

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI

Katedra optiky



**Konstrukce interferometru
pro měření kvantového šumu světla**

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Petra Doležalová

2007

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
UNIVERZITY PALACKÉHO V OLOMOUCI

Katedra optiky



**Konstrukce interferometru
pro měření kvantového šumu světla**

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vypracovala

Petra Doležalová

Vedoucí diplomové práce

Mgr. Miroslav Ježek

Studijní obor

Optika a optoelektronika, 5. ročník

Práce odevzdána dne

.....

Poděkování:

Děkuji vedoucímu práce Miroslavu Ježkovi za věcné rady a odbornou pomoc. Dále děkuji za podporu, umožnění experimentu a poskytnutí vybavení laboratořím 111 a 122, jmenovitě Doc. RNDr. Ondřeji Haderkovi, Ph.D., Mgr. Janu Soubustovi, Ph.D. a Vladimíru Urbáškovvi.

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem práci napsala samostatně s použitím uvedené literatury. Souhlasím, aby byla práce použita pro potřeby výuky a prezentována na internetových stránkách katedry optiky.

V Olomouci dne 30. 4. 2007

.....

Obsah

1	Úvod	4
2	Teorie	6
3	Návrh geometrie interferometru a výběr optických komponent	11
4	Měření vlastností použitých optických komponent	12
5	Experimentální realizace Machova–Zehnderova interferometru	14
5.1	Konstrukce a justáž Machova–Zehnderova interferometru	16
5.2	Měření vizibility Machova–Zehnderova interferometru	18
5.3	Měření závislosti vizibility Machova–Zehnderova interferometru na rozladění délek ramen	18
5.4	Měření závislosti vizibility Machova–Zehnderova interferometru na spektrální citlivosti detektoru	22
5.5	Měření závislosti vizibility Machova–Zehnderova interferometru na polarizaci vstupního světla	26
5.6	Měření stability Machova–Zehnderova interferometru	27
6	Závěr	30
	Reference	31
A	Fotodokumentace	33
B	Laser MIRA 900	34

1 Úvod

Interferometr je optický přístroj skládající se z děličů světla a zrcátek. Dělič rozděluje vlnu na dvě části, které urazí různé nebo stejné vzdálenosti. S využitím zrcadel je změněn jejich směr tak, aby se použitím druhého nebo stejného děliče opět spojily. Následně je detekována intenzita jejich superpozice. Interferometry jsou důležitou součástí optických zařízení a experimentů [1]. Interferometry jako takové se využívají pro měření různých vlastností světla i optických prvků. Používají se pro přesné měření změn indexu lomu. Mohou sloužit jako spektrometry, kterými se měří spektrum polychromatického světla, nebo se využívají pro měření spektrálních čar různých chemických látek. Při optických měřeních se interferometry používají pro kontrolu kvality rovinných i zakřivených ploch a povrchů. S jejich pomocí lze také velmi přesně měřit délky.

V kvantové optice, speciálně v kvantově komunikačních protokolech, se Machův–Zehnderův interferometr vyskytuje v mnoha aplikacích. Základním prvkem optických komunikací je měření stavu optického signálu. Běžné detektory založené na fotoelektrickém jevu dokáží zaznamenat pouze intenzitu světla. Nezáiskáme tedy žádnou informaci o fázi signálu. Metoda koherentní detekce, kdy mícháme signál s referenčním svazkem a výsledné signály detekujeme, poskytuje řešení tohoto problému. Je-li signál míchán s referencí o stejné frekvenci, mluvíme o homodynní detekci [2], [3]. Interference signálového a referenčního svazku, kterou je možné docílit odvozením obou svazků ze stejného zdroje, je nutnou podmínkou detekce. Pro různé hodnoty relativní fáze mezi signálem a referencí lze získat kompletní informace o intenzitě, fázi a jejich fluktuacích. Využitím Machova–Zehnderova interferometru můžeme získat dva svazky (signálový a referenční) o stejné frekvenci. Interferencí těchto signálů na výstupním děliči svazku interferometru splníme nutnou podmínku optické homodynní detekce. Signální svazek nese informaci kódovanou v jeho kvantovém stavu popsaném maticí hustoty či Wignerovou funkcí charakterizující rozdělení šumu mezi optické kvadratury X a P . Optická homodynní detekce umožňuje kompletní zpracování dat a určení tohoto kvantového stavu. Poprvé byla tzv. homodynní tomografie demonstrována v roce 1993 [4]. Dále byly s využitím vyvážené homodynní detekce měřeny a rekonstruovány stlačené kvantové stavy světla [5] a jednofotonový (Fockův) stav světla, který byl generován pomocí parametrické frekvenční sestupné konverze [6]. V tomto experimentu byla provedena první homodynní tomografie vysoce neklasického stavu s průkazným měřením záporných hodnot Wignerovy funkce. Rekonstrukce jednofotonového Fockova stavu byla experimentálně realizovaná i v práci [7]. Zde byla využita nová metoda vysokofrekvenční homodynní tomografie. Stejná skupina využila získaných výsledků z homodynní tomografie jednofotonového Fockova stavu ke spojení kvantového a klasického signálu, tedy jednofotonového Fockova stavu s koherentním stavem [8]. Tím bylo dosaženo generace nového stavu nazvaného SPACS (single-photon-added coherent states). Generace neklasických stavů je v současné době jeden ze směrů výzkumu v kvantové optice. V práci [9] byly generovány stlačené femtosekundové pulzy světla. S využitím homodynní detekce byly ověřovány kvantové vlastnosti tohoto světla. Stejná skupina použila homodynní detekci pro ověření vlastností světla s negaussovskou statistikou [10].

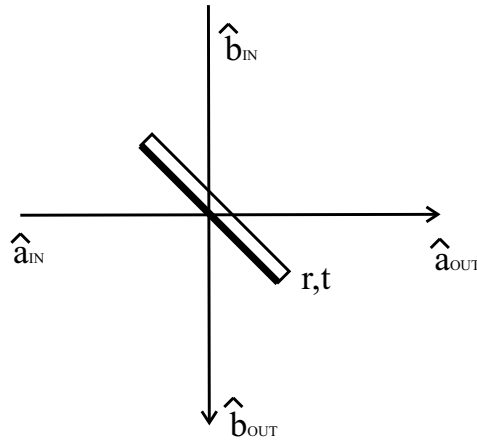
Machův–Zehnderův interferometr a homodynní detekce tvoří klíčové prvky také v kvantově komunikačních protokolech pro distribuci kvantového klíče s využitím koherentních stavů světla [11]. Dále se tyto prvky uplatňují také v experimentech studujících přenos a kódování informace s využitím moderních protokolů jako kvantová teleportace nebo kopírování kvantových stavů světla. V práci [12] byla provedena teoretická studie entanglementu na výstupu z Machova–Zehnderova interferometru, do kterého jsou na vstupu posílány stlačené stavy světla. V jednom ramenu interferometru je zaveden fázový posuv. Měřený entanglement je závislý na vstupní intenzitě, vstupním parametru stlačení světla a na zavedeném fázovém posuvu. Vizibilita interferenčních proužků je potom vyjádřena v závislosti na vstupní intenzitě pro různé hodnoty vstupního parametru stlačení. Další aplikací jsou interferometrické testy teleportace, které jsou teoreticky rozpracované v [13] a [14]. Do jednoho ramene Machova–Zehnderova interferometru je umístěno teleportační zařízení. Vizibilita je závislá na stupni entanglementu a udává účinnost teleportace. Například pro neentangleované páry fotonů je vizibilita $\nu \leq \sqrt{\frac{1}{5}}$. Zvýšení entanglementu pak vede i ke zvýšení vizibility, teoreticky až k maximální hodnotě 1. V práci [15] simuloval Machův–Zehnderův interferometr dělič svazku s nastavitelnými dělicími poměry. Změna dělicího poměru byla dosažena změnou relativního fázového posuvu mezi dvěma dráhami interferometru, tedy změnou délky jednoho ramene interferometru. V této práci byla vizibilita Machova–Zehnderova interferometru větší než 90 % jak pro vertikální, tak pro horizontální polarizaci vstupního světla. Interferometr byl dále použit pro experimentální klonování kvantových stavů světla. Machův–Zehnderův interferometr byl využit také při experimentálním ověření vlnově částicové duality [16]. Geometrie interferometru v tomto experimentu byla zvolena netradičně s úhly dopadu menšími než 45° . V experimentu byla dosažena hodnota vizibility $\nu \approx 98\%$ kvůli nedokonalostem použitých optických prvků.

Machův–Zehnderův interferometr je v podstatě velmi jednoduché zařízení a univerzální optický přístroj využívaný v mnoha aplikacích, pro které je důležitá hodnota vizibility interferenčních proužků. Cílem této práce je realizace vyváženého Machova–Zehnderova interferometru s vysokou vizibilitou interferenčních proužků. To zahrnuje teoretickou přípravu, návrh geometrie interferometru, experimentální realizaci interferometru, maximalizaci jeho vizibility a ověření závislosti vizibility na různých parametrech. V následující kapitole je popsána příslušná teorie. V kapitole 3 bude navrženo a diskutováno experimentální uspořádání Machova–Zehnderova interferometru. V kapitole 4 jsou popsány optické prvky použité při konstrukci interferometru a jejich vlastnosti. V kapitole 5 je podrobně popsána konstrukce Machova–Zehnderova interferometru, měření vizibility, ověření její závislosti na rozladění délek ramen interferometru, spektrální citlivosti detektoru a polarizaci vstupního signálu. Dále je studována stabilita interferometru. Získané výsledky jsou zhodnoceny v závěru. Dodatek obsahuje obrazovou dokumentaci.

2 Teorie

Významnou charakteristikou kvality interferometru je jeho vizibilita. V dalším textu bude vytvořen teoretický model pro vizibilitu a budou zavedeny a diskutovány faktory snižující vizibilitu.

Základním prvkem Machova-Zehnderova interferometru jsou děliče svazku. Vizibilita, jak dále ukážeme, je závislá na vlastnostech použitých děličů svazku. Dělič svazku popíšeme kvantově–mechanicky transformací vstupních a výstupních modů světla [17].



Obrázek 1: Schéma děliče svazku a označení vstupních a výstupních modů.

Pokud označíme anihilační operátory vstupních svazků \hat{a}_{IN} a \hat{b}_{IN} , výstupních svazků \hat{a}_{OUT} a \hat{b}_{OUT} (viz obrázek 1) a vlastnosti děliče svazku popíšeme pomocí koeficientů propustnosti t a odrazivosti r , můžeme transformaci zapsat maticově

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_{\text{OUT}} \\ \hat{b}_{\text{OUT}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_{\text{IN}} \\ \hat{b}_{\text{IN}} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Transformační matice je unitární a pro operátory platí komutační relace

$$[\hat{a}_{\text{IN}}, \hat{a}_{\text{IN}}^+] = [\hat{b}_{\text{IN}}, \hat{b}_{\text{IN}}^+] = [\hat{a}_{\text{OUT}}, \hat{a}_{\text{OUT}}^+] = [\hat{b}_{\text{OUT}}, \hat{b}_{\text{OUT}}^+] = 1, \quad (2)$$

$$[\hat{a}_{\text{IN}}, \hat{b}_{\text{IN}}^+] = [\hat{b}_{\text{IN}}, \hat{a}_{\text{IN}}^+] = [\hat{a}_{\text{OUT}}, \hat{b}_{\text{OUT}}^+] = [\hat{b}_{\text{OUT}}, \hat{a}_{\text{OUT}}^+] = 0. \quad (3)$$

Z těchto vlastností můžeme odvodit podmínky pro koeficienty propustnosti a odrazivosti

$$|t|^2 + |r|^2 = 1, \quad (4)$$

$$t^*r - tr^* = 0. \quad (5)$$

Zde $|t|^2$ odpovídá intenzitní propustnosti T a $|r|^2$ odrazivosti R děliče svazku. Rovnice (4) vyjadřuje zákon zachování energie v případě bezztrátového děliče. Pokud předpokládáme

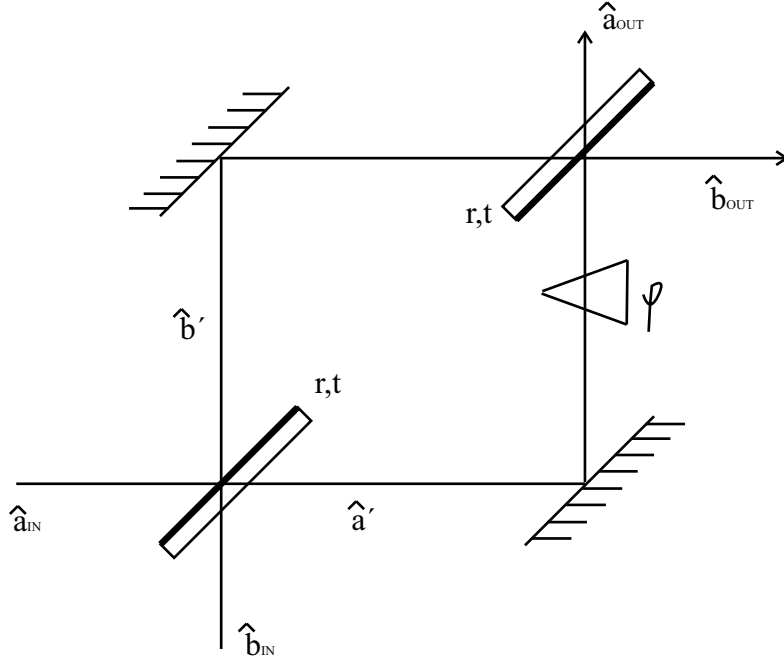
reálné koeficienty propustnosti a odrazivosti, můžeme popsat dělič svazku jedním parametrem θ ,

$$t = \cos \theta, \quad r = \sin \theta. \quad (6)$$

Takto zvolené parametry splňují podmínky dané rovnicemi (4) a (5).

