ kamery. U „nové“ kamery ale nebylo nutné použít barevné přeškálování, reálný kontrast je tedy lepší. Toto zlepšení kontrastu je dáno jak softwarem, tak lepšími parametry „nové“ kamery. Pohledem na první část vztahu (1.5) a do tabulky 1.1 vidíme, že „nová“ kamera má oproti „staré“ větší počet binovaných pixelů i lepší kvantovou účinnost. Integrovaný čas byl při měření pokaždé nastavován tak, aby nedocházelo k přesvětlení kamery. Při pořizování obrázku 1.10 e) na „nové“ kameře byla nastavena expoziční doba 300 ms, u obrázku 1.11 ze „staré“ kamery potom 400 ms. Tento parametr se tedy zásadně neliší. „Nová“ kamera navíc disponuje lepším (16-bitovým) analogově-digitálním převodníkem, umožňujícím lepší rozložení šedé škály.

Ze srovnání parametrů tedy plyne, že „nová“ kamera je výrazně lépe uzpůsobena pro použití v Kerrovské mikroskopii. Kromě samotné kamery má na kvalitu pořízeného snímku vliv i zpracování obrazu, a to jak během měření, tak i po uložení obrazu (tzv. "post-processing").

## 1.7. Vliv zpracování obrazu

Zpracování obrazu může mít veliký vliv na viditelnost magnetické domény lidským okem. Velký efekt může mít například průměrování přes několik obrazů, které nám může významně potlačit velikost šumu daného povahou světla. Tento efekt je demonstrován na obrázku 1.12, kde je ukázán obrázek magnetických domén referenčního vzorku, pořízený a) bez průměrování a b) při 8 průměrováních. Odsud je patrné, že průměrování může výrazně přispět ke zvýšení kontrastu a viditelnosti domén.



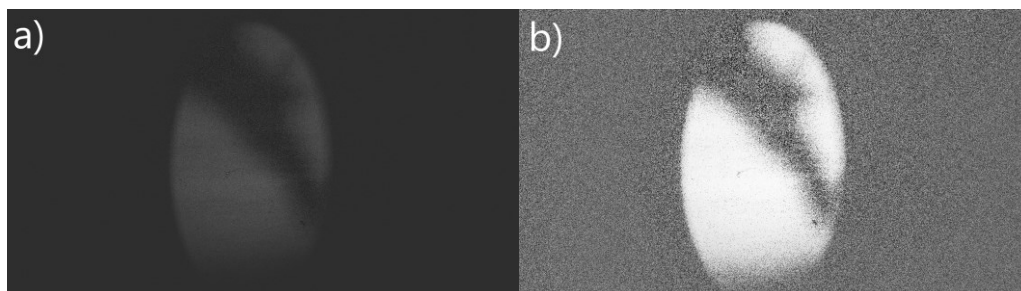
Obr. 1.12: „Stará“ kamera. Vliv průměrování na viditelnost domény. a) obrázek bez průměrování, b) obrázek při 8 průměrováních

Program vyvinutý pro „novou“ kameru má, narozdíl od GcamVieweru používaného se „starou“ kamerou, možnost několika dalších metod zpracování obrazu, a to jak v reálném čase, tak i dodatečným zpracováním (post-processingem). Program je schopen v reálném čase provádět: odečítání pozadí (*background subtraction*), roztažení kontrastu (*contrast stretching*), ekvalizaci histogramu (*histogram equalization*), rozmazání (*blur*) a doostření (*sharpen*). Po pořízení obrázku je pak dále



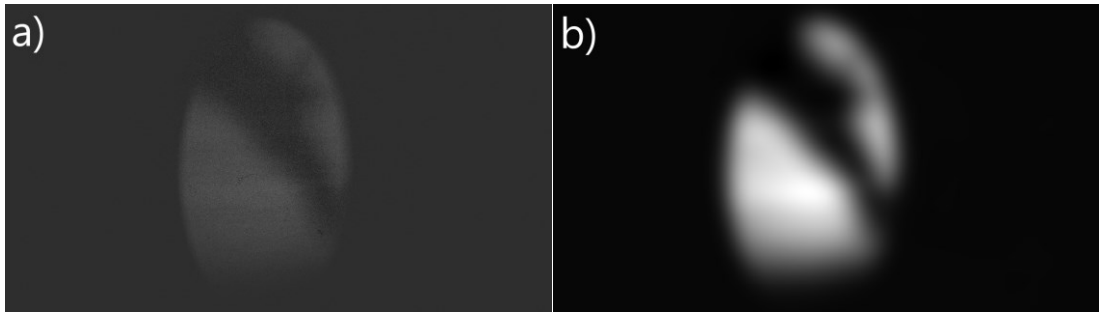
možné provést pomocí programu úpravy náročnější na výpočetní čas, jako je: adaptivní ekvalizaci histogramu (*adaptive histogram equalization*), white „top-hat“ a black „top-hat“ filtrování.

Všechny tyto metody zpracování obrazu mohou výrazně zlepšit kontrast obrazu, ale při nevhodném použití může dojít ke značnému zkreslení tvaru domén, jak je ukázáno na obrázku 1.13 a 1.14. Na obrázku 1.13 je demonstrován efekt ekvalizace histogramu. Při použití ekvalizace histogramu se změní (šedé) kódování obrazu tak, aby byly všechny dostupné intenzity (odstíny šedé) rovnoměrněji zastoupené, čímž se zvýší kontrast. Nevýhodou ekvalizace histogramu ale je, že se rovněž zvýší kontrast šumu v pozadí, což v některých případech může snížit viditelnost domény. V případě obrázku 1.13 b) však ekvalizace histogramu zřetelně přispěla ke zlepšení kontrastu a viditelnosti domény.



Obr. 1.13: Efekt ekvalizace histogramu. a) původní obrázek, b) po použití ekvalizace histogramu

Jak již bylo zmíněno, nesprávné použití některého z dostupných filtrů nám může silně zkreslit tvar domén, nebo je zcela zakrýt. Jako příklad nevhodně použitého filtru je na obrázku 1.14. ukázán efekt rozmazání (blur filtru) přes 100 pixelů. Oproti původnímu obrázku je sice na první pohled doména snadněji povšimnutelná díky většímu kontrastu mezi bílou a černou barvou, byla ale téměř úplně ztracena informace o hranici mezi doménami, a tedy například o tvaru doménové stěny. Při výběru vhodného filtru je tedy nutné postupovat obezřetně.



Obr. 1.14: Efekt rozmazání (blur) přes 100 pixelů. a) původní obrázek, b) po použití rozmazání

V této kapitole jsme demonstrovali použitelnost nové kamery a softwaru pro Kerrovskou mikroskopii. Kontrast získaný „novou“ kamerou byl přitom srovnatelný nebo lepší než kontrast z původní kamery. Zároveň jsme otestovali funkcionalitu nového softwaru, včetně několika vybraných filtrů používaných při následném zpracování obrazu (post-processingu).

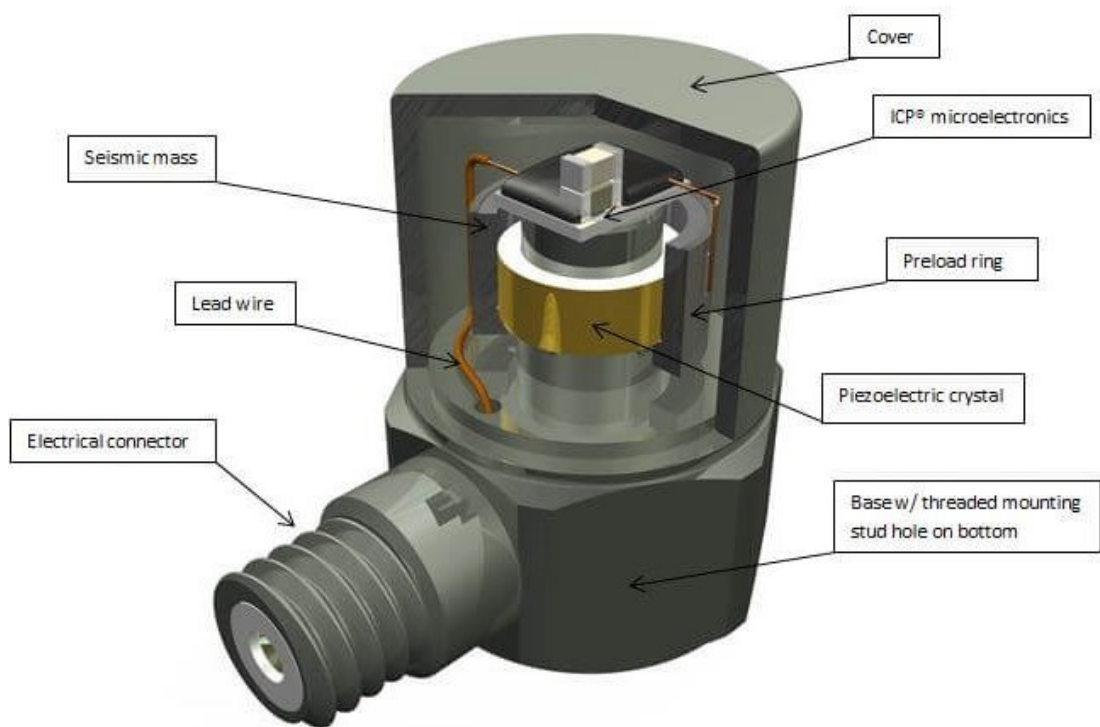
Dalším zásadním parametrem, který ovlivňuje zobrazení magnetických domén, je stabilita obrazu. Nedostatečná stabilita způsobuje rozostření obrazu a případnou ztrátu kontrastu (podobně jako filtr rozmazání – „*blur*“). Proto je nutné zajistit dostatečnou mechanickou stabilitu nového experimentálního uspořádání.

## 2. Akcelerometrie

Na stabilitu obrazu v Kerrovské mikroskopii má typicky nejvýznamnější vliv způsob uchycení vzorku. V nově budovaném Kerrovském mikroskopu je vzorek umístěn na držáku s dlouhým ramenem (18 cm) vyrobeným pomocí 3D tisku [1]. Stabilita tohoto držáku však není dostatečná, ze záznamu měření pomocí kamery byly pozorovány vibrace o úrovni přes 10  $\mu\text{m}$ , zatímco pro Kerrovskou mikroskopii je relevantní úroveň vibrací v řádu stovek nm. Bylo tedy potřeba vyvinout novou, mechanicky stabilnější verzi držáku vzorku, která umožní uchycení vzorku mezi pólové nástavce komerčního elektromagnetu. Pro správný návrh držáku je však nutné znát původ a charakter vibrací, jež je třeba potlačit. K této analýze je velmi vhodná právě akcelerometrie, která nám poskytuje jak údaje o absolutní velikosti vibrací, tak jejich frekvenční spektrum. Při znalosti frekvenčního spektra je následně jednodušší vybrat vhodný materiál a design konstrukce pro nové generace držáku.

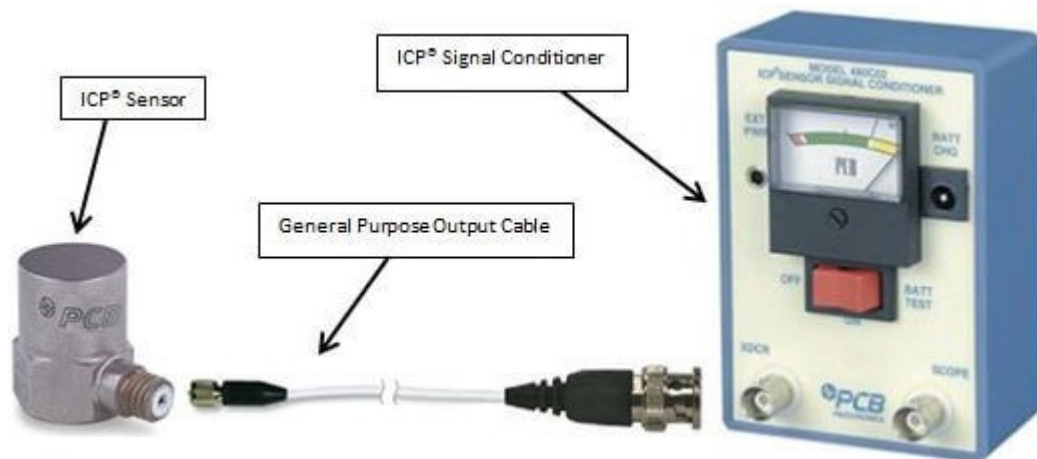
### 2.1. Akcelerometry a princip jejich fungování

Pro akcelerometrické měření byly k dispozici dva různé komerční akcelerometry od firmy PCB Piezotronics [14-15]. Jedná se o takzvané ICP („Integrated Circuit Piezoelectric“) akcelerometry, které generují elektrický signál úměrný působícímu zrychlení na základě piezoelektrického elementu. Konstrukce akcelerometru je znázorněna na obrázku 2.1 [16].



