



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií ■

Vyšetřování teplotních polí digitální holografickou interferometrií

Disertační práce

Studijní program: P 3901 – Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: 3901V055 – Aplikované vědy v inženýrství

Autor práce: **Ing. Roman Doleček**
Vedoucí práce: prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.



Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 - školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

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

Disertační práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum:

Podpis:

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval všem, kteří mi svojí pomocí a časem pomohli s vytvořením této práce. V první řadě děkuji Prof. Ing. Václavu Kopeckému CSc. za vedení práce a možnost pracovat v laboratoři optických metod měření při NTI FM na TUL. Děkuji Ing. Vítu Lédlovi Ph.D. a Ing. Pavlu Psotovi za obětavou pomoc jak v teoretické tak i v experimentální oblasti práce. Dále děkuji doc. Ing. Tomáši Vítovi Ph.D. a Ing. Petře Dančové Ph.D. za konzultace v oblasti přenosu tepla a hmoty. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat své ženě Evě za podporu a trpělivost při psaní práce.

Abstrakt

Disertační práce je zaměřena na experimentální vyšetřování teplotních polí pomocí digitální holografické interferometrie. Za tímto účelem jsou v práci navržena a realizována digitální holografická uspořádání, založená na modifikovaném Twyman-Greenově interferometru s dvojnásobnou citlivostí namísto běžně užívaného interferometru Mach-Zehnderova typu. Vyšetřování dvoudimenzionálních nebo symetrických teplotních polí může být uspokojivě řešeno pomocí jedné projekce. Nicméně pro netriviálně rozložená pole je nutný tomografický přístup, který vyžaduje poměrně velký počet projekcí pole z více směrů pozorování. V práci je navrženo a realizováno tomografické uspořádání pro speciální případy kontinuálního a koherentního děje využívající jediné kamery synchronizované s vyšetřovaným dějem. Takovou kamerou může být zaznamenán průběh celé periody děje z různých směrů i přes to, že snímkovací frekvence kamery je v porovnání s frekvencí periody mnohem nižší. Velikost vyšetřované oblasti je omezena aperturami použitých optických prvků. Aby mohla být zaznamenána větší oblast měřeného pole, je v práci navrženo a experimentálně ověřeno uspořádání, které využívá vyvinutého rozšiřovače svazku.

Klíčová slova: Optické metody měření, digitální holografická interferometrie, vícesměrová holografická interferometrie, tomografie

Abstract

This dissertation thesis deals with the experimental research of temperature fields using the digital holographic interferometry. This method uses a modified Twymann-Green setup having double sensitivity instead of commonly used Mach-Zehnder type of interferometer in order to obtain sufficient phases change of the optical wave while propagating through the measured area. Measuring of two-dimensional or symmetric temperature fields can be satisfactorily realized by only a single projection. However, due to integral nature of phase measurement, the single projection measurement is ambiguous in case of asymmetrical temperature fields. Hence for a sufficient examination of the asymmetrical field one should capture a large number of the phenomenon's projections from different viewing directions and use a tomographic reconstruction. But this would mean employing of many digital sensors. On the contrary, for special cases of coherent or continual phenomenon it is not necessary. By using one relatively slow digital camera synchronized to the periodic field and externally triggered one can capture the whole period of the phenomenon from different viewing directions. An inherent limiting factor of measured area dimensions is an aperture of optical components used in the interferometric arrangements. In order to extend the dimensions of the measured area, a high quality beam expander was designed, manufactured and assembled. The function of the expander was experimentally verified.

Key words: Optical measurement methods, digital holographic interferometry, multidirectional holographic interferometry, tomography

Obsah

Úvod a motivace	8
1. Základní principy digitální holografické interferometrie	11
1.1. Světelné vlny	11
1.2. Interference	13
1.3. Koherence	15
1.3.1. Časová koherence	15
1.3.2. Prostorová koherence	17
1.4. Difrakce	19
1.4.1. Huygensův princip	19
1.4.2. Fresnel-Kirchhoffův difrakční přístup	20
1.4.3. Fresnelova aproximace	21
1.4.4. Fraunhoferova aproximace	22
2. Digitální holografie	24
2.1. CCD a CMOS detektory	25
2.2. Podmínka prostorové frekvence a stability	31
2.3. Holografické záznamové uspořádání	32
2.4. Podmínka stability optického systému	34
2.5. Rekonstrukce digitálního hologramu	34
2.5.1. Rekonstrukce pomocí Fresnelovy aproximace	37
2.5.2. Rekonstrukce pomocí konvolučního přístupu	38
2.5.3. Separace rekonstruovaných obrazů a stejnosměrného členu	39
3. Holografická interferometrie	42
3.1. Klasická HI	43
3.2. Phase-shifting HI	44
3.3. Digitální holografická interferometrie DHI	46
4. DHI pro měření změn indexu lomu	50

4.1.	Dvojdimenzionální rozložení indexu lomu	52
4.2.	Rotačně symetrické rozložení indexu lomu	53
4.3.	Asymetrické rozložení indexu lomu - vícesměrová DHI.....	54
	Vybrané experimenty.....	61
5.	Volba optimálního měřicího uspořádání - východiska.....	62
6.	Vyšetřování teplotního pole kontinuálního proudu pomocí DHI.....	70
7.	Vyšetřování periodického teplotního pole pomocí DHI	77
8.	Rozšíření měřicí oblasti interferometru	87
	Závěr	91
	Použitá literatura	93
	Vlastní literatura	96

Úvod a motivace

Přenos tepla a hmoty je komplexní problematika, která zasahuje do mnoha vědních a průmyslových odvětví. S problematikou je možné se setkat v řadě aplikací počínaje návrhem a optimalizací inženýrských systémů jako například výměníků tepla, turbín, chlazení elektroniky, teplovodů, v potravinářství a konče rozvojem nových technologií např. v udržitelné energetice, biotechnologických systémech, zabezpečení, informačních technologiích, nanotechnologiích, atd. V každém z uvedených příkladů a i v mnoha jiných má porozumění principům přenosu tepla a hmoty zásadní dopad na výkon a efektivitu celého systému. Tlak na zvyšování efektivity stávajících systémů a výzkum a vývoj nových technologií je v posledních letech enormní. Není tedy divu, že se problematikou spojenou s přenosem tepla a hmoty intenzivně zabývá řada pracovišť po celém světě. K tomu, aby mohly být studované jevy a procesy komplexně pochopeny a popsány je důležité dokázat přesně měřit s nimi související veličiny. Jako příklad měřených veličin může být uvedeno teplotní rozložení, hmotnostní tok, hustota, rychlost proudění, rychlost a velikost částic, koncentrace a dal. V závislosti na měřené veličině a zkoumaném jevu záleží i výběr vhodné měřicí metody. Na první pohled se může jevit, že měřicími metodám dnes často „konkuruje“ počítačové modelování. Ve skutečnosti by právě měření mělo sloužit minimálně k verifikaci výsledků získaných z modelování, protože modely, nebo výkon výpočetních strojů nejsou často dostatečné pro získání relevantních dat, např. z důvodu nutnosti zjednodušení počátečních podmínek, nebo sítě modelu.

Měřicí metody, které se zabývají měřením teplotního rozložení, je možné rozdělit na dvě hlavní skupiny – kontaktní a bezkontaktní. Kontaktní metody využívají fyzického senzoru umístěného v oblasti měřeného jevu. Senzor je nejčastěji tvořen termočlánekem, nebo různými prvky monitorujícími teplotní expanzi [13], kapacitu nebo změnu elektrického odporu (CTA [14]). Ve většině případů se jedná o jednobodové měřicí metody. Přítomnost zařízení umístěného uvnitř měřeného média ovlivňuje nevyhnutelně výsledky měření, ale i jev samotný. Navíc musí být senzor schopen vydržet příslušné teploty či tlaky. Z toho důvodu je v závislosti na experimentu vhodnější využít bezkontaktních, v převážné většině optických metod. Použití optických měřicích technik má v oblasti přenosu tepla a hmoty velmi dlouhou tradici. Ačkoliv mnoho technik bylo vyvinuto a popsáno již před desítkami let, jejich aplikace je čím dál snazší např. díky

elektronickým kamerám, moderním metodám zpracování obrazu, supervýkonným diodovým či laserovým osvětlovačům, atd. Uživatelská „přítulnost“ optických metod pramení z několika důvodů. Nejpodstatnější a zároveň společný rys pro všechny optické metody je jejich neinvazivita. Vyšetřovaný proces, tedy není měřením ovlivňován, což umožňuje analyzovat velmi slabé a rychle se měnící děje. Mezi optické metody, které jsou využívány pro měření teplotních rozložení, lze zahrnout například Schlierovu metodu [13], absorpční spektroskopii [17], Rayleighův a Ramanův rozptyl [18], metody založené na termální radiaci [15] a dal. Naprosto ojedinělou metodou z pohledu aplikační šíře a celkové univerzálnosti je holografická interferometrie HI, která vychází z principů holografie [22] a kombinuje je s klasickou interferometrií. Zatímco výše zmíněné metody jsou ze svého principu např. pouze vizualizační, jednobodové nebo vyžadují v měřené oblasti přítomnost aditivních částic, tak HI nabízí možnost celoplošného měření s diferenciálním charakterem s vysokým prostorovým a časovým rozlišením. Mimo to je možné v reálném čase proces odehrávající se v měřené oblasti vizualizovat. Vysoká variabilita metody umožňuje její využití v různých oblastech počínaje triviálními aplikacemi až po mikroskopii, supersonickou holografickou mikroskopii, či in vivo výzkum chování buněk. Bezkontaktnost dovoluje měření skrze průzory v extrémním prostředí (komory s vysokým tlakem, teplotou, vakuem,...). HI může být modifikována pro měření různých veličin nejen jako 2D, ale díky tomografické rekonstrukci i jako 3D. Navíc pokračující trend rychlého vývoje na poli optických detektorů, polovodičové a výpočetní techniky, laserů a vláknové optiky umožňuje čím dál větší a širší uplatnění HI. Dá se tedy předpokládat, že v budoucnu dosáhne ještě daleko vyššího rozšíření a důležitosti, nežli je tomu doposud. Například jen v roce 2015 proběhne na světě více než 20 vědeckých konferencí, jejichž jedním z témat, nebo přímo tématem ústředním je holografická interferometrie.

Cílem autorovy práce bylo navázat na předchozí experimenty s holografickou interferometrií a rozvinout její digitální formu pro komplexní experimentální vyšetřování teplotních polí. Zapojení digitálních technik v holografické interferometrii umožní plně využít výhod digitálního věku jak v záznamu, tak i při rekonstrukci pořízených hologramů. Dále jsou v práci rozvíjena témata komplexního zpracování dat pro vyšetřování teplotních polí. V kombinaci se synchronizací záznamové kamery a periodicky se vyvíjejícího pole autor zkoumá záznam z pohledu hustoty, průměrování holografických projekcí s cílem získat co nejlepší tomograficky rekonstruovaná data pro 3D měření netriviálně rozložených teplotních polí.

Celá problematika práce byla rozdělena do několika dílčích cílů řešených v jednotlivých krocích:

- 1) Navržení a ověření vhodného digitálního holografického interferometru s vysokou citlivostí a dostatečně širokým svazkem pro měření teplotních polí.
- 2) Záznam projekcí z více směrů pozorování pro zapojení tomografických technik, rekonstrukci a vyhodnocení teplotních polí.
- 3) Návrh postupu a vlastní provedení synchronizace kamery s generátorem periodického proudění a její externí spouštění pro měření časového vývoje teplotního pole, případně použití rychlokamery.
- 4) Experimentální ověření návrhů a technik na vybraných teplotních polích.
- 5) Významné rozšíření měřicí oblasti interferometru.

Práce je rozdělena do dvou hlavních celků – teoretické a experimentální části. První kapitola podává teoretický úvod do problematiky záznamu a rekonstrukce digitálních hologramů. Druhá a třetí kapitola popisuje obecné principy digitální holografie a holografické interferometrie. Ve čtvrté kapitole je vysvětlen princip využití DHI pro měření fázových objektů, změn jejich rozložení indexu lomu a teploty. Rovněž je zde popsáno využití tomografických technik v holografické interferometrii. Dále následuje část s vybranými experimenty, na kterých je v jednotlivých krocích demonstrováno dosažení cílů disertační práce.

1. Základní principy digitální holografické interferometrie

1.1. Světelné vlny

Světlo je možné popsat jako příčné elektromagnetické vlnění, nebo jako proud částic nazývaných fotony. Oba modely jsou vzájemně protichůdné, ale zároveň nezbytné pro úplný popis chování světelných jevů. Výběr jednoho, nebo druhého modelu vždy závisí na experimentu, který je právě zkoumán. Interakce světla s atomární strukturou látek je popsáno kvantovou optikou – teorií zabývající se fotony. Pro popis lomu světla, difrakce a interference je ideální vlnový model s charakteristickým časově proměnným elektrickým a magnetickým polem. Popis šíření světla vychází z Maxwellových rovnic a vlnová rovnice ve vakuu je popsána jako [2]

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

kde $\vec{E}$ je velikost elektrického pole a ∇^2 je Laplaceův operátor definovaný jako

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2)$$

a c je rychlost šíření vlny.

Elektrické pole $\vec{E}$ je popsáno vektorově, což znamená, že osciluje v jakémkoliv směru kolmém na směr šíření světla. V mnoha případech vlny oscilují pouze v jedné rovině. Takovéto vlny se nazývají lineárně polarizované. Pro případ kdy se lineárně polarizované vlnění šíří ve směru osy z můžeme psát skalární vlnovou rovnici

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

Podle [3] je pak možné dokázat, že lineárně polarizovaná, harmonická, rovinná vlna popsána jako

$$E(x, y, z, t) = a \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} - \varphi_0) \quad (4)$$

je řešením vlnové rovnice v bodě $\vec{r} = (x, y, z)$ v čase t . Veličina a je amplituda vlny a prostorově proměnný člen $\varphi = -\vec{k}\vec{r} - \varphi_0$ je fáze vlny s počáteční fází φ_0 . Vlnový vektor $\vec{k}$ popisuje směr šíření vlny jako

$$\vec{k} = k\vec{n} \quad (5)$$

kde $\vec{n}$ je jednotkový vektor ve směru šíření. Vlnové číslo k souvisí s vlnovou délkou jako

$$|\vec{k}| \equiv k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6)$$

Úhlová frekvence ω koresponduje s frekvencí světelné vlny f podle

$$\omega = 2\pi f \quad (7)$$

Souvislost frekvence f a vlnové délky λ s rychlostí světla je vyjádřena jako

$$c = f\lambda \quad (8)$$

Rovnici (4) je možné zapsat v exponenciálním tvaru jako

$$E(x, y, z, t) = a \operatorname{Re}\{ \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r} - i\varphi_0) \} \quad (9)$$

kde Re označuje reálnou část komplexní funkce, která reprezentuje fyzickou vlnu. Zápis v exponenciálním tvaru umožňuje vlnu zapsat jako součin prostorové a časové složky

$$E(x, y, z, t) = a \exp(i\omega t) \exp(i\varphi) \quad (10)$$

V optice v mnoha případech časový člen není uvažován a ve výpočtech je brán v potaz pouze prostorově se měnící člen vlny. Rovnice (10) je proto zapisována zkráceně jako komplexní amplituda

$$A(x, y, z, t) = a \exp(i\varphi) \quad (11)$$

přičemž členy a a φ jsou pro vlny jiné než rovinné funkcí x, y, z .

Hodnoty frekvencí viditelného spektra záření se pohybují v řádu 10^{14} Hz. Veškeré dosud známé detektory jako například lidské oko, film, fotodiody nebo CCD nejsou schopné ze svého principu detekovat takto vysoké frekvence. Jedinou možnou přímo měřitelnou veličinou je intenzita vlnění. Ta je úměrná časově středovanému čtverci elektrického pole podle

$$I = \varepsilon_0 c \langle E^2 \rangle_t = \varepsilon_0 c \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E^2 dt \quad (12)$$

přičemž integrační čas T je mnohonásobně delší v porovnání s periodou světelné vlny. Koeficient $\varepsilon_0 c$ vyplývá z Maxwellových rovnic, přičemž ε_0 je permitivita vakua. Pro rovinnou vlnu definovanou v rovnici (10) respektive (11) pak platí

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |A|^2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c A A^* = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c a^2 \quad (13)$$

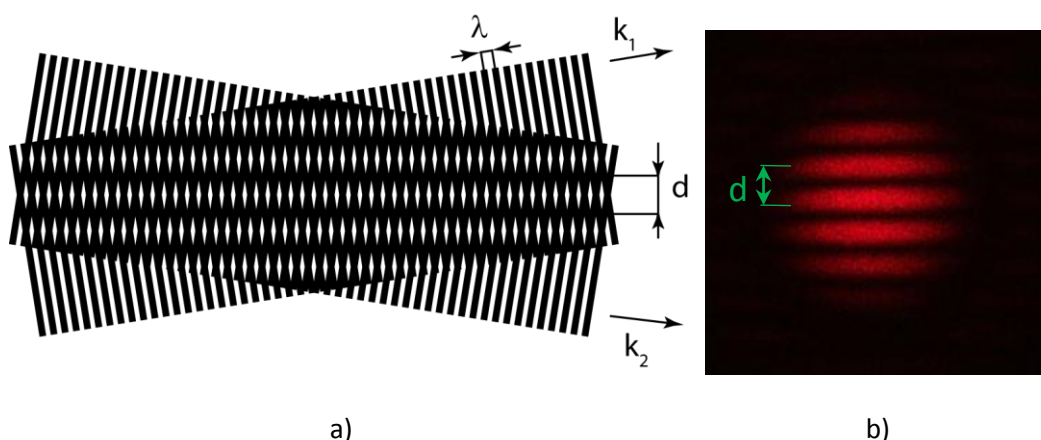
kde $*$ značí komplexně sdruženou veličinu. V praktických výpočtech se běžně koeficient $\frac{1}{2} \varepsilon_0 c$ zanedbává a uvažuje se pouze úměra $I = |A|^2$.

1.2. Interference

Interference je základním stavebním kamenem holografie respektive holografické interferometrie. Budeme-li uvažovat dvě monochromatické vlny se shodnou frekvencí, vlnovou délkou a stejnou polarizací $A_1(x, y, z) = a_1 \exp(i\varphi_1)$ a $A_2(x, y, z) = a_2 \exp(i\varphi_2)$, které v prostoru vzájemně interferují, pak podle (13) platí

$$\begin{aligned} I &= |A|^2 = |A_1 + A_2|^2 = (A_1 + A_2)(A_1 + A_2)^* \\ &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\varphi \end{aligned} \quad (14)$$

kde $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ a I_1, I_2 jsou intenzity jednotlivých vln. Výsledkem interference je tedy podle (14) suma intenzit plus interferenční člen $2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\varphi$ jehož hodnota závisí na rozdílu fází příslušných interferujících vln. Interferenční člen dosahuje svého maxima pro sudé násobky π a hovoříme o konstruktivní interference. Pro liché násobky π je pak člen minimální a hovoříme o destruktivní interference. Interferenční obrazec je pak složen ze světlých a tmavých proužků tzv. interferenčních proužků, které vznikají jako důsledek pozitivní a destruktivní interference jak je zobrazeno na Obr. 1.



Obr. 1 a) Znáznornění interference dvou vln A_1 a A_2 s vlnovými vektory $\vec{k}_1$ a $\vec{k}_2$. b) Příklad interferenčního obrazce.

Rozložíme-li vektory $\vec{k}_1$ a $\vec{k}_2$ obou interferujících vln do složek jak je zobrazeno na Obr. 2, pak platí, že $\vec{k}'' = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$. Označíme-li θ jako úhel mezi $\vec{k}_1$ a $\vec{k}_2$, je možné pro $\vec{k}''$ zavést vztah

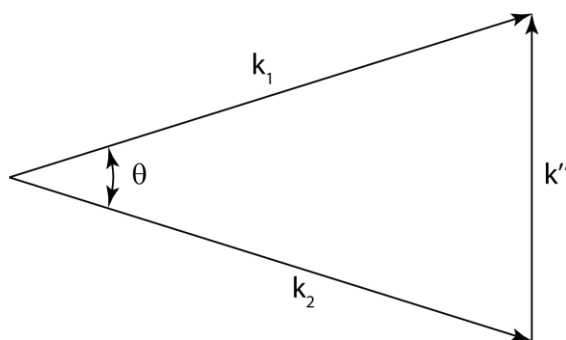
$$|\vec{k}''|/2 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (15)$$

Zjednodušeně předpokládejme, že ve směru $\vec{k}''$ vzniká superpozicí obou vln systém tmavých a světlých proužků s periodou d , pak pro vzdálenost sousedních maxim respektive minim platí

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (16)$$

Převrácená hodnota rozteče proužků d^{-1} je prostorová frekvence interferenčního obrazce, často uváděné jako počet čar na milimetr

$$d^{-1} = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (17)$$



Obr. 2 Vektory $\vec{k}_1$ a $\vec{k}_2$ interferujících vln.

Budeme-li uvažovat dvě interferující vlny, které jsou monochromatické, se stejnou vlnovou délkou a polarizací, ale s rozdílnou frekvencí $\Delta f = f_1 - f_2$, pak interferenční člen bude rozšířen o tuto změnu a rovnice (14) přejde do tvaru

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi - 2\pi \Delta f t) \quad (18)$$

Bude-li rozdíl frekvencí dostatečně malý (řády Hz až GHz), je možné pozorovat změnu intenzity v bodě $\vec{r}$, s oscilující frekvencí $f_1 - f_2$. V interferenčním obrazci se tato rozdílová frekvence projeví jako pohyb interferenčních proužků a na rozdíl od frekvencí světelného záření je měřitelná např. fotodiodami, CCD atd.

Jsou-li uvažovány rozdílné směry polarizace vln, pak jednotlivé interferující vlny musí být rozloženy do paralelních (shodných) a kolmých polarizací. Vlny s paralelní polarizací byly uvažovány výše a dochází u nich k interferenci. Vlny s kolmou polarizací neinterferují, jejich superpozice se projeví pouze jako součet intenzit [10]. Obdobně je to i s nekoherentním světlem, u kterého pozorujeme jen skládání intenzit. Takovéto

neinterferující komponenty snižují viditelnost interferenční struktury respektive její kontrast, který je definován jako

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (19)$$

kde pro maximální kontrast platí $V = 1$ a minimální $V = 0$. I_{max} a I_{min} jsou maxima a minima intenzity světlého a sousedního tmavého proužku.

1.3. Koherence

Všeobecně lze říci, že koherence je schopnost světla produkovat viditelnou interferenci. Aby bylo možné jev pozorovat, je nutné, aby byly splněny podmínky koherence jednotlivých vln. V opačném případě je výsledkem pouze střední hodnota intenzity vln. Výše uvedené interferenční rovnice platí za předpokladu, že fázový rozdíl zůstává stejný. Pokud by v čase docházelo k jeho nahodilým změnám, pak by se měnil i interferenční obrazec. Při velmi rychlých změnách není možné interferenční obrazec sledovat, tudíž ani prohlásit, zda ke změně sledovaného jevu dochází nebo ne. Vlnění nazýváme koherentní pokud $\Delta\varphi$ je konstantní. U běžných světlených zdrojů dochází k viditelné interferenci zřídka. Pouze zdroj s dostatečnou koherencí umožňuje pozorovatelnou interferenci. Koherenci je možné rozdělit na časovou a prostorovou koherenci. Časová koherence popisuje korelaci vlny se sebou samou v rozdílných časových okamžicích. Prostorová koherence popisuje vzájemnou korelaci různých částí stejné vlnoplochy.

1.3.1. Časová koherence

Budeme-li uvažovat šířící se elektromagnetické vlnění bodem P v časovém okamžiku t a v dalším čase $t + \Delta t$ a je-li pro daný interval Δt rozdíl fází vlnění stejný pro libovolný čas t , je možné o tomto vlnění prohlásit, že je časově koherentní. To je možné experimentálně ukázat na interferometru Michelsonova typu zobrazeného na Obr. 3.

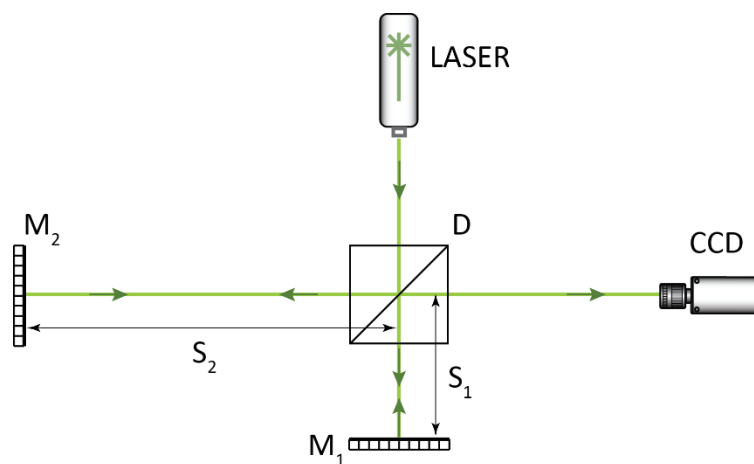
Světelné záření emitované zdrojem, v našem případě laserem, je děleno na děliči D na dva svazky. Oba svazky dopadají na zrcadla M_1 a M_2 , od kterých se odrážejí zpět k děliči. Optický dráhový rozdíl, který světlo urazí, je $L = 2(S_2 - S_1)$. Po opětovném průchodu děličem dopadají oba svazky na CCD, kde je pozorován výsledek jejich superpozice. Obvykle dopadající vlny nejsou přesně paralelní, ale jsou vůči sobě o nepatrný úhel vychýleny. Jako výsledek jejich interference je dvojdimenzionální interferenční obrazec

(např. jako na Obr. 1b)). Lze ukázat, že interferenční obrazec může vznikat respektive je viditelný, pouze pokud dráhový rozdíl nepřesáhne tzv. koherenční délku L . Pokud dojde k překročení této délky, obrazec vymizí. Časový interval Δt nazývaný koherenční čas má vztah ke koherenční délce vyjádřený jako

$$L = c\Delta t \quad (20)$$

kde c je rychlost světla.

Koherenční délka je také mírou spektrální šířky světla [5]. Světlo s velkou koherenční délkou (stovky kilometrů) je nazýváno vysoce monochromatické a je typické pro speciálně stabilizované plynové lasery. Multimódová laserová dioda dosahuje koherenční délky v řádech centimetrů. Na druhou stranu typické koherenční délky světla vyzařovaného tepelnými zdroji jako např. žárovka bývají v řádech mikrometrů. Aby byla pro takovéto zdroje interference viditelná, musely by být délky ramen interferometru skoro shodné.



Obr. 3 Interferometr Michelsonova typu; M – zrcadlo, D – dělič svazku

Dosazením rovnice (14) do rovnice (19) vyjde pro ideální nekonečnou koherenční délku výsledný kontrast interferenčního obrazce jako

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (21)$$

kde I_{max} a I_{min} jsou intenzity světlého a sousedního tmavého proužku, které odpovídají fázovému rozdílu obou vln $\Delta\varphi = 0$ případně $\Delta\varphi = \pi$. Pro konečnou koherenční délku je zavedena funkce vzájemné koherence [1]

$$\begin{aligned}\Gamma(\Delta t) &= \langle E(t + \Delta t)E^*(t) \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E(t + \Delta t)E^*(t) dt\end{aligned}\quad (22)$$

což představuje autokorelaci E . Zavedeme-li normalizovaný tvar

$$\gamma(\Delta t) = \frac{\Gamma(\Delta t)}{\Gamma(0)} \quad (23)$$

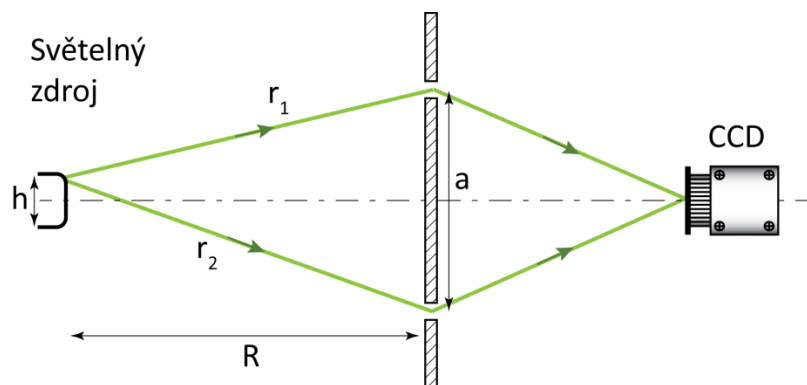
pak pro kontrast interferenčního obrazce vzniklého interferencí dvou vln s konečnou koherenční délkou dostáváme

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma| \quad (24)$$

Za předpokladu, že obě intenzity obou vln jsou si rovné, odpovídá $V = |\gamma|$. Pro ideálně monochromatické světlo platí $|\gamma| = 1$. Naopak pro světlo zcela nekoherentní je $|\gamma| = 0$.

1.3.2. Prostorová koherence

Řekněme, že vlnoplocha elektromagnetické vlny prochází v čase t dvěma body P_1 a P_2 s nulovým fázovým rozdílem. Bude-li v dalším časovém okamžiku $t + \Delta t$ fázový rozdíl roven nule, pak je možné prohlásit, že mezi body P_1 a P_2 existuje úplná koherence. Pokud tato podmínka platí pro všechny dvojice bodů vlnoplochy, je daná vlna prostorově koherentní. To je možné ukázat na Youngově pokusu, který je zobrazen na Obr. 4.



Obr. 4 Youngův interferometr.

Zdroj emituje světelné záření z různých bodů své plochy. Mezi zdrojem světla a detektorem je umístěna clonka se dvěma otvory od sebe vzdálenými a . Za určitých předpokladů budou obě vlny šířících se od otvorů generovat na detektoru interferenční obrazec. Ten však vymizí, pokud vzdálenost a překročí kritickou mez nazývanou koherenční vzdálenost a_k .

To je způsobeno tím, že délky optických drah jsou různé pro světelné paprsky vycházející z různých bodů světelného zdroje. Respektive jeden bod zdroje generuje interferenční maximum v určitém bodě na detektoru, zatímco jiný bod zdroje generuje v tom samém bodu na detektoru interferenční minimum. Tomu se je možné vyvarovat dodržáním podmínky

$$r_2 - r_1 < \frac{\lambda}{2} \quad (25)$$

Podmínka je splněna pro všechny body zdroje, pokud je splněna pro extrémy v okrajových bodech zdroje

$$r_1 = R^2 + \left(\frac{a-h}{2}\right)^2 \text{ a } r_2 = R^2 + \left(\frac{a+h}{2}\right)^2 \quad (26)$$

kde h je šířka zdroje a R vzdálenost zdroje od clonky. Dosazením rovnice (26) do (25) a předpokladu, že $a \ll r$ a $h \ll r$ získáme pro koherenční vzdálenost

$$\frac{a_k h}{2R} = \frac{\lambda}{2} \quad (27)$$

Autokorelační funkce definovaná v rovnici (22) je pro popis prostorové koherence rozšířena na

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \Delta t) &= \langle E(\vec{r}_1, t + \Delta t) E^*(\vec{r}_2, t) \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E(\vec{r}_1, t + \Delta t) E^*(\vec{r}_2, t) dt \end{aligned} \quad (28)$$

kde $\vec{r}_1$ a $\vec{r}_2$ jsou prostorové vektory otvorů clonky v Youngově interferometru. Tato funkce se jmenuje křížová korelační funkce a normalizovaný tvar je zapsán jako

$$\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \Delta t) = \frac{\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \Delta t)}{\sqrt{\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0) \Gamma(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0)}} \quad (29)$$

kde $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0)$ je intenzita v $\vec{r}_1$ a $\Gamma(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0)$ je intenzita v $\vec{r}_2$.