Při popisu interferometru použijeme model dvou děličů se stejnými vlastnostmi, tedy $r_1 = r_2 = r$ a $t_1 = t_2 = t$. Model uvažující rozdílné optické vlastnosti vstupního a výstupního děliče svazku byl studován v práci [18]. V interferometru zavádíme fázový posuv $\varphi = \omega\tau$. S ohledem na experimentální realizaci budeme uvažovat fázové posuvy $\varphi/2$ respektive $-\varphi/2$ v prvním respektive druhém ramenu interferometru. Svazky vystupující z interferometru značíme indexy OUT a vstupující indexy IN, jak je znázorněné v obrázku 2. Pro transformaci svazku dostáváme

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_{\text{OUT}} \\ \hat{b}_{\text{OUT}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\varphi}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t & r \\ -r & t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_{\text{IN}} \\ \hat{b}_{\text{IN}} \end{pmatrix}. \quad (7)$$



Obrázek 2: Schéma Machova–Zehnderova interferometru se zavedeným fázovým posuvem φ .

Koeficienty odrazivosti a propustnosti budeme uvažovat reálné. Po úpravách, použití Eulerových vzorců a využití vzorce (4) dostaneme výstupní operátory ve tvaru

$$\hat{a}_{\text{OUT}} = 2t \cos \frac{\varphi}{2} (t\hat{a}_{\text{IN}} + r\hat{b}_{\text{IN}}) - e^{-i\frac{\varphi}{2}}\hat{a}_{\text{IN}}, \quad (8)$$

$$\hat{b}_{\text{OUT}} = 2t \cos \frac{\varphi}{2} (-r\hat{a}_{\text{IN}} + t\hat{b}_{\text{IN}}) - e^{i\frac{\varphi}{2}}\hat{b}_{\text{IN}}. \quad (9)$$

Signál z intenzitního detektoru ve výstupním ramenu \hat{a}_{OUT} je úměrný střední hodnotě $\langle \hat{N}_{\hat{a}_{\text{OUT}}} \rangle$ operátoru počtu fotonů $\hat{N}_{\hat{a}_{\text{OUT}}} = \hat{a}_{\text{OUT}}^+ \hat{a}_{\text{OUT}}$,

$$\begin{aligned} \hat{N}_{\hat{a}_{\text{OUT}}} &= \hat{N}_{\hat{a}_{\text{IN}}} \left(4t^4 \cos^2 \frac{\varphi}{2} - 4t^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} + 1 \right) + 4t^2 r^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \hat{N}_{\hat{b}_{\text{IN}}} + \\ &+ 2tr \cos \frac{\varphi}{2} \left(2t^2 \cos \frac{\varphi}{2} - e^{i\frac{\varphi}{2}} \right) \hat{a}_{\text{IN}}^+ \hat{b} + 2tr \cos \frac{\varphi}{2} \left(2t^2 \cos \frac{\varphi}{2} - e^{-i\frac{\varphi}{2}} \right) \hat{b}_{\text{IN}}^+ \hat{a}. \end{aligned} \quad (10)$$

Vystředováním operátoru počtu fotonů získáme interferenční zákon. V případě silného optického svazku bude střední hodnota $\langle \hat{N}_{\hat{a}} \rangle$ odpovídat klasické intenzitě I_{OUT} ,

$$I_{\text{OUT}} = (T^2 + R^2) I_{\text{IN}} - 2\sqrt{TR} \text{Re} [\langle u_1^*(t + \tau) u_2(t) \rangle], \quad (11)$$

kde T je propustnost děličů svazku, R je odrazivost děličů svazku, u_1 a u_2 jsou skalární komplexní amplitudy signálu v prvním a druhém ramenu interferometru a I_{IN} je intenzita signálu ve vstupním modu \hat{a}_{IN} . Vstupní mod \hat{b}_{IN} byl uvažován ve vakuovém stavu. Časová korelační funkce vyskytující se v interferenčním členu je definována pomocí střední hodnoty součinu komplexních amplitud signálu [1], [19],

$$\Gamma(\tau) = \langle u(t + \tau) u^*(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T u(t + \tau) u^*(t) dt. \quad (12)$$

Pomocí časové korelační funkce je zaveden komplexní stupeň časové koherence

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)}. \quad (13)$$

Užitím Schwartzovy nerovnosti získáme pro komplexní stupeň časové koherence podmínku $|\gamma(\tau)| \leq 1$. Dosazením korelační funkce a následně komplexního stupně časové koherence do interferenčního zákona (11) a využitím $\gamma(\tau) = |\gamma(\tau)| e^{-i\varphi}$ dostáváme

$$I_{\text{OUT}} = (T^2 + R^2) I_{\text{IN}} - 2TR I_{\text{IN}} |\gamma(\tau)| \cos \varphi. \quad (14)$$

Vizibilita interferometru je definovaná jako

$$\nu = \frac{I_{\text{MAX}} - I_{\text{MIN}}}{I_{\text{MAX}} + I_{\text{MIN}}}, \quad (15)$$

kde I_{MAX} a I_{MIN} je maximální a minimální hodnota intenzity výstupního modu. Pro $\cos \varphi = \pm 1$ dostaneme $I_{\text{MAX,MIN}} = (T^2 + R^2) I_{\text{IN}} \pm 2TR I_{\text{IN}} |\gamma(\tau)|$ a vizibilitu můžeme vyjádřit pomocí propustnosti T a odrazivosti R děličů svazku a absolutní hodnoty komplexního stupně časové koherence $|\gamma(\tau)|$,

$$\nu = \frac{2TR}{T^2 + R^2} |\gamma(\tau)|. \quad (16)$$

Je patrné, že pro vyvážený dělič svazku platí $T = R = \frac{1}{2}$ a $\nu = |\gamma(\tau)|$. Měření vizibility umožňuje v tomto případě přímo určit stupeň časové koherence vstupního signálu.

S časovou korelační funkcí úzce souvisí spektrální hustota výkonu, která je definována vztahem

$$S(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left\langle \left| \int_{-T}^T u(t) e^{i2\pi\nu t} dt \right|^2 \right\rangle. \quad (17)$$

Spektrální hustota nabývá pouze nezáporných hodnot, $S(\nu) \geq 0$. Rozvedením definice (17), následnou transformací a zavedením časové korelační funkce $\Gamma(\tau)$ dostaneme Wiener-Chinchinův teorém

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\tau) e^{i2\pi\nu\tau} d\tau. \quad (18)$$

Známe-li spektrum signálu, můžeme pomocí Fourierovy transformace určit časové korelace a naopak. Vložíme-li před detektor spektrální filtr a nebo jinak změníme spektrální odezvu detektoru, změní se i $\Gamma(\tau)$. Tohoto faktu lze využít při justáži interference v pulzním režimu. Pro snazší justáž vložíme před detektor úzkopásmový spektrální filtr, který rozšíří korelační funkci $\Gamma(\tau)$ a tím i oblast interference.

V realizovaném experimentu je použit femtosekundový Ti-safírový laser. Jeho pulz lze považovat v prvním přiblížení za gaussovský vyjádřený funkcí

$$u(t) = \frac{e^{i\omega_0 t}}{\sqrt{\sqrt{2\pi}\sigma_t}} e^{-\frac{t^2}{4\sigma_t^2}}, \quad (19)$$

kde σ_t je intenzitní gaussovská pološířka. Dosadíme-li do korelační funkce (12), získáme opět gaussovskou funkci tvaru

$$\Gamma(\tau) = e^{-i\omega_0\tau} e^{-\frac{\tau^2}{8\sigma_t^2}}. \quad (20)$$

Čas τ vyjadřuje časové rozposunutí ramen inteferometru. Z předchozího plyne, že korelační pološířka je dvakrát širší než intenzitní pološířka vstupního gaussovského pulzu.

Pomocí optického spektrálního analyzátoru lze změřit plnou spektrální šířku v polovině maxima FWHM_λ světla vystupujícího z laseru. Pro pulz tvaru gaussovské funkce z ní lze určit časovou plnou šířku korelační funkce v polovině maxima

$$\text{FWHM}_\tau = \frac{\lambda^2 4 \ln 2}{\pi c \text{FWHM}_\lambda}, \quad (21)$$

kde $\lambda = 800 \text{ nm}$ je vlnová délka dopadajícího světla a $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ je rychlost světla ve vakuu. Z měření závislosti vizibility na časovém rozposunutí ramen zjistíme pološířku w této gaussovské funkce, což nám umožní jiným způsobem určit časovou plnou šířku korelační funkce v polovině maxima

$$\overline{\text{FWHM}}_\tau = 2w\sqrt{2 \ln 2}. \quad (22)$$

Časové šířky (21) a (22) by se měly rovnat za předpokladu gaussovského intenzitního profilu pulzů. Odchylka může být způsobena především nepřesným určením šířky spektra nebo tím, že tvar pulzu není přesně gaussovská funkce.

Pro použitý typ laseru se tvar pulzu pohybuje mezi gaussovskou funkcí a funkcí hyperbolický sekans. Amplituda signálu pro hyperbolický sekans bude mít tvar

$$u(t) = \sqrt{\frac{\ln(1 + \sqrt{2})}{2\Delta t}} \operatorname{sech} \left[2 \ln(1 + \sqrt{2}) \frac{t}{\Delta t} \right]. \quad (23)$$

Příslušná korelační funkce, kterou určíme dosazením (23) do (12), pak bude tvaru

$$\Gamma(\tau) = \frac{2 \ln(1 + \sqrt{2}) \frac{\tau}{\Delta t}}{\sinh \left[2 \ln(1 + \sqrt{2}) \frac{\tau}{\Delta t} \right]}. \quad (24)$$

Doposud jsme uvažovali ideální interferenci, pro kterou platí interferenční zákon ve tvaru (14). Ve skutečnosti nikdy nedosáhneme jednotkové vizibility. Interferenční člen je v reálném případě zmenšen faktorem určujícím prostorový překryv η_{MM} a faktorem určujícím překryv polarizačních stavů η_{PM} dopadajících na dělič. Tyto faktory můžeme vyjádřit ve tvaru

$$\eta_{MM} = \int U_1^*(\vec{x}) U_2(\vec{x}) d\vec{x}, \quad (25)$$

$$\eta_{PM} = \langle \psi_1 | \psi_2 \rangle, \quad (26)$$

kde U_1 , U_2 jsou módové funkce popisující prostorové rozložení intenzity a fáze svazků dopadajících na druhý dělič a $|\psi_1\rangle$, $|\psi_2\rangle$ jsou jejich polarizační stavy. Po dosazení do interferenčního zákona (14) dostáváme

$$I_{\text{OUT}} = (T^2 + R^2) I_{\text{IN}} - 2TR I_{\text{IN}} |\gamma(\tau)| \eta_{MM} \eta_{PM} \cos \varphi. \quad (27)$$

Vizibilita je potom dána vztahem

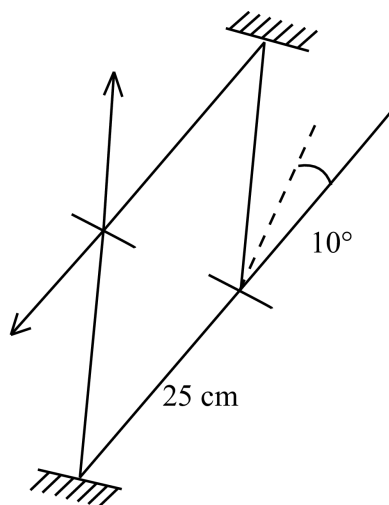
$$\nu = \frac{2TR}{T^2 + R^2} |\gamma(\tau)| \eta_{MM} \eta_{PM}. \quad (28)$$

Pro dosažení co nejvyšší vizibility je nutné, aby se všechny tyto faktory blížily k jednotce. Faktor $\frac{2TR}{T^2 + R^2}$ bude maximální pro děliče s dělicím poměrem 50%/50%. Shodu polarizací lze rovněž optimalizovat výběrem děličů, zrcátek a také správné geometrie interferometru. Pokud budeme dodržovat malé úhly dopadu na optické komponenty, bude shoda polarizací v obou ramenech lepší než pro velké úhly dopadu. V případě špatné shody polarizací je možné doplnit do ramen interferometru půlplnné a čtvrtplnné destičky a sladit polarizaci pomocí nich. Absolutní hodnotu komplexního stupně časové koherence $|\gamma(\tau)|$ lze maximalizovat přesným vyvážením optických drah v obou ramenech. Toho lze dosáhnout pomocí mikroposuvů nebo motorizovaných posuvů. Prostorový překryv η_{MM} maximalizujeme tím, že dokážeme vést svazky tak, aby se paralelně překrývaly na děliči. Dále musí mít stejné rozložení intenzity a fáze v rovině kolmé na směr šíření.

3 Návrh geometrie interferometru a výběr optických komponent

Pro dosažení maximální vizibility interferometru je důležité vhodně vybrat optické komponenty, které budou v interferometru použity. Klasická geometrie Machova–Zehnderova interferometru je pravoúhlá. U této geometrie nemusíme ve většině případů brát ohledy na rozměry montáží nebo velikosti optických komponent, ale dochází ke změnám polarizací při odrazech a tím ke zmenšení výsledné vizibility. Úhel dopadu 45° dále vede k menší optické apertuře a větším fázovým distorzím na nedokonale rovinných plochách optických komponent. Uvažujeme-li, že malý úhel dopadu svazku na dělič zaručuje lepší shodu v dělicím poměru pro různé polarizace, byl vybrán úhel dopadu 10° . Musely být nalezeny zrcátka s vysokou odrazivostí a děliče svazku s dělicím poměrem blízcím se k 50%/50%. Všechny optické komponenty musí být navrženy pro vlnovou délku 800 nm, což je vlnová délka použitého zdroje světla.

Dielektrická zrcátka s vysokou odrazivostí (až 99,9%) jsou pro požadovanou vlnovou délku dobře dostupná. Děliče svazku musely být speciálně navrženy. Takto konstruovaný dělič svazku dosahuje pro úhel dopadu 10° podle výrobce dělicí poměr 50%/50% s přesností $\pm 3\%$. Souhlas vstupních a výstupních polarizací pro tento úhel je lepší než $\pm 1\%$. Děliče jsou deskové s průměrem 2,5 cm a tloušťkou 3 mm. Pro menší úhel dopadu je zaručena větší aktivní plocha děliče. Je tedy prakticky vyloučené, aby docházelo ke ztrátám ořezáváním svazku na montážích. Tato vlastnost je důležitá také proto, že ve velké vzdálenosti se svazek difrakcí rozšiřuje. Pokud budeme využívat velké aktivní plochy děliče a nebude nutné svazek fokusovat nebo transformovat na menší pološířku, vyhneme se používání čoček. Není tedy potřeba umísťovat do interferometru více komponent, než je nezbytné. Malý úhel dopadu svazku zaručuje také menší vlnové aberace signálu.