Obr. 2.1: Konstrukce typického ICP akcelerometru [16]

Hlavní částí akcelerometru je piezoelektrický krystal, ke kterému je upevněna zátěž o přesně definované hmotnosti (tzv. „*seismic mass*“). Pro zajištění tuhosti celé konstrukce a jejího lineárního chování působí zátěž na krystal přes předpínací kroužek („*preload ring*“). Při zrychlení pak vyvolává zátěž v piezoelektrickém krystalu přesně definované pnutí, které je následně proporcčně převedeno na elektrický náboj prostřednictvím piezoelektrického jevu. Generovaný nábojový signál je posléze z elektrod odveden pomocí speciálního vodiče do přístroje určeného pro úpravu signálu („*signal conditioner*“), kde je konvertován na běžný napěťový signál – viz obrázek 2.2. Přístroj pro úpravu signálu slouží zároveň jako napájecí zdroj akcelerometru, který pro správné fungování vyžaduje extrémně stabilní zdroj konstantního stejnosměrného napětí. Běžný, neregulovaný napěťový zdroj, by mohl poškodit vnitřní elektroniku akcelerometru.



Obr. 2.2: Zapojení akcelerometru pomocí přístroje na úpravu signálu [16]

Samotný princip fungování ICP akcelerometrů klade na jejich použití určité limity. Nemůžeme jimi například detekovat rovnoměrné zrychlení, ale pouze vibrace od určité nejnižší frekvence. To je dáno vnitřními hodnotami kapacity a odporu akcelerometru, které nám udávají časovou konstantu vybíjení (tzv. „*discharge time constant*“). Když na akcelerometr působí pouze rovnoměrné zrychlení, výstupní signál se pouze snižuje podle časové konstanty vybíjení, dokud nedojde k úplnému vybití elektrod. Pro opětovnou generaci náboje v akcelerometru je nutné zrychlením zapůsobit v opačném směru. Časová konstanta vybíjení daného akcelerometru nám tak klade limit na nejnižší frekvenci vibrací, kterou jsme schopni detekovat [16].

Každý ICP akcelerometr má také určitý vysokofrekvenční limit daný jeho vlastní rezonanční frekvencí. Rezonanční frekvence se odvíjí čistě od mechanické konstrukce akcelerometru, která určuje rezonanční frekvenci přístroje. Při přiblížení se k rezonanční frekvenci prudce stoupá senzitivita akcelerometru, což může vést k přetížení signálového výstupu a až k poškození akcelerometru [16]. Akcelerometry tak lze používat přibližně do frekvencí odpovídajících polovině rezonanční frekvence.

## 2.2. Experimentální uspořádání

Pro naše experimenty byly k dispozici dva modely akcelerometrů od firmy PCB Piezotronics s různou citlivostí, frekvenčním rozsahem a hmotností [14-15].

Model	Kalibrační faktor [mV/g]	Frekvenční rozsah ( $\pm 5\%$ ) [Hz]	Hmotnost [g]
393B05	10 000	0,7 – 450	50
355B04	1 000	1 – 8 000	11,2

Tab. 2.1: Parametry akcelerometrů

Přestože by vzhledem k detekovanému spektru frekvencí bylo vhodnější použít model akcelerometru 393B05, rozhodli jsme se kvůli nižší hmotnosti použít pro měření pouze model 355B04. Model držáku vzorku Kerrovského mikroskopu, který bylo potřeba charakterizovat primárně, je totiž vyroben z plastu (PETG filamentu pro 3D tisk [17]) a je tak poměrně lehký (85 g). Akcelerometr 393B05 je hmotností srovnatelný se samotným držákem, a proto by silně ovlivnil frekvenční charakteristiku držáku. Měření by tak ztratila svou výpovědní hodnotu. Pro snadnější porovnání frekvenčních spekter jsme i na měření mimo samotný držák, kde už by hmotnost akcelerometrů nehrála roli, použili pouze lehčí model 355B04. Akcelerometry totiž mají odlišnou citlivost v různých frekvenčních oblastech a experimentálně bylo ověřeno, že pro nízké úrovně vibrací dávají odlišné výsledky.

Pro úpravu signálu byl použit model 480E09 od firmy PCB Piezotronics. Napěťový výstup z tohoto přístroje byl následně pomocí karty pro sběr dat (model „myDAQ“ od společnosti National Instruments) převeden do počítače. Z měřeného časového průběhu napěťového signálu byla zároveň počítána Fourierovská spektra a vynášena výkonová spektrální hustota (PSD - „power spectral density“).

## 2.3. Zpracování signálu

Měřený časový průběh napěťového signálu z akcelerometru nám umožňuje zkoumat vibrace nejen v časové doméně, ale po spočtení Fourierovských spekter a PSD také v doméně frekvenční. Nejdříve je však nutné převést hodnoty napěťového signálu z akcelerometru na reálnou výchylku, případně na spektrum výchylky. Signál se

v časové a frekvenční doméně zpracovává poněkud odlišným způsobem, rozeberme si proto nyní tyto dva případy.

### 2.3.1. Zpracování signálu v časové doméně <sup>1</sup>

K převodu měřeného signálu v časové doméně  $S_U(t) \dots [V]$  na signál výchylky  $S_{dis}(t) \dots [m]$ , musíme nejdříve znát kalibrační konstantu  $C \dots [\frac{V}{g}]$  použitého akcelerometru. Pro použitý model akcelerometru 355B04 platí  $C = 1 \frac{V}{g}$  [15]. Měřený signál nejdříve převedeme na signál zrychlení

$$S_g(t) = \frac{S_U(t)}{C} \dots [g], \quad (2.1)$$

který následně přepočteme do SI soustavy za znalosti gravitačního zrychlení  $g = 9,81 \frac{m}{s^2}$  [18]

$$S_g'(t) = S_g(t) * 9.81 \dots [\frac{m}{s^2}]. \quad (2.2)$$

Pomocí integrace v časové doméně dále získáme signál okamžité rychlosti v daném čase  $t$

$$S_v(t) = \int S_g'(t) dt' \dots [\frac{m}{s}]. \quad (2.3)$$

Další integrací v časové doméně by bylo možné získat signál okamžité výchylky, kvůli nedostatečné stabilizaci akcelerometru je však nejdříve nutné odstranit nízkofrekvenční komponenty signálu. K tomuto účelu lze na signál rychlosti  $S_v(t)$  použít vyhlazení pomocí „Savitzky-Golay“ algoritmu [19], který odstraní všechny vysokofrekvenční komponenty a ponechá pouze pomalu se měnící pozadí, s hodnotami vyhlazeného signálu  $S_{smooth}(t)$ . Nyní je možné korigovat signál okamžité rychlosti odstraněním pomalé komponenty jako

$$S_{v,corr}(t) = S_v(t) - S_{smooth}(t). \quad (2.4)$$

Konečný signál výchylky je pak možné určit z korigovaného signálu rychlosti pomocí integrace

$$S_{dis}(t) = \int S_{v,corr}'(t) dt' \dots [m]. \quad (2.5)$$

---

<sup>1</sup> Během odvození budeme pro zjednodušení orientace mezi zaváděnými jednotkami všude uvádět jejich veličiny.

### 2.3.2. Zpracování signálu ve frekvenční doméně <sup>2</sup>

Při zpracování signálu ve frekvenční doméně vycházíme ze znalosti výkonové spektrální hustoty (PSD), která byla určena z Fourierovského spektra napětového signálu. Měřený signál  $PSD(f) \dots [\frac{V^2}{Hz}]$  převedeme pomocí kalibrační konstanty akcelerometru  $C$  na PSD zrychlení

$$PSD_g(f) = \frac{PSD(f)}{C^2} \dots [\frac{g^2}{Hz}]. \quad (2.6)$$

To dále upravíme pomocí gravitačního zrychlení do soustavy SI, stejně jako v předchozím případě časového průběhu výchylky

$$PSD_g'(f) = PSD_g(f) * 9,81^2 \dots [\frac{m^2}{s^4 Hz}]. \quad (2.7)$$

Následně je možné spočítat PSD rychlosti pomocí přepočtu přes danou frekvenci

$$PSD_v(f) = \frac{PSD_g'(f)}{(2\pi f)^2} \dots [\frac{m^2}{s^2 Hz}] \quad (2.8)$$

a nakonec i PSD výchylky

$$PSD_{dis}(f) = \frac{PSD_v(f)}{(2\pi f)^2} \dots [\frac{m^2}{Hz}]. \quad (2.9)$$

Pro jednodušší srovnání amplitud vibrací ve frekvenční a časové doméně je dále zavedeno spektrum výchylky jako odmocnina z PSD

$$S_{dis}(f) = \sqrt{PSD_{dis}(f)} \dots [\frac{m}{\sqrt{Hz}}]. \quad (2.10)$$

Aby bylo možné určit, jakou měrou se na vibracích podílí různé části frekvenčního spektra, zavádí se efektivní hodnota výchylky RMS („*root mean square*“), což je odmocnina ze střední kvadratické výchylky (zavedená obdobně jako například efektivní napětí v elektřině). Na intervalu frekvencí  $[f_1, f_2]$  se RMS výchylka vypočte integrací PSD přes danou frekvenční oblast

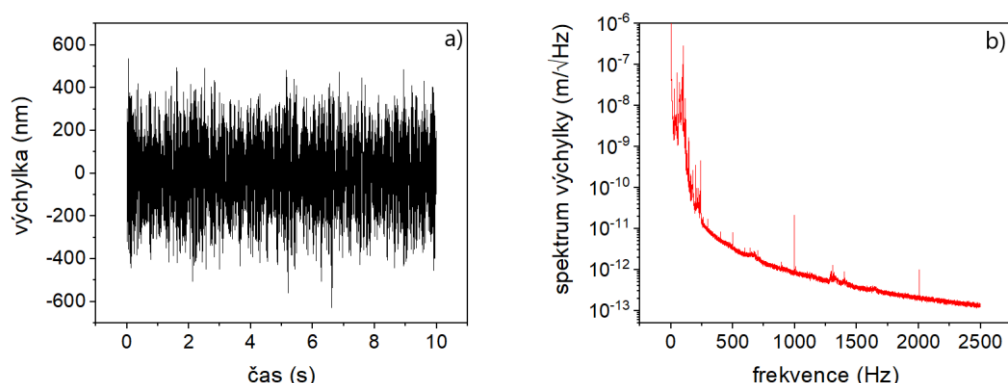
$$dis_{RMS} = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} PSD_{dis}(f') df'} \dots [m]. \quad (2.11)$$

---

<sup>2</sup> Během odvození budeme pro zjednodušení orientace mezi zaváděnými jednotkami všude uvádět jejich veličiny.



Příklad zpracování signálu v časové a frekvenční doméně je znázorněn na obrázku 2.3.



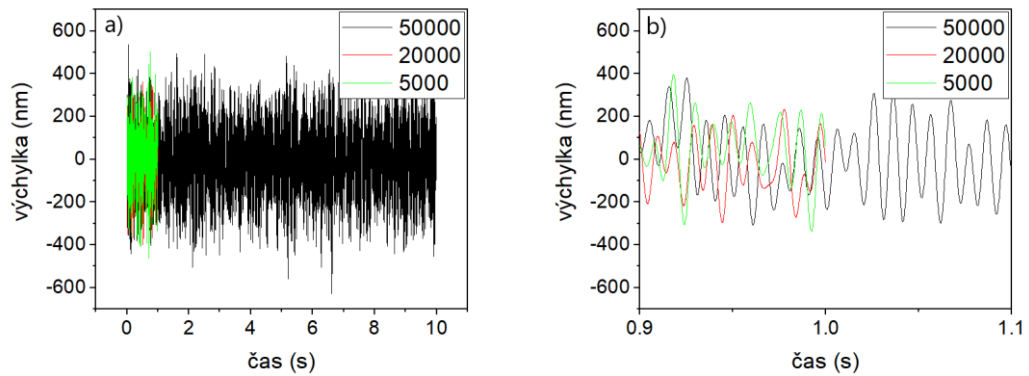
Obr. 2.3: Příklad zpracování dat z akcelerometrického měření v a) časové a b) frekvenční doméně podle výše popsaného postupu

## 2.4. Parametry měření

Během měření byl použitý model akcelerometru 355B04 od firmy PCB Piezotronics, jehož kalibrační konstanta je  $C = 1 \frac{V}{g}$  [15].

