

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Brno, 2020

Bc. Dominik Vybíral



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV AUTOMATIZACE A MĚŘICÍ TECHNIKY

DEPARTMENT OF CONTROL AND INSTRUMENTATION

MĚŘENÍ VELMI MALÝCH VÝCHYLEK POMOCÍ OPTOVLÁKNOVÉHO INTERFEROMETRU

MEASUREMENT OF VERY SMALL DISPLACEMENTS WITH FIBER-OPTIC INTERFEROMETER

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Dominik Vybíral

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Zdeněk Havránek, Ph.D.

BRNO 2020



Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Kybernetika, automatizace a měření**

Ústav automatizace a měřicí techniky

Student: Bc. Dominik Vybíral

ID: 186238

Ročník: 2

Akademický rok: 2019/20

NÁZEV TÉMATU:

Měření velmi malých výchylek pomocí optovláknového interferometru

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Cílem diplomové práce je podrobný teoretický návrh optovláknového interferometru pro měření velmi malých výchylek s pikometrovým rozlišením. Zadání je možno rozdělit do následujících bodů:

- 1) Zpracujte literární rešerši metod měření velmi malých výchylek interferometrickými metodami s využitím optických vláken dosahující pikometrového rozlišení. Pozornost věnujte pracovnímu rozsahu měření výchylky, dosažitelnému rozlišení a kmitočtovému rozsahu. Uveďte používané optické metody měření polohy nosníků mikroskopů atomárních sil.
- 2) Ověřte vhodnost piezoelektrického posuvu Thorlabs pro generování testovacích výchylek měřením jeho parametrů (rozlišení, linearita, kmitočtový rozsah) pomocí laserového vibrometru Polytec.
- 3) Popište hlavní parazitní vlivy působící na reálné konstrukce interferometrů pro měření dynamických výchylek a uveďte publikované způsoby jejich omezení.
- 4) Zvolte a podrobně rozeberte strukturu interferometrického měřiče se sub-pikometrovým rozlišením a definujte potřebné metody pro zpracování signálů.
- 5) Navrhněte detailní strukturu optovláknového měřiče velmi malých dynamických výchylek volného povrchu s rozsahem do 100 nm a kmitočty do stovek kHz. Vyberte konkrétní mechanické a optické komponenty pro praktickou realizaci. Zhodnoťte provedený teoretický návrh a identifikujte potenciální kritické části pro budoucí praktickou realizaci.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] Rugar, D., Mamin, H. J., Guethner, P. Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy. Applied Physics Letters. Vol. 25, no. 55, pp. 2588-2590. 1989. ISSN 0003-6951.

Termín zadání: 3.2.2020

Termín odevzdání: 1.6.2020

Vedoucí práce: Ing. Zdeněk Havránek, Ph.D.

doc. Ing. Václav Jirsík, CSc.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Abstrakt

Tato diplomová práce je zaměřena na optické metody měření malých dynamických výchylek volného povrchu. Byly popsány principy interferometrů dosahujících pikometrových rozlišení včetně extrinzického Fabry-Pérotova interferometru a sestaven měřicí řetězec využívající tento interferometr. Dále byly diskutovány parazitní vlivy působící na Fabry-Pérotův interferometr a různé metody zpracování výstupního signálu interferometru. Byl navržen interferometrický měřič výchylky volného povrchu s pikometrovým rozlišením s frekvenčním rozsahem desítky kHz. Tyto parametry jsou dosažitelné za předpokladu, že na měřený vzorek je umístěna vrstva fotonického krystalu.

Klíčová slova

Fabry-Pérotův interferometr, extrinzický Fabry-Pérotův interferometr, pikometrové výchylky, senzor výchylky volného povrchu

Abstract

This master's thesis is focused on optical methods of measurement of very small dynamic displacements. Principles of interferometers with picometer resolution including Fabry-Pérot interferometer are discussed and an integration using this interferometer was designed. Parasitic influencers of Fabry-Pérot interferometer were described as well as signal processing methods for interferometer's output signal. An interferometric meter for measurement of dynamic displacement was designed with frequency range of several kHz. These parameters are achieved under condition of photonic crystal layer placed on measured sample.

Keywords

Fabry-Pérot interferometer, extrinsic Fabry-Pérot interferometer, picometer displacement, dynamic displacement sensor

Bibliografická citace

VYBÍRAL, Dominik. *Měření velmi malých výchylek pomocí optovláknového interferometru*. Brno, 2020. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/127106>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav automatizace a měřicí techniky. Vedoucí práce Zdeněk Havránek.

Prohlášení

„Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Detekce malých změn objektů pomocí kamery jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne: **1. června 2020**

.....

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu diplomové práce panu Ing. Zdeňku Havránkovi, Ph.D. za odborné vedení, konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci a rovněž panu Ing. Michalovi Skalskému.

V Brně dne: **1. června 2020**

.....

Obsah

1	Úvod	14
2	Interferometrické metody pro měření pikometrových vzdáleností.....	15
2.1	Michelsonův interferometr s dvojitým zrcadlem.....	15
2.2	Michelsonův interferometr s koutovým odražečem.....	17
2.3	Interferometr s jehlanovým polem.....	18
2.4	Michelsonův interferometr s vícenásobným odrazem v obou větvích.....	21
2.5	Rentgenový interferometr	24
2.6	Interferometrie v mikroskopii atomárních sil	26
2.6.1	Mikroskop atomárních sil.....	26
2.6.2	Stejnoseměrný režim	26
2.6.3	Střídavý režim	27
2.6.4	Interferometrická metoda detekce výchylky nosníku.....	27
2.6.5	Ostatní metody detekce výchylky nosníku	28
3	Fabry-Pérotův interferometr	31
3.1	Intrinzický Fabry-Pérotův interferometr.....	32
3.2	Extrinzický Fabry-Pérotův interferometr	32
3.3	Absolutní extrinzický Fabry-Pérotův interferometr.....	34
3.4	EFPI pro měření výchylky nosníku v AFM.....	35
3.4.1	EFPI využívající optické čočky.....	35
3.4.2	EFPI nevyžívající optických čoček	37
3.5	Fabry-Pérotův interferometr s dvojitou virtuální kavitou	43
3.5.1	Vliv teploty.....	45
4	Parazitní vlivy	46
4.1	Zarovnání kavity	46
4.2	Parazitní kavity.....	49
4.3	Teplota	50
4.4	Vyosení dvojitého zrcadla	50
5	Návrh měřicího řetězce pro ověření vlastností piezoelektrického posuvu	51
5.1	Měřicí řetězec využívající LED.....	51
5.1.1	Měřicí přístroje	51
5.1.2	Měřicí řetězec	52
5.2	Měřicí řetězec využívající laser	53
5.2.1	Měřicí přístroje	53
5.2.2	Měřicí řetězec	56
5.2.3	Frekvenční charakteristika a linearita.....	58
5.2.4	Zhodnocení měření	60
5.2.5	Vylepšení měřicího řetězce	60

6	Návrh interferometrického měřiče výchylky volného povrchu	62
6.1	Fabry-Pérotův interferometr s PDH a OFC	62
6.2	Fabry-Pérotův interferometr s optickým spektrálním analyzátozem	65
6.3	Fabry-Pérotův interferometr s fotonickým krystalem	68
6.3.1	Zdroje buzení testovaného vzorku	70
7	Závěr	71
	Literatura	73
	Seznam symbolů, veličin a zkratk	77
	Seznam příloh	78
	Příloha A: Frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu	79
	Příloha B: Linearita piezoelektrického posuvu	87

Seznam obrázků

Obrázek 1: Schéma Michelsonova interferometru využívajícího několikanásobný odraz [23]	15
Obrázek 2: Konstrukce a princip funkce dvojitého zrcadla [23]	16
Obrázek 3: Odezva Michelsonova interferometru na výchylku $0,4 \text{ nm}_{\text{P2P}}$, $f = 0,5 \text{ Hz}$ [23].....	16
Obrázek 4: Schéma Michelsonova interferometru s CCR [24].....	17
Obrázek 5: Princip šíření paprsku v CCR [24]	18
Obrázek 6: Schéma Michelsonova interferometru s CCR využívajícího retroreflektor [24]	18
Obrázek 7: Princip interferometru využívajícího CCA [25].....	19
Obrázek 8: 2D struktura CCA [25].....	20
Obrázek 9: Princip změny optické dráhy vlivem vyosení CCA [25]	20
Obrázek 10: Grafické zobrazení změny optické dráhy v závislosti na vyosení [25].....	21
Obrázek 11: Princip interferometru s několikanásobným odrazem v obou větvích [26].....	22
Obrázek 12: Šíření paprsku v dvojitém zrcadle [26].....	22
Obrázek 13: Závislost počtu odrazů na úhlu mezi zrcadly pro různé úhly vstupujícího paprsku [26].....	23
Obrázek 14: Grafické zobrazení maximálního poloměru vstupního paprsku (a) a závislost maximálního poloměru paprsku na úhlu vstupního laserového signálu pro různé úhly mezi zrcadly (b) [26]	24
Obrázek 15: Schéma rentgenového interferometru [27]	25
Obrázek 16: Kombinované zapojení rentgenového (vpravo) a optického(vlevo) interferometru [29].....	25
Obrázek 17: Princip mikroskopu atomárních sil [10]	26
Obrázek 18: Detail hrotu nosníku a měřeného vzorku [2]	27
Obrázek 19: Schéma optického interferometru pro vyhodnocení polohy nosníku [1]	28
Obrázek 20: Princip snímače polohy nosníku využívajícího elektronové tunelování [10].....	29
Obrázek 21: Kapacitní princip snímání polohy nosníku [10]	29
Obrázek 22: Princip snímání polohy nosníku na základě výchylky laserového paprsku [10].....	30
Obrázek 23: Princip PSD snímače [11]	30
Obrázek 24: Princip extrinzického (vlevo) a intrinzického (vpravo) FFP [8]	31
Obrázek 25: Intrinzický Fabry-Pérotův interferometr se dvěma kavitami [8].....	32
Obrázek 26: Princip EFPI využívající zrcátko jako reflektor [13].....	33

Obrázek 27: Měřicí řetězec s extrinzickým Fabry-Pérotovým interferometrem [5]	33
.....	33
Obrázek 28: Měřicí řetězec využívající AEFPI [5]	34
Obrázek 29: Měřené spektrum AEFPI [5]	35
Obrázek 30: EFPI snímající polohu nosníku AFM [6]	36
Obrázek 31: Závislost detekované intenzity EFPI na šířce kavity pro vyosené a nevyosené zrcátko [6]	36
Obrázek 32: Závislost detekované intenzity EFPI na šířce kavity při použití nosníku [6]	37
Obrázek 33: Piezo aktuátor pro řízení polohy vlákna vůči nosníku [7]	38
Obrázek 34: EFPI snímající výchylku nosníku nevyužívající optických čoček [7]	39
Obrázek 35: Detekovaná intenzita a citlivost v závislosti na šířce kavity pro různé reflektivity (0,74; 0,40; 0,15 a 0,04) a závislost šumu na reflektivitě [7]	41
Obrázek 36: Detekovaná citlivost a intenzita v závislosti na šířce kavity při konstantní reflektivitě 0,74 pro různé výkony napájecího laseru (1,742 mW, 1,440 mW, 1,140 mW a 0,88 mW) [7]	42
Obrázek 37: Porovnání interference ve vzduchu a ve vodě [7]	42
Obrázek 38: Frekvenční závislost tepelného šumu nosníku v různých prostředích [6]	43
Obrázek 39: Princip Fabry-Pérotova interferometru schopného určit směr výchylky, (a) ukázka výstupního signálu, (b) princip vzniku dvou vzájemně kolmých složek laseru [36]	44
Obrázek 40: Struktura měřicího řetězce volného povrchu využívající Fabry-Pérotův interferometr a polarizační filtry pro určení směru výchylky [36]	44
Obrázek 41: Vliv teploty na polarizaci laserového signálu [36]	45
Obrázek 42: Varianty chybného zarovnání kavity u nosníku v mikroskopii atomárních sil, <i>a</i> chyba vůči délce nosníku, <i>b</i> chyba vůči šířce nosníku, <i>c</i> chybný náklon vlákna vůči nosníku [30]	46
Obrázek 43: Závislost intenzity interference na šířce kavity pro různá zarovnání [30]	47
Obrázek 44: Interferenční mapa pro určení optimálního umístění konce optického vlákna vůči odrazovému povrchu pro (a) Fabry-Pérotův režim, $z = 25 \mu\text{m}$ (b) oblast mezi Fabry-Pérotovou a Michelsonovou interferencí, $z = 300 \mu\text{m}$ (c) Michelsonův režim, $z = 500 \mu\text{m}$, P_{sig} je intenzita interference [30]	48
Obrázek 45: Schéma pro simulaci vlivu parazitní kavity na Michelsonův interferometr [31]	49
Obrázek 46: Frekvenční závislost šumu způsobeného parazitní kavitou [31]	49
Obrázek 47: Vliv teploty na počet interferenčních proužků [32]	50

Obrázek 48: Zdroj modrého světla LLS-470 (a), spektrometr USB4000 (b) [14], [15].....	51
Obrázek 49: Schéma měřicího řetězce využívajícího modrou LED	52
Obrázek 50: Detekované spektrum při použití jednovidového vlákna.....	52
Obrázek 51: Laserový zdroj 1550 nm Optics FOSS-11-9/125-1550-P-1-3S-3-1 (a), Budič pro piezo posuv Thorlabs TPZ001 (b), Piezo posuv ThorLabs NFL5DP20S (c) [17], [18].....	54
Obrázek 52: Vibrometr PDV-100 (a), snímač intenzity světla DET01CFC od firmy ThorLabs (b), měřicí karta NI-9234 se čtyřmi analogovými vstupy (c) [19,][20], [21].....	55
Obrázek 53: Šasi NI-9171 s měřicí kartou NI-9234 (a), optický dělič CIR-3-P-1505-1585-900-1-1-FA-5.5x50-L (b) [22]	56
Obrázek 54: Měřicí řetězec využívající laserový světelný zdroj	57
Obrázek 55: Ukázka interference (modře), buzení (růžově) a výchylky vibrometru (žlutě)	58
Obrázek 56: Interference (modře) při použití kolimátoru, růžový průběh odpovídá buzení	58
Obrázek 57: Detail aparatury se zrcátkem při měření linearitu a frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu.....	59
Obrázek 58: Komponenty od firmy Thorlabs pro uchycení optického vlákna na piezoelektrický posuv, (a) krychle pro uchycení optického vlákna, (b) svorka pro uchycení krychle k piezo posuvu, (c) adaptér pro uchycení optického vlákna v krychli [33], [34].....	61
Obrázek 59: Stojan pro zrcátko od firmy Thorlabs umožňující náklon podél všech tří os [35].....	61
Obrázek 60: Fabry-Pérotův interferometr s PDH a OFC [37]	63
Obrázek 61: Analýza rozlišitelnosti Fabry-Pérotova interferometru, (a) změna rozměrů kavity vlivem prostředí, (b) Allanova odchylka stejného měření [37].....	64
Obrázek 62: Fabry-Pérotův interferometr s SLED a OSA [38]	65
Obrázek 63: Optický výkon v závislosti na vlnové délce pro různé výchylky kavity [38].....	67
Obrázek 64: Data pro výpočet minimální rozlišitelné výchylky Fabry-Pérotova interferometru s fotonickým krystalem (a), rezonance kavity (b) [39]	68
Obrázek 65: Frekvenční charakteristika Fabry-Pérotova interferometru s fotonickým krystalem [39]	69
Obrázek 66: Interferometrický měřič s frekvenčním rozsahem desítky kHz a subpikometrovým rozlišením	69
Obrázek 67: Piezoelektrický snímač akustické emise [40].....	70

Obrázek 68: Frekvenční charakteristika rychlosti výchylky piezo posuvu (měřeno na zrcátku).....	79
Obrázek 69: Frekvenční charakteristika rychlosti výchylky piezo posuvu (měřeno přímo na posuvu).....	80
Obrázek 70: Frekvenční charakteristika výchylky piezo posuvu (měřeno na zrcátku).....	81
Obrázek 71: Frekvenční charakteristika výchylky piezo posuvu (měřeno přímo na posuvu).....	82
Obrázek 72: Srovnání frekvenčních charakteristik (rychlosti výchylky) pro napájení 800 mV P2P.....	83
Obrázek 73: Srovnání frekvenčních charakteristik (rychlosti výchylky) pro napájení 400 mV P2P.....	84
Obrázek 74: Srovnání frekvenčních charakteristik (výchylky) pro napájení 800 mV P2P.....	85
Obrázek 75: Srovnání frekvenčních charakteristik (výchylky) pro napájení 400 mV P2P.....	86
Obrázek 76: Linearita pro různé frekvence budícího signálu: vibrometr měřil přímo piezo posuv.....	87
Obrázek 77: Linearita pro různé frekvence budícího signálu: vibrometr měřil vedle zrcátka.....	88
Obrázek 78: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 120$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku.....	88
Obrázek 79: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 300$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku.....	88
Obrázek 80: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 600$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku.....	88
Obrázek 81: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 900$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku.....	88

Seznam tabulek

Tabulka 1: Citlivost k piezoelektrického posuvu	60
---	----

1 ÚVOD

Interferometrické metody měření výchylky dosahují velmi vysokého rozlišení. Dosažitelné rozlišení se v poslední době pohybuje na pikometrové i subpikometrové úrovni. Tento pokrok otevírá interferometrickým měřidlům nové možnosti v oblasti jejich aplikace. Jednou z nich je měření výchylky volného povrchu, což je měření potřebné při sběru signálů akustické emise, které se šíří jako podélné vlny po povrchu struktury. V tomto případě se jedná o dynamické měření.

Jiný přístup měření povrchu materiálu spočívá ve využití mikroskopů atomárních sil, které měří strukturu povrchu a jedná se tak o měření statické. Tyto mikroskopy využívají měřících nosníků o rozměrech v řádu mikrometrů. Nosník je vychylován vlivem měřeného povrchu a jeho výchylku lze stanovit právě interferometricky.

Mezi interferometry dosahující pikometrového rozlišení patří Fabry-Pérotův a Michelsonův interferometr. Aby Michelsonův interferometr dosáhl takto vysokého rozlišení, musí být však jeho struktura modifikována.

V této práci jsou popsány různé modifikace Michelsonova interferometru zvyšující jeho rozlišení. Dále jsou rozebrány různé typy Fabry-Pérotova interferometru, zejména pak jeho extrinzické varianty. Rovněž jsou zde diskutovány zásadní parazitní vlivy působící právě na reálné konstrukce Fabry-Pérotových interferometrů jako například zarovnání kavity, vznik parazitních kavit nebo teplota.

Praktická část je zaměřena na ověření vhodnosti dostupného piezoelektrického posuvu pro generování testovacích výchylek. Následně je teoreticky rozebráno několik konkrétních metod pro měření dynamické výchylky volného povrchu pro frekvenční rozsah desítky kHz a s pikometrovým rozlišením. V poslední řadě jsou diskutovány výhody a nevýhody těchto metod.

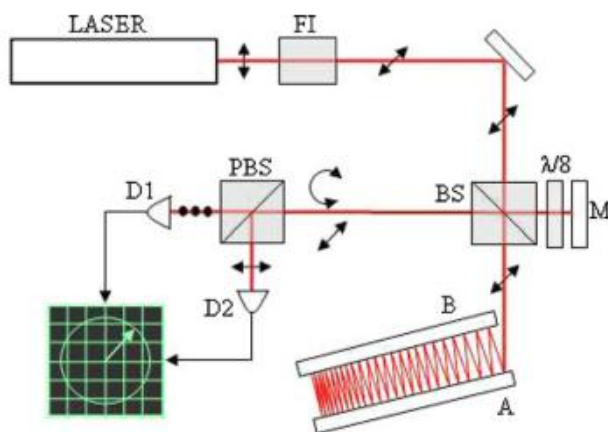
2 INTERFEROMETRICKÉ METODY PRO MĚŘENÍ PIKOMETROVÝCH VZDÁLENOSTÍ

Dnes dostupné komerční interferometry dosahují přesnosti okolo 0,1 nm. Dalšímu zvýšení přesnosti na desítky a jednotky pikometrů brání především nelinearita způsobená rozdílnými intenzitami interferujících vln. Tuto nelinearitu lze potlačit pomocí tzv. několikanásobného odrazu a tedy prodloužením optické dráhy jedné z interferujících vln. [23]

2.1 Michelsonův interferometr s dvojitým zrcadlem

Pro dosažení pikometroho rozlišení lze použít i klasický Michelsonův interferometr s upravenou strukturou zobrazený na Obrázek 1. Jako zdroj je zde použit helium neonový laser se stabilizovanou vlnovou délkou 632,8 nm. [23]

Laserový signál nejprve prochází Faradayovým izolátorem (FI), který brání průchodu zpětně odraženému paprsku zpět do laseru, čímž zamezuje vzniku zpětnovazební nestability vlnové délky. Faradayův izolátor rovněž zajišťuje polarizaci 45° laserového signálu ze zdroje. Optický dělič (BS) dělí optický signál na dvě části o stejné intenzitě a to na referenční a měřicí paprsek. Referenční signál je veden přes polarizační filtr k pevnému referenčnímu zrcátku a následně zpět do optického děliče. Filtr zajišťuje kruhovou polarizaci světla. Měřicí paprsek je veden na dvojitě zrcadlo. [23]



Obrázek 1: Schéma Michelsonova interferometru využívajícího několikanásobný odraz [23]

Dvojité zrcadlo slouží k prodloužení optické dráhy signálu pomocí několikanásobného odrazu, díky čemuž tento interferometr dosahuje lepšího rozlišení. Konstrukce a princip funkce dvojitého zrcadla je zobrazena na Obrázek 2. [23]



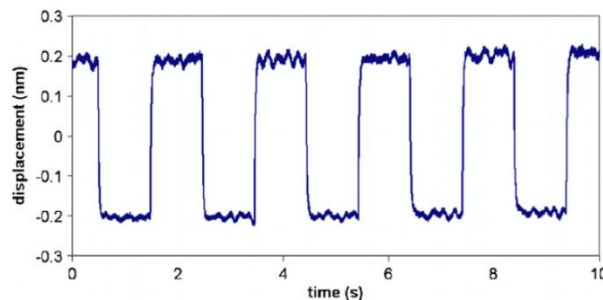
Obrázek 2: Konstrukce a princip funkce dvojitého zrcadla [23]

Z obrázku výše plyne, že podmínkou pro dosažení co nejvyššího počtu odrazů (a tedy i rozlišení) N je co nejmenší úhel mezi zrcadly β a zároveň aby úhel mezi dopadajícím laserovým paprskem a zrcadlem α se blížil 0° (kolmo na zrcadlo A). Pokud je poměr úhlů α/β celé číslo N , pak se paprsek odrazí právě N -krát, než dopadne kolmo na jedno ze dvou zrcadel. Následně je paprsek odražen zpět k optickému děliči po stejné dráze s dalšími N odrazy. Celkový počet odrazů je tedy $2N$. [23]

Pokud bychom vychýlili jedno ze zrcadel podél jeho normály, tak v důsledku uspořádání zrcadel dojde ke změně optické dráhy signálu přímo úměrně výchylce zrcadla vynásobené počtem odrazů právě od tohoto zrcadla. [23]

Počet odrazů N je omezen několika geometrickými faktory. Úhel vstupního paprsku α a vzdálenost mezi zrcadly musí být nastaveny tak, aby nedošlo k odrazu od hrany zrcadla B. Tato podmínka omezuje vzdálenost mezi odraženými paprsky šířícími se mezi zrcadly a tedy i celkový počet odrazů N . Dalším omezujícím faktorem je délka zrcadel. [23]

Jakmile se paprsek z dvojitého zrcadla vrátí do optického děliče, kde se sečte s referenčním paprskem a následně je veden na polarizační optický dělič (PBS). Tento filtr od sebe oddělí vertikální a horizontální složky polarizace laseru, které následně dopadnou na fotodetektory D1 a D2. Vertikální a horizontální složky jsou sečteny se sinovou a cosinovou složkou kruhově polarizovaného referenčního paprsku. [23]

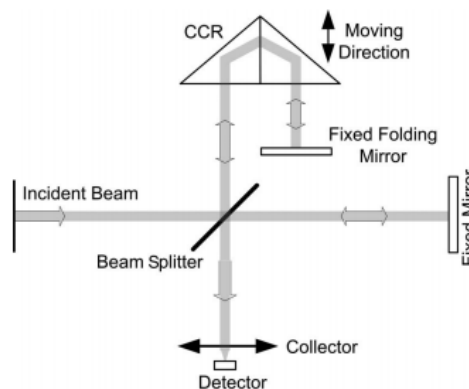


Obrázek 3: Odezva Michelsonova interferometru na výchylku $0,4 \text{ nm}$ p2p, $f = 0,5 \text{ Hz}$ [23]

Na Obrázek 3 je zobrazena odezva interferometru na obdélníkovou výchylku dvojitého zrcadla (resp. jednoho ze zrcadel, které je součástí dvojitého zrcadla). Při daném experimentu byl počet odrazů $N = 100$. Signál je zašuměn v důsledku mechanických vibrací celého systému. [23]

2.2 Michelsonův interferometr s koutovým odražečem

Dalším typem interferometru dosahujícího pikometrového rozlišení je Michelsonův interferometr využívající koutový odražeč (CCR, Cube Corner Retroreflector). Obdobně jako u Michelsonova interferometru s dvojitým zrcadlem i zde dochází k několikanásobnému odrazu optického signálu, aby byla zajištěna citlivost v řádu jednotek pikometrů. V tomto případě však není použito dvojitě zrcadlo, ale CCR. Oproti dojitému zrcadlu není u CCR limitující faktor délka dvojitého zrcadla. [24]

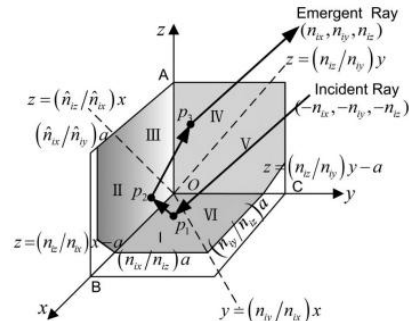


Obrázek 4: Schéma Michelsonova interferometru s CCR [24]

U tohoto typu interferometru je pohyblivé zrcadlo konvenčního Michelsonova interferometru nahrazeno pohyblivým CCR. CCR se skládá ze tří navzájem kolmých zrcadel, jejichž reflektivita je nezávislá na úhlu dopadajícího paprsku. Paprsek vstupující do CCR se postupně odrazí od každé ze tří stěn a následně jej opustí. Vzhledem k počtu zrcadel existuje celkem šest způsobů, jakými se může paprsek mezi zrcadly odrážet. Tři zrcadla mohou být následně pomyslně rozdělena do šesti sekcí. Na základě toho, do které sekce dopadne vstupní paprsek, lze určit, z které sekce se bude šířit výstupní paprsek. Nicméně platí, že ne pro všechny paprsky dopadající do příslušného segmentu se uplatní tato zákonitost a proto je zde zavedena tzv. *efektivní odrazová plocha*, která je podmnožinou sektorů a pro kterou tato zákonitost platí vždy. [24]

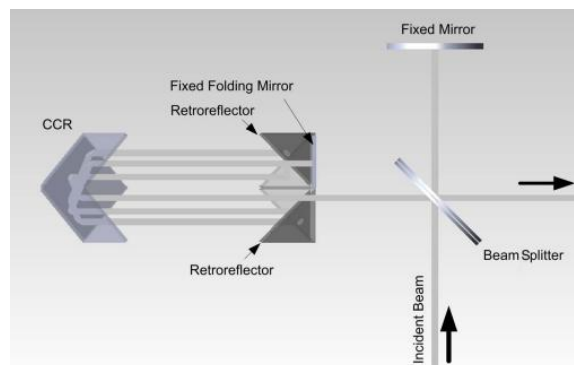
Rozdělení CCR do segmentů a ukázka šíření dopadajícího paprsku je zobrazena na Obrázek 5. Zde vidíme, že vstupní paprsek dopadá do segmentu I a vystupuje ze segmentu IV. Odstíny šedi pak odpovídají efektivní odrazové ploše. [24]

Nicméně i přes to, že CCR zajišťuje trojitý odraz, tak to nestačí k tomu, aby bylo zajištěno pikometrové rozlišení interferometru. K tomu je zapotřebí alespoň deseti odrazů. [24]



Obrázek 5: Princip šíření paprsku v CCR [24]

K dosažení dostatečného počtu odrazu můžeme pevné zrcadlo navazující na CCR z Obrázek 4 nahradit retroreflektorem, který opakovaně odráží paprsek zpět do CCR. Tímto způsobem lze zajistit i dvanáct odrazů. Po dosažení určitého počtu odrazů paprsek unikne z CCR zpět do optického děliče a následně dopadne na detektor, kde interferuje s referenčním paprskem. Schéma interferometru je tedy upraveno následujícím způsobem. [24]



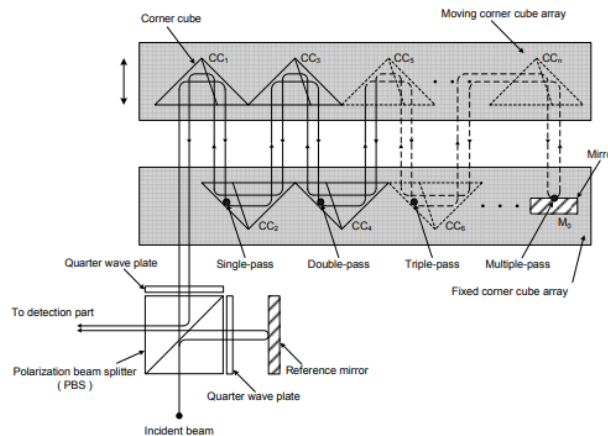
Obrázek 6: Schéma Michelsonova interferometru s CCR využívajícího retroreflektor [24]

2.3 Interferometr s jehlanovým polem

Tento typ interferometru využívá k vytvoření několikanásobného odrazu jehlanové pole neboli CCA (Cube Corner Array). Princip jeho funkce je zobrazen na Obrázek 7. Laserový paprsek ze zdroje je opět rozdělen optickým děličem na referenční a měřicí. Oba tyto paprsky prochází filtrem zajišťujícím polarizaci 45°. Měřicí paprsek následně vstoupí do CCA. [25]

CCA se skládá z pevné a pohyblivé části, jejíž výchylka je měřena. Každá z těchto částí obsahuje několik jehlanů sloužících k odrazu laserového paprsku. Platí, že čím větší počet jehlanů, tím více vzájemných odrazů a tedy i vyšší rozlišení.

Vstupní paprsek tedy dopadá na první jehlan CC_1 a je od něj odražen na druhý jehlan CC_2 . Optická dráha je prodloužena o vzdálenost mezi pohyblivou a pevnou částí vždy po odrazu ode dvou jehlanů (jeden na pohyblivé a druhý na pevné části).