Obrázek 3: Návrh geometrie Machova–Zehnderova interferometru.

Díky těmto výhodám bude Machův–Zehnderův interferometr realizován v geometrii s úhlem dopadu svazku na vstupní dělič a tedy i všechny optické komponenty interferometru přibližně 10° . Vzhledem k těmto vlastnostem a k rozměrům vybraných montáží pro dělič svazku byla odhadnuta délka ramene interferometru na 50 cm (obr. 3). Je samozřejmě možné zkonstruovat interferometr s delšími rameny. V tomto experimentu bude maximalizována vizibilita Machova–Zehnderova interferometru a budou zkoumány vlastnosti vizibility v závislosti na různých parametrech. Pro tyto aplikace vyžadujeme co nejjednodušší geometrii interferometru. Proto byla zvolena relativně krátká délka ramen interferometru. Jestliže však bude nutné vložit dovnitř interferometru optický prvek navíc (jako například $\lambda/2$ destičku pro kontrolu polarizace), nemělo by to při vhodné volbě montáže působit problémy.

4 Měření vlastností použitých optických komponent

Při konstrukci Machova-Zehnderova interferometru byly použity optické prvky s dielektrickými vrstvami navržené pro příslušnou vlnovou délku. Obsahem této kapitoly je popis těchto prvků, jedná se o zrcátka a dělič svazku. Dále bude popsáno měření jejich optických vlastností (odrazivost a propustnost).

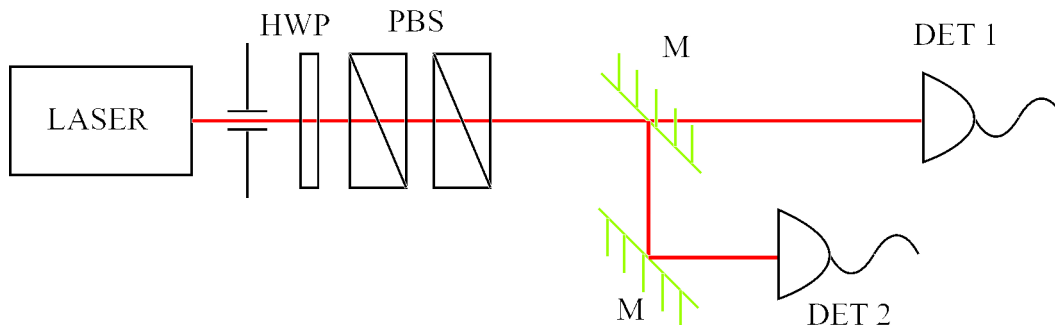
K měření vlastností optických prvků byl použit titan safírový laser MIRA 900 (Coherent) podrobně popsáný v kapitole 5 a referenční měřič výkonu FieldMaster GS s 50 mW detekční hlavou LM2 (Coherent). Při absolutním měření pracuje detekční hlava LM2, která je založená na křemíkové fotodiodě s aktivní plochou o průměru 0,75 cm, s absolutní přesností $\pm 5\%$ v rozmezí vlnových délek 400 – 1064 nm. Pro všechna měření byla nastavena vlnová délka 800 nm. Přesnost zobrazovací jednotky FieldMasteru udává výrobce na $\pm 1\%$. Referenční měřič výkonu byl připojen přes sériové rozhraní k počítači, kde probíhala akvizice dat.

V interferometru byla použita dielektrická zrcátka BB1-E03 (ThorLabs) odrážející světlo o vlnové délce v intervalu 700 – 1150 nm. Pro zvýšení přesnosti měření odrazivosti bylo použito dvou stejných zrcátek. Svazek na ně dopadal pod malým úhlem přibližně $(9 \pm 1)^\circ$. Odrazivost R jednoho zrcátka je dána vztahem

$$R = \sqrt{\frac{P_1}{P_2}}, \quad (29)$$

kde P_1 je výkon svazku odrážejícího se od obou zrcátek a P_2 výkon svazku dopadajícího přímo na detekční hlavu měřiče výkonu (obr. 4). Měření bylo provedeno při optických výkonech 100, 300, . . . , 900 μW . Z naměřených hodnot byla pro úhel dopadu $(9 \pm 1)^\circ$ určena odrazivost $R = (99,6 \pm 0,1)\%$. Podle údajů od výrobce má zrcátko odrazivost $R = 99,8\%$ pro kolmý úhel dopadu. Podrobnější popis měření je v práci [20].

Pro konstrukci interferometru byly použity speciálně navržené dělič svazku PO-Z11-VCO/2004 (Eksma). Tyto dělič jsou navrženy pro úhel dopadu 10° . Protože se jedná o deskový dělič, je dělicí vrstva nanášena pouze na jednu stranu dělice. Tato strana je



Obrázek 4: Schéma měření odrazivosti dielektrického zrcátka BB1-E03 (M). Půlvlnná destička (HWP) a polarizační děliče svazku (PBS) slouží jako variabilní atenuátor optického výkonu.

označena na hraně děliče a dále ji budeme značit S1. Druhou stranu, která je kvůli omezení ztrát potažena antireflexní vrstvou, budeme značit S2.

Měření dělicího poměru probíhalo tak, že svazek byl nejprve utlumen na potřebný výkon pomocí dvou polarizačních děličů svazku (PBS). Poté se odrazil od dvou zrcátek (M), které sloužily pro kontrolu polohy a úhlu svazku, viz obrázek 5. Čočka BPX 300 (L) s ohniskovou vzdáleností $f = 0,5$ m fokusovala svazek na aktivní plochu detekční hlavy měřiče výkonu FieldMaster. Detekční hlava byla umístěna prvně před dělič svazku (DET 1 na obr. 5), kde byl změřen výkon P . Následně byla detekční hlava umístěna za dělič svazku (BS) do cesty propuštěnému resp. odraženému svazku (DET 2 resp. DET 3 na obr. 5), kde byl měřen výkon P_T respektive P_R . Propustnost T a odrazivost R byla vypočtena podle vztahů

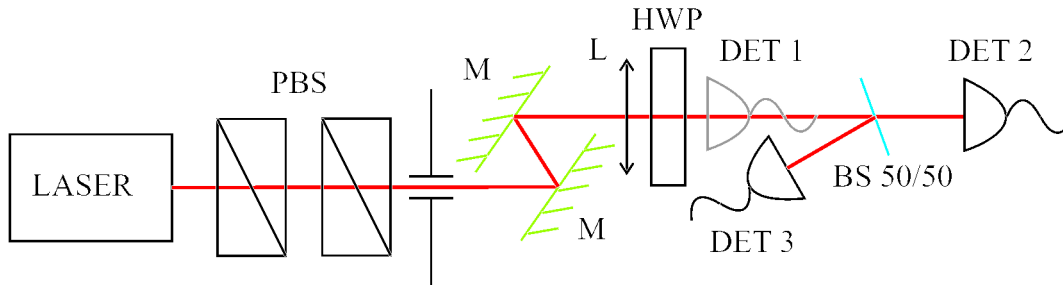
$$T = \frac{P_T}{P}, \quad (30)$$

$$R = \frac{P_R}{P}. \quad (31)$$

Dělicí poměr byl měřen při výkonu přibližně $500 \mu\text{W}$. Pro všechna měření dělicích poměrů bylo použito středování přes 60 hodnot odečítaných po 0,5 s, takže doba jednoho měření byla 0,5 min.

Dělicí poměr byl ověřován pro úhly dopadu 7° , 10° a 13° . Orientace lineární polarizace vstupního svazku byla kontrolována pomocí $\lambda/2$ destičky (HWP). Měření bylo provedeno pro lineární polarizaci kolmou (s) a rovnoběžnou (p) s rovinou dopadu v realizovaném experimentálním uspořádání (obr. 5), tomu odpovídá postupně vertikální a horizontální polarizace. Dělicí poměr děliče byl měřen pro oba vstupní porty, tedy jak pro svazek dopadající ze strany dělicí vrstvy S1 (tabulka 1), tak pro svazek dopadající ze strany S2 (tabulka 2).

Naměřené hodnoty dělicího poměru jsou v dobré shodě s údaji od výrobce. Nejlepší hodnoty odchylovající se od poměru 50/50 nejvýše o 0,9 % byly naměřeny pro úhel 10° , pro který je dělič navržený.



Obrázek 5: Schéma měření odrazivosti a propustnosti děliče svazku PO-Z11-VCO/2004 (BS 50/50). Polarizační děliče svazku (PBS) slouží k regulaci výkonu a dielektrická zrcátka (M) ke kontrole polohy a úhlu svazku.

S1	7°		10°		13°	
	p	s	p	s	p	s
$R[\%]$	$49,7 \pm 0,1$	$48,9 \pm 0,1$	$50,5 \pm 0,1$	$49,1 \pm 0,2$	$51,1 \pm 0,2$	$49,49 \pm 0,02$
$T[\%]$	$50,3 \pm 0,2$	$50,4 \pm 0,1$	$49,78 \pm 0,04$	$50,2 \pm 0,1$	$48,4 \pm 0,3$	$49,8 \pm 0,1$

Tabulka 1: Dělicí poměry pro svazek dopadající na stranu S1 pod různými úhly a pro různé polarizace.

S2	7°		10°		13°	
	p	s	p	s	p	s
$R[\%]$	$50,0 \pm 0,1$	$49,37 \pm 0,03$	$50,9 \pm 0,3$	$49,7 \pm 0,1$	$51,6 \pm 0,1$	$49,9 \pm 0,02$
$T[\%]$	$50,0 \pm 0,1$	$50,5 \pm 0,2$	$49,5 \pm 0,2$	$50,3 \pm 0,2$	$48,3 \pm 0,1$	$49,9 \pm 0,2$

Tabulka 2: Dělicí poměry pro svazek dopadající na stranu S2 pod různými úhly a pro různé polarizace.

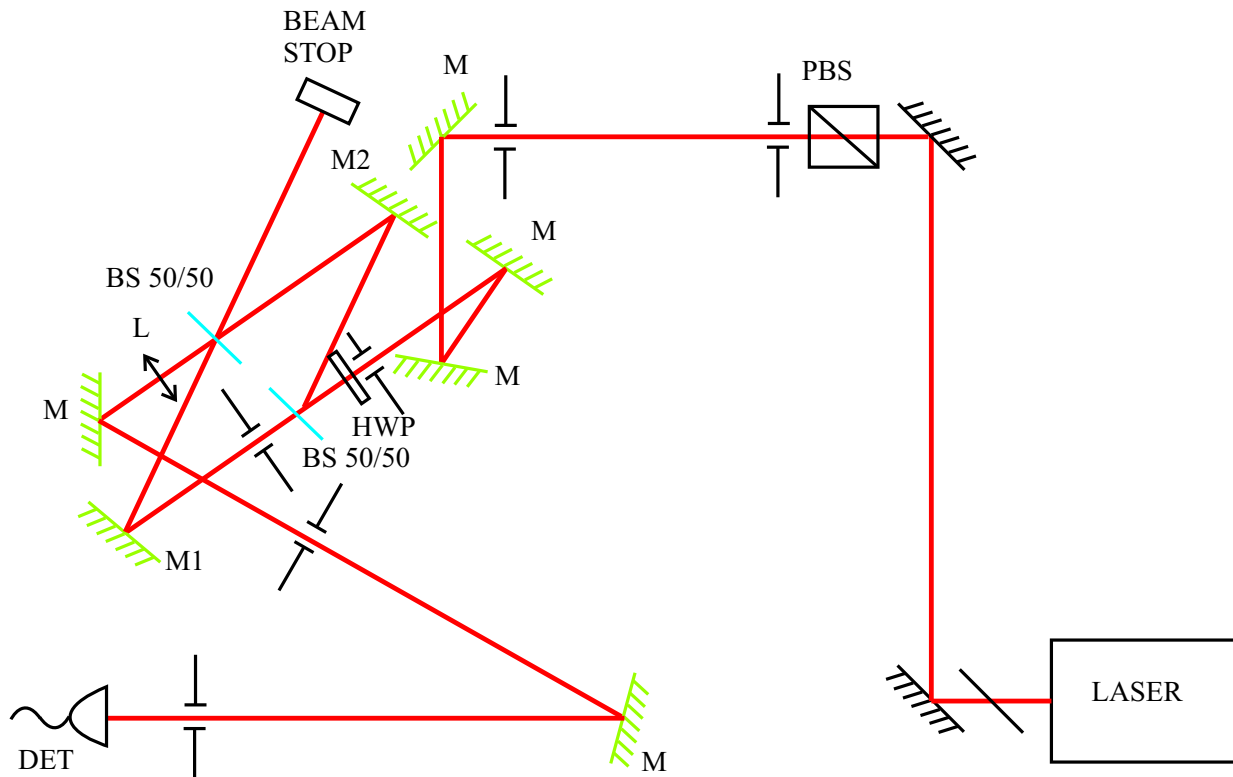
5 Experimentální realizace Machova–Zehnderova interferometru

V této kapitole bude popsána konstrukce a justáž Machova–Zehnderova interferometru. Dále budou diskutovány metody pro získání co nejvyšší hodnoty vizibility a studována závislost vizibility na různých parametrech.