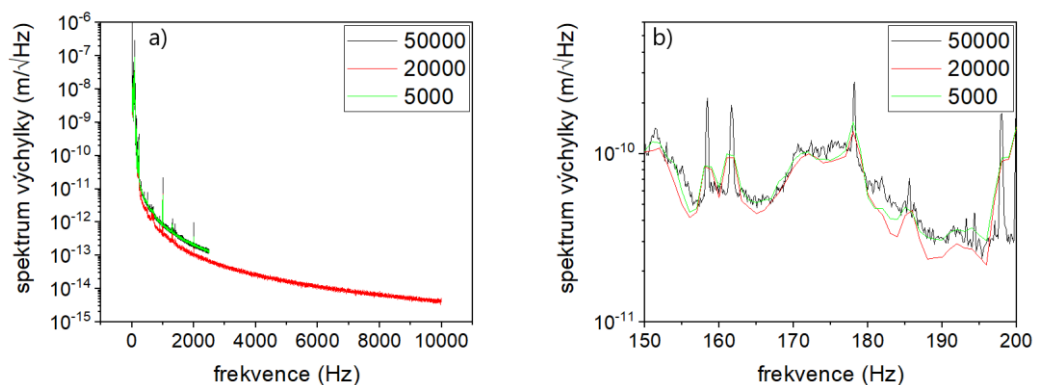
Pro měření jakékoliv veličiny v časové doméně, která je následně převáděna do frekvenční domény pomocí Fourierovy transformace jsou zásadní dva parametry – vzorkovací frekvence („*sampling rate*“) a počet vzorků („*samplů*“), což jsou vstupní parametry pro analogově-digitální (AD) převodník na čtecí (DAQ) kartě. Na jejich základě vyčítá program pro měření akcelerometrie<sup>3</sup> data z DAQ karty. Vzorkovací frekvence nám udává frekvenci, se kterou se hodnoty signálu z DAQ karty odečítají, a počet vzorků celkové množství hodnot nasbíraných během jednoho měření. Kombinací těchto dvou parametrů je tedy dána i celková doba jednoho měření, jak je ukázáno na obr. 2.4. Bude-li například nastavena vzorkovací frekvence na  $f_N = 5\,000$  Hz a počet vzorků na  $N = 5\,000$ , bude měření probíhat 1 sekundu (zelená křivka v obrázku 2.4). Při zachování  $f_N = 5\,000$  Hz a zvýšení  $N = 50\,000$ , je měření desetinásobně delší, tedy trvá 10 sekund (černá křivka). Pro  $f_N = 20\,000$  Hz a  $N = 20\,000$  by měření opět trvalo 1 sekundu (červená křivka). V časové oblasti tedy data vypadají obdobně jako pro  $N = 50\,000$ , ale vyšší vzorkovací frekvence umožní detekci delší frekvenční oblasti, jak je ukázáno dále v obrázku 2.5.

<sup>3</sup> Program byl vytvořený v prostředí LabView doc. Davidem Schmoranzem z Katedry fyziky nízkých teplot



Obr. 2.4: Porovnání dat v časové doméně pro různá nastavení vzorkovací frekvence a počtu vzorků. V legendě jsou uvedeny počty vzorků  $N$ . Data odpovídající  $N = 50\,000$  (černá křivka) a  $N = 5\,000$  (zelená křivka) jsou změřena se vzorkovací frekvencí  $f_N = 5\,000$  Hz, data pro  $N = 20\,000$  (červená křivka) pak s  $f_N = 20\,000$  Hz. Panely a) a b) se liší pouze zobrazeným časovým intervalem

Nastavení výše diskutovaných parametrů má pochopitelně přímý vliv i na data pozorovaná ve frekvenční doméně, přes vlastnosti Fourierovy transformace. Z ní vyplývá, že polovina hodnoty vzorkovací frekvence udává maximální pozorovatelnou/detekovatelnou frekvenci. Pro  $f_N = 5\,000$  Hz tedy můžeme sledovat spektrální závislost do  $2\,500$  Hz. Srovnání dat zpracovaných ve frekvenční doméně je znázorněné na obrázku 2.5.



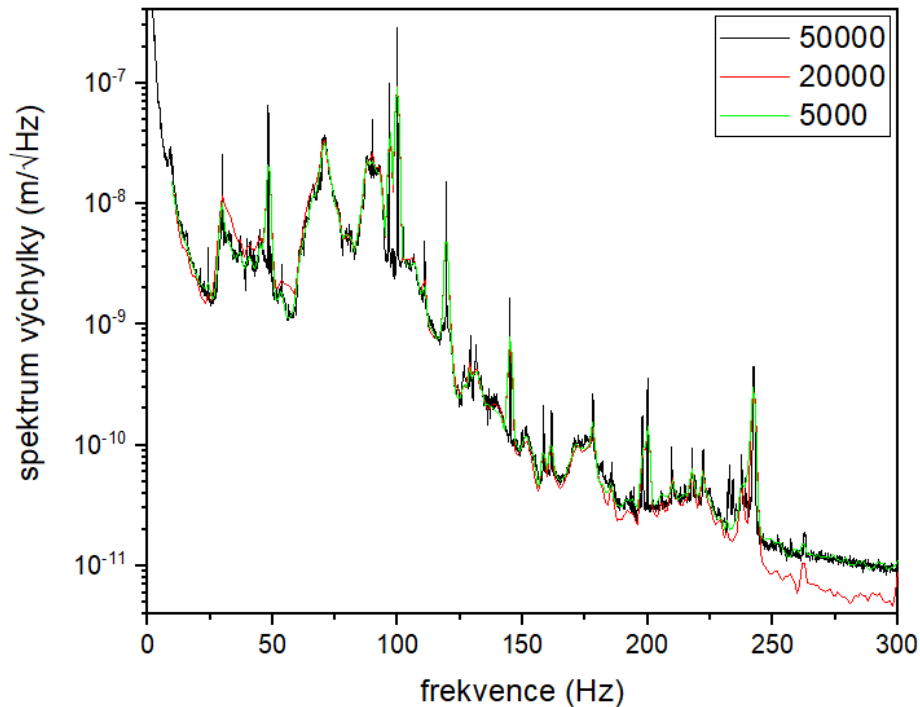
Obr. 2.5: Vliv parametrů vzorkovací frekvence na a) délku intervalu pozorované spektrální závislosti, b) vliv počtu vzorků na jemnost frekvenčního spektra. Data odpovídající  $N = 50\,000$  (černá křivka) a  $N = 5\,000$  (zelená křivka) jsou změřena se vzorkovací frekvencí  $f_N = 5\,000$  Hz, data pro  $N = 20\,000$  (červená křivka) pak s  $f_N = 20\,000$  Hz

I ve frekvenční doméně je pro sledování vibrací důležitý počet zaznamenaných vzorků  $N$ . Poměr počtu vzorků a vzorkovací frekvence určuje, s jakým frekvenčním rozlišením můžeme spektrum výchylky detekovat, jak je ukázáno na obrázku 2.5 b). Odsud je zjevné, že nejlepšího rozlišení je dosaženo pro poměr  $f_N/N = 0,1$  Hz (černá křivka), zatímco pro ostatní dvě křivky je rozlišení pouze  $f_N/N = 1$  Hz (zelená a červená křivka).

Na základě výše zmíněné diskuze bylo rozhodnuto provádět měření primárně pro hodnoty  $f_N = 5\ 000$  Hz a  $N = 50\ 000$ . Aby bylo možné ověřit přítomnost vibrací ve vysokofrekvenční oblasti nad  $2\ 500$  Hz, probíhalo ještě pro všechny konfigurace měření s  $f_N = 20\ 000$  Hz a  $N = 20\ 000$ , které nám umožnilo sledovat frekvenční spektrum do  $10\ 000$  Hz. Zvyšovat hodnotu  $f_N$  nad  $20\ 000$  Hz nemělo smysl, nepředpokládali jsme výskyt takto vysokofrekvenčních vibrací. Navíc bychom již naráželi na technické limity akcelerometru, přístroje na úpravu signálu i měřicí karty.

Z prvních měření však již bylo patrné, že nepozorujeme výraznější vibrace s frekvencí nad  $2\ 000$  Hz. V této práci tak ukazujeme pouze výsledky získané při měření s nižším počtem vzorků, což nám zároveň umožnilo desetinásobně zkrátit čas měření.

K finálnímu ověření konzistence měření (zejména vzhledem k programu a měřicí kartě) bylo prováděno ještě třetí kontrolní měření pro  $f_N = 5\ 000$  Hz a  $N = 50\ 000$ . Pozorování různých nastavení měřicí karty a reprodukovatelnost experimentu je ukázána na vzorových datech na obrázku 2.6. Odsud je patrné, že reprodukovatelnost měření byla velmi dobrá a nastavení karty má minimální vliv na tvar spektra. V dalším textu tedy budeme ukazovat pouze data pro  $f_N = 5\ 000$  Hz a  $N = 50\ 000$ .



Obr. 2.6: Opakovatelnost a konzistence měření ve frekvenční doméně pro různá nastavení vzorkovací frekvence a počtu vzorků. Data odpovídající  $N = 50\,000$  (černá křivka) a  $N = 5\,000$  (zelená křivka) jsou změřena se vzorkovací frekvencí  $f_N = 5\,000$  Hz, data pro  $N = 20\,000$  (červená křivka) pak s  $f_N = 20\,000$  Hz

Pro potlačení šumu se data ve frekvenční oblasti průměrovala ze 100 opakování. Optimální hodnota počtu opakování byla určena experimentálně. Data v časové doméně však průměrována nebyla, a pro vyhodnocení se vždy použila křivka z posledního opakování měření.

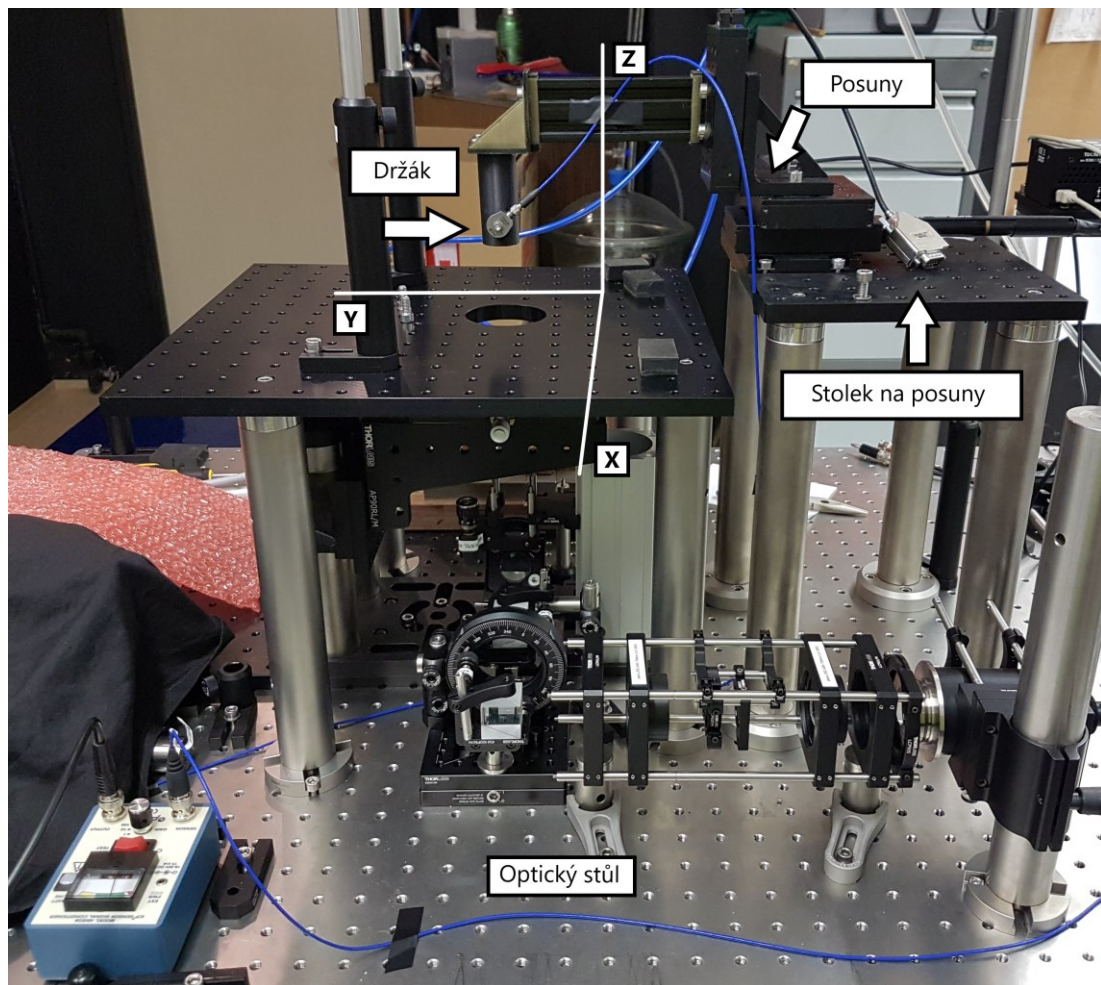
Nastavení parametrů měření je pro studium vibrací zásadní, zejména pak ve frekvenční doméně. V následující kapitole ukážeme konkrétní detekci výchylek, identifikujeme jejich původ a předvedeme možnosti jejich odstranění pomocí optimalizace mechanického designu držáku vzorku.