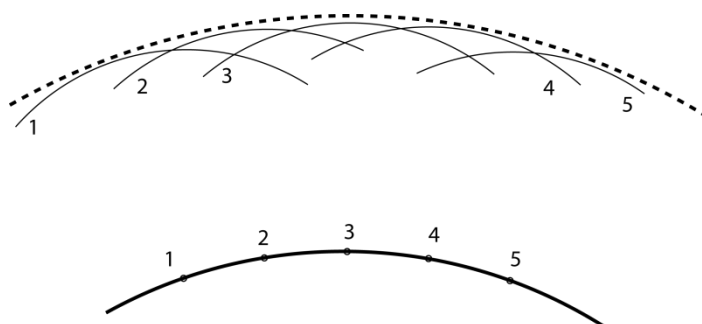
V porovnání s časovou koherencí závisí prostorová koherence jak na vlastnostech použitého světelného zdroje, tak i na geometrii interferometrického uspořádání. Uvažujeme-li jako světelný zdroj laser, souvisí jeho prostorová koherence se strukturou příčných módů (TEM). Laser oscilující v jednom příčném módu (např. TEM₀₀) je zcela prostorově koherentní [10]. Na druhou stranu laser pracující ve více příčných módech má nižší prostorovou koherenci, protože jednotlivé příčné módy mají rozdílné frekvence a tudíž i časově proměnný fázový rozdíl. V holografii se převážně využívají lasery provozované v základním módu TEM₀₀ s Gaussovským profilem vyzařovaného svazku.

1.4. Difrakce

V holografii je objektová vlna zaznamenána a zakódována v hologramu. Osvitem hologramu referenční vlnou je za pomoci difrakce objektová vlna rekonstruována. V digitální holografii probíhá rekonstrukce plně numericky. K tomu aby byla digitální rekonstrukce náležitě provedena, je nutný komplexní matematický popis difrakce. Difrakci je možno popsat v různých stupních aproximace. Jedná se v podstatě o výpočty rozložení intenzit vln v okolí překážek, které vedou na Maxwellovy rovnice s danými podmínkami. Nejčastěji jsou podmínky stanoveny jako funkce apertury, kdy je vlnění propuštěno pouze v určitých místech. Tyto předpoklady vedou k popisu difrakce pomocí Fresnel-Kirchhoffova integrálu. Integrál je možné ještě dále zjednodušit pomocí Fresnelovy aproximace a Fraunhoferovy aproximace. Tímto tématem se zabývá řada prací a zde jsou uvedeny pouze nezbytné části.

1.4.1. Huygensův princip

Podle Huygense je difrakce v podstatě projev vlnové podstaty světla a může být vysvětlena tzv. Huyensovým principem. Podle něj je každý bod vlnoplochy považován za zdroj sekundární sférické vlny. Vlnoplocha v určitém místě je superpozicí (obálkou) sekundárních vln [6]. Jednotlivé body obálky jsou pak zdroji dalších sférických vln atd. Tento princip je graficky znázorněn na Obr. 5.



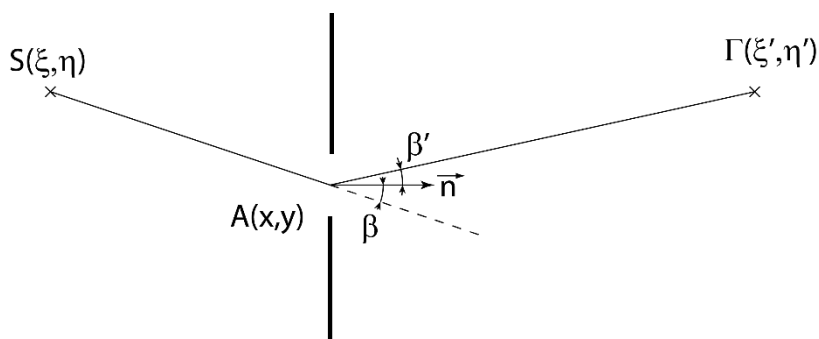
Obr. 5 Huygensův princip – vlnoplocha s body sekundárních sférických vln.

1.4.2. Fresnel-Kirchhoffův difrakční přístup

Uvažujme souřadnicový systém definovaný na Obr. 6. Bodový světelný zdroj S se souřadnicemi (ξ, η) emituje sférickou vlnu, která prochází aperturou stínítka se souřadnicemi (x, y) . V rovině apertury má pak takováto vlna komplexní amplitudu $A(x, y)$. Na místo pozorovatele (ξ', η') dopadá vlnové pole $\Gamma(\xi', \eta')$ úměrné poli vstupující do apertury $A(x, y)$ a poli sekundární sférické vlny šířící se z apertury popsané jako $\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho'\right) / \rho'$. Podle Huygensova principu se apertura skládá z množství zdrojů sekundárních sfér a výsledné pole v místě pozorovatele je proto rovno součtu všech sférických vln vystupujících z apertury zapsáno jako [1]

$$\Gamma(\xi', \eta') = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho'\right)}{\rho'} Q dx dy \quad (30)$$

kde $\rho' = \sqrt{(x - \xi')^2 + (y - \eta')^2 + d^2}$ je vzdálenost bodů v rovině apertury a rovině pozorovatele a d je vzdálenost mezi jednotlivými rovinami. Rovnice (30) platí za předpokladu, že $\rho' \gg \lambda$. Jelikož podle Huygensova principu se mohou sekundární vlny šířit všemi směry, tedy i ve směru zdroje S , je ve Fresnel-Kirchhoffově integrálu (30) zaveden parametr Q , aby takovouto nefyzikální situaci vyloučil. Q závisí na úhlu β mezi směrem šíření dopadající vlny od zdroje a jednotkovým vektorem $\vec{n}$ kolmým k apertuře a dále na úhlu β' mezi směrem šíření difraktovaného vlnění a $\vec{n}$ (viz. Obr. 6). Pro extrémní případ kdy by se vlnění šířilo zpět ke zdroji $\beta \approx 0$ a $\beta' \approx \pi$, je parametr $Q \approx 0$. V praxi většinou není parametr Q uvažován, jelikož úhly β a β' jsou velmi malé a $Q \approx 1$.



Obr. 6 Geometrie Fresnelovy difrakce.

1.4.3. Fresnelova aproximace

Uvažujme opět souřadnicový systém definovaný na Obr. 6 a omezený rozměr apertury. Na místo pozorovatele dopadá vlnové pole $\Gamma(\xi', \eta')$ definované rovnicí (30). Dále předpokládejme, že vzdálenost mezi rovinou apertury a rovinou pozorovatele d je mnohem větší než příčné rozměry apertury a rozměry svazku za aperturou. Za tohoto předpokladu je možno ρ' ve jmenovateli rovnice (30) nahradit hodnotou d . Nicméně takovou změnu není možno provést v exponenciálním členu. Zde je možné využít binomického rozvoje nebo Taylorova rozvoje a zapsat ρ jako řadu

$$\rho = d + \frac{(\xi' - x)^2}{2d} + \frac{(\eta' - y)^2}{2d} - \frac{1}{8} \frac{[(\xi' - x)^2 + (\eta' - y)^2]^2}{d^3} + \dots \quad (31)$$

přičemž je možné čtvrtý člen zanedbat, pokud je mnohem menší v porovnání s vlnovou délkou λ .

$$\frac{1}{8} \frac{[(\xi' - x)^2 + (\eta' - y)^2]^2}{d^3} \ll \lambda \quad \text{nebo} \quad d \gg \sqrt[3]{\frac{1}{8} \frac{[(\xi' - x)^2 + (\eta' - y)^2]^2}{\lambda}} \quad (32)$$

a pro ρ platí

$$\rho = d + \frac{(\xi' - x)^2}{2d} + \frac{(\eta' - y)^2}{2d} \quad (33)$$

Po dosazení do rovnice (30) můžeme psát

$$\begin{aligned} \Gamma(\xi', \eta') &= \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} ((\xi' - x)^2 + (\eta' - y)^2)\right] dx dy \end{aligned} \quad (34)$$

násobením v argumentu dostáváme

$$\begin{aligned} \Gamma(\xi', \eta') &= \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (\xi'^2 + \eta'^2)\right] \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right] \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda d} (x\xi' + y\eta')\right] dx dy \end{aligned} \quad (35)$$

Tato rovnice je známa jako Fresnelova aproximace.

1.4.4. Fraunhoferova aproximace

Fresnelova aproximace v rovnici (33) nahrazuje

$$\rho \approx d + \frac{\xi'^2 + \eta'^2}{2d} - \frac{x\xi' + y\eta'}{d} + \frac{x^2 + y^2}{2d} \quad (36)$$

přičemž Fraunhoferova aproximace navíc ještě zanedbává poslední člen rovnice (36) $(x^2 + y^2)/2d$, takže ve výsledku je vlnové pole v místě pozorování rovné

$$\begin{aligned} \Gamma(\xi', \eta') = & \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda d}(\xi'^2 + \eta'^2)\right] \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda d}(x\xi' + y\eta')\right] dx dy \end{aligned} \quad (37)$$

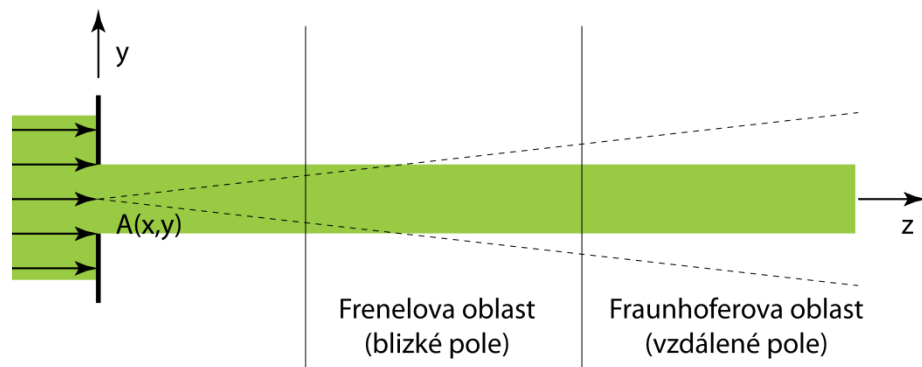
Fraunhoferovu aproximaci je možné využít za předpokladu, že pro poslední člen, který byl zanedbán, platí

$$\frac{x^2 + y^2}{2d} \ll \frac{\lambda}{2} \quad (38)$$

budeme-li pro zjednodušení uvažovat 1D aperturu s rozměrem y pak

$$\frac{y^2}{\lambda} \ll d \quad (39)$$

kde d je vzdálenost, od které je možné Fraunhoferovu aproximaci použít.



Obr. 7 Oblasti Fresnelovy a Fraunhoferovy difrakce. Zeleně je vyznačen geometrický stín apertury a čárkovaně šířka svazku při Fraunhoferově difrakci.

Obecně lze říci, že ve Fraunhoferově aproximaci je dopadající a difragovaná sférická vlna nahrazena vlnou rovinnou. Ve Fresnelově aproximaci je kulová vlna nahrazena vlnou parabolickou. Rozdíl mezi těmito vlnami lze charakterizovat zakřivením jejich vlnoploch Δ , kdy podmínka

$$\Delta > \lambda \tag{40}$$

vyjadřuje nutnost použít Fresnelovu aproximaci [6].

Za aperturou můžeme definovat oblasti, ve kterých platí příslušná aproximace. Fresnelova oblast tzv. blízké pole a Fraunhoferova oblast tzv. vzdálené pole jsou schematicky zobrazeny na Obr. 7. Jednotlivé oblasti nejsou uvedeny v přesném poměru a rovněž i jejich hranice se nedají ostře definovat.

2. Digitální holografie

Dosud známé detektory jsou citlivé pouze na intenzitu dopadající světelné vlny. Možnost komplexního záznamu vlny byla představena v roce 1947 Dennisem Gaborem, dnes známa pod pojmem holografie. Teprve ale vynález laseru v 60. letech reálně otevřel holografii cestu k jejímu rozvoji a možnostem pro využití v celé řadě aplikací. Moderní optika je ji plně prostoupena počínaje měřicími technikami, přes optické holografické elementy a ochrannými prvky konče (více např. [9] - [11]).

Holografie (z řeckého *holos* = úplný a *grafos* = záznam) využívá vlastností interference a difrakce k záznamu a následné rekonstrukci informace o vlně šířící se od objektu tedy jak amplitudy, tak i její fáze. Jak bude dále vysvětleno, je k rekonstrukci použit zaznamenaný intenzitní obrazec interferujících vln nazývaný hologram. K jeho záznamu je v holografii využíváno řady záznamových médií. Nejznámějším a nejrozšířenějším záznamovým médiem jsou v holografii stříbro-halogenidové fotografické emulze SHE. Tyto emulze však mají řadu nevýhod (nelinearita, chemické zpracování, atd.) a v současné době začíná převládat digitální záznam hologramu. Stručný přehled používaných záznamových materiálů je uveden níže v Tab.1.

Tab.1: Příklad užívaných záznamových materiálů v HI

Médium	Citlivost [J/m ²]	Rozlišení [mm ⁻¹]	Rozsah použití [nm]	Proces vyvolání	Typ hologramu	Opětovný záznam
SHE	$5 \cdot 10^{-2}$	10^3 - 10^4	400-700	chemický	ampl./fázový	ne
Dichrom. želatina	10^2	$>10^4$	300-600	chemický	fázový	ne
Fotorezist	10^2	$\sim 3 \cdot 10^3$	UV-500	chemický	fázový	ne
Fotopolymer	10 - 10^4	200-1500	UV-650	jiný	fázový	ne
Fototermoplast	10^{-1}	500-1200	400-650	náboj	fázový	ano
LiNbO ₃	10^4	>1500	350-500	není	fázový	ano
CCD	10^{-4} - 10^{-3}	~ 400	400-1000	není	ampl.	ano

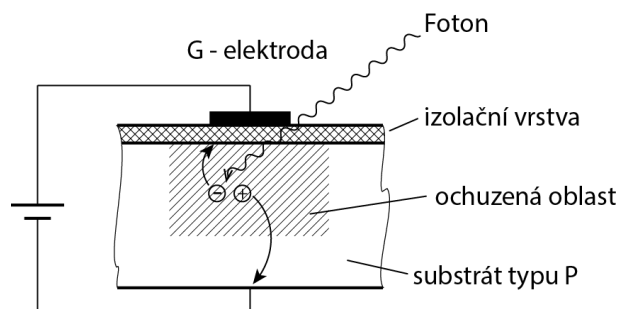
Idea odstranění nevýhod analogového záznamu hologramu digitálním záznamem je přibližně stejně stará jako sama holografie. Trvalo však několik desítek let, než digitální technologie pokročily natolik, aby dovolily záznam hologramu s ohledem na vzorkovací

kritérium a opakovatelnost záznamu. Numerická rekonstrukce hologramu pak vyžadovala rozumný výpočetní čas. Jak bude dále ukázáno, dnešní komerčně dostupné CCD a CMOS detektory splňují podmínky pro použití v převážné většině holografických a holograficko-interferometrických aplikacích.

2.1. CCD a CMOS detektory

V posledních letech je možné pozorovat přechod od klasického záznamu a rekonstrukci hologramů k digitální fromě. Tento trend se nevyhýbá ani holografické interferometrii a dalším příbuzným technikám, jelikož přináší řadu výhod. Na druhou stranu ale vyžaduje splnění určitých podmínek, které jsou diskutovány v dalších kapitolách. Digitální holografie je založena na záznamu digitálního hologramu pomocí maticového detektoru CCD (charge coupled devices) a následné numerické rekonstrukci digitálního hologramu namísto použití analogových záznamových materiálů a optické rekonstrukci. CCD pole pak zajišťuje konverzi světelné intenzity na měřitelný napěťový signál.

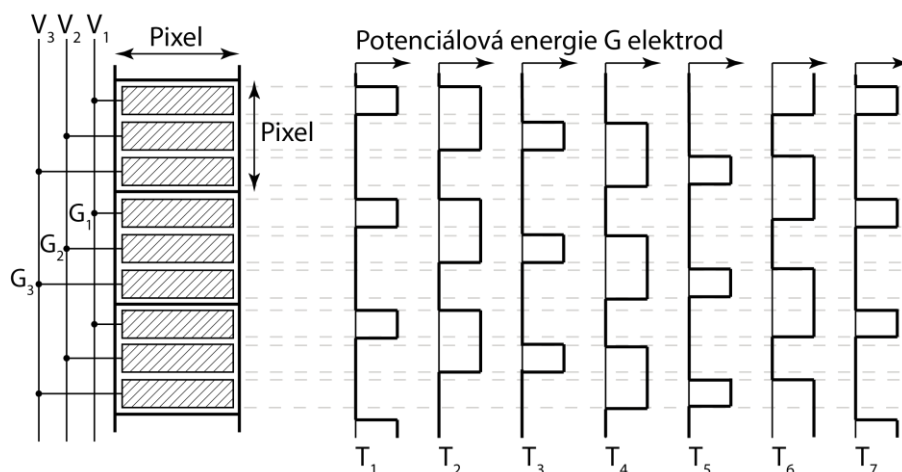
CCD svým názvem odkazuje na polovodičovou architekturu, ve které je náboj přenášen skrze oblasti umožňující uchování náboje. CCD architektura má tři základní funkce: 1) shromáždění náboje, 2) přesun náboje, a 3) konverzi náboje na měřitelné napětí. CCD pole mohou být složeny z různých detektorů. Základním a asi nejznámějším je kapacitor MOS (metal-insulator-semiconductor). Typický MOS kapacitor se skládá z vlastního křemíkového substrátu typu P, na který je nanesena kovová G-elektroda (tzv. „Gate“). Mezi oběma vrstvami je izolační SiO_2 vrstva (viz. Obr. 8). Přivedení kladného napětí na G-elektrodu způsobí migraci volných kladných děr v substrátu typu P k zemníci elektrodě. Tímto způsobem vznikne pod G-elektrodou ochuzená oblast zbavena většiny kladných nábojů, tzv. potenciálová jáma. Pokud je touto oblastí absorbován foton s energií vyšší než energie pásu ochuzené oblasti, dojde vlivem fotoefektu k vytvoření elektron-děrového páru. Zatímco elektron setrvává v ochuzené oblasti, nosič kladného náboje je odčerpán zemnicí elektrodou. Toto se opakuje, dokud nedojde k saturaci nebo odstranění napětí z G-elektrody. Počet elektronů, jež je možné v kapacitoru shromáždit, určuje parametr full well capacity a je úměrný velikosti aplikovaného napětí, tloušťce izolační vrstvy SiO_2 a velikosti plochy G-elektrody.



Obr. 8 MOS kapacitor s křemenným substrátem typu P.

Pomocí dvojdimenzionálního pole takovýchto MOS kapacitorů, může být intenzitní rozložení dopadajícího světla uloženo ve formě elektronů akumulovaných v příslušných potenciálových jámách. Vyčtení naakumulovaných nábojů z pole detektorů je prováděno systematickou sekvenční změnou napětí G-elektrody takovým způsobem, aby byly elektrony „přelévány“ z jedné potenciálové jámy do sousední. Proces vyčtení elektronu pro třífázové CCD je uveden na Obr. 9. Na každou G-elektrodu je přivedeno řídicí napětí, přičemž jeho velikost je funkcí času. Pro ilustraci předpokládejme, že nejprve je přivedeno napětí V_1 na elektrodu G_1 . Dopadající záření generuje v detektoru 1 fotoelektrony, které jsou akumulovány v potenciálové jámě PJ_1 pod G_1 . Tento časový úsek je znám jako integrační čas. Po jeho uplynutí je stejné napětí přivedeno na G_2 , což vede k „rozlití“ elektronů z PJ_1 i do PJ_2 a rychlému vyrovnání obou hladin. Při snižování napětí na G_1 dochází ke snižování PJ_1 a další migraci elektronů do PJ_2 . Ve finále je napětí V_1 nulové a všechny elektrony se nacházejí v PJ_2 . Stejný postup je aplikován i na G_2 a G_3 elektrody, během něhož dojde k přenosu elektronů z PJ_2 do PJ_3 .

Zatímco CCD registr – pixel je složen z několika G-elektrod, CCD pole tvoří série vertikálních registrů (Obr. 9). Na konci každého vertikálního registru je horizontální registr, který spolu s ostatními horizontálními registry tvoří sériový vyčítací registr. Vyčítací registr shromažďuje náboje z jedné řady pixelu a transportuje je jako sériový paket do zesilovače. Třífázová sekvence, kdy je přiváděno napětí na jednotlivé elektrody, je opakována, dokud nedojde k postupnému vyčtení všech elektronů z celého pole. Ačkoliv může být v principu použit jakýkoliv počet G-elektrod, jsou zpravidla využívány dvě až čtyři elektrody na jeden pixel.



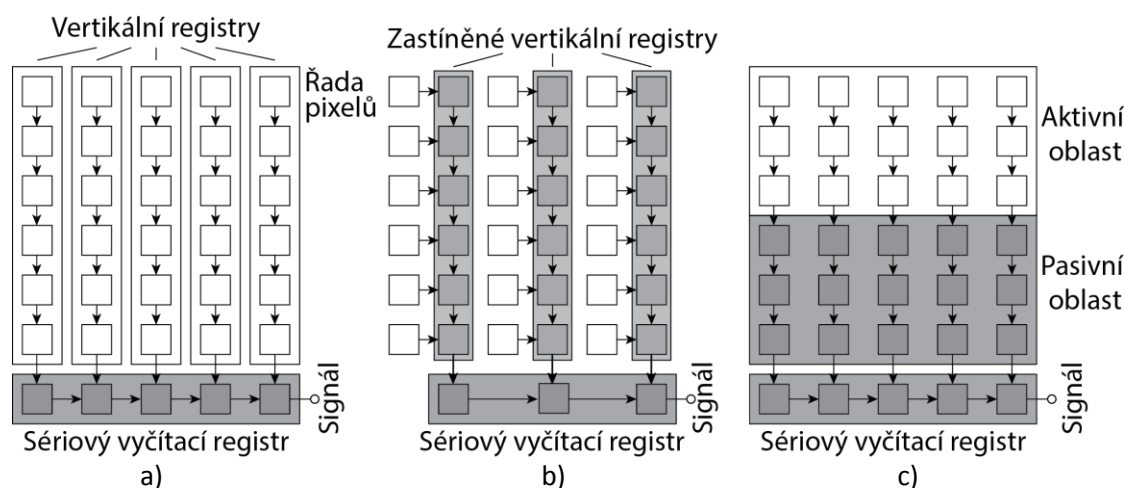
Obr. 9 Transfer náboje v třífázovém CCD reprezentující jeden sloupcový registr. Sousední ochuzené oblasti se musí překrývat z důvodu jejich gradientního charakteru a efektivity transferu náboje. Nicméně pro lepší přehlednost jsou zobrazeny jako přilehlé.

V závislosti na konstrukci a způsobu vyčítání nábojů je možno CCD rozdělit do tří hlavních skupin. První skupinu je Full Frame Transfer, jejíž princip byl popsán výše. Charakterizuje vyčítání CCD pole řádek po řádku pomocí horizontálního vyčítacího registru, přičemž vyčítací registr musí být vždy vyprázdněn před načtením dalšího řádku pixelů. Rychlost čtení dat je omezena šířkou pásma zesilovače a rychlostí A/D převodníku. Pro zvýšení rychlosti čtení je možné CCD rozdělit na několik samostatných polí, které jsou vyčítány současně. Během přesouvání náboje mezi řádky pole může dojít k akumulaci nových fotoelektronů vlivem osvětlení a tím rozmazání obrazu. Z tohoto důvodu je z pravidla před pole zařazena mechanická závěrka.

Další skupinou v architektuře CCD je Frame Transfer (Obr. 10 c)). V tomto případě je pole CCD složeno ze dvou oblastí – aktivní a pasivní. Aktivní oblast tvoří světlocitlivé pixely generující fotoelektrony. Pasivní oblast je téměř identická jako aktivní, ale na pixely pasivní oblasti je nanášena vrstva zamezující jejich světelnou expozici. Po uplynutí integračního času jsou fotoelektrony přesunuty z aktivní oblasti do pasivní. Rychlost přesunu se pohybuje v řádech stovek μs , což je mnohonásobně větší než v případě full frame transfer architektury. Možnost akumulace nových fotoelektronů během přesunu je tak podstatně menší.

Třetí skupina polí označovaná jako Interline Transfer se skládá z fotodiod oddělených vertikálními registry (Obr. 10 b)). Registry jsou opatřeny neprůsvitnou vrstvou. Rychlost přesunu fotoelektronů z aktivní oblasti do pasivní se běžně pohybuje v jednotkách μs . Z toho důvodu není nutné používat mechanickou závěrku jako u výše zmíněných

architektur. V této souvislosti se hovoří o elektronické závěrci. Koncept Interline Transfer prokládáním pasivních a aktivních oblastí zmenšuje světlocitlivou plochu čipu a tzv. fill factor může dosahovat pouze 20%. Na druhou stranu může být opticky zvýšen použitím předřazeného mikročočkového pole, případně dalšími technologiemi jako osvětlováním čipu zezadu (back-illuminated CCD), transparentními materiály atd. nebo softwarovým slučováním sousedních pixelů tzv. binningem.



Obr. 10 Architektura CCD pole. a) Full frame transfer, b) Interline transfer, c) Frame transfer.

K výběru nejvhodnějšího čipu pro aplikaci v digitální holografii je potřeba znát jeho vlastnosti a parametry a jejich vliv na aplikaci. Jedním z parametrů je kvantová účinnost. Kvantová účinnost je poměr mezi fotony dopadlými na čip a fotony přeměněny na elektrony. Budeme-li předpokládat ideální materiál a energii fotonu vyšší než šířka zakázaného energetického pásu polovodiče, pak každý absorbovaný foton generuje elektron-děrový pár. Kvantová účinnost je pak rovna jedné. Nicméně absorpční koeficient je závislý na vlnové délce a klesá se zvyšující se vlnovou délkou. Z toho důvodu mohou fotony vyšších vlnových délek projít, aniž by byly absorbovány. Příspěvek fotonů absorbovaných v materiálu závisí také na difúzní délce nosičů náboje. Pro difúzní délky blízké nule dochází k okamžité rekombinaci vygenerovaného náboje a kvantová účinnost se pro tyto vlnové délky blíží nule. Na druhou stranu difúzní délky blízké nekonečnu dovolují elektronům dosáhnout potenciálové jámy a kvantová účinnost se blíží jedné. Vzhledem k tomu, že kvantová účinnost závisí na napětí na elektrodě G a tloušťce materiálu je spektrální citlivost CCD různá pro osvětlování zepředu (front-illuminated CCD) a zezadu (back-illuminated CCD).

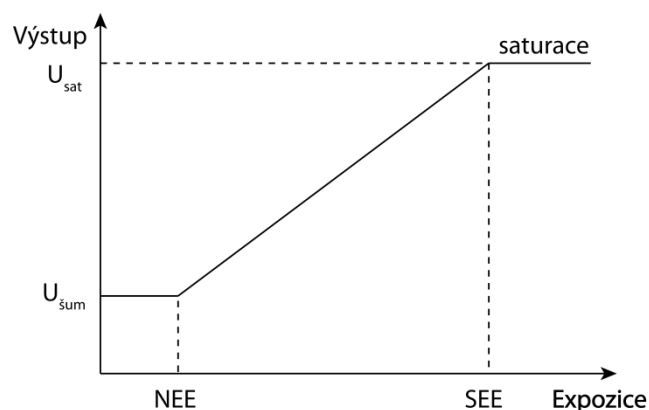
Výstupní signál ze CCD je v ideálním případě úměrný času expozice. Na druhou stranu v praxi může hrát pro dlouhé expozice výraznou roli tzv. temný proud (dark current). Ten je způsoben technologií CCD, která připouští vznik elektronů v pixelech, nejen v důsledku dopadajícího světla, ale také náhodně v závislosti na teplotě, velikosti pixelu, architektuře a výrobní technologii čipu. Typicky je vyjadřován v elektronech za sekundu (e^-/s) nebo jako hustota proudu na plochu (A/cm^2). Například pro křemíkový CCD čip se temný proud pohybuje mezi $0,1 nA/cm^2$ a $10 nA/cm^2$. Temný proud je možné redukovat chlazením. Nejjednodušším způsobem jak zaznamenat obraz bez této chyby, je pořízení dvou stejných expozic, přičemž jedna z expozic je s uzavřenou závěrkou a ta je následně odečtena od zaznamenaného obrazu. Někteří výrobci na podobném principu umisťují na okraje polí několik zastíněných detektorů, které slouží ke stanovení referenční hodnoty temného proudu. Ta je po expozici odečtena od hodnot aktivních pixelů.

Temný proud není jediným zdrojem šumu ovlivňující vlastnosti CCD snímačů. Na základě mechanismů přesouvání nábojů mezi jednotlivými pixely vzniká náhodný tzv. čtecí šum charakteristický pro daný čip a vyjádřený v elektronech jako směrodatná odchylka. Za zmínku ještě stojí šum elektroniky kamery, která zavádí také určitou úroveň šumu vyjadřovanou ve voltech. Literatura uvádí další druhy možného šumu, nicméně jejich velikost je nepatrná a v holografických aplikacích nepodstatná. Někdy je mylně za chybu šumu pokládán tzv. blooming, jedná se však o „přetečení“ náboje z jedné potenciálové jámy do druhé v důsledku velmi jasného objektu v zaznamenávané scéně. V obraze jsou pak u objektu pozorovatelné typické pruhy.

Součet všech rušivých šumů při nulovém osvětlení snímače udává nejmenší rozlišitelné napětí na výstupu snímače U_{sum} . Označíme-li saturační napětí U_{sat} jako hodnotu výstupního napětí snímače při úplném zaplnění snímače náboji, pak můžeme definovat dynamický rozsah jako

$$DR = \frac{U_{sat}}{U_{sum}} = \frac{SEE}{NEE} = \frac{N_{well}}{\langle n_{sum} \rangle} \quad (41)$$

Místo hodnot výstupních signálů je možné použít hodnot expozic odpovídající saturaci SEE (saturation equivalent exposure) a šumu NEE (noise equivalent exposure), nebo také poměr kapacity potenciálové jámy N_{well} a efektivní hodnoty šumu n_{sum} . Závislost výstupního signálu na délce expozice je zobrazena na Obr. 11. Sklon lineární části grafu mezi U_{sum} a U_{sat} je dán citlivostí CCD. Citlivost záznamového pole je většinou vyjádřena v poměru výstupního napětí a expoziční energie.