Obrázek 7: Princip interferometru využívajícího CCA [25]

Po odražení laserového paprsku od všech jehlanů dojde k jeho zpětnému odražení od zrcadla. Signál se tedy znovu odrazí ode všech hranolů a po průchodu optickým děličem dopadne na detektor, kde interferuje s referenčním paprskem. [25]

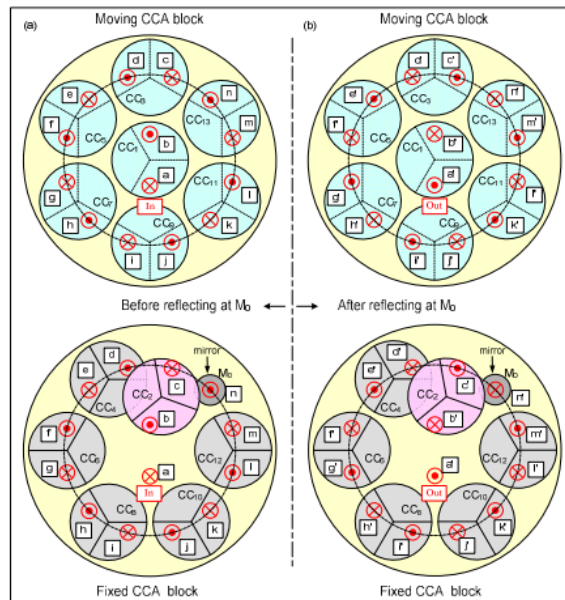
Mezi limitující faktory patří fakt, že počet jehlanů bude omezen rozměry pohyblivé a pevné části CCA. Navíc při každém odrazu dochází ke ztrátě intenzity a to proto, že reflektivita hranolů se pohybuje okolo 95 %. Dále dochází vlivem jednotlivých odrazů k nežádoucímu natočení polarizace laseru, která v nejhorších případech může dosahovat až 38° . Tento efekt lze do značné míry potlačit pokovením odrazných ploch hliníkem, čímž maximální hodnota změny polarizace klesne na $1,4^\circ$. [25]

K dosažení N krát vyššího rozlišení interferometru je zapotřebí $2(N-1)$ jehlanových reflektorů. Pro dvacetkrát vyšší rozlišení je tedy zapotřebí 38 pokovených reflektorů. Po všech odrazech jsou 2 % původní intenzity detekována fotodetektozem. Za předpokladu, že je použitý He-Ne laserový zdroj s výkonem alespoň 1 mW, tak detekovaných 20 μ W je dostatečných k přenosu informace o výchylce. Z toho plyne, že dvacetkrát vyšší rozlišení oproti klasickému interferometru je díky této upravené struktuře realizovatelné. [25]

Jak již bylo zmíněno, jedním z hlavních omezujících faktorů jsou geometrické rozměry limitující maximální počet jehlanových reflektorů. Tento problém řeší 2D uspořádání reflektorů pohyblivé i pevné části CCA zobrazené na Obrázek 8. V tomto konkrétním případě se jeden reflektor nachází ve středu celého uspořádání a zbylých šest v kruhu okolo něj. Pevná část CCA se skládá z šesti jehlanových reflektorů a zrcátka sloužícího ke zpětnému odrazu. Na obrázku je rovněž vyznačeno, jak se paprsek šíří mezi reflektory. Platí, že se paprsek odráží na jednotlivé odrazové plochy dle vyznačených písmen a to od "a" do "n". [25]

Tato struktura dosahuje čtrnáctkrát vyšší citlivosti oproti klasickému interferometru. Pro dosažení jiné citlivosti stačí pouze změnit počet jehlanových

reflektorů. Musí však být stále splněna podmínka symetričnosti celého uspořádání. Vzhledem k nedokonalosti výroby reflektorů (odrazové plochy jehlanového reflektoru nejsou na sebe dokonale kolmé) dochází k vychýlení laserového signálu. Nicméně v současné době lze dosáhnout kvality, při které dojde k vychýlení pouze o 2", což se na vzdálenosti 10 m projeví jako výchylka 9 μm. [25]

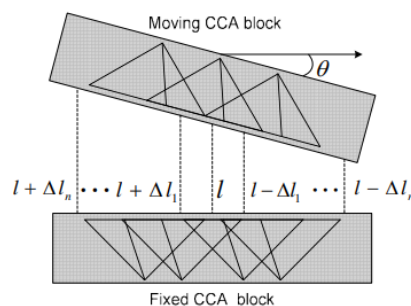


Obrázek 8: 2D struktura CCA [25]

Toto uspořádání je robustní a odolné vůči vyosení ve vertikálním a příčném směru (yaw a pitch) a to proto, že dojde-li k vychýlení od osy v těchto směrech (zobrazeno na Obrázek 9), tak se optická dráha laseru nezmění. Jak si můžeme na obrázku všimnout, přírůstek optické dráhy na levé straně je kompenzován jejím úbytkem na pravé straně. Celková optická dráha odpovídá následujícímu vztahu. [25]

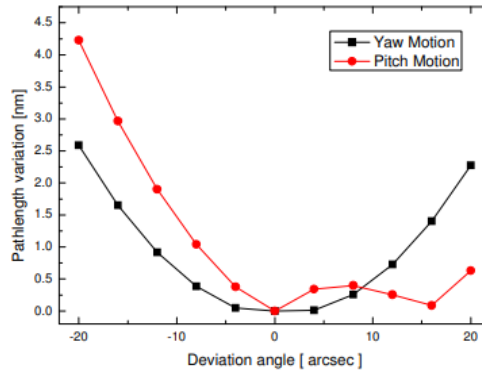
$$d = (2n + 1)l \quad (1)$$

Kde n je počet průchodů laserového paprsku a l je vzdálenost mezi středy pevné a pohyblivé části CCA. Tento vztah tedy platí i při vyosení obou částí CCA. Interferometr tedy díky tomuto symetrickému uspořádání měří průměrnou vzdálenost mezi bloky CCA. [25]



Obrázek 9: Princip změny optické dráhy vlivem vyosení CCA [25]

Grafické zobrazení změny optické dráhy v závislosti na vyosení ve vertikálním a příčném směru je zobrazeno na Obrázek 10. Pokud se tyto úhlové výchylky pohybují do deseti úhlových vteřin, pak změna optické dráhy je menší než 1 nm. Můžeme si rovněž všimnout nesymetrického tvaru křivky pro "Pitch motion" (rotace okolo příčné osy). Tato nesymetrie je způsobena pozicí bloku CC₂ (Obrázek 8) v pevné části CCA. Blok je umístěn blízko vertikální osy a daleko od horizontální osy. Navíc je tento blok vůči ostatním umístěn nesymetricky. [25]



Obrázek 10: Grafické zobrazení změny optické dráhy v závislosti na vyosení [25]

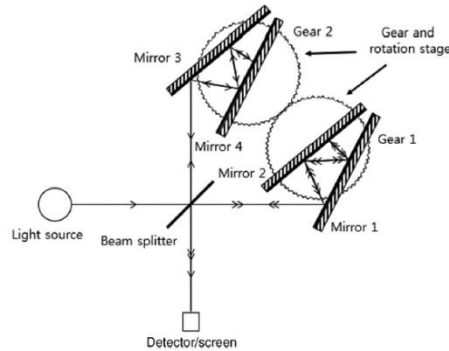
Ve zdroji [25] byl pro ověření rozlišení tohoto interferometru použit piezoelektrická posuv, na který byla umístěna pohyblivá část CCA. Piezo posuv byl napájen trojúhelníkovým signálem o frekvenci 0,1 Hz. Díky vysokému počtu odrazů v CCA byla nelinearita interferometru zredukována na pouhých 0,5 nm. [25]

2.4 Michelsonův interferometr s vícenásobným odrazem v obou větvích

V minulých podkapitolách byly popsány principy interferometrů, u kterých docházelo k několikanásobnému odrazu pouze v měřicí větvi. Referenční větev byla zakončena jednoduchým reflexním prvkem. Při velkém počtu odrazů v měřicí větvi nastane velký rozdíl optických drah mezi referenční a měřicí větví, což se projevuje nežádoucím způsobem zejména na poměru intenzit signálů v obou větvích, které již nebudou totožné vlivem ztrát. K dalším ztrátám dochází během jednotlivých odrazů a to vlivem absorpce a rozptylu. Tyto ztráty mohou při vysokém počtu odrazů v měřicí větvi zhoršit viditelnost interference měřicího a referenčního signálu. [26]

Tento problém lze do jisté míry vyřešit použitím vhodného optického děliče, který původní laserový signál rozdělí na dvě složky o různých intenzitách. Jakmile se ztráty projeví, obě intenzity se teoreticky sobě vyrovnají. Toto řešení je však těžkopádné a to proto, že volba optického děliče s vhodným dělicím poměrem intenzit je problematická a musela by odpovídat počtu odrazů. Stejně tak pokud by se změnila citlivost interferometru, musel by se tento poměr rovněž upravit, aby

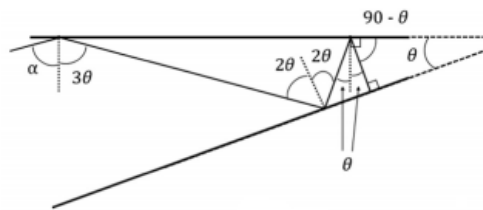
byl zajištěn dostatečný odstup signálu od šumu. Vhodnějším řešením je zajistit stejný počet odrazů, jako je v měřicí větvi, ve větvi referenční. Vytvoření zcela stejného počtu odrazů může být problematické a náročnost tohoto úkolu se s rostoucím počtem odrazů rovněž zvyšuje. Toto uspořádání však rovněž zvyšuje citlivost interferometru. Princip je zobrazen na Obrázek 11. [26]



Obrázek 11: Princip interferometru s několikanásobným odrazem v obou větvích [26]

Tento interferometr je navržen tak, že využívá dva páry nakloněných zrcadel (v každé větvi jeden pár). Mechanické uspořádání je realizované tak, že při změně úhlu mezi zrcadly 1 a 2 se identicky změní i úhel mezi zrcadly 3 a 4 (zrcadla mají mechanickou vazbu). Díky této mechanické vazbě dojde za předpokladu stejné délky obou dvojitých zrcadel ke stejnému počtu odrazů v obou větvích. [26]

Princip šíření laserového paprsku ve dvojitěm zrcadle je rozepsán v kapitole 2.1. Pokud bychom chtěli matematicky popsat jednotlivé odrazy v dvojitěm zrcadle, tak platí zákonitost z Obrázek 12. [26]



Obrázek 12: Šíření paprsku v dvojitěm zrcadle [26]

Tuto zákonitost lze kvantifikovat následujícím vztahem popisujícím úhel paprsku vstupujícího do dvojitěho zrcadla α . [26]

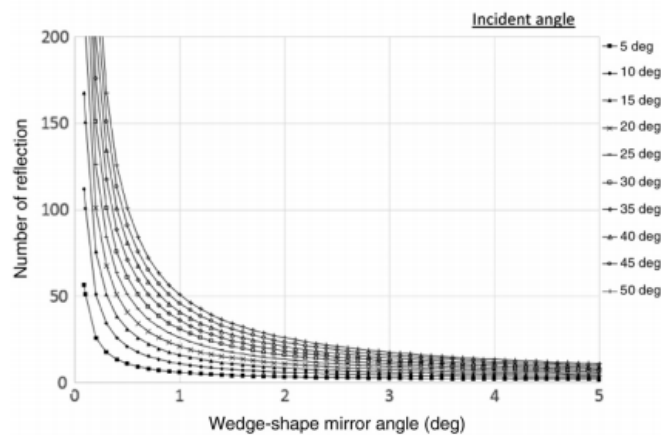
$$\alpha = (N - 1)\theta \tag{2}$$

N je počet odrazů uvnitř dvojitěho zrcadla a θ je úhel mezi oběma zrcadly. Citlivost tohoto interferometru je dána následujícím vztahem, kde λ je vlnová délka

laseru, θ je úhel mezi zrcadly, N je celkový počet odrazů a α je úhel paprsku vstupujícího do dvojitého zrcadla. [26]

$$D_m = \frac{\lambda}{4} * \frac{\sin \theta}{\sin N\theta} = \frac{\lambda}{4} * \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \quad (3)$$

Na Obrázek 13 je zobrazen výsledek simulace, jejímž účelem bylo vypočítat počet odrazů ve dvojitém zrcadle na základě úhlu vstupního paprsku a úhlu mezi zrcadly. Z grafu je patrné, že k zajištění co nejvyššího počtu odrazů je nutno dosáhnout velkého úhlu α (vstupní paprsek dopadající téměř kolmo na první zrcadlo). [26]

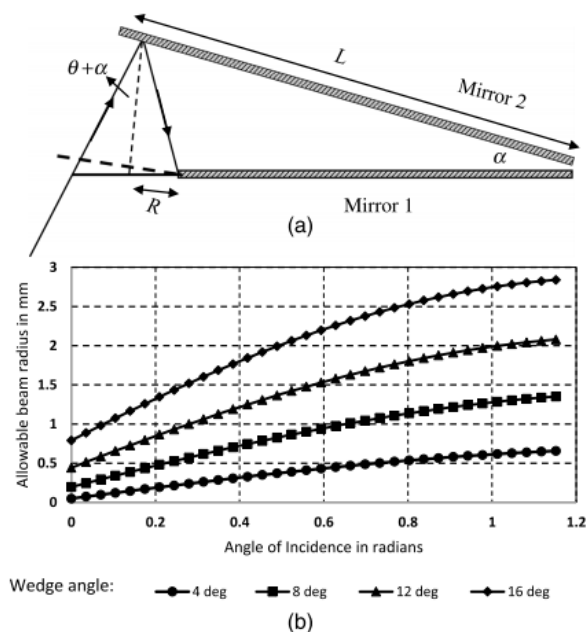


Obrázek 13: Závislost počtu odrazů na úhlu mezi zrcadly pro různé úhly vstupujícího paprsku [26]

Dalším faktorem, který je třeba u dvojitého zrcadla brát v potaz a který ovlivňuje výkonnost interferometru, je rozměr (poloměr) laserového paprsku. Důvodem je velmi malý prostor mezi odraženými paprsky šířícími se dvojitým zrcadlem, což omezuje maximální přípustný poloměr laserového paprsku tak, aby nedocházelo k žádnému překrytí se sousedními odraženými paprsky. Maximální přípustný poloměr paprsku je dán následujícím vztahem. [26]

$$R = L * \tan(\alpha) * \sin(\theta + \alpha) \quad (4)$$

Kde L je délka nakloněné části dvojitého zrcadla, α je úhel paprsku vstupujícího do dvojitého zrcadla, θ je úhel mezi zrcadly a R je maximální poloměr laserového paprsku. Na Obrázek 14 je zobrazena závislost maximálního poloměru laserového paprsku na úhlu, pod kterým vstupuje do dvojitého zrcadla pro různé úhly mezi zrcadly. Graf odpovídá zrcadlu o délce 10 mm. Z grafu je patrné, že čím větší poloměr laserového paprsku, tím větší musí být úhel mezi zrcadly, což má ovšem za následek zmenšení počtu odrazů a tedy i citlivosti interferometru. [26]

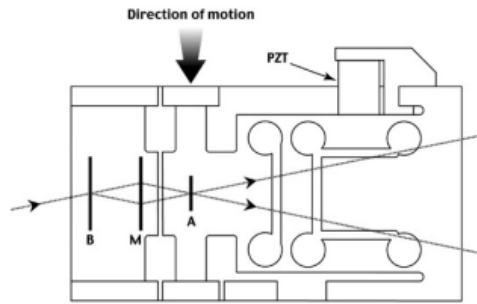


Obrázek 14: Grafické zobrazení maximálního poloměru vstupního paprsku (a) a závislost maximálního poloměru paprsku na úhlu vstupního laserového signálu pro různé úhly mezi zrcadly (b) [26]

2.5 Rentgenový interferometr

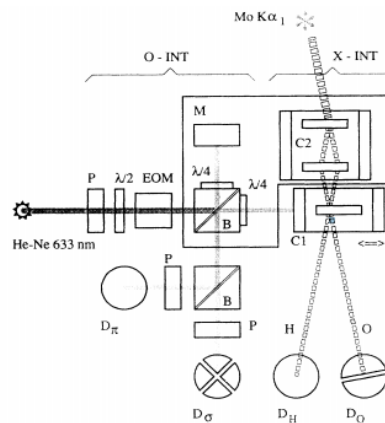
Tento typ interferometru se svou strukturou výrazně liší od interferometrů popsaných v dřívějších podkapitolách. Jeho základem jsou tři křemíkové lamely. Struktura tohoto interferometru je zobrazena na Obrázek 15. [27]

Rentgenový paprsek dopadá na první lamelu (lamela B) a je rozdělen na dvě části. Tato lamela je tedy analogií optického děliče u Michelsonova interferometru. Tyto dva paprsky následně dopadnou na druhou lamelu (lamela M), kde dojde k dalšímu rozdělení paprsků. Následně od obou dvojic paprsků vzniklých na druhé lamelě dopadne právě jeden na lamelu třetí (lamela A). Díky těmto paprskům dopadajícím na třetí lamelu vznikají interferenční proužky, jejichž perioda odpovídá jejich vzdálenosti při průchodu druhou lamelou. Tyto interferenční proužky by však byly tak malé, že by nebylo možné je rozeznat. Pokud však třetí lamela vykonává translační pohyb paralelně ke zbylým dvěma lamelám (např. pomocí piezoelektrického posuvu PZT), tak dojde ke vzniku Moiréových interferenčních proužků, jejichž perioda již je rozeznatelná. Translační pohyb třetí lamely tedy moduluje původní interferenci funkcí sinus. Na základě tohoto poznatku lze stanovit výchylku třetí lamely. Rentgenový interferometr je rovněž po svých stranách vybaven zrcadly s vysokou reflektivitou, díky kterým jej lze připojit k optickému interferometru. [27]



Obrázek 15: Schéma rentgenového interferometru [27]

Propojením rentgenového a optického interferometru lze dosáhnout znatelně vyššího rozlišení a to 10 pm při měřicím rozsahu 10 μm . Ilustrativní zapojení rentgenového a optického interferometru se nachází na Obrázek 16. V tomto zapojení dochází ke vzniku interference jak u samotného rentgenového interferometru, tak i u optického. Výsledkem jsou tedy dva interferenční obrazce, z jejichž parametrů může být stanovena výchylka pohyblivé lamely (na Obrázek 16 označena jako C1). [28], [29]



Obrázek 16: Kombinované zapojení rentgenového (vpravo) a optického (vlevo) interferometru [29]

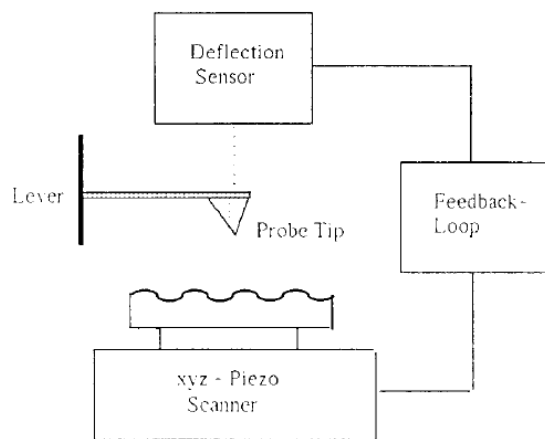
Vztah pro stanovení výchylky lamely je následující. Platí, že n je počet interferenčních pruhů rentgenového interferometru v m pruzích optického interferometru a λ je vlnová délka laseru optického interferometru. [28], [29]

$$d = \frac{m}{n} * \frac{\lambda}{2} \quad (5)$$

2.6 Interferometrie v mikroskopii atomárních sil

2.6.1 Mikroskop atomárních sil

Mikroskopie atomárních sil měří interakci mezi měřeným vzorkem materiálu a hrotem, který je součástí tenkého nosníku. Během měření struktury daného vzorku materiálu je tento nosník vychýlen. Síly působící na nosník se pohybují v rozmezí od 10^{-11} do 10^{-6} N. Výchylka je snímána a pomocí zpětnovazebního mechanismu je vzorek posouván piezo aktuátorem tak, aby došlo k naskenování celého jeho povrchu. Piezo posuv lze rovněž použít k udržování konstantní výchylky nosníku. V takovém případě je pak vyhodnocen posuv piezo aktuátoru, který odpovídá povrchu snímaného vzorku. [1], [10]



Obrázek 17: Princip mikroskopu atomárních sil [10]

Existují dva základní pracovní režimy a to stejnosměrný (DC) a střídavý (AC). V obou případech je síla interakce mezi vzorkem a hrotem měřena jako výchylka nosníku. [1]

2.6.2 Stejnosměrný režim

V DC režimu je výchylka měřena jako statická. Hrot nosníku je v přímém kontaktu se vzorkem po celou dobu snímání jeho povrchu. V důsledku pak nasnímaný zvlněný povrch nemusí odpovídat skutečnému povrchu vzorku. Nelze jasně rozeznat, jestli byla nasnímaná skutečná poloha atomů, nebo jestli vlivem vzájemného působení mezi atomy došlo ke znehodnocení povrchu vlivem neustálého kontaktu s hrotem. Tento jev potlačuje střídavý režim. [3]

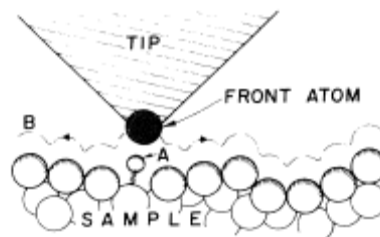
2.6.3 Střídavý režim

Ve střídavém režimu je nosník vybuzen tak, že kmitá na vlastní rezonanční frekvenci s amplitudou od 1 do 100 Å (0,1 až 10 nm). Vlivem atomárních sil působících mezi hrotem a vzorkem při vzájemném přiblížení dojde ke změně amplitudy a frekvence kmitů. Pomocí zpětnovazebního obvodu pak změnou polohy vzorku nebo výšky nosníku udržujeme frekvenci/amplitudu rezonančních kmitů konstantní. Na základě tohoto zpětnovazebního mechanismu získáváme informaci o zkoumaném materiálu. [1]

Kritickou součástí mikroskopu atomárních sil (AFM) je měřicí nosník s hrotem. Vzhledem k požadavku na co největší výchylku při působení atomárních sil je nutné zajistit dostatečně nízkou tuhost nosníku. Zároveň je však nutné zajistit vysokou rezonanční frekvenci a to proto, aby bylo potlačeno rušení o frekvenci 100 Hz z okolních budov. Pro rezonanční frekvenci nosníku platí následující vztah. Vzhledem k tomuto požadavku a nízké tuhosti nosníku lze vysokou rezonanční frekvenci zajistit zmenšením hmotnosti nosníku m , čímž dosáhneme odolnosti vůči rušení. [2]

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} * \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (6)$$

Kde k je tuhost nosníku/pružiny v N/m , m je hmotnost zatíženého nosníku v kg a f_0 je rezonanční frekvence nosníku v Hz .



Obrázek 18: Detail hrotu nosníku a měřeného vzorku [2]

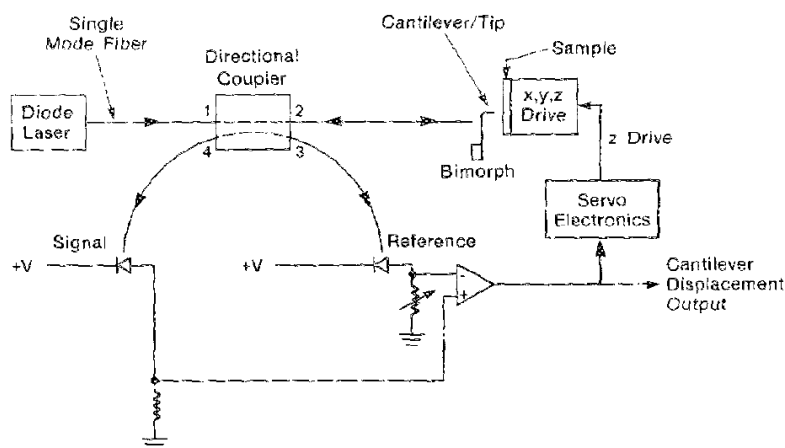
Na Obrázek 18 je zobrazen hrot nosníku měřící povrchovou strukturu vzorku. Díky zpětnovazebnímu mechanismu popsanému dříve v této práci si hrot udržuje konstantní vzdálenost od povrchu a vzorku a tedy kopíruje jeho konturu (dráha B Obrázek 18). [2]

2.6.4 Interferometrická metoda detekce výchylky nosníku

Mezi nejpoužívanější interferometry v mikroskopii atomárních sil se řadí Michelsonův a zejména pak Fabry-Pérotův interferometr. U interferometrické

metody lze jako zdroj světla použít infra laserovou diodu o vlnové délce $\lambda = 830$ nm. Schéma interferometrické metody je na Obrázek 19. Signál se šíří jednovídným vláknem do optického děliče, z kterého je polovina signálu přenesena k referenční diodě a druhá polovina pak k samotnému nosníku. Od něj se odražený světelný signál šíří zpět do optického vlákna a děliče. Následně pak dopadne na "signálovou" diodu měřící interferenci. Pomocí zpětné vazby a servomechanismu je regulována poloha měřeného vzorku a stanovena výchylka nosníku. Podle toho, zda se zpět z kavity do optického vlákna naváže a interferuje pouze jeden, nebo více paprsků, rozlišujeme mezi režimem Fabry-Pérotova interferometru a Michelsonova interferometru. [1], [30]

Díky tomu, že u Fabry-Pérotova interferometru dochází k vyšší hloubce modulace vlivem několikanásobného odrazu (viz Obrázek 43 a kapitola 4.1), tak je v mikroskopii atomárních sil nejpoužívanější. Fabry-Pérotův interferometr je podrobně rozebrán v kapitole 3. [30]



Obrázek 19: Schéma optického interferometru pro vyhodnocení polohy nosníku [1]

2.6.5 Ostatní metody detekce výchylky nosníku

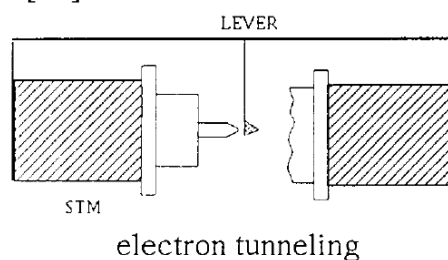
2.6.5.1 Elektronové tunelování

První senzor výchylky nosníku využíval princip elektronového tunelování. Nicméně se tato metoda projevila náchylná vůči nečistotám a negativně se projevila rovněž interakce se zadní stranou nosníku. [10]

Vzhledem k tomu, že při zvýšení vzdálenosti mezi hrotem tunelového snímače o 0,1 nm klesne tunelový proud o řád, tak je nezbytné tuto vzdálenost udržovat v rozmezí cca 0,5 až 1 nm. Tunelový proud je dán následujícím vztahem: [10]

$$I = I_0 * e^{-Az\sqrt{\Phi}} \quad (7)$$

Kde konstanta $A = 10,25 \text{ eV}^{-1/2}\text{nm}^{-1}$, Φ je výška potenciálové bariéry a z je vzdálenost mezi elektrodami. [10]



Obrázek 20: Princip snímače polohy nosníku využívajícího elektronové tunelování [10]

Velikost tohoto proudu se typicky pohybuje v řádu μA , což vede k nutnosti použití zesilovačů s vysokým zesílením. To má za následek omezení frekvenčního pásma na několik kHz. Pro nosníky pracující ve střídavém režimu se vlastní rezonanční frekvence pohybuje v rozmezí od 30 do 100 kHz. Tento snímač je tedy vhodný zejména pro nosníky pracující ve stejnosměrném režimu. [10]

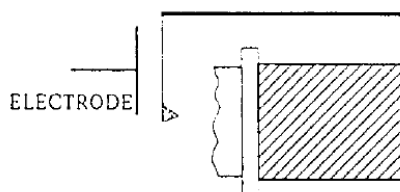
Vzhledem k nízké odolnosti vůči nečistotám jako jsou zoxidované plochy nebo uhlovodíky, je tento snímač vhodný spíše pro aplikace ve velmi vysokém vakuu při nízké pracovní teplotě. [10]

2.6.5.2 Kapacitní metody

Tato měřicí metoda je v AFM méně používaná než optické metody. Snímač vychází ze základní rovnice (8) pro kondenzátor, kde ϵ je permitivita dielektrika, S je plocha elektrod a l je vzdálenost mezi nimi. [10]

$$C = \epsilon \frac{S}{l} \quad (8)$$

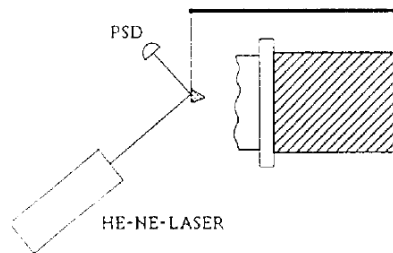
U konkrétní sestavy je jako jedna elektroda použitý nosník, druhá elektroda je pevná. Výchylka nosníku se projeví jako změna vzdálenosti mezi elektrodami, což vede ke změně kapacity. [10]



Obrázek 21: Kapacitní princip snímání polohy nosníku [10]

2.6.5.3 Výchylka optického paprsku

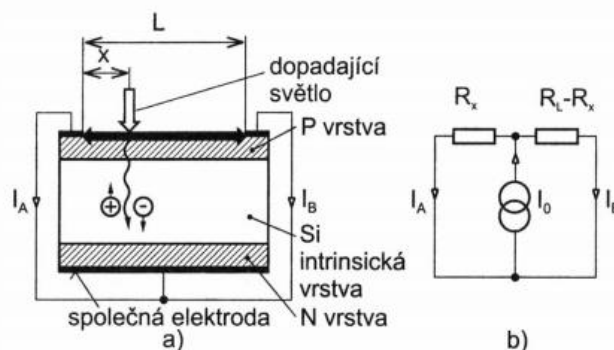
Kromě interferometrické metody lze polohu nosníku snímat opticky i pomocí PSD diody. Princip optického snímače je zobrazen na Obrázek 22. [1]



Obrázek 22: Princip snímání polohy nosníku na základě výchylky laserového paprsku [10]

Tato jednoduchá metoda spočívá ve vyhodnocení polohy laserového paprsku dopadající na PSD diodu. Laserový paprsek je namířen na měřicí nosník a dle jeho výchylky odražen na PSD diodu. Z polohy laserové paprsku na detektoru je pak stanovena skutečná výchylka nosníku na základě následujícího vztahu, ve kterém Δz je výchylka nosníku a λ je vlnová délka laseru. [10]

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{I_A - I_B}{I_A + I_B} \approx \frac{\Delta z}{\lambda} \quad (9)$$