## 2.5. Výsledky měření

Aby bylo možné identifikovat původ vibrací v optické soustavě, probíhala akcelerometrická měření na několika různých částech, a také při různých experimentálních podmínkách (například při umístění soustavy do krycího „boxu“). Pro optimalizaci držáku vzorku bylo nejprve zkoumáno jeho chování při různých způsobech zatížení a následně pro jednotlivé prototypy držáku s odlišným mechanickým designem i materiálem použitým pro jejich výrobu. Jelikož dostupný akcelerometr dokáže měřit vibrace pouze v jedné ose, probíhalo každé měření zvlášť ve třech osách (X, Y, Z), které byly identifikovány se směry posuvů držáku vzorku. Pro jednotlivé osy bylo někdy nutné volit různé způsoby uchycení akcelerometru, což mohlo mírně ovlivnit srovnání jednotlivých os. Obecné trendy v měření však zůstávají zachovány, a umožňují nám identifikovat úroveň a původ vibrací v nově konstruovaném mikroskopu.

### 2.5.1. Původ vibrací

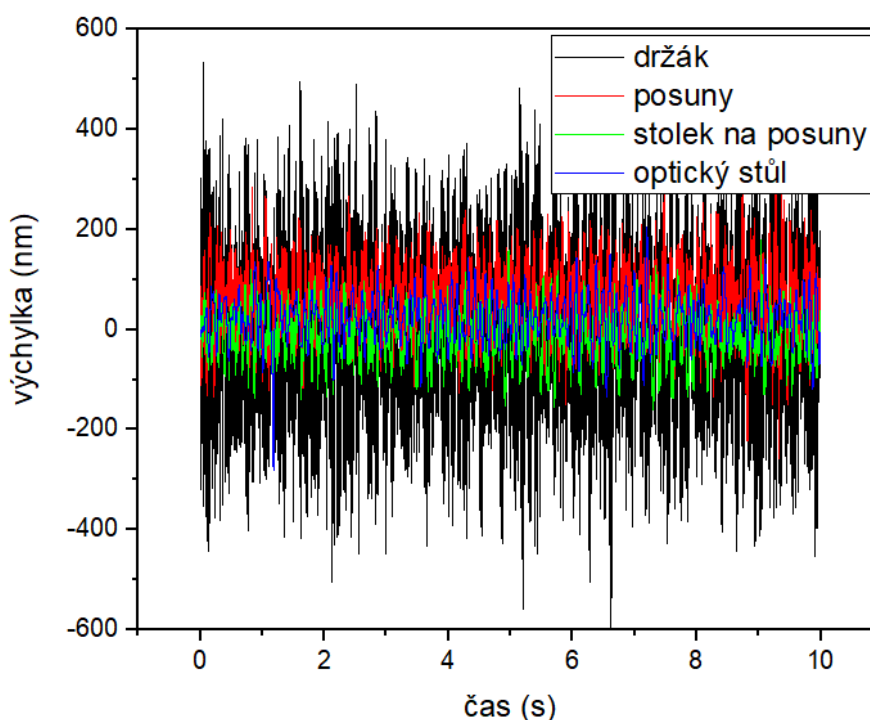
Jelikož však z prvotních odhadů nebylo zřejmé, jakým způsobem se vibrace v laboratoři šíří, ani jaký je jejich původ, bylo nejprve provedeno měření na čtyřech různých částech Kerrovského mikroskopu, které jsou vyznačeny na obrázku 2.7. První měření probíhalo na hlavním optickém stole, na kterém byl experiment postaven. Druhé měření bylo provedeno na vyvýšeném stolku, na němž byly připevněny posuny s krokovým motorem, pro pohyb držákem vzorku. Třetí měření bylo realizováno na těchto posunech, a poslední (a nejdůležitější) na samotném držáku vzorku v místě uchycení vzorku (na tzv. „cylindru“).



Obr. 2.7: Rozložení Kerrovského mikroskopu s vyznačením míst, v nichž bylo provedeno akcelerometrické měření vibrací

Přestože akcelerometrická měření proběhla pro tři různá nastavení vzorkovací frekvence  $f_N$  a počtu vzorků  $N$  (viz Kap. 2.4.), budeme dále pro jednoduchost porovnávat pouze měření při nastavení  $f_N = 5\,000$  Hz a  $N = 50\,000$ . Toto omezení vzorkovací frekvence je možné, jelikož žádné z kontrolních měření prováděných s  $f_N = 20\,000$  Hz neodhalilo významné vibrace s frekvencí nad 2 000 Hz. Všechna měření zároveň proběhla ve třech různých osách  $X$ ,  $Y$  a  $Z$  daných směry posuvů vzorku. Z geometrie experimentu (obrázek 2.7) je však zřejmé, že dominantní vibrace budou vznikat v ose  $X$ , která je kolmá k hlavnímu rameni držáku. Srovnávat tedy budeme nejprve vibrace v této ose za účelem určení jejich původu, a teprve následně se budeme věnovat vibracím v ostatních osách.

Na obrázku 2.8 jsou srovnány vibrace v ose  $X$ , detekované na jednotlivých částech experimentu v časové doméně. K nejsilnějším vibracím zjevně dochází přímo na držáku (700 – 900 nm), zatímco na optickém stole jsou už vibrace značně potlačeny. Pro detailnější porozumění problematice vibrací je však nutné podívat se do frekvenční oblasti.



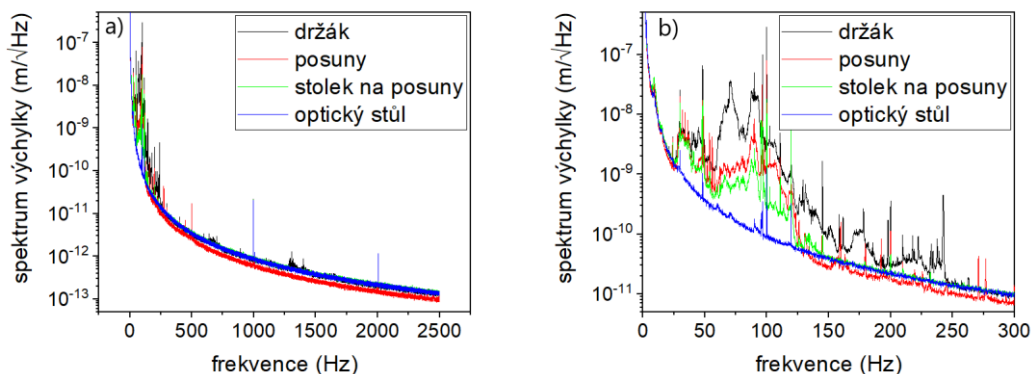
Obr. 2.8: Časová závislost výchyliky na různých částech Kerrovského mikroskopu, osa  $X$

Na první pohled je patrné, že optický stůl v porovnání s ostatními místy vykazuje prakticky nulovou úroveň vibrací. To mimo jiné znamená, že se vibrace primárně nepřenáší podlahou přes optický stůl, ale předpokládáme jejich přenos vzduchem. Pro řešení problému vibrací držáku vzorku tedy nemá smysl pokoušet se lépe izolovat celý optický stůl.

Z obrázku 2.9 a) je dále zřejmé, že mimo držák vzorku, ne kterém pozorujeme i vysokofrekvenční vibrace na 700 Hz a 1 300 Hz, vibruje celá optická soustava pouze na frekvencích do 250 Hz. Zde vidíme, že v oblasti mezi 25 Hz a 125 Hz dochází

k vibracím celého stolku na posuny, které se přenáší i na posuny, připevněné na stolku. Při porovnání spektra výchylky stolku a posunů je zřejmé, že samotné posuny nijak výrazně nepřispívají k zesílení vibrací, a není zde tedy nutné se snažit o jejich optimalizaci (z hlediska upevnění apod.). Dále je také vidět, že v oblasti od 125 Hz do 250 Hz vibruje primárně samotný držák vzorku. V oblasti od 50 Hz do 100 Hz také sledujeme výrazně vyšší hodnotu vibrací nejen držáku vzorku, ale i celého ramene držáku, než je tomu u zbytku optické soustavy. Pro snížení vibrací vzorku se proto jako nejúčinnější řešení jeví navrhnout nový design držáku, který by mohl přirozeně vibrovat na jiných vlastních frekvencích a ideálně i na nižší úrovni.

Konstrukce nového držáku je představena v sekci 2.5.4. Pro její optimalizaci však bylo nutné nejprve stanovit další parametry, které vibrace ovlivňují – zejména symetrie držáku (tedy vibrace v různých osách) a jeho hmotnost. Podívejme se nyní na tyto parametry odděleně.

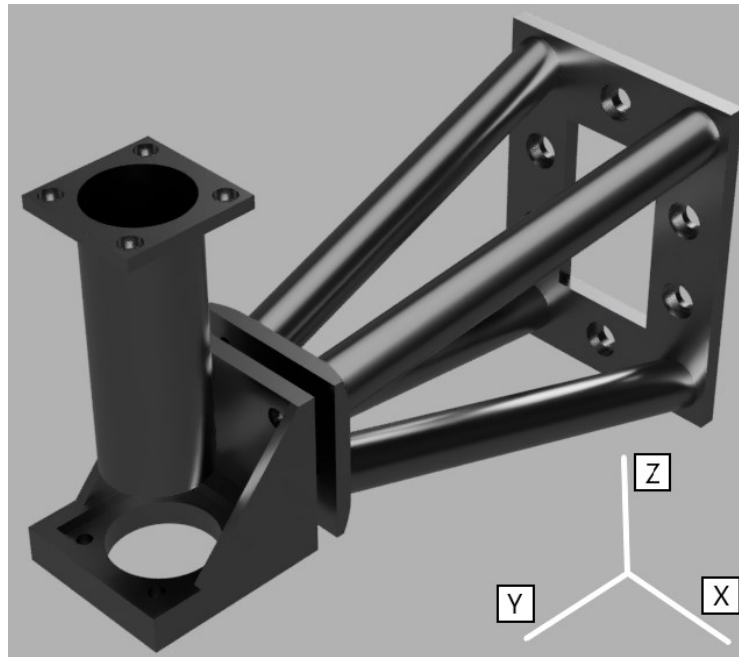


Obr. 2.9: Spektrum výchylky na různých částech Kerrovského mikroskopu. Měření je provedeno v ose  $X$ . Data jsou ukázána v různých frekvenčních rozsazích, a) plný rozsah do 2500 Hz, b) nízkofrekvenční výřez dat do 300 Hz



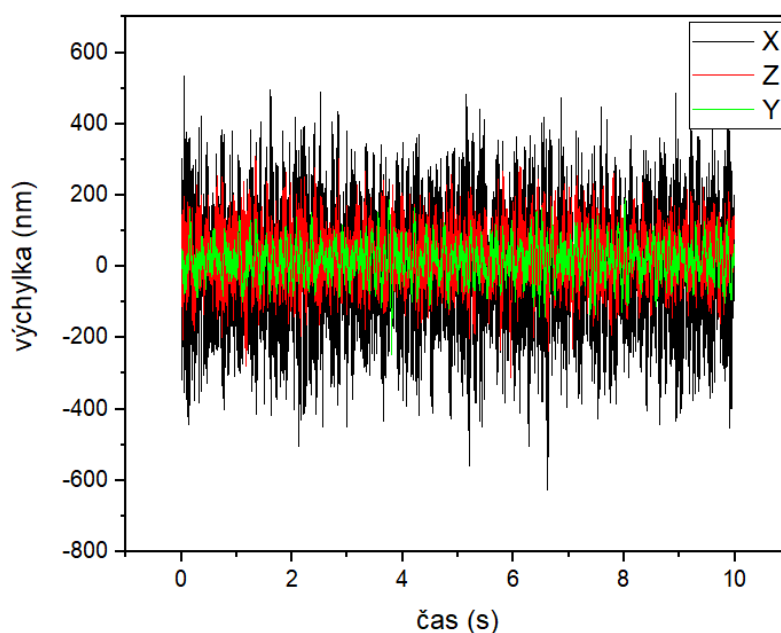
### 2.5.2. Symetrie držáku - vibrace v osách X, Y a Z

Prototyp držáku, který byl diskutován i v předchozí sekci, byl celý připraven pomocí 3D tisku z plastu PETG. Držák není osově symetrický, má pro něj tedy smysl zkoumat vibrace v různých směrech. Podoba držáku je vyobrazena na obrázku 2.10, včetně vyznačení zkoumaných os.