Obr. 11. Závislost výstupního napětí na expozici.

Typický dynamický rozsah kamer je 8 bitů (256 úrovní šedi) nebo vyšší. To je přibližně srovnatelné s používanými fotografickými materiály a v holografii plně dostačující. Z principu holografického záznamu je možné z jakékoliv části ideálního hologramu rekonstruovat zaznamenanou vlnu. Z toho důvodu mohou být zaznamenány a následně rekonstruovány dokonce i scény s vysokými rozdíly jasu, jež zdaleka přesahují DR detektoru.

Zatímco CCD jsou specializované čipy určené pouze k záznamu obrazu a vyráběné v několika málo laboratořích, tak CMOS (complementary metal oxide semiconductor) technologie je užívána v masovém měřítku k výrobě různých elektronických zařízení. Obrazové CMOS detektory vyráběny tímto již standartním procesem ve velkém množství jsou z ekonomického hlediska méně nákladné na výrobu. V minulosti CMOS detektory v porovnání s CCD vykazovaly poměrně malou citlivost a vyšší šum. Nicméně pokrokem ve výrobě v posledních letech se tyto rozdíly zmenšily natolik, že jsou oba typy detektorů parametrově téměř ekvivalentní. Základním principem je CMOS detektor podobný CCD detektoru. Absorbuje fotony, generuje z nich náboj, který shromažďuje. V čem se liší, je přenos náboje a jeho konverze na napětí. Obvody, které konvertují náboj na napětí u CCD, jsou díky technologii CMOS součástí čipu. Digitalizace je tak prováděna přímo v každém pixelu zvlášť. Každý pixel také obsahuje datový výstup, což umožňuje vyčtení celého pole najednou a také snižuje celkovou dobu potřebnou pro vyčtení. V důsledku využívání nižších výkonů mají obecně CMOS detektory nižší hladinu tepelného šumu v porovnání se CCD. Součástí čipu mohou být další funkce jako například zpracování obrazu, detekce hran, redukce šumu a dal. Integrace funkcí přímo na čipu CMOS detektoru je hlavní výhodou oproti CCD.

V principu digitálního záznamu hologramu není rozdíl, ať je použit detektor CMOS nebo CCD. Jsou-li v práci uváděny podmínky a vztahy pro CCD detektory je odkazováno na oba druhy senzorů, tedy na CCD a CMOS.

2.2. Podmínka prostorové frekvence a stability

Digitální detektor, na který je prováděn záznam hologramu, musí být schopen rozlišit interferenční strukturu vznikající superpozicí referenční a objektové vlny danou rovnicí (46). Maximální rozlišitelná prostorová frekvence je určena maximálním úhlem mezi vlnami θ_{max} podle rovnice (17)

$$f_{max} = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta_{max}}{2} \quad (42)$$

Je-li záznam prováděn na SHE nebo do fotopolymerů není nutné se úhlem θ mezi objektovou a referenční vlnou obvykle zabývat. Například zmiňované SH emulze běžně dosahují rozlišení více jak 5000 čar/mm (čárou je zde myšlena dvojice černé a bílé čáry tzv. line pairs). Pro běžně užívané vlnové délky a úhly do 90° bude rozlišení dostatečné. Naproti tomu vzdálenost jednotlivých sousedních pixelů Δx u CCD detektoru se pohybuje v jednotkách μm . Aby byl záznam proveden v souladu se vzorkovacím kritériem, musí platit, že

$$f_{max} > \frac{1}{2\Delta x} \quad (43)$$

Což odpovídá maximálně 500 čarám/mm. Dosazením rovnice (42) do rovnice (43) získáme vztah pro maximální možný úhel mezi objektovou a referenční vlnou pro záznam hologramu na CCD s roztečí pixelů Δx jako

$$\theta_{max} = 2 \arcsin \left(\frac{\lambda}{4\Delta x} \right) \approx \frac{\lambda}{2\Delta x} \quad (44)$$

Aproximace platí pro malé úhly. Budeme-li uvažovat jako světelný zdroj laser s vlnovou délkou emitovaného záření 532nm, pak pro komerčně dostupné kamery s roztečí sousedních pixelů 1,5 μm nesmí úhel mezi referenční a objektovou vlnou překročit přibližně 10°. Z tohoto důvodu je při návrhu interferometru nutné brát v úvahu i velikost zkoumaného objektu. Pro některé větší objekty by vzdálenost od CCD dosáhla několika metrů, což není z praktického hlediska možné. Tento problém je nicméně možno elegantně vyřešit osovým záznamem hologramu nebo pomocí rozptylné čočky umístěné mezi objekt a CCD [43].

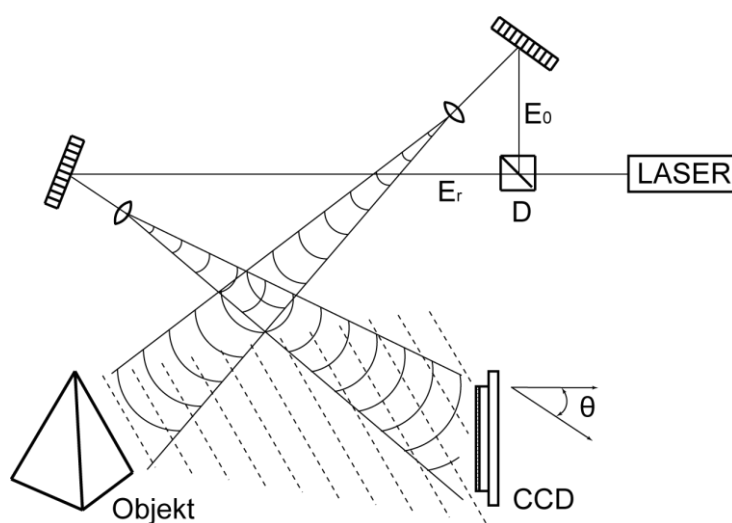
Vhodným nástrojem pro analýzu schopnosti kamery a optického zařízení zaznamenat a reprodukovat prostorově se měnící signál je tzv. MTF funkce (modulation transfer function). MTF je definována jako poměr výstupního kontrastu v obrazové rovině a vstupního kontrastu v objektové rovině pro všechny frekvence a příslušné rozlišení.

$$MTF = \frac{M_{vstup}}{M_{vystup}} \quad (45)$$

MTF zobrazovacího systému ukazuje, jak budou různé prostorové frekvence systémem ve výsledku ovlivněny. MTF je rovné jedné, pokud je vstupní a výstupní kontrast přenesené prostorové frekvence shodný. Ve většině případů se vzrůstajícími prostorovými frekvencemi má MTF křivka klesající charakter.

2.3. Holografické záznamové uspořádání

Typické holografické uspořádání pro záznam hologramu je uvedeno na principiálním schématu Obr. 12. Uspořádání se skládá ze zdroje koherentního záření - laseru s dostatečnou koherenční délkou. Laserový svazek je na děliči D rozdělen do dvou dílčích vln – objektové E_o a referenční E_r . Objektová vlna dopadá na povrch objektu, od kterého se difuzně odráží ve směru CCD čipu digitální kamery. Referenční vlna dopadá na CCD přímo. Obě vlny spolu interferují a na čipu vytvářejí interferenční obrazec, který je digitálně zaznamenán. Takto zaznamenaný obrazec je nazýván digitálním hologramem.



Obr. 12 Princip záznamu digitálního hologramu; E_o - objektová vlna, E_r - referenční vlna D - dělič.

Z fyzikálního hlediska je hologram superpozicí objektové a referenční vlny matematicky popsané rovnicí (14) jako

$$\begin{aligned} I(x, y) &= a_o^2(x, y) + a_r^2(x, y) \\ &+ 2a_o(x, y)a_r(x, y)\cos(\varphi_o(x, y) - \varphi_r) \\ &= I_o(x, y) + I_r(x, y) + 2\sqrt{I_o(x, y)I_r(x, y)}\cos\Delta\varphi(x, y) \end{aligned} \quad (46)$$

kde a_o, a_r jsou reálné amplitudy objektové a referenční vlny a φ_o, φ_r jsou fáze objektové a referenční vlny. Člen $\Delta\varphi(x, y) = \varphi_o(x, y) - \varphi_r(x, y)$ je interferenční fáze.

Během expozičního času t_B obdrží záznamové médium energii

$$B(x, y) = \int_0^{t_B} I(x, y, t) dt \quad (47)$$

Je-li záznam proveden pomocí SHE, pak je zčernání, případně změna indexu lomu bělené SHE, úměrné této energii. Amplitudová propustnost hologramu $h(x, y)$ označovaná jako funkce hologramu odpovídá obdržené energii podle vztahu

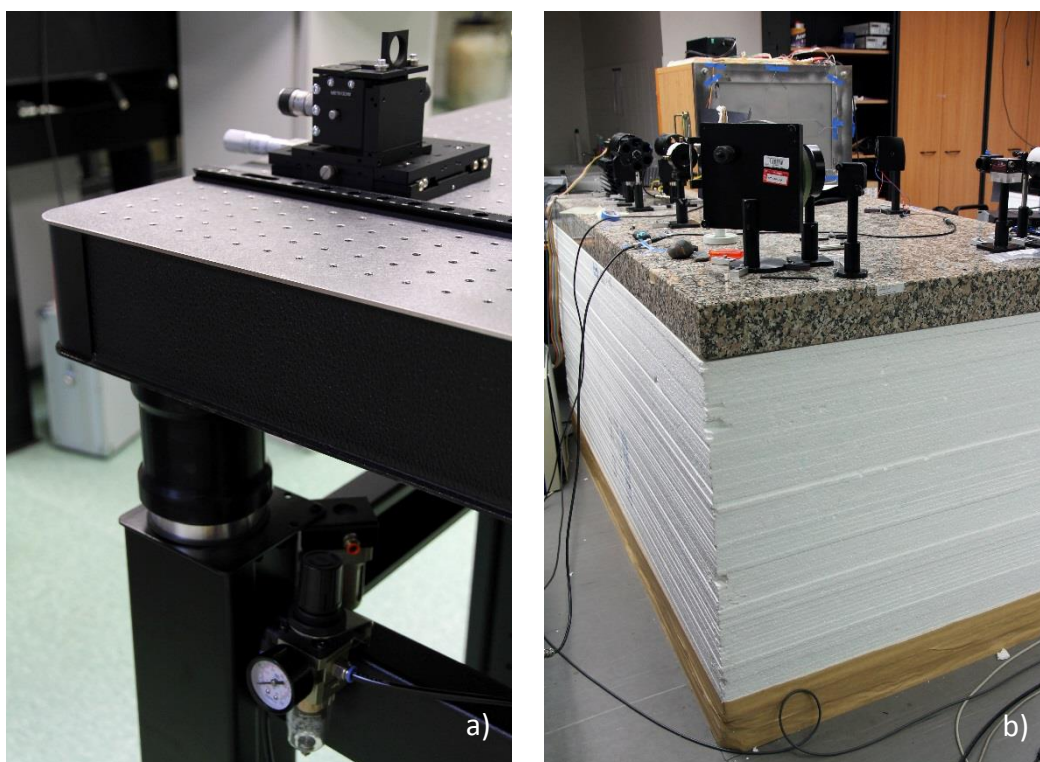
$$h(x, y) = h_0 + \beta\tau I(x, y) \quad (48)$$

Pracovní bod je vhodné zvolit v lineární oblasti funkce hologramu vhodným nastavením expozičního času a poměrem intenzit jednotlivých svazků 1:3 až 1:7.

V případě digitálního záznamu je energie dopadajícího světla vlivem foto efektu přeměněno na náboj a následně v A/D převodníku na číslicově vyjádřenou hodnotu jasu. Dnešní komerčně dostupné CCD detektory mají lineární odezvu v širokých mezích. Na rozdíl od fotografických emulzí mají velmi dobrou opakovatelnost a mohou být použity k fotometrickým měřením rozložení intenzit $I(x, y)$. Poměr intenzit objektové a referenční vlny bývá v praxi pro digitální záznam hologramu nastaven s ohledem na největší kontrast, tedy 1:1. CCD detektor obdrží stejně jako klasické záznamové médium celkovou světelnou energii danou rovnicí (47) určenou expozičním časem. Expoziční čas je řízen mechanickou nebo elektronickou závěrkou kamery. Ovládání expozičního času a závěrky je velmi podstatné při studiu nestacionárních nebo nestabilních objektů.

2.4. Podmínka stability optického systému

Jelikož se expoziční časy mohou pohybovat až v řádech minut, je nutné zajistit celkovou stabilitu optického uspořádání. Jakákoliv změna v rozdílu optických drah jednotlivých interferujících svazků během expozice by měla za následek změnu prostorového rozložení interferenčních proužků a tím snížení kontrastu hologramu. V praxi by dráhový rozdíl neměl překročit $1/10 \lambda$. Z tohoto důvodu je vhodné stavět uspořádání na optické stoly odizolované od rušivých mechanických vlivů. Rovněž je také vhodné pro uchycení a justáž jednotlivých prvků interferometru použít dostatečně tuhé mechanické komponenty.



Obr. 13 Příklady v rámci práce používaných optických stolů s tlumením od okolních vibrací pomocí a) systému airbagů, b) polystyrenových desek.

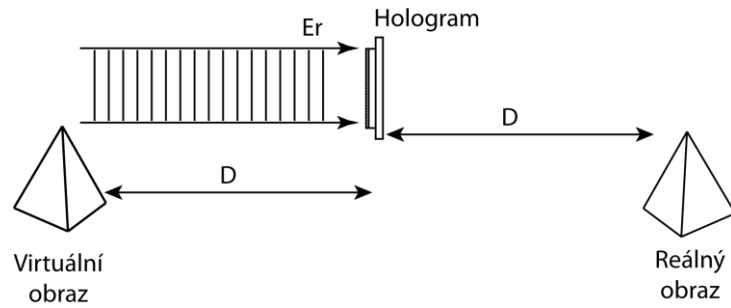
2.5. Rekonstrukce digitálního hologramu

V klasické holografii je objektová vlna rekonstruována osvitom hologramu referenční vlnou. Za hologramem se pak šíří rekonstruovaná vlna, kterou pozorovatel vnímá jako virtuální trojrozměrný obraz odpovídající originálnímu objektu.

Rekonstrukci klasického hologramu lze popsat matematicky jako součin amplitudové propustnosti a komplexní amplitudy referenční vlny

$$E_r(x, y)h(x, y) = [h_0 + \beta\tau(a_r^2 + a_0^2)]E_r(x, y) + \beta\tau a_r^2 E_o(x, y) + \beta\tau E_r^2(x, y)E_o^*(x, y) \quad (49)$$

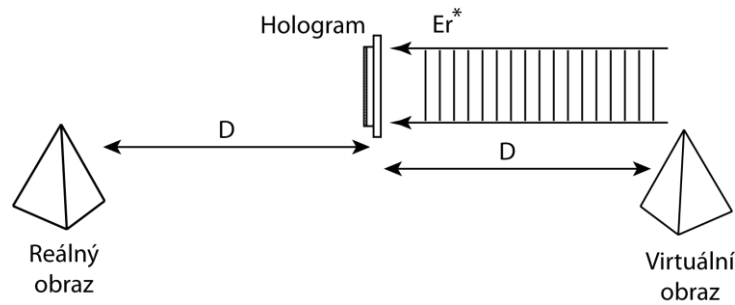
První člen pravé strany rovnice reprezentuje nedifragovanou vlnu procházející hologramem tzv. stejnosměrná složka. Druhý člen je rekonstruovaná objektová vlna formující virtuální obraz ve vzdálenosti D od hologramu. Faktor $\beta\tau a_r^2$ ovlivňuje pouze jas obrazu. Třetí člen generuje převrácený reálný obraz objektu (Obr. 14). Zkreslení obrazu je zapříčiněno prostorově se měnící komplexní složkou E_r^2 modulovanou konjugovanou objektovou vlnou E_o^* . Lidské oko je přizpůsobeno pro pozorování virtuálního obrazu (tvořeného rozbíhajícími se paprsky z místa objektu). Reálný obraz je tvořen paprsky konvergujícími do bodu a okem je nelze pozorovat, naproti tomu je možné reálný obraz promítnout na stínítko.



Obr. 14 Principiální schéma rekonstrukce hologramu referenční vlnou E_r .

Nedeforovaný reálný obraz je možno generovat osvitěním hologramu konjugovanou referenční vlnou E_r^* jak je zobrazeno na Obr. 15.

$$E_r^*(x, y)h(x, y) = [h_0 + \beta\tau(a_r^2 + a_0^2)]E_r^*(x, y) + \beta\tau a_r^2 E_o^*(x, y) + \beta\tau E_r^{*2}(x, y)E_o(x, y) \quad (50)$$



Obr. 15 Principiální schéma rekonstrukce hologramu konjugovanou referenční vlnou E_r^* .

V digitální holografii je rekonstrukční proces prováděn numericky přímo v počítači. Difrakce světla vlny dopadající pravoúhle na holografickou mřížku je možné popsat Fresnel-Kirchhoffovým integrálem (30). Vlnové pole v obrazové rovině je rovno [1], [2]

$$\Gamma(\xi', \eta') = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) E_r(x, y) \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho'\right)}{\rho'} dx dy \quad (51)$$

kde $\rho' = \sqrt{(x - \xi')^2 + (y - \eta')^2 + d^2}$ je vzdálenost bodu v rovině hologramu a bodu v rekonstrukční rovině, $h(x, y)$ je funkce hologramu. Související souřadnicový systém je zobrazen na Obr. 16. Jak bylo zmíněno výše, reálný obraz může být při rekonstrukci zkeslen. Z toho důvodu je při digitální rekonstrukci místo E_r použita konjugovaná referenční vlna E_r^* . Tím je rekonstruovaný nezkreslený reálný obraz v objektové rovině a rovnice (51) přechází na tvar

$$\Gamma(\xi, \eta) = \frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) E_r^*(x, y) \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho\right)}{\rho} dx dy \quad (52)$$

kde E_r^* je konjugovaná referenční vlna a

$$\rho = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + d^2} \quad (53)$$

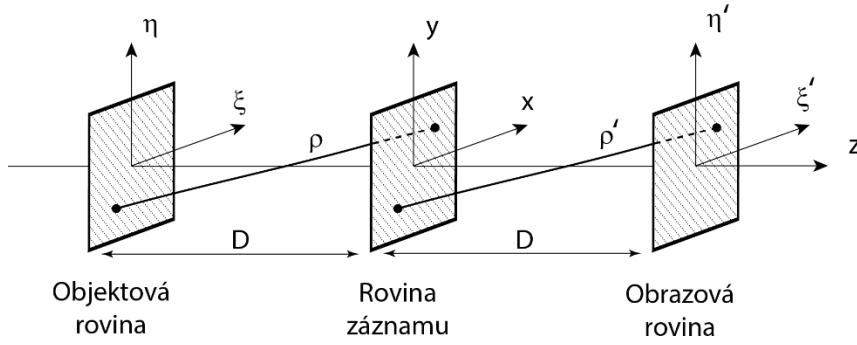
Protože rekonstruované pole $\Gamma(\xi, \eta)$ je komplexní funkcí, je možné přímo vypočíst jak intenzitu, tak i fázi. Intenzita rekonstruovaného pole je pak dána vztahem

$$I\{\xi, \eta\} = |\Gamma(\xi, \eta)|^2 \quad (54)$$

a fáze jako

$$\varphi(\xi, \eta) = \arctan \frac{\text{Im}\{\Gamma(\xi, \eta)\}}{\text{Re}\{\Gamma(\xi, \eta)\}} \quad (55)$$

To je v silném kontrastu v porovnání s klasickou optickou rekonstrukcí hologramu, kde je rekonstruováno pouze intenzitní rozložení vlny. Benefity z použití digitální holografie budou ještě více zřejmé v kapitole Holografická interferometrie. Jelikož je výpočet Fresnel-Kirchhoffova integrálu (52) poměrně časově náročný, zavádějí se z tohoto důvodu různé aproximace a zjednodušení.



Obr. 16 Souřadnicový systém pro numerickou rekonstrukci hologramu.

2.5.1. Rekonstrukce pomocí Fresnelovy aproximace

Za předpokladu, že hodnoty x, y a ξ, η jsou v porovnání se vzdáleností mezi CCD a rekonstrukční rovinou ρ zanedbatelné, může být Fresnel-Kirchhoffův integrál aproximován Fresnelovou aproximací. Podobně jako v kapitole 1.4.3 je rovnice (53) nahrazena Taylorovým rozvojem (31) a čtvrtý člen je zanedbán, pokud je mnohem menší v porovnání s vlnovou délkou λ . Rovnice (52) tak přechází podle (35) do tvaru

$$\begin{aligned} \Gamma(\xi, \eta) &= \frac{i}{\lambda} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho\right) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (\xi^2 + \eta^2)\right] \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) E_r^*(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right] \\ &\times \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda d} (\xi x + \eta y)\right] dx dy \end{aligned} \quad (56)$$

známý jako Fresnelova aproximace.

Pro numerický výpočet je podle [1] zaváděna substituce

$$v = \frac{\xi}{\lambda d} \quad a \quad \mu = \frac{\eta}{\lambda d} \quad (57)$$

vedoucí na dvojdimenzionální Fourierovu transformaci podle vztahu

$$\begin{aligned} \Gamma(v, \mu) &= \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp[-i \pi \lambda d (v^2 + \mu^2)] \\ &\times \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) E_r^*(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right] \right\} \end{aligned} \quad (58)$$

Funkce $h(x, y)$ představující hologram je zaznamenávána na senzor s pravoúhlým rastrem $N \times N$ bodů, přičemž vzdálenost mezi jednotlivými body je Δx a Δy v

horizontálním a vertikálním směru. Předchozí vztah (58) tak může být zapsán pomocí sum jako

$$\begin{aligned}\Gamma(m, n) &= \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp[-i\pi\lambda d(m^2\Delta v^2 + n^2\Delta\mu^2)] \\ &\times \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} h(k, l) E_r^*(k, l) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (k^2\Delta x^2 + l^2\Delta y^2)\right] \\ &\times \exp[i2\pi(k\Delta x m\Delta v + l\Delta y n\Delta\mu)]\end{aligned}\quad (59)$$

kde $m = 0, 1, \dots, N-1$ a $n = 0, 1, \dots, N-1$

Dále je možné psát $\Delta v = 1/N\Delta x$, $\Delta\mu = 1/N\Delta y$ a zpětnou substitucí $\Delta\xi = \lambda d/N\Delta x$, $\Delta\eta = \lambda d/N\Delta y$ vztah (59) přechází do tzv. diskrétní Fresnelovy transformace [1],[2]:

$$\begin{aligned}\Gamma(m, n) &= \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp\left[-i\pi\lambda d \left(\frac{m^2}{N^2\Delta x^2} + \frac{n^2}{N^2\Delta y^2}\right)\right] \\ &\times \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} h(k, l) E_r^*(k, l) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (k^2\Delta x^2 + l^2\Delta y^2)\right] \\ &\times \exp\left[i2\pi \left(\frac{km}{N} + \frac{ln}{N}\right)\right]\end{aligned}\quad (60)$$

Výpočet rovnice (60) je možno efektivně provést pomocí FFT algoritmu. V případě, že je cílem výpočtu pouze intenzitní rozložení podle vztahu (54), je možné člen před sumou zanedbat, jelikož ovlivňuje pouze výsledný tvar fáze.

2.5.2. Rekonstrukce pomocí konvolučního přístupu

Rekonstrukční vztah definovaný rovnicí (52) může být definován jako

$$\Gamma(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x, y) E_r^*(x, y) g(\xi, \eta, x, y) dx dy \quad (61)$$

kde $g(\xi, \eta, x, y)$ je impulzová odezva definovaná jako [1]

$$g(\xi, \eta, x, y) = \frac{i}{\lambda} \frac{\exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}\right]}{\sqrt{d^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}} \quad (62)$$

Lineární systém daný integrálem (61) je prostorově invariantní a může na něj být nahlíženo jako na konvoluci

$$\Gamma(\xi, \eta) = [h(x, y)E_R^*(x, y)] \star g(\xi, \eta) \quad (63)$$

Kde znak $\star$ značí operaci konvoluce. Konvoluční teorém dovoluje snížit výpočetní čas nahrazením konvoluce v prostorové doméně násobením komplexních funkcí ve frekvenční doméně s následnou inverzní Fourierovou transformací $\mathfrak{F}^{-1}$

$$\Gamma(\xi, \eta) = \mathfrak{F}^{-1}[\mathfrak{F}(h \cdot E_R^*) \cdot \mathfrak{F}(g)] \quad (64)$$

Teoreticky je možné výpočetní čas ještě snížit vypočteme-li Fourierovu transformaci impulzové odezvy $\mathfrak{F}(g) = G$ přímo. Pro numerickou realizaci toho přístupu je rovnice (62) zapsána v diskrétní podobě jako

$$g(k, l) = \frac{i}{\lambda} \frac{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d^2 + \left(k - \frac{N}{2}\right)^2 \Delta x^2 + \left(l - \frac{N}{2}\right)^2 \Delta y^2} \right]}{\sqrt{d^2 + \left(k - \frac{N}{2}\right)^2 \Delta x^2 + \left(l - \frac{N}{2}\right)^2 \Delta y^2}} \quad (65)$$

kde posun o $N/2$ je z důvodu symetrie a je vypočtena její Fourierova transformace

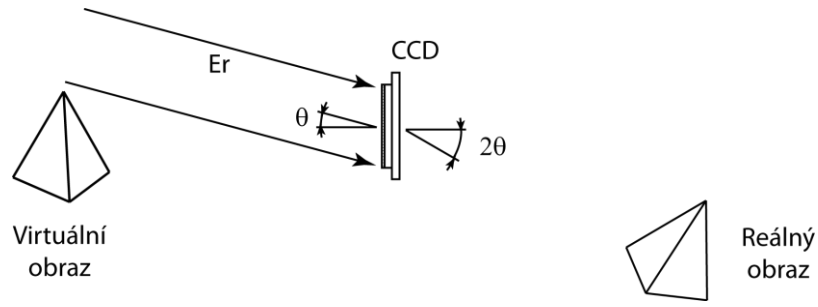
$$G(n, m) = \exp \left\{ -i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 \left(n + \frac{N^2 \Delta x^2}{2d\lambda}\right)^2}{N^2 \Delta x^2} - \frac{\lambda^2 \left(m + \frac{N^2 \Delta y^2}{2d\lambda}\right)^2}{N^2 \Delta y^2}} \right\} \quad (66)$$

Rovnici (64) pak můžeme zapsat jako

$$\Gamma(\xi, \eta) = \mathfrak{F}^{-1}[\mathfrak{F}(h \cdot E_R^*) \cdot G] \quad (67)$$

2.5.3. Separace rekonstruovaných obrazů a stejnosměrného členu

Při rekonstrukci hologramu jak klasického tak i digitálního dochází podle rovnice (49) resp. (50) k rekonstrukci tří členů, které odpovídají reálnému a virtuálnímu obrazu a stejnosměrnému členu. Při numerické rekonstrukci je „ostřeno“ buď na reálný, nebo na virtuální obraz. Díky relativně velké vzdálenosti objektu od CCD je vždy ostrý pouze jeden z obrazů a druhý je rozostřen. V závislosti na holografickém uspořádání se mohou jednotlivé členy překrývat a snižovat kontrast výsledného rekonstruovaného obrazu. Zatímco při tzv. osové (in-line) geometrii uspořádání dochází při rekonstrukci k překryvu zpravidla všech tří členů a tím k degradaci výsledného obrazu, tzv. mimoosová geometrie (off-axis) uspořádání umožňuje jednoduchou a účinnou prostorovou separaci jednotlivých členů [9], [10] (viz Obr. 17). Při záznamu hologramu dopadá rovinná vlna E_r na CCD pod úhlem θ .



Obr. 17 Rekonstrukce mimoosého hologramu.

Naklonění referenční vlny je možno popsat vztahem

$$E_r = \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\theta\right) \quad (68)$$

V tomto uspořádání je pak rekonstruovaný reálný obraz odkloněn o úhel přibližně dvakrát tak velký [1] než úhel mezi referenční vlnou a osou hologramu. Nevýhodou mimoosového uspořádání je mnohem vyšší prostorová frekvence, která je na CCD zaznamenávána a která musí splňovat vzorkovací kritérium podle vztahu (43). Pokud je splněno vzorkovací kritérium pak je podle [2] možno k rekonstrukci použít jakoukoliv rovinnou vlnu s ekvivalentními výsledky. V praxi to znamená, že při výpočtu můžeme uvažovat normálovou referenční vlnu i přes to, že reálně vlna na CCD dopadá pod mírným sklonem. To platí i pro opačný případ.

Jelikož v praxi DH musí být použity poměrně malé úhly, není vždy možné jednotlivé členy od sebe prostorově oddělit. Ve většině případů je virtuální resp. reálný obraz alespoň částečně překryt stejnosměrným členem. Jednou z možností [24] jak stejnosměrný člen potlačit je výpočet průměrné intenzity pixelů digitálního hologramu

$$I_m = \frac{1}{N^2} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} I(k\Delta x, l\Delta y) \quad (69)$$

a její odečtení od hologramu

$$I'(k\Delta x, l\Delta y) = I(k\Delta x, l\Delta y) - I_m(k\Delta x, l\Delta y) \quad (70)$$

kde $k = 0, 1, \dots, N-1$ a $l = 0, 1, \dots, N-1$. Rekonstruovaný hologram I' bude bez stejnosměrné složky. Tento způsob potlačení může být interpretována jako použití filtru typu horní propusti, kdy jsou potlačeny frekvence blízké nule. Příkladem takového filtru může být [2]:

$$\begin{aligned}
I'(k, l) = I(k, l) - \frac{1}{9} [& I(k-1, l-1) + I(k-1, l) + I(k-1, l+1) \\
& + I(k, l-1) + I(k, l) + I(k, l+1) + I(k+1, l-1) + I(k+1, l) \\
& + I(k+1, l+1)]
\end{aligned} \tag{71}$$

definovaný jako rozdíl hodnot pixelů originálního hologramu a průměrné hodnoty matice 3 x 3 pixelů v okolí daného pixelu k, l . Na obdobném principu funguje metoda, kdy jsou od sebe vzájemně odečteny dva digitální hologramy s náhodným rozložením „speckle“ struktury [23].