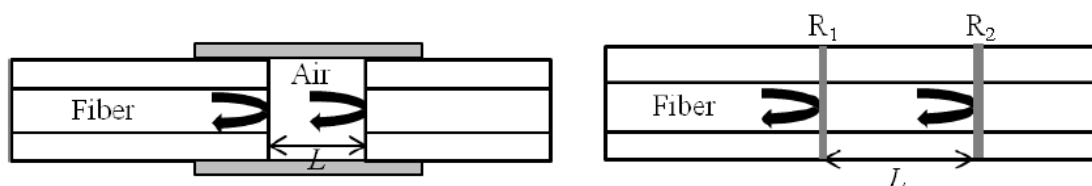
Obrázek 23: Princip PSD snímače [11]

Touto metodou lze dosáhnout rozlišení až 0,01 nm. Výhodou této metody je možnost použití více paprsků s více detektory pro určení torzních kmitů. [11]

3 FABRY-PÉROTŮV INTERFEROMETR

Typický vláknový Fabry-Pérotův interferometr (FFP) využívá zpětného odrazu na konci optického vlákna (přechod z optického vlákna do okolí) a odrazu od externího reflektoru (např. zrcátka), který je umístěn v krátké vzdálenosti od konce vlákna. Tato dvě rozhraní spolu tvoří kavitu interferometru. Tento typ interferometru je také někdy označován jako extrinzický Fabry-Pérotův interferometr. Rozdíl oproti klasickému Fabry-Pérotovu interferometru (FPI) je ten, že FFP obvykle využívá jednovláknové vlákno, které vede světelný paprsek do kavity a posílá odražené světlo zpět vláknem k detektoru. Vláknovou analogií FP je intrinzický FFP, který má kavitu obsaženou přímo uvnitř samotného vlákna realizovanou buď pomocí Braggovy mřížky, nebo dielektrickými zrcadly (např. TiO_2). Extrinzické FFP se používají v mikroskopii atomárních sil pro měření polohy nosníku, k měření teploty, tlaku, atd. [4]

Porovnáme-li intrinzický a extrinzický FFP, pak mezi přednosti extrinzického FPI patří, díky použití vysoce odrazivého zrcátka, vysoká finesa a jednoduchá výroba. Oproti intrinzickému FFP však nastávají problémy se zarovnáním obou odrazivých ploch vůči sobě. Problémem je také nízká efektivita navázání paprsku zpět do optického vlákna. [8]



Obrázek 24: Princip extrinzického (vlevo) a intrinzického (vpravo) FFP [8]

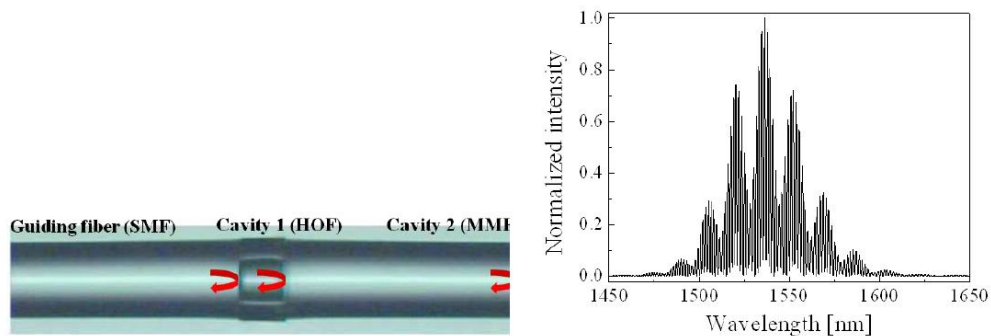
Vyhodnocovaným signálem je spektrum odraženého interferovaného paprsku nebo pouze intenzita interference. Vlivem interference světelných vln dochází ke změně ve spektru vstupního světelného signálu nebo lze vyhodnocovat změnu intenzity v závislosti na vzdálenosti mezi odraznými plochami (šířkou kavity). Maxima a minima pak odpovídají konstruktivní a destruktivní interferenci světelných vln. Ta je způsobena jejich vzájemným fázovým posunem dle vztahu (12). [8]

Negativně se projeví zejména vibrace a jiné vlivy, které mají za následek změnu vzdálenosti mezi oběma odrazivými plochami, čímž se změní optická dráha paprsku. [8]

3.1 Intrinzický Fabry-Pérotův interferometr

Intrinzický Fabry-Pérotův interferometr má kavitu obsaženou přímo v optickém vlákně. Kavita může být tvořena Braggovou mřížkou nebo jiným optickým vláknem (vláknem o jiném průměru jádra), než jaké je použito pro zbytek aparatury. Tento interferometr lze vyrobit pomocí chemického leptání, femtosekundovým laserem nebo vložením druhého optického vlákna s jiným průměrem jádra. [8], [9], [12]

Obdobně se tento interferometr může skládat ze dvou kavit vložením krátkého (70 μm dlouhého) vlákna mezi jednovidové a mnohovidové vlákno o délce cca 360 μm , díky čemuž je vyhodnocované spektrum bohatší na harmonické složky. [8], [9]



Obrázek 25: Intrinzický Fabry-Pérotův interferometr se dvěma kavitami [8]

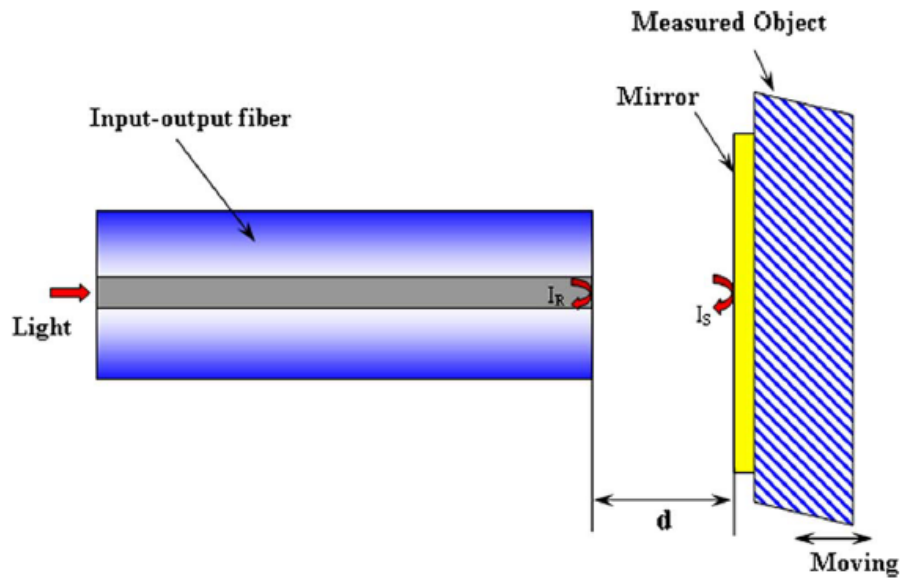
3.2 Extrinzický Fabry-Pérotův interferometr

U extrinzického Fabry-Pérotova interferometru (EFPI) dochází k několikanásobnému odrazu v kavitě, tedy mezi koncem optického vlákna a reflektorem (zrcátkem). Jedná se o přístroj, u kterého je detekovaná intenzita optického signálu modulována měřenou veličinou (např. výchylkou). Princip EFPI se zrcátkem je ukázán na Obrázek 26. Typická struktura měřicího řetězce využívajícího EFPI je na Obrázek 27. [4], [5]

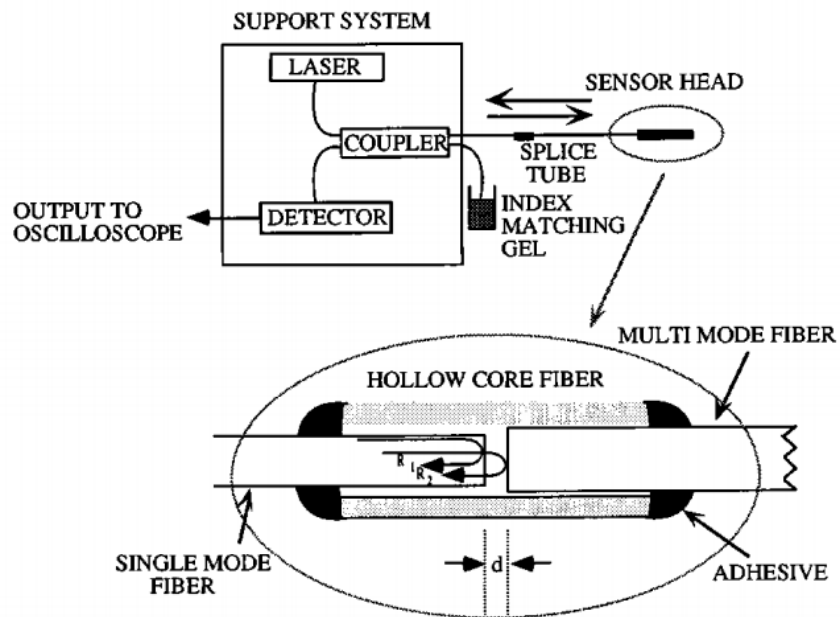
EFPI se skládá z jednomódové laserové diody, jejíž světlo se optickým děličem šíří do kavity. Kavita je vymezena koncem vstupního jednovidového vlákna a odrazového mnohovidového vlákna, místo kterého lze použít i jiný reflektor (např. zrcátko s odrazivostí 0,95). Konce obou vláken jsou rovnoběžně zarovnané. [5]

Pro běžné optické vlákno, které nemá na svém konci reflexní plášť činí Fresnelův odraz (odraz na přechodu optické vlákno-kavita) asi 4% intenzity šířícího se světla. Tento první odraz R_1 je nezávislý na snímané veličině

(vzdálenosti „ d “). Druhý, měřicí odraz R_2 je závislý na snímané šířce kavity „ d “. Tyto dvě vlny spolu interferují. [5]



Obrázek 26: Princip EFPI využívající zrcátko jako reflektor [13]



Obrázek 27: Měřicí řetězec s extrinzickým Fabry-Pérotovým interferometrem [5]

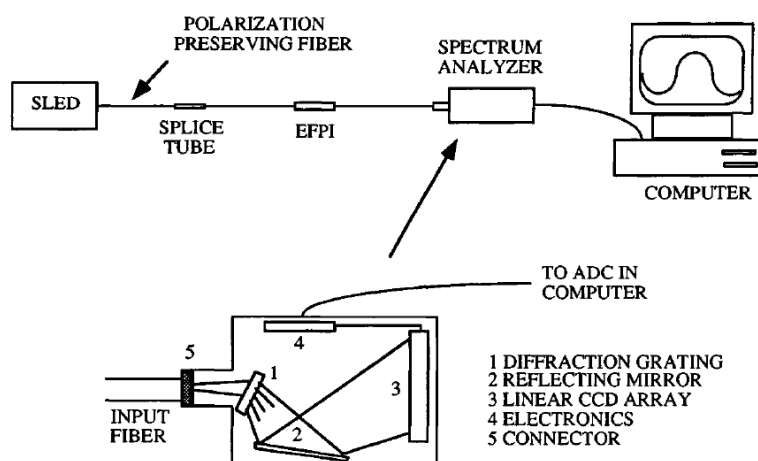
Detekovaná intenzita je tedy závislá na šířce kavity a je dána následujícím vztahem: [5]

$$I = I_0 * \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} d\right) \quad (10)$$

Kde I_0 je maximální hodnota výstupní (interferované) intenzity, λ je vlnová délka laseru a d je šířka kavity. Ze vztahu plyne, že změna intenzity v závislosti na šířce kavity není lineární. Tato rovnice platí pro případ, kdy spolu interferují pouze dvě vlny R_1 a R_2 . V případě, že dojde k několikanásobnému odrazu v kavitě, už tato rovnice nebude platit. [5]

3.3 Absolutní extrinzický Fabry-Pérotův interferometr

Absolutní extrinzický Fabry-Pérotův interferometr (AEFPI) využívá oproti EFPI místo laserové diody super luminiscenční diodu (SLED). K vyhodnocení interference se místo snímače intenzity používá spektrometr. Typické zapojení měřicího řetězce je na Obrázek 28. [5]

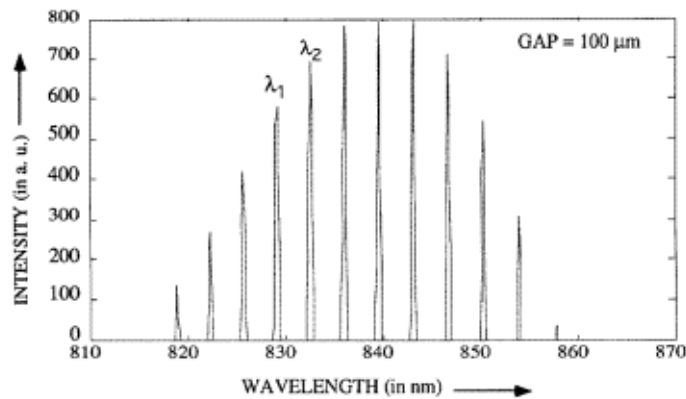


Obrázek 28: Měřicí řetězec využívající AEFPI [5]

Konce vstupního i odrazového vlákna jsou v případě AEFPI pokryty reflexní kovovou vrstvou (např. zlato nebo hliník), díky které uvnitř kavity dochází k několikanásobnému odrazu světla. To má za důsledek zvýšení citlivosti interferometru. Vzhledem k tomu, že spolu interferuje několik odražených vln, tak intenzita interferovaného signálu neodpovídá vztahu (10) ale tzv. Airyho funkci. [5]

Šířka kavity se určí ze dvou vlnových délek ve spektru, které jsou ve fázi, dle Obrázek 29 a rovnice (11), kde d je šířka kavity a λ_1 , λ_2 jsou vlnové délky složek spektra. [5]

$$d = \frac{\lambda_1 * \lambda_2}{2 * (\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (11)$$



Obrázek 29: Měřené spektrum AEFPI [5]

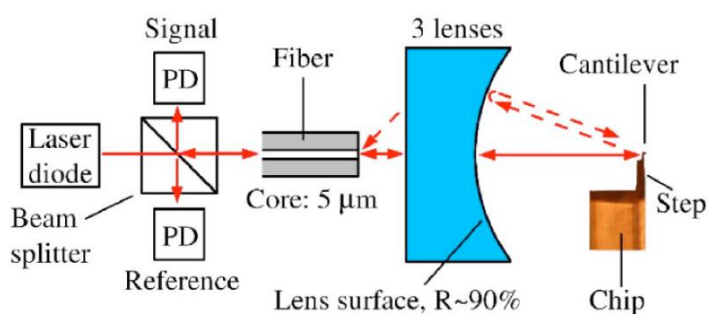
3.4 EFPI pro měření výchylky nosníku v AFM

Jednou z aplikací extrinzického Fabry-Pérotova interferometru je měření polohy nosníku v mikroskopii atomárních sil. Vzhledem k rozměrům nosníků používaných v AFM je laserový paprsek interferometru soustředěn na plochu v řádu jednotek mikrometrů. [6]

3.4.1 EFPI využívající optické čočky

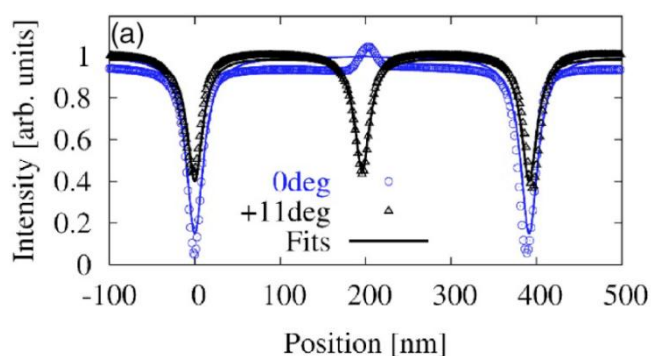
Vzhledem k tomu, že u EFPI je laserový paprsek soustředěn na velmi malou plochu, dojde při vychýlení nosníku k porušení podmínky několikanásobného odrazu mezi koncem optického vlákna a nosníkem. Několikanásobný odraz je nezbytně důležitou podmínkou k zajištění citlivosti EFPI.

Tato podmínka je zajištěna díky optimálnímu umístění optického vlákna vůči nosníku. Vzdálenost mezi vláknem a nosníkem je stejná jako rádius reflexní čočky na konci optického vlákna (viz Obrázek 30). Je-li tato podmínka dodržena, dojde k několikanásobnému odrazu i při výchylce nosníku (vyosení vůči vlákně). Čočka na konci optického vlákna má vysokou reflektivitu 90%. [6]



Obrázek 30: EFPI snímající polohu nosníku AFM [6]

Díky tomu, že světelné paprsky dopadají kolmo na čočku a nedochází k lomu světla, tak není třeba velikost kavity (vzdálenost mezi nosníkem a koncem vlákna/čočkou) upravovat dle prostředí (plyn, vakuum, kapalina). [6]



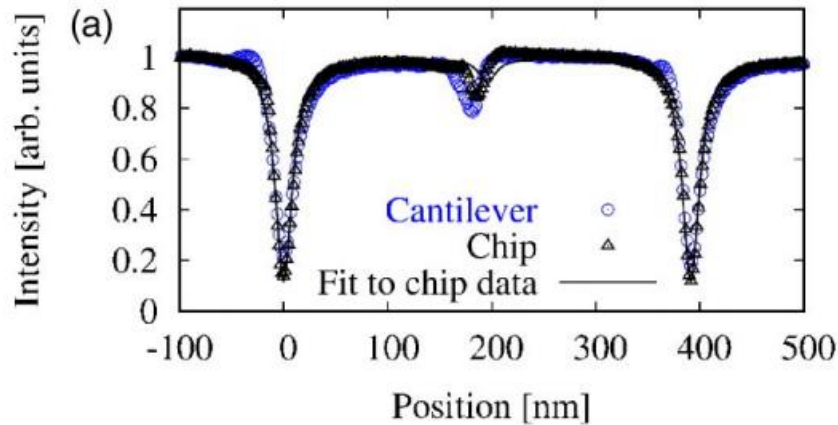
Obrázek 31: Závislost detekované intenzity EFPI na šířce kavity pro vyosené a nevyosené zrcátko [6]

Ve zdroji [6] je ověřena odolnost systému z Obrázek 30 vůči vertikálnímu vyosení. Nosník byl nahrazen zlatým zrcátkem. Obrázek 31 zobrazuje detekovanou intenzitu interference v závislosti na šířce kavity bez vyosení a s vyosením 11°. Jsou zde také patrné dvě minima ve vzdálenostech okolo výchylky 0 a 400 nm. Vzdálenost mezi minimy odpovídá půlce vlnové délky laseru použitého pro experiment ($\lambda/2 = 391,5$ nm ve vakuu). Dochází tedy k destruktivní interferenci. [6]

Pokud je zrcátko vyoseno, tak se každá sudá vlna (podruhé odražená, počtvrté, atd.) šíří kolmo na optickou osu čočky a každá lichá pod určitým úhlem vůči ose (Obrázek 30). Fázový posuv mezi dvěma po sobě jdoucími vlnami (sudou a lichou) zpětně navázanými do optického vlákna je dán následujícím vztahem, kde z je šířka kavity a λ je vlnová délka laseru. [6]

$$\delta = \frac{4\pi z}{\lambda} \quad (12)$$

V případě velkého vyosení zrcátka (černý průběh), se objeví minimum každou $\lambda/4$. Závislost z Obrázek 31 je při použití nosníku s napařenou reflexní vrstvou ze zlata prakticky totožná. (Obrázek 32). [6]

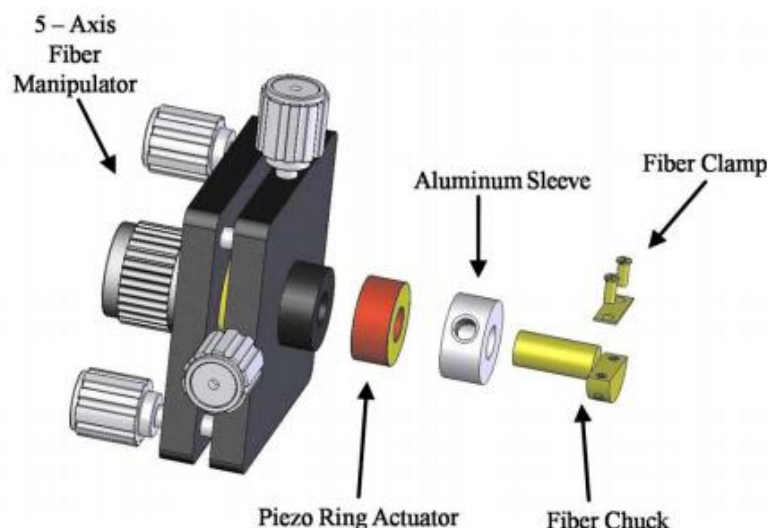


Obrázek 32: Závislost detekované intenzity EFPI na šířce kavity při použití nosníku [6]

3.4.2 EFPI nevyužívající optických čoček

Tento typ EFPI funguje na stejném principu jako EFPI s optickými čočkami. Optimální nastavení (resp. zarovnání) optického vlákna vůči nosníku je zajištěno pomocí piezoelektrického aktuátoru, jehož rozsah se pohybuje v jednotkách mikrometrů. Díky tomuto aktuátoru může být měřicí řetězec zkalibrován před každým měřením. Kromě optimálního natočení optického vlákna vůči nosníku dokáže tento aktuátor rovněž zajistit optimální vzdálenost mezi vláknem a nosníkem tak, aby zajištěna maximální citlivost aparatury. [7]

Během samotného měření je pak tato vzdálenost udržována konstantní v místě s nejvyšší citlivostí pomocí PID regulátoru. Díky zpětné vazbě je piezo aktuátor schopen udržet průměrnou vzdálenost mezi vláknem a nosníkem v řádu několika nanometrů. Jelikož je vzdálenost udržována konstantní, tak je zachována podmínka několikanásobného odrazu mezi vláknem a nosníkem i bez použití optické čočky. Ukázka piezo aktuátoru je na Obrázek 33. [7]



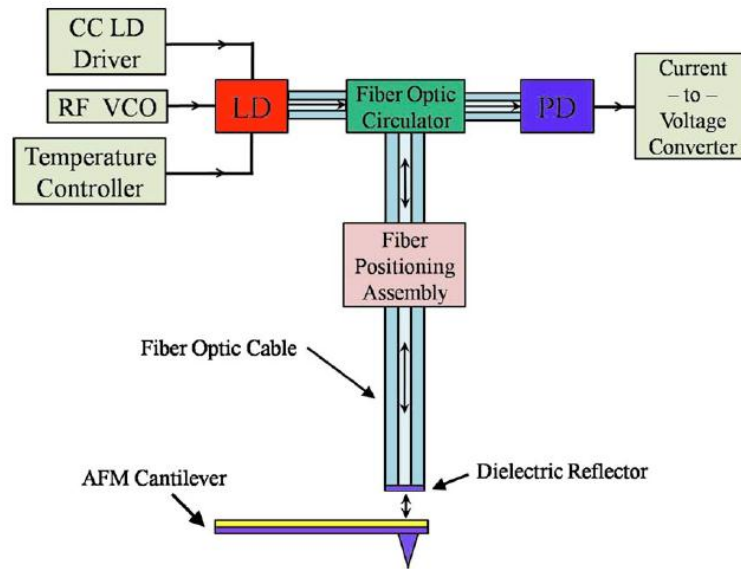
Obrázek 33: Piezo aktuátor pro řízení polohy vlákna vůči nosníku [7]

Schéma kompletního měřicího řetězce vhodného pro měření ve vzduchu i kapalině je na Obrázek 34. Stejně jako u dříve zmíněných aparatur je jako zdroj světla použita laserová dioda (LD). Tato dioda obsahuje termoelektrický chladič pro řízení své teploty s přesností 0,01 °C. K diodě je rovněž připojen modul zajišťující konstantní proud diodou (CC LD driver). Na výstupu LD je umístěn filtr propouštějící světlo emitované LD a tlumící jakékoli odražené světlo vracející se do LD. Pokud by se odražený signál vrátil zpět do LD, došlo by k vytvoření tzv. *zpětnovazebního optického šumu*, což by způsobilo snížení výkonnosti laseru. Tento filtr však nedokáže optický šum zcela eliminovat. Aby byl optický šum zcela potlačen, je k LD připojen modul napěťově řízeného oscilátoru vytvářející proudy o frekvenci v oblasti rádiových vln (RF VCO). Tento modul přidává do LD signál o frekvenci 200 MHz. Následně v LD dojde k vytvoření druhé vlnové délky (z jednomódového se stane vícemódový laser). [7]

Stejně jako u předchozích vzdálenost mezi koncem optického vlákna a nosníkem tvoří kavitu. Oba povrchy jsou opatřeny reflexním nátěrem pro zajištění několikanásobného odrazu a tedy i citlivosti. Výsledná interference je pak snímána pomocí fotodiody (PD). [7]

Výkon generovaný mezi dvěma povrchy se stejnou reflektivitou je dán následujícím vztahem. [7]

$$P_r = P_i \frac{F * \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}{1 + F * \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = P_i * \Phi(R, z) \quad (13)$$



Obrázek 34: EFPI snímající výchylku nosníku nevyužívající optických čoček [7]

Parametry F (finesa) a δ (fázový posun) jsou dány následovně: [7]

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (14)$$

$$\delta = \frac{4\pi n z}{\lambda_0} \quad (15)$$

Kde P_i , R , n , λ_0 a z jsou výkon vstupující do kavity, reflektivita odrazivého povrchu, index lomu odrazivého povrchu, vlnová délka světelného zdroje ve vakuu a šířka kavity (vzdálenost mezi koncem vlákna a nosníkem). [7]

Změna, resp. derivace výkonu P_r se určí dle následujícího vztahu, opět se jedná o funkci vzdálenosti z (pokud je reflektivita R konstantní). [7]

$$P'_R = P_i * \frac{2\pi n}{\lambda_0} * \frac{F * \sin \delta}{\left(1 + F * \sin^2 \left(\frac{\delta}{2}\right)\right)^2} = P_i * \Phi(R, z) \quad (16)$$

Tyto vztahy platí při několika zjednodušujících podmínkách. Předpokládají zcela monochromatický zdroj světla. Ztráty na obou reflexních plochách jsou zanedbány stejně jako rozptyl při odrazu směrem do okolí. [7]

Bez použití čoček pro soustředění optických paprsků se množství světelného signálu navázaného zpět do vlákna za předpokladu dokonale odrazivého zrcátka určí jednoduše dle vztahu: [7]

$$F_C = \left(1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2\right)^{-1} \quad (17)$$

Kde z je šířka kavity (vzdálenost mezi koncem vlákna a nosníkem) a z_r je Rayleighova vzdálenost dána vztahem, kde w je poloměr svazku v kaustice: [7]

$$z_r = \frac{\pi n w^2}{\lambda_0} \quad (18)$$

Pokud zrcátko/nosník není dokonale odrazivé, tak bude světelný paprsek tlumen přímo úměrně koeficientu odrazivosti. Z tohoto důvodu je zaveden tzv. *efektivní koeficient odrazivosti*, který zohledňuje tyto ztráty a je dán vztahem níže, ve kterém R_{mirror} je reflektivita zrcátka/nosníku. [7]

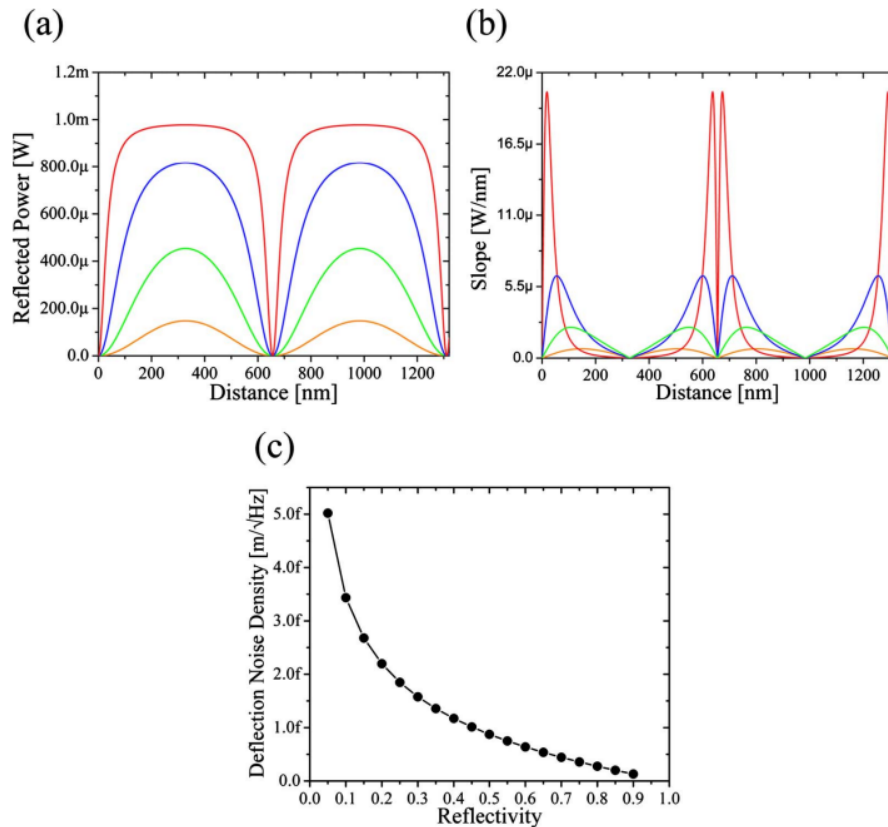
$$R_{eff} = F_C * R_{mirror} \quad (19)$$

Citlivost měřicího řetězce S je definována jako změna napětí detektoru PD vůči výchylce nosníku a lze ji vypočítat na základě rovnice (16) při optimální vzdálenosti konce vlákna a nosníku, vstupní intenzitě P_i , kvantové účinnosti PD snímače η a odporu převodníku proudu na napětí R_{IV} . [7]

$$S = \frac{\Delta V}{\Delta z} = P_i * \Phi(R, z_{opt}) * \eta * R_{IV} \quad (20)$$

Ze vztahu plyne, že citlivost lze zvýšit větším výkonem světelného zdroje, stejně tak jako použitím vrstvy s vyšší reflektivitou. Nicméně k zajištění odstupu signál-šum není žádoucí zvyšovat intenzitu LD, protože se stejně tak znatelně zvýší generovaný šum. Proto je vhodné zajistit vyšší citlivost pomocí odrazné plochy s vysokou reflektivitou. Dalším omezujícím faktorem je šum fotodiody PD snímající interferenci. [7]

Na Obrázek 35 je zobrazen namodelovaná závislost detekované intenzity interference vzhledem k výchylce nosníku pro různé reflektivity. Z průběhů je patrné, že velká efektivita (červený průběh) zaručuje velkou citlivost. Model počítá