Obr. 2.10: První prototyp držáku vzorku připravený pomocí 3D tisku

Srovnání absolutní velikosti vibrací pro jednotlivé směry je nejlépe viditelné z časové závislosti výchylky, ukázané na obrázku 2.11. Nejsilnější jsou zjevně vibrace v ose  $X$ , a nejslabší naopak v ose  $Y$ . Proč tomu tak je, lze vysvětlit právě tvarem držáku. Ve směru  $X$  je držák poměrně úzký, má dlouhé rameno (18 cm) a nemá v něm žádnou oporu při uchycení na posuny. Na posuny je naopak držák uchycen ve směru  $Y$ , ve kterém díky jejich podpoře vykazuje nejnižší úroveň vibrací. Ve směru  $Z$  působí robustnější strana držáku, lze proto předpokládat, že vibrace v tomto směru budou nižší než pro směr  $X$ .

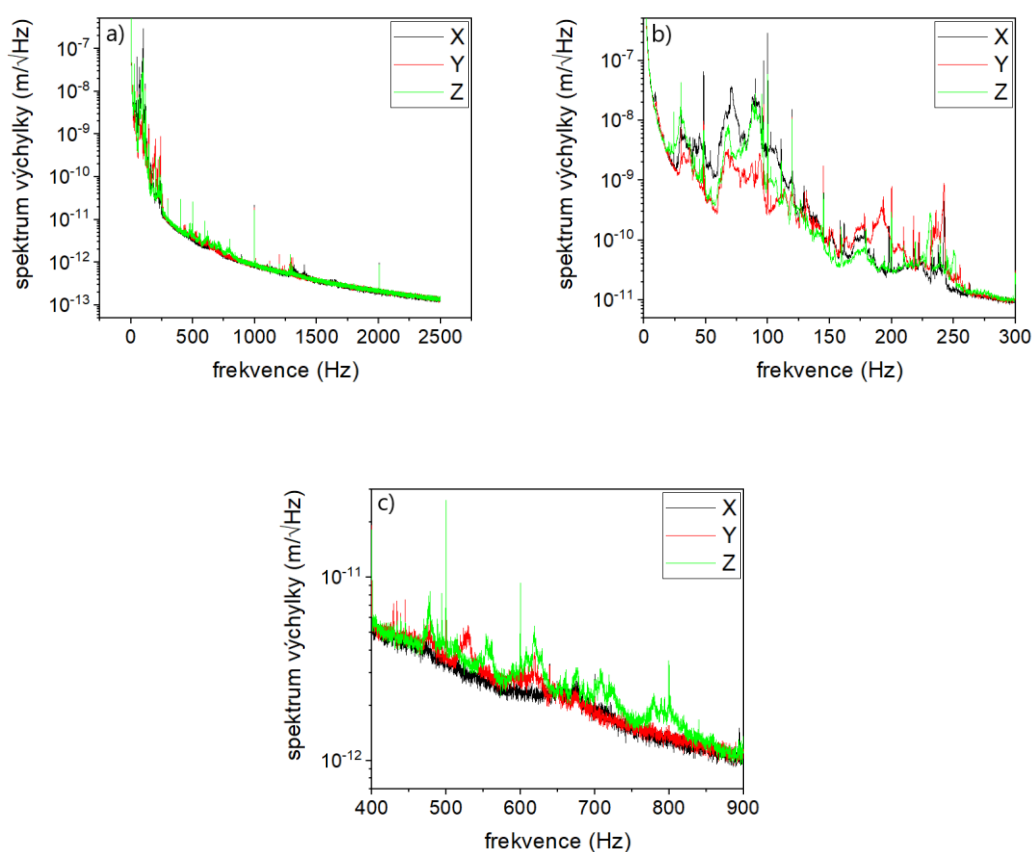


Obr. 2.11: Srovnání časové závislosti výchylky pro různé směry

Dále je vhodné podotknout, že samotné měření ovlivňuje i akcelerometr, jelikož jeho hmotnost není zanedbatelná. Pro měření v dané ose je akcelerometr nutné orientovat v jejím směru, podmínky zatížení v jednotlivých osách tak nejsou totožné. Při měření ve směru  $X$  bude hmotnost akcelerometru ovlivňovat výsledky měření největší měrou. Pouze při měření v ose  $X$  jsme totiž nuceni akcelerometr umístit mimo osu držáku, bude proto nejvíce vychylovat polohu těžiště. Lze však předpokládat, že kvalitativní závěry měření zůstanou zachovány, přestože frekvence maximální výchylky mohou být posunuty. Proto je třeba sledovat i frekvenční spektrum výchylek, ukázané na obrázku 2.12.

Odsud je patrné, že pro jednotlivé směry držák vibruje na různých frekvencích. Dominantní jsou dříve zmíněné frekvence v intervalu od 25 Hz do 250 Hz (viz obrázek 2.11 b)), tedy v oblasti akustických vibrací. Ve směrech  $Y$  a  $Z$  můžeme ale pozorovat i vibrace na frekvenčním intervalu od 450 Hz do 850 Hz, které jsou pro směr  $X$  násobně nižší (viz obrázek 2.11 c)). Amplituda těchto výchylek je však o několik řádů nižší než pro nízkofrekvenční oblast do 250 Hz, a nelze tak očekávat, že by významně ovlivnily stabilitu uspořádání.

Dále je třeba si uvědomit, že v Kerrovské mikroskopii zkoumáme zaostřenou rovinu vzorku (tedy rovinu  $XY$  v našem experimentu). Při analýze vibrací je pro nás tedy zásadní zkoumat vibrace v této rovině. Budeme proto dále sledovat pouze vibrace v osách  $X$  a  $Y$  – primárně v ose  $X$ , jelikož v ní pozorujeme přibližně 4x větší výchylku než v ose  $Y$ . Vibrace v ose  $Z$  způsobují v experimentu pouze mírné rozostření a s ním spojenou změnu velikosti pozorovaného obrazu. Mikroskop je tak k vibracím v této ose výrazně méně citlivý.

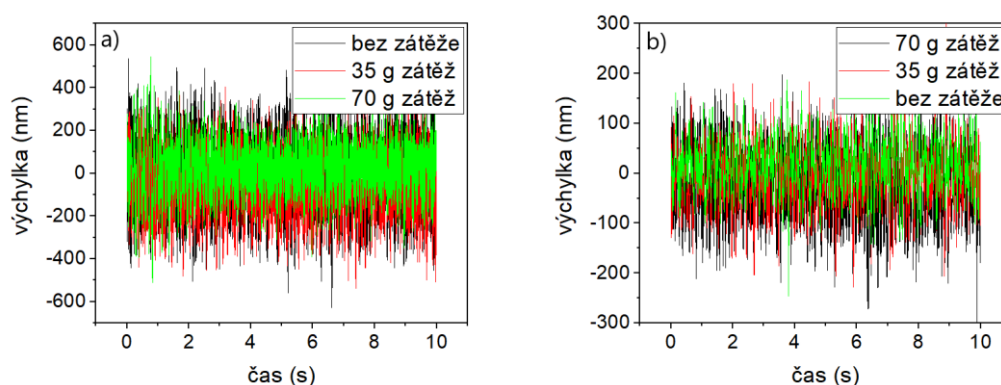


Obr. 2.12: Srovnání PSD spektra výchylky pro různé směry ve třech frekvenčních rozsazích, a) plný rozsah do 2500 Hz, b) nejnižší rozsah do 300 Hz, c) rozsah do 900 Hz

### 2.5.3. Vliv hmotnosti držáku

Jak již bylo zmíněno, jedním ze zásadních parametrů z hlediska vibrací je hmotnost držáku. Změna hmotnosti má vliv na vibrační spektrum držáku. Rozhodli jsme se tedy zkoumat, jaký bude mít efekt přidání dodatečné zátěže do „cylindru“ držáku. Jako závaží byly použity stojanové nožičky pro optické prvky o hmotnostech 35 g a 70 g, které bylo snadné umístit do středu cylindru, a neměnit tak osu těžiště držáku. Hmotnost použitého akcelerometru byla 11,2 g, tedy výrazně nižší než u dodatečného závaží.

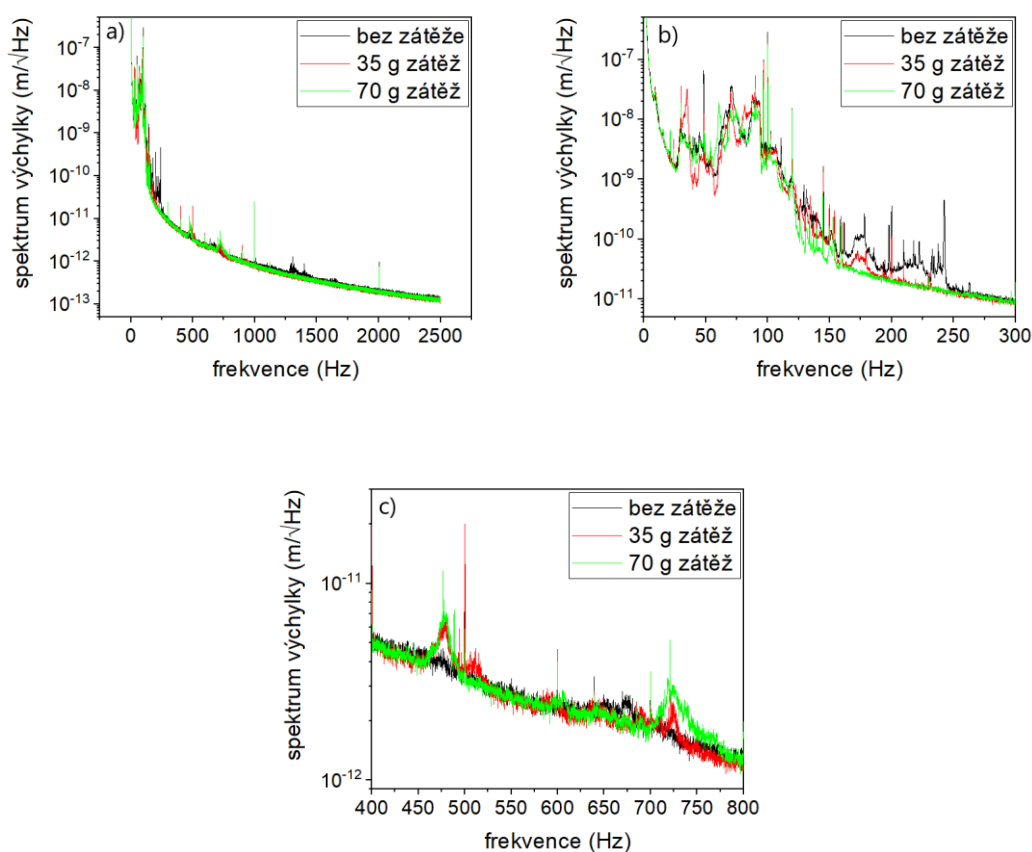
Na obrázku 2.13 je znázorněn časový průběh výchylky pro tři různá zatížení. Zjevně pro větší zátěž se mírně snižuje amplituda výchylky v ose  $X$  (obr. 2.13 a)). Velikost výchylky ve směru  $Y$  (obr. 2.13 b)) se naopak se zátěží zvyšuje, stále je ale přibližně 3x menší než ve směru  $X$ .