Pomocí předchozích metod bylo možné získat rozložení fáze a amplitudy referenčních resp. objektových vlny pomocí jednoho zaznamenaného hologramu. Kompletně jiný přístup využívá digitální holografická metoda phase-shifting interferometrie, kde je vypočtena přímo fáze objektové vlny z několika hologramů se vzájemně fázově posunutou referenční vlnou. Metoda bude podrobněji popsána v následující kapitole.

3. Holografická interferometrie

Holografická interferometrie HI je optická měřicí metoda, která kombinuje principy holografie a klasické interferometrie. V porovnání se samotnou klasickou interferometrií je dosaženo dvou významných výhod. První výhodou je schopnost měřit difuzně odrazivé povrchy objektů, což však není věcí fázového měření. Druhou výhodou je fakt, že se jedná o diferenciální techniku. V principu HI podobně jako klasická interferometrie měří změnu optické délky drah dvou vln. Nicméně v klasické interferometrii musí být obě ramena interferometru opticky rovnocenná, což znamená minimální rozdílnost v optických drahách v každém bodě. Výsledný interferometrický obrazec je kombinací změřené odchylky a odchylky zaváděné interferometrem. Obě odchylky se ale od sebe nedají rozlišit. Z toho důvodu musí být interferometr v klasické interferometrii sestaven z velice přesných optických komponent a seřízen s vysokou precizností. V případě HI je nejprve zaznamenán počáteční referenční stav, který je porovnáván s následnou změnou fyzikálního stavu objektu. Optická nerovnost obou drah tak nehraje roli a neovlivňuje výsledek měření.

Existuje řada fyzikálních veličin, jejichž změnou dojde ke změně optické dráhy prošlé či odražené vlny. Pokud je možné způsobenou dráhovou změnu řídit tak, aby došlo pouze k fázové změně vlny a příčná změna zůstala v rozsahu menším než průměr bodu optického šumu („speckle“), pak je fyzikální veličina detekovatelná pomocí HI [2]. Význam detekce zde může být interpretován od přesného určení hodnoty veličiny po kvalitativní odhad odborné osoby.

Vyšetřované objekty mohou být rozděleny do tří skupin podle způsobu měření HI

- difusně odrážející objekty, kde je optický dráhový rozdíl vlny ovlivněn deformací či posunutím povrchu
- transparentní (fázové) objekty, kde je fáze vlny ovlivněna změnou v rozložení indexu lomu
- objekty bez vlivu na změnu optické dráhy, kde je využito změny holografického uspořádání k ovlivnění dráhového rozdílu

Dvě nebo více vln odpovídající různým stavům objektu spolu interferují, a pokud je změna optických drah dostatečně malá, vytvářejí makroskopickou interferenční strukturu, tzv. interferenční obrazec či interferogram. V průběhu vývoje HI byly

představeny tři hlavní způsoby jak dosáhnout interference dvou nebo více vln, které společně neexistují ve stejném časovém okamžiku.

- metoda dvojí expozice využívá jednoho hologramu, do kterého jsou zaznamenány dvě vlny korespondující se dvěma různými stavy objektu. Rekonstrukcí hologramu jsou rekonstruovány současně obě vlny, které spolu interferují. Výsledný interferogram odpovídá změně fyzikální veličiny.
- při použití metody reálného času je do hologramu zaznamenána pouze jedna vlna odpovídající počátečnímu stavu objektu. Rekonstruovaná první vlna pak interferuje s vlnou šířící se od objektu. Jakákoliv změna objektu vyvolá odpovídající změnu vlnoplochy vlny a s ní spojenou změnu v interferenčním obrazci pozorovatelnou v reálném čase.
- metoda časového středování zaznamenává objektovou vlnu odraženou od periodicky kmitajícího povrchu objektu s expozičním časem mnohem delším než jedna perioda vibrací.

V počátcích HI metrologie byly proužky v interferogramech pouze manuálně počítány, aby bylo možné získat určitou představu o rozložení interferenční fáze. V pozdějších letech byly makroskopické interferenční obrazce digitalizovány a ukládány v počítačích pro další vyhodnocení (klasická HI). V současné digitální HI je vlnové pole rekonstruováno přímo, neopticky, z dat digitálních hologramů. Rozložení interferenční fáze je určeno přímo z rekonstruovaných komplexních polí, což umožňuje i následné jednodušší vyhodnocení. Kvantitativní vyhodnocení pořízeného interferogramu spočívá v učení fyzikální hodnoty, která změnu optické dráhy vyvolala, v každém bodu interferenčního obrazce. Pro případ transparentních objektů, především teplotních polí, budou možnosti způsobu jejich vyšetřování popsány v následujících kapitolách.

3.1. Klasická HI

Pro měření změn indexu lomu transparentního média je v klasické HI nejčastěji využíváno metody reálného času. Při této metodě je zaznamenán hologram odpovídající počátečnímu stavu vyšetřovanému objektu. Po vyvolání je hologram umístěn přesně na stejné místo v měřicím uspořádání jako při jeho záznamu s přesností zlomků vlnové délky. Osvitem hologramu referenční vlnou je opticky rekonstruována objektová vlna. Ta společně s vlnou šířící se od změněného objektu interferuje a vytváří viditelný interferenční obrazec. Jakákoliv změna objektu se projeví ve změně rozložení

interferenční proužků. Tato změna je pozorovatelná v reálném čase. Matematicky lze metodu popsat jako interferenci vlny odpovídající počátečnímu stavu objektu $E_1(x, y) = a(x, y)\exp[i\varphi(x, y)]$ a vlny s příslušnou změnou fáze $\varphi + \Delta\varphi$ odpovídající druhému stavu $E_2(x, y) = a(x, y)\exp[i(\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y))]$. Intenzita interferenčního obrazce je pak dána vztahem

$$I(x, y) = |E_1 + E_2|^2 = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = 2a^2(1 + \cos(\Delta\varphi)) \quad (72)$$

Rovnici (72) popisující vztah mezi intenzitním interferenčním obrazcem a interferenční fází, která obsahuje informaci o měřené fyzikální veličině, je možné vyjádřit ve všeobecném tvaru jako

$$I(x, y) = A(x, y) + B(x, y)\cos\Delta\varphi(x, y) \quad (73)$$

$I(x, y)$ je intenzitní rozložení, které je zaznamenáno např. CCD kamerou, digitalizováno do pole NxM pixelu, škálováno do hodnot odstínu šedé a uloženo do počítače. Parametr $A(x, y)$ je střední amplituda intenzity hologramu a $B(x, y)$ je amplituda modulace intenzity interferujících vln. V praxi jsou však tyto parametry neznámé a $\Delta\varphi$ není možné vypočítat přímo z měřené intenzity jediného interferogramu. Navíc funkce $\cos$ je sudou funkcí ($\cos(\Delta\varphi) = \cos(-\Delta\varphi)$), proto není možné jednoznačně určit znaménko $\Delta\varphi$. V praxi nejpoužívanější technika pro výpočet $\Delta\varphi$ je metoda phase shifting, kdy je fáze získána ze tří nebo více fázově posunutých interferogramů [2].

3.2. Phase-shifting HI

Předpokládejme objektovou vlnu v rovině záznamu (x, y) s fází $\varphi_o(x, y)$

$$E_o(x, y) = a_o(x, y)\exp(i\varphi_o(x, y)) \quad (74)$$

a referenční vlnu s fázovým posunem $\psi_n(x, y)$

$$E_r(x, y) = a_r(x, y)\exp(i\psi_n(x, y)) \quad (75)$$

kde $n = 1..L$. Pro zaznamenaný hologram můžeme psát

$$h_n(x, y) = E_r^2 + E_o^2 + 2E_rE_o\cos(\varphi_o - \psi_n) \quad (76)$$

Z principu metody vyplývá, že musí být zaznamenány minimálně tři digitální hologramy se vzájemně posunutou fází referenční vlny. Velikost posunu fáze je určena zvoleným algoritmem pro phase-shifting. Například pro algoritmus prezentovaný ve [25] je použito čtyř hologramů s posunem fází o $\frac{\pi}{2}$ a pro výpočet fáze objektové vlny platí

$$\varphi_o(x, y) = \arctan \frac{h_4(x, y) - h_2(x, y)}{h_1(x, y) - h_3(x, y)} \quad (77)$$

kde pro h_n je $\psi_n = (n - 1) \frac{\pi}{2}$. V případě, že velikost fázového posunu ψ_n není známa, ale je zaručeno, že je konstantní, pak pro uvedený algoritmus platí

$$\varphi_o = \arctan \frac{\sqrt{h_1 + h_2 - h_3 - h_4} \cdot \sqrt{3h_2 + 3h_3 - h_1 + h_4}}{h_2 + h_3 - h_1 - h_4} \quad (78)$$

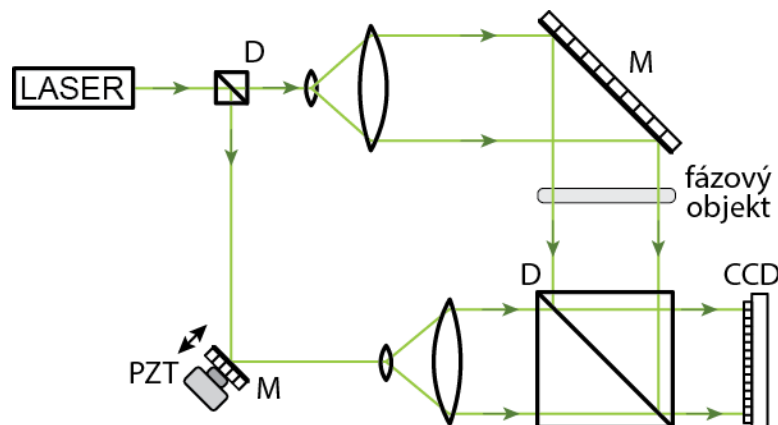
Existuje celá řada phase-shifting metod [12] lišících se v potřebném počtu fázově posunutých hologramů a velikosti fázového posunu ψ_n . Jednotlivé algoritmy se vyznačují rozdílnou citlivostí na různé zdroje chyb (vibrace, nelinearita detektoru, atd.). Vhodný algoritmus tak může být volen s ohledem na potlačení vlivu chyb jednoho či více typů zdrojů.

Technika phase-shifting není využívána pouze v klasické HI pro určení fáze z rozložení proužků rekonstruovaných z fotografických desek. V digitální HI je využívána pro potlačení stejnosměrného a konjugovaného členu rekonstruovaných společně s reálným obrazem podle rovnice (50) a získání fáze s vyšší přesností. Pokud technika použita není, mohou nežádoucí difrakční řády překrývat žádanou informaci v holografickém spektru a tím snižovat poměr signálu k šumu. Metoda phase-shifting tak umožňuje rekonstruovat reálný obraz objektu v celém rekonstruovaném poli a dosáhnout lepšího laterálního rozlišení.

V principu je nejprve zaznamenán příslušný počet hologramů s daným fázovým posunem. V dalším kroku je referenční vlna zakryta a je zaznamenáno jen intenzitní rozložení objektové vlny $E_o^2(x, y)$ respektive rozložení její reálné amplitudy $a_o(x, y)$. Kombinací (74) a (77) je získána komplexní amplituda $E_o(x, y)$ v záznamové rovině. Následně je pomocí Fresnelovy aproximace (60) vypočtena komplexní amplituda v obrazové rovině. Jelikož využíváme v záznamové rovině pouze jednoho komplexního pole, vypočtené pole v obrazové rovině již není degradováno stejnosměrnou složkou a reálným resp. virtuálním obrazem.

Jednoduchý způsob jak měnit fázi vlny je např. využít odrazu svazku od zrcadla upevněného k piezoelektrickému aktuátoru jak je zobrazeno na Obr. 18. Změnou napětí přivedeného na aktuátor dojde ke změně délky optické dráhy odraženého svazku a tím k příslušné změně jeho fáze. Změna posunu fáze může být kontrolována například integrovaným druhým interferometrem s analyzátozem proužků. V případě, že je

interferometr realizován pomocí optických vláken, je využíváno tzv. fiber stretcherů ke změně optické dráhy jednoho ze svazků. Jiný přístup nabízejí akusto-optické modulátory (Braggovy cely). Ty jsou využívány k modulaci frekvencí jednotlivých interferujících vln, přičemž interferenční obrazec se mění rozdílovou frekvencí úměrné fázové změně (heterodynní holografie). Dalšími možnostmi, jak vyvolat potřebnou fázovou změnu vlny, jsou např. změna vlnové délky vlny, využití fázových modulátorů nebo pùlvlných destiček atd. Více viz [2], [12].



Obr. 18 Principiální schéma interferometru pro měření fázových objektů metodou phase shifting HI využívající ke změně fáze zrcadla s piezoelektrickým členem.

3.3. Digitální holografická interferometrie DHI

Digitální holografická interferometrie oproti klasické HI využívá numerické rekonstrukce hologramu zaznamenaného na digitální kameru. Principiálně jsou pro dva různé stavy objektu zaznamenány dva různé hologramy. Z těchto dvou digitálních hologramů jsou rekonstruována komplexní vlnová pole $\Gamma_1(\xi, \eta)$ a $\Gamma_2(\xi, \eta)$ podle rovnice (60) a jsou vypočteny jednotlivé fáze dle vztahu

$$\varphi_1(\xi, \eta) = \arctan \frac{\text{Im}[\Gamma_1(\xi, \eta)]}{\text{Re}[\Gamma_1(\xi, \eta)]} \text{ a } \varphi_2(\xi, \eta) = \arctan \frac{\text{Im}[\Gamma_2(\xi, \eta)]}{\text{Re}[\Gamma_2(\xi, \eta)]} \quad (79)$$

kde index 1 odpovídá počátečnímu stavu a index 2 koncovému stavu objektu. Fáze ze vztahu (79) nabývají hodnot v intervalu od $-\pi$ do $+\pi$. Interferenční fáze je vypočtena přímo jako rozdíl φ_1 a φ_2 .

$$\Delta\varphi = \begin{cases} \varphi_1 - \varphi_2 & \text{pokud } \varphi_1 \geq \varphi_2 \\ \varphi_1 - \varphi_2 + 2\pi & \text{pokud } \varphi_1 < \varphi_2 \end{cases} \quad (80)$$

nebo obecněji jako

$$\Delta\varphi(\xi, \eta) = \arctan \frac{Re[\Gamma_1(\xi, \eta)]Im[\Gamma_2(\xi, \eta)] - Re[\Gamma_2(\xi, \eta)]Im[\Gamma_1(\xi, \eta)]}{Re[\Gamma_1(\xi, \eta)]Re[\Gamma_2(\xi, \eta)] + Im[\Gamma_1(\xi, \eta)]Im[\Gamma_2(\xi, \eta)]} \quad (81)$$

Výpočet interferenční fáze z intenzitních hodnot interferogramu v klasické HI způsobuje znaménkovou nejednoznačnost kvůli sudosti funkce $\cos$. V digitální HI je však díky přímému přístupu k fázím vln zaručen výpočet interferenční fáze s explicitně určeným znaménkem. Z tohoto důvodu je změna fáze v kterémkoliv směru jednoznačně detekována.

Rovnice (80) a (81) dovolují přímý výpočet interferenční fáze. Interval hodnot od $-\pi$ do $+\pi$ tzv. zabalený modulo 2π je však pro další použití nevhodný. Pro většinu praktických aplikací je vyžadováno kontinuální rozložení fáze, tzn. „navázání“ jednotlivých intervalů. Proces, který řeší tyto 2π -nespojivosti přičtením funkce obsahující 2π -kroky, se nazývá demodulace, nebo také rozbalení fáze. Vzhledem k tomu, že problém navazování fáze se nevyskytuje pouze v interferometrii ale i v jiných odvětvích (např. radarová technika), je možné využít již existujících sofistikovaných metod a postupů jak interferenční fázi demodulovat [1], [2], [28], [37]. Proces demodulace je možné v principu rozdělit na techniky závislé na cestě, kde je pořadí ve kterém jsou pixely vyšetřovány a rozbalovány předem určeno a na techniky na cestě nezávislé. Ve druhé skupině je pořadí vyšetřovaných pixelů určeno hodnotou fáze příslušného pixelu.

Budeme-li uvažovat interferogram bez přítomnosti šumu a diskontinuit (absence dat, data mimo interval atd.), které mají za příčinu nesprávné určení „hrany“, pak jde v principu o hledání rozdílu hodnot fáze mezi sousedními pixely $\Delta\varphi(x+1) - \Delta\varphi(n)$. Pokud je tento rozdíl menší než $-\pi$ je k následujícím pixelům přičtena hodnota 2π , stejně tak, pokud je rozdíl větší než $+\pi$, je od následujících pixelů odečteno 2π . Hodnota pixelu zůstává zachována, jestliže se rozdíl hodnot fází nachází v intervalu $(-\pi, \pi)$. Toto 1D rozbalovací schéma může být lehce transformováno na 2D. Nicméně v praxi se interferogramy bez šumu a chyb neobjevují a proto je metoda závislá na cestě spíše orientační a ve větší míře se nepoužívá.

Příkladem demodulace nezávislé na cestě je algoritmus interpretující interferogram jako graf, kde jsou uzly tvořeny hodnotami $\Delta\varphi$ a hrany grafu jsou spojnice mezi čtyřmi nebo

osmi nejbližšími sousedy. Každá hrana je pojena s hodnotou $d_{2\pi}(\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_2)$, definovaná dvěma body s hodnotami fáze $\Delta\varphi_1$ a $\Delta\varphi_2$ jako

$$d_{2\pi}(\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_2) = \min\{|\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2|, |\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2 + 2\pi|, |\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2 - 2\pi|\} \quad (82)$$

Demodulace probíhá po cestě, na níž jsou tyto vzdálenosti nejmenší. Taková cesta bude vykazovat nejnižší pravděpodobnost chybného navázání. V prvním kroku algoritmu je vytvořen graf s cestami definovanými vztahem (82). Startovacím bodem demodulace je cesta s nejnižší hodnotou $d_{2\pi}$ a je zaznamenána příslušná hodnota 0, $+2\pi$ nebo -2π . Použitá cesta je z grafu vyloučena a koncový bod této cesty je novým startovacím bodem. Pokud z tohoto bodu nevede již žádná cesta, začíná se od další nejnižší hodnoty $d_{2\pi}$. Tento postup je opakován, dokud nejsou využity všechny body jako koncové. Rozložení interferenční fáze je získáno přičtením hodnot 0, $+2\pi$ nebo -2π . Příkladem na cestě nezávislé metody je Goldsteinův algoritmus [28], [42], který byl v experimentech pro demodulaci využíván.

Ve výsledném rozložení interferenční fáze budou některé správné hodnoty nacházející se v intervalu $(-\pi, \pi]$ díky přítomnosti šumu posunuty mimo tento interval. To se při demodulaci projeví jako izolovaný tmavý resp. světlý bod v okolních světlých resp. tmavých bodech. Aby bylo možné demodulovat hladký průběh interferenční fáze, je nutné signál (obraz) filtrovat.

Jednoduchý filtr typu dolní propust, který nahrazuje každý pixel průměrem hodnot okolních pixelů, je vhodný aplikovat pro již demodulovanou interferenční fázi. V opačném případě by došlo k potlačení ostrých hran na přechodech, na kterých má dojít k navázání. Podobně funguje medián. Účinně eliminuje izolované body, ale oproti dolní propusti zachovává v určitém stupni hrany. Pro výpočet mediánu v příslušném pixelu obrazu jsou hodnoty jasu v sousedním okolí bodu uspořádány vzestupně. Nová hodnota bodu je hodnotou prvku, který leží uprostřed posloupnosti. Velikost sousedního okolí tzv. okna je většinou voleno tak, aby obsahovalo lichý počet prvků, typicky 3x3, 5x5 nebo 7x7 pixelů. Platí, že čím větší okno, tím hladší průběh interferenční fáze bude. Na druhou stranu se také bude úměrně snižovat ostrost hran přechodů.

Další možností jak efektivně filtrovat rozložení interferenční fáze s 2π -nespojitosťmi spočívá v její převedení do podoby, která nebude nespojitosti obsahovat. Pro tento případ jsou nejprve vypočtena rozložení

$$\begin{aligned} s(\xi, \eta) &= \sin[\Delta\varphi(\xi, \eta)] \\ c(\xi, \eta) &= \cos[\Delta\varphi(\xi, \eta)] \end{aligned} \tag{83}$$

která jsou hladká bez skokových změn. Následně je na ně aplikován běžný filtr typu dolní propust. Filtrovaná interferenční fáze je pak jednoduše vypočtena jako

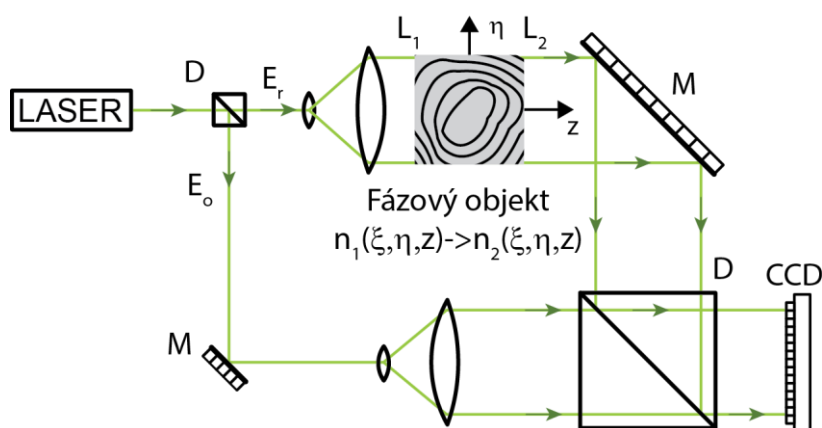
$$\Delta\varphi_{filt}(\xi, \eta) = \arctan \frac{s_{filt}(\xi, \eta)}{c_{filt}(\xi, \eta)} \tag{84}$$

4. DHI pro měření změn indexu lomu

Ve většině případů není výpočet rozložení interferenční fáze popsané v předchozí kapitole hlavním cílem kvantitativního vyhodnocení holografických interferenčních struktur, ale pouze dílčím krokem ve výpočtu fyzikální veličiny, která změnu zapříčinila. V případě transparentního nepolárního dielektrického objektu tzv. fázového objektu, který významně neovlivňuje amplitudu optické vlnoplochy, ale mění pouze její fázi, je rychlost procházející vlny závislá na indexu lomu a vlnové délce. Index lomu odpovídá poměru rychlosti světla ve vakuu c_0 a rychlostí světelné vlny procházející objektem c .

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (85)$$

Rozložení indexu lomu v objektu může být prostorově konstantní, tzv. homogenní. Nebo se rozložení může měnit bod po bodu, pak se jedná o médium nehomogenní. Světelné vlnění v oblastech s nižším indexem lomu postupuje rychleji než v oblastech s vyšším indexem lomu a výsledná vlnoplocha, která prostoupila takovýmto nehomogenním objektem, je deformovaná.



Obr. 19 Principiální schéma Mach-Zehnderova interferometru pro měření fázových objektů.

Pro analýzu fázového objektu je v HI široce rozšířeno interferometrické uspořádání vycházející z Mach-Zehnderova interferometru. Jeho typické uspořádání je zobrazeno na Obr. 19. Objektový svazek se šíří ve směru osy z transparentním médiem s prostorově rozloženým indexem lomu $n(\xi, \eta, z)$. Změna optické dráhy $\Delta\delta(\xi, \eta, z)$ generující makroskopickou interferenční strukturu je způsobena změnou rozložení indexu lomu $\Delta n(\xi, \eta, z)$ podél optické dráhy $\overline{L_1 L_2}$

$$\Delta\delta(\xi, \eta, z) = \int_{L1}^{L2} \Delta n(\xi, \eta, z) dl \quad (86)$$

Tato změna může být vyvolána absencí nebo přítomností fázového objektu nebo fyzikální změnou fázového objektu. Pro porovnání stavu před a po změně rozložení indexu lomu jsou nejčastěji používány metody dvojí expozice a metody reálného času, jak již bylo zmíněno dříve. Změna indexu lomu by měla být dostatečně malá tak, aby bylo možné předpokládat šíření svazku v přímých liniích a ohyb paprsků v důsledku refrakce zanedbat.

Určení rozložení indexu lomu není ve většině vědeckých a výzkumných aplikacích jako je například měření veličin v oblasti přenosu tepla a hmoty hlavním cílem. Touto fyzikální veličinou je hustota plynu ρ . Její vztah k indexu lomu je určen Gladston-Daleovou rovnicí [2], [29] jako

$$n - 1 = K\rho \quad (87)$$

kde K označuje Gladston-Daleovu konstantu příslušného plynu. Gladston-Daleova konstanta je závislá na teplotě T a tlaku P a nepatrně na vlnové délce. Budeme-li uvažovat, že objektem měření je směs několika plynů, pak Gladston-Daleovu konstantu můžeme určit jako hmotnostní průměr

$$K = \sum_i a_i K_i \quad (88)$$

kde a_i je hmotnostní zlomek i -tého plynu.

Hustota plynu ρ souvisí s tlakem P , absolutní teplotou T a molární hmotností M podle vzorce

$$\rho = \frac{MP}{RT} \quad (89)$$

kde R je molární plynová konstanta $R = 8,314 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$. Po dosazení do rovnice (87) můžeme psát

$$n - 1 = \frac{KMP}{RT} \quad (90)$$

Rovnice (90) je využívána pro výpočet rozložení teploty ve zkoumaném objektu. Pokud teplotní změny zůstávají malé, můžeme vztah mezi změnou indexu lomu a teplotou považovat za lineární.

Pro vzduch za běžného tlaku, pokojové teploty a vlnové délky $\lambda=632\text{nm}$ platí [2]

$$\frac{dn}{dT} \approx -1 \times 10^{-6} K^{-1} \quad (91)$$

V případě že zkoumaným objektem je kapalina, je vztah indexu lomu a hustoty určen Lorentz-Lorenzovou rovnicí [2]

$$\bar{r}(\lambda) = \frac{n^2 - 1}{\rho(n^2 + 2)} \quad (92)$$

kde $\bar{r}(\lambda)$ je specifická refrakce pro danou kapalinu a vlnovou délku použitého laserového záření.

4.1. Dvojdímenzionální rozložení indexu lomu

Často se vyskytující případem je objekt se změnou indexu lomu ve dvou směrech, řekněme v osách x, y kolmých k ose z , směru šíření světelné vlny. Předpokládejme, že objekt má délku l a ve směru osy z konstantní index lomu. Za předpokladu využití metody dvojí expozice může být počáteční rozložení indexu lomu v objektu označeno jako $n_1(\xi, \eta)$ a rozložení indexu lomu po změně jako $n_2(\xi, \eta)$. Změna indexu lomu $\Delta n(\xi, \eta)$ způsobí změnu délky optické dráhy svazku podle rovnice (86)

$$\Delta\delta(\xi, \eta) = \Delta n(\xi, \eta)l \quad (93)$$

a tím i rozdíl v rozložení fáze mezi dvěma vlnami prostupující skrze objekt. Rozložení interferenční fáze $\Delta\varphi(\xi, \eta)$ v rovině kolmé k ose z je pak daná vztahem

$$\Delta\varphi(\xi, \eta) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(\xi, \eta)l \quad (94)$$

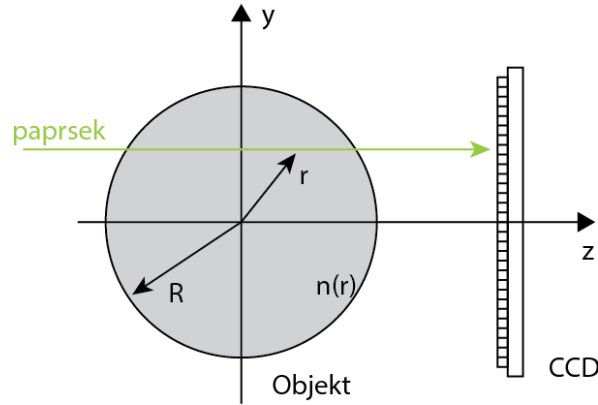
kde $\Delta n(\xi, \eta) = n_1(\xi, \eta) - n_2(\xi, \eta)$, nebo $\Delta n(\xi, \eta) = n_2(\xi, \eta) - n_\infty$ v případě, že jako referenčního rozložení indexu lomu je použit vzduch o konstantní teplotě a tlaku s indexem lomu n_∞ . Rovnice (94) platí pro malé změny indexu lomu, kde se světelný svazek šíří po přímých liniích [33]. Výsledné intenzitní rozložení interferogramu je podle (72) rovno

$$\begin{aligned}
I(\xi, \eta) &= 2I_1(\xi, \eta)\{1 + \cos[\Delta\varphi(\xi, \eta)]\} \\
&= 2I_1(\xi, \eta) \left\{ 1 + \cos \left[c_i \frac{2\pi}{\lambda} \int_{L_1}^{L_2} \Delta n(\xi, \eta) dz \right] \right\}
\end{aligned} \tag{95}$$

kde c_i je počet průchodů světelného svazku objektem. Rozteč a tvar makroskopických proužků jsou určeny gradientem n .

4.2. Rotačně symetrické rozložení indexu lomu

Předpokládejme, že rozložení indexu lomu v objektu je rotačně symetrické, jak je znázorněno na Obr. 20.



Obr. 20 Záznam hologramu fázového objektu s rotačně symetrickým rozložením indexu lomu.

Index lomu je pak funkcí rádiusu r a můžeme psát [2]

$$dz = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \tag{96}$$

Změna optické dráhy svazku přechází z rovnice (86) do tvaru

$$\Delta\delta(y) = 2 \int_y^R \frac{\Delta n(r) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \tag{97}$$

a pro rozložení interferenční fáze platí [2], [28]

$$\frac{\Delta\varphi(y)}{2\pi} \lambda = 2 \int_y^R \frac{\Delta n(r) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \tag{98}$$

Pravá strana integrálu rovnice (98) je Abelovou transformací funkce $\Delta n(r)$. Tu můžeme interpretovat jako projekci rotačně symetrického rozložení indexu lomu $\Delta n(r)$ podél paprsku šířící se v ose z . Zpětná Abelova transformace je rovna

$$\Delta n(r) = \frac{\lambda}{2\pi^2} \int_y^R \frac{d\Delta\varphi(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (99)$$

4.3. Asymetrické rozložení indexu lomu - vícesměrová DHI

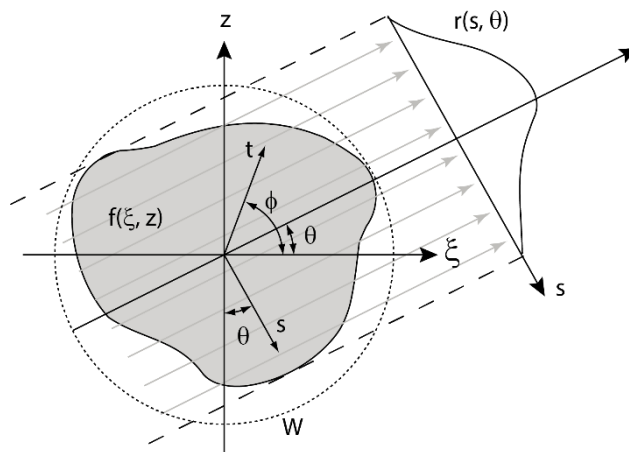
V předcházející kapitole byl uvažován světelný svazek šířící se transparentním médiem v ose z . Interferenční fáze je dána integrací jednotlivých přírůstků změn indexů lomů v příslušném směru šíření světla tzv. projekce. Výsledkem je dvojdimenzionální pole indexu lomu resp. teploty, které dává určitou představu o rozložení těchto veličin v prostoru měřeného objektu. Toho je s úspěchem využíváno při měření jednoduchých a symetrických objektů. Uvažujeme-li složitější asymetrická pole, nebo nerovnoměrné rozložení hustoty média je pro správnou představu o rozložení měřených veličin nutné pozorovat tyto objekty z více než jednoho směru.