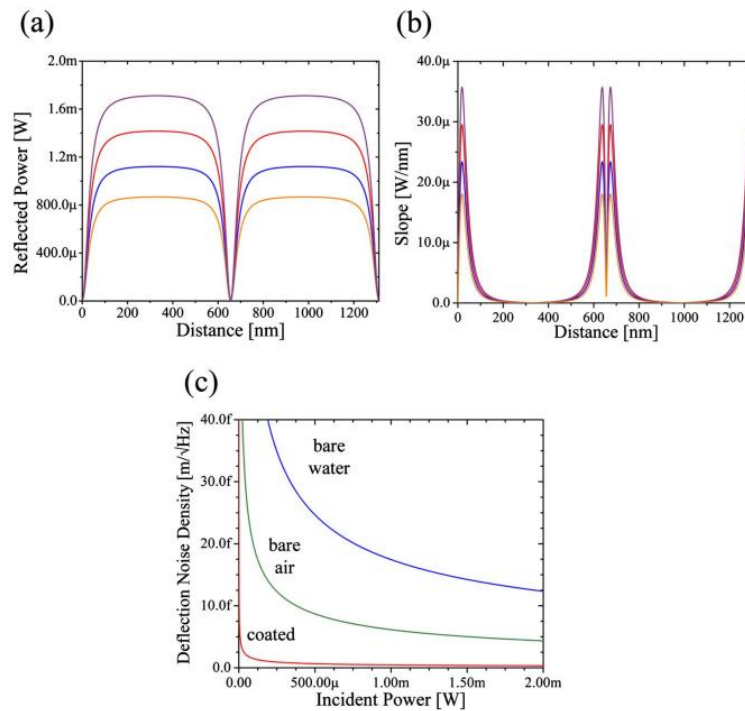
Obrázek 35: Detekovaná intenzita a citlivost v závislosti na šířceavity pro různé reflektivity (0,74; 0,40; 0,15 a 0,04) a závislost šumu na reflektivitě [7]

s napájecím laserovým zdrojem o vlnové délce $\lambda = 1311$ nm. Z tohoto důvodu dochází ve vzdálenosti rovné polovině vlnové délky k destruktivní interferenci a v okolí se tedy nachází největší poměrná změna detekovaného výkonu vůči výchylce nosníku. Z obrázku je rovněž patrné, že při narůstající reflektivitě hyperbolicky klesá šum zatěžující měření. Výkon laserové diody je 1 mW a index odrazu $n = 1$. [7]

Nárůst citlivosti rovněž zvyšuje vliv jakýchkoli nežádoucích jevů, jako jsou vyosení nosníku vůči vláknu, vliv vlastní rezonanční frekvence nebo nežádoucích vibrací. Vliv vyosení lze do určité míry kompenzovat použitím optických čoček nebo pomocí zpětnovazebně řízeného piezoelektrického posuvu (popsáno dříve v této kapitole). [7]

Na Obrázek 36c je zobrazena závislost šumu způsobeného vyosením nosníku na výkonu laserového zdroje pro různá prostředí. Nejmenší šum byl

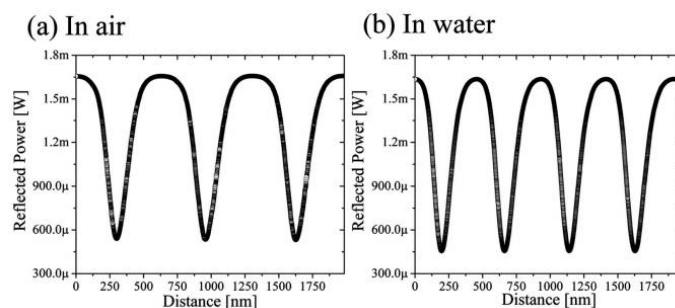
namodelován pro sestavu využívající optické vlákno s reflexním pláštěm na svém konci. Tento průběh platí při použití ve vzduchu i ve vodě. [7]



Obrázek 36: Detekovaná citlivost a intenzita v závislosti na šířce kavity při konstantní reflektivitě 0,74 pro různé výkony napájecího laseru (1,742 mW, 1,440 mW, 1,140 mW a 0,88 mW) [7]

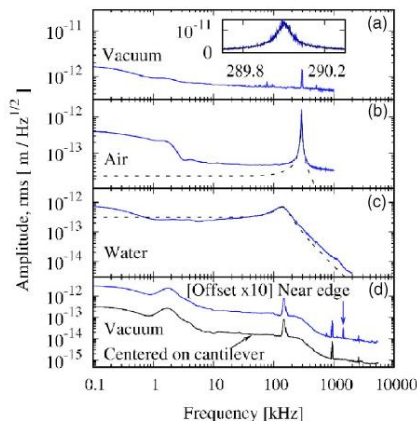
Z grafů *a*, *b* je patrné, že nárůst detekované intenzity a citlivosti je lineárně závislý na výkonu napájecího laseru. Reflektivita vlákna 0,74 představuje rozumný kompromis mezi citlivostí a velikostí šumu způsobeném rušivými mechanickými vlivy působícími na nosník, které potlačuje piezo posuv. [7]

Na Obrázek 37 vidíme porovnání tvaru interference při použití interferometru ve vzduchu a ve vodě. Rozdíl ve tvaru je dán přechodem laserového paprsku ze vzduchu do vody (vlákno-kavita), což má za následek změnu vlnové délky. [7]



Obrázek 37: Porovnání interference ve vzduchu a ve vodě [7]

Průběh frekvenční závislosti tepelného šumu pro různá prostředí při pokojové teplotě je zobrazen na Obrázek 38. Lze si všimnout, že i pro nízké frekvence (100 Hz) se šum ve vodě i ve vzduchu pohybuje na velmi nízké hodnotě pod 10^{-12} m/Hz^{1/2}. [6]

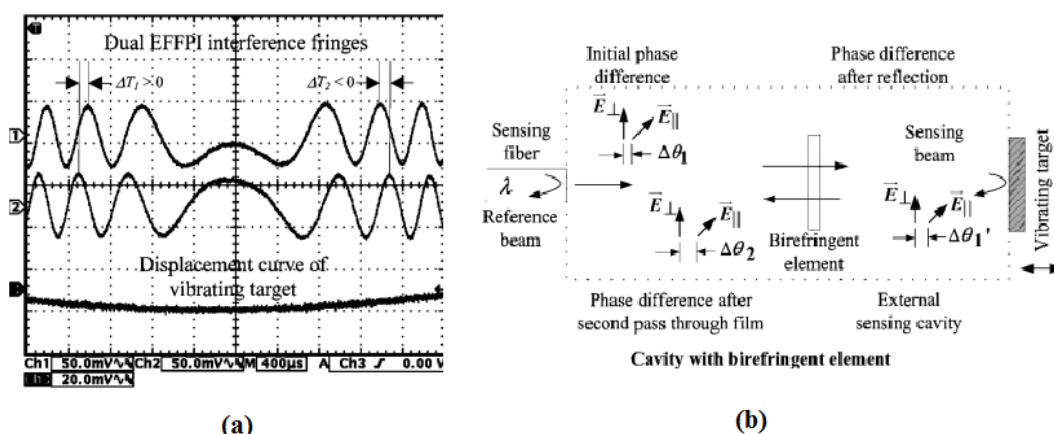


Obrázek 38: Frekvenční závislost tepelného šumu nosníku v různých prostředích [6]

3.5 Fabry-Pérotův interferometr s dvojitou virtuální kavitou

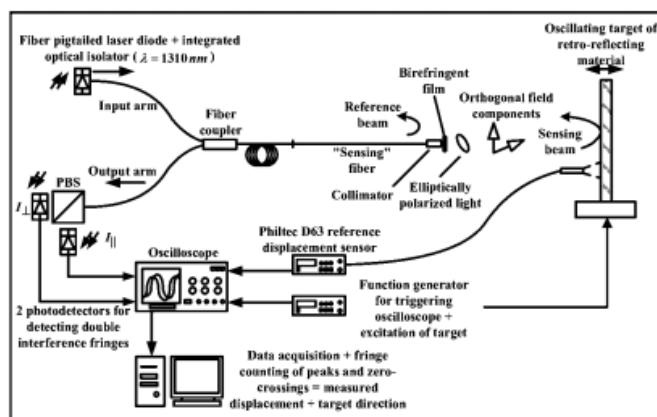
Předchozí typy interferometrů během měření mohou vykazovat nejednoznačné výsledky a to v tom smyslu, že nelze určit směr, kterým směrem se snímaný objekt pohybuje. Aby bylo možné stanovit, zda dochází k pohybu směrem ke konci optického vlákna nebo od něj, je třeba modifikovat základní strukturu Fabry-Pérotova interferometru. Modifikace může spočívat třeba ve vytvoření více kavit nebo v použití dvou polarizačních filtrů polarizující světlo ve dvou vzájemně kolmých směrech. [36]

Polarizační filtry mohou být realizovány pomocí tenké chemické vrstvy nanesené na konci optického vlákna nebo i kolimátoru. Laserový paprsek dopadající na konec optického vlákna se tedy po polarizaci skládá pouze ze dvou vzájemně kolmých složek. Následně je částečně odražen zpět (rozhraní vlákno-vzduch), čímž vznikne referenční paprsek. Zbývá část signálu dopadá na měřený vzorek a následně je zpětně navázána do optického vlákna, kde spolu referenční i měřicí paprsky interferují (resp. dochází ke dvěma interferencím mezi stejně polarizovanými složkami). [36]



Obrázek 39: Princip Fabry-Pérotova interferometru schopného určit směr výchylky, (a) ukázka výstupního signálu, (b) princip vzniku dvou vzájemně kolmých složek laseru [36]

Pomocí optického děliče lze následně obě složky od sebe oddělit, čímž je umožněno detekovat obě interference pomocí samostatného detektoru, jehož výstup lze připojit k měřicí kartě nebo k osciloskopu. Výsledné signály jsou zobrazeny na Obrázek 39 (a). Levá strana odpovídá případu, kdy se vzorek pohybuje směrem ke konci optického vlákna. Pravá strana grafu pak případu, kdy se vzorek vzdaluje od konce optického vlákna. Můžeme si tedy všimnout díky chemické vrstvě (na Obrázek 39 (b) označena jako *birefringent element*) dochází k různým fázovým posuvům mezi těmito dvěma interferencemi v závislosti na tom, jestli se zkoumaný vzorek pohybuje směrem ke konci optického vlákna, nebo od něj. [36]



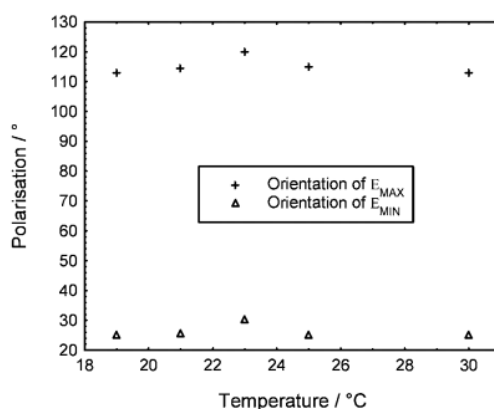
Obrázek 40: Struktura měřicího řetězce volného povrchu využívající Fabry-Pérotův interferometr a polarizační filtry pro určení směru výchylky [36]

Konkrétní měřicí řetězec je zobrazen na Obrázek 40. Jako zdroj je použita laserová dioda o vlnové délce 1310 nm a výkonu 3 mW. K diodě je rovněž připojen optický izolátor bránící vstupu jakéhokoli zpětně odraženého signálu do laseru. K

přenosu laseru jsou použita jednovidová optická vlákna. Po průchodu optickým děličem se laser šíří směrem k měřenému vzorku. Asi 4% jeho intenzity jsou odražena zpět od rozhraní optické vlákna-vzduch (referenční paprsek). Zbytek signálu po průchodu polarizační vrstvou dopadá na měřený vzorek a následně je navázán zpět do vlákna (měřicí paprsek). Po zpětném průchodu optickým děličem jsou vzájemně kolmé složky polarizovaného světla od sebe odděleny pomocí polarizačního optického děliče. Pro detekci obou interferencí jsou použity fotodiody. [36]

3.5.1 Vliv teploty

Mezi významné parazitní vlivy působící na interferometry patří teplota, která ovlivňuje polarizaci světla šířícího se optickým vláknem. U běžných interferometrů lze tento vliv potlačit tepelným izolováním referenčního ramena interferometru. U této struktury Fabry-Pérotova interferometru je výhodou, že se měřicí i referenční paprsek šíří společným optickým vláknem a teplota ovlivňuje oba paprsky stejným způsobem. Na Obrázek 41 můžeme pozorovat změnu polarizace vzájemně kolmých složek laserového signálu šířící se optickým vláknem. Můžeme si všimnout, že dojde-li vlivem teploty ke změně polarizace jedné složky, změní se odpovídajícím způsobem i polarizace druhé složky. Lze tedy konstatovat, že pro malé změny teploty (okolo pokojové teploty) je tento interferometr relativně necitlivý vůči teplotě. Mezi další parazitní vlivy patří například tlak. Jelikož však v aplikaci tohoto interferometru nedochází k mechanickému namáhání optického vlákna, lze tento vliv zanedbat. [36]

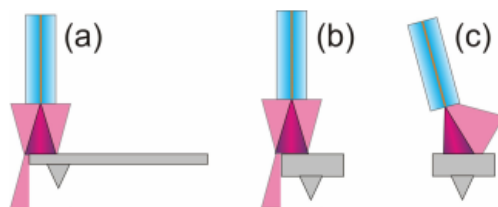


Obrázek 41: Vliv teploty na polarizaci laserového signálu [36]

4 PARAZITNÍ VLIVY

4.1 Zarovnání kavity

Jak již bylo zmíněno v předchozí kapitole popisující princip funkce Fabry-Pérotova interferometru, jedním z kritických faktorů ovlivňující výsledek a kvalitu měření je zarovnání kavity, tedy zarovnání konce optického vlákna a reflektivního zrcátka, nebo nosníku v mikroskopii atomárních sil. Ztráty způsobené zarovnáním jsou podporovány divergencí paprsku opouštějícího konec vlákna. V důsledku těchto ztrát pak dochází ke snížení odstupu signál-šum. Na Obrázek 42 jsou zobrazeny tři varianty chybného zarovnání kavity v mikroskopii atomárních sil způsobující významné ztráty. Při nahrazení nosníku reflektivním zrcátkem je významná zejména varianta *c* zobrazující chybný náklon konce optického vlákna. [30]

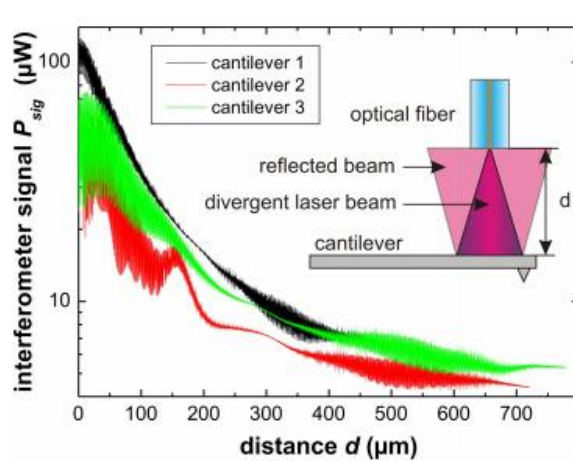


Obrázek 42: Varianty chybného zarovnání kavity u nosníku v mikroskopii atomárních sil, *a* chyba vůči délce nosníku, *b* chyba vůči šířce nosníku, *c* chybný náklon vlákna vůči nosníku [30]

Chybné zarovnání typu *a* a *b* může být kompenzováno pomocí piezoelektrického posuvu. To však neplatí pro chybu náklonu. Chybu náklonu lze zanedbat pouze v případě, že se její hodnota pohybuje pod 4° a to díky divergentní povaze laseru opouštějícího optické vlákno. [30]

Kvalitu zarovnání lze posoudit pomocí údaje ze senzoru detekujícího interferenční signál. Pro určení kvality zarovnání se postupuje následujícím způsobem. Nejprve je konec optického vlákna umístěn tak, že se přímo dotýká zrcátka (popř. nosníku) a šířka kavity je tedy nulová. Následně je s jemným krokem oddalován konec vlákna od zrcátka. Tento postup lze aplikovat pro různé náklony konce vlákna a následně stanovit nejlepší zarovnání kavity. Typické průběhy závislosti detekované intenzity na šířce kavity pro různá zarovnání jsou zobrazeny na Obrázek 43. [30]

V grafu si můžeme všimnout, že s rostoucí vzdáleností klesá intenzita interferujícího signálu a to až k hodnotě odpovídající intenzitě zpětně odraženého paprsku od rozhraní vlákno-vzduch. Rovněž si lze povšimnout, že každý z průběhů má v oblasti pro malé i velké výchylky modulovaný signál. Pro malé výchylky platí, že zde interferometr pracuje v režimu Fabry-Pérotova interferometru a dochází



Obrázek 43: Závislost intenzity interference na šířce kavity pro různá zarovnání [30]

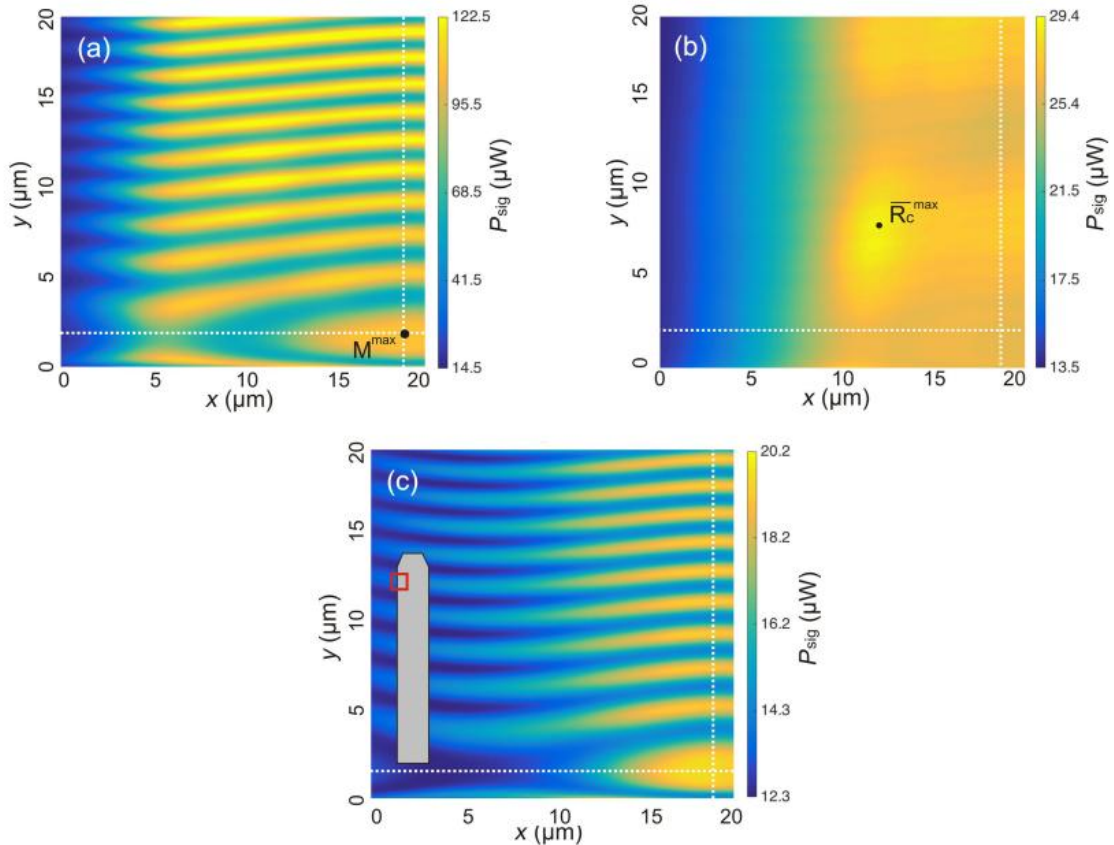
tedy k interferenci několika odražených paprsků uvnitř kavity, což zajišťuje vysokou citlivost. V oblasti velkých výchylek (okolo 500 μm) interferometr pracuje v režimu Michelsonova interferometru a to proto, že interferují pouze dva signály. Vlivem divergence paprsku se zpět do vlákna naváže pouze jeden odražený laserový paprsek. [30]

V oblasti mezi oběma režimy si lze povšimnout pásma, ve kterém nedochází k modulaci signálu. To je způsobeno tím, že se zde uplatňují oba režimy a to se stejnou amplitudou, ale opačnou fází. [30]

Ze zobrazených průběhů plyne následující. Zarovnání nosníku odpovídající černému průběhu má sice vysokou intenzitu detekovaného signálu, ale zároveň má nízkou hloubku modulace. Tento jev je způsoben tím, že zpět do vlákna je navázán pouze první odražený paprsek a nedochází tedy k několikanásobnému odrazu. Důvodem může být buď chybné zarovnání odpovídající kombinaci variant *a* a *c* z Obrázek 42, nebo pouze variantě *c*. Jelikož spolu interferují pouze dva paprsky, tak celý interferometr pracuje v režimu Michelsonova interferometru. U červeného průběhu se projevuje chyba zarovnání typu *b* z Obrázek 42 a dochází tedy ke snížení odrazové plochy při malých vzdálenostech, což má za následek pokles intenzity interference ve Fabry-Pérotově režimu interferometru (při malých šířkách kavity). Díky divergenci paprsku při této chybě zarovnání má interferometr lepší výkonnost v Michelsonově režimu (na Obrázek 42 vzdálenost vyšší než 300 μm). [30]

Téměř optimálnímu zarovnání odpovídá zelený průběh, který má velkou hloubku modulace ve Fabry-Pérotově i v Michelsonově režimu. U tohoto průběhu si lze všimnout malého zakřivení v oblasti okolo 300 μm , což poukazuje na drobnou chybu zarovnání. Nevýhodou této metody pro potlačení chyby zarovnání je nutnost provést větší počet měření k nalezení optimálního průběhu a tedy i zarovnání. [30]

Pokud bychom chtěli pro daný nosník nebo reflexní zrcátko najít optimální pozici konce optického vlákna tak, aby nedocházelo k chybě zarovnání ve smyslu a a b z Obrázek 42, můžeme v prostoru xy (povrch zrcátka nebo nosníku) při konstantní šířce kavity (z rozměru) vyhledat pozici s minimální ztrátou optického signálu (místo s nejvyšší intenzitou interferenčního signálu). [30]



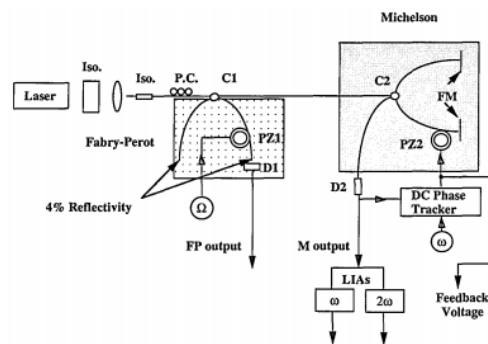
Obrázek 44: Interferenční mapa pro určení optimálního umístění konce optického vlákna vůči odrazovému povrchu pro (a) Fabry-Pérotův režim, $z = 25 \mu\text{m}$ (b) oblast mezi Fabry-Pérotovou a Michelsonovou interferencí, $z = 300 \mu\text{m}$ (c) Michelsonův režim, $z = 500 \mu\text{m}$, P_{sig} je intenzita interference [30]

Během skenování povrchu je jako akční člen použit piezoelektrický aktuátor zajišťující pohyb konce optického vlákna. Výsledkem je intenzitní mapa zobrazená na Obrázek 44. Tato mapa je zde uvedena pro Fabry-Pérotův i Michelsonův režim, stejně tak jako pro oblast mezi těmito režimy. Poklesy intenzit v levých částech grafů jsou způsobeny chybným zarovnáním ve smyslu b z Obrázek 42. Nejvyšší rozlišení byla dosažena pro Fabry-Pérotův a Michelsonův režim, nicméně vzhledem k velikosti intenzity interference P_{sig} lze za nejlepší z hlediska citlivosti považovat Fabry-Pérotův režim. Jako M_{max} je vyznačeno místo s nejvyšší intenzitou interference pro daný režim. Jak si lze všimnout, souřadnice tohoto bodu jsou totožné v obou režimech. Tento bod představuje optimální umístění konce optického vlákna. Interferenční proužky nejsou zcela rovnoběžné s osou x , protože měřicí řetězec je zatížen chybou náklonu konce optického vlákna. [30]

4.2 Parazitní kavity

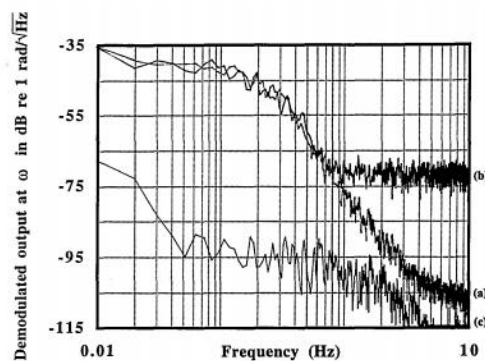
Laserový paprsek šířící se optickým vláknem (resp. optickým interferometrem) může být několikrát zpětně odražen a to vlivem nedokonalého navázání signálu z jednoho vlákna do druhého např. v optickém děliči. Tyto odrazy vedou ke vzniku nežádoucích Fabry-Pérotových kavit, jejichž negativní vliv je nejvýraznější zejména u Michelsonova interferometru. Tyto kavity snižují rozlišení interferometru a zvyšují šum zatěžující jeho výstupní signál. Tento jev je obzvláště kritický při použití koherentního zdroje světla jako např. laser. [31]

Vliv parazitní kavity lze simulovat použitím Fabry-Pérotova interferometru se známou šířkou kavity, který je zapojen do série s Michelsonovým interferometrem. Schéma je zobrazeno na Obrázek 45. [31]



Obrázek 45: Schéma pro simulaci vlivu parazitní kavity na Michelsonův interferometr [31]

D1 a D2 jsou detektory, PZ1 a PZ2 jsou piezoelektrické posuvy pro nastavení šířky kavity a pro nastavení měřené vzdálenosti u Michelsonova interferometru. C1 a C2 jsou optické děliče a LIAs je zesilovač s fázovým závěsem (Lock-In Amplifier). Frekvenční závislost šumu vzniklého parazitní kavitou je zobrazena na Obrázek 46. [31]



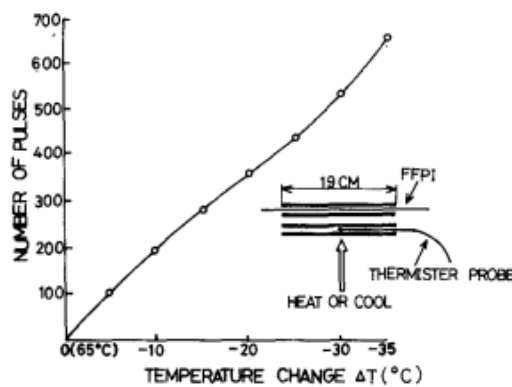
Obrázek 46: Frekvenční závislost šumu způsobeného parazitní kavitou [31]

Průběh *a* odpovídá případu, kdy byla Fabry-Pérotova kavity, resp. piezoelektrický posuv, buzena harmonickým signálem. Křivka *b* zobrazuje

frekvenční závislost šumu při buzení fázově modulovaným signálem a křivka c platí pro případ, kdy je vliv kavity potlačen. [31]

4.3 Teplota

Změna teploty Fabry-Pérotova interferometru se projeví zejména změnou fáze interferenčního signálu a tedy i počtem zobrazených interferenčních proužků. V článku [32] byl pro snímání teploty interferometru použit termistor a následně stanoven počet interferenčních proužků v závislosti na teplotě. Výsledek je prezentován na Obrázek 47. Z grafu je patrné, že s klesající teplotou se počet interferenčních proužků zvyšuje. [32]



Obrázek 47: Vliv teploty na počet interferenčních proužků [32]

4.4 Vyosení dvojitého zrcadla

Tato problematika již byla částečně rozebrána v kapitole 2.3. U Michelsonova interferometru, který pro dosažení pikometrového rozlišení využívá dvojitě zrcadlo (princip popsán v kapitole 2.1) se negativně projevuje jakékoli vyosení zrcadel okolo vertikální, příčné a podélné osy (roll, pitch, yaw). Toto vyosení se projeví jako změna optické dráhy laserového paprsku, což má za následek zkreslení výsledku měření. [25]

Vyosení ve vertikálním a příčném směru (roll a pitch) lze potlačit změnou struktury Michelsonova interferometru tak, aby využíval místo dvojitě zrcadla jehlanové pole nebo CCR. Principy těchto struktur jsou popsány v kapitolách 2.2 a 2.3. Jak je již uvedeno právě v kapitole 2.3 u Obrázek 10, změna optické dráhy je v těchto osách pro malé výchylky minimální a lze hovořit o téměř úplném potlačení. [25]

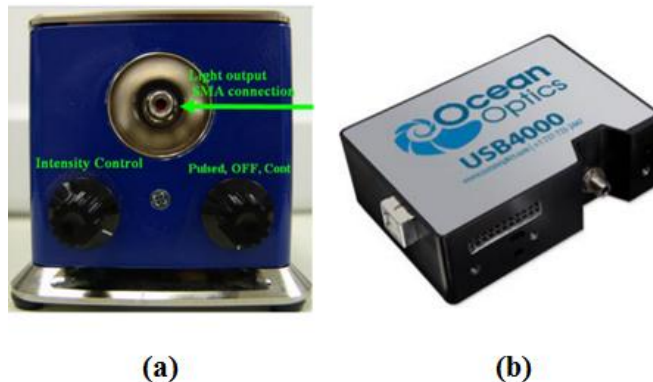
5 NÁVRH MĚŘICÍHO ŘETĚZCE PRO OVĚŘENÍ VLASTNOSTÍ PIEZOELEKTRICKÉHO POSUVU

Vzhledem k dostupným měřicím přístrojům bylo sestaveno několik měřicích řetězců, jejichž účelem bylo ověřit průchod optického signálu a vznik interference. Rovněž bylo třeba prozkoumat, zda dostupný piezoelektrický posuv je vhodný pro generování testovacích výchylek o nízké frekvenci (cca do 1kHz) a to proto, že výrobce neudává parametry jako jsou linearita, citlivost nebo průběh frekvenční charakteristiky.