Obr. 2.13: Srovnání časové závislosti výchylky pro různé velikosti zátěže pro a) osu  $X$  a b) osu  $Y$

Vzhledem k tomu, že ve směru  $X$  se vibrace systematicky ukazují být výrazně silnější než v ostatních osách, věnujme se dále sledování vibrací výhradně v tomto směru. Srovnání spektra PSD výchylky pro jednotlivé zátěže (na obrázku 2.14) nám ukazuje, že změnou velikosti a rozložení hmotnosti držáku můžeme výrazně ovlivňovat, na jakých frekvencích budou vibrace nejsilnější. S rostoucí zátěží jsou potlačovány vibrace na intervalu frekvencí od 125 Hz do 250 Hz (obr. 2.14 b)), a také na intervalu od 1 250 Hz do 1 650 Hz (obr. 2.14 a)). Na druhou stranu se při zvyšující se zátěží objevují vibrace v okolí 470 Hz a 730 Hz (obr. 2.14 c)). Předpokládáme tedy, že zátěž (dle očekávání) pouze posunula vibrace z intervalu 1 250 Hz – 1 650 Hz

směrem k nižším frekvencím, do okolí 470 Hz a 730 Hz, aniž by zásadnějším způsobem potlačila jejich amplitudu vibrací. V intervalu frekvencí od 25 Hz do 125 Hz vliv zátěže prakticky nepozorujeme. To je ovšem očekávané, protože vibrace v tomto intervalu jsou spojené s vibracemi posunů držáku a stolku na posuny (viz obrázek 2.8). Na základě pozorování spektrální a časové závislosti výchylky je možné se domnívat, že těžší držák by mohl mít pozitivní vliv na velikost vibrací. Je nutné ale mít na paměti, že se při změně hmotnosti změní i frekvenční spektrum výchylky. To je demonstrováno na nových modelech držáku, pro jejichž konstrukci byly použity odlišné druhy materiálů.



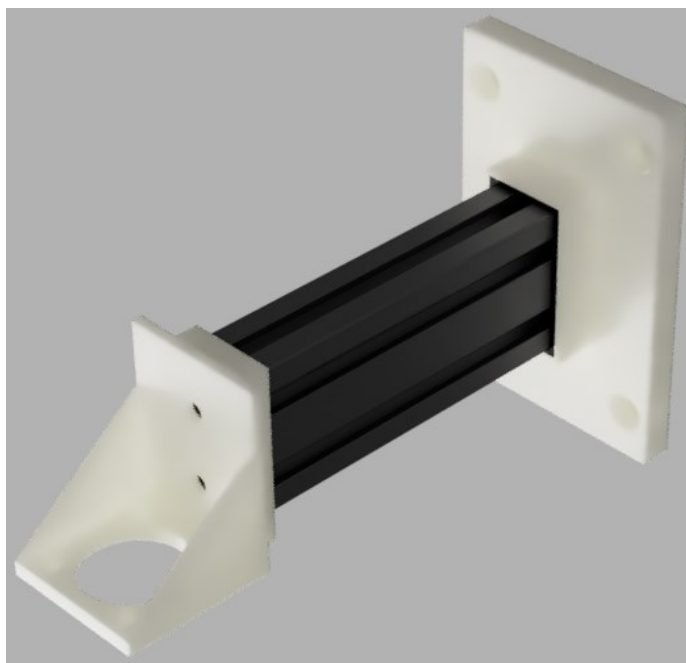
Obr. 2.14: Srovnání PSD spektra výchylky v ose  $X$  pro různé zátěže, zobrazené v různých frekvenčních rozsazích, a) do 2 500 Hz, b) nejnižší rozsah do 300 Hz, c) rozsah do 900 Hz

..

#### 2.5.4. Nové modely držáků

Na základě změřených dat byly postupně navrhovány nové modely držáku vzorku pro Kerrovský mikroskop. Jak bylo zmíněno, původní prototyp držáku (viz obr. 2.10), byl vyroben na 3D tiskárně za použití plastu PETG [17]. Dále budeme tento model nazývat „*starý držák*“.

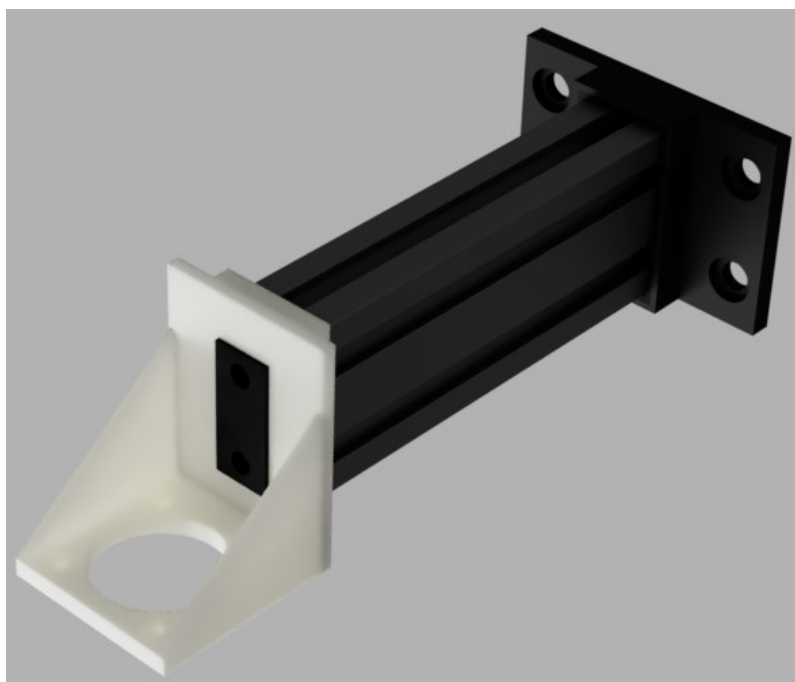
Ve snaze potlačit vysokofrekvenční vibrace (přibližně nad 150 Hz), bylo tělo držáku nahrazeno hliníkovým profilem (2040), zatímco zbylé části držáku byly nadále vytištěny z plastu PETG. Plastové části byly oproti předchozí verzi jen velmi mírně upraveny, aby je bylo možné připevnit k hliníkovému profilu. Předpokládáme tedy, že všechny změny ve vibračním spektru držáku má za následek právě hliníkový profil. Tato verze držáku je znázorněna na obrázku 2.15 a dále ji budeme nazývat „*nový držák V1*“.



Obr. 2.15: Nový držák V1 / nový držák V2, 3D model

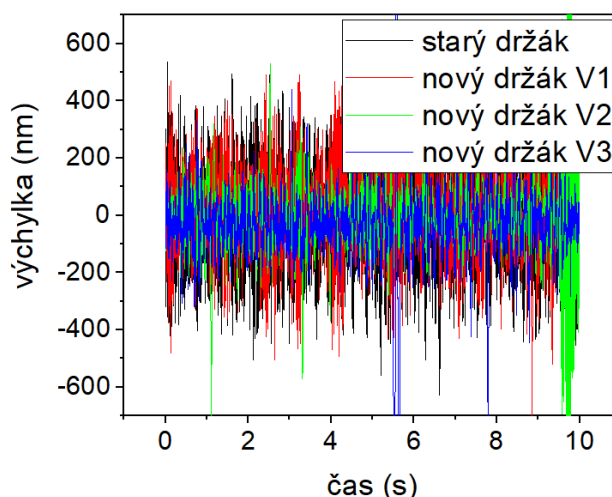
Dále jsme se rozhodli testovat efekt měkké tlumící gumy, která by principiálně měla potlačit právě vysokofrekvenční vibrace. Mezi hliníkový profil a PETG část, která slouží k upevnění držáku na posuny, byl pomocí 3D tisku připraven tlumič z měkké elastomerové směsi TPE [20]. Tato část je z velmi flexibilního materiálu určeného k tlumení vibrací. Popsanou verzi držáku budeme dále označovat „*nový držák V2*“. Design je jinak shodný s novým držákem V1 (viz obrázek 2.15).

Pro poslední verzi držáku, dále jako „*nový držák V3*“ (model na obrázku 2.16), byly tištěné PETG části nahrazeny tvrdšími resinovými [21], připravenými pomocí resinového 3D tisku. V porovnání s použitým PETG je resin tvrdším materiálem. Kvůli limitům resinové tiskárny bylo také nutné mírně zmenšit část držáku určenou pro připevnění k posunům. Předpokládáme však, že změny vibračního spektra držáku, popsané dále v této kapitole, jsou způsobeny primárně změnou materiálu, nikoliv drobnou úpravou designu. V této verzi držáku byla přidána tlumící TPE guma na oba konce hliníkového profilu kvůli maximalizaci tlumení vibrací.



Obr. 2.16: Nový držák V3, 3D model

Srovnání časové závislosti výchylky pro jednotlivé verze držáku je ukázáno na obrázku 2.17. Odsud je patrné, že každé vylepšení držáku o něco snížilo amplitudu (peak to peak) vibrací, která se u starého držáku pohybovala mezi 700 – 900 nm a u V3 nového držáku už jen mezi 300 – 400 nm. Optimalizací designu a materiálů použitých pro výrobu držáku se tak podařilo snížit úroveň vibrací zhruba dvojnásobně.



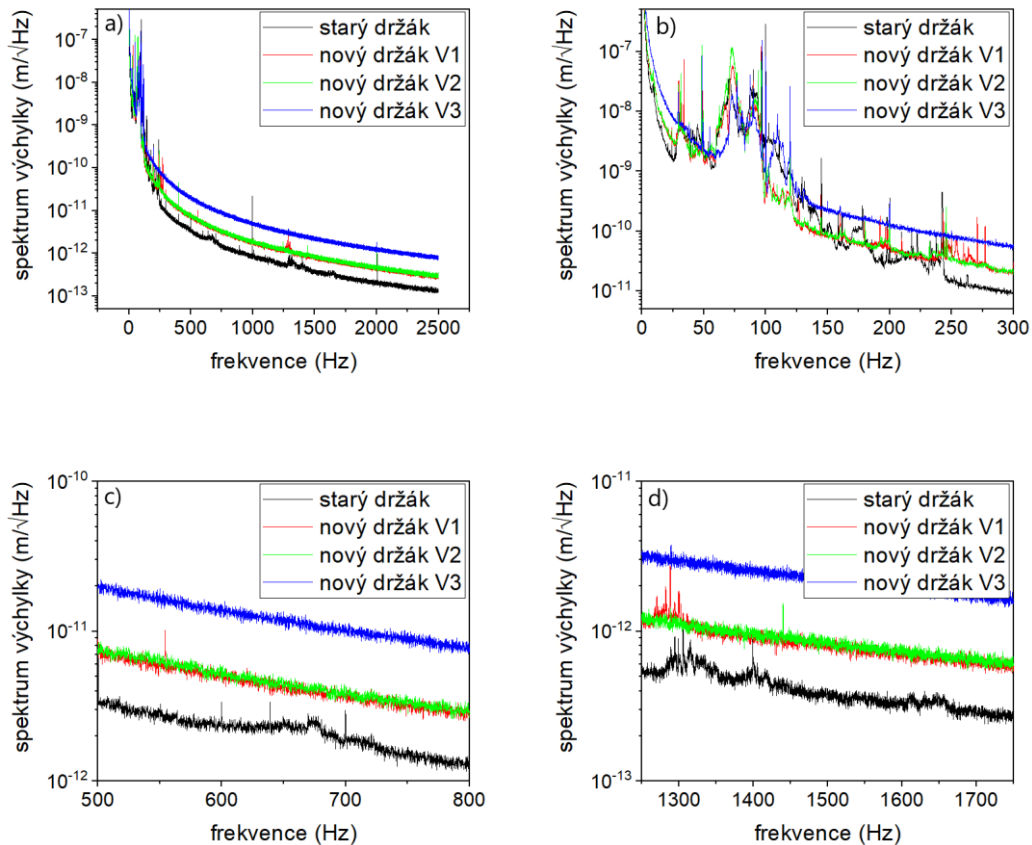
Obr. 2.17: Srovnání časové závislosti výchylky pro různé verze držáku

Zajímavé je také porovnání PSD vibračních spekter jednotlivých verzí držáku, které je ukázáno na obr. 2.18. Hliníkový profil implementovaný počínaje držákem V1 zcela potlačil vysokofrekvenční vibrace v okolí 1 650 Hz, 1 400 Hz a 680 Hz, pozorované u starého držáku (viz obr. 2.18 a)). Zároveň také výrazně snížil úroveň vibrací mezi 100 – 250 Hz (obr. 2.18 b)). Dle očekávání tedy mechanická pevnost ramene držáku ovlivňuje zejména vysokofrekvenční vibrace, které nejsou přítomny na stolku na posuny (obr. 2.9), a pocházejí pravděpodobně přímo z rozkmitání držáku vzduchem.