Holografické měřicí uspořádání pak musí být navrženo tak, aby umožňovalo zaznamenat hologramy transparentního objektu v dostatečném počtu pozorovacích směrů. Jejich rekonstrukcí jsou získána rozložení interferenčních fází korespondující s příslušným směrem pozorování. Dalším krokem je z většího množství projekcí vytvořit trojrozměrné fázové rozložení objektu. Rekonstrukce trojrozměrného rozložení pole $f(\xi, \eta, z)$ může být zjednodušena v rekonstrukci množství 2D řezů $f(\xi, z)$ a jejich následného naskládání na sebe v ose η . Z tohoto důvodu je dále uvažováno pouze 2D rozložení pole $f(\xi, z)$ v jedné rovině. Funkce $f(\xi, z)$ může být v polárních souřadnicích (t, ϕ) zapsána jako

$$f(\xi, z) = f(t \cos \phi, t \sin \phi) \quad (100)$$

Paprsek procházející rovinou (ξ, z) je nyní popsán parametry s a θ kde s představuje vzdálenost paprsku od počátku souřadného systému šířící se pod úhlem θ jak je zobrazeno na Obr. 21. Projekce funkce $f(\xi, z)$ podél paprsků je nazývána Radonovou transformací $r(s, \theta)$, která je definována jako

$$r(s, \theta) = \int_{-T}^T f(s \cos \theta - t \sin \theta, s \sin \theta + t \cos \theta) dt \quad (101)$$



Obr. 21 Schéma záznamu projekce dvojrozměrného pole indexů lomů uvnitř jednotkové kružnice W [2].

Zatímco výpočet Radonovy transformace je jednoduchý a představuje pouze součet všech funkčních hodnot ve směru šíření paprsku, výpočet zpětné Radonovy transformace je poměrně složitý. Od 20 let minulého století, kdy bylo řešení problému představeno J. Radonem, došlo k rozšíření Radonovy transformace – dnes spíše známé jako počítačová tomografie do celého spektra vědních oborů. S tímto rozvojem byla vyvinuta i celá řada přístupů jak inverzní RT v dané vědní problematice řešit. Mezi nejznámější metody patří například algebraické rekonstrukční techniky, zpětná projekce, Fourierův řezový teorém, sinc metoda, metoda ortogonálních polynomů a dal. [2],[28]-[36]. V práci jsou dále vysvětleny pouze první dvě zmiňované metody jakožto v tomografické interferometrii nejpoužívanější a jelikož byly použity i pro vyhodnocení provedených experimentů.

4.3.1. Metoda filtrované zpětné projekce

Vyjdeme-li ze vztahu (101), může být rekonstruovaná funkce $f(\xi, z)$ zapsána jako inverzní Fourierova transformace její transformace $F(v, \mu)$, vyjádřená v polárních souřadnicích a frekvenční oblasti jako [2]

$$\begin{aligned} f(\xi, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(v, \mu) e^{i2\pi(v\xi + \mu z)} dv d\mu \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(p, \theta) e^{i2\pi(p\xi \cos \theta + pz \sin \theta)} p dp d\theta \end{aligned} \quad (102)$$

kde θ je úhlová souřadnice ve frekvenční oblasti.

Integrál (102) může být rozdělen na dva podle $F(p, \theta + \pi) = F(-p, \theta)$

$$\begin{aligned} f(\xi, z) &= \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} F(p, \theta) e^{i2\pi p(\xi \cos \theta + z \sin \theta)} p dp d\theta \\ &\quad + \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^0 F(p, \theta + \pi) e^{i2\pi p(\xi \cos(\theta + \pi) + z \sin(\theta + \pi))} (-p) dp d\theta \\ &= \int_0^{\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} F(p, \theta) |p| e^{i2\pi p t} dp \right\} d\theta \end{aligned} \quad (103)$$

kde $t = \xi \cos \theta + z \sin \theta$

Fourierova transformace pro každý úhel θ koresponduje s transformovanou projekcí

$$f(\xi, z) = \int_0^{\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} R(p, \theta) |p| e^{i2\pi p t} dp \right\} d\theta \quad (104)$$

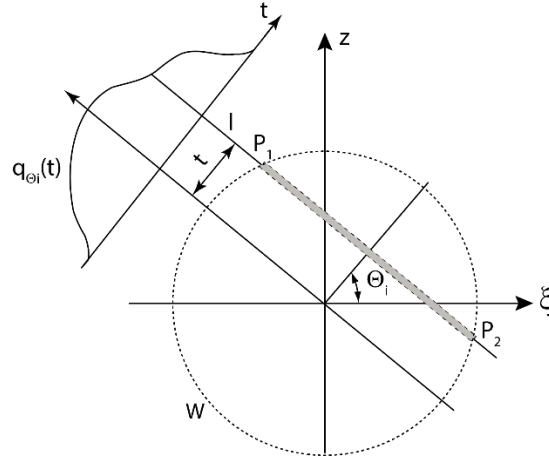
Zavedeme-li veličinu

$$q_{\theta}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(p, \theta) |p| e^{i2\pi p t} dp \quad (105)$$

a dosadíme do rovnice (103), dostaneme

$$f(\xi, z) = \int_0^{\pi} q_{\theta}(\xi \cos \theta + z \sin \theta) d\theta \quad (106)$$

Rovnice (105) reprezentuje operaci filtrování aplikovanou na projekci $R(p, \theta)$, přičemž frekvenční odezva filtru je dána $|p|$. Zavedená veličina $q_\theta(t)$ pak představuje filtrovanou projekci. Filtrované zpětné projekce $q_\theta(t)$ pro příslušné úhly θ jsou podle (106) zpětně projektovány v prostorové doméně a tím je určen odhad funkce $f(\xi, z)$ (viz Obr. 22).



Obr. 22 Schéma operace „zpětná projekce“ filtrované i -té projekce $q_{\theta_i}(t)$.

Filtrovaná zpětná projekce pro daný úhel θ_i přispívá svojí hodnotou $q_{\theta_i}(t)$ k určení všech bodů (ξ, z) pro které platí $t = \xi \cos \theta + z \sin \theta$. Tudiž hodnota filtrované projekce pro t je zpětně promítnuta do všech bodů ležících na příslušném projekčním paprsku l . Předpokládáme-li, že rekonstruovaná funkce $f(\xi, z)$ leží uvnitř jednotkové kružnice W , pak hodnota $q_{\theta_i}(t)$ je promítnuta do všech bodů ležících mezi P_1 a P_2 . Tento postup je postupně proveden pro všechna t všech projekcí $q_{\theta_i}(t)$ s příslušnými úhly θ_i .

Pro digitální implementaci filtrované zpětné projekce je zavedeno několik předpokladů. Projekce může být vzorkována po $\Delta t = 1/(2p_{max})$ a dále, že projekční data $r(m\Delta t, \theta)$ jsou nulová pro $|t| > M$, kde M je počet vzorků projekce a $m = -\frac{M}{2}, \dots, +\frac{M}{2} - 1$. Pro výpočet Fourierovy transformace projekce $R(p, \theta)$ je použito FFT [2] podle vztahu

$$R(p, \theta) \approx R\left(m \frac{2p_{max}}{M}, \theta\right) = \frac{1}{2p_{max}} \sum_{k=-M/2}^{M/2-1} r\left(\frac{k}{2p_{max}}, \theta\right) e^{-i2\pi \frac{mk}{M}} \quad (107)$$

dle (105) je projekce filtrována

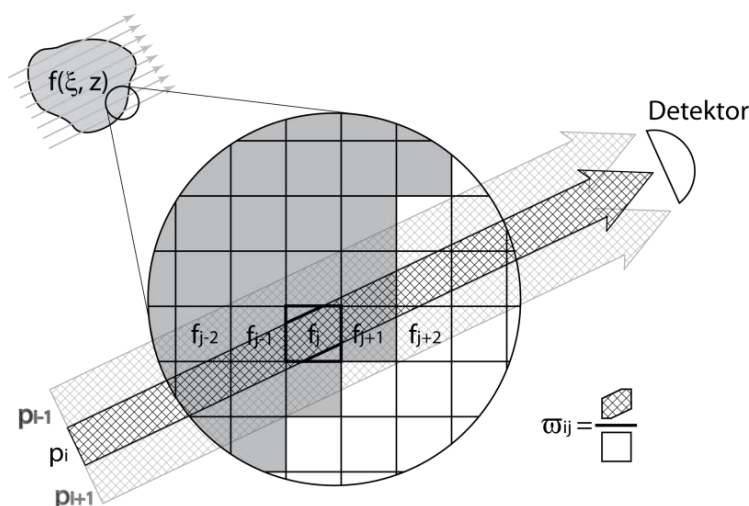
$$q_\theta(t) \approx \frac{2p_{max}}{M} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} R\left(m \frac{2p_{max}}{M}, \theta\right) \left|m \frac{2p_{max}}{M}\right| e^{i2\pi(2p_{max}/M)t} \quad (108)$$

4.3.2. Algebraické rekonstrukční techniky

Algebraické rekonstrukční techniky též nazývané iterační rozdělují vyšetřovanou oblast do kartézské mřížky s body/pixely poslopně očíslovány od 1 do N . Takto provedená diskretizace předpokládá, že funkce $f(\xi, z)$ je konstantní v každé buňce přičemž f_j je hodnota buňky j . Předpokládejme M paprsků s konečnou tloušťkou, které procházejí (ξ, z) plochou. Tloušťka paprsku je ve většině případů uvažována přibližně stejná, jako je šířka buňky. Na Obr. 23 je znázorněn paprsek i protínající buňku j . Poměr protnuté oblasti buňky j paprskem i k celkové velikosti buňky určuje váhový faktor ϖ_{ij} . Paprskový součet p_i je dán součtem hodnot $\varpi_{ij}f_j$ pro všechny buňky protnuté příslušným paprskem i jako [2],[37]

$$p_i = \sum_{j=1}^N \varpi_{ij} f_j \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (109)$$

Soustavu lineárních rovnic (109) je možné zapsat ve formě matic $\mathbf{p} = \mathbf{W} \cdot \mathbf{f}$. Matice $\mathbf{W}$ je řídce obsazená, protože je $\varpi_{ij} \neq 0$ pouze pro pixely, které protne příslušný paprsek. Nicméně její velikost se běžně pohybuje v řádech $10^6 \times 10^6$, navíc soustava rovnic (109) bývá nedostatečně určená (projekcí bývá méně než pixelů, projekce jsou měřeny s omezenou přesností a zatíženy šumem, atd.), což vylučuje možnost k jejímu řešení použít inverzní matici. Jednou z možností řešení je využití právě iteračních metod.



Obr. 23 Geometrické uspořádání Algebraické rekonstrukční techniky, kde i -tý paprsek protíná j -tou buňku.

Iterační metody jsou založeny na Kaczmarzově algoritmu, který říká, že obrázek reprezentovaný $(f_1, f_2, \dots, f_N)$ mající N -stupňů volnosti může být v N -dimenzionálním

prostoru považován za bod. V tomto prostoru každá z rovnic (109) představuje nadrovinu a pokud existuje řešení těchto rovnic, pak průsečíkem všech nadrovin je bod odpovídající řešení.

Postup jak najít řešení je následující. Nejprve je proveden počáteční odhad řešení označený jako $f_1^{(0)}, f_2^{(0)}, \dots, f_N^{(0)}$ a reprezentovaný vektorově $\vec{f}^{(0)}$ v N-dimenzionálním prostoru. Počáteční odhad je zpětně promítán do nadroviny reprezentované v (109) první rovnicí $p_1 = \varpi_{11}f_1 + \varpi_{12}f_2 + \dots + \varpi_{1N}f_N$ dávající $\vec{f}^{(1)}$. V dalším kroku je $\vec{f}^{(1)}$ promítán do nadroviny reprezentované druhou rovnicí $p_2 = \varpi_{21}f_1 + \varpi_{22}f_2 + \dots + \varpi_{2N}f_N$ dávající $\vec{f}^{(2)}$ a tak dále. Matematicky lze tento proces zapsat jako

$$\vec{f}^{(i)} = \vec{f}^{(i-1)} - \frac{(\vec{f}^{(i-1)} \cdot \vec{\varpi}_i - p_i)}{\vec{\varpi}_i \cdot \vec{\varpi}_i} \vec{\varpi}_i \quad (110)$$

kde $\vec{\varpi}_i = (\varpi_{i1}, \varpi_{i2}, \dots, \varpi_{iN})$. V další iteraci je $\vec{f}^{(M)}$ promítán do nadroviny dané první rovnicí v (109) a znovu postupně až do zbytku nadrovin v (109) dávající $\vec{f}^{(2M)}$ atd. až po $\vec{f}^{(kM)}$.

Rovnici (110) je možné přepsat do tvaru

$$f_j^{(i)} = f_j^{(i-1)} + \frac{p_i + q_i}{\sum_{k=1}^N \varpi_{ik}^2} \varpi_{ij} \quad (111)$$

kde

$$q_i = \vec{f}^{(i-1)} \cdot \vec{\varpi}_i = \sum_{k=1}^N f_k^{(i-1)} \varpi_{ik} \quad (112)$$

Výše uvedené vztahy udávají, že výsledná úroveň šedé j-té buňky (která má aktuální hodnotu $f_j^{(i-1)}$) při promítání (i-1)-tého výsledku do i-té nadroviny je získána korekcí $\Delta f_j^{(i)}$ aktuální hodnoty, kde

$$\Delta f_j^{(i)} = f_j^{(i)} - f_j^{(i-1)} = \frac{p_i - q_i}{\sum_{k=1}^N \varpi_{ik}^2} \varpi_{ij} \quad (113)$$

Existuje několik všeobecně rozšířených přístupů jak tento algoritmus počítačově implementovat – ART, SIRT, SART.

ART (Algebraic Reconstruction Techniques)

V mnoha počítačových implementacích ART jsou členy rovnice (113) ϖ_{ik} nahrazována hodnotou 1 nebo 0 v závislosti na tom, zda střed k -té buňky obrázku leží pod i -tým paprskem. V takovém to případě je jmenovatel $\sum_{k=1}^N \varpi_{ik}^2 = N_i$ roven počtu buněk jejichž střed leží pod i -tým paprskem. Pak korekce j -té buňky i -tou rovnicí (109) v rovnici (113) můžeme zapsat jako

$$\Delta f_j^{(i)} = \frac{p_i - q_i}{N_i} \quad (114)$$

Aproximace v rovnici (114) často vede podle [37] na zrekonstruovaném obrázku k artefaktu obzvláště pokud se N_i výrazně liší od skutečnosti. Určité zlepšení může přinést zavedení parametru délky L_i i -tého paprsku procházejícího skrz vyšetřovanou oblast.

$$\Delta f_j^{(i)} = \frac{p_i}{L_i} - \frac{q_i}{N_i} \quad (115)$$

Je možné také zavést relaxační koeficient $\alpha \cdot \Delta f_j^{(i)}$ přičemž α je menší než 1 a je funkcí iteračního čísla (α se zmenšuje s rostoucím počtem iterací).

SIRT (Simultaneous Iterative Reconstructive Technique)

V tomto přístupu je k výpočtu změny $\Delta f_j^{(i)}$ v j -tém pixelu i -tou rovnicí (109) použita rovnice (114) nebo (115). Nicméně změna hodnoty j -tého pixelu neproběhne ihned. K té dochází na konci každé iterace, tzn. po výpočtu všech rovnic (109). Jedná se tedy o průměr všech vypočítaných změn pro daný pixel. Následující iterace začíná opět od první rovnice (109) a celý proces se opakuje. SIRT vede k lepším výsledkům než ART, ale je časově náročnější.

SART (Simultaneous Algebraic Reconstruction Technique)

V podstatě se jedná o kombinaci implementace ART a SIRT. Místo sekvenčního přepisování hodnot pixelů paprsek po paprsku je změna provedena současně pro všechny paprsky v jedné projekci tzn. pro všechny rovnice (109) odpovídající jednomu úhlu.

Vybrané experimenty

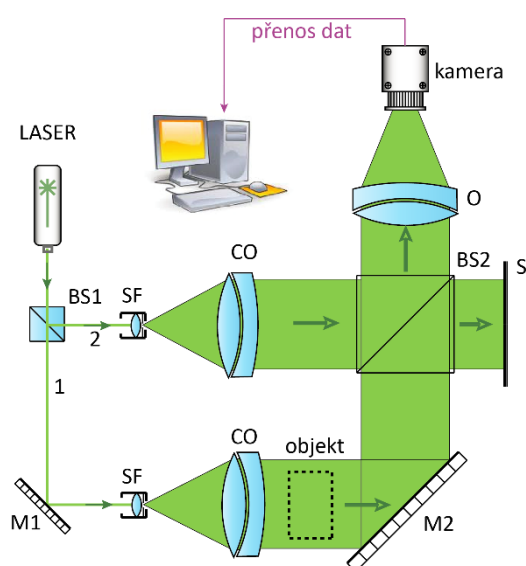
V průběhu doktorandského studia bylo autoru umožněno pracovat ve skupině, která se zabývá na Technické univerzitě v Liberci měřicími optickými metodami, především holografickou interferometrií. V rámci této skupiny se autor podílel na řešení řady výzkumných projektů GAČR P101/11/J019 - Termoakustický motor, GA14-08888S - Řízení proudových polí pomocí oscilací tekutiny GA13-10365S - Plošné akustické metamateriály s aktivním řízením akustické impedance, GA14-32228S - Digitální holografická tomografie feroelektrických doménových stěn, GAČR P102/10/1139 - Piezoelektrické transformátory, jejich design a parametry. Pro potřeby výzkumu vznikla celá řada měřících uspořádání od nejjednodušších až po komplexní. Ta pokrývala svoji činností požadavky na měření různých zkoumaných fyzikálních jevů. V následujících kapitolách byly vybrány některé reprezentativní experimenty s cílem jasně a názorně demonstrovat postupné naplnění stanovených cílů práce.

Nejjednodušší případy teplotních polí mohly být řešeny 2D projekcemi pole, avšak pro netriviálně rozložená pole bylo nutné využít tomografické rekonstrukce. V případě DHI to však znamenalo použití mnoha digitálních senzorů, tak aby bylo možné zaznamenat dostatečný počet projekcí pole z různých směrů pozorování pro tomografickou rekonstrukci. To by učinilo měřící uspořádání cenově nedostupné a navíc jeho seřízení by bylo extrémně složité. Pro speciální případy teplotních polí – kontinuálního a periodicky generovaného bylo v práci navrženo a realizováno uspořádání umožňující zaznamenat dostatečný počet projekcí z různých směrů za použití jediné kamery. Jak bude ukázáno později pomocí synchronizace a externího soustředění kamery je možné zaznamenávat průběh periodického pole, jehož frekvence je daleko vyšší, než je samotná snímkovací frekvence kamery. Dalším krokem bylo několikanásobně rozšířit oblast měření, což bylo pro některé experimenty velice nutné. Ke zvětšení vyšetřovací oblasti omezené použitými optickými komponentami byl navržen a zkonstruován rozšiřovač svazku zakomponovaný do stávajícího měřícího uspořádání. Veškeré experimenty byly prováděny v laboratoři optických metod měření při FM NTI na Technické univerzitě v Liberci. Souhrn všech výsledků a experimentů publikovaných v článcích a různých příspěvcích je uveden v seznamu vlastních publikací.

5. Volba optimálního měřícího uspořádání - východiska

V minulých letech byla měření změn vlastností objektů ať transparentních, nebo difusně odrazujících prováděna v laboratoři optických metod měření při FM NTI na TUL prostřednictvím klasické holografické interferometrie. Pro záznam hologramů byly využívány různě citlivé holografické SHE desky a rovněž byly prováděny úspěšné experimenty se záznamem hologramů do fotopolymerních struktur [38]. Zmíněné materiály však trpěly řadou nevýhod a pro kvantitativní vyhodnocení bylo nevyhnutelné interferogramy digitalizovat a poté poměrně složitě vyhodnocovat. Při řešení různých grantů a projektů se toto ukázalo jako nevhodné a ještě více vzrostl tlak na změnu přístupu. Jediným možným logickým krokem byl rozvoj digitální verze holografické interferometrie. Během měření pomocí klasické HI byla v laboratoři experimentálně ověřena v různých aplikacích řada uspořádání, které byly všechny v rámci autorovy práce modifikovány a použity pro digitální HI.

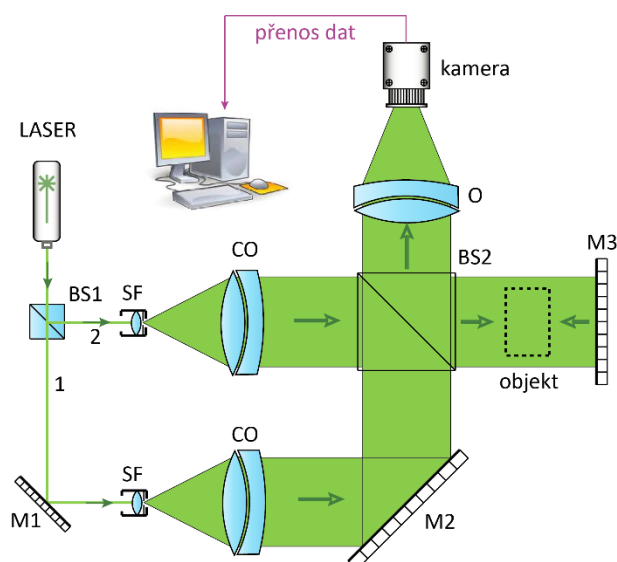
Pro měření transparentních tzv. fázových objektů metodou holografické interferometrie je pravděpodobně nejčastěji používán interferometr Mach-Zehnderova typu. Tento typ interferometru byl spolu s dalšími jeho modifikacemi na základě teorie pospané v úvodních kapitolách upraven a experimentálně otestován pro využití v digitální HI. Schéma jednoduchého Mach-Zehnderova interferometru, na kterém bude experiment vysvětlen, je zobrazeno na Obr. 24.



Obr. 24 Schéma Mach-Zehnderova uspořádání pro DHI (BS_1 - polarizující dělič, SF - prostorový filtr, CO - kolimační objektiv, BS_2 - nepolarizující dělič, O - objektiv, M - zrcadlo, S - stínítko).

Koherentní svazek emitovaný laserovým zdrojem je rozdělen do dvou větví polarizačním děličem BS_1 . Dělič je vybaven $\frac{\lambda}{2}$ destičkami, které slouží k nastavení intenzity a polarizace svazku v jednotlivých větvích interferometru. Oba svazky jsou filtrovány prostorovými filtry SF a následně kolimovány kolimačními objektivy CO . Před kolimačními objektivy jsou umístěny nastavitelné kruhové apertury pro finální ořez svazku do požadovaného průměru. Kolimovaný svazek č. 2 tzv. referenční dopadá přímo na nepolarizující dělič BS_2 . Referenční svazek je rozdělen v poměru 50:50, přičemž jedna jeho část přímo děličem prochází a je absorbována stínítkem a druhá část se šíří přes objektiv O na čip kamery. Kolimovaný svazek č. 1 tzv. objektový prochází měřeným objektem a je odrážen zrcadlem M_2 ve směru děliče BS_2 . Zde opět dochází k rozdělení svazku, jehož jedna část je absorbována stínítkem a druhá prochází objektivem O a dopadá na čip kamery. Obě vlny referenční a objektová navzájem interferují a vytváření na čipu kamery interferenční obrazec, který je zaznamenán a uložen v počítači jako digitální hologram. Tímto způsobem jsou zaznamenány digitální hologramy odpovídající různým fyzikálním stavům objektu. Obvykle je nejprve zaznamenán hologram korespondující s počátečním (referenčním) stavem objektu a následně jsou zaznamenány hologramy po fyzikální změně objektu.

Citlivost často používaného holografického interferometru Mach-Zehnderova typu na změny indexu lomu měřeného objektu může být v některých případech nedostatečná. Z toho důvodu bylo navrženo digitální holografické uspořádání vycházející z Twyman-Greenova interferometru, které má oproti interferometru Mach-Zehnderova typu vyšší citlivost. Principiální schéma navrženého interferometru je na Obr. 25. Laserový svazek je stejně jako u předešlého uspořádání rozdělen na dva svazky, které jsou vyfiltrovány a zkolimovány. V tomto případě je však svazek č. 1 odrážen od zrcadla M_2 přes dělič BS_2 a objektiv O přímo na čip kamery. Svazek č. 2 je v děliči BS_2 dělen na část šířící se ve směru zrcadla M_2 a část procházející měřeným objektem. Od zrcadla M_3 je vlna odražena a šíří se zpět přes objekt znovu do děliče BS_2 . Zde část svazku pokračuje ve směru kolimačního objektivu CO a druhá je doražena přes objektiv O na čip kamery. V tomto uspořádání prochází objektový svazek měřeným objektem dvakrát a v porovnání s interferometrem Mach-Zehnderova typu tak dosahuje dvojnásobné citlivosti, jak bude dále ukázáno. Na druhou stranu je takové uspořádání komplikovanější a náročnější na seřízení. Další jeho nevýhodou jsou vyšší ztráty světelné energie na děliči BS_2 .

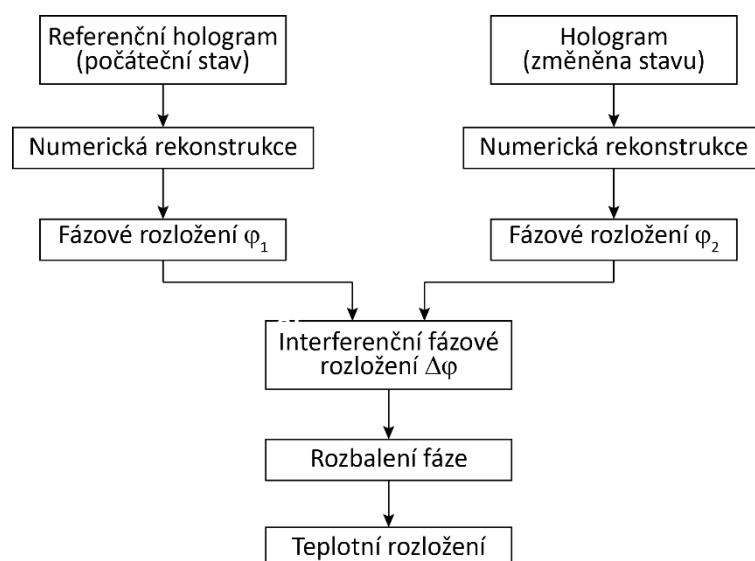


Obr. 25 Schéma digitálního holografického interferometru Twyman-Greenova typu s dvojitou citlivostí (BS_1 - polarizující dělič, SF – prostorový filtr, CO - kolimační objektiv, BS_2 - nepolarizující dělič, O - objektiv, M - zrcadlo).

Pro porovnání byly zkonstruovány obě DHI uspořádání a provedena měření rozložení fáze stejných transparentních objektů. Aby bylo možné oba DH interferometry porovnat objektivně, byly experimentální podmínky při měření nastaveny identicky. V obou uspořádání jako zdroj koherentního světla sloužil frekvenčně zdvojený 150mW Nd^{3+} :YAG laser Compass o vlnové délce 523 nm. Laser byl společně s ostatními optickými a mechanickými komponentami upevněn na optickém stole, který zaručoval stabilitu použitých optických komponent a izolaci od okolních vibrací.

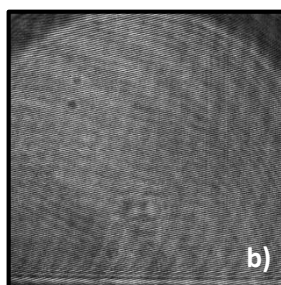
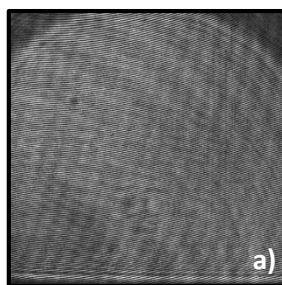
Kolimovanost svazku byla kontrolována interferencí světla odraženého od přední a zadní stěny vkládané planoparalelní desky. Ze zkušeností z předešlých experimentů byl dělič BS_2 seřízen tak, aby referenční a objektová vlna mezi sebou svíraly takový úhel, který na čipu kamery vytvoří interferenční proužky o šířce přibližně 3-5 pixelů. Tímto nastavením je docíleno nejlepší prostorové separace jednotlivých členů tvořící rekonstruovaný obraz. Pro záznam digitálních hologramů byla použita kamera AVT Stingray F504B s rozlišením 2452 (H) x 2056 (W) pixelů a velikostí jednotlivých pixelů $3,45 \times 3,45 \mu m$. Pro přenos hologramů do počítače disponuje kamera FireWire 800 (IEEE 1394B) rozhraním umožňující záznam hologramů rychlostí až 9 FPS. Expoziční časy kamery v tomto uspořádání byly nastaveny na $50 \mu s$, tak aby byl vždy zaznamenán hologram o vysokém kontrastu bez přexponovaných oblastí. Jelikož používaný FFT algoritmus využívaný v rekonstrukčním procesu vyžaduje 2^N hodnot, byl obraz kamerou ořezáván na 2048×2048 pixelů. Pro porovnání obou interferometrů byly zvoleny objekty, jejichž teplotní pole jsou relativně stabilní a opakovatelná - teplotní pole plamene svíčky a

teplotní pole vznikající okolo rezistoru a odporové spirály zahříváných průchodem elektrického proudu.

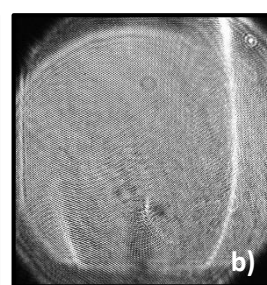
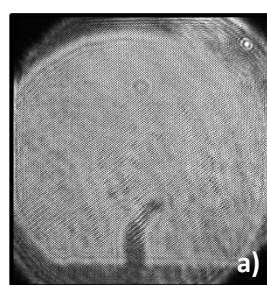


Obr. 26 Vývojový diagram postupu vyhodnocování hologramů.