Jako zdroj světla byl použit titan safírový (TiAl_2O_3) laser MIRA 900 (Coherent), který je opticky čerpán zářením z laseru Verdi-V8. Tento zdroj má schopnost vyzářit světlo o výkonu až 1 W. Výhodou systému je možnost nastavení vlnové délky vyzářeného světla podle potřeby v intervalu od 780 nm do 900 nm. Pro náš experiment byla nastavena vlnová délka vždy na 800 nm. U tohoto typu laseru je také možné měnit režim záření z kontinuálního na pulzní a naopak, což je další kladná vlastnost tohoto systému. Toho

můžeme dobře využít při justáži interference, jak bude diskutováno dále v kapitole 5.1. Pro pulzní režim vykazuje laser vyšší stabilitu. Opakovací frekvence laseru v pulzním režimu je 76 MHz. Z laseru vždy vystupuje světlo s horizontální polarizací. Vlastnosti dané výrobcem laseru MIRA 900 jsou v dodatku B. Důležitým parametrem pro pulzní režim laseru je šířka spektra. Spektrální šířka byla měřena spektrálním analyzátozem (APE) s rozlišením 0,2 nm. Spektrální analyzátor měří plnou šířku v polovině maxima FWHM_λ . V experimentu byla šířka spektra při všech měřeních v pulzním režimu přibližně 5 nm.

Pro další práci se svazkem ho bylo nutné po výstupu z laseru upravit (viz obrázek 6). Vzhledem k tomu, že záření z laseru slouží i k jiným aplikacím, mají první dvě zrcátka nižší odrazivost. Dochází na nich k odštěpení světla do dalšího stupně laserového systému a do spektrálního analyzátoru. Svazek měl tedy optický výkon přibližně 60 % původního výkonu laseru MIRA. Po odrazu od těchto dvou zrcátek procházel svazek přes polarizační dělič svazku PBS (GL5, ThorLabs), pomocí kterého byl regulován výkon vyzářeného světla. Polarizační dělič byl upevněn v rotační montáži, která umožňovala jak hrubý tak jemný posuv, což bylo výhodné pro přesné nastavení výkonu. Irisové clonky a zrcátka (M), od kterých se svazek odrážel, sloužily ke kontrole polohy a úhlu svazku. Půlvlnná destička (HWP) umožňovala měnit orientaci lineární polarizace světla vstupujícího do interferometru. Na vstupním děliči svazku (BS 50/50) bylo světlo rozděleno v poměru přibližně 50 %/50 %. V obou ramenech se svazek odrážel od zrcátek (M1, M2) a pak se skládal na výstupním děliči svazku, kde docházelo k interferenci světla. Vstupní dělič svazku byl umístěn v montáži KC1-T (ThorLabs), která umožňovala náklon v horizontálním, vertikálním a diagonálním směru, a zrcátko M1 v levém ramenu interferometru bylo v montáži KM100 (ThorLabs), která umožňovala náklon pouze v horizontálním a vertikálním směru. Zrcátko M2 v pravém ramenu bylo umístěno v montáži KS1 (ThorLabs) doplněné mikrometrickým posuvem. Pro první měření byl použit manuální mikrometrický posuv, který byl později nahrazen lineárním motorizovaným posuvem MFACC s ovladačem SMC100CC (Newport). Montáž tohoto zrcátka umožňovala náklon v horizontálním, vertikálním i diagonálním směru. Výstupní dělič svazku byl umístěn v montáži KC1-PZ (ThorLabs) s piezoposuvem kontrolovaným ovladačem MDT693 (ThorLabs), který umožňoval jemný náklon v horizontálním, vertikálním, případně diagonálním směru. Jestliže byly všechny náklony současně posunuty o stejnou vzdálenost, montáž umožňovala jemný podélný posuv. Těchto montáží bylo využito při samotné justáži interference i při zvyšování vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Z výstupního děliče vycházely dva svazky z nichž jeden byl zablokován (BEAM STOP) a druhý byl dále zpracováván. Čočka (L) BPX 400 (ThorLabs) s ohniskovou vzdáleností $f = 75$ cm sloužila ke kolimaci svazku. Pomocí irisových clonek byla přesněji justována paralelnost svazků. Svazek dopadal na detektor (DET). Pro měření popsané v kapitolách 5.1 až 5.5 byl jako detektor využit referenční měřič výkonu Field-Master GS s 50 mW detekční hlavou LM2 (Coherent). Pro měření stability Machova–Zehnderova interferometru byla jako detektor využita PIN dioda S5971 (Hamamatsu), viz sekci 5.6.



Obrázek 6: Schéma experimentální realizace Machova–Zehnderova interferometru (PBS = polarizační dělič svazku, M = zrcátko, HWP = půlvlnná destička, BS 50/50 = dělič svazku, L = čočka, DET = detektor).

5.1 Konstrukce a justáž Machova–Zehnderova interferometru

Při konstrukci Machova–Zehnderova interferometru bylo důležité co nejpřesněji dodržet zvolený úhel dopadu 10° . Jako první optická komponenta interferometru bylo umístěno zrcátko (dále bude značeno M1) do levého ramene interferometru, které bylo upevněno v horizontální rotační montáži. Pomocí této rotace byl přesně nastaven úhel dopadu 10° . Při polovičním úhlu dopadu určil odražený svazek osu interferometru, na kterou bylo umístěno do vzdálenosti přibližně 49,5 cm zrcátko M2 tak, aby svazek dopadal na jeho střed. Zrcátko M2 bylo umístěno kolmo na osu interferometru, což bylo možné kontrolovat pomocí zpětného odrazu od zrcátka M2. Poté bylo zrcátko M1 nastaveno zpět na úhel dopadu 10° . Po tomto nastavení byl do svazku před zrcátko M1 vložen vstupní dělič svazku tak, že musel splňovat tyto podmínky: svazek musel dopadat na střed vstupního děliče, jeho vzdálenost k oběma zrcátkům M1, M2 musela být stejná a odražený svazek musel dopadat na střed zrcátka M2. Pro jemné doladění polohy svazku sloužily šrouby na montáži, ve které byl umístěn vstupní dělič svazku. Výstupní dělič svazku byl umístěn do interferometru tak, aby optická dráha svazku byla v obou ramenech přibližně stejná a svazky z obou ramen

interferometru dopadaly na dělič v jeho středu. Pomocí šroubů na zrcátkách bylo možné nastavit překrytí svazků na výstupním děliči.

V první fázi justáže interference byl použit kontinuální režim laseru MIRA 900. Koherenční délka laseru v kontinuálním režimu je několik metrů. Budou-li se svazky na děliči překrývat, nastane interference, i když nebudou ramena Machova–Zehnderova interferometru dráhově vyvážená. Aby se svazky na výstupním děliči co nejlépe překrývaly, je nutné dosáhnout jejich paralelnosti. Ta byla nastavena pomocí dvou irisových clonek umístěných za výstupní dělič do svazku tak, aby optická vzdálenost první clonky a výstupního děliče i první a druhé clonky byla přibližně stejná. Jedno rameno interferometru bylo zablokováno. Irisové clonky byly nastaveny tak, aby svazek procházel přesně jejich středem i po uzavření clonek. Za clonky byl umístěn detektor a optický výkon byl přesným nastavením irisových clonek maximalizován. Poté bylo zablokované rameno, vzhledem ke kterému byly nastaveny clonky, a clonkami procházel svazek z druhého ramene interferometru. Maximalizace jeho optického výkonu propuštěného přes přivřené clonky byla provedena pomocí šroubů na montážích zrcátka a děliče. Tímto postupem dosáhneme dobré paralelnosti svazků. Čím dále od sebe budou irisové clonky umístěny, tím dokonalejšího překryvu svazků můžeme dosáhnout. V experimentu byla vzdálenost mezi první clonkou a výstupním děličem přibližně rovna vzdálenosti mezi clonkami, a to 60 cm. Na zvoleném pořadí ramen při justáži nezáleží. Zvolíme-li jako první levé rameno, tzn. svazek se od výstupního děliče odráží, používáme k maximalizaci optického výkonu clonky. Pravé rameno bude justováno pomocí šroubů na montáži zrcátka M2 a vstupního děliče. Bude-li první pravé rameno interferometru, tzn. svazek je výstupním děličem propuštěn, justáž levého ramene bude realizována pomocí šroubů na montáži příslušného zrcátka M1 a výstupního děliče. Tuto metodu pro justáž paralelnosti svazků, to znamená co nejdokonalejšího překryvu svazků na výstupním děliči, lze využít nejen v kontinuálním režimu, ale také v pulzním režimu.

V další fázi byl použit pulzní režim laseru MIRA 900. Délka laserového pulzu v tomto režimu je v řádu desítek mikrometrů. Optické dráhy ramen Machova–Zehnderova interferometru musí být vyvážené s přesností na desítky mikrometrů, aby se pulzy z obou ramen interferometru potkaly na výstupním děliči svazku a došlo k interferenci. Toho dosáhneme využitím montáže zrcátka M2 v pravém ramenu interferometru. Tato montáž umožňuje díky mikroposuvu velmi jemně měnit optickou dráhu pravého ramene interferometru. Velikost intervalu, kdy světlo v pulzním režimu interferuje na výstupním děliči svazku, je přibližně $100\ \mu\text{m}$. Při justáži popsané na začátku této kapitoly bylo možné nastavit optickou délku drah s přesností na milimetry bez použití šroubů na montážích optických komponent. S využitím manuálního mikrometrického posuvu zrcátka M2 bylo možné tuto přesnost zlepšit až na $10\ \mu\text{m}$. Manuální mikroposuv byl později nahrazen motorizovaným mikroposuvem kvůli zvýšení přesnosti v nastavení optických drah interferometru. Optická dráha pravého ramene interferometru byla měněna po $20\ \mu\text{m}$ do té doby, dokud se na stínítku neobjevil interferenční obrazec. Jako stínítko byla použita čtvrtka papíru, která byla umístěna do jednoho portu výstupního děliče. Při dostatečném optickém výkonu bylo možné na stínítku pozorovat stopu svazku pouhým okem i při vlnové délce 800 nm. Pro menší výkony je třeba použít IR hledáček nebo CCD kameru. Jestliže byla ramena Machova–Zehnderova interferometru vyvážena s dostatečnou přesností, bylo třeba

zopakovat justáž paralelnosti svazků. Při změně polohy zrcátka (M2) v pravém ramenu mohlo dojít k mírnému posunu polohy dopadu svazků na výstupní dělič a k rozladění překryvu svazků na tomto děliči. Proto bylo důležité zopakovat justáž pomocí irisových clonek. Tyto dva postupy bylo nutné kombinovat. Pokud byla dokonale vyvážená ramena Machova–Zehnderova interferometru, bylo možné doladit překryv už jen pomocí piezoposuvu na výstupním děliči svazku. Některé další techniky justáže Machova–Zehnderova interferometru byly podrobně popsány v pracích [21], [22] a [23].

5.2 Měření vizibility Machova–Zehnderova interferometru

Dalším krokem po justáži Machova–Zehnderova interferometru popsané v předchozí sekci bylo najít maximum vizibility. Maximum vizibility je uprostřed intervalu interference, který je dán koherenční délkou laseru v pulzním režimu. Pomocí motorizovaného mikrometrického posuvu zrcátka M2 v pravém ramenu bylo možné tuto polohu najít. Pomocí piezoposuvu na výstupním děliči svazku bylo nalezeno minimum optického výkonu v jednom z výstupních portů interferometru. Svazek dopadal na detektor celý. To znamená, že po justáži pomocí irisových clonek byly tyto clonky opět plně otevřeny a nedocházelo k ořezávání svazku. Skenování interferenčních proužků probíhalo pomocí automatického posouvání piezoposuvu výstupního děliče. Tento posuv umožňuje měnit polohu děliče ve všech třech osách buď zvlášť nebo zároveň, jak bylo diskutováno dříve. Při skenování interferenčních proužků byly všechny tři vzdálenosti měněny o stejnou délku. Docházelo tedy k podélnému posuvu děliče ve směru osy interferometru. Detektor detekoval optický výkon a ten byl zaznamenáván v počítači přes sériové rozhraní. Interval posuvu byl nastaven tak, aby byly skenovány vždy tři interferenční proužky, tzn. $3\lambda = 2,4\ \mu\text{m}$. Ze souboru hodnot bylo nalezeno minimum a maximum optického výkonu a vizibilita Machova–Zehnderova interferometru byla určena podle vzorce (15). Maximální dosažená hodnota vizibility se pohybovala v rozmezí hodnot $\nu = 98,8\ \% \div 99,0\ \%$.

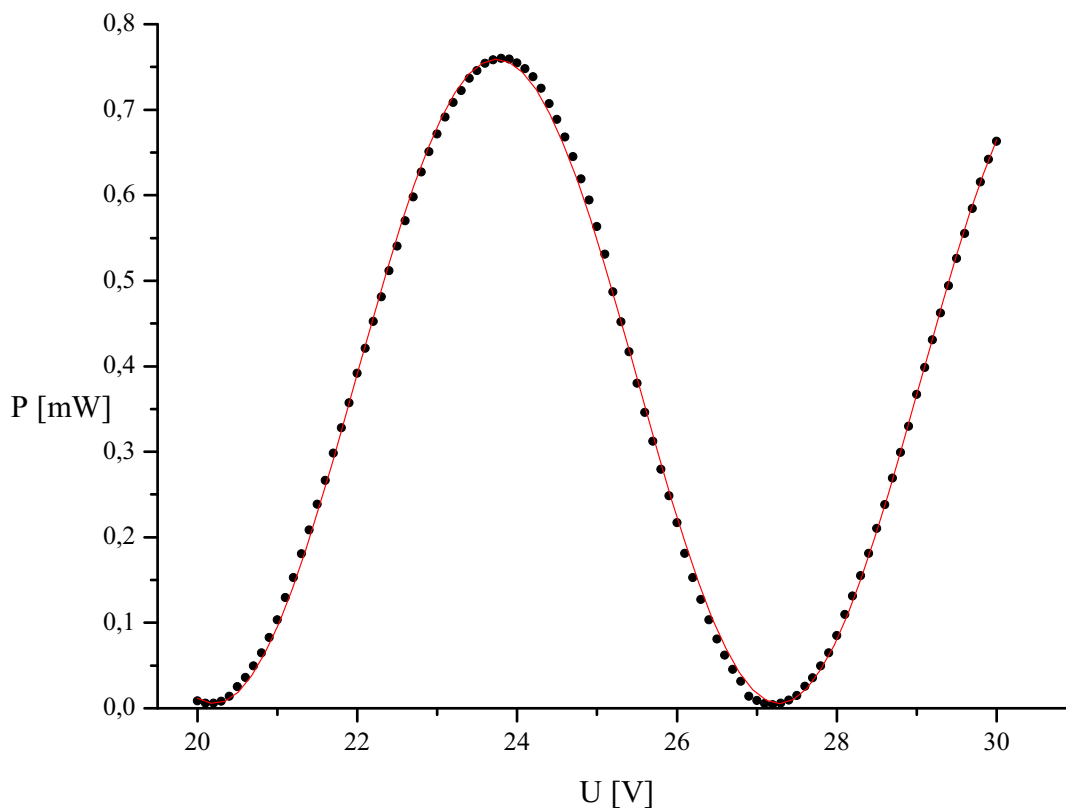
Na obrázku 7 je znázorněn průběh interferenčního proužku Machova–Zehnderova interferometru v pulzním režimu laseru. Vizibilita pro toto měření byla $\nu = 98,9\ \%$. Naměřené hodnoty byly proloženy funkcí sinus. Vizibilita získaná z parametrů proložené křivky byla $\nu_{\text{SIN}} = 98,5\ \%$. Odchylka naměřené vizibility ν a vizibility získané proložením funkcí sinus ν_{SIN} je minimální ($\Delta\nu = 0,4\ \%$). Vzhledem k této skutečnosti bylo měření vizibility Machova–Zehnderova interferometru při popsáních podmínkách velmi přesné.