Pro nový držák V1 jsou ještě stále patrné vibrace v okolí 1 300 Hz a 250 Hz (obr. 2.18 b), d)). Ty se podařilo potlačit přidáním TPE tlumící gummy (od držáku V2 dále). Při porovnání spekter nového držáku V1 a V2 můžeme říct, že efekt tlumící gummy není mimo 1 300 Hz a 250 Hz pozorovatelný. Tím se také potvrzuje předpoklad, že tlumící guma primárně potlačuje vysokofrekvenční vibrace, zatímco pro nízké frekvence (pod cca 200 Hz) nemá žádný vliv.

Využití tvrdého resinu namísto relativně pružného PETG u nového držáku V3 téměř úplně potlačilo nízkofrekvenční vibrace mezi 25 – 60 Hz. Výrazně se také snížila úroveň vibrací mezi 60 – 100 Hz (viz obr. 2.18 b)). Naopak v rozmezí 100 – 125 Hz byly vibrace nového držáku V3 o něco výraznější než u V1 a V2. Tvrdší resin tedy zjevně posouvá frekvence pozorovaných vibrací v oblasti kolem 100 Hz, aniž by měl zásadnější vliv na jejich amplitudu. Resin je proto vhodné používat především v situaci, kdy ve spektru dominují vibrace v oblasti desítek Hz.



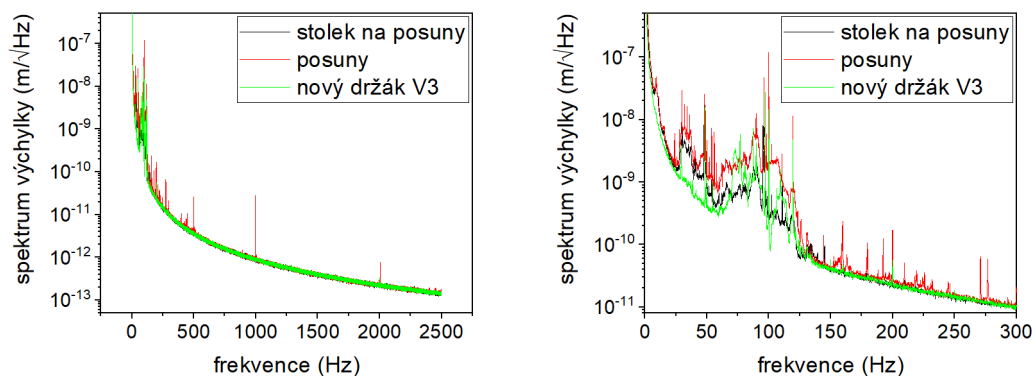


Obr. 2.18: Srovnání spekter výchylky pro různé verze držáku, zobrazené v různých frekvenčních oblastech, a) 0 – 2500 Hz, b) 0 – 300 Hz, c) 500 – 800 Hz a d) 1250 – 1750 Hz

Abychom mohli bezpečně identifikovat původ vibrací a určit, jaký typ vibrací je možné odstranit optimalizací držáku, je vhodné srovnání frekvenčního spektra vibrací nového držáku V3 se spektry změřenými v jiných částech experimentu – zejména na stolečku na posuny a na posunech, na nichž je držák připevněn. Toto srovnání je ukázáno na obrázku 2.19. Oproti stolečku na posuny a posunům je nový držák V3 schopen dodatečně tlumit vibrace mezi 25 – 60 Hz. Dokonce u něj (na rozdíl od posunů) neregistrujeme prakticky žádné vibrace nad 125 Hz. Nicméně dominantní zdroj vibrací v oblasti mezi 60 – 125 Hz ani nová verze držáku potlačit nedokáže. Předpokládáme proto, že vibrace jsou na držák přenášeny ze stolku na posuny a posunů, pravděpodobně rozkmitaným vzduchem. Hlavním zdrojem vibrací v tomto frekvenčním rozsahu se zdá být klimatizační jednotka, jejíž výstup je nasměrován na optický stůl. Další možností jsou přímo akustické vibrace, pocházející ze značně vysoké úrovně hluku v laboratoři. Nezanedbatelný je i vliv samotných posunů držáku

vzorku, které obsahují pružinové části, a mohou tak samy o sobě být zdrojem vibrací.

Z těchto měření bylo prokázáno, že již není třeba optimalizovat držák vzorku a je nutné se zaměřit na potlačení vzduchem přenášených vibrací. Jednou z možností je zakrytí celého experimentu, jak bude ukázáno v následující kapitole.

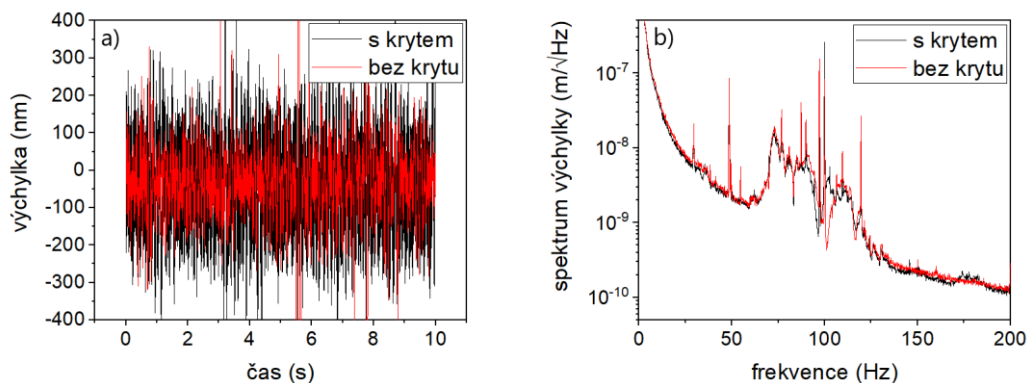


Obr. 2.19: Srovnání spekter výchylky stolku na posuny, posunů a nové verze držáku V3 ve dvou různých frekvenčních rozsazích

### 2.5.5. Efekt uzavření aparatury

Na základě měření vibrací optického stolu (viz obrázek 2.8. a 2.9), jsme předpokládali, že se vibrace nešíří podlahou v laboratoři a optickým stolem, ale vzduchem. Jako řešení problému by se tedy nabízelo celou aparaturu zakrýt, a tím ji chránit proti proudění vzduchu. Tento přístup není zcela praktický, zejména kvůli přítomnosti elektromagnetu používaného pro generaci magnetických domén v Kerrovském mikroskopu. Elektromagnet při používání generuje značné množství zbytkového tepla a je u něj nutné používat vodní chlazení. Při celkovém zakrytí by se celý mikroskop výrazně ohříval, což by vedlo k výrazným teplotním driftům a nestabilitě experimentu.

Zakrytí však může sloužit jako modelový experiment, který by mohl pomoci definitivně určit původ vibrací na vzorku. Rozhodli jsme se proto ověřit jeho efekt za pomoci provizorního boxu vytvořeného pouze z kartonových krabic. Pro měření byl použit nový držák V3 a byla detekována opět výchylka ve směru osy  $X$ . Srovnání časové závislosti výchylky je na obrázku 2.20 a), srovnání spektrální závislosti výchylky potom na obrázku 2.20 b).



Obr. 2.20: Srovnání a) časové závislosti výchylky a b) PSD spektra výchylky pro usporadani s krytem a bez krytu aparatury

Z obrázku 2.20 a) můžeme soudit, že zakrytování aparatury nemá velký vliv na pozorované vibrace, které jsou dokonce o něco vyšší než u měření bez krytu. Spektra výchylky, ukázaná na obrázku 2.20 b), se pro měření s krytem a bez něj prakticky shodují. Výsledek tohoto měření lze vysvětlit nedostatečnou kvalitou zakrytování. Provizorní kryt z měkkého materiálu se nepodařilo vyrobit tak, aby obklopoval celou aparaturu. Zároveň se ho nepodařilo pevně připevnit k optickému stolu. Vibrace tak mohl přenášet i samotný kryt. Dalším možným vysvětlením je, že se nyní pozorované vibrace nepřenáší vzduchem přímo na držák vzorku, ale vznikají v celé soustavě jinak. Je například možné, že vibrace způsobují mechanické posuny držáku s pružinami, jak bylo zmíněno dříve. Vibrace posunů se následně přenášejí na stolek na posuny, i na samotný držák. Na optickém stole by pak byly tyto vibrace vzhledem k jeho velikosti nepatrné. V přenosu vibrací na optický stůl by navíc bránily i nohy stolku na posuny, které jsou odtlumené.

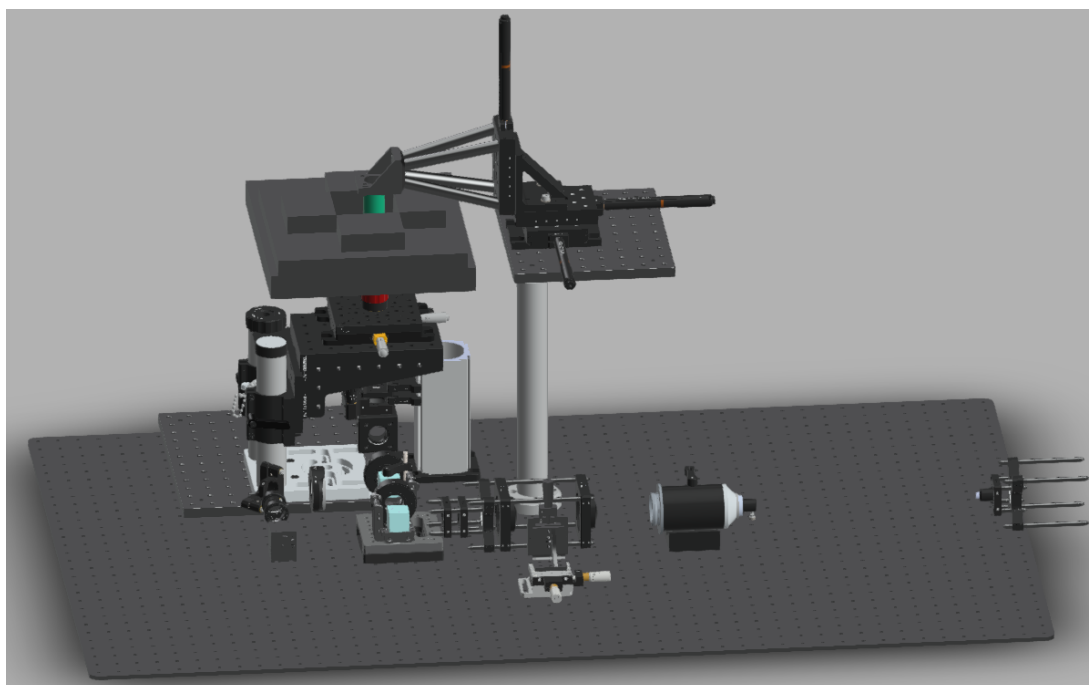
Pokud hlavním zdrojem vibrací skutečně byly posuny držáku, nabízelo by se tyto posuny vyměnit za jiné, neobsahující pružinové části. Pro definitivní určení původu vibrací by bylo třeba opakovat kontrolní experiment, ovšem při současném odstranění mechanických posunů. Tento typ experimentu je plánován.

Závěrem je tedy možné říci, že nový držák V3 potlačil vibrace na úroveň mezi 300 – 400 nm, která je pro další chod Kerrovského mikroskopu dostatečná, jak je demonstrováno v následující kapitole.

### 3. Nový Kerrovský mikroskop

V rámci této práce byly optimalizovány jednotlivé součásti nově konstruovaného Kerrovského mikroskopu (zobrazovací část – nově zakoupená kamera včetně softwaru, a mechanická stabilita vzorku) připravovaného v rámci spolupráce s firmou CRYTUR [1]. Celkové uspořádání tohoto mikroskopu (model viz obr. 3.1 a obr. 2.7), se mírně odlišuje od standardních Kerrovských mikroskopů, jak jsou znázorněny např. na obrázcích 1.7 a 1.8. Nový Kerrovský mikroskop byl postaven tak, aby v budoucnu umožňoval zkoumání vzorku nejen v polární, ale také v longitudinální a transverzální geometrii magnetooptických jevů. Je proto vybaven komerčním elektromagnetem, který umožňuje přiložit magnetické pole v rovině vzorku, a zároveň cívku pro generaci pole kolmo k rovině vzorku.