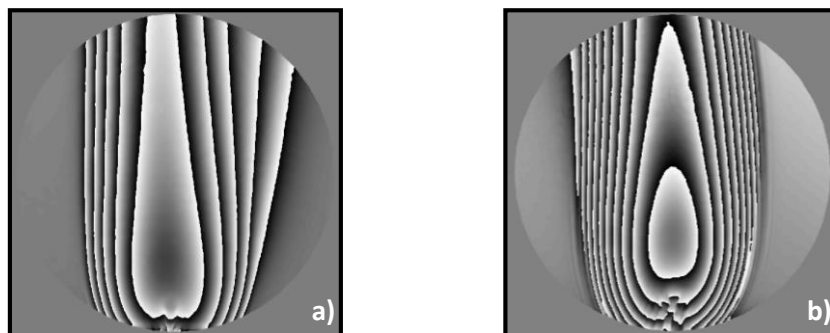
V prvním kroku byl zaznamenán referenční hologram (Obr. 27a) a Obr. 28a)) odpovídající počátečnímu ustálenému stavu objektu. V případě tohoto experimentu tedy nezapálenému plamenu svíčky, rezistoru a spirále bez přivedeného elektrického proudu. Následně byly zaznamenány hologramy reprezentující změnu stavu objektu tj. plamen svíčky (Obr. 27b) a Obr. 28b)) a teplotní pole vytvořená průchodem proudu oběma odporovými prvky. Pro vyhodnocování zaznamenaných digitálních hologramů byla vyvinuta v Matlabu GUI aplikace [40],[41]. Aplikace řeší jednotlivé výpočty s logickou návazností krok za krokem, tak jak bylo popsáno v teoretickém úvodu a jak je zobrazeno na vývojovém diagramu (Obr. 26). Nejprve jsou všechny zaznamenané hologramy rekonstruovány pomocí algoritmu Fresnelovy transformace a jsou vypočtena interferenční fázová rozložení.



Obr. 28 Digitální hologramy plamene svíčky a) před a b) po zapálení zaznamenané na Mach-Zehnderově interferometru

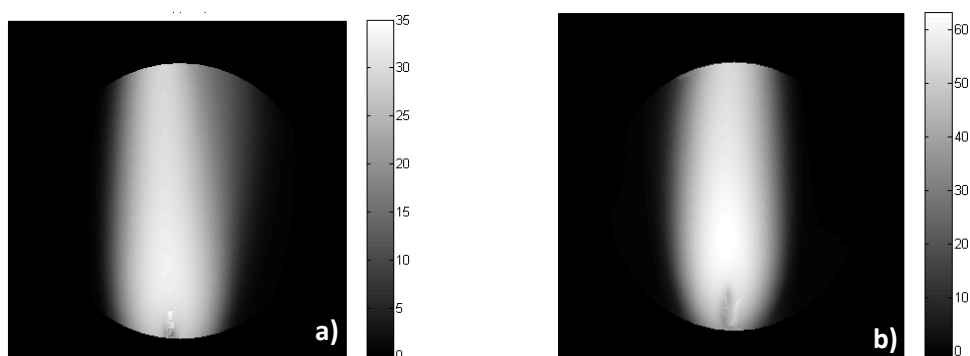


Obr. 27 Digitální hologramy svíčky a) před a b) po zapálení plamene zaznamenané interferometrem s dvojí účinností



Obr. 29 Rekonstruovaná interferenční fáze plamene svíčky měřená na a) Mach-Zehnderově interferometru, b) interferometru Twyman-Greenova typu s dvojnásobnou citlivostí.

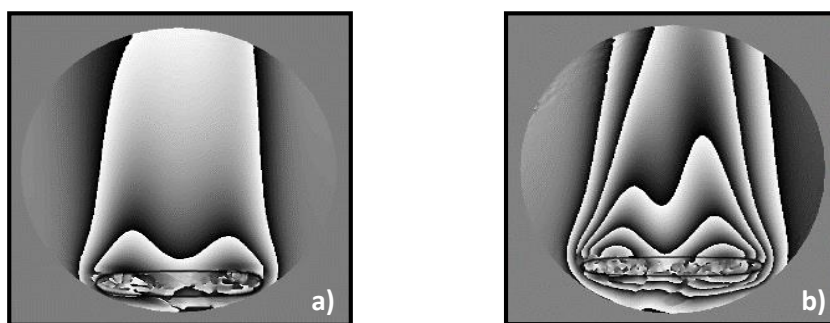
Obr. 29 zobrazuje modulované rozložení interferenční fáze plamene svíčky vypočtené z hologramů zaznamenaných na a) Mach-Zehnderově interferometru a b) interferometru Twyman-Greenova typu. Porovnáním obou interferogramů je dobře patrný dvojnásobný počet interferenčních proužků interferogramu pořízeného pomocí interferometru Twyman-Greenova typu (Obr. 29b). Dvojnásobný počet proužků koresponduje s dvojnásobným průchodem svazku skrze objekt respektive s dvojnásobnou citlivostí interferometru oproti uspořádání Mach-Zehnderovu. Pro dobrou prostorovou rozlišitelnost fázového rozložení je velmi důležité, aby se svazek při dvojnásobném průchodu skrze objekt šířil po stejné dráze. To vyžaduje přesné seřízení interferometru především zrcadla M_3 a děliče BS_2 . V případě, že se svazek ve druhém průchodu šíří po jiné dráze než v prvním, dojde během průchodů podle (86) k integraci rozdílných změn indexu lomu. To povede ke snížení prostorového rozlišení rekonstruovaného fázového rozložení. V krajním případě pak rozložení nemusí vůbec odpovídat skutečnosti. Částečně je tento problém možné vyřešit umístěním objektu co nejblíže k zrcadlu M_3 .



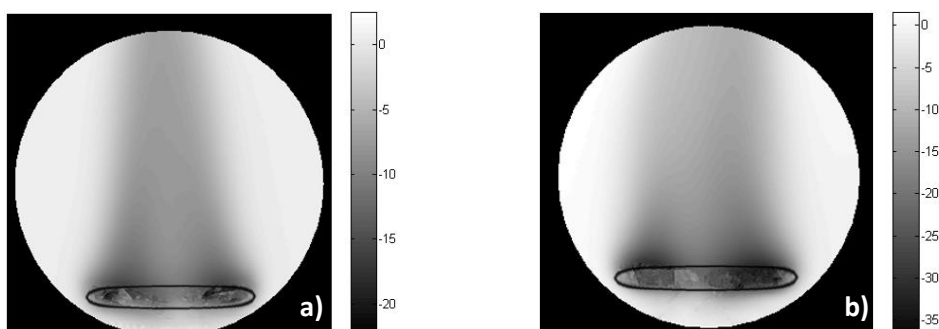
Obr. 30 Demodulovaná interferenční fáze zaznamenaná pomocí a) klasického Mach-Zehnderova interferometru, b) interferometru Twyman-Greenova typu s dvojnásobnou citlivostí v jednotkách rad.

Vypočtená interferenční fáze je z důvodu harmonického chování světla modulována v intervalu $-\pi, \pi$. Proto v dalším kroku bylo nespojité rozložení interferenční fáze demodulováno a byl získán její hladký průběh. Demodulační proces je založen na Goldsteinově algoritmu [28], [42] implementovaném v aplikaci. Demodulované interferogramy plamene svíčky jsou zobrazeny na Obr. 30 v jednotkách radiánů.

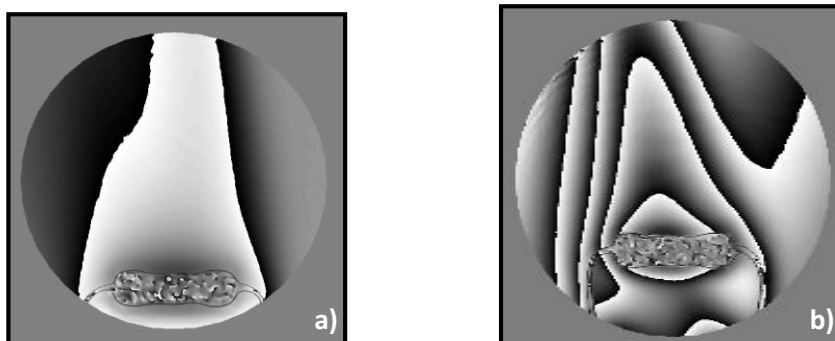
Na Obr. 31 a Obr. 33 jsou interferenční fáze teplotního pole okolí odporové spirály při napětí 5,7 V a proudu 0,4 A a dále rezistoru při napětí 20,4 V a 0,1 A rekonstruované z hologramů zaznamenaných na obou interferometrech. Je zde opět dobře patrné zvýšení citlivosti navrženého interferometru oproti běžně používanému uspořádání ve formě vyššího počtu interferenčních proužků a většího rozdílu indexu lomu. Na Obr. 32 a Obr. 34 je zobrazen rozbalený hladký průběh fázového rozložení teplotního pole nad spirálou a rezistorem.



Obr. 31 Rekonstruovaná interferenční fáze proudem vyhřívané odporové spirály ($14,4\Omega$) měřené na a) Mach-Zehnderově interferometru b) interferometru Twyman-Greenova typu.

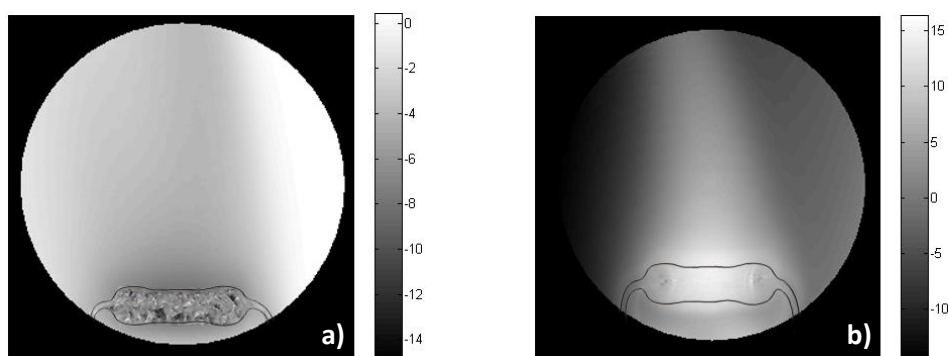


Obr. 32 Demodulovaná interferenční fáze odporové spirály získaná pomocí a) klasického Mach-Zehnderova interferometru, b) interferometru Twyman-Greenova typu s dvojnásobnou citlivostí v jednotkách rad.



Obr. 33 Interferenční fáze teplotního pole v okolí rezistoru (216Ω) protékaného elektrickým proudem. Data byla naměřena na a) Mach-Zehnderově interferometru, b) Twyman-Greenově interferometru.

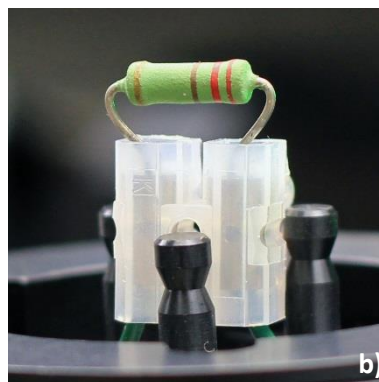
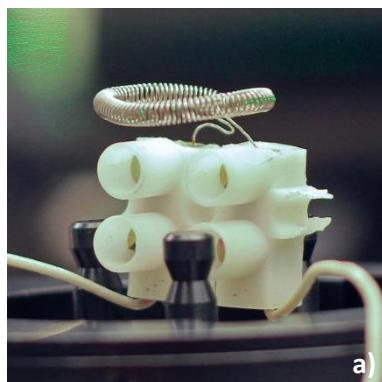
Pro výpočet hodnot teplotního pole z projekce fázového rozložení podle rovnice (90) je v interferogramu potřeba referenčního bodu se známou teplotou. Dalším problémem je znalost vzdálenosti, ve které dochází podle rovnice (86) k integraci jednotlivých přírůstků změn indexů lomů. V případě dvojdimenzionálního nebo rotačně symetrického teplotního pole se nejedná o vážný problém. Na druhou stranu u většiny nesymetrických polí toto určit nelze a z jedné projekce je možné usuzovat pouze na tvar fázového respektive teplotního pole.



Obr. 34 Demodulovaná interferenční fáze rezistoru získaná a) klasickým Mach-Zehnderovým interferometrem, b) interferometr Twyman-Greenova typu s dvojnásobnou citlivostí v jednotkách rad.

Netransparentní objekty by se měly v obrazech jevit jako stín, nicméně na jejich hranách dochází k difrakci měřícího laserového svazku. Tato oblast je poměrně těžko digitálně rekonstruována a vyhodnocovací algoritmus ve většině případů selhává. Vyhodnocená pole uvnitř těchto oblastí jsou chybná a mají vliv na změnu rozsahu zkoumané veličiny. Chybné oblasti jsou obvykle vymaskovány již po rekonstrukci hologramu. V tomto případě jsou v obrazech ponechány a pro lepší představu jsou vyznačeny přibližné tvary objektů. Jelikož se navržený interferometr Twyman-Greenova typu osvědčil a ukázal se

být velmi účinným, bylo v dalších experimentech při měření malých fázových změn, již trvale vycházeno z tohoto uspořádání.



Obr. 35 Měřené objekty, a) odporová spirála, b) rezistor

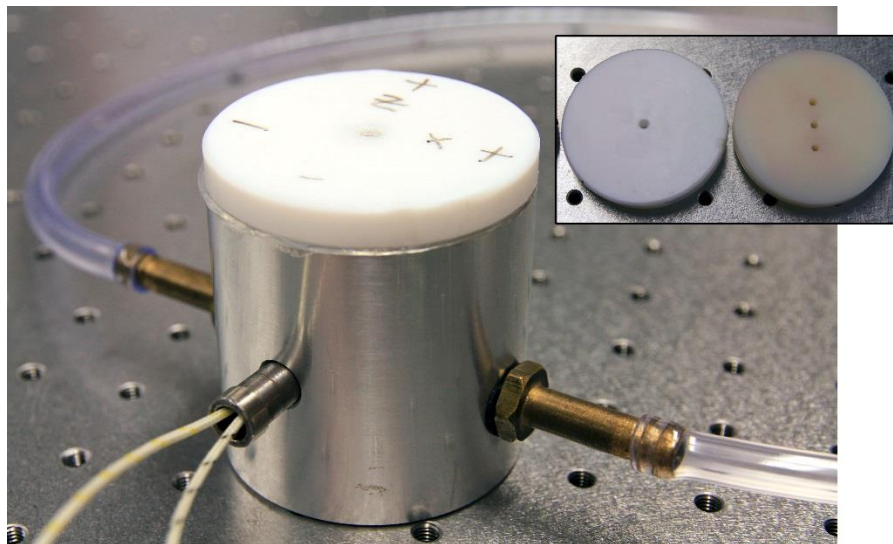
6. Vyšetřování teplotního pole kontinuálního proudu pomocí DHI

Měření teplotního profilu nebo celého pole proudící tekutiny je ve vědeckých a průmyslových oborech zásadní pro komplexní pochopení studované problematiky či zkoumaného jevu. Pro tento účel je využíváno řady měřících metod, ať již invazivních nebo neinvazivních [13]. V řadě experimentů je pro měření teplotních polí často využívána měřící metoda žhaveného drátku (hot-wire) [14]. Tzv. žárová anemometrie je založena na jednoduché teplotní závislosti elektricky ohříváného odporového drátku sondy a proudící tekutiny. Mezi žhaveným drátkem a tekutinou dochází ke konvekčnímu přenosu tepla, který má za následek změnu odporu drátku. V závislosti jakým způsobem měřící systém udržuje odpor drátku konstantní, se metoda dělí na Constant Temperature Anemometry (CTA) a Constant Current Anemometry (CCA). Vzájemná vazba mezi přenosem tepla drátku a tekutinového proudění umožňuje měřit nejen rychlost proudící tekutiny ale i teplotu. Pro měření teploty lze v principu použít obě metody, nicméně v praxi se dává přednost CCA kvůli její stabilitě [44].

Žárová anemometrie je robustní metoda s vysokou přesností (1%) a dobrým odstupem signálu k šumu. Nicméně se jedná o jednobodovou měřící metodu, která svým invazivním charakterem může ovlivňovat měřené médium. Holografická interferometrie zmiňované nedostatky překonává vzhledem k tomu, že se jedná o neinvazivní, celoplošnou a diferenciální měřící metodu. V rámci řešení některých projektů na TUL byla pro měření teplotních polí využita DHI a pro verifikaci získaných výsledků sloužila metoda CCA s ověřenou přesností.

K vyšetřování teplotního proudění vznikající za tryskou bylo navrženo a sestaveno digitální holografické uspořádání využívající modifikovaného Twyman-Greenova interferometru. Principiální schéma uspořádání bylo obdobné jako v experimentu v předcházející kapitole (Obr. 25). Laserový svazek je dělen pomocí děliče BS_1 na dva svazky, které jsou následně prostorově filtrovány a kolimovány. Objektový svazek 2 prochází děličem BS_2 k zrcadlu M_3 , od kterého se odráží a vrací se po stejné dráze zpět k děliči BS_2 . Společně se svazkem 1 dopadají na čip digitální kamery, která zaznamenává hologram tvořený interferenční strukturou obou interferujících svazků. I přes to, že realizované měřící uspořádání disponovalo dvojnásobnou citlivostí oproti běžně využívanému Mach-Zehnderovu interferometru, byla změna indexu lomu výstupního proudu na hranici měřitelnosti. Z tohoto důvodu byla do prostoru kavity trysky umístěna

topná patrona Omegalux CIR-10301/240V, která zvyšovala rozdíl teploty mezi proudem vzduchu z trysky a okolním vzduchem. Teplota patrony byla měřena termočlánkem a pro potřeby měření udržována na hodnotě 100°C pomocí PID regulátoru.

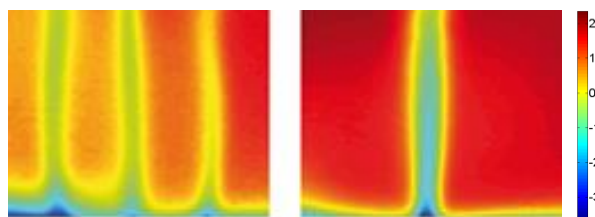


Obr. 36 Tryska s vybranými výstupními otvory vybavená teplotní patronou pro ohřev vzduchu přiváděného kompresorem.

Pro demonstraci DHI metody byly vybrány dvě trysky s různými výstupními otvory (Obr. 36). Výstupní otvor první trysky tvoří kruhová štěrbinu o průměru 3 mm. Druhá tryska je složena ze tří štěrbin o průměru 3 mm a od sebe vzdálených 9 mm. Trysky byly v uspořádání umístěny tak, aby oblast měření byla těsně nad jejich ústími. Průtok vzduchu tryskou zajišťoval kompresor se zásobníkem SilentMaster SEM-100-8-6. Před vstupem do kavity byl ještě průtok regulován rotametrem tak, aby byl celkový objem vzduchu protékající tryskou 225 l/h.

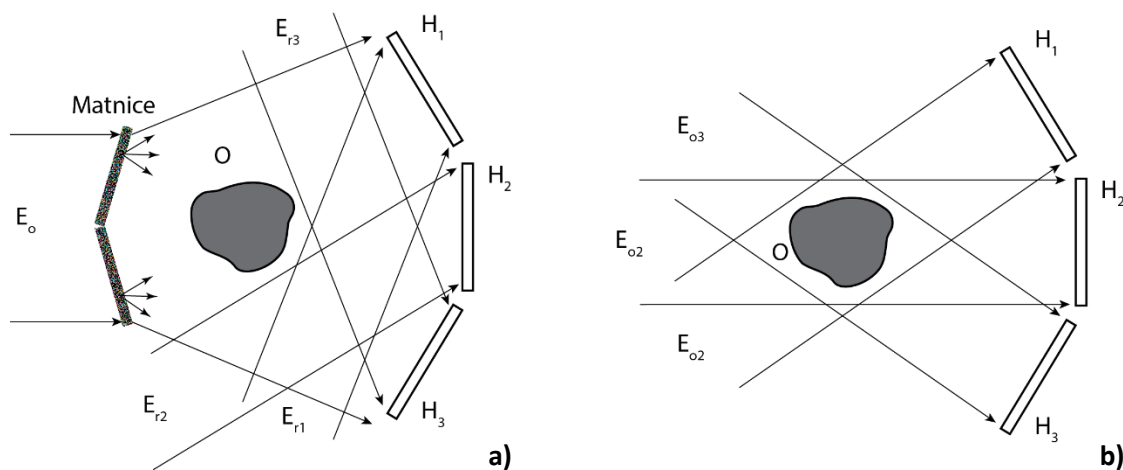
Nejprve byla zaznamenána sekvence referenčních hologramů ve formátu nekomprimovaného avi, které odpovídaly klidovému stavu měřené oblasti, tzn. bez provozu patrony a bez proudění vzduchu tryskou a okolního vzduchu. Následně byl systém trysky uveden do provozu. Po dosažení požadované teploty 100°C patrony byly zaznamenány sekvence hologramů při průtoku vzduchu výstupními otvory každé trysky. Každá sekvence se skládala z 20 hologramů. Pro rekonstrukci a následný výpočet rozložení fázového pole zaznamenaných hologramů sloužila aplikace vytvořená v programu Matlab. Aby byly potlačeny náhodné fluktuace vznikající za ústím trysek byla jednotlivá fázová pole příslušné trysky průměrována pixel po pixelu (n, m) podle $\overline{\Delta\varphi}(n, m) = 1/N \sum_{i=1}^N \Delta\varphi_i(n, m)$, kde N je počet průměrovaných polí (v tomto případě $N = 20$). Výsledné 2D projekce teplotních polí získané metodou DHI jsou dány integrací

jednotlivých přírůstků změn indexů lomu ve směru šíření objektového svazku teplotním polem. V případě vyšetřování nesymetrických teplotních polí bývá často určení rozložení indexu lomu z jednoho směru pozorování zavádějící, jak je demonstrováno na Obr. 37.



Obr. 37 Rozložení fáze teplotního pole formovaného za tryskou se třemi otvory (v jednotkách rad). Úhel natočení trysky a) 0°; b) 90°.

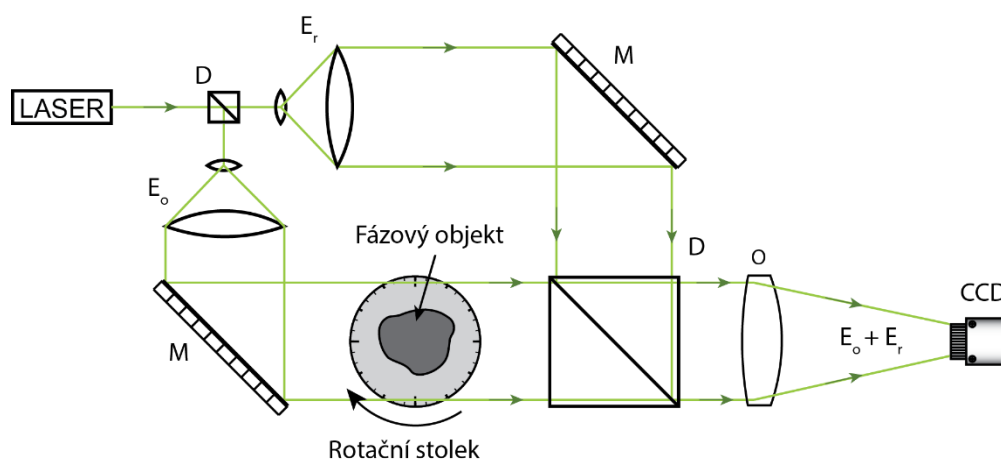
Aby bylo možné provést komplexní vyšetření nesymetrického teplotního pole digitální holografickou interferometrií a využít počítačovou tomografii pro jeho 3D rekonstrukci, je nutné zaznamenat pomocí holografického uspořádání dostatečný počet hologramů pole. Každý z hologramů musí korespondovat s různým směrem záznamu. V souladu s touto teorií vznikla řada prací [29] -[37], kde je autory navrženo několik různých přístupů umožňující záznam hologramů z více směrů pozorování. Nejčastěji se vyskytující jsou zobrazeny na Obr. 38.



Obr. 38 Uspořádání pro záznam hologramů fázových objektů z více směrů pozorování a) pomocí matnice, b) přímého průchodu objektového svazku (referenční svazky nejsou kvůli přehlednosti zobrazeny); H – hologram, O – fázový objekt, E_r – referenční svazek, E_o – objektový svazek.

Nicméně tato uspořádání jsou poměrně komplikovaná, nestabilní a náročná na seřízení. Rovněž jsou také v převážné většině vhodná pouze pro analogové SHE desky. Obecně platí, že čím více projekcí je k rekonstrukci použito, tím více by rekonstruované 3D pole mělo odpovídat skutečnosti. V případě digitální HI by to znamenalo použití velkého množství záznamových digitálních kamer, aby mohl být pořízen dostatečný počet

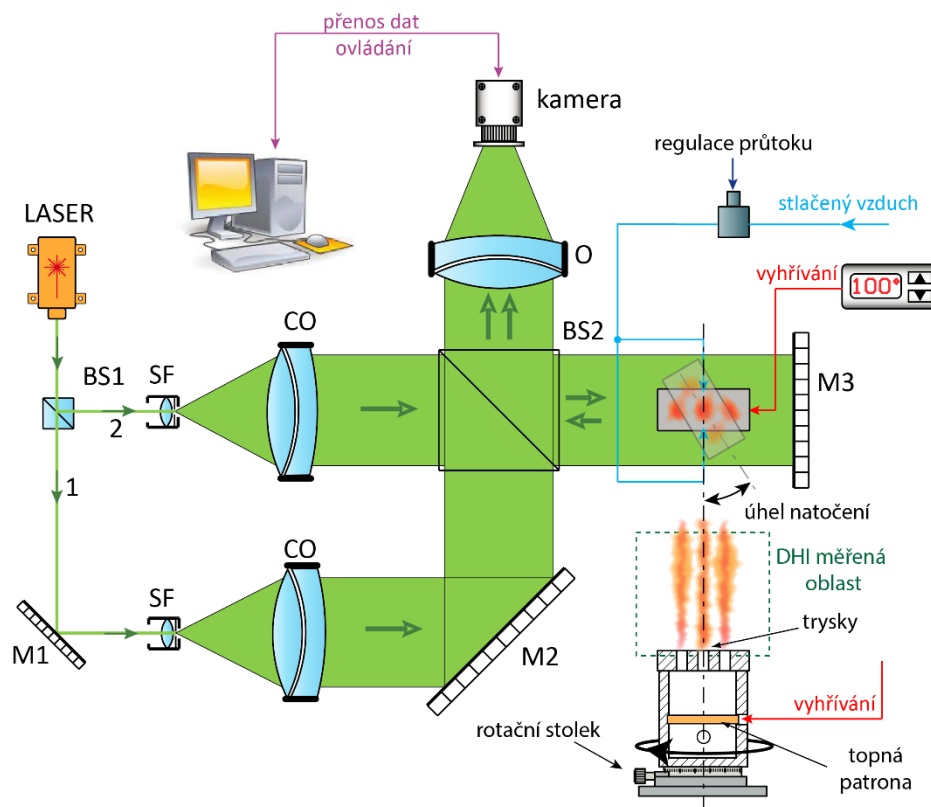
projekcí z různých směrů pozorování. To by však učinilo měřicí uspořádání značně drahé, složité a jeho seřízení by bylo extrémně náročné. Pro malé změny indexů lomů některých polí by bylo rovněž obtížné, ne-li nemožné, použít navržený interferometr Twyman-Greenova typu s dvojnásobnou citlivostí.



Obr. 39 Principiální schéma vícesměrového uspořádání využívající rotačního stolu pro získání projekcí z více směrů v Mach-Zehnderově interferometru; E_r - referenční vlna, D – dělič, O – objektiv, M - zrcadlo.

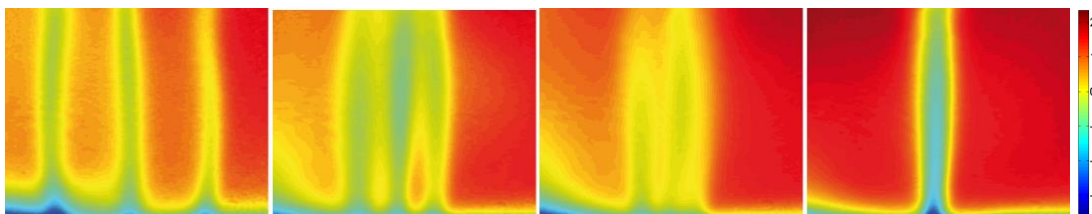
Principiální schéma navrženého vícesměrového uspořádání pro DHI je zobrazeno na Obr. 39. Objektová vlna E_o prochází skrz zkoumaný fázový objekt, který je umístěn na rotačním stole. Společně s referenční vlnou E_r interferují a kamerou je zaznamenán hologram pro právě dané natočení objektu. Tímto způsobem jsou postupně pořízeny digitální hologramy ze směrů odpovídající příslušnému natočení objektu. Navržené uspořádání umožňuje zaznamenat libovolný počet projekcí fázového objektu z libovolného počtu směrů pozorování pro následnou tomografickou rekonstrukci. Na rozdíl od ostatních uspořádání je záznam prováděn pouze jedinou kamerou bez nutnosti jejího pohybu, což výrazně přispívá k celkově jednodušší konstrukci interferometru a jeho lehčímu seřízení, nižší ceně, zvýšení jeho spolehlivosti a menší chybovosti.

Další nespornou výhodou, kterou navržené uspořádání nabízí je možnost jeho relativně jednoduché implementace do již dříve osvědčeného DH interferometru s dvojnásobnou citlivostí, jak je zobrazeno na Obr. 40. Do prostoru, kterým objektový svazek prochází dvakrát, tj. mezi dělič BS_2 a zrcadlo M_3 je na motorizovaný rotační 360° stůl Thorlabs CR1-Z7 umístěna příslušná tryska. Úhel natočení trysky je řízen vzdáleně tak, aby nedocházelo k ovlivňování proudu trysky přítomností experimentátora.