5.3 Měření závislosti vizibility Machova–Zehnderova interferometru na rozladění délek ramen

Doposud byla měřena vizibilita v maximu. To znamená, že ramena Machova–Zehnderova interferometru byla přesně vyvážená. Zavedeme-li dráhový posuv, tzn. budeme-li rozladovat délky ramen, můžeme měřit závislost vizibility právě na rozladění délek ramen,

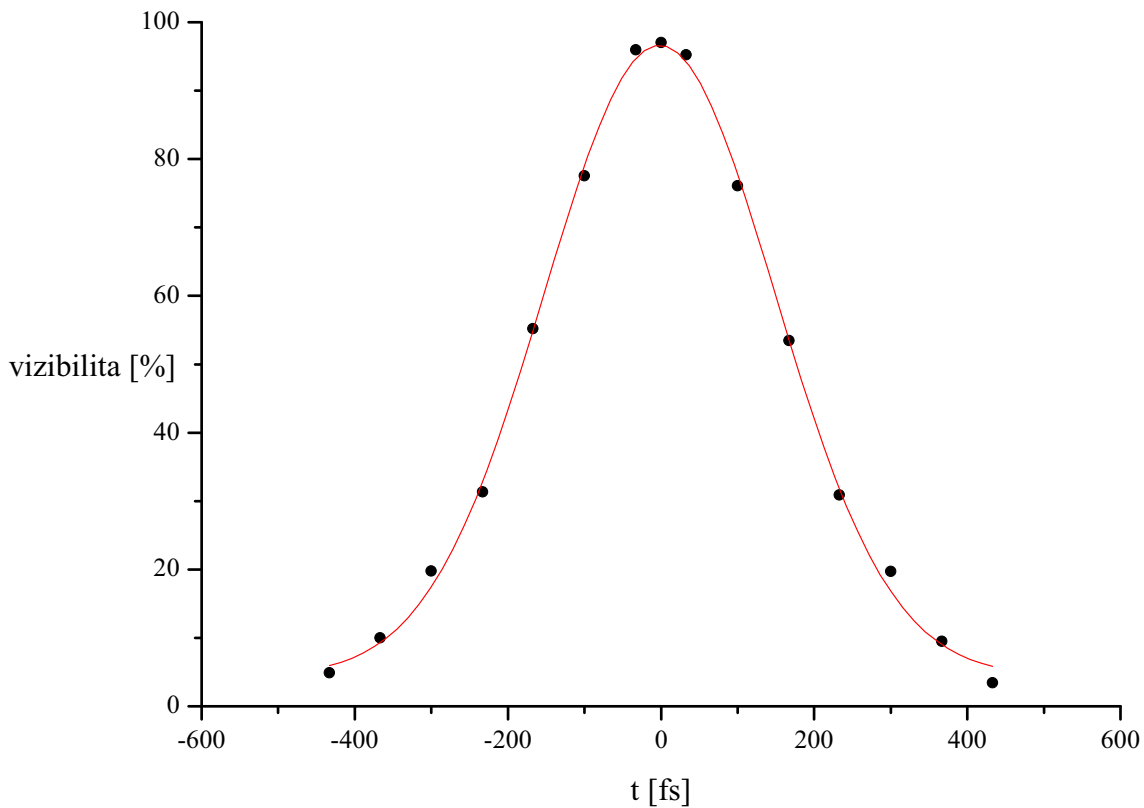
tedy $\nu = \nu(\tau)$. Rozladění bylo realizováno pomocí montáže zrcátka M2 v pravém ramenu Machova–Zehnderova interferometru. Díky této montáži bylo možné měnit polohu zrcátka M2 ve směru osy interferometru.

V prvních měřeních byla využita montáž zrcátka M2 v pravém ramenu interferometru s mechanickým mikroposuvem. Pro zpřesnění měření byla později tato montáž nahrazena motorizovaným mikroposuvem. Pro každou polohu zrcátka M2 určenou tímto mikroposuvem byla vizibilita skenovaná automaticky vždy třikrát pomocí piezoposuvu na výstupním děliči svazku, jak je popsáno v sekci 5.2. Mezi jednotlivými měřeními vizibility nebyla měněna justáž Machova–Zehnderova interferometru. V grafech jsou vyneseny průměrné hodnoty vizibility v závislosti na rozposunutí délek ramen interferometru. Toto rozpo-



Obrázek 7: Typický interferenční proužek Machova–Zehnderova interferometru pro pulzní režim při vizibilitě přibližně $\nu = 98,9\%$. Na horizontální ose nezávislé proměnné je vyneseno napětí piezoposuvu a na vertikální ose závislé proměnné optický výkon při dané poloze výstupního děliče svazku. Body znázorňují naměřené hodnoty optického výkonu. Křivka představuje proložení těchto naměřených hodnot funkcí sinus. Maximální hodnota vizibility získaná proložení naměřených hodnot funkcí sinus je $\nu_{\text{SIN}} = 98,5\%$.

sunutí je přepočteno do časové škály pomocí vztahu $\tau = \frac{2\Delta l}{c}$, kde Δl je velikost posunutí motorizovaného mikroposuvu zrcátka M2 a $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ je rychlost světla ve vakuu. Na obrázcích 8, 9 a 10 je v grafech patrný zvolený interval přibližně 850 fs (odpovídající $260 \mu\text{m}$), ve kterém byla vizibilita měřena. Při tomto rozladění délek ramen interferometru došlo k maximálnímu příčnému horizontálnímu rozposunutí svazku na výstupním děliči o $0,4 \mu\text{m}$. Budeme-li uvažovat, že stopa svazku měla na výstupním děliči průměr přibližně 4 mm, je toto rozposunutí zanedbatelné a nemůže žádným způsobem ovlivnit získané výsledky.



Obrázek 8: Závislost vizibility na rozladění délek ramen interferometru. Vizibilita byla měřena pro interferometr bez krytu. Na horizontální ose nezávislé proměnné je rozposunutí délek ramen interferometru přepočtené do časové škály. Na vertikální ose závislé proměnné je vynesena vizibilita odpovídající rozladění délek ramen. Body znázorňují naměřené hodnoty vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Křivka představuje proložení těchto naměřených hodnot gaussovskou funkcí. Maximální hodnota naměřené vizibility je $\nu_{\text{MAX}} = (97,0 \pm 0,3) \%$ a maximální hodnota vizibility získaná proložení naměřených hodnot gaussovskou funkcí je $\nu_{\text{GAUSS}} = 96,6 \%$.

Na obrázku 8 je graf závislosti vizibility na rozladění délek ramen interferometru (pře-počtených do časové škály). Machův–Zehnderův interferometr byl bez jakéhokoli krytu. Naměřené výsledky jsou proloženy gaussovskou funkcí. Maximální naměřená vizibilita je $\nu_{\text{MAX}} = (97,0 \pm 0,3) \%$. Po proložení naměřených hodnot byla určena vizibilita in-terferometru z parametrů gaussovské funkce $\nu_{\text{GAUSS}} = 96,6 \%$. Odchylka těchto dvou charakteristik je $\Delta\nu = 0,4 \%$. Šířka spektra byla určena pomocí spektrálního analyzátoru, $\text{FWHM}_\lambda = 5,1 \text{ nm}$. Po přepočítání této hodnoty do časové škály obdržíme $\text{FWHM}_\tau = 369 \text{ fs}$. Z parametrů gaussovské funkce, kterou byly naměřené hodnoty proloženy, byla určena šířka korelační funkce $\overline{\text{FWHM}}_\tau = 354 \text{ fs}$. Odchylka těchto dvou hodnot je jen velmi malá a je pravděpodobně způsobena nepřesností měření spektrálního analyzátoru.

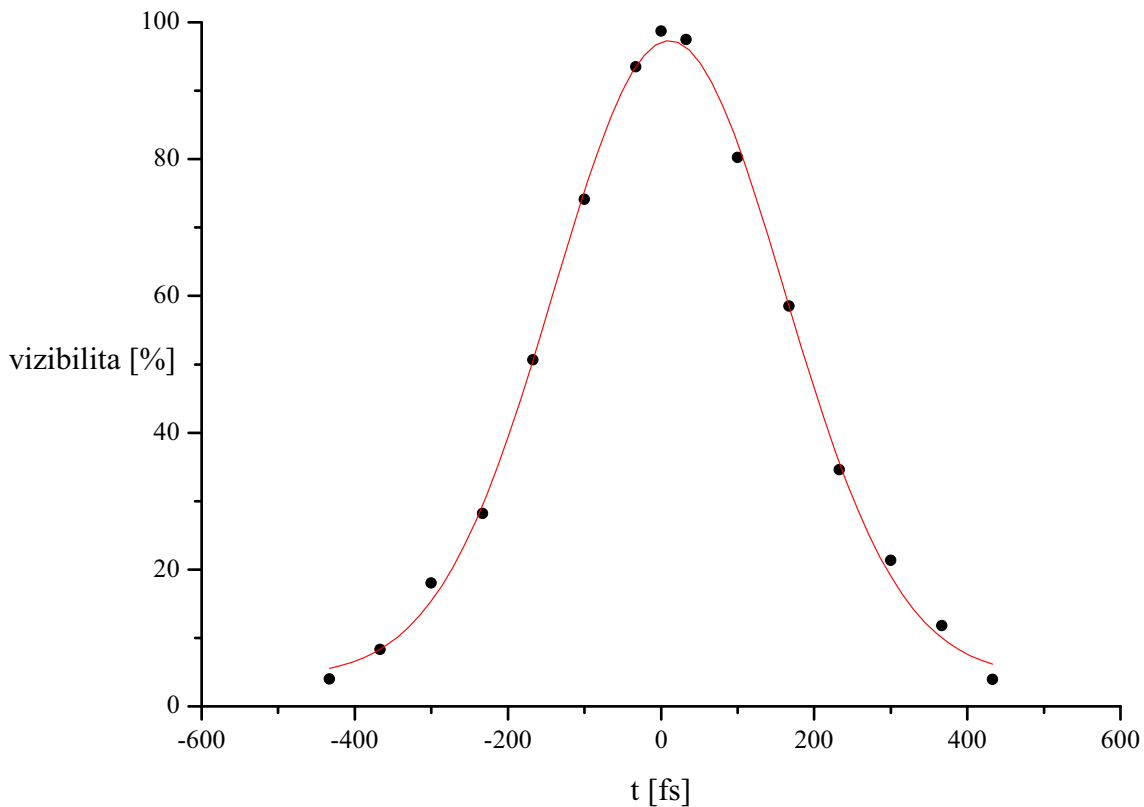
Vizibilita Machova–Zehnderova interferometru byla měřena také pro částečně zakryto-vaný interferometr. Graf závislosti vizibility na rozladění délek ramen pro tyto podmínky je na obrázcích 9 a 10. V prvním obrázku byly naměřené hodnoty proloženy opět gaussovskou funkcí. Hodnota maximální naměřené vizibility byla $\nu_{\text{MAX}} = (98,7 \pm 0,1) \%$ a hodnota vi-zibility daná parametry gaussovské funkce byla $\nu_{\text{GAUSS}} = 97,3 \%$. Vyšší hodnoty vizibility jsou dané lepší justáží interferometru v tomto měření. Použití krytu nemělo na hodnoty vi-zibility žádný viditelný vliv. Rozdíl v hodnotách vizibilit je $\Delta\nu = 1,4 \%$. Rozdíl v hodnotách vizibilit ν_{MAX} a ν_{GAUSS} je pravděpodobně způsoben nepřesností měření spektrálního ana-lyzátoru a odlišností tvaru laserového pulzu od teoreticky předpokládaného gaussovského průběhu. Před měřením byla opět určena spektrální šířka $\text{FWHM}_\lambda = 5,1 \text{ nm}$ pomocí spektrálního analyzátoru, což je ekvivalentní hodnotě $\text{FWHM}_\tau = 369 \text{ fs}$. Z parametrů Gaussovské funkce, kterou byly naměřené hodnoty proloženy, byla určena šířka korelační funkce $\overline{\text{FWHM}}_\tau = 354 \text{ fs}$. Odchylka těchto dvou hodnot je stejná jako v předchozím měření.

V obrázku 10 byl místo předpokládaného gaussovského průběhu uvažován průběh pulzu hyperbolický sekans pro stejné hodnoty měřené vizibility jako v předchozím případě. Ko-relační funkce hyperbolického sekantu má tvar (24). Maximum vizibility získané z proložení naměřených hodnot touto korelační funkcí bylo určeno jako $\nu_{\text{SECH}} = 98,6 \%$. Odchylka je v tomto případě $\Delta\nu = 0,1 \%$. Reálný tvar laserového pulzu je tedy podobnější funkci hy-perbolický sekans. Nicméně jak gaussovská funkce tak hyperbolický sekans popisují tvar pulzu pouze přibližně.