5.1 Měřicí řetězec využívající LED

5.1.1 Měřicí přístroje

První verze navrhnutého měřicího řetězce využívá jako zdroj světla pro Fabry-Pérotův interferometr modrou LED diodu. Je použit zdroj LLS-470, což je zdroj o vlnové délce 470 nm a maximálním výkonem 1 mW (výkon platí pro navázání do vlákna o průměru 600 μm) a šířkou pásma 25 nm. Tento zdroj umožňuje kontinuální i pulzní mód svícení. [14]



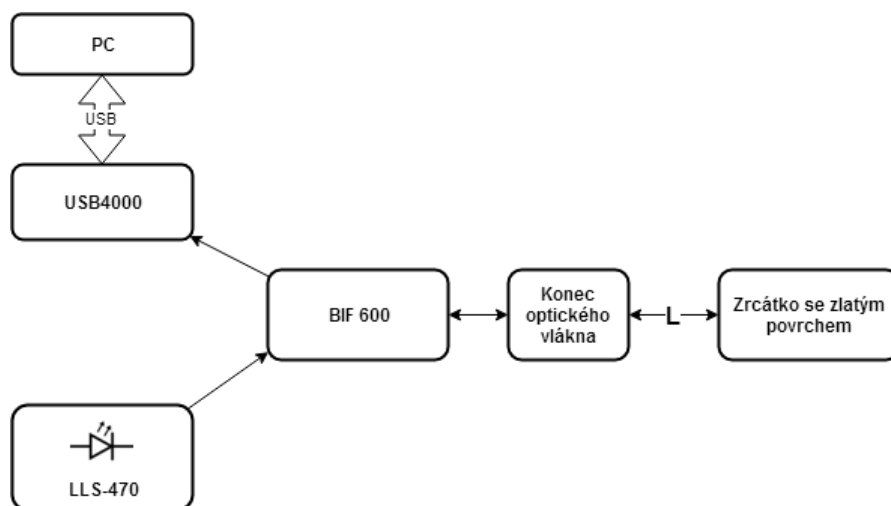
Obrázek 48: Zdroj modrého světla LLS-470 (a), spektrometr USB4000 (b) [14], [15]

Jako detektor je použit spektrometr USB4000, jehož měřicí rozsah se pohybuje od 200 do 1100 nm. [15] Tento spektrometr komunikuje pomocí USB s PC. Spektrum lze vyhodnotit buď pomocí aplikace SpectraSuite dodávané výrobcem, nebo pomocí aplikace vytvořené v LabVIEW.

Pro zpětný odraz světelného paprsku je použito zrcátko s vysoce reflexní zlatou vrstvou na povrchu. Všechny tyto komponenty jsou propojeny pomocí optického děliče BIF 600.

5.1.2 Měřicí řetězec

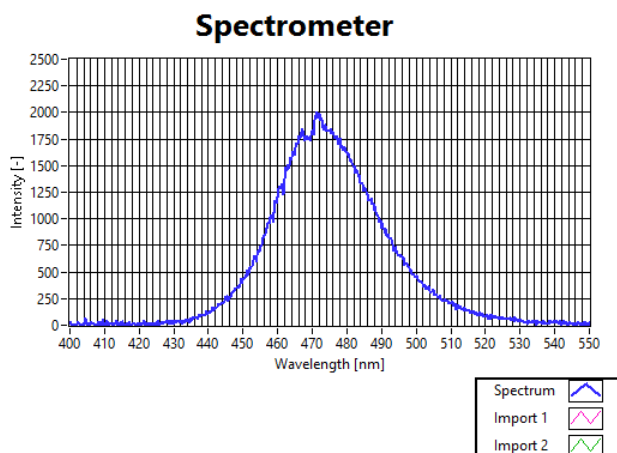
Po zapojení řetězce a zahájení měření se ukázalo, že při libovolné vzdálenosti L nedocházelo k interferenci mezi paprskem zpětně odraženým od konce optického vlákna a paprskem odraženým od zrcátka. Detekované spektrum odpovídalo pouze spektru samotného zdroje podobně jako na Obrázek 50. Jediný rozdíl je, že nedošlo k filtraci na vlnových délkách okolo 470 nm.



Obrázek 49: Schéma měřicího řetězce využívajícího modrou LED

Možnou příčinou může být fakt, že vláknový Fabry-Pérotův interferometr využívá jednovidového optického vlákna, kdežto v našem případě optický dělič BIF 600 se skládá z mnohovidového vlákna o šířce jádra 600 μm .

Na základě této domněnky byl řetězec z Obrázek 49 upraven tak, že na konec optického děliče směrem k zlatému zrcátku bylo připojeno jednovidové optické vlákno, čímž měla být zajištěna interference vln šířících se jednovidovým vláknem.



Obrázek 50: Detekované spektrum při použití jednovidového vlákna

Výsledné spektrum zaznamenané spektrometrem je zobrazeno na Obrázek 50. Z obrázku je patrné, že spektrum zdroje je pouze slabě filtrováno v oblasti okolo 470 nm. Tento jev je zřejmě způsoben použitím jednovidového optického vlákna.

Na základě změřeného spektra lze konstatovat, že nedochází k interferenci mezi světelnými vlnami. Interference by se projevila jako superponovaná harmonická funkce na spektru světelného zdroje.

Jelikož většina měřicích řetězců popsána v literatuře využívá jako zdroj světla buď infračervené světlo, nebo laserový paprsek, budeme se dále zabývat návrhem měřicího řetězce využívajícího právě laser.

5.2 Měřicí řetězec využívající laser

Po neúspěchu řetězce využívajícího modré LED diody byl navržen řetězec napájený laserovým signálem.

5.2.1 Měřicí přístroje

5.2.1.1 Světelný zdroj

Použitý laserový zdroj má vlnovou délku 1550 nm a výkon 1 mW při navázání do vlákna 1300 nm. Jedná se o zdroj OZ Optics FOSS-11-9/125-1550-P-1-3S-3-1. Zdroj může pracovat buď v kontinuálním, nebo pulzním režimu o frekvenci 270 Hz, 1 kHz, nebo 2 kHz. [16]

5.2.1.2 Budič pro piezoelektrický posuv

Aby bylo pozlacené zrcátko vychylováno definovaným způsobem, tak bylo uchyceno na piezo posuv ThorLabs NFL5DP20S spolu s budičem ThorLabs TPZ001.

Vybrané parametry budiče: [17]

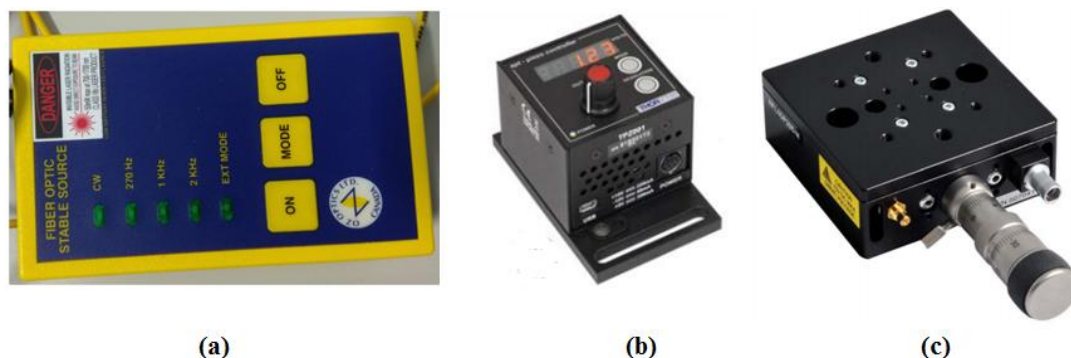
Výstupní napětí	0 až 150 V
Maximální výstupní proud	7,5 mA
Stabilita	100 ppm po dobu 24 hodin
Šum	menší než 2 mV _{RMS}
Frekvenční rozsah	1 kHz

Piezo budič je určen k řízení (buzení) samotného piezo posuvu. Budič lze ovládat buď manuálně pomocí příslušných tlačítek, nebo externě připojením vnějšího signálu. V našem případě je budič a tedy i samotný posuv ovládán

harmonickým signálem z generátoru. Budič je rovněž vybaven výstupním konektorem sloužícím k monitorování výstupního signálu na osciloskopu.

5.2.1.3 Piezoelektrický posuv

Piezoelektrický posuv umožňuje manuální přednastavení své polohy v rozmezí 5 mm s rozlišením až 1 μm . Rozsah pohybu piezo aktuátoru (při řízení budičem) je až 20 μm s teoretickým rozlišením až 0,6 nm za předpokladu použití kteréhokoli z budičů popsanych v katalogovém listu. [18]



Obrázek 51: Laserový zdroj 1550 nm Optics FOSS-11-9/125-1550-P-1-3S-3-1 (a), Budič pro piezo posuv Thorlabs TPZ001 (b), Piezo posuv ThorLabs NFL5DP20S (c) [17], [18]

5.2.1.4 Vibrometr

Jelikož výrobce v katalogovém listu neudává údaj o tom, jakou výchylku způsobí určité budící napětí, bylo nutné skutečnou výchylku piezo posuvu změřit. Vzhledem k dostupným přístrojům byl pro toto měření zvolen laserový vibrometr PDV-100 od firmy Polytec.

Vybrané parametry vibrometru: [19]

Frekvenční rozsah	0,5 Hz až 22 kHz
Měřicí rozsahy rychlosti pohybu	20, 100 a 500 mm/s
Analogový výstup	± 4 V, 24-bitový D/A převodník
Konektor	BNC

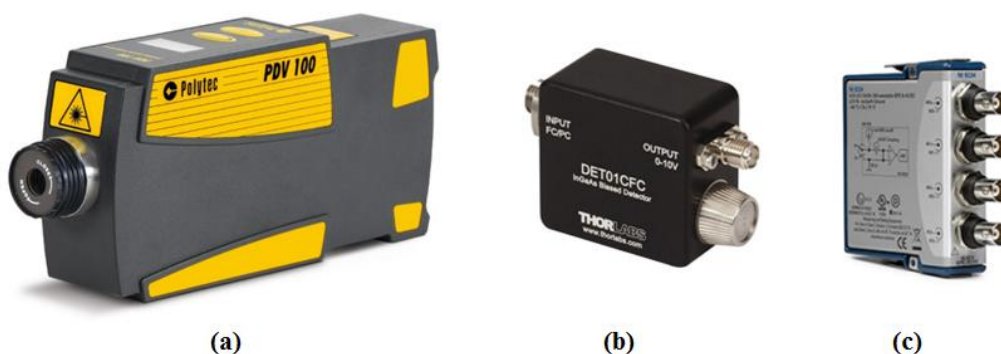
Jak je patrné z parametrů, výstupní signál vibrometru je úměrný rychlosti pohybu a ne výchylce. Z tohoto důvodu bude nutné tento signál integrovat a tím získat informaci o výchylce piezo posuvu (resp. pozlaceného zrcátka).

5.2.1.5 Světelný detektor

Interference je vyhodnocována na základě snímané intenzity laserového signálu a to pomocí detektoru DET01CFC od firmy ThorLabs. Jedná o senzor, jehož snímacím prvkem je fotodioda.

Vybrané parametry fotodetektoru: [19]

Měřicí rozsah	800 až 1700 nm
Nejvyšší citlivost	1550 nm
Frekvenční pásmo	1,2 GHz
Saturace	5,5 mW při 1550 nm a zátěži 50 Ω
Výstupní napětí	0 až 3,5 V (50 Ω zátěž) 0 až 10 V (při vysoké impedanci)



Obrázek 52: Vibrometr PDV-100 (a), snímač intenzity světla DET01CFC od firmy ThorLabs (b), měřicí karta NI-9234 se čtyřmi analogovými vstupy (c) [19][20], [21]

5.2.1.6 Měřicí karta a šasi

Pro rychlé zobrazení napěťových výstupů lze použít libovolný digitální osciloskop, ale pro další zpracování signálu v PC je vhodné použít měřicí kartu od firmy National Instruments NI-9234. Jedná se o kartu se čtyřmi analogovými vstupy.

Vybrané parametry měřicí karty NI-9234: [21]

Vstupní rozsah	± 5 V
Počet kanálů	4
Rychlost vzorkování	102,4 kS/s/kanál
Šum při nejvyšší vzorkovací rychlosti	251 μV_{RMS}
A/D převodník	24 bitů

Měřicí karta je umístěna v šasi NI-9171, díky kterému může komunikovat s PC pomocí rozhraní USB.

5.2.1.7 Optický dělič

K propojení optických komponent slouží optický dělič CIR-3-P-1505-1585-900-1-1-FA-5.5x50-L.

Vybrané parametry optického děliče:

Vlnová délka

1505 až 1585 nm

Konektor

FC/APC



(a)

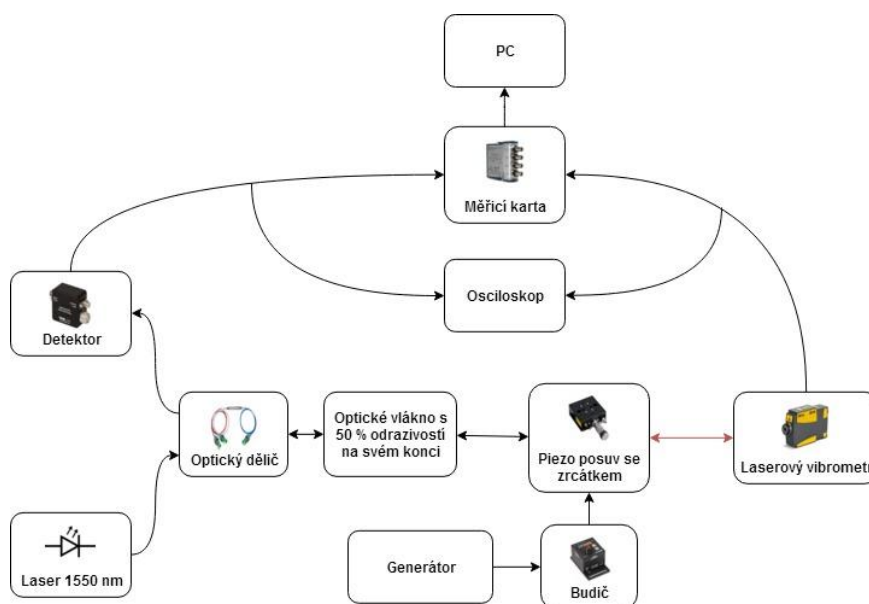


(b)

Obrázek 53: Šasi NI-9171 s měřicí kartou NI-9234 (a), optický dělič CIR-3-P-1505-1585-900-1-1-FA-5.5x50-L (b) [22]

5.2.2 Měřicí řetězec

Blokové schéma měřicího řetězce je na Obrázek 54. Funkce jednotlivých komponent je popsána v předchozí podkapitole. Měřicí karta NI-9234 je ovládána programem vytvořeným v prostředí LabVIEW.

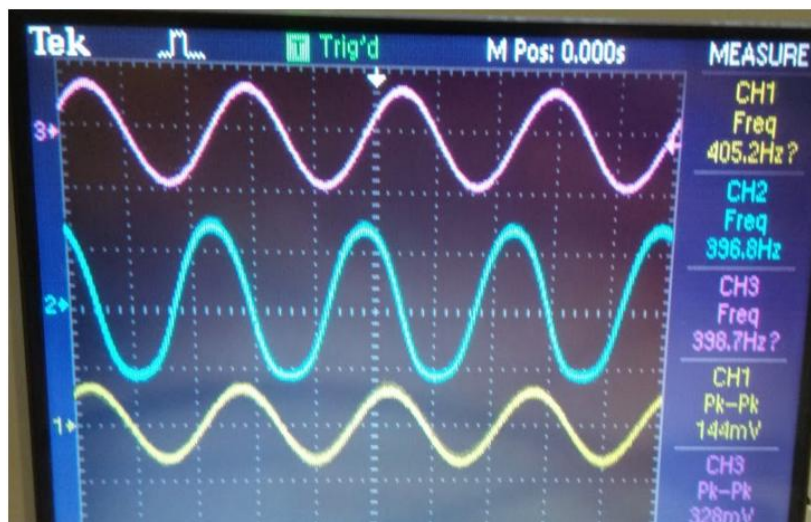


Obrázek 54: Měřicí řetězec využívající laserový světelný zdroj

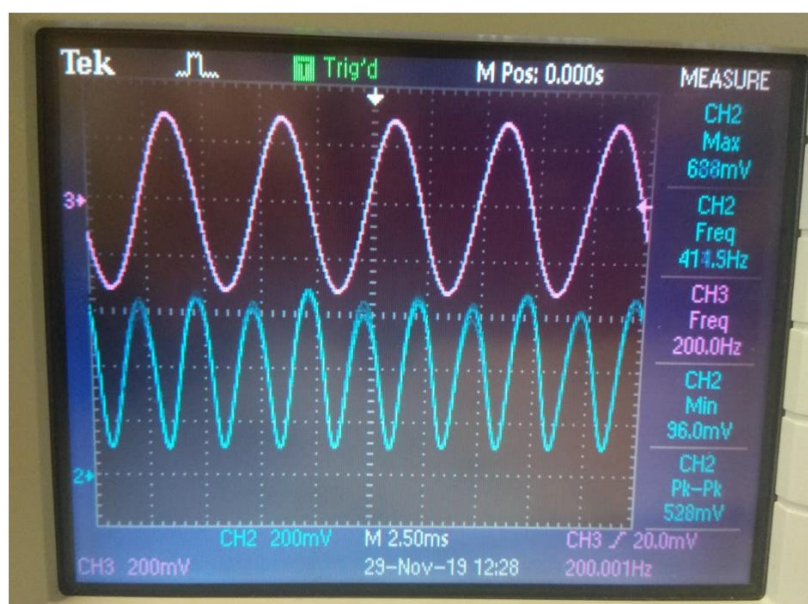
Během měření sloužícího k ověření funkčnosti řetězce byl piezoelektrický posuv buzen harmonickým signálem. Následně byla manuálně pomocí příslušných šroubů na držáku upravena poloha odrazného zrcátka vůči konci optického vlákna tak, aby došlo ke zpětnému navázání laserového paprsku do optického vlákna, čímž vznikla interference mezi tímto paprskem a paprskem odraženým od konce optického vlákna.

Manuální zarovnání zrcátka pomocí šroubů se ukázalo jako problematické, nicméně i touto metodou lze dosáhnout požadovaného výsledku. Výsledná interference je zobrazena na Obrázek 55. Růžový průběh je signál buzení piezoelektrického posuvu z generátoru, modrý zobrazuje interferenci zachycené světelným detektorem a žlutý průběh odpovídá signálu měřenému vibrometrem (skutečný tvar rychlosti pohybu posuvu). Průběh interference je filtrován střídavou vazbou osciloskopu. Napětí špička-špička odpovídá cca 250 mV, což je vůči stejnosměrné složce několik voltů relativně nízká hodnota.

Aby bylo možné dosáhnout výraznější interference, tak pro následující měření bylo vyměněno vlákno s 50 % odrazivostí na svém konci za optický kolimátor. Úkolem kolimátoru je zamezit ztrátám způsobeným rozptýlením světelného paprsku od zrcátka a zajistit zpětné navázání optického signálu co největší intenzity.



Obrázek 55: Ukázka interference (modře), buzení (růžově) a výchylky vibrometru (žlutě)



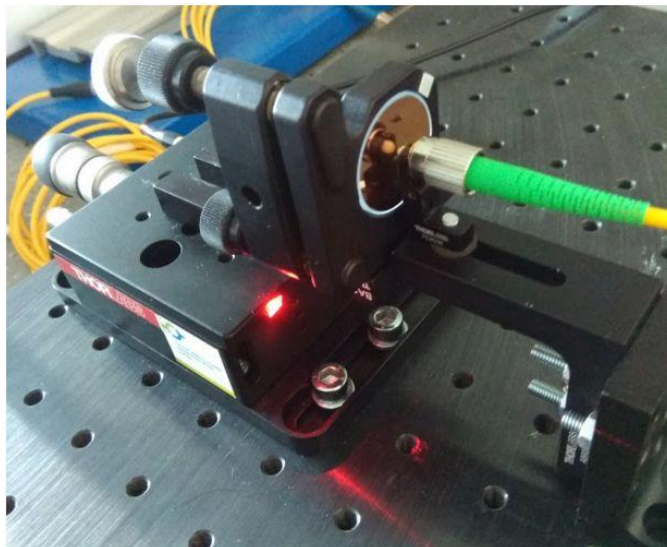
Obrázek 56: Interference (modře) při použití kolimátoru, růžový průběh odpovídá buzení

Z průběhu interference (modře) na Obrázek 56 je patrné, že interference je dostatečně výrazná i bez použití střídavé vazby osciloskopu. Kolimátor tedy zajistil lepší navázání laseru do vlákna a tím i lepší interferenci. Nicméně se ukázalo, že při jeho použití se zvyšuje náročnost na manuální zarovnání zrcátka vůči vláknu pomocí šroubů.

5.2.3 Frekvenční charakteristika a linearita

Jelikož výrobce piezoelektrického posuvu neuvádí průběh frekvenční charakteristiky ani linearitu, bylo nutné tyto parametry experimentálně stanovit.

Tyto vlastnosti je nutné znát pro další vývoj měřicího řetězce a pro generování testovacích výchylek Fabry-Pérotova interferometru. Pro měření byl použit laserový vibrometr PDV-100 od firmy Polytec.



Obrázek 57: Detail aparatury se zrcátkem při měření linearity a frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu

Aby bylo možné vyhodnotit výchylku (resp. rychlost výchylky), byla na piezoelektrický posuv přilepena odrazka. Stejná odrazka se nachází v bezprostřední blízkosti zrcátka, aby bylo možné porovnat, zda frekvenční charakteristika je aparaturou se zrcátkem nezměněna.

Frekvenční charakteristiky byly tedy změřeny jak pro posuv, tak i pro samotné zrcátko a to s amplitudou budicího harmonického signálu 400 a 800 mV špička-špička. Výsledné grafy se nachází v Příloha A: Frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu.

Na základě změřených charakteristik lze tvrdit, že frekvenční charakteristika v blízkosti odrazivého zrcátka obsahuje výraznou rezonanci v okolí 400 Hz, která je v charakteristice samotného posuvu znatelně menší. V tomto bodě se rovněž obrací fáze detekovaného signálu. Naměřené závislosti jsou zobrazeny v Příloha A: Frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu. Dle známého vztahu (22) mezi rychlostí a výchylkou byly charakteristiky rychlosti výchylky přepočítány tak, aby odpovídaly samotné výchylce piezoelektrického posuvu. Z tohoto vztahu je patrné, že signál z vibrometru stačí pouze vydělit odpovídající úhlovou frekvencí.

$$v = A * \sin(\omega t) \quad (21)$$

$$d = \int v dt = \int A * \sin(\omega t) dt = -\frac{A}{\omega} * \cos(\omega t) + c \quad (22)$$

Kde v [m/s] je rychlost, t je čas, A [m/s] je amplituda, ω [rad/s] je úhlová frekvence a c [m] je konstanta.

5.2.4 Zhodnocení měření

Frekvenční charakteristiky jsou zobrazeny v Příloha A: Frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu. Z těchto průběhů je patrné, že výchylka zrcátka zdatelně klesá již po první mechanické rezonanci posuvu (400 Hz). Vzhledem k tvaru této charakteristiky je žádoucí provádět další měření při budící frekvenci do 300 Hz. Oproti tomu charakteristika samotného posuvu strmě klesá až po překročení rezonance v okolí 1200 Hz.

Linearita piezo posuvu byla změřena obdobným způsobem. Průběhy jsou uvedeny v Příloha B: Linearita piezoelektrického posuvu a je z nich patrné, že při rostoucím budícím napětí rychlost i výchylka posuvu rostou lineárně. Byly změřeny průběhy pro frekvence 120, 300, 600 a 900 Hz. Při frekvenci 300 Hz dochází k mechanické rezonanci posuvu a proto má zde posuv nejvyšší citlivost. Prokázalo se, že při různých budících frekvencích má piezoelektrický posuv různou citlivost a také, že pro všechny tyto frekvence je závislost rychlosti výchylky, a tedy i výchylky samotné, lineární. V tabulce níže jsou sepsány citlivosti pro různé frekvence budícího harmonického signálu.

f [Hz]	Měřeno na piezo posuvu		Měřeno na zrcátku	
	k [$\mu\text{m}/\text{V}$]	offset [μm]	k [$\mu\text{m}/\text{V}$]	offset [μm]
120	0,4113	0,0737	0,5942	0,0717
300	0,6733	0,1175	1,4122	0,0701
600	0,0808	0,0171	0,0632	0,0175
900	0,0702	0,0106	0,012	0,012

Tabulka 1: Citlivost k piezoelektrického posuvu

Z frekvenční charakteristiky rychlosti výchylky je vypočítána charakteristika samotné výchylky a to dle vztahů (21) a (22).

5.2.5 Vylepšení měřicího řetězce

Jak již bylo zmíněno v minulé podkapitole, pro navržený řetězec testovacích výchylek dochází k nežádoucí mechanické rezonanci. Tato rezonance je pravděpodobně způsobena uchycením zrcátka. V horní polovině na Obrázek 57 si můžeme všimnout držáku zrcátka, jehož náklon vůči optickému vláknu lze upravit pomocí vestavěných šroubů. Tento mechanismus využívá rovněž pružiny, díky

kterým není zajištěna dostatečně velká tuhost celého aparátu. Při následném vybuzení piezoelektrického posuvu pak vlivem těchto pružin dochází k nežádoucí mechanické rezonanci. Pro potlačení této rezonance je nutné změnit způsob uchycení zrcátka. Z hlediska principu měření lze zaměnit pozici zrcátka a konce optického vlákna tak, že optické vlákno může být umístěno na piezoelektrickém



Obrázek 58: Komponenty od firmy Thorlabs pro uchycení optického vlákna na piezoelektrický posuv, (a) krychle pro uchycení optického vlákna, (b) svorka pro uchycení krychle k piezo posuvu, (c) adaptér pro uchycení optického vlákna v krychli [33], [34]

posuvu a zrcátko na pevném stojanu. Pro upevnění optického vlákna k piezoelektrickému posuvu lze využít komponenty zobrazené na Obrázek 58.

Optické vlákno lze uchytit do adaptéru *c*. Výrobce poskytuje různé verze o rozdílném průměru a tedy i pro různé krychle, stejně tak jako varianty pro různé konektory (SMA, atd.). Adaptér je po obvodu opatřen závitem, díky kterému jej lze našroubovat do krychle *a*. Výrobce opět nabízí celou škálu různých velikostí této krychle. K uchycení tohoto aparátu na piezoelektrický posuv slouží speciální svorka *b*, kterou lze našroubovat jak k samotnému posuvu, tak i ke krychli s adaptérem. Tento způsob uchycení neobsahuje žádné pružiny ani jiné elastické prvky, které by při vybuzení piezoelektrického posuvu způsobily nežádoucí mechanickou rezonanci krychle a tedy i optického vlákna.

Během měření se rovněž ukázalo, že zarovnání konce optického vlákna vůči zrcátku je zvláště problematické a to mimo jiné kvůli držáku zrcátka, který sice umožňuje úpravu náklonu, ale tento náklon není proveden podél středové osy zrcátka. Z tohoto důvodů byl vybrán nový stojan pro zrcátko umožňující úpravu náklonu zrcátka podél všech tří os. Tento vylepšený řetězec bohužel nebylo možné ověřit kvůli pandemii COVID-19 a tedy i přerušení přístupu do laboratoře.