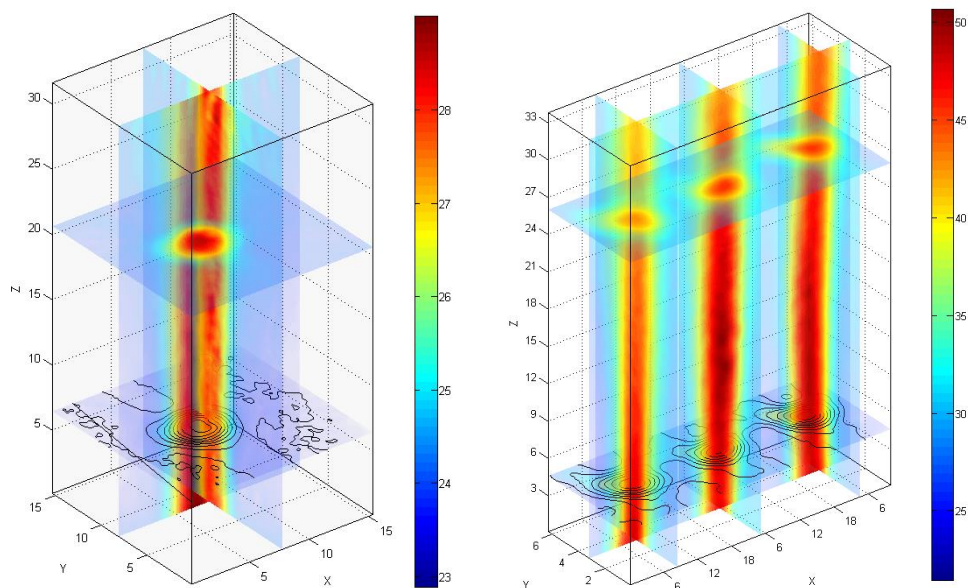


Obr. 40 Experimentální uspořádání interferometru Twyman-Greenova typu pro záznam projekcí z více směrů pozorování. BS_1 - polarizující dělič s $\lambda/2$ destičkami, SF – prostorový filtr, CO - kolimační objektiv, BS_2 - nepolarizující dělič, O - objektiv, M - zrcadlo

Nejprve byla zaznamenána sekvence referenčních hologramů odpovídající ustálenému stavu bez proudění vzduchu tryskou a bez provozu topné patrony. Po uvedení systému trysky do provozu byla tryska po 10° krocích natáčena v rozsahu 0° až 170° . Pro každý úhel natočení byla zaznamenávána sekvence hologramů ve video formátu avi. Jednotlivá rekonstruovaná fázová pole odpovídající stejnému úhlu natočení byla jako v předešlém případě průměrována (Obr. 41) a v dalším kroku pak sloužila jako vstupní data pro tomografickou rekonstrukci.



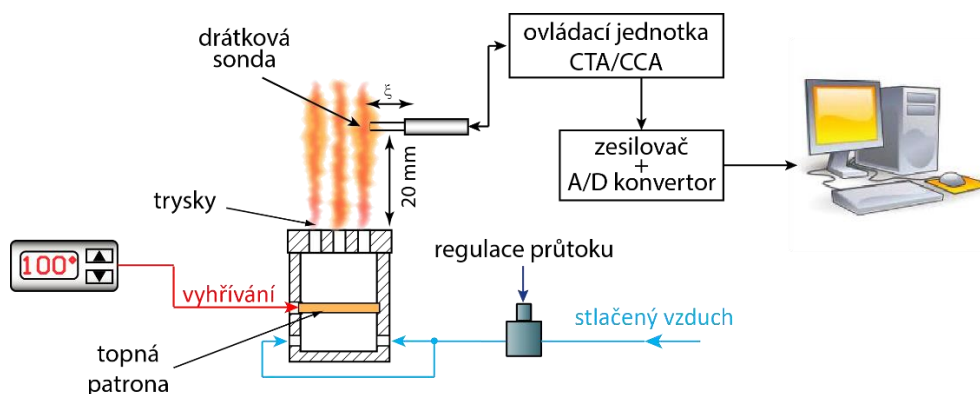
Obr. 41 Rekonstruovaná fázová pole trysky se 3 otvory s příslušným úhlem natočení 0° , 30° , 60° , 90° v jednotkách rad.



Obr. 42 3D rekonstruovaná teplotní pole proudu za výstupními otvory trysek a) tryska s jedním otvorem, b) tryska se třemi otvory ve °C.

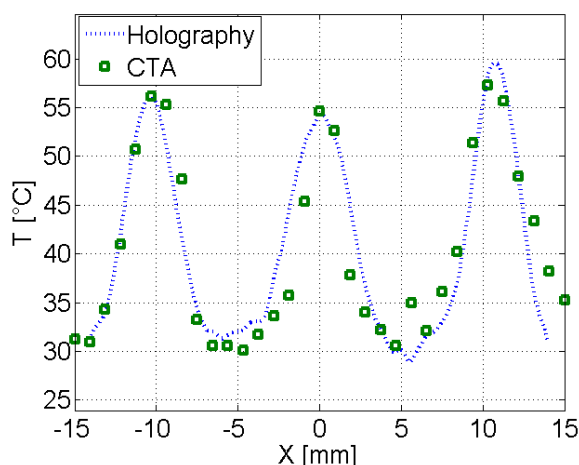
Reprezentace rekonstruovaných fázových polí jako funkce úhlu pozorování se označuje jako sinogram. 3D teplotní rozložení proudu trysky je rekonstruováno ze sinogramu pomocí filtrované zpětné projekce, jako bylo popsáno v teoretické části práce. Tomografický rekonstrukční algoritmus využívá inverzní Radonovy transformace (iradon) implementované v MATLABu s lineární interpolací a Ram-Lak filtrem. 3D rekonstrukce byla prováděna postupně řez po řezu ve směru osy rotace. Rekonstruovaná teplotní rozložení proudění za tryskami jsou zobrazena na Obr. 42.

K ověření spolehlivosti výsledků získaných pomocí DHI byla využita jednobodová měřicí metoda žhaveného drátku (CTA/CCA). Použité měřicí zařízení Dantec Stream Line se skládá ze dvou CTA modulů a jednoho CCA modulu. Měřicí sonda Dantec 55P14 pracovala v režimu konstantní teploty (CTA) a sloužila k měření magnitudy rychlosti proudu. Sonda Dantec 55P31 byla provozována v režimu konstantního proudu (CCA) a sloužila k měření teploty. Vzorkovací frekvence systému byla nastavena na 6kHz s počtem vzorků 8192. Teplotní pole za ústím trysky bylo měřeno s krokem 1 mm v horizontálním směru v ose a rozsahu šířky výstupních otvorů trysek a ve vertikální vzdálenosti 20 mm od ústí trysek. Principiální schéma měření pomocí CTA/CCA a jeho uspořádání je zobrazeno na Obr. 43.



Obr. 43 Principiální zobrazení měřícího uspořádání CTA/CCA pro verifikaci výsledků naměřených pomocí DHI.

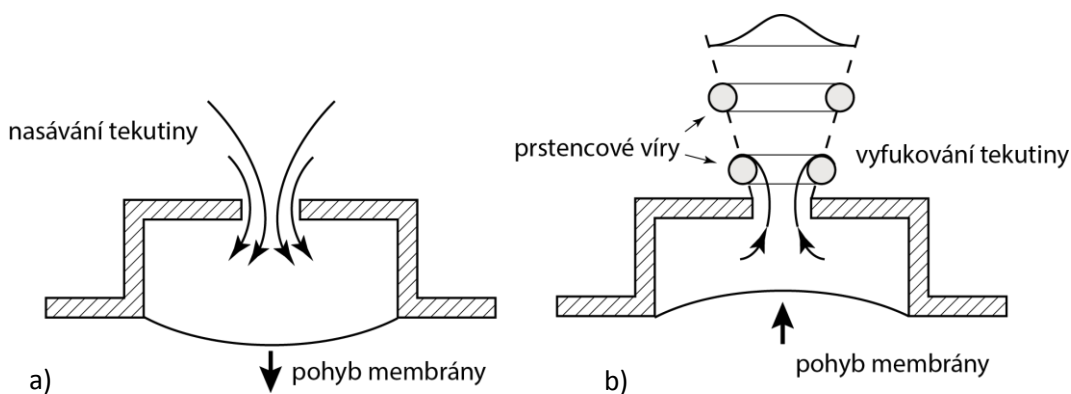
Výsledky obou měření jsou vyneseny v grafu na Obr. 44. Zelené body v grafu korespondují s hodnotami teploty naměřené pomocí drátkové metody v režimu CCA. Modrá křivka odpovídá teplotnímu rozložení 20 mm od ústí trysky zaznamenanému pomocí vícesměrové DHI a rekonstruované do 3D teplotního pole pomocí zpětně filtrované projekce. Z grafu je dobře patrné, že obě metody jsou ve velmi dobré shodě. Vyjma některých hodnot jako např. $x = 6$ mm u trysky se třemi otvory jsou výsledky shodné s přesností do 10%. Jelikož CCA je invazivní metoda, nebyla měření prováděna společně s DHI, což bylo pravděpodobně zdrojem největších odchylek v naměřených datech. Protože je měření pomocí CCA časově náročnější (přibližně 20x) než DHI, jeví se časový rozdíl měření jako další možný zdroj chyb vedoucí k ovlivnění proudění (konvekce od zahřáté konstrukce kavity trysky, přítomnost operátora během měření metodou CCA, klimatizace místnosti, aj.).



Obr. 44 Profil výsledného teplotního rozložení naměřený pomocí CTA a jeho porovnání s výsledky DHI.

7. Vyšetřování periodického teplotního pole pomocí DHI

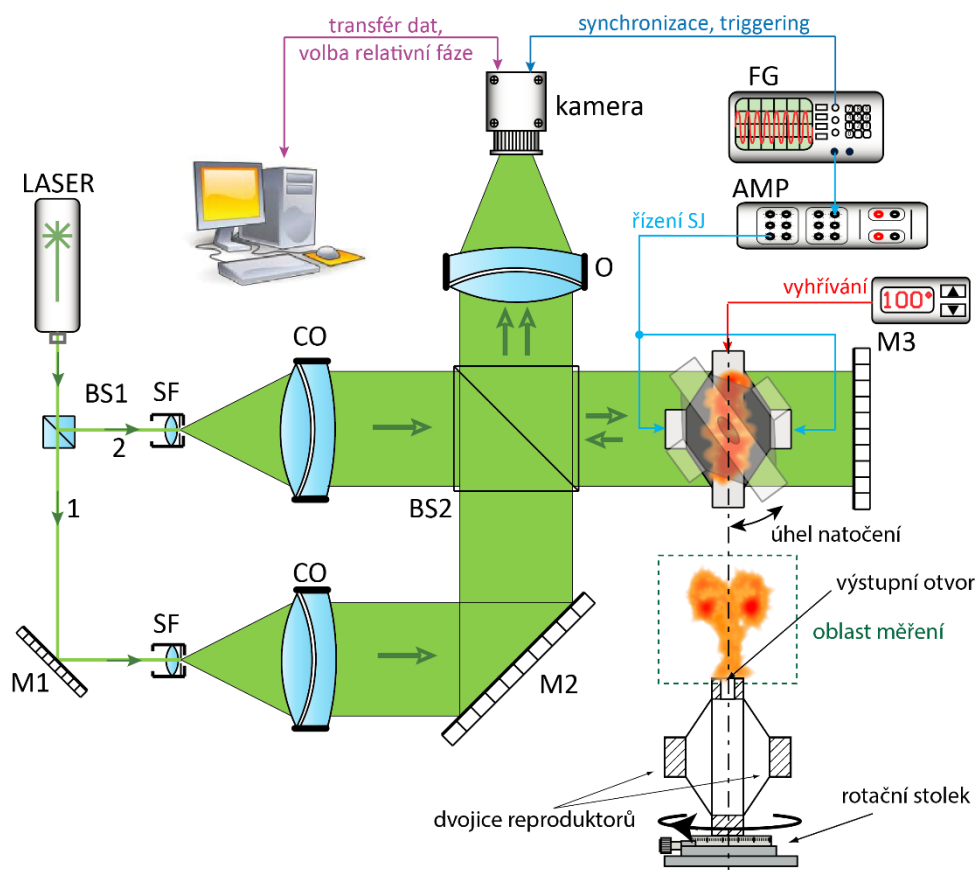
Pozornost vědecké komunity v oblasti přenosu tepla a hmoty se koncem 20. století zaměřila mimo jiné na výzkum syntetizovaného proudění tzv. synthetic jet (SJ). V současné době zájem o tuto problematiku trvá, protože využití SJ se nabízí v řadě průmyslových odvětví. SJ je druh nestlačitelného tekutinového proudu, typicky utvářený krátkodobým periodickým nasáváním a vyfukováním tekutiny skrze otvor [26], [27]. Představitel jednoduchého mechanického SJ generátoru je znázorněn na Obr. 45. Sestává se z uzavřené kavity vymezené membránou a vhodným otvorem. Membrána pracuje v oscilačním pohybu, který způsobuje vytlačování nebo nasávání tekutiny skrz otvor. Na okrajích proudu se tvoří vírové prstence, které se vlivem disipativních procesů v tekutině ve větší vzdálenosti od otvoru rozpadají. Časově střední průtok tekutiny otvorem je nulový, ale v určité vzdálenosti od otvoru je již proud, poskládaný z jednotlivých pulzů, nenulový a má charakter blízký stacionárnímu proudění.



Obr. 45 Typický SJ generátor. a) fáze nasávání tekutiny; b) fáze vyfukování tekutiny s formováním vírových prstenců.

Vizualizace a měření rozložení veličin v tekutinovém proudu vznikající za otvorem trysky hraje zásadní roli v porozumění chování proudu. Řada používaných technik pro měření nebo vizualizaci využívá aditivních částic rozptýlených ve vyšetřovaném proudu např. metoda LIF [49], laser Doppler velocimetry (LDA) [50] nebo často používaná metoda particle image velocimetry (PIV). V experimentech, kde např. není možné použít rozptýlené částice, hrají měřicí metody na jiných fyzikálních principech velmi důležitou roli např. CTA, Schlieren fotografie [48] nebo interferometrie.

Pro vyšetřování rychle se měnícího fázového pole pomocí metody DHI je obvykle pro záznam hologramů nezbytné použít vysokorychlostní kameru. Na druhou stranu budeme-li uvažovat periodický charakter vývoje fázového pole, nemusí hrát snímkovací frekvence kamery zásadní roly. Jak bude dále ukázáno, děj může být zjednodušeně považován za koherentní a pro záznam může být použita kamera s daleko nižší snímkovací rychlostí než je rychlost zkoumaného děje.

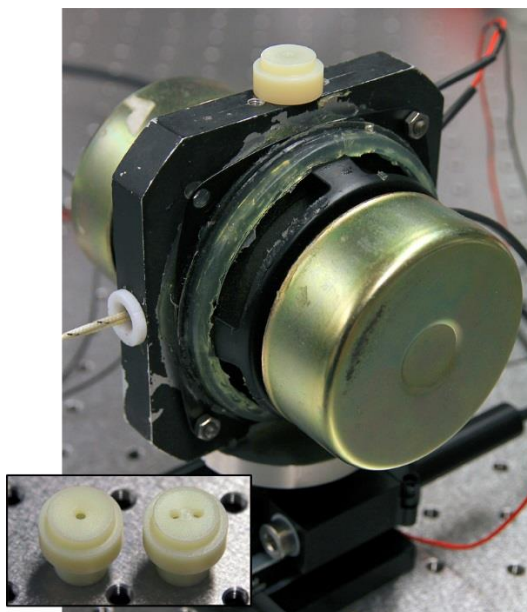


Obr. 46 Principiální schéma DHI uspořádání s dvojitou citlivostí pro měření SJ; BS_1 – polarizující dělič s $\lambda/2$ destičkami, SF – prostorový filtr, CO – kolimační objektiv, BS_2 – nepolarizující dělič, O – objektiv, M – zrcadlo, FG – funkční generátor, AMP – zesilovač

Na základě předchozích výsledků bylo navrženo a postaveno DHI uspořádání s dvojnásobnou citlivostí. Experimentální uspořádání je zobrazeno na Obr. 46. Princip uspořádání vychází z Twyman-Greenova interferometru, jehož funkce byla popsána v přechodící kapitole. V tomto uspořádání dochází na děliči BS_2 v porovnání s Mach-Zehnderovým interferometrem k mnohem větším světelným ztrátám a tím i k potřebě delší expoziční doby kamery. Při záznamu hologramu rychle se měnícího teplotního pole může dlouhý expoziční čas způsobovat nízký kontrast interferenčních proužků nebo dokonce rozmazání hologramu. Řešení takového problému většinou závisí na vyšetřovaném ději a laboratorních možnostech. Nabízí se několik způsobů řešení, např.

použití laseru s vyšším výkonem, citlivější kamery, pulsního laseru a synchronizované kamery a dal. V případě tohoto experimentu byl použit výkonnější laserový zdroj 300 mW Nd³⁺:YAG Compass.

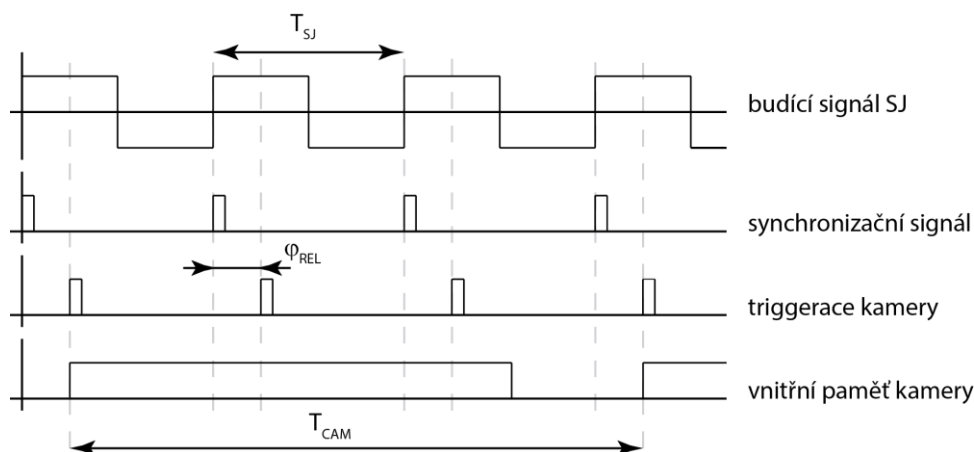
Generátor SJ byl tvořen dvojicí paralelně zapojených reproduktorů ARN-100-10/4, nosnou konstrukcí a vertikálně orientovanou tryskou. Skrze trysku byl do/z kavity periodicky nasáván/vyfukován vzduch v závislosti na protisměrné chodu reproduktorů umístěných v kavitě naproti sobě. Reproduktry byly buzeny obdélníkovým signálem generovaným funkčním generátorem *FG*. Výkon reproduktorů byl regulován zesilovačem *AMP*. Generátor SJ byl v uspořádání umístěn tak, aby se oblast měření nacházela těsně nad ústím trysky. V experimentu byly použity tři trysky s různými výstupními otvory. První dvě trysky byly tvořeny kruhovým otvorem o průměru 2 mm a 9mm, třetí tryska dvěma otvory o stejném průměru 2 mm vzdálenými od sebe 5 mm. Trysky společně se SJ generátorem jsou zobrazeny na Obr. 47.



Obr. 47 Generátor SJ tvořený dvěma reproduktory, kavitou, topnou patronou a tryskou. Pro demonstraci sloužili dvě trysky s různými výstupními otvory.

Z důvodu zvýšení rozdílu indexu lomu mezi generovaným proudem a okolním vzduchem byla do prostoru kavity zavedena topná patrona Omegalux CIR-10301/240V s termočlánekem. Teplota patrony byla pro potřeby měření udržována na hodnotě 100°C pomoc PID regulátoru. Frekvence buzení SJ byla volena s ohledem na rezonanční frekvence celého systému tak, aby hmotnostní tok tekutiny byl při daném výkonu maximální. V případě daného experimentu se jednalo o frekvenci 15 - 30 Hz. Pro zpracovávání naměřených dat bylo potřeba zaznamenat měřenou oblast s vysokým

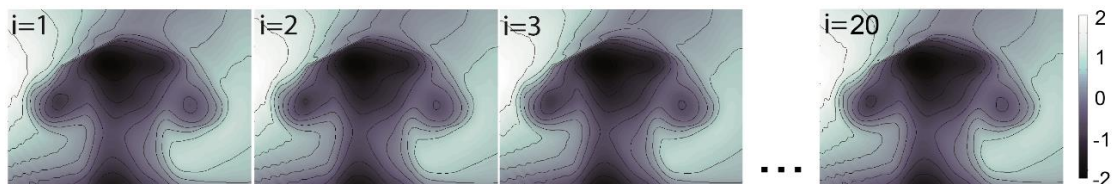
rozlišením alespoň 4 Mpix kamerou. V uspořádáních používaná kamera AVT Stingray F504 při rozlišení 2452 (H) x 2056 (W) pixelů je schopna zaznamenat snímky s maximální frekvencí 9 FPS. K dosažení výsledků s dobrým časovým rozlišením pro danou frekvenci buzení generátoru by však bylo potřeba kamery se snímkovací rychlostí alespoň 300 FPS. Použití rychlokamery však nemusí být nutné ve všech případech.



Obr. 48 Grafické znázornění synchronizace a spouštění mezi kamerou a periodickým dějem SJ. Externí trigger umožňuje záznam hologramu v relativní fázi děje φ_{REL} dané nastavením zpoždění kamery; T_{CAM} – perioda snímání hologramů, T_{SJ} – perioda děje SJ.

SJ je ze svého principu provozováno v periodickém režimu. Budeme-li uvažovat časovou, teplotní a tvarovou stálost SJ a nepředpokládáme-li náhodné fluktuace jednotlivých vzduchových pulzů, je možné považovat celý děj za koherentní. Za těchto předpokladů by mělo být možné zaznamenat dostatečný počet hologramů odpovídající časovému vývoji výfuku pomocí jedné kamery s nízkou vzorkovací frekvencí. Pro ověření byl proveden experiment se stávající kamerou Stingray, která byla synchronizována s budícím signálem generátoru SJ a externě spouštěna. Externí trigger umožňoval zaznamenat hologram s přesně daným zpožděním vůči signálu generátoru, respektive v přesně zvolené relativní fázi periody děje SJ. Tímto způsobem pak bylo možné zaznamenat libovolný počet hologramů se stejnou relativní fází v různých periodách děje (viz Obr. 48). Jelikož frekvence snímání kamery byla nižší než frekvence buzení generátoru, nebyl zaznamenáván hologram při každém synchronizačním pulzu, ale některé periody byly vynechány, dokud nedošlo k uvolnění vyrovnávací paměti kamery. Tento proces byl řízen kamerou automaticky. Expoziční čas kamery byl nastavena na 20 μ s, tak aby byl zaznamenán hologram o vysokém kontrastu a bez přexponovaných nebo podexponovaných oblastí.

Nejprve byla sejmuta sekvence referenčních hologramů reprezentující klidový stav generátoru bez jakéhokoliv vyhřívání. Následně byl systém uveden do provozu a byly zaznamenány sekvence 20 digitálních hologramů se shodnou relativní fází děje. Fázové rozložení proudu za kruhovou tryskou dvaceti rekonstruovaných hologramů je zobrazeno na Obr. 49.



Obr. 49 Sekvence 20 rekonstruovaných rozložení fázových polí vznikající za kruhovou tryskou ve shodné relativní fázi děje v jednotkách rad.

V měření je možné uvažovat několik zdrojů chyb. Základní chybou je šum v každém měřeném fázovém poli. Z hodnot experimentů byla přibližně určena maximální hodnota 0,025 rad. S ohledem na holografické uspořádání takováto chyba ve fázovém poli představuje chybu v teplotním poli přibližně 1°C. Vzhledem k tomu, že jednotlivé hologramy fázových polí jsou zaznamenávány v různých periodách děje, je zřejmě největším zdrojem chyby měření fázový vývoj SJ děje v čase. Pro určení této chyby byla vypočtena směrodatná odchylka zaznamenaných fázových polí pro každý pixel (n, m) jako $\sigma(n, m) = \sqrt{\left(1/N \sum_{i=1}^N (\Delta\varphi_i(n, m))^2\right) - (\overline{\Delta\varphi}(n, m))^2}$, kde $\overline{\Delta\varphi}(n, m) = 1/N \sum_{i=1}^N \Delta\varphi_i(n, m)$ je průměrná hodnota fáze v bodě (n, m) z N fázových polí (v tomto případě $N = 20$). Vypočtená směrodatná odchylka v oblasti aktivního SJ proud je zobrazena na Obr. 50. Maximální hodnota směrodatné odchylky je 0,2 rad. Tato fázová změna koresponduje s teplotní změnou 8 °C, což je neakceptovatelné.

Na druhou strunu pro popis přirozeného periodického proudění SJ se obvykle okamžitý signál $S(t)$ (teploty, rychlosti, tlaku atd.) dělí na složky $\bar{S}$, $S_p(t/T_{SJ})$, $e'(t/T_{SJ})$ reprezentující střední hodnotu, periodický (koherentní) a náhodný (nekoherentní) člen. (t/T_{SJ}) označuje fázi během periody děje. Výsledný signál je tak možné popsat rovnicí $S(t) = \bar{S} + S_p(t/T_{SJ}) + e'(t/T_{SJ})$. Člen reprezentující střední hodnotu je dán vztahem $\bar{S} = \lim_{T_{SJ} \rightarrow \infty} 1/T_{SJ} \int_0^{T_{SJ}} S(t) dt$ a pro periodický člen, který je objektem experimentu platí $S_p(t/T_{SJ}) = 1/N \sum_{n=1}^N S(t + nT_{SJ})$. Zapojíme-li do vyhodnocovacího procesu průměrování fázových polí korespondující se stejnou relativní fází SJ děje, bude v principu metoda citlivá pouze na periodický člen signálu $S_p(t/T_{SJ})$. Jak bylo zmíněno

výše, přesnost periodického členu se v tomto přístupu měření pohybuje okolo 1 °C, což pro rozsah měřených teplot přibližně 25 °C představuje chybu okolo 4%. Z toho důvodu je vždy zaznamenáno alespoň 20 hologramů teplotního pole se stejnou relativní fází periody SJ (časové zpoždění vůči synchronizačnímu pulzu) a je provedeno průměrování jejich vyhodnocených fázových polí. Fázová pole pro různé relativní fáze demonstrující průběh celé periody děje jsou zobrazena na Obr. 51.

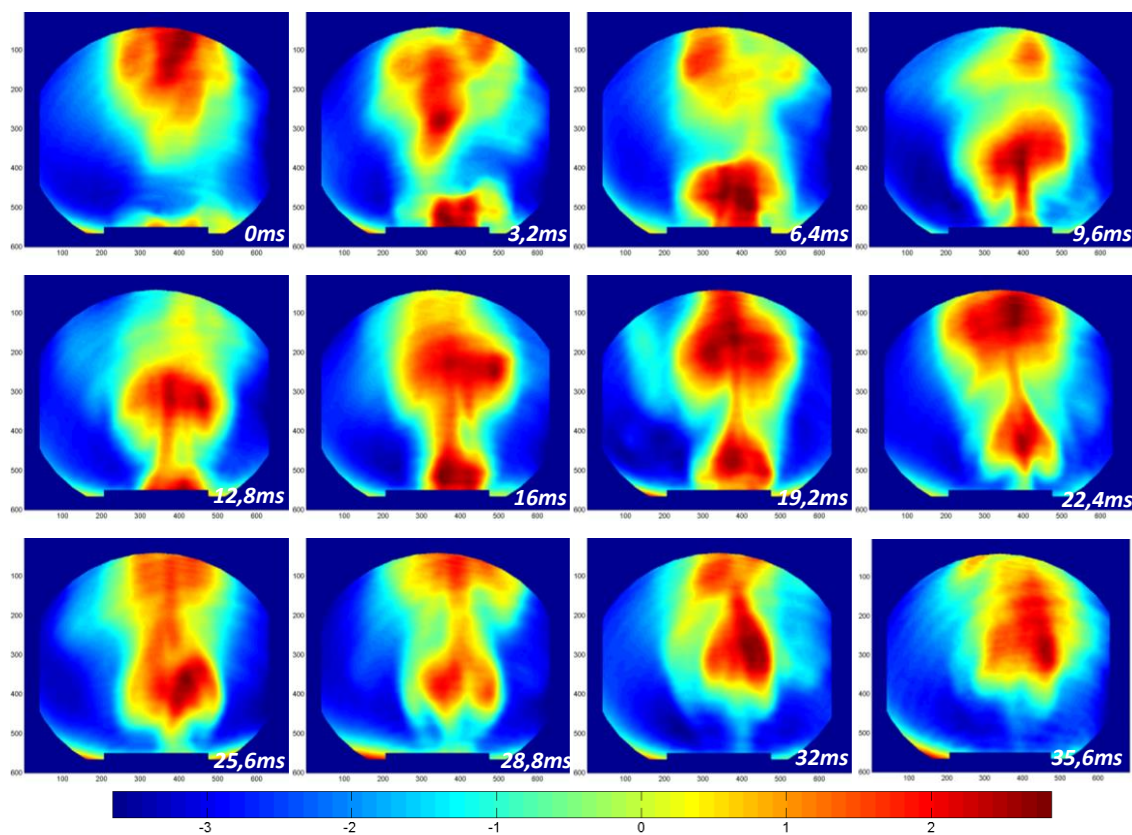


Obr. 50 Vypočtená směrodatná odchylka 20 rekonstruovaných fázových polí zaznamenaných ve stejné relativní fázi 8 ms v jednotkách rad.

Časově střední hodnota rychlosti proudění je dána vztahem $U_0 = \frac{1}{T_{SJ}} \int_0^{T_e} u_0(t) dt$ kde T_{SJ} je doba periody ($f = 1/T_{SJ}$), T_e je čas výfuku vzduchu (v případě sinusového průběhu je $T_e = T_{SJ}/2$) a $u_0(t)$ je periodická axiální rychlost vzduchu tryskou. V tomto experimentu byla rychlost proudění v kruhové trysce měřena metodou CTA a odpovídala hodnotě $U_0 = 2,3 \text{ ms}^{-1}$. Proudění je obvykle charakterizováno Reynoldsovým číslem Re a v tomto případě se pohybovalo okolo hodnoty 1100. Výkon reproduktorů byl volen tak, aby bylo generováno laminární proudění, jelikož z řady experimentů se turbulentní proudění jevílo pro měření jako méně vhodné.