V závěru bylo měření vizibility plně zautomatizováno. Machův–Zehnderův interfero-metr mohl být po celou dobu měření zakrytovaný. V počítači bylo možné nastavit interval skenování a počet měření vizibilit interferometru. Díky této možnosti byl rozšířen interval rozladění délky ramen přibližně na dvojnásobek, což představuje interval přibližně $510 \mu\text{m}$ respektive $1,7 \text{ ps}$. Měřeno bylo 101 hodnot vizibility. Vizibilita byla v dané pozici měřena vždy třikrát. Výsledná hodnota, která je vynesena v grafu (viz obrázek 11), je průměrem těchto tří hodnot. Z naměřených hodnot vizibility je patrné, že po zvětšení rozladění délek ramen a zjemnění kroku, se objevily postranní maxima vizibility. Maximální hodnota vi-zibility byla při automatickém skenování $\nu_{\text{MAX}} = (97,8 \pm 0,3) \%$. Naměřené hodnoty byly proloženy korelační funkcí danou vzorcem (24). Podle parametrů proložené křivky byla stanovena vizibilita $\nu_{\text{SECH}} = 94,3 \%$. Odchylka vizibility naměřené a určené proložením korelační funkce (24) je $\Delta\nu = 3,5 \%$.

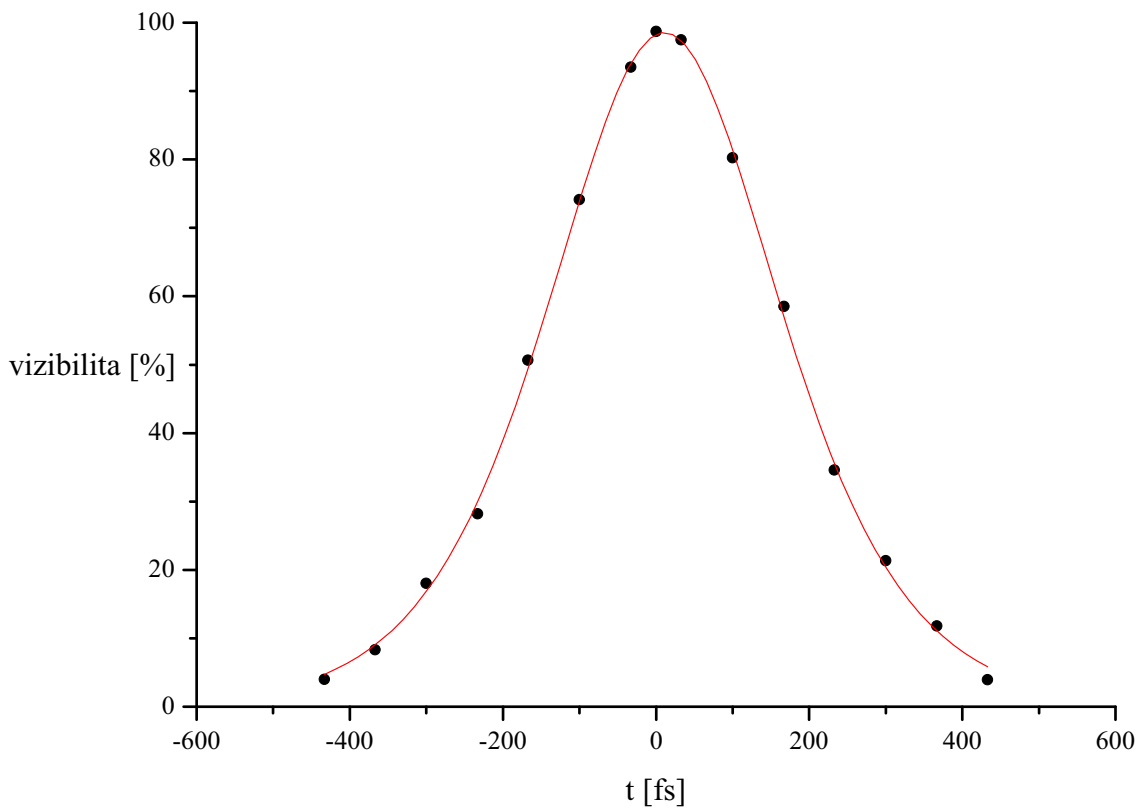
5.4 Měření závislosti vizibility Machova–Zehnderova interferometru na spektrální citlivosti detektoru

Podle Wiener–Chinchinova teorému (18) se při změně spektra signálu mění časové korelace a naopak. Pomocí vhodně zvoleného spektrálního filtru můžeme zúžit spektrum signálu. Tím se rozšíří interval, ve kterém dochází v pulzním režimu laseru k interferenci. Tato relace byla experimentálně ověřena. Byl použit spektrální filtr (výrobce Andover)



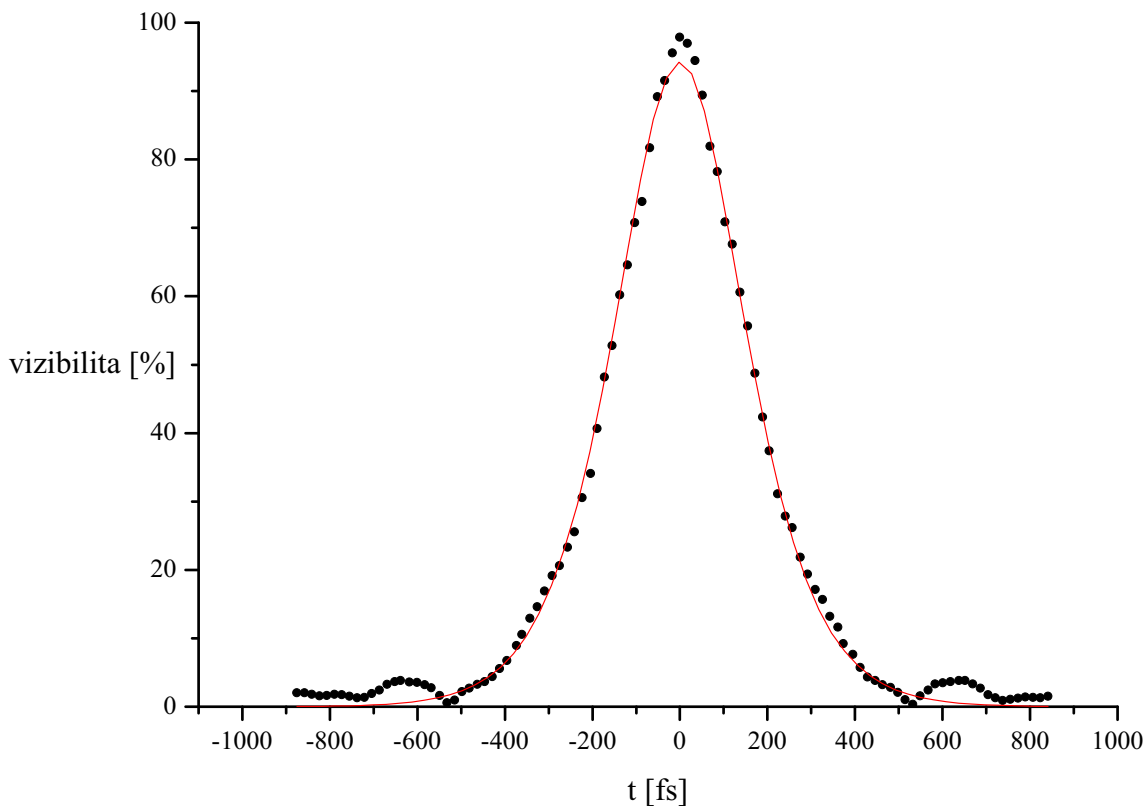
Obrázek 9: Závislost vizibility na rozladění délek ramen interferometru. Vizibilita byla měřena pro zakrytovaný interferometr. Na horizontální ose nezávislé proměnné je rozladění ramen interferometru přepočítané do časové škály. Na vertikální ose závislé proměnné je vynesena vizibilita odpovídající tomuto rozposunutí. Body znázorňují naměřené hodnoty vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Křivka představuje proložení těchto naměřených hodnot gaussovskou funkcí. Maximální hodnota naměřené vizibility je $\nu_{\text{MAX}} = (98,7 \pm 0,1)\%$ a maximální hodnota vizibility získaná proložení naměřených hodnot gaussovskou funkcí je $\nu_{\text{GAUSS}} = 97,3\%$.

se sériovým číslem 020FC37–25/8000 SN 01, který má střední vlnovou délku $\lambda = 800,26$ nm šířku a $\text{FWHM}_\lambda = 1,86$ nm. Maximální propustnost tohoto spektrálního filtru je $T_{\text{MAX}} = 57,7\%$. Spektrální filtr byl umístěn za poslední irisovou clonku před detektor. Vizibilita byla měřena v intervalu $(-2,2$ ps; $2,2$ ps) po kroku velikosti 200 fs. Naměřené hodnoty vizibility jsou znázorněny na obrázku 12. Z grafu je patrné, že změnou spektra signálu vlivem spektrálního filtru se mění i průběh vizibility interferometru v závislosti na rozladění ramen interferometru. Protože spektrální filtr má v prvním přiblížení obdélníkový profil,



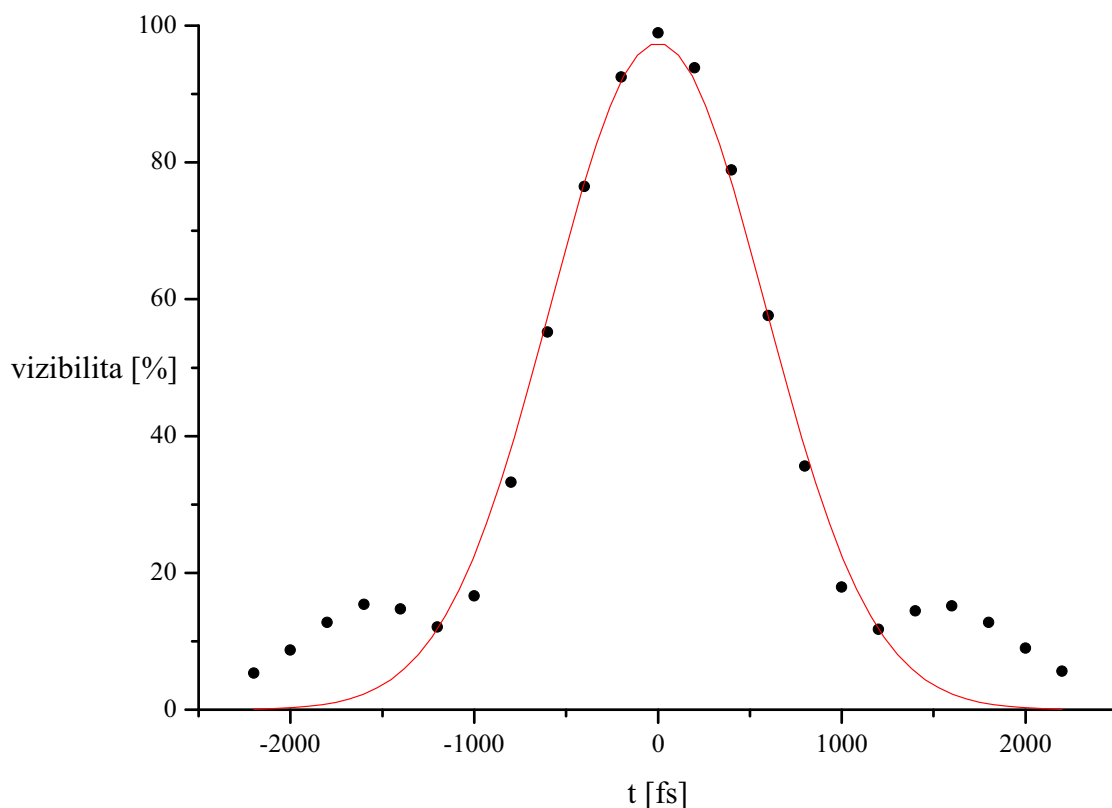
Obrázek 10: Závislost vizibility na rozladění délek ramen interferometru. Vizibilita byla měřena pro zakrytovaný interferometr. Na horizontální ose nezávislé proměnné je rozladění délek ramen interferometru přepočítané do časové škály. Na vertikální ose závislé proměnné je vynesena vizibilita odpovídající tomuto časovému rozposunutí. Body znázorňují naměřené hodnoty vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Křivka představuje proložení těchto naměřených hodnot korelační funkcí pro předpokládaný tvar laserového pulzu jako funkce hyperbolický sekans. Maximální hodnota naměřené vizibility je $\nu_{\text{MAX}} = (98,7 \pm 0,1)\%$ a maximální hodnota vizibility získaná proložení naměřených hodnot příslušnou korelační funkcí je $\nu_{\text{SECH}} = 98,6\%$.

vzniknou výrazná postranní maxima vizibility odpovídající Fourierově transformaci tohoto profilu. Naměřené hodnoty vizibility interferometru byly proloženy gaussovskou funkcí. Maximální naměřená vizibilita Machova–Zehnderova interferometru pro toto měření byla $\nu_{\text{MAX}} = (98,93 \pm 0,03) \%$. Vizibilita vypočítaná z parametrů proložené gaussovské funkce byla $\nu_{\text{GAUSS}} = 97,46 \%$. Rozdíl takto získaných hodnot je $\Delta\nu = 1,47 \%$. Tato odchylka je způsobena proložením naměřených hodnot gaussovskou funkcí, která neodpovídá průběhu závislosti. Při tomto měření byl Machův–Zehnderův interferometr zakrytován a měření vizi-



Obrázek 11: Závislost vizibility na rozladění délek ramen interferometru. Vizibilita byla měřena pro zakrytovaný interferometr a byla skenována plně automaticky. Na horizontální ose nezávislé proměnné je rozladění délek ramen interferometru přepočítané do časové škály. Na vertikální ose závislé proměnné je vynesena vizibilita odpovídající tomuto rozladění. Body znázorňují naměřené hodnoty vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Křivka představuje proložení těchto naměřených hodnot korelační funkcí pro předpokládaný tvar pulzu jako funkce hyperbolický sekans. Maximální hodnota naměřené vizibility je $\nu_{\text{MAX}} = (97,8 \pm 0,3) \%$ a maximální hodnota vizibility získaná proložením naměřených hodnot příslušnou korelační funkcí je $\nu_{\text{SECH}} = 94,3 \%$.