Obrázek 59: Stojan pro zrcátko od firmy Thorlabs umožňující náklon podél všech tří os [35]

6 NÁVRH INTERFEROMETRICKÉHO MĚŘIČE VÝCHYLKY VOLNÉHO POVRCHU

6.1 Fabry-Pérotův interferometr s PDH a OFC

Tento typ Fabry-Pérotova interferometru využívá jako zdroj laser, jehož vlnová délka je ovlivňována piezoelektrickým aktuátorem, stejně tak jako velikostí proudu, který jím prochází. Těmito akčními zásahy je frekvence laseru udržována v rezonanci s kavitou interferometru. [37]

Za předpokladu, že je vlnová délka laseru v rezonanci s kavitou, tak frekvence laseru je dána následujícím vztahem, ve kterém n je index lomu vzduchu, L je délka kavity, c je rychlost světla. δ a ε jsou konstanty dané parametry kavity popsané v článku [37]. Obdobným způsobem se určí změněná frekvence laseru při malé výchylce f . Na základě těchto vztahů lze stanovit výchylku kavity, kde $\Delta f = f' - f$. [37]

$$f = \frac{c}{4nL} (n + \varepsilon)(1 - \delta + \delta^2 - \delta^3 + \dots) \quad (23)$$

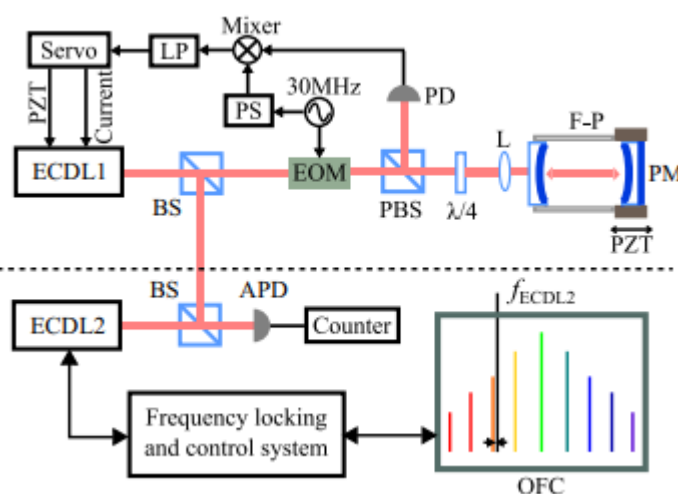
$$f' = \frac{c}{4n(L + \Delta L)} (n + \varepsilon)(1 - \delta + \delta^2 - \delta^3 + \dots) \quad (24)$$

$$\Delta L = -\frac{\Delta f}{f'} L \quad (25)$$

Schéma Fabry-Pérotova interferometru využívajícího tuto zpětnovazební úpravu vlnové délky laseru, rovněž známou pod názvem Pounder-Drever-Hallova technika (PDH) je na Obrázek 60. Měřicí řetězec se skládá ze dvou částí. V horní části si lze všimnout samotné kavity. Tato část reprezentuje samotné PDH, což je část měřicího řetězce zodpovědná za to, aby byl laser neustále udržován v rezonanci s kavitou a aby tedy platil vztah pro výchylku výše. PDH se skládá ze samotné laserové diody ECDL1 (external cavity laser diode) o výkonu 2 mW, elektro-optického modulátoru EOM, optických děličů BS/PBS, fotodetektoru PD, signálového mixéru, filtru typu dolní propust' LP, servomechanismu a generátoru harmonického signálu o frekvenci 30 MHz, jehož fáze je změněna v bloku PS. [37]

Laserový signál ze zdroje po průchodu optickým děličem je modulován frekvencí 30 MHz, čímž jsou okolo nosné frekvence vytvořena postranní pásma. Následně je modulovaný signál přiveden do kavity. Na počátku měření frekvence laseru neodpovídá rezonanční frekvenci kavity. Nicméně díky spektrálně bohatému signálu, který je do kavity přiveden, tento systém dokáže určit, zda je

nejbližší rezonanční frekvence nalevo, nebo napravo od nosné frekvence. K tomu slouží právě postranní pásma vytvořená modulací. Po průchodu kavitou je laser navázán zpět do optického vlákna. V závislosti na tom, zda je nejbližší rezonanční frekvence nižší, nebo vyšší než nosná frekvence, tak bude jedno z postranní utlumeny více než druhé. Zpětně navázaný signál je detekován detektorem a přiveden do směšovače (mixer). Směšovač slouží k odstranění nosné frekvence a k odečtení amplitud postranních pásem. Za předpokladu, že frekvence laseru odpovídá přímo rezonanční frekvenci kavity, bude rozdíl amplitud postranních pásem nulový. V opačném případě rozdíl bude nenulový. Následně servomechanismus vygeneruje akční zásah pro úpravu frekvence laseru. [37]



Obrázek 60: Fabry-Pérotův interferometr s PDH a OFC [37]

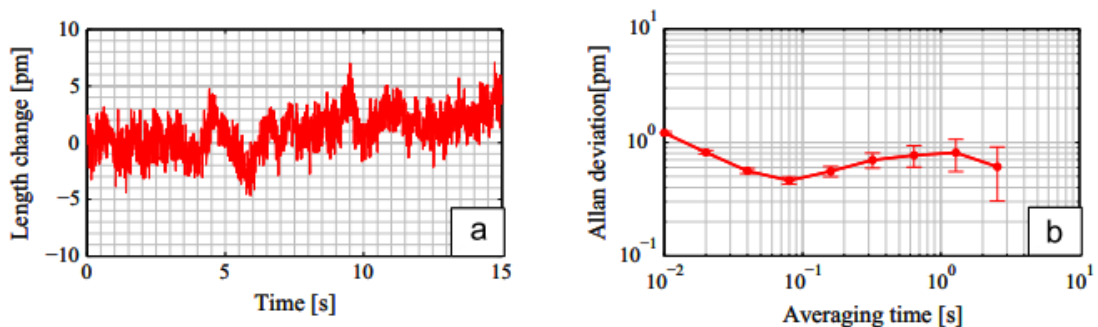
Spodní část schématu popisuje vyhodnocovací mechanismus a skládá se z OFC (Optical Frequency Comb) sloužícího ke generování velkého počtu referenčních vlnových délek. Dále se skládá z laseru ECDL2, jehož vlnovou délku je možné upravit, z optického děliče BS, lavinové fotodiody APD a čítače. [37]

Laserová dioda pomocí zpětnovazebního mechanismu sleduje jednu z referenčních frekvencí OFC. K tomu využívá zázněje mezi frekvencí laseru a danou frekvencí OFC. Pokud se frekvence laseru rovná žádané frekvenci OFC, jsou zázněje utlumeny. Lze tedy prohlásit že laserová dioda ECDL2 vybírá libovolnou z referenčních frekvencí OFC (samozřejmě v rozsahu změny přípustných vlnových délek, na kterých může dioda fungovat). [37]

Vyhodnocení změny délky kavity je následující. Zpětně navázaný signál z kavity interferuje s referenčním laserem ECDL2. Tato interference je snímána lavinovým fotodetektorem APD. Díky interferenci vzniknou zázněje odpovídající rozdílu frekvencí mezi ECDL1 a ECDL2. Jejich frekvence je zaznamenávána čítačem. Změna frekvence ECDL1 v důsledku změny rozměrů kavity se tedy projeví

i na frekvenci zánějů a změna délky kavity je vyhodnocena na základě vztahu (25). [37]

Rozlišení tohoto systému dosahuje hodnoty menší než 1 pm. Výsledky testovacího měření, při kterém se mění rozměry kavity vlivem okolního prostředí jsou zobrazeny na Obrázek 61. Délka měření je 15 sekund. Z průběhu Allanovy odchylky je patrné, že při nejmenší době průměrování 10 ms dosahuje hodnoty 1,2 pm. Nejlepší výsledek je dosažen při době průměrování 80 ms. Při této době průměrování hodnota odchylky klesne na 0,46 pm a řetězec tedy dosahuje subpikometrového rozlišení. [37]



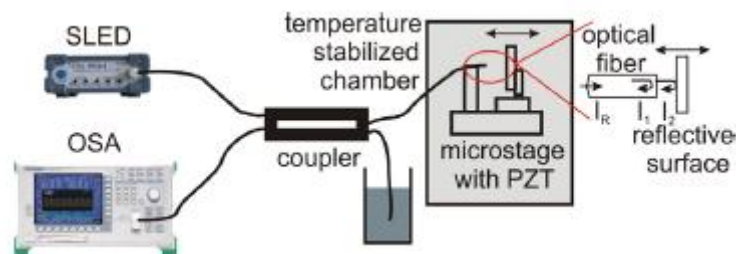
Obrázek 61: Analýza rozlišitelnosti Fabry-Pérotova interferometru, (a) změna rozměrů kavity vlivem prostředí, (b) Allanova odchylka stejného měření [37]

Na základě křivky Allanovy odchylky lze konstatovat, že tento měřicí řetězec sice dosahuje subpikometrového rozlišení, bohužel však jeho frekvenční rozsah je nedostatečný pro měření výchylky volného povrchu. Nejvhodnější je tedy doba měření 80 ms, což odpovídá frekvenci o něco vyšší než 10 Hz. Důvodem, proč tento řetězec je schopen pracovat pouze na takto nízkých frekvencích může být způsoben samotným principem, jakým je vlnová délka laserové diody ECLD1 udržována v rezonanci s kavitou. Vlnová délka se mění v závislosti na procházejícím proudu, což v praxi znamená, že se mění teplota diody v závislosti na procházejícím proudu. Dosáhnout změn vlnové délky s rychlostí jednotek nebo desítek kHz je pak neproveditelné.

Tuto měřicí strukturu by však bylo možné upravit tak, aby servomechanismus řídící vlnovou délku laserové diody ECLD1 nastavil pouze statický pracovní bod. Výstupní signál směšovače by po průchodu filtrem typu horní propust odpovídal dynamické výchylce kavity vůči pracovnímu bodu. Horní propust by potlačila nežádoucí stejnosměrné vlivy jako změna rozměru v závislosti na teplotě.

6.2 Fabry-Pérotův interferometr s optickým spektrálním analyzátozem

Tento měřicí řetězec nevyužívá laserového zdroje světla, ale superluminiscenční diody (SLED) emitující světlo v oblasti infra záření (o vlnové délce 1550 nm a šířce pásma 140 nm). Měřič se skládá z optického spektrálního analyzátoru (OSA), optického děliče, piezoelektrického posuvu sloužícího k nastavení pracovního bodu a jednovidových optických vláken. Aby bylo zajištěno potlačení kolísání teploty, tak je konec optického vlákna spolu s měřeným vzorkem tvořící kavitu, umístěn do teplotní komory. Jeden z konců optického děliče je umístěn v kapalině, jejíž index lomu se blíží indexu lomu skla. Jako měřený vzorek je použito sklo o indexu lomu 1,4563 pro vlnovou délku dopadajícího světla 1300 nm. Měřicí řetězec je zobrazen na Obrázek 62. [38]



Obrázek 62: Fabry-Pérotův interferometr s SLED a OSA [38]

Metoda pro vyhodnocení relativní výchylky vůči pracovnímu bodu využívá modulaci spektra SLED vlivem interference referenčního a měřicího signálu Fabry-Pérotova interferometru. Toto modulované spektrum je detekováno pomocí OSA. Pokud zanedbáme vnitřní optické ztráty měřicího řetězce, pak pro intenzitu interferenčního signálu platí následující vztah. [38]

$$I_a(\lambda, z, n) = I_1(\lambda) + I_2(\lambda) + 2\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)} * \cos\left(\frac{4\pi n z}{\lambda}\right) \quad (26)$$

I_a je intenzita interferenčního signálu při daných parametrech, z je statická vzdálenost mezi koncem optického vlákna a měřeným vzorkem (pracovní bod), n je index lomu prostředí mezi koncem vlákna a vzorkem, I_1 je intenzita referenčního paprsku, I_2 je intenzita měřicího paprsku a λ je vlnová délka světla. Při malé výchylce Δz je vztah upraven do následujícího tvaru, kde I_b je intenzita interferenčního signálu při výchylce z referenční pozice. [38]

$$I_b(\lambda, z, n, \Delta z) = I_1(\lambda) + I_2(\lambda) + 2\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)} * \cos\left(\frac{4\pi n(\Delta z + z)}{\lambda}\right) \quad (27)$$

Při velmi malých výchylkách v řádu pikometrů dochází pouze k nepatrným změnám v interferenčním signálu. Lze tedy uvažovat, že pro velmi malé výchylky se frekvence a amplituda interferenčního signálu nemění. Na základě těchto parametrů by bylo možné vyhodnotit výchylky v řádu desítek nanometrů a ne jednotek či desetin pikometrů. Z tohoto důvodu je pro určení relativní výchylky využíván výstupní výkon interferometru, který je dán následujícím vztahem. [38]

$$P_a(\lambda, z, n) = 10 \log \frac{I_a(\lambda, z, n)}{I_R(\lambda)} \quad (28)$$

I_R je intenzita signálu vstupujícího do Fabry-Pérotova interferometru a P_a je výkon v pracovním bodě. Při malé výchylce Δz je vztah upraven do následujícího tvaru, ve kterém P_b je výkon při výchylce od pracovního bodu. [38]

$$P_b(\lambda, z, n, \Delta z) = 10 \log \frac{I_b(\lambda, z, n, \Delta z)}{I_R(\lambda)} \quad (29)$$

Na základě rovnic (28) a (29) lze stanovit vztah pro rozdíl mezi výkonem v pracovním bodě a při výchylce následujícím způsobem. [38]

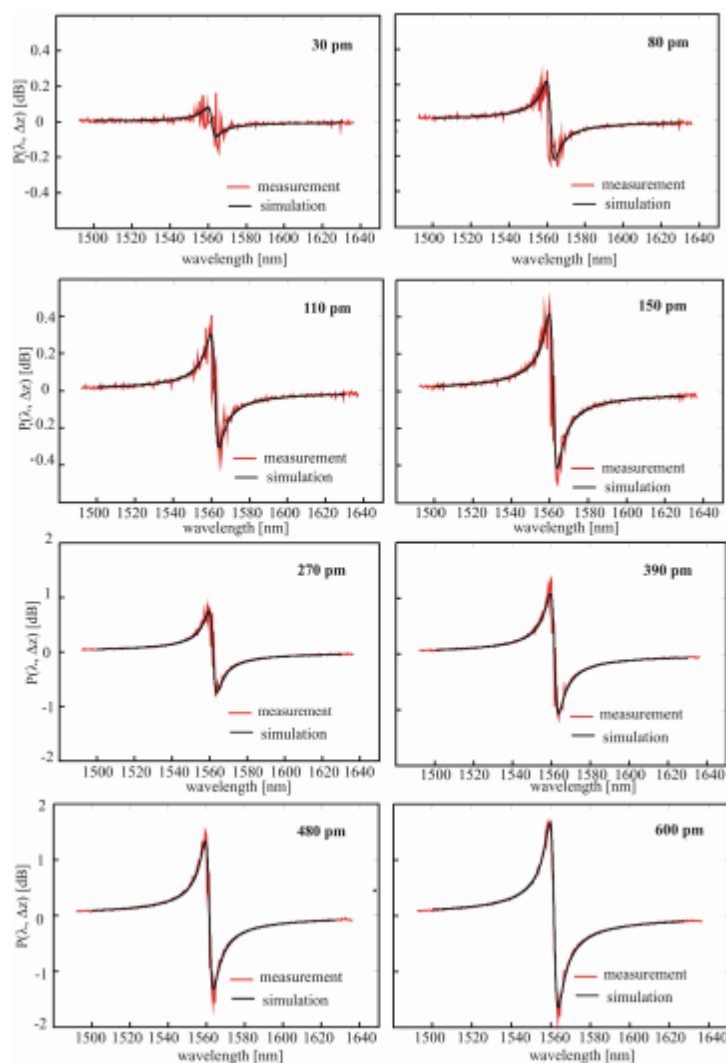
$$P(\lambda, \Delta z, I_2/I_1, z, n) = P_a(\lambda, z, n) - P_b(\lambda, z, n, \Delta z) = 10 \log \frac{I_a(\lambda, z, n)}{I_b(\lambda, z, n, \Delta z)} \quad (30)$$

Pro stanovení výchylky Δz je tedy nutné znát poměr intenzit I_a/I_b , pracovní bod z a index lomu n . Index lomu je znám (index lomu vzduchu). Vzdálenost pracovního bodu z lze experimentálně stanovit tak, že pomocí piezoelektrického posuvu je konec vlákna přiveden do kontaktu se vzorkem a následně je oddalován. Ke stanovení vzdálenosti od vzorku je využíván průběh interference pro jednu zvolenou vlnovou délku. K minimální interferenci (resp. destruktivní interferenci) dochází při vzdálenostech z dané následujícím vztahem, ve které k je celé číslo a z_0 je vzdálenost od vzorku, při které došlo k první destruktivní interferenci. [38]

$$z = (2k + 1)z_0 \quad (31)$$

Při použití zdroje o vlnové délce 1560 nm je první destruktivní interference detekována při vzdálenosti 390 nm, další pak pro 1170 nm, 1950 nm, atd. Jako nejlepší nastavení parametrů se v článku [38] ukázalo $n = 1,0003$, $I_2/I_1 = 0,975$ a $z = 1171.35$. Při těchto parametrech se naměřené výsledky nejvíce shodovaly se simulací. [38]

Na obrázku níže jsou zobrazeny průběhy optického výkonu v závislosti na vlnové délce pro různé výchylky kavity a to od 30 pm do 600 pm. Tato data jsou porovnána s teoretickým průběhem určenými simulací dle vztahu (30). Pro zobrazené průběhy platí, že pracovní bod se nachází v druhém interferenčním minimu ($k = 1$ dle vztahu (31)). [38]

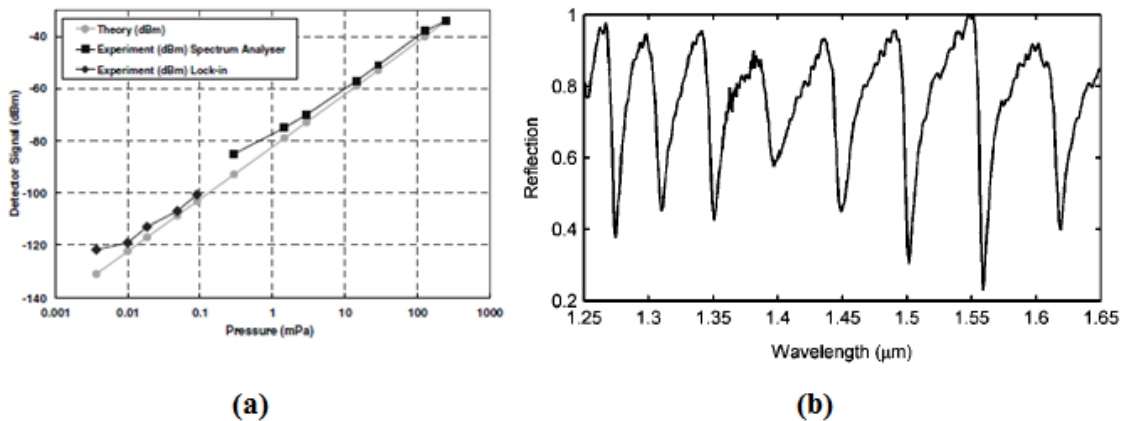


Obrázek 63: Optický výkon v závislosti na vlnové délce pro různé výchylky kavity [38]

Směr výchylky lze snadno rozeznat podle toho, zda se křivka optického výkonu zvyšuje (menší vzdálenost kavity), nebo snižuje (větší vzdálenost kavity). [38]

6.3 Fabry-Pérotův interferometr s fotonickým krystalem

Měřicí řetězce popsané v předchozích dvou podkapitolách splňují buď požadavek na pikometrové rozlišení, nebo na frekvenční rozsah, nikdy však nesplňují oba tyto požadavky. Jedním z vědních oborů, ve kterém je využíván Fabry-Pérotův interferometr je i akustika. Zde lze interferometr použít k detekci ultrazvuku (frekvenční rozsah desítky kHz), přičemž je problematika měření zvuku převedena na problematiku měření výchylky vhodné membrány tvořící spolu s koncem optického vlákna kavitu. Citlivost interferometru pak závisí na materiálu membrány. V článku [39] je membrána vytvořena z fotonického krystalu. [39]



Obrázek 64: Data pro výpočet minimální rozlišitelné výchylky Fabry-Pérotova interferometru s fotonickým krystalem (a), rezonance kavity (b) [39]

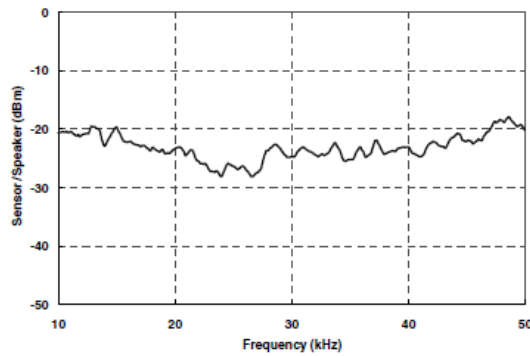
Vzhledem k pružnosti této vrstvy fotonického krystalu ($k = 1 \text{ nm/Pa}$) a k měřeným akustickým tlakům zobrazeným na Obrázek 64 (a) lze stanovit detekovanou výchylku interferometru z těchto dat dle následujícího vztahu, ve kterém p je libovolný akustický tlak z obrázku výše. Pro určení teoretického rozlišení je volen nejnižší akustický tlak v lineární části grafu 0,01 mPa. [39]

$$d = k * p = 10^{-9} * 10^{-5} = 0.01 * 10^{-12} \text{ m} = 0,01 \text{ pm} \quad (32)$$

Na základě naměřených dat lze tedy tvrdit, že za použití fotonického krystalu dosahuje interferometr citlivosti 0,01 pm. Reflektivita tohoto materiálu může být vyšší než 99 %, což má rovněž pozitivní vliv na citlivost. [39]

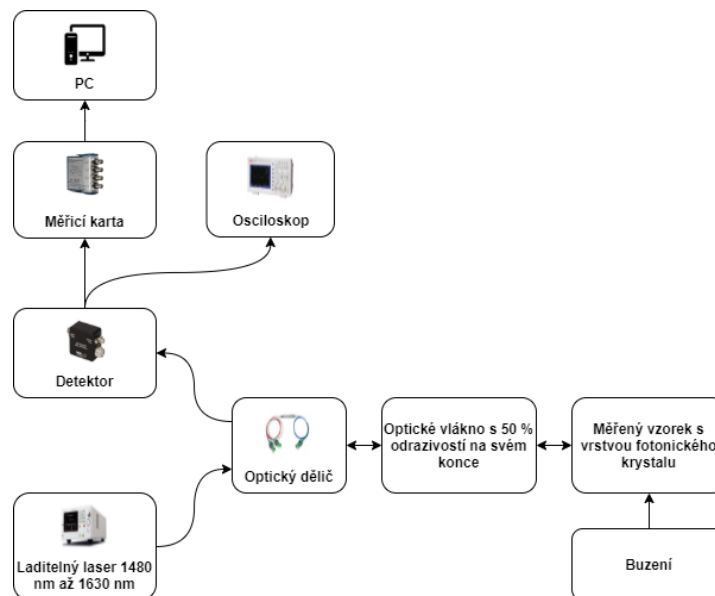
Pomocí laserové diody s nastavitelnou vlnovou délkou v rozmezí od 1520 nm do 1570 nm je zvolen pracovní bod v rezonanci kavity. Jelikož se rezonance periodicky opakují (Obrázek 64 (b)) a rovněž mají asymetrický tvar, tak je žádoucí na základě měření intenzity stanovit nejvýraznější rezonanci a tu zvolit jako pracovní bod. Na Obrázek 64 (b) je tedy vhodné zvolit pracovní bod (šířku kavity) cca 1,56 μm . Konec optického vlákna tvořícího kavitu je opatřen tenkou vrstvou zlata (11 nm). Tím je zajištěna vyšší intenzita referenčního paprsku interferometru a je umožněno detekovat pikometrové výchylky. [39]

Z frekvenční charakteristiky z Obrázek 65 lze usoudit, že tento interferometr je schopen detekovat výchylky s frekvencí do 50 kHz. Jelikož zde není patrný žádný klesající trend, tak lze usuzovat, že tento měřicí řetězec je schopen měřit výchylky i o vyšších frekvencích než 50 kHz. [39]



Obrázek 65: Frekvenční charakteristika Fabry-Pérotova interferometru s fotonickým krystalem [39]

Aby bylo možné tento původně akustický měřič aplikovat pro měření výchylky volného povrchu, je třeba umístit vrstvu fotonického krystalu na zkoumaný materiál. Následně je nutné zvolit pracovní bod pomocí nastavitelné laserové diody do rezonance kavity. Jako testovací zdroj výchylky volného povrchu (povrchové vlny detekované interferometrem) lze použít buď pen test (lom tuhy), lom kapiláry nebo piezoelektrický posuv, jehož parametry byly dříve změřeny v této práci. V případě piezoelektrického posuvu je vhodné zvolit budicí frekvenci 300 Hz (oblast před mechanickou rezonancí posuvu).



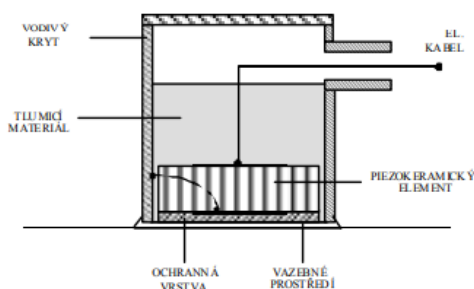
Obrázek 66: Interferometrický měřič s frekvenčním rozsahem desítky kHz a subpikometrovým rozlišením

Schéma interferometrického měřiče je uvedeno na Obrázek 66. Vzhledem k dostupným měřicím přístrojům v laboratoři se skládá z laditelného laserového zdroje Santec TSL-550-A-480630, jehož vlnovou délku lze nastavit v rozmezí od 1480 nm do 1630 nm. Jako detektor interferenčního signálu je použit snímač intenzity DET01CFC od firmy ThorLabs. Pro záznam naměřených dat a jejich následné uložení nebo zpracování do PC lze použít např. analogovou měřicí kartu NI 9234 se čtyřmi analogovými vstupy. Signál z detektoru může být rovněž zobrazen na osciloskopu. Další komponenty jsou optický dělič a optické vlákno opatřené na svém konci odrazivou vrstvou, která zaručuje odraz 50 % intenzity vstupního signálu od rozhraní vlákno-vzduch zpět k detektoru (referenční paprsek). Jedná se o alternativu k vláknu s vrstvou zlata na svém konci.

6.3.1 Zdroje buzení testovaného vzorku

Jak již bylo zmíněno v kapitole 6.3, jako zdroj pro vytvoření povrchové vlny na testovaném vzorku může být použit piezoelektrický posuv. Výhodou tohoto typu buzení je možnost buzení harmonickým signálem. To zaručuje dobrou detekovatelnost oproti buzení typu jednotkový skok nebo jednotkový impuls. Nevýhodou je však nízký frekvenční rozsah piezoelektrického posuvu (cca do 1 kHz).

Další způsob buzení využívá piezoelektrický snímač akustické emise. Tyto snímače mají vysoký frekvenční rozsah (do 300 kHz) a lze je budit harmonickým signálem. Výsledkem je tedy harmonický budicí signál o vysoké frekvenci. Snímač je tedy použit jako zdroj, což v praxi znamená, že na elektrody původně sloužící k vedení výstupního signálu je přiveden signál z generátoru. Piezoelektrický element pak generuje samotnou výchylku povrchu. [40]



Obrázek 67: Piezoelektrický snímač akustické emise [40]

Jiná metoda buzení spočívá v lomu kapiláry. Tento signál pak aproximuje skokovou funkci. Pro ověření funkčnosti navrženého interferometru lze lom kapiláry provést na ocelovém válci s vyleštěným povrchem reprezentující poloprostor. Nevýhodou tohoto typu buzení je, že se jedná o jednorázový děj, jehož detekce může být problematická. Obdobně lze na válec umístit piezoelektrický snímač sloužící jako zdroj (minulý odstavec). [40]

7 ZÁVĚR

Mezi interferometrické metody sloužící k měření velmi malých výchylek patří měření pomocí Fabry-Pérotova interferometru. Tento typ interferometru se dále dělí na intrinzický a extrinzický podle toho, zda je kavita umístěna buď přímo uvnitř optického vlákna (intrinzický), nebo vně optického vlákna (extrinzický). Dalším používaným inteferometrem je Michelsonův interferometr. Aby tento interferometr dosáhl subnanometrového nebo ještě vyššího rozlišení, tak je jeho struktura upravena. Úprava spočívá např. v použití dvojitého zrcadla zajišťujícího několikanásobný odraz a tedy i několikanásobné prodloužení optické dráhy v případě vzniku detekované výchylky. V mikroskopii atomárních sil se pro určení výchylky nosníku používá zejména extrinzický Fabry-Pérotův interferometr, jehož kavita je tvořena koncem optického vlákna a plochou samotného nosníku.

Pro ověření parametrů dostupného piezoelektrického posuvu od firmy Thorlabs byl sestaven měřicí řetězec využívající laserový zdroj světla o vlnové délce 1550 nm. Tento řetězec se dále skládá ze snímače intenzity světla, optického děliče a vysoce odrazivého zrcátka umístěného na piezoelektrickém posuvu. Pro zvýšení intenzity laserového paprsku odraženého od konce optického vlákna je použito vlákno se speciálním povrchem na svém konci, díky kterému se odrazí 50 % intenzity paprsku zpět. Z naměřených frekvenčních charakteristik plyne, že pro generování testovacích výchylek volného povrchu je tento posuv nejvhodnější při buzení harmonickým signálem o frekvenci 300 Hz. Linearita posuvu byla změřena pro různé frekvence budícího signálu v rozmezí od 120 Hz po 900 Hz. Pro generování testovacích výchylek o vyšších frekvencích lze použít pen test nebo lom kapiláry.

Jako nejvýznamnější parazitní vliv se již při měření parametrů piezoelektrického posuvu projevilo zarovnání kavity. Podmínka zarovnání je stěžejní a při jejím nedodržení dochází k významným ztrátám intenzity signálu. Mezi další parazitní vlivy patří teplota nebo také parazitní kavity vzniklé např. odrazy od místa spojení různých optických komponent (optický dělič, atd.).

Při návrhu interferometrického měřiče výchylky volného povrchu se ukázalo jako obtížné splnění požadavku na velký frekvenční rozsah (desítky až stovky kHz) a zároveň dosáhnout pikometrové až subpikometrové rozlišení. Byl navržen měřicí řetězec, s frekvenčním rozsahem desítek kHz. Subpikometrového rozlišení lze dosáhnout, pokud bude na měřeném vzorku umístěna vrstva z fotonického krystalu tvořící spolu s koncem optického vlákna kavitu Fabry-Pérotova interferometru. Pokud by se tato metoda ukázala jako nevhodná (nutnost umístění fotonického krystalu na vzorek), je možné použít upravený měřicí řetězec z kapitoly 6.1, kde je rovněž pro nastavení pracovního bodu využít laditelný laser.

Výhodou tohoto řetězce je, že nevyžaduje umístění vrstvy fotonického krystalu na měřeném vzorku. Původně byla však tato struktura navržena pro měření statické výchylky nebo výchylky o frekvenci v řádu desítek Hz. Bylo by tedy nutné ověřit vhodnost tohoto upraveného řetězce z hlediska frekvenčního rozsahu i rozlišení.

Literatura

- [1] Rugar, D., Mamin, H. J., Guethner, P. Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy. *Applied Physics Letters*. Vol. 25, no. 55, pp. 2588-2590. 1989. ISSN 0003-6951.
- [2] BINNIG, G., C.F. QUATE a Ch. GERBER. *Phys. Rev.Lett.* 56 [online]. 1986, , 930 - 934 [cit. 2019-10-29].
- [3] ERLANDSSON, Ragnar, Lars OLSSON a Per Mårtensson MÅRTENSSON. *Inequivalent atoms and imaging mechanisms in ac-mode atomic-force microscopy of Si,111...737* [online]. 15 September 1996, , 4 [cit. 2019-10-29]. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.R8309>
- [4] KILIC, Onur, Michel J. F. DIGONNET, Gordon S. KINO a Olav SOLAARD. *Asymmetrical Spectral Response in Fiber Fabry–Pérot Interferometers* [online]. 24 December 2009, , 5648-5656 [cit. 2019-12-22].
- [5] BHATIA, Vik, Kant A. MURPHY, Richard O. CLAUS, Mark E. JONES, Jennifer L. GRACE, Tuan A. TRAN a Jonathan A. GREENE. *Optical fibre based absolute extrinsic Fabry–Perot interferometric sensing system*[online]. 3 October 1995, , 5 [cit. 2019-12-22].
- [6] HOOGENBOOM, B. W., P. L. T. M. FREDERIX, J. L. YANG, et al. *A Fabry–Perot interferometer for micrometer-sized cantilevers* [online]. 8 February 2005, , 4 [cit. 2019-12-23]. DOI: 10.1063/1.1866229. Dostupné z: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1866229>
- [7] RASOOL, Haider I., Paul R. WILKINSON, Adam Z. STIEG a James K. GIMZEWSKI. *A low noise all-fiber interferometer for high resolution frequency modulated atomic force microscopy imaging in liquids* [online]. 2 February 2010, , 11 [cit. 2019-12-23]. DOI: 10.1063/1.3297901. Dostupné z: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3297901>
- [8] LEE, Young Ho KIM, Kwan Seob PARK, Joo Beom EOM, Myoung Jin KIM a Hae Young CHOI. *Interferometric Fiber Optic Sensors* [online]. 23 February 2012, , 20 [cit. 2019-12-26]. DOI: 10.3390/s120302467
- [9] HUANG, Zhengyu, Xiaopei CHEN, Yizheng ZHU a Anbo WANG. *Wavefront splitting intrinsic Fabry-Perot fiber optic sensor* [online]. 22 July 2005, , 3 [cit. 2019-12-26]. DOI: 10.1117/1.1978847.