Navíc by toto uspořádání mělo být možné použít i jako laserový skenovací Kerrovský mikroskop, a při mírných úpravách také pro zkoumání vzorků v transmisní geometrii, což běžné komerční mikroskopy neumožňují. V současné době je mikroskop připraven k použití v základní sestavě pro Kerrovskou mikroskopii v širokém poli v polární geometrii.

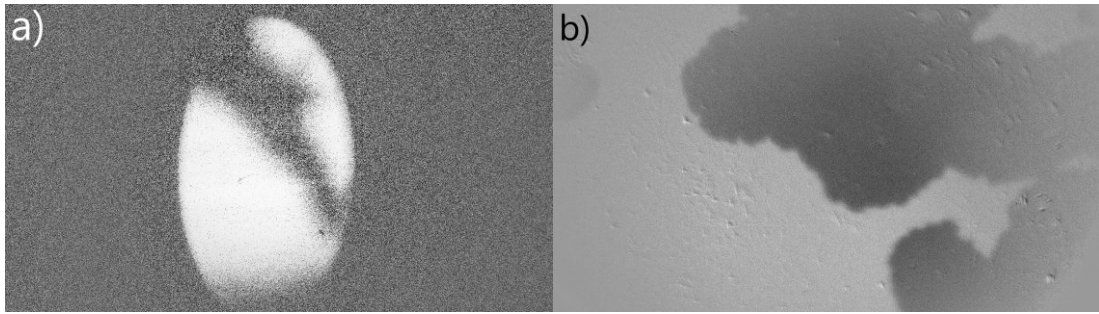


Obr. 3.1: Návrh rozložení nového Kerrovského mikroskopu [22]

Jedním z hlavních cílů nově konstruovaného uspořádání je testování použití nového zdroje světla a jeho aplikace v Kerrovské mikroskopii. Tímto světelným zdrojem je HLD (High Lumen Density) modul od společnosti CRYTUR, který funguje na principu luminoformního granátu excitovaného pomocí modrých LED diod. Jeho použití pro Kerrovskou mikroskopii je podrobně popsáno v [1]. Hlavními výhodami HLD modulu oproti běžně používaným zdrojům světla jsou nízká koherence, prostorová, časová a spektrální stabilita, nižší spotřeba energie a delší životnost. Tyto parametry mají i některé světelné zdroje na bázi LED diod, jejich použití však není pro Kerrovskou mikroskopii zcela optimální kvůli jejich nízkému zářivému výkonu a současně vysoké divergenci generovaných svazků. Na rozdíl od běžných mikroskopických metod je relativně vysoký zářivý výkon pro Kerrovskou mikroskopii zásadní, jelikož značná část světla je ztracena na analyzátoru. HLD moduly dosahují zářivého výkonu až 18 W [23], což je pro účely Kerrovské mikroskopie dostatečné.

Další výhodou HLD modulu oproti LED světelnému zdroji je jeho větší spektrální šířka. HLD modul v novém Kerrovském mikroskopu emituje světlo na vlnových délkách přibližně od 530 nm do 630 nm [1]. Při použití různých optických filtrů je tak možné dosáhnout spektrální laditelnosti při zachování vysokého výkonu v užší spektrální oblasti.

Funkcionalita nově konstruovaného mikroskopu je ukázána na obrázku 3.2. V novém Kerrovském mikroskopu jsme detekovali magnetické domény za použití optimalizovaného držáku vzorku (V3), s kamerou Thorlabs Quantalux, která byla (společně s novým softwarem) testována v rámci této práce. Srovnání obrázků pořízených na původním a novém mikroskopu (s identickou kamerou a nastavením) je na obrázku 3.2. Pro zlepšení kontrastu magnetických domén byla na oba obrázky aplikována ekvalizace histogramu. Jak je okem patrné, nový mikroskop má oproti starému při použití stejné kamery a nastavení výrazně lepší zvětšení i kontrast mezi doménami, u kterých je už možné dobře pozorovat jejich ostré hranice. Lze tedy říci, že nově konstruovaný Kerrovský mikroskop významně zlepšil naše možnosti studia magnetických domén.



Obr. 3.2: Srovnání obrázků magnetických domén pořízených a) na původním mikroskopu a b) na nově konstruovaném Kerrovském mikroskopu [22]

## Závěr

V této bakalářské práci jsme se zabývali optimalizací nově konstruovaného Kerrovského mikroskopu, konkrétně jeho zobrazovací částí (kamery a softwaru) a mechanické stability držáku vzorku.

Funkcionalita nově zakoupené kamery a vyvinutého softwaru byla nejdříve ověřena na původním Kerrovském mikroskopu, který je k dispozici v rámci Laboratoře Optospintroniky. Současně byly na existujícím mikroskopu porovnány výsledky získané při měření nově zakoupenou a původní kamerou.

Pro nově zakoupenou kameru byl nejdříve nalezen vhodný oddělovací kroužek, který zajistil posunutí obrazu tvořeného teleobjektivem kamery, a tím i dostatečné zvětšení obrazu na čipu kamery. Následně byl porovnáván kontrast obrazu magnetických domén, kterého se podařilo dosáhnout pomocí původní a nové kamery. Pro obě kamery byl kontrast pro pozorování domény na testovacím vzorku Pt/Co/Pt. Pomocí nové kamery a softwaru, který umožňuje dodatečné zpracování získaného obrazu, se však podařilo dosáhnout výrazně lepšího kontrastu mezi doménami. Ke zvýšení kontrastu se ukázal jako nejužitečnější algoritmus „ekvalizace histogramu“, který je implementován pouze v softwaru k nové kameře.

Pro optimalizaci zobrazení vzorku bylo kromě kamery nutné zajistit i mechanickou stabilitu experimentu, zejména držáku vzorku. Pro charakterizaci vibrací držáku vzorku byl využit komerční akcelerometr. Analýza dat získaných z akcelerometrie nám umožnila do značné míry identifikovat původ vibrací držáku vzorku. Zásadní bylo zjištění, že se vibrace nepřenáší přes optický stůl a není tedy nutné pokoušet se o jeho lepší tlumení. Za hlavní původce vibrací považujeme klimatizaci v laboratoři, a případně i posuny držáku vzorku. Na základě znalostí vibračních spekter bylo navrženo několik nových modelů držáku vzorku. U poslední, optimalizované verze se podařilo vibrace na místě vzorku snížit na hranici 300 – 400 nm, která je pro fungování Kerrovského mikroskopu dostatečná. Tento fakt byl demonstrován uvedením nově budovaného Kerrovského mikroskopu do provozu. V polární geometrii se podařilo pořídit obrázek magnetických domén. Ve srovnání s původním mikroskopem v Laboratoři Optospintroniky bylo dosaženo výrazně lepšího zvětšení i kontrastu domén.

Přestože je v současné podobě Kerrovský mikroskop v základním provozu pro polární geometrii, je do budoucna plánován jeho další rozvoj. Prvními kroky budou charakterizace elektromagnetu, který byl k mikroskopu v nedávné době zakoupen. Dále je plánováno rozšíření funkčnosti mikroskopu i na další geometrie experimentu.



## Seznam použité literatury

- [1] HOVOŘÁKOVÁ, K.. *Kerr microscopy of magnetic microstructures*. Diplomová práce, MFF UK, Praha. 2022.
- [2] BASSANI, F., G.L. LIEDL, P. WYDER. *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*. Number sv. 1 in *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*. Academic. 2005.
- [3] ŠUBRT, J.. *Studium feromagnetických polovodičů pomocí magnetooptických jevů*. Diplomová práce, MFF UK, Praha. 2009.
- [4] YAMAMOTO, S. a MATSUDA, I.. Measurement of the resonant magneto-optical kerr effect using a free electron laser. *Applied Sciences*. 2017. 7(7), 662
- [5] SCHÄFER, R., P. M. OPPENEER, A. V. OGNEV, A. S. SAMARDAK, I. V. SOLDATOV. Analyzer-free, intensity-based, wide-field magneto-optical microscopy. *Applied Physics Reviews*. 2021. 8(3), 031402.
- [6] FRANCO, V. a DODRILL, B. *Magnetic Measurement Techniques for Materials Characterization*. Springer International Publishing. 2021. ISBN 978-3-030-70443-8
- [7] SCHÄFER, R. Investigation of Domains and Dynamics of Domain Wall by the Magneto-optical Kerr-effect. 12 2007.
- [8] CELOTTA, R.J., J. UNGURIS, M.H. KELLEY a D.T. PIERCE. *Techniques to Measure Magnetic Domain Structures*. 10 2002.
- [9] MCCORD, J.. Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2015. 48(33), 333001.
- [10] KUCHARÍK, J.. *Studium spinové polarizace pomocí laserové spektroskopie*. Diplomová práce, MFF UK, Praha. 2015.
- [11] ERMOLAEVA, O., N. GUSEV, E. SKOROHODOV, Y. PETROV, M. SAPOZHNIKOV a V. MIRONOV. Magnetic force microscopy of nanostructured co/pt multilayer films with perpendicular magnetization. *Materials*. 2017. 10(9), 1034.
- [12] Technická dokumentace ke kameře Prosilica GX1050. URL <https://www.alliedvision.com/en/support/technical-documentation/prosilica-gx-documentation>. (1.5.2022).
- [13] Technická dokumentace ke kameře Thorlabs CS2100M-USB. URL [https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=11421](https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=11421). (1.5.2022).
- [14] Technická dokumentace k akcelerometru PCB Piezotronics 393B05. URL <https://www.pcb.com/products?model=393B05>. (19.3.2022).

- [15] Technická dokumentace k akcelerometru PCB Piezotronics 355B04. URL <https://www.pcb.com/products?m=355B04>. (19.3.2022).
- [16] Introduction to Piezoelectric Accelerometers. PCB Piezotronics. URL <https://www.pcb.com/resources/technical-information/introduction-to-accelerometers> (19.3.2022).
- [17] Technická dokumentace k PETG filamentu do 3D tiskárny. URL [https://www.filament-pm.cz/petg-cerna-1-75-mm-2-kg/p152?fbclid=IwAR1meCb-KxWetfGh4Odg6ahobgpL9d8UiqZi3G8fhv8S5qPZvTICc3\\_K6o8](https://www.filament-pm.cz/petg-cerna-1-75-mm-2-kg/p152?fbclid=IwAR1meCb-KxWetfGh4Odg6ahobgpL9d8UiqZi3G8fhv8S5qPZvTICc3_K6o8). (18.4.2022).
- [18] BROŽ, J., V. ROSKOVEC, M. VALOUCH. *Fyzikální a matematické tabulky*. Praha: SNTL. 1980.
- [19] Programová implementace Savitzky-Golay filtru. SciPy. URL [https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.savgol\\_filter.html](https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.savgol_filter.html). (9.5.2022).
- [20] Technická dokumentace k TPE filamentu do 3D tiskárny. URL [https://www.filament-pm.cz/tpe-88-rubberjet-flex-translucent-1-75-mm-0-5-kg/p91?fbclid=IwAR03KwRDWGA\\_PdIhfv3MjqGslaxSn0UXxu319xevv0d3\\_a7OCUJCWBf86Lw](https://www.filament-pm.cz/tpe-88-rubberjet-flex-translucent-1-75-mm-0-5-kg/p91?fbclid=IwAR03KwRDWGA_PdIhfv3MjqGslaxSn0UXxu319xevv0d3_a7OCUJCWBf86Lw). (18.4.2022).
- [21] Technická dokumentace k resinovému filamentu do 3D tiskárny. URL [https://druckwege.com/wp-content/uploads/2019/10/DruckWege\\_Datasheet\\_TYPE-D\\_Standard\\_Engl.pdf?fbclid=IwAR3IOQ1t8DfZzVdssdJ3RD3e1AQDgWgrydrD-2n-afW1nYZQ-ArQUnRF9Jc](https://druckwege.com/wp-content/uploads/2019/10/DruckWege_Datasheet_TYPE-D_Standard_Engl.pdf?fbclid=IwAR3IOQ1t8DfZzVdssdJ3RD3e1AQDgWgrydrD-2n-afW1nYZQ-ArQUnRF9Jc). (18.4.2022).
- [22] HOVOŘÁKOVÁ, K.. Ústní sdělení. (4.5.2022).
- [23] DE BOER, D.K.G., D. BRULS, C. HOELEN a H. JAGT. LED-based projection source based on luminescent concentration. *Optics, Photonics and Digital Technologies for Imaging Applications IV*. 2016. 9896.