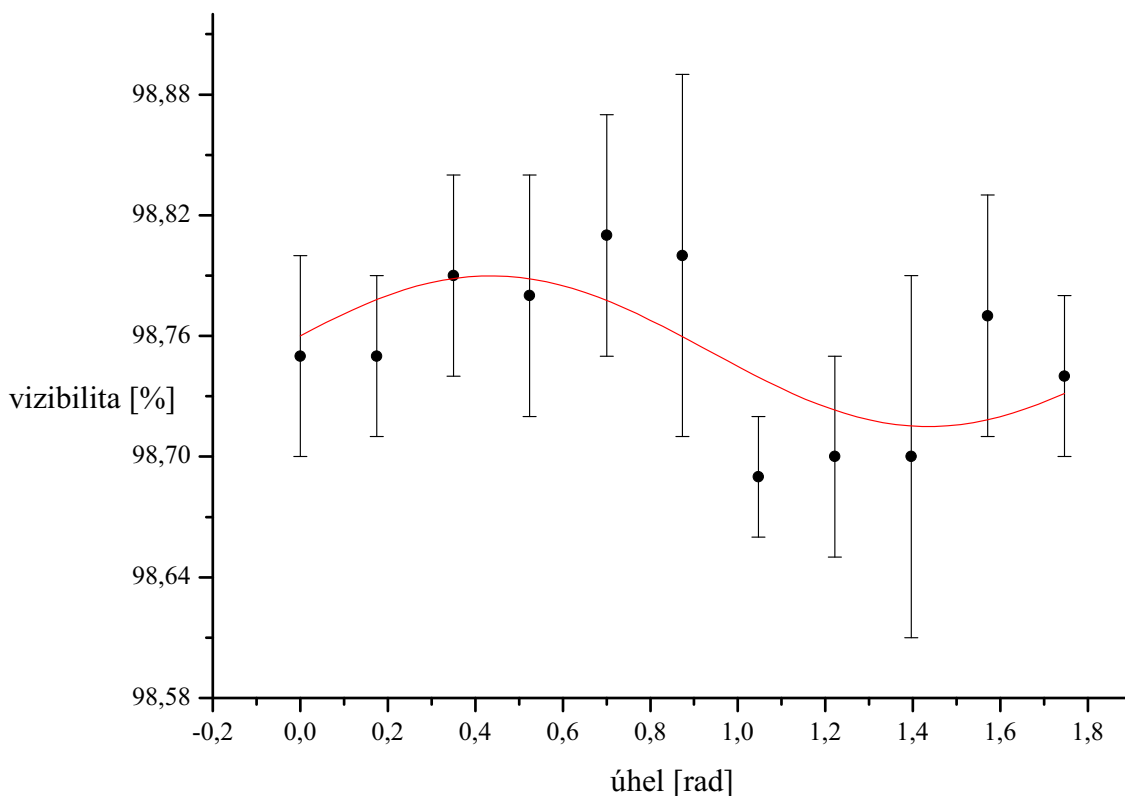
bility probíhalo zcela automaticky. Opakovatelnost a stabilita měření vizibility se spektrálním filtrem umístěným před detektor byla velmi dobrá, protože vložený filtr minimalizoval fluktuace centrální vlnové délky laseru.



Obrázek 12: Závislost vizibility na rozladění délek ramen interferometru s použitím spektrálního filtru. Vizibilita byla měřena pro zakrytovaný interferometr a byla skenována plně automaticky. Na horizontální ose nezávislé proměnné je rozladění délek ramen interferometru přepočítané do časové škály. Na vertikální ose závislé proměnné je vynešena vizibilita odpovídající tomuto rozladění. Body znázorňují naměřené hodnoty vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Křivka představuje proložení těchto naměřených hodnot gaussovskou funkcí. Maximální hodnota naměřené vizibility je $\nu_{\text{MAX}} = (98,93 \pm 0,03) \%$ a maximální hodnota vizibility získaná proložení naměřených hodnot gaussovskou funkcí je $\nu_{\text{GAUSS}} = 97,46 \%$.

5.5 Měření závislosti vizibility Machova–Zehnderova interferometru na polarizaci vstupního světla

Vizibilita Machova–Zehnderova interferometru obecně závisí na polarizaci vstupního světla. V této sekci je studována tato závislost pro realizovaný interferometr. V první řadě byla nalezena maximální hodnota vizibility Machova–Zehnderova interferometru, tedy ramena interferometru byla vyvážena a překryv svazků na výstupním děliči byl optimalizován.



Obrázek 13: V grafu je znázorněna závislost vizibility na změně orientace lineární polarizace vstupního světla. Vizibilita byla měřena pro částečně zakrytovaný interferometr. Na horizontální ose nezávislé proměnné je úhel natočení půlvlnné destičky (0 rad odpovídá horizontální polarizaci). Na vertikální ose závislé proměnné je vynesena vizibilita odpovídající dané polarizaci. Body znázorňují naměřené hodnoty vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Úsečky označují chybu měření danou střední směrodatnou odchylkou. Křivka je proložení těchto naměřených hodnot funkcí sinus.

Orientace lineární polarizace vstupního světla byla nastavena pomocí půlvlnné destičky, která byla umístěna před interferometrem (v obrázku 6 je značena jako HWP). Horizontální polarizaci vstupního světla odpovídalo 0 rad. Orientace lineární polarizace byla měněna po 10° tedy po 0,175 rad. Při každé nastavené vstupní polarizaci byla třikrát změřena vizibilita Machova–Zehnderova interferometru. Vizibilita byla měřena pro částečně zakrytovaný interferometr. V grafu na obrázku 13 jsou vyneseny průměrné hodnoty vizibility při dané polarizaci vstupního signálu. U každé hodnoty je vyznačena střední směrodatná odchylka. Naměřené hodnoty jsou proloženy funkcí sinus. Hodnoty měřené vizibility se pohybují ve velmi úzkém intervalu od 98,69 % do 98,81 %. Velikost tohoto intervalu tedy je 0,12 %. To je pouze 1,5 násobek největší standardní směrodatné odchylky měření. Závislost vizibility na polarizaci vstupního světla je tedy zanedbatelná. Realizovaný Machův–Zehnderův interferometr je vhodný pro interferometrické experimenty s kódováním informace do polarizačních stavů světla.

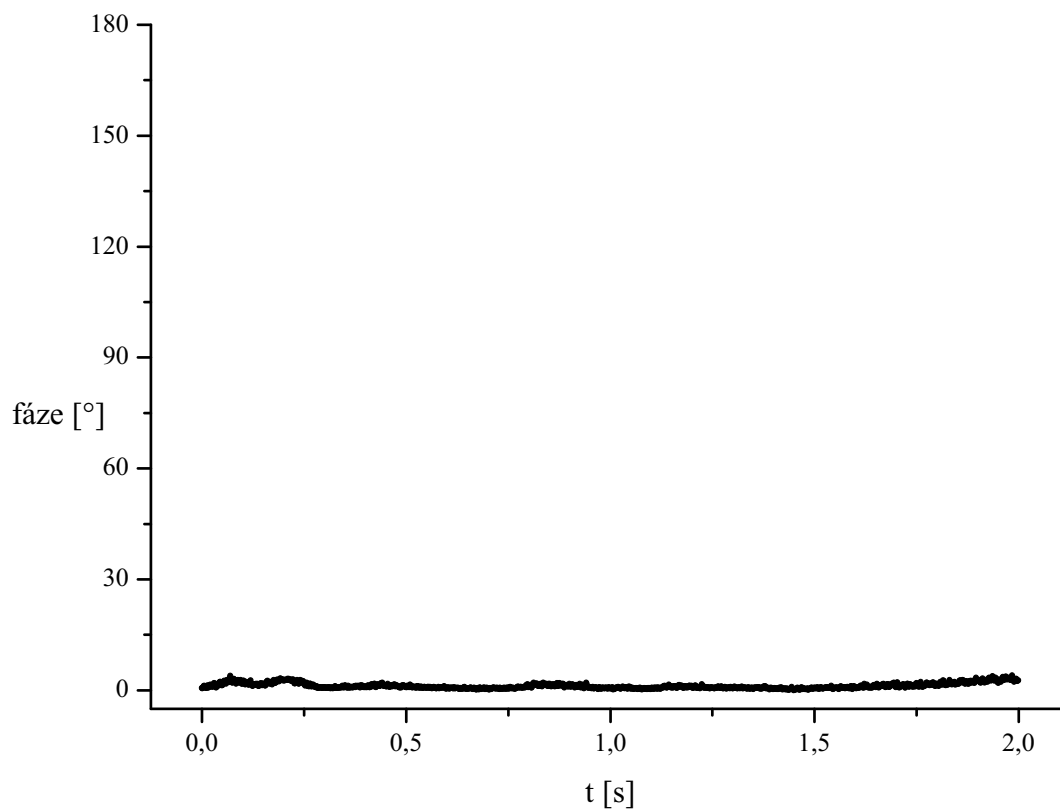
5.6 Měření stability Machova–Zehnderova interferometru

Cílem této části práce bylo určit časovou stabilitu Machova–Zehnderova interferometru jak ve smyslu stability fáze, tak ve smyslu stability vizibility interference. Při měření stability interferometrické fáze byl nahrazen referenční měřič výkonu FieldMaster GS PIN diodou S5971 (Hamamatsu). Protože má PIN dioda menší aktivní plochu bylo nutné před ní umístit čočku, která fokusovala svazek. Byla zvolena čočka BPX 055 (ThorLabs) s ohniskovou vzdáleností $f = 3,5$ cm, která byla umístěna do vzdálenosti přibližně 5 cm před detektor. Na PIN diodu dopadalo světlo, které bylo díky vnitřnímu fotoelektrickému jevu přeměněno na elektrický proud. Senzitivita PIN diody udaná výrobcem je $S = 0,57 \frac{\text{A}}{\text{W}}$. Záporné předpětí PIN diody bylo 5 V. Detekovaný proud byl zesílen a převeden na elektrické napětí se ziskem $10000 \frac{\text{V}}{\text{A}}$. Zesilovač PIN diody byl napájen ze stabilizovaného laboratorního zdroje. Výstup zesilovače byl připojen k osciloskopu WavePro7200A (LeCroy).

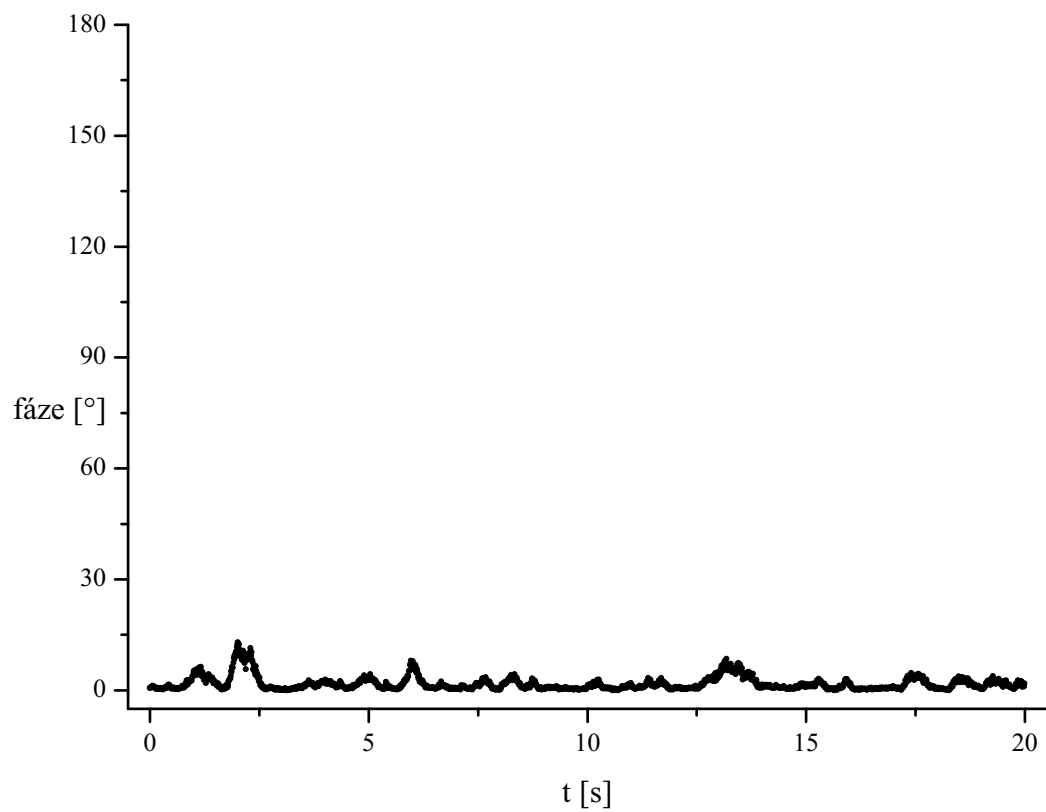
V minimu vizibility byla velikost optického výkonu přibližně $10 \mu\text{W}$, to znamená, že po průchodu zesilovačem bylo měřené napětí $U = 57,5$ mV. Pro maximum vizibility dosahoval optický výkon hodnoty přibližně $730 \mu\text{W}$, což je napětí velikosti $U \doteq 4,2$ V. Vizibilita Machova–Zehnderova interferometru byla při tomto měření přibližně $\nu = 97,6$ %. Pomocí piezoposuvu na výstupním děliči svazku bylo nalezeno minimum optického výkonu a pomocí osciloskopu byla měřena stabilita minima optického výkonu v čase.

Počáteční interferometrická fáze v minimu interferenčního proužku je $\varphi_0 = 0^\circ$. Graf závislosti interferometrické fáze na čase je na obrázcích 14 a 15, kde byla doba měření rovna po řadě 2 s a 20 s. Při každém z těchto měření bylo zaznamenáno celkově 200 hodnot. Maximální odchylka interferometrické fáze od počáteční hodnoty při měření, které trvalo 2 s, byla $4,1^\circ$. Pokud měření probíhalo po dobu 20 s, vzrostla tato odchylka přibližně až na 13° .