- [10] MEYER, E. *ATOMIC FORCE MICROSCOPY* [online]. 1992, , 1-47 [cit. 2019-12-26].
- [11] RIPKA, Pavel, Stanislav ĎAĎO, Marcel KREIDL a Jiří NOVÁK. *Senzory a převodníky* [online]. 2005, , 31-32 [cit. 2019-12-26].
- [12] JÁUREGUI-VÁZQUEZ, Daniel, Julián M. ESTUDILLO-AYALA, Roberto ROJAS-LAGUNA, Everardo VARGAS-RODRÍGUEZ, Juan M. SIERRA-HERNÁNDEZ, Juan C. HERNÁNDEZ-GARCÍA a Ruth I. MATA-CHÁVEZ. *An All Fiber Intrinsic Fabry-Perot Interferometer Based on an Air-Microcavity* [online]. 14 May 2013, , 1-10 [cit. 2019-12-27]. DOI: 10.3390/s130506355.
- [13] ZHOU, Xinlei a Qingxu YU. *Wide-Range Displacement Sensor Based on Fiber-Optic Fabry-Perot Interferometer for Subnanometer Measurement: IEEE SENSORS JOURNAL, VOL. 11, NO. 7* [online]. 7 July 2011, , 1-5 [cit. 2019-12-27].
- [14] LLS Series Light Sources Installation and Opertation [online]. In: . s. 8 [cit.2019-12-27].
- [15] USB4000 Fiber Optic Spectrometer Installation and Operation Manual [online]. In: .2008, s. 1-26 [cit. 2019-12-27].
- [16] *TS0019 - Laser Diode Source - Fiber Optic (Single or Multi-Wavelength)* [online]. , 1-5 [cit. 2019-12-27]. Dostupné z: https://www.ozoptics.com/ALLNEW_PDF/DTS0019.pdf
- [17] *Thorlabs.com - T-Cube Piezo Controller* [online]. , 1-12 [cit. 2019-12-27]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/catalogpages/Obsolete/2016/TPZ001.pdf>
- [18] ; [online]. , 1-12 [cit. 2019-12-27]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/drawings/bfa81f93fcd80721-CD5948F9-F4D7-4248-594D17B0519FD5C5/NFL5DP20S-Manual.pdf>
- [19] *PDV-100 Portable Digital Vibrometer* [online]. , 1-4 [cit. 2019-12-27]. Dostupné z: https://www.polytec.com/fileadmin/d/Vibrometrie/OM_DS_PDV-100_E_42474.pdf

- [20] Thorlabs DET01CFC(/M) Fiber Input InGaAs Biased Detector User Guide [online]. , 1-20 [cit. 2019-12-27]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/drawings/bfa81f93fcd80721-CD5948F9-F4D7-4248-594D17B0519FD5C5/DET01CFC-Manual.pdf>
- [21] NI 9234 Datasheet - National Instruments [online]. , 1-14 [cit. 2019-12-27]. Dostupné z: https://www.ni.com/pdf/manuals/374238a_02.pdf
- [22] CIR-3-15-L-1-2 (3port SM circulator) [online]. [cit. 2019-12-28]. Dostupné z: http://www.afwoptics.com.au/index.php?route=product/product&product_id=125
- [23] PISANI, Marco. *A homodyne Michelson interferometer with sub-picometer resolution* [online]. 30 June 2009, , 1-7 [cit. 2020-03-26]. DOI: 10.1088/0957-0233/20/8/084008. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-0233/20/8/084008>
- [24] WEI, Ruyi, Xuemin ZHANG, Jinsong ZHOU a Sizhong ZHOU. *Designs of multipass optical configurations based on the use of a cube corner retroreflector in the interferometer* [online]. 12 April 2011, , 1-9 [cit. 2020-03-28]. DOI: 10.1364/AO.50.001673.
- [25] JEONGHO, Ahn, Kim JONG-AHN, Kang CHU-SHIK, Kim JAE-WAN a Kim SOOHYUN. *High resolution interferometer with multiplepass optical configuration* [online]. 9 November 2009, , 1-8 [cit. 2020-03-28]. DOI: 10.1364/oe.17.021042.
- [26] JOENATHAN, Charles, Ashley BERNAL, Youn WOONGHEE, Robert M. BUNCH a Christopher HAKODA. *Dual-arm multiple-reflection Michelson interferometer for large multiple reflections and increased sensitivity* [online]. 15 February 2016, , 1-9 [cit. 2020-04-04]. DOI: 10.1117/1.OE.55.2.024101.
- [27] PISANI, Marco, Andrew YACOOT, Petr BALLING, et al. *Comparison of the performance of the next generation of optical interferometers* [online]. 23 May 2012, , 1-14 [cit. 2020-04-04]. DOI: 10.1088/0026-1394/49/4/455 .
- [28] WILKENINGG, Gunter a Ludger KOENDERS. *Nanoscale Calibration Standards and Methods: Dimensional and Related Measurements in the Micro- and Nanometer Range*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., 2005. ISBN 3-527-40502-X.
- [29] BASILE, G., A. BERGAMIN, G. CAVAGNERO a G. MANA. *Measurement of the Silicon (220) Lattice Spacing* [online]. May 1994, , 1-5 [cit. 2020-04-09]. DOI: 10.1103/physrevlett.72.3133.

- [30] VON SCHMIDSFELD, Alexander, Tobias NÖRENBERG, Matthias TEMMEN a Michael REICHLING. *Understanding interferometry for micro-cantilever displacement detection* [online]. June 2016, , 1-11 [cit. 2020-04-09]. DOI: 10.3762/bjnano.7.76.
- [31] DAGENAIS, D. M., K. P. KOO a F. BUCHOLTZ. *Effects of parasitic Fabry-Perot cavities in fiber-optic interferometric sensors* [online]. 1992, , 1-3 [cit. 2020-04-16]. DOI: 10.1364/ol.18.000388.
- [32] YOSHINO, TOSHIHIKO, KIYOSHI KUROSAWA, KATSUJI ITOH a TERUZI OSE. *Fiber-Optic Fabry-Perot Interferometer and Its Sensor Applications* [online]. October 1982, , 1-10 [cit. 2020-04-17]. DOI: 10.1109/tmtt.1982.1131298 .
- [33] *16 mm Cage Cube and Prism Mount* [online]. [cit. 2020-04-18]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3045
- [34] *Terminated Fiber Adapters* [online]. [cit. 2020-04-18]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=69
- [35] *Gimbal Mirror Mounts* [online]. [cit. 2020-04-18]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2857
- [36] SEAT, H.C. a Saroj PULLTEAP. *Dynamic displacement measurements with a dual-cavity fiber Fabry-Perot interferometer* [online]. 2008, , 1-9 [cit. 2020-05-03]. DOI: 10.1117/12.798958.
- [37] ZHU, Minhao, Haoyun WEI, Xuejian WU a Yan LI. *Fabry-Perot interferometer with picometer resolution referenced to an optical frequency comb* [online]. 2014, , 1-7 [cit. 2020-05-08]. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2014.11.010.
- [38] MARTINCEK, Ivan, Daniel KACIK, Norbert TARJANYI a Kay SCHUSTER. *Determination of sub-nanometer distance from reflective surface by Fabry-Perot interferometer* [online]. 2018, , 1-4 [cit. 2020-05-11]. DOI: 10.1016/j.apsusc.2018.04.021.
- [39] KILIC, Onur, Michel DIGONNET, Gordon KINO a Olav SOLGAARD. *External fibre Fabry-Perot acoustic sensor based on a photonic-crystal mirror* [online]. 2007, , 1-7 [cit. 2020-05-20]. DOI: 10.1088/0957-0233/18/10/S01.
- [40] KEPRT, J. *Primární kalibrace snímačů akustické emise*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2008. 171 s. Vedoucí dizertační práce doc. Ing. Petr Beneš , PhD.

Seznam symbolů, veličin a zkratek

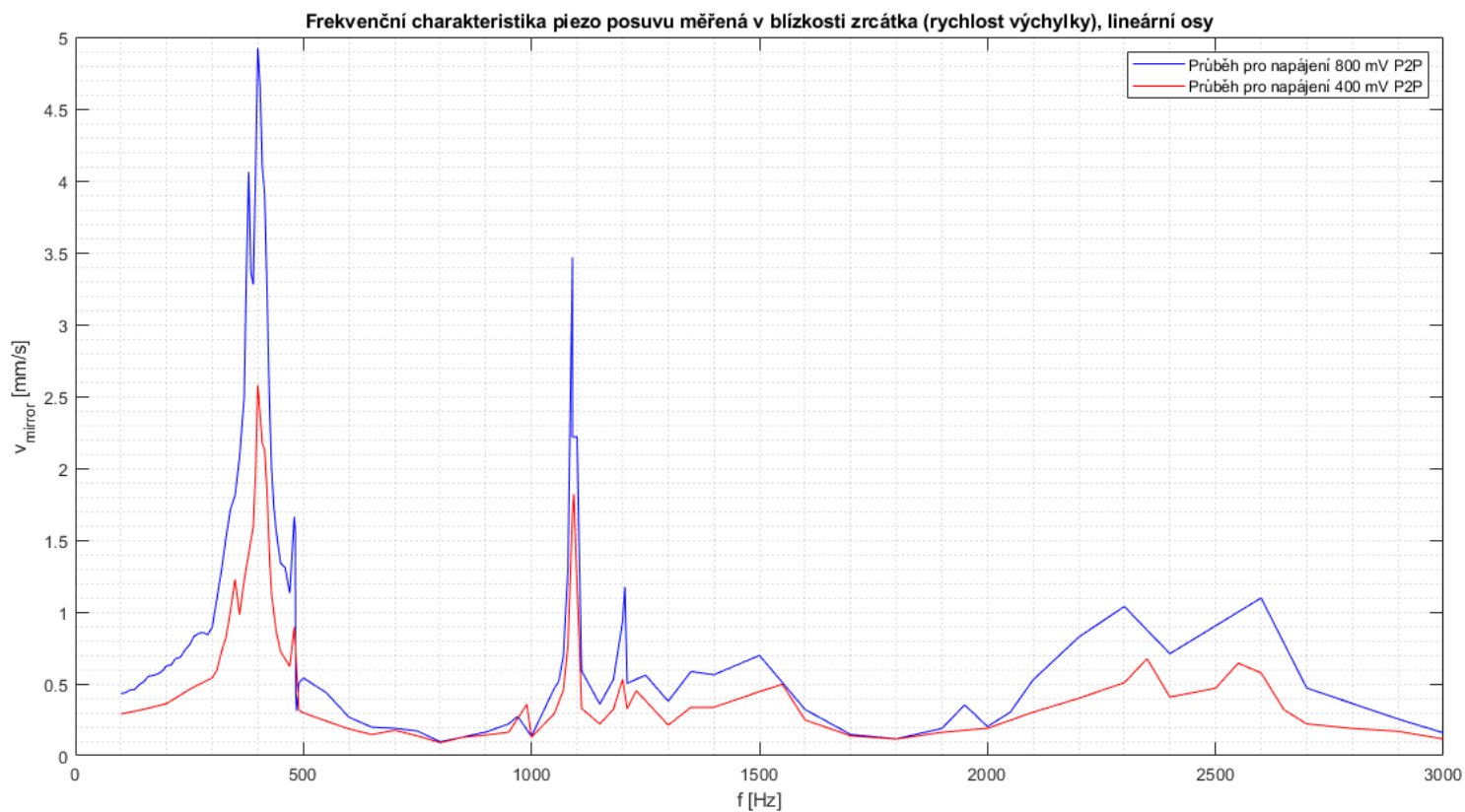
FEKT	-	Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
VUT	-	Vysoké učení technické v Brně
AFM	-	Atomic force microscopy
AFM	-	Atomic force microscope
FPI	-	Fabri-Pérot interferometer
FFP	-	Fibre Fabri-Pérot interferometer (vláknový Fabry-Pérotův interferometr)
EFPI	-	Extrinzický Fabry-Pérotův interferometr
AEFPI	-	Absolutní extrinzický Fabry-Pérotův interferometr
SLED	-	Super luminiscenční LED
LD	-	Laserová dioda
CC	-	Constant current (konstantní proud)
RF VCO	-	Radio frequency voltage controlled oscillator (napětově řízený oscilátor v oblasti rádiových frekvencí)
PD	-	fotodioda (photodiode)
PSD	-	Polohově citlivý detektor (position sensitive detector)
STM	-	Skenovací tunelovací mikroskop
FI	-	Faradayův izolátor
BS	-	Optický dělič (beam splitter)
PBS	-	Polarizační optický dělič (polarizing beam splitter)
CCR	-	Cube corner retroreflector
CCA	-	Jehlanové pole (cube corner array)
OFC	-	Hřeben optických frekvencí (optical frequency comb)
ECLD	-	Laserová dioda s vnější kavitou (external cavity laser diode)
SLED	-	Superluminiscenční LED
OSA	-	Optický spektrální analyzátor

Seznam příloh

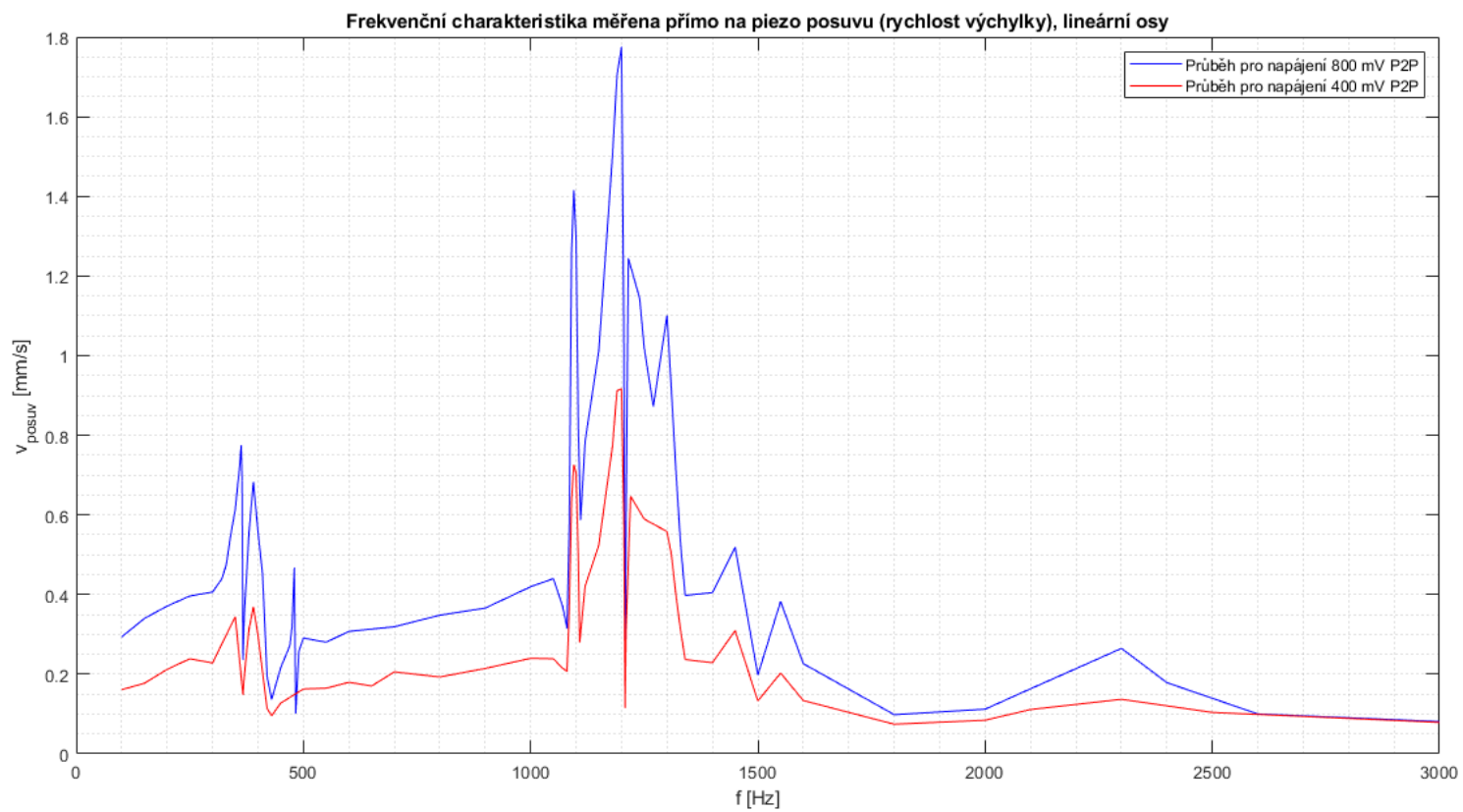
Příloha A: Frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu

Příloha B: Linearita piezoelektrického posuvu

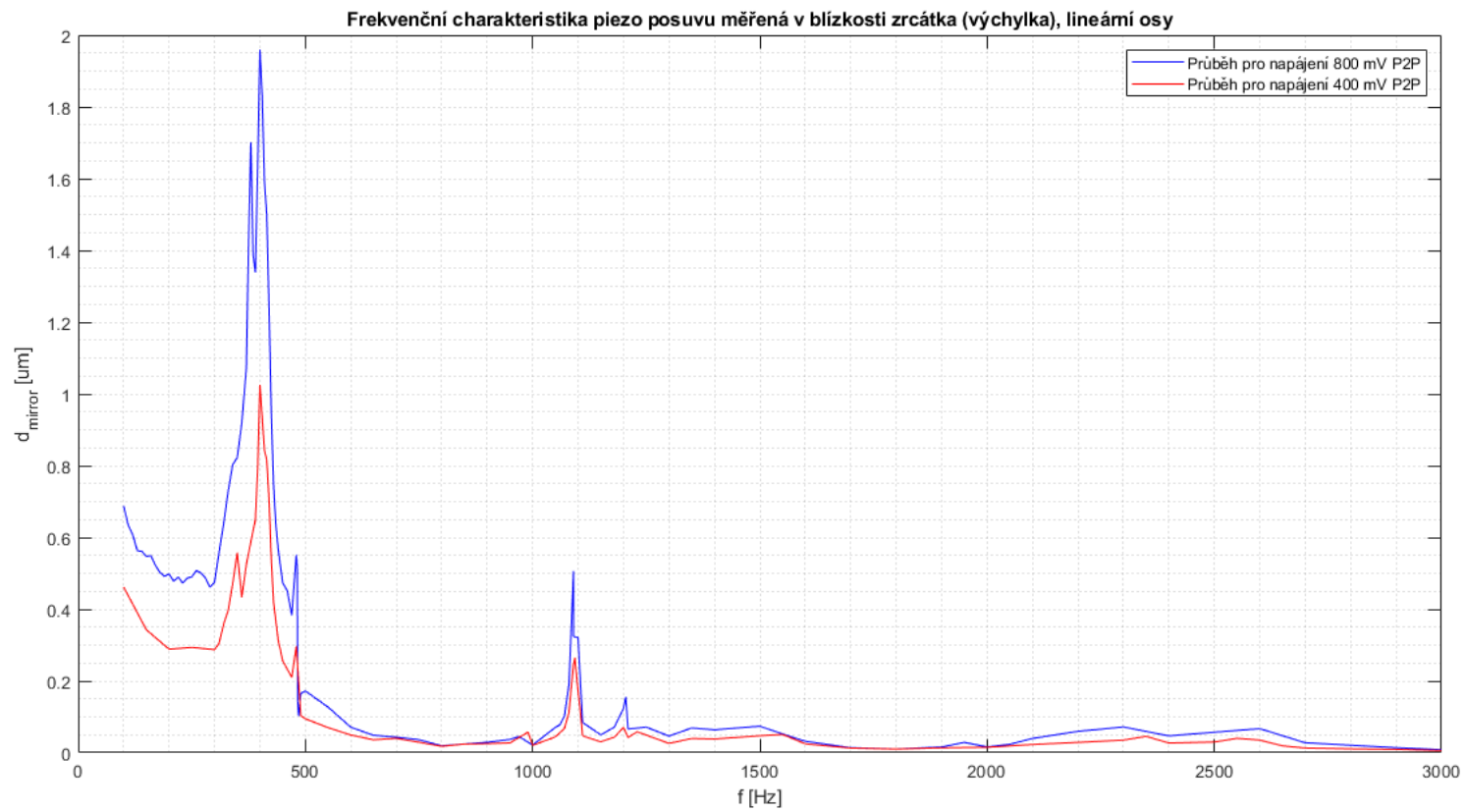
Příloha A: Frekvenční charakteristiky piezoelektrického posuvu



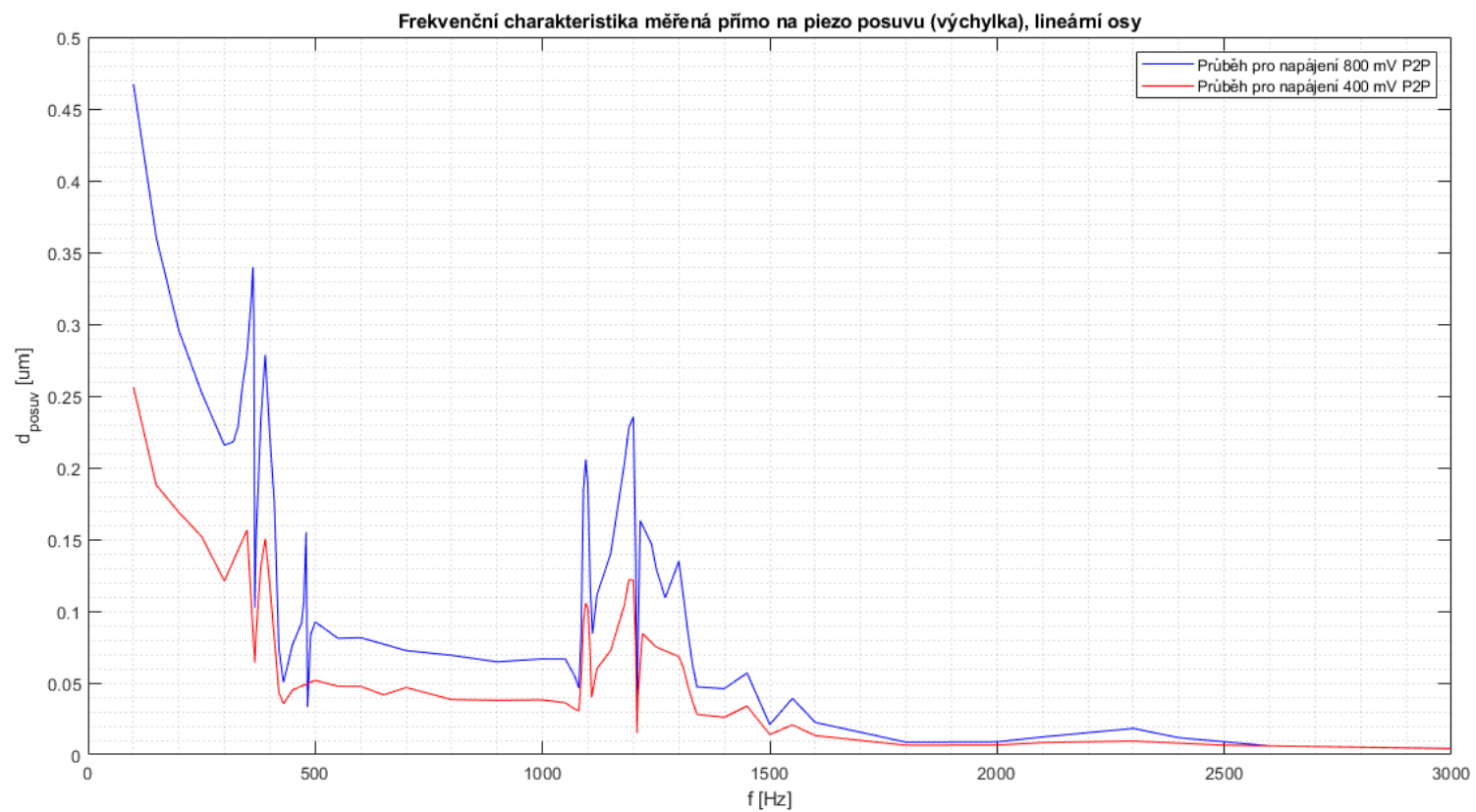
Obrázek 68: Frekvenční charakteristika rychlosti výchylky piezo posuvu (měřeno na zrcátku)



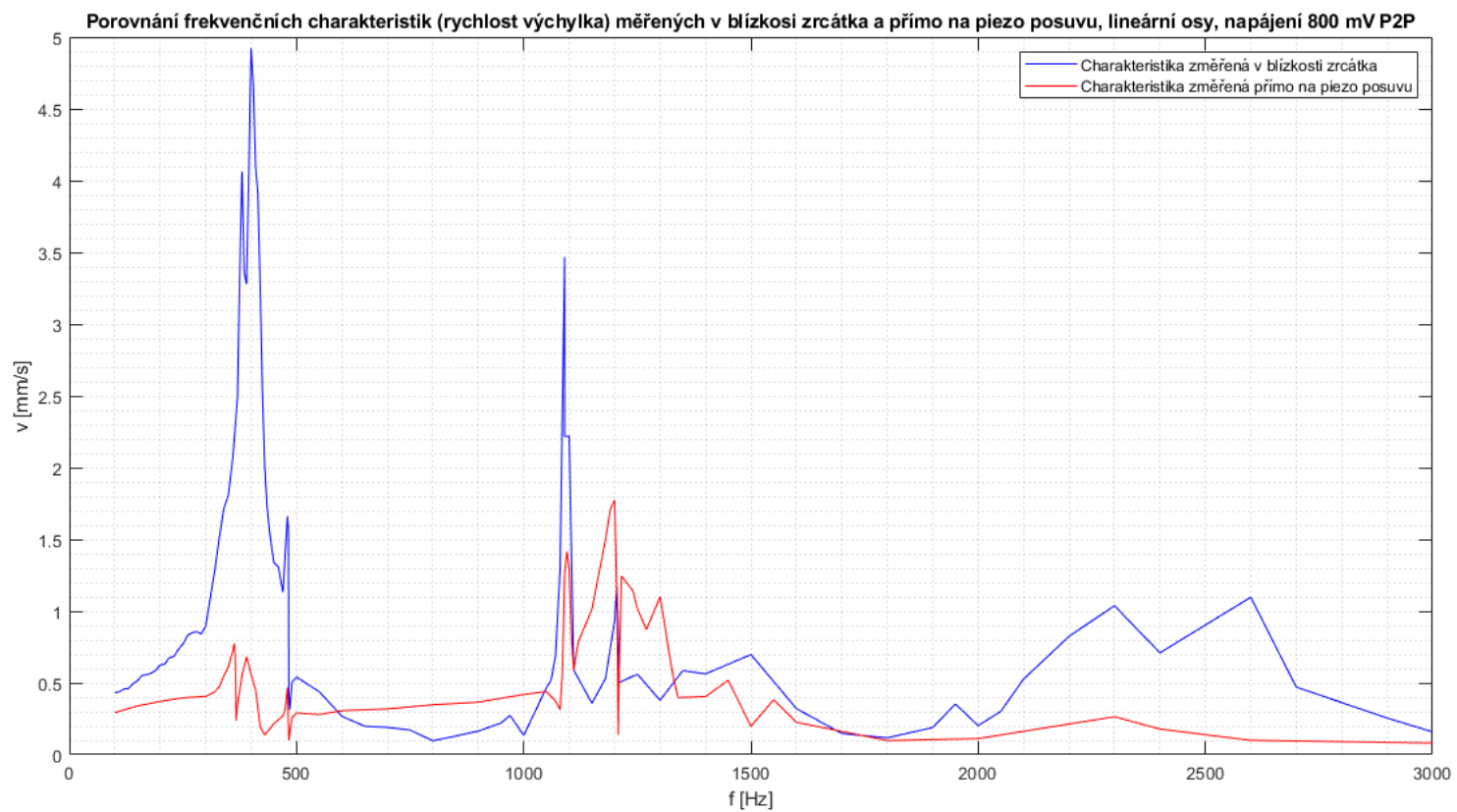
Obrázek 69: Frekvenční charakteristika rychlosti výchylky piezo posuvu (měřeno přímo na posuvu)



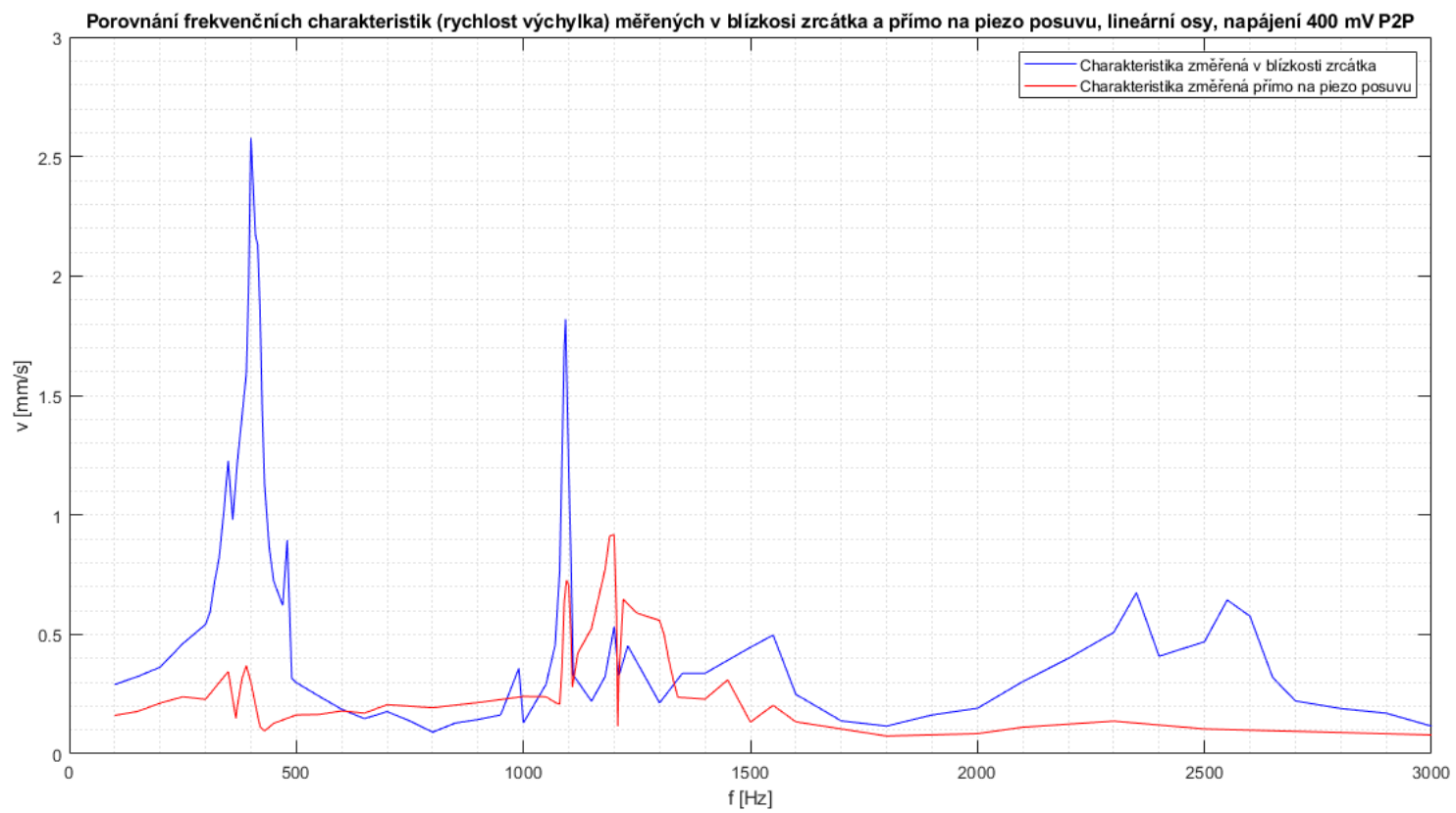
Obrázek 70: Frekvenční charakteristika výchylky piezo posuvu (měřeno na zrcátku)



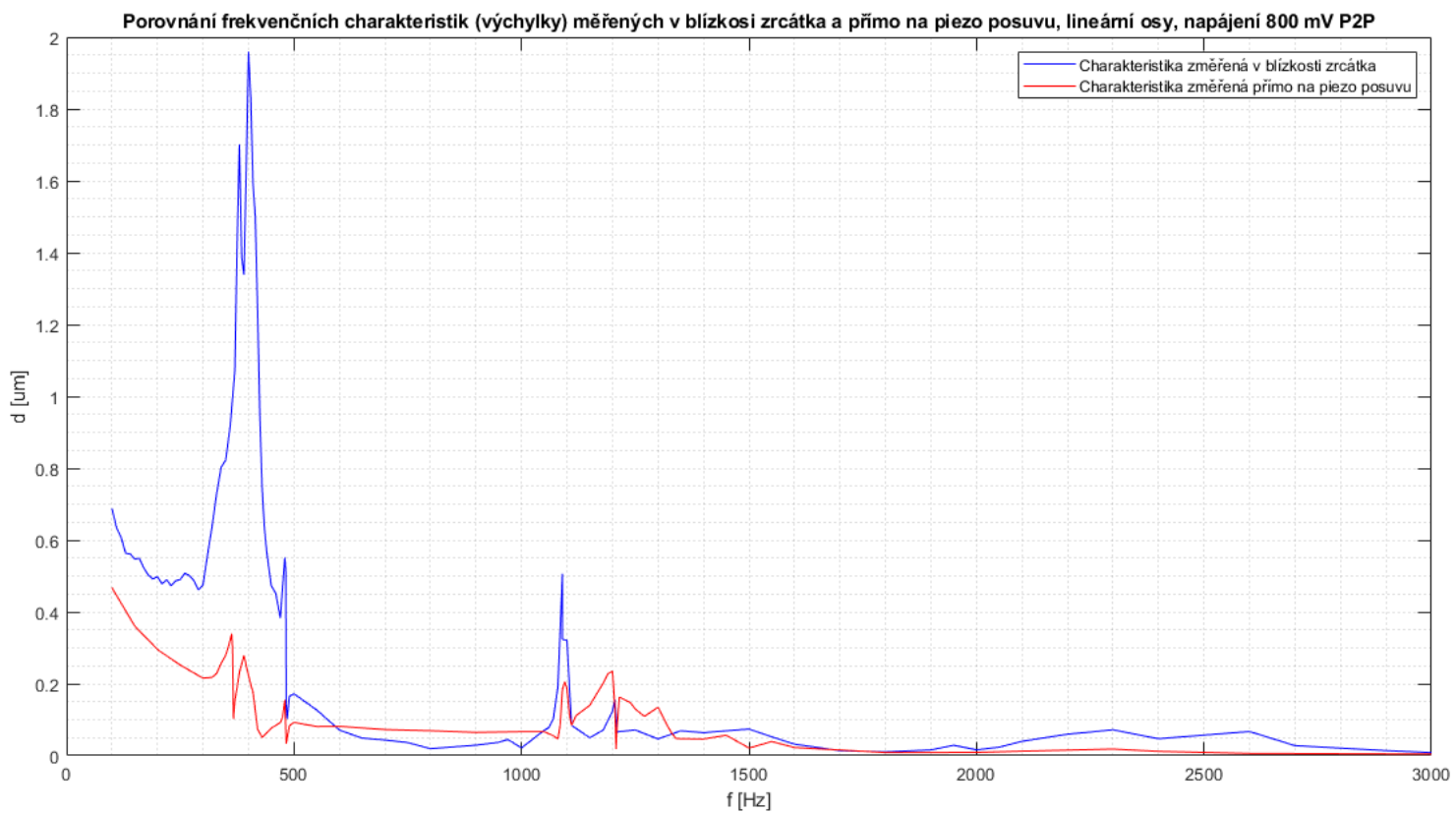
Obrázek 71: Frekvenční charakteristika výchylky piezo posuvu (měřeno přímo na posuvu)



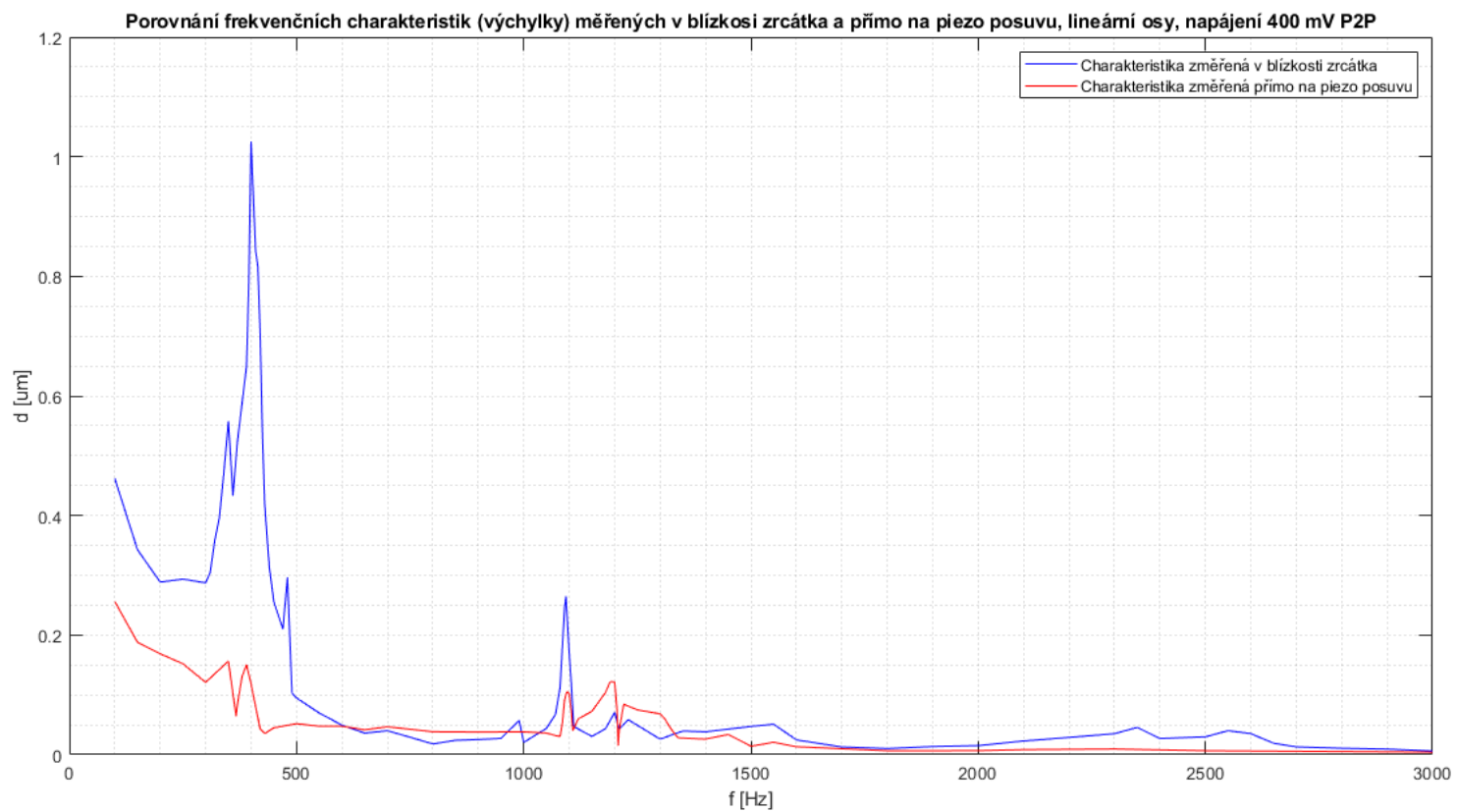
Obrázek 72: Srovnání frekvenčních charakteristik (rychlosti výchylky) pro napájení 800 mV P2P



Obrázek 73: Srovnání frekvenčních charakteristik (rychlosti výchylky) pro napájení 400 mV P2P

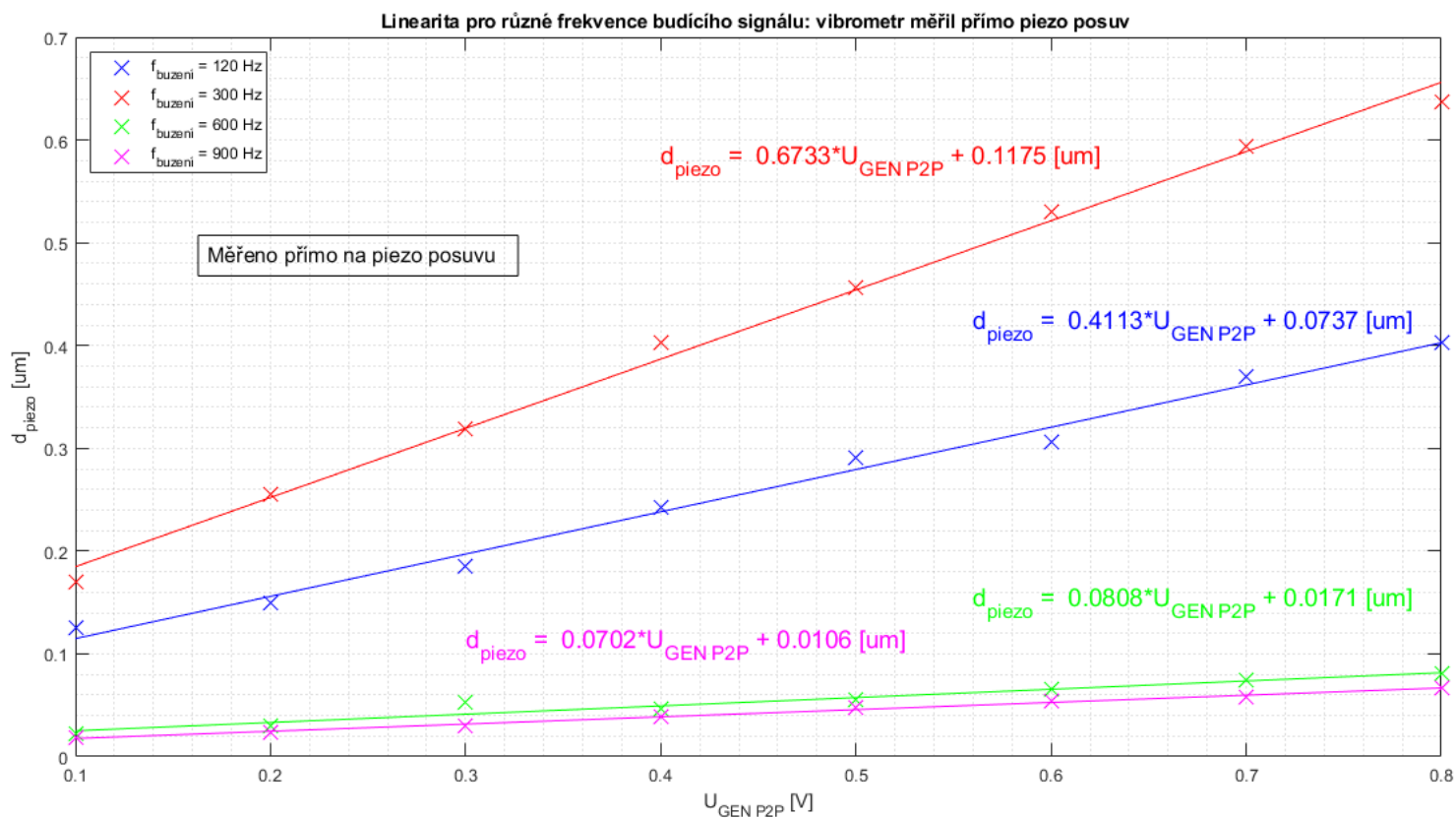


Obrázek 74: Srovnání frekvenčních charakteristik (výhylky) pro napájení 800 mV P2P

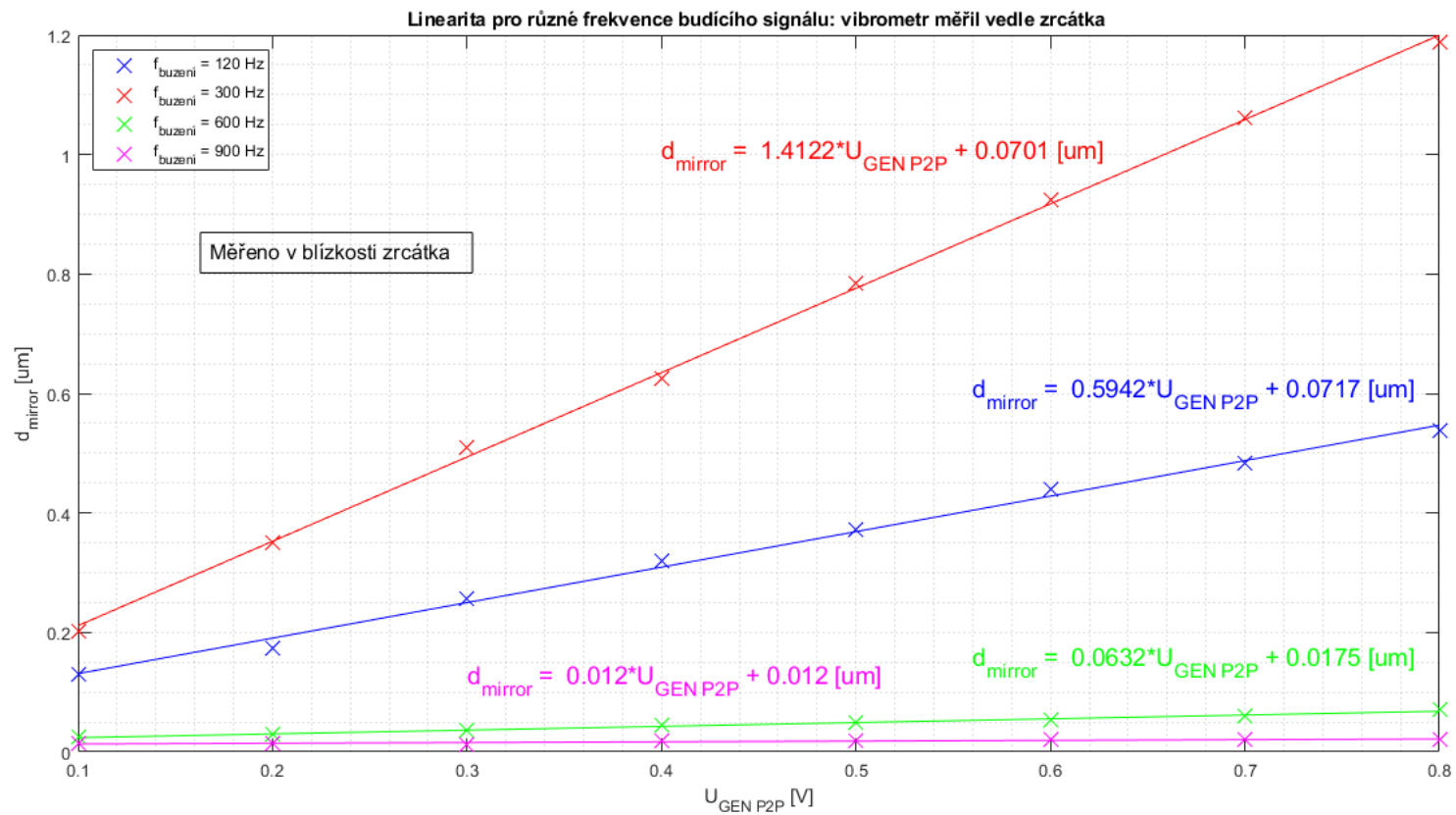


Obrázek 75: Srovnání frekvenčních charakteristik (výchylky) pro napájení 400 mV P2P

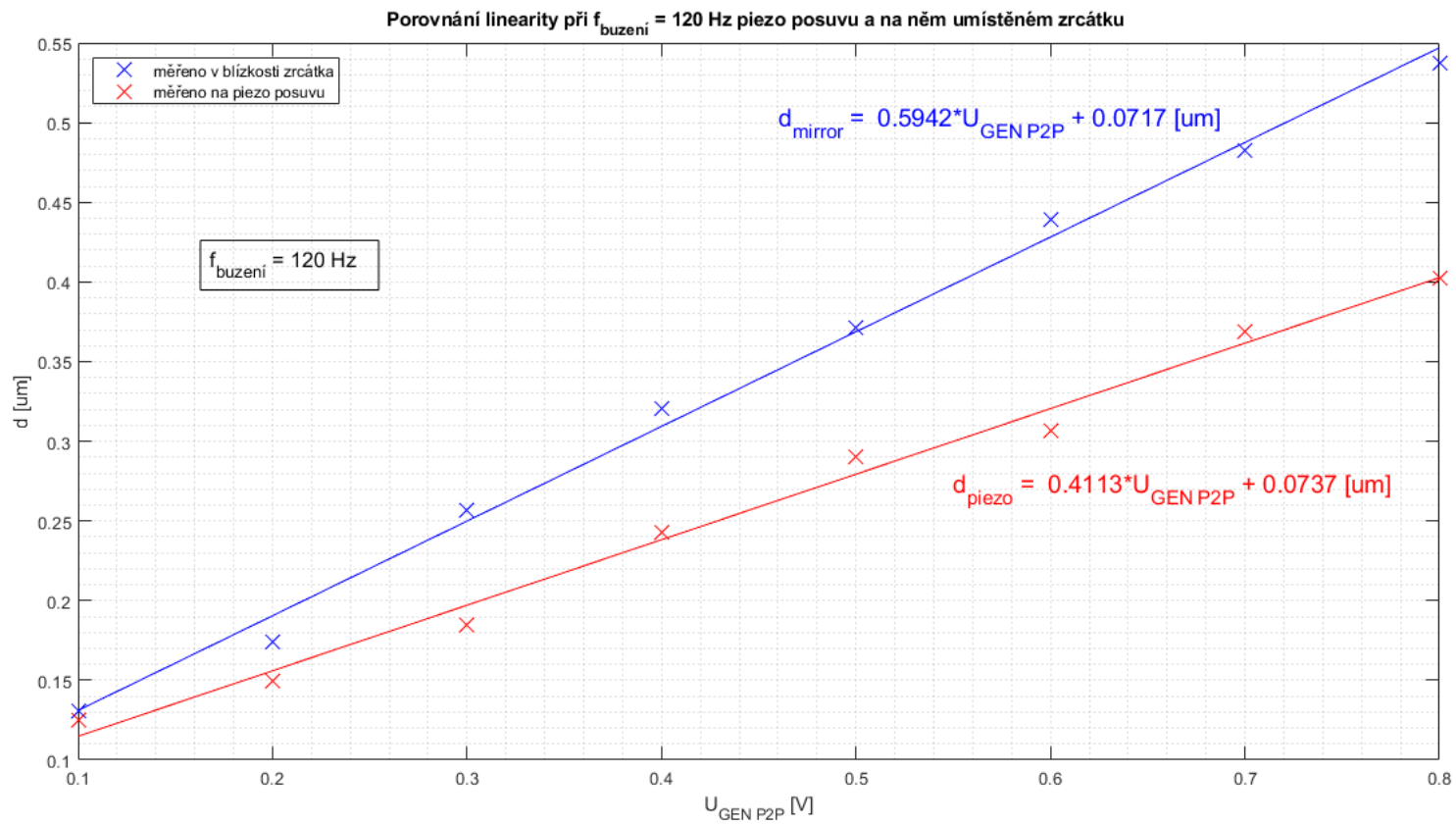
Příloha B: Linearita piezoelektrického posuvu



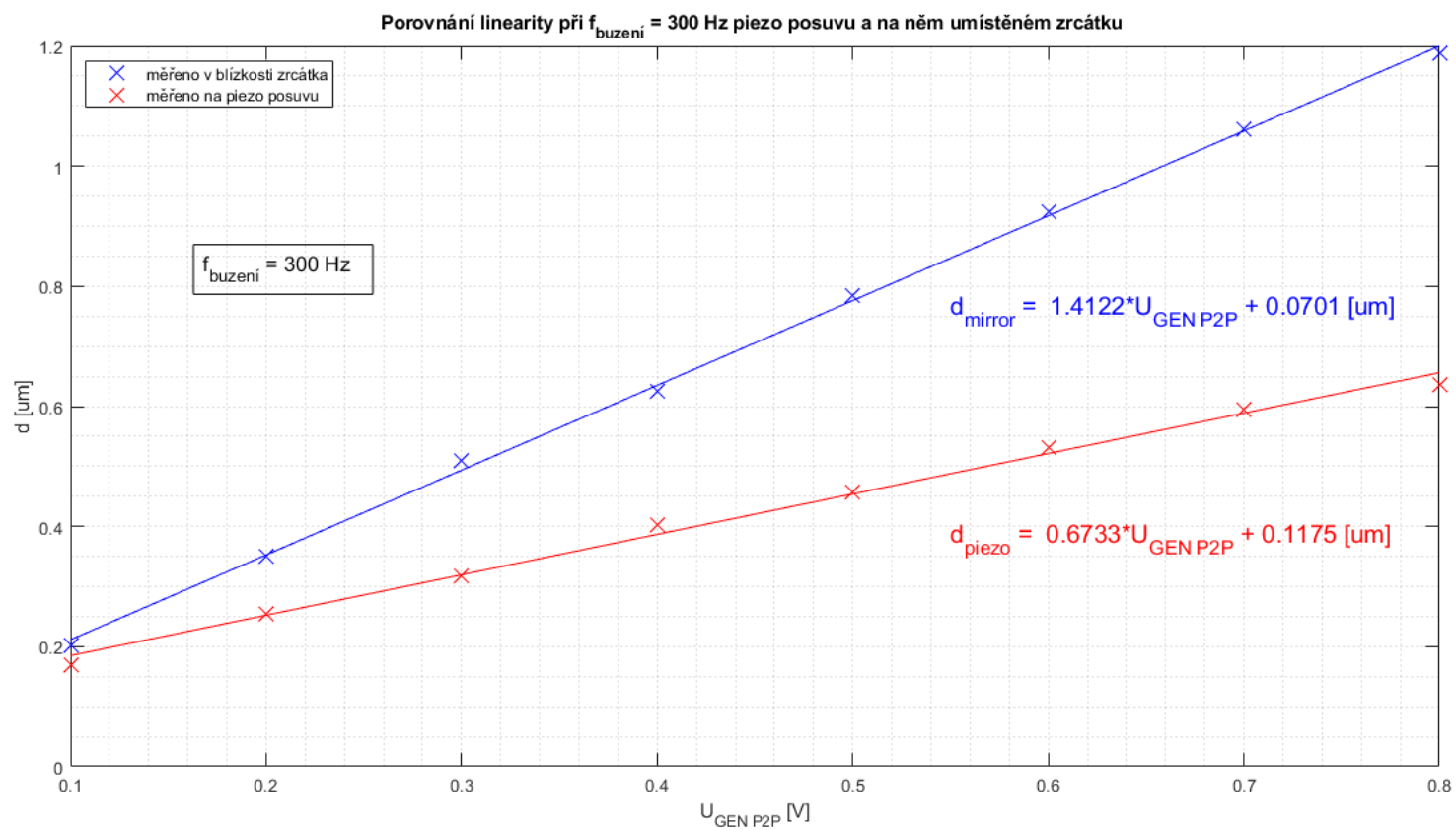
Obrázek 76: Linearita pro různé frekvence budícího signálu: vibrometr měřil přímo piezo posuv



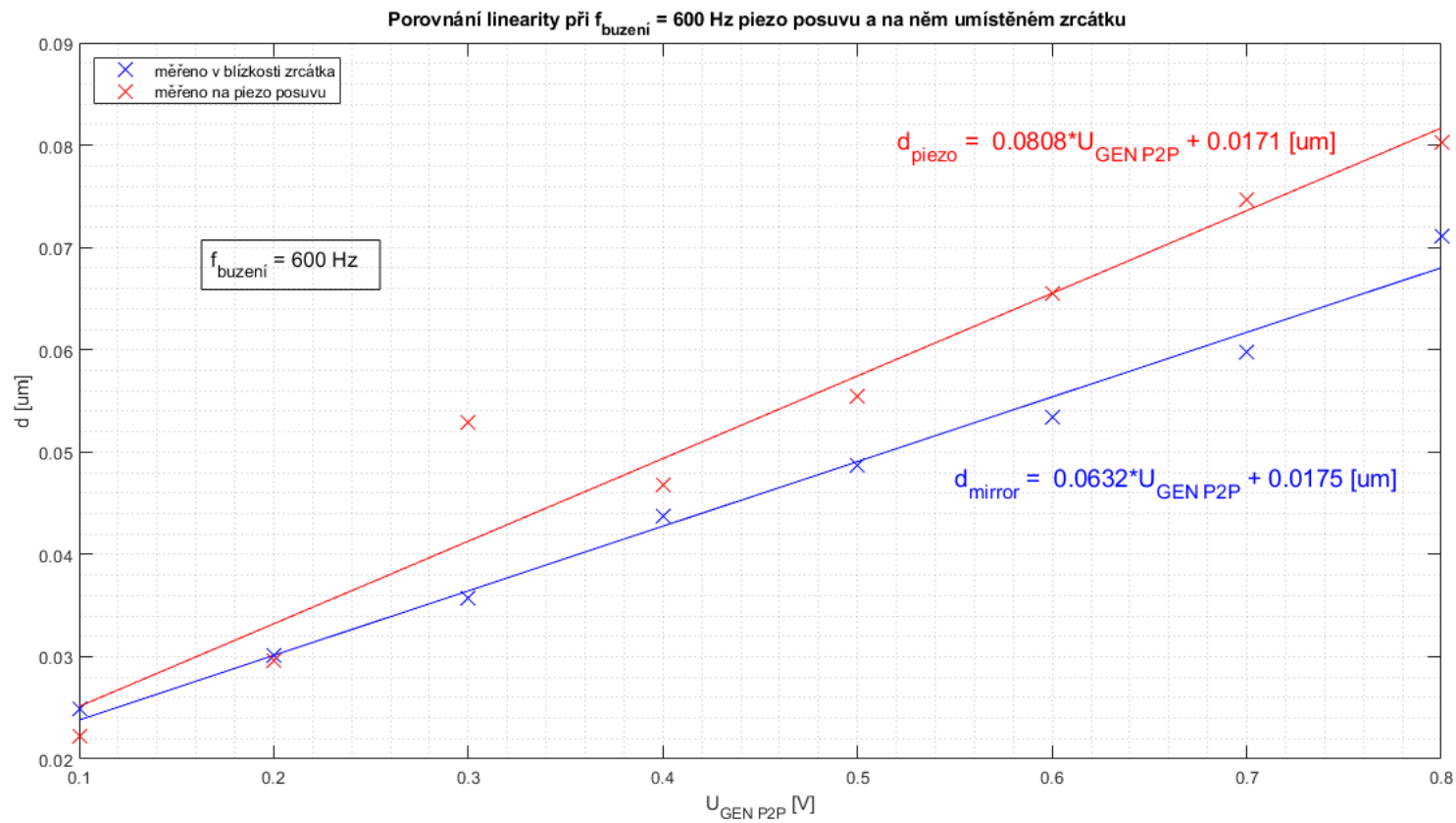
Obrázek 77: Linearita pro různé frekvence budícího signálu: vibrometr měřil vedle zrcátka



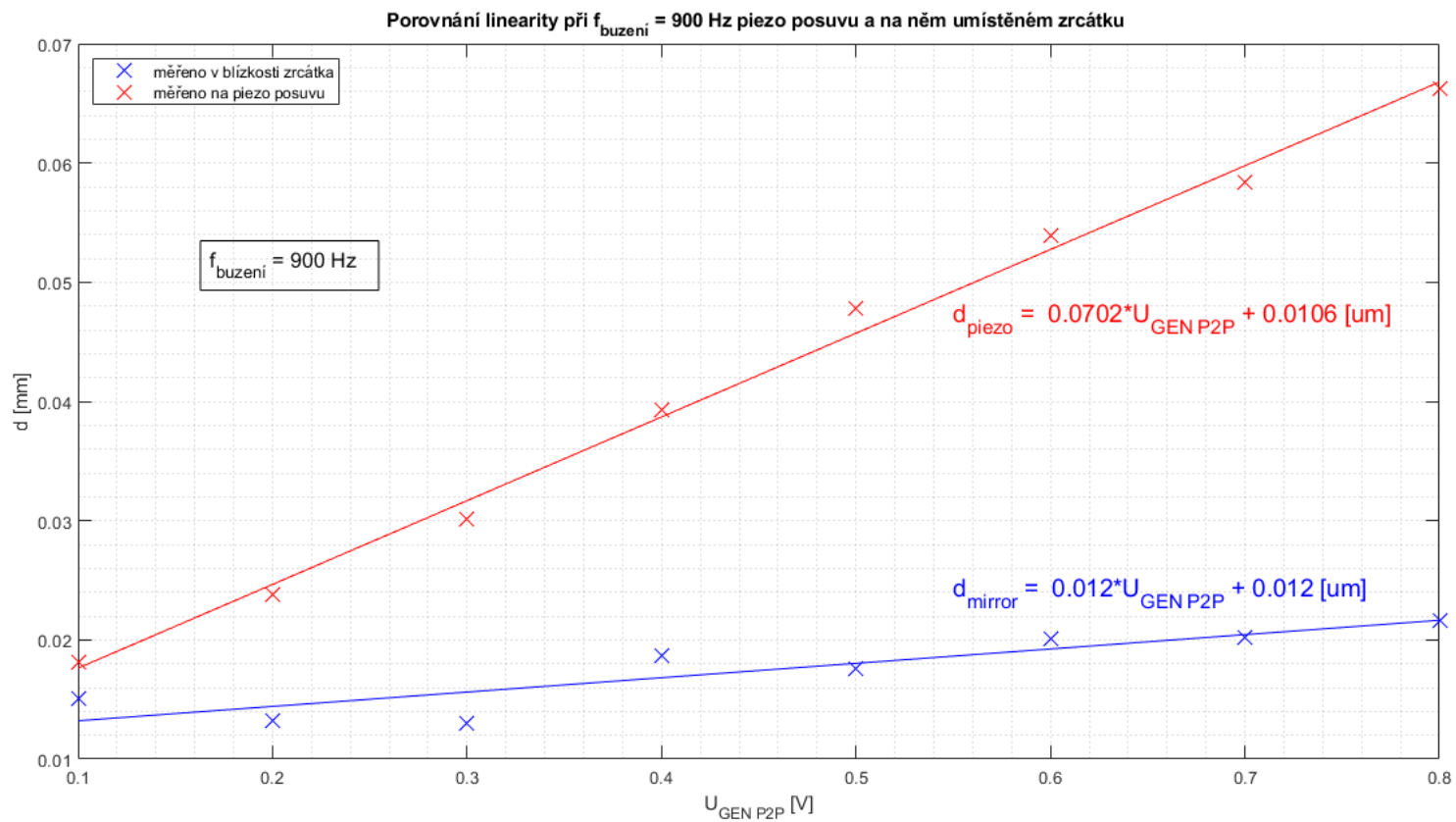
Obrázek 78: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 120$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku



Obrázek 79: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 300$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku



Obrázek 80: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 600$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku



Obrázek 81: Porovnání linearity při $f_{\text{buzení}} = 900$ Hz piezo posuvu a na něm umístěném zrcátku