Dlouhodobá stabilita vizibility Machova–Zehnderova interferometru byla velmi dobrá. Byla-li vizibilita interferometru pečlivě maximalizována, její hodnota se blížila 99 %. Hodnota vizibility interferometru zůstala zachována větší než 98 % po dobu desítek hodin.



Obrázek 14: Závislost interferometrické fáze v minimu interferenčního proužku na čase. Na horizontální ose nezávislé proměnné je vynesena čas. Na vertikální ose závislé proměnné je interferometrická fáze. Měření probíhalo 2 s a za tuto dobu bylo uskutečněno 200 měření. Maximální odchylka od fáze $\varphi = 0^\circ$ byla přibližně 4° .



Obrázek 15: Závislost interferometrické fáze v minimu interferenčního proužku na čase. Na horizontální ose nezávislé proměnné je vynesena čas. Na vertikální ose závislé proměnné je interferometrická fáze. Měření probíhalo 20 s a za tuto dobu bylo uskutečněno 200 měření. Maximální odchylka od fáze $\varphi = 0^\circ$ byla přibližně 13° .

6 Závěr

Cílem práce bylo zkonstruovat vyvážený Machův–Zehnderův interferometr s vysokou vizibilitou interferenčních proužků a ověřit jeho vlastnosti. Precizní výběr optických komponent interferometru byl podstatný pro dosažení vysoké vizibility. Pro konstrukci interferometru byla použita dielektrická zrcátka BB1-E03 (ThorLabs) a speciálně navržené deskové děliče svazku PO-Z11-VCO/2004 (Eksma) s dělicím poměrem 50%/50%, které odráží světlo pod úhlem 10° . Zmenšení úhlu dopadu zvětší aperturu a zmenší porušení polarizačního stavu světla. Souhlas vstupních a výstupních polarizací pro tento dělič světla je lepší než $\pm 1\%$. Malý úhel dopadu zaručuje také menší aberace vlnoplochy signálu.

V reálném experimentu není možné dosáhnout jednotkové vizibility. Nedokonalý prostorový překryv a sladění polarizačních stavů světla dopadajícího na výstupní dělič svazku snižují hodnotu vizibility. Prostorový překryv byl maximalizován dosažením paralelního překryvu svazků na výstupním děliči světla, tím byl vyladěn překryv vlnoploch interferujících svazků na tomto děliči. Přesným vyvážením optických drah v obou ramenech Machova–Zehnderova interferometru bylo také dosaženo lepšího překryvu pulzů. Dobrého sladění polarizačních stavů bylo dosaženo volbou geometrie s malým úhlem dopadu a návrhem již zmíněných děličů svazku. Interferometr je dále možné doplnit o půlvlnné a čtvrtvlnné destičky, to ovšem v tomto experimentu nebylo nutné. Díky dobrým vlastnostem děličů svazku byla polarizace zachována v obou ramenech prakticky stejná. Vizibilitu Machova–Zehnderova interferometru snižuje nedokonalost optických komponent, především různá odrazivost zrcátek a odchylky v dělicím poměru děličů svazku. Tento vliv byl také omezen výběrem vhodných optických komponent.

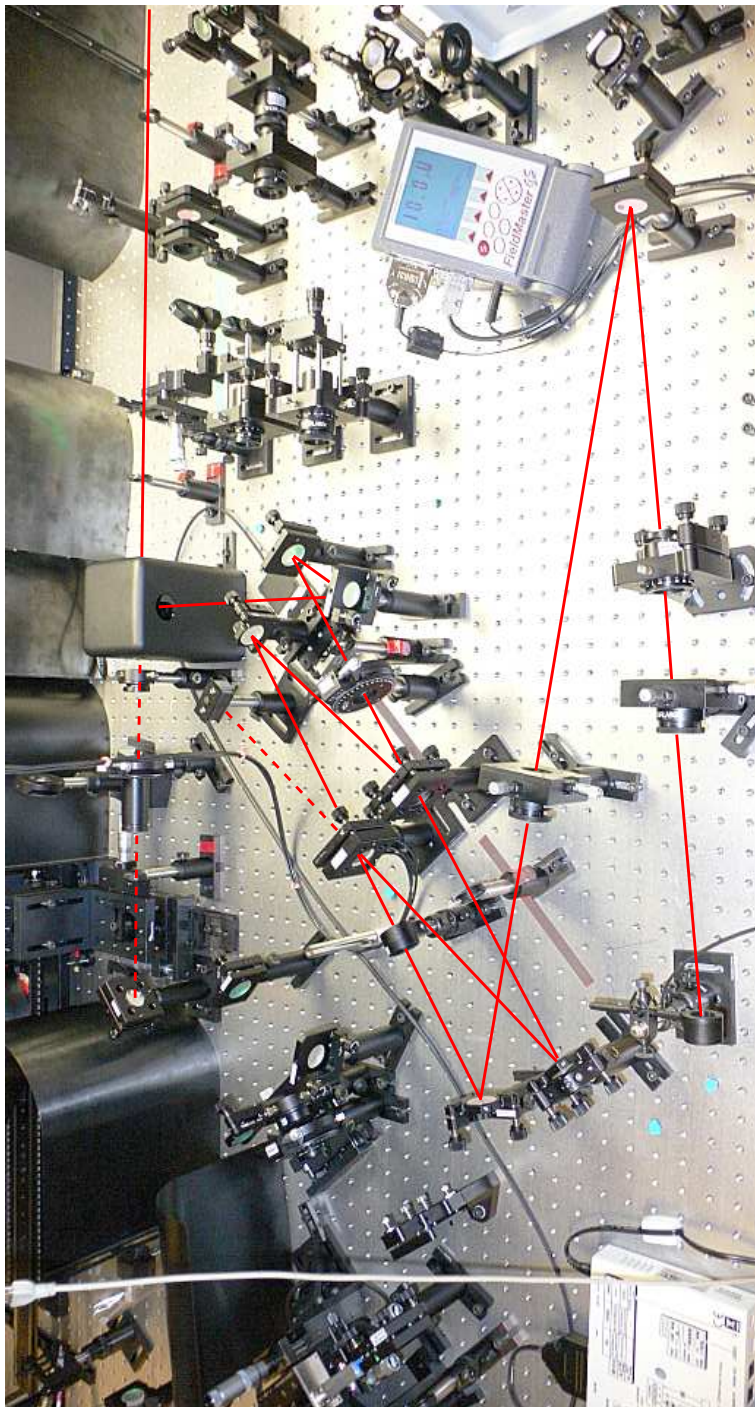
Měření probíhalo s pulzním optickým signálem o vlnové délce 800 nm, šířce spektra 5 nm a opakovací frekvenci 76 MHz. Maximální hodnoty vizibility se pohybovaly v intervalu $98,8\% \div 99\%$. Vlivy popsané v předchozím odstavci způsobují odchylku od jednotkové vizibility. Měřená závislost vizibility interferenčních proužků na rozposunutí délek ramen interferometru určila korelační funkci použitého zdroje světla. Spektrální citlivost detektoru byla měněna pomocí úzkopásmového spektrálního filtru. Tento filtr rozšiřuje oblast interference danou šířkou korelační funkce. Je tedy výhodné ho využít i k justáži interference světla v pulzním režimu. V experimentu byl ověřován vliv polarizace stavu vstupujícího do interferometru na hodnotu vizibility Machova–Zehnderova interferometru. Odchylky vizibility se pohybovaly v intervalu o velikosti přibližně $0,12\%$, což je srovnatelné se střední směrodatnou odchylkou měření vizibility. Polarizace vstupního stavu má zanedbatelný vliv na hodnotu vizibility interferometru. Díky tomu je zkonstruovaný Machův–Zehnderův interferometr vhodný pro kvantově komunikační a informační protokoly využívající kódování informace do polarizačních stavů světla. Časová stabilita vizibility byla velmi dobrá. Vizibilitu větší než 98% bylo možné bez opakovaného justování naměřit po dobu desítek hodin. Poloha minima interferenčního proužku v čase nebyla vlivem fluktuací laseru, vibrací a proudění vzduchu dokonale stabilní.

Reference

- [1] Bahaa E. A. Saleh a Malvin Carl Teich, *Základy fotoniky I.–IV.*, MATFYZPRESS, Praha, 1994.
- [2] Horace P. Yuen, Vincent W. Chan, Noise in homodyne and heterodyne detection, *Optics Letters*, **8**, 177-179, (1983).
- [3] G. L. Abbas, V. W. S. Chan, S. T. Yee, Local oscillator excess noise suppression for homodyne and heterodyne detection, *Optics Letters*, **8**, 419-421, (1983).
- [4] D. T. Smithey, M. Beck, and M. G. Raymer, A. Faridani, Measurement of the Wigner Distribution and the Density Matrix of a Light Mode Using Optical Homodyne Tomography: Application to Squeezed States and the Vacuum, *Physical Review Letters*, **70**, 1244-1247, (1993).
- [5] G. Breitenbach, S. Schiller, and J. Mlynek, Measurement of the quantum states of squeezed light, *Nature (London)* **387**, 471-475, (1997).
- [6] A. I. Lvovsky, H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek, and S. Schiller, Quantum State Reconstruction of the Single-Photon Fock State, *Physical Review Letters*, **87**, 050402, (2001).
- [7] Alessandro Zavatta, Silvia Viciani, and Marco Bellini, Tomographic reconstruction of the single-photon Fock state by high-frequency homodyne detection, *Physical Review*, **70**, 053821, (2004).
- [8] Alessandro Zavatta, Silvia Viciani, and Marco Bellini, Quantum-to-Classical Transition with Single-Photon-Added Coherent States of Light, *Science*, **306**, 660-662, (2004).
- [9] Jérôme Wenger, Rosa Tualle-Brouri, and Philippe Grangier, Pulsed homodyne measurements of femtosecond squeezed pulses generated by single-pass parametric deamplification, *Optics Letters*, **29**, 1267-1269, (2004).
- [10] Jérôme Wenger, Rosa Tualle-Brouri, and Philippe Grangier, Non-Gaussian Statistics from Individual Pulses of Squeezed Light, *Physical Review Letters*, **92**, 15361, (2004).
- [11] Frédéric Grosshans, Gilles Van Assche, Jérôme Wenger, Rosa Brouri, Nicolas J. Cerf, and Philippe Grangier, Quantum key distribution using gaussian-modulated coherent states, *Nature*, **421**, 238-241, (2003).
- [12] Matteo G. A. Paris, Entanglement and visibility at the output of a Mach-Zehnder interferometer, *Physical Review Letters*, **A 59**, 1615, (1999).
- [13] T. C. Ralph, The Mach-Zehnder and the Teleporter, *Physical Review Letters*, **A 61**, 044301, (2000).

- [14] T. C. Ralph, Interferometric Tests of Teleportation, *Physical Review Letters*, **A 65**, 012319, (2001).
- [15] Eva Kachlíková, Dělič svazku s nastavitelnými dělicími poměry pro experimentální klonování kvantových stavů (Beamsplitter with variable splitting ratios for quantum-cloning experiments), Diplomová práce, PřF UP Olomouc (2004).
- [16] Peter D. D. Schwindt, Paul G. Kwiat, and Berthold-Georg Englert, Quantitative wave-particle duality and nonerasing quantum erasure, *Physical Review*, **60**, 4285-4290, (1999).
- [17] H.-A. Bachor, *A Guide to Experiments in Quantum Optics*, Wiley, New York, 1998, kap. 5 (Basic optical components).
- [18] M. Hendrych, M. Dušek, O. Haderka, The effect of beam-splitter imperfections and losses on fringe visibility in a Mach-Zehnder interferometer, *Acta physica slovacica*, **46**, 393-398, (1996)
- [19] Jan Peřina, *Teorie koherence*, SNTL-Nakladatelství technické literatury, Praha, 1975.
- [20] Petra Doležalová, *Konstrukce detektoru v geometrii zachycující světlo*, Bakalářská práce, PřF UP Olomouc (2005).
- [21] E. W. Price, Initial Adjustment of the Mach-Zehnder Interferometr, *The Review of Scientific Instruments*, **23**, 162, (1952).
- [22] R. K. Johnstone and W. Smith, A design for a 6in. field Mach-Zehnder interferometer, *The Review of Scientific Instruments*, **42**, 231-235, (1965).
- [23] B. Gebhart and C. P. Knowles, Design and Adjustment of a 20 cm Mach-Zehnder Interferometer, *The Review of Scientific Instruments*, **37**, 12-15, (1966).

A Fotodokumentace



Obrázek 16: Experimentální uspořádání Machova–Zehnderova interferometru.

B Laser MIRA 900

Mira Model 900-F Laser Operator's Manual

Table 2-1. Mira Laser Specifications

SPECIFICATIONS		
Pump laser (1)	Innova 310	Innova 200/ 400
Pump power	8 Watts	12 - 14 Watts
Typical Tuning Ranges (2)		
SW optics set	720 - 810 nm	710 - 810 nm
MW optics set	800 - 910 nm	790 - 910 nm
LW optics set	890 - 990 nm	890 - 990 nm
Average power (3)		
SW	500 mW	1100 mW
MW	500 mW	1100 mW
LW	270 mW	600 mW
Autocorrelation (4)	200 fs	200 fs
Repetition rate	76 MHz	76 MHz
Peak power (3), (4)	50 kW	100 kW
Noise (5)	<2%	<2%
Beam diameter	0.8 mm	0.7 mm
Divergence (6)	1.5 mrad	1.7 mrad
Spatial mode (7)	TEM ₀₀	TEM ₀₀
Polarization	Horizontal	Horizontal
1. Specifications only apply with the recommended pump lasers at the power levels indicated. 2. System is shipped and installed in only one optics set specified at the time of purchase. 3. At the peak of the optics set. 4. Multiply by 0.65 sech ² deconvolution factor for pulse duration. 5. RMS measured in a 10 Hz to 2 MHz bandwidth. 6. Full angle divergence. 7. Typical measured M ² value of 1.1. All specifications are subject to change without notice.		

Obrázek 17: Údaje o laseru MIRA 900 udávané výrobcem.