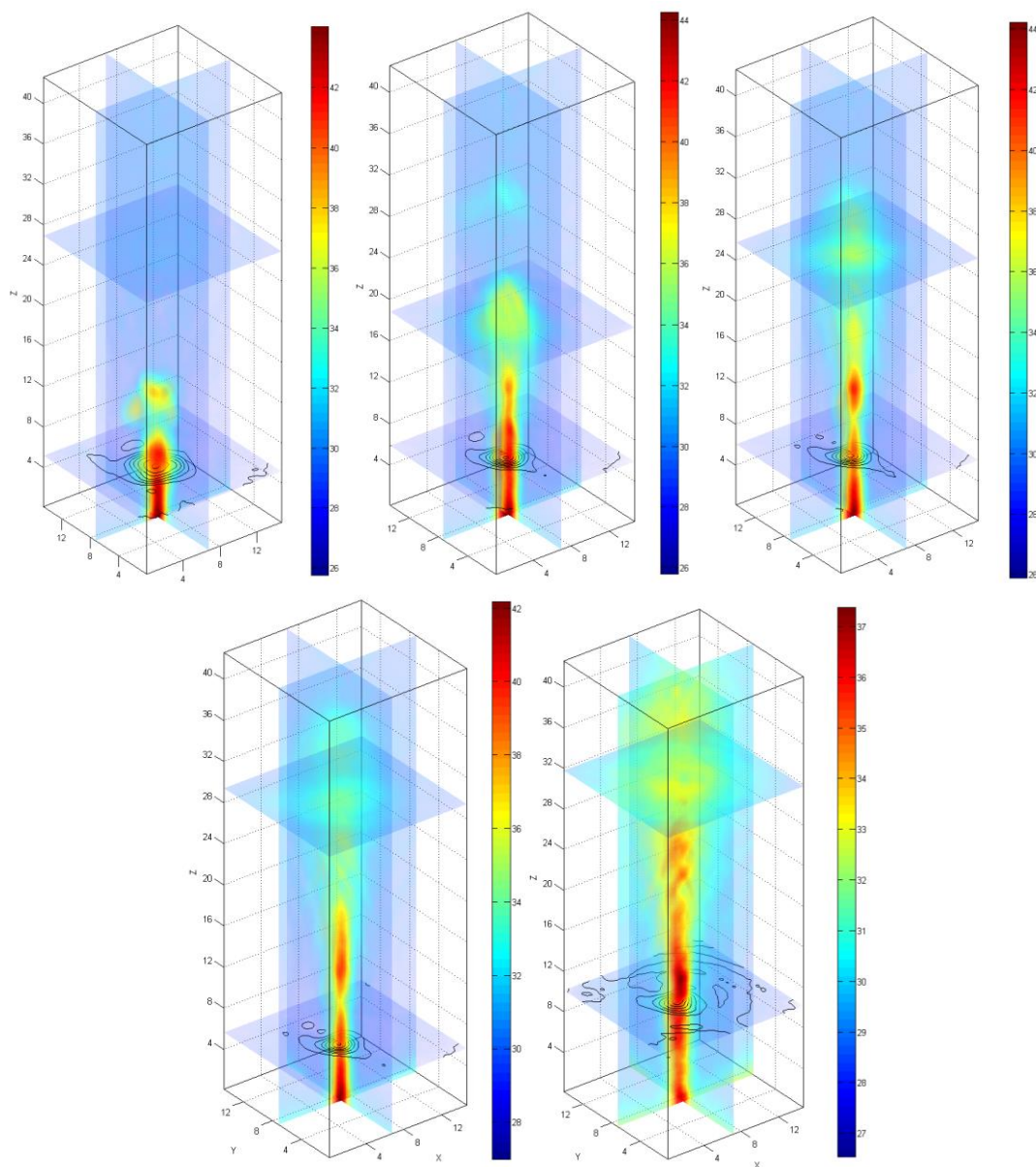
Výsledky experimentu synchronizované kamery s budícím signálem SJ a její externí spouštění ukazují, že je možné dané syntetizované proudění považovat za víceméně koherentní děj. Je tedy možné zaznamenat libovolný počet projekcí ve stejné relativní fázi děje v jednom směru pozorování. Využitím uspořádání na Obr. 39 je možné zaznamenat projekce korespondující se stejnou relativní fází ale s různými směry pozorování a to s pouze jedinou kamerou s daleko nižší záznamovou rychlostí než je samotná rychlost děje. Pro získání fázového rozložení SJ děje z více směrů pozorování, byl generátor SJ umístěn na motorizovaný rotační stolek, jak je zobrazeno na

principiálním schématu Obr. 46. Stolek umožňoval přesné natáčení proudového pole v rovině $\xi - z$.

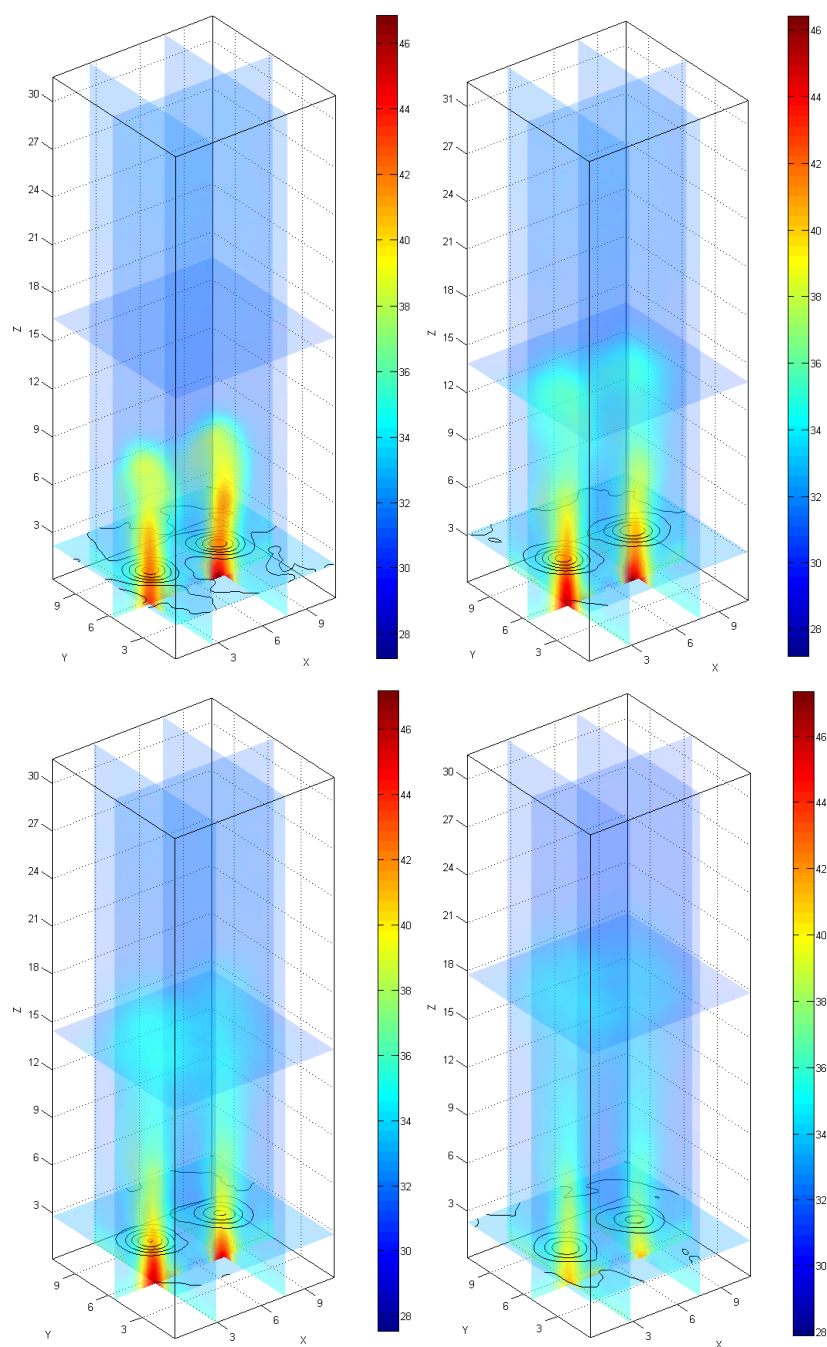


Obr. 51 Demodulovaná fázová pole demonstrující průběh periody děje kruhovou tryskou o průměru výstupního otvoru 9 mm při budícím frekvenci 30 Hz, teplotě patrony 100°C a výkonu reproduktorů 140mW. Hodnoty jsou uvedeny v rad. Průměr vyšetřované oblasti byl přibližně 45 mm.

Jako v předešlých experimentech byla nejprve sejmuta sekvence referenčních hologramů a následně sekvence hologramů s aktivním prouděním a vyhříváním. Projekce pole byly zaznamenávány postupně s krokem 10° pro natočení 0° až 170° v různých relativních fázích SJ děje (s různými zpožděními). Vyhodnocená fázová pole odpovídající stejnému natočení pole a stejné fázi děje (zpoždění) byla průměrována s sloužila jako vstupní data rekonstrukčnímu algoritmu. Rekonstrukce jednotlivých příčných řezů (řádků) proudem je založena na metodě zpětné filtrované projekce s využitím Ram-Lak filtru implementované v prostředí Matlab jako funkce iradon. Výsledné 3D zobrazení fázového pole je tvořeno na sebe poskládanými rekonstruovanými řezy. Ke snížení výpočetního času je 3D pole extrapolováno z každého druhého řádku a každého druhého sloupce. Na konec je z fázové informace podle rovnice (90) vypočteno výsledné teplotní pole. Výsledná teplotní pole jsou zobrazena na Obr. 52 a Obr. 53.



Obr. 52 Výsledné 3D zobrazení teplotního pole rekonstruovaného syntetizovaného proudu za kruhovou tryskou s relativním zpožděním 20 ms, 23 ms, 26 ms, 29 ms a 32 ms. Frekvence generátoru byla 30 Hz a výkon reproduktorů 0,5 mW. Hodnoty jsou uváděny ve °C.

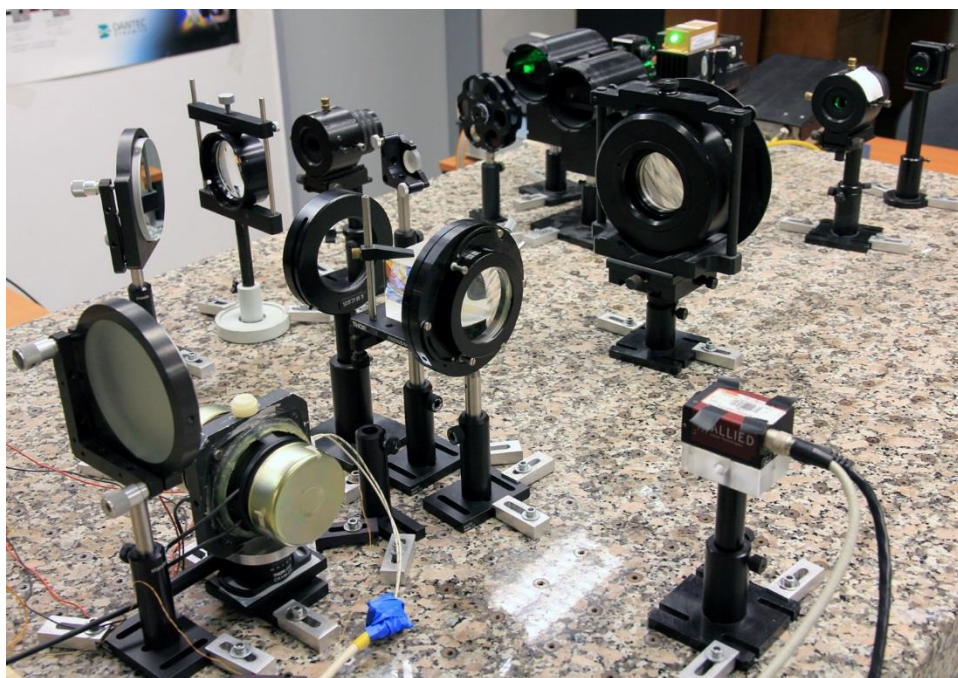


Obr. 53 Výsledné 3D zobrazení teplotního pole rekonstruovaného syntetizovaného proudu za tryskou se dvěma otvory s relativním zpožděním 21 ms, 24 ms, 27 ms, 30 ms. Hodnoty jsou uváděny ve °C.

Charakteristickým zdrojem chyby pro tomografii je výpočet inverzní Radonovy transformace. Pokud viditelný laserový svazek vystupuje z vyšetřované oblasti větší než 1 mm s pomalu se měnícím indexem lomu, je ve většině případů možná aproximace rovně se šířícími paprsky [51]. V případě daného experimentu není nutné tuto chybu uvažovat. Gorski [52] analyzoval tomografickou rekonstrukci optického vlákna a výsledky porovnával se simulacemi založenými na Huyghens-Fresnelově principu a difrakčním

modelu. Ve své práci ukázal, že i když je brána v úvahu difrakce světla, je chyba tomograficky rekonstruovaného indexu lomu vždy přibližně o řád nižší, než měřená změna indexu lomu. Pokud tedy v tomto experimentu dochází vlivem proudění teplého vzduchu ke změně indexu lomu v řádu 1E-6 , pak přesnost inverzní Radonovy transformace je v řádu 1E-7 . Tato chyba odpovídá přibližně $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

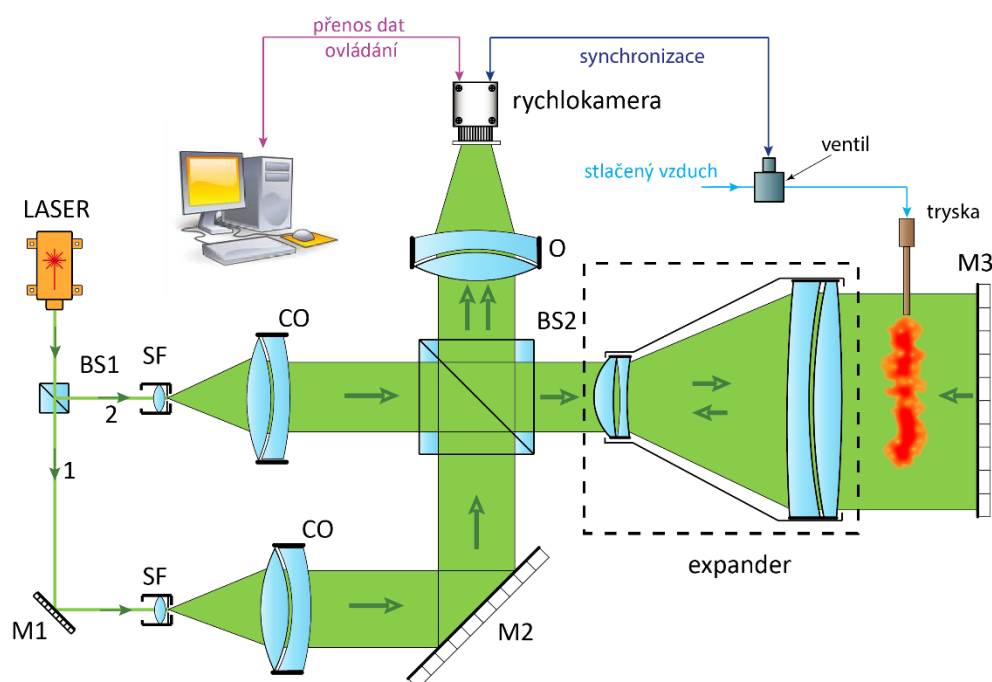
Z řady provedených experimentů vyplynulo, že pro relevantnost měření je velmi důležité, aby záznam hologramů probíhal v ustáleném prostředí bez aditivního proudění (klimatizace místnosti, přítomnost experimentátora, atd.). Jelikož, je topná patrona zavedena do prostoru kavity, docházelo po čase k zahřátí celé konstrukce. Z toho důvodu byly trysky opatřovány límcem, který měl po čas experimentu zabránit pronikání rušivého konvektivního proudění do měřené oblasti. Podobně bylo i celé holografické uspořádání zakrýváno, aby se zabránilo co možná nejvíce k ovlivnění proudění. Měřicí uspořádání umístěné na optickém stole je zobrazeno na Obr. 54.



Obr. 54 DHI uspořádání s dvojnásobnou citlivostí určené k záznamu projekcí periodického teplotního pole z více směrů pozorování.

8. Rozšíření měřící oblasti interferometru

V předchozích experimentech byly ukázány výhody a účelnost použití holografického uspořádání založeného na Twynmann-Greenově interferometru s dvojnásobnou citlivostí. V tomto uspořádání je velikost měřitelné oblasti dána rozměry nepolarizujícího děliče BS_2 . Běžné komerčně dostupné děliče jsou nabízeny do rozměru přibližně 70 x 70 mm, čímž je také dána maximální oblast měření. Pro některé aplikace je však tato velikost nedostatečná. Rozšíření měřící oblasti je možno realizovat několika způsoby. První způsob nabízí výrobu nepolarizujícího děliče v požadované velikosti na zakázku. Nicméně společně s děličem je nutné pořídit i další optické komponenty (CO, O, M_2) s dostatečnými aperturami. Druhou vhodnější možností je využití rozšiřovače svazku tzv. expanderu. Expander je pak možné v Twynmann-Greenově uspořádání umístit mezi dělič BS_2 a zrcadlo M_3 , jak je zobrazeno na Obr. 55 a tím rozšířit měřící oblast.

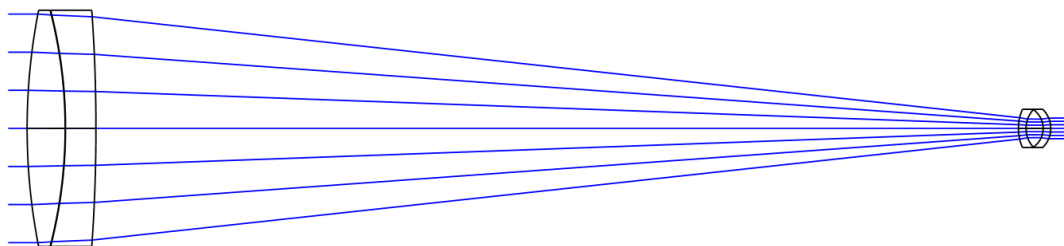


Obr. 55 Principiální schéma DHI s dvojnásobnou citlivostí využívající expanderu pro rozšíření měřené oblasti. (BS – dělič, M – zrcadlo, CO – kolimační objektiv, O – objektiv, SF – prostorový filtr).

V první fázi experimentu byl expander sestaven z komponent dostupných v laboratoři, ale dosažené výsledky byly stěží akceptovatelné. Dvojitý průchod měřícího svazku sice přináší výhodu dvojité citlivosti interferometru, na druhou stranu ale jakékoliv deformace vlnoplochy způsobené nedokonalostí v optickém systému expanderu se projeví taktéž s dvojnásobnou velikostí. Z toho důvodu hraje kvalita rozšiřovače svazku v uspořádání

poměrně důležitou roli. Nedokonalosti expanderu většinou pocházejí buď z jeho špatné justáže, nebo ze špatně optimalizovaného designu. V našem případě se pravděpodobně projeví obě chyby vedoucí ke špatným výsledkům a zkreslení celého obrazu.

V dalším kroku experimentu byly stanoveny požadavky a podmínky, které by měly být pro správnou funkčnost expander splněny – jednoduchost, minimální aberace vlnoplochy, zvětšení alespoň 10x, kompaktnost a jednoduchá manipulace. Ve spolupráci s TOPTEC¹ byl navržen expander jako modifikace designu standartního teleskopu. Optimalizací dvojice čoček byl získán aplanatický systém expanderu. Klíčovým faktorem je vstupní vlna, která by měla být v co možná největší míře rovinná s homogenním intenzitním rozložením. Na výstupu expanderu vystupuje vlnoplocha o průměru 120 mm s chybou PV 0,023 λ a RMS 0,0057 λ pro $\lambda = 633$ nm. Návrh a konstrukce expanderu umožňuje ostřením prvního dubletu jeho optimalizaci pro další vlnové délky (např. 532 nm). Návrh expanderu v programu Zemax je zobrazen na Obr. 56 a funkce chyby výstupní vlnoplochy na Obr. 57.

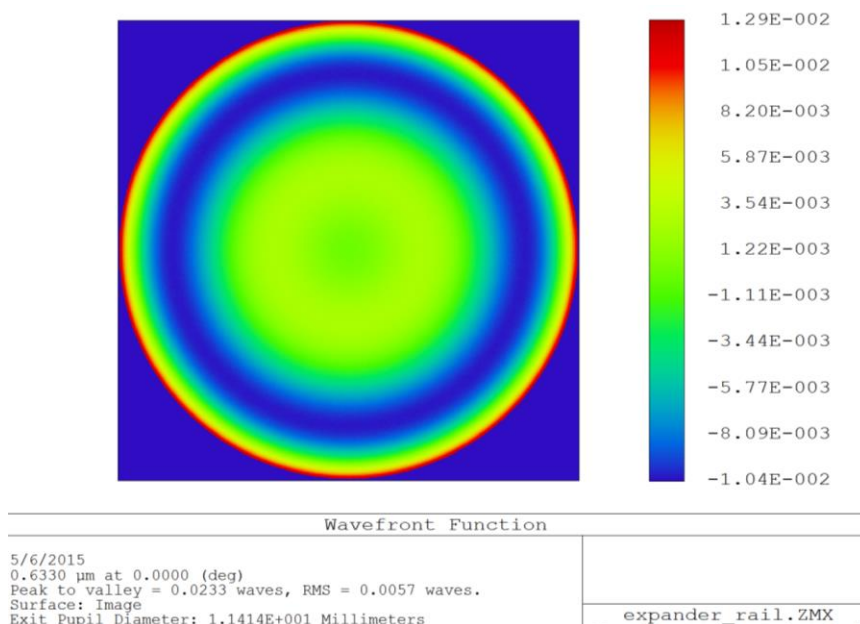


Obr. 56 Optický návrh optimalizovaného expanderu v programu Zemax.

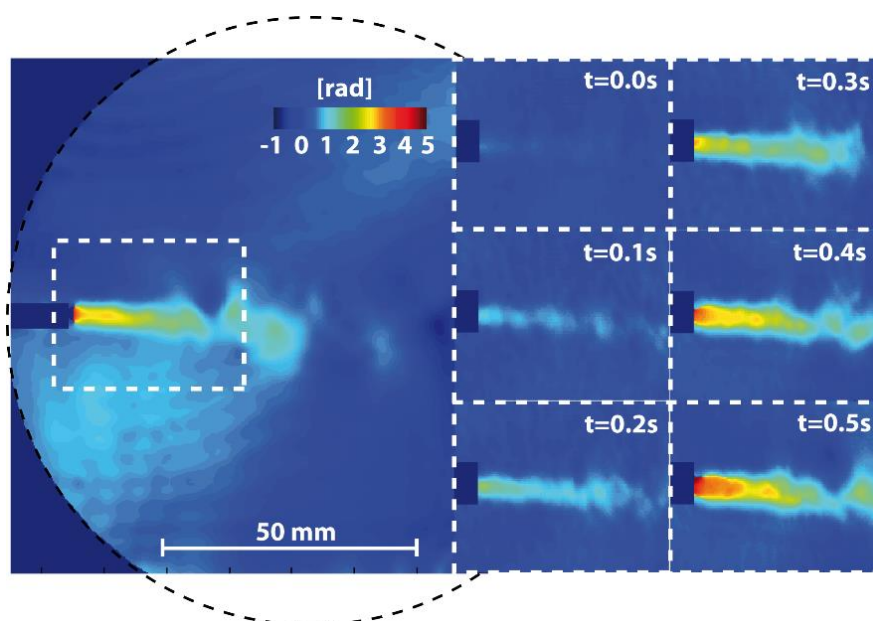
Podle návrhu byl zkonstruován expander splňující stanovené požadavky a stávající uspořádání bylo rozšířeno o expander podle schématu na Obr. 55. K ověření funkčnosti navrženého a vyvinutého expanderu a celkových parametrů měřicího uspořádání byla provedena měření proudění stlačeného vzduchu na výstupu kruhové trysky o průměru 5 mm. Vzduch byl stlačen kompresorem na hodnotu přibližně 10 bar a uvolňován ventilem podle potřeby měření. Pro záznam sekvence hologramů byla v experimentu použita rychlokamera SpeedSence x11 Dantec s rychlostí záznamu 5000 FPS při rozlišení 800 x 800 pixelů. Velikost měřené oblasti byl dán velikostí apertury expanderu, tzn. průměr 120

¹ Regionální centrum speciální optiky a optoelektronických systémů TOPTEC, Ústav fyziky plazmatu AVČR, v.v.i, Sobotecká 1660, 51101 Turnov

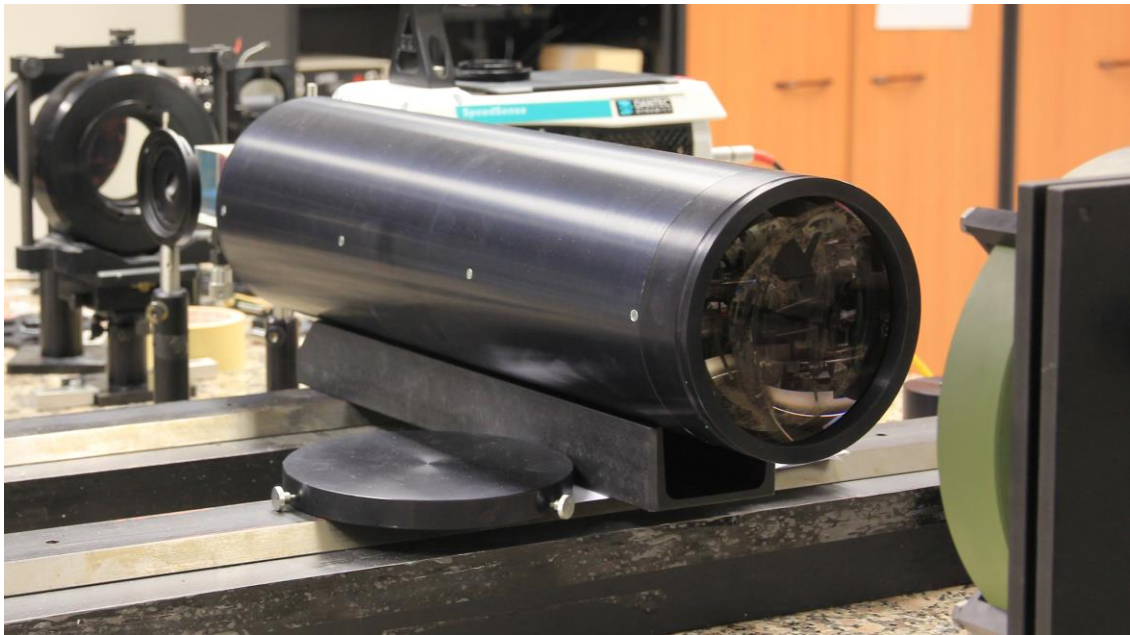
mm. Nejprve byl zaznamenán referenční hologram bez jakéhokoliv proudění vzduchu tryskou a ustáleného stavu okolního vzduchu pokojové teploty. Následně byla zaznamenána sekvence hologramů reprezentující stav oblasti za tryskou po otevření ventilu. Výsledné fázové změny dokumentující časový vývoj proudění jsou zobrazeny na Obr. 58.



Obr. 57 Chyba výstupní vlnoplochy expanderu pro vlnovou délku 632 nm.



Obr. 58 Časový vývoj fázové změny proudění stlačeného vzduchu. Celkové fázové pole v čase $t = 0,45$ s je zobrazeno v levé části. V pravé části je pak zobrazena sekvence fázového pole na výstupu trysky s časovým odstupem $\Delta t = 0,1$ s což odpovídá každému 500. zaznamenanému hologramu.



Obr. 59 Realizovaný expander instalovaný v měřicím uspořádání.

Závěr

Předkládaná disertační práce navazuje na předchozí holografické experimenty, které byly prováděny v laboratoři optických metod měření na FM TU v Liberci. V rámci práce bylo množství původních experimentů realizováno novou digitální formou, což umožnilo výrazné rozšíření aplikačního pole metody. Klasická HI je univerzální měřicí metoda s velkým polem použití, která našla uplatnění v celé řadě vědních a průmyslových oborů. Klasická HI je však experimentálně náročná, což pro některá měření v podstatě znemožňuje její použití. V návaznosti na moderní trendy bylo v laboratoři započato s rozvojem digitální verze HI, která především odstraňuje problematickou část při záznamu a vyvolávání hologramů, ale oproti klasické nabízí mnoho dalších výhod jako je přímý přístup k fázové informaci atd. To však ale přináší celou řadu požadavků a podmínek na změnu v konstrukci interferometrických uspořádání. V práci je prezentován výběr z mnoha experimentů využívající vyvinutých a realizovaných digitálních uspořádání.

- Klasická HI využívá pro měření fázových objektů v téměř většině případů jednoduchých interferometrů založených na Mach-Zehnderově typu. Ty byly v rámci práce realizovány v digitální formě.
- Pro měření malých fázových změn byla realizována uspořádání modifikovaného Twaman-Greenova interferometru a byla demonstrována jeho dvojnásobná citlivost v porovnání s jednoduchými interferometry.
- Pro měření charakteristických veličin periodických proudění bylo vyvinuto a realizováno experimentální uspořádání, jehož cílem bylo využít externího spouštění kamery synchronizované s dějem, což umožňovalo využít průměrování výsledků mnoha snímků z různých period děje.
- Pro speciální případy teplotních polí bylo vyvinuto uspořádání umožňující záznam pole z různých směrů pozorování. A dále byla vyvinuta tomografická technika pro plnou 3D rekonstrukci vyšetřovaných polí.
- Pro řešení problému s nedostatečnou měřicí oblastí interferometru byl navržen a zkonstruován optimalizovaný expander svazku, který byl využit a ověřen v různých experimentech.
- Výsledky experimentů byly simulovány a některé vybrané verifikovány pomocí měřicí metody drátkové anemometrie.

- Výběr oblastí rozvoje digitální HI byl motivován potřebami uspokojit různé požadavky projektů, do kterých byl autor zapojen. V oblastech zabývajících se problematikou přenosu tepla a hmoty se jednalo o projekty GAČR P101/11/J019 - Termoakustický motor, GA14-08888S - Řízení proudových polí pomocí oscilací tekutiny GA14-32228S - Digitální holografická tomografie feroelektrických doménových stěn a v oblasti měření amplitud vibrací GAČR P102/10/1139 - Piezoelektrické transformátory, jejich design a parametry GA13-10365S - Plošné akustické metamateriály s aktivním řízením akustické impedance.
- Z výsledků vznikla celá řada článků a publikací, jejichž seznam je uveden na konci práce.

Rozvoj holografické interferometrie v její digitální podobě a zapojení tomografických technik vyžadovalo zvládnutí problematiky z oborů fyziky, optiky, zpracování obrazu, programování a zpracování informace. Zvládnutí takto širokého pole umožnilo autorovi jak teoretický rozvoj, tak i nabytí experimentálních zkušeností a dávky zručnosti, což byl jeden z velkých přínosů práce. Cíle práce se podařilo ve všech bodech naplnit. Vznikla celá řada nových uspořádání, technik a cenných poznatků. Pro ilustraci pokroků v rámci těchto technik byla vybrána část z velkého množství realizovaných experimentů a ta je v rámci práce demonstrována.

Použitá literatura

- [1] U. Schnars, W. Jueptner, *Digital Holography*, Springer, 2005, ISBN 3-540-21934.
- [2] T. Kreis, *Handbook of Holographic Interferometry: Optical and Digital Methods*, Wiley-VCH, 2005, ISBN: 3-527-40546-1.
- [3] J.Fuka, B.Havelka, *Optika*, SPN, Praha 1961.
- [4] SALEH , BAAHA E. A., TEICH, M. C. *Základy fotoniky – Svazek 1*, Praha, MATFYZPRESS, 1994, ISBN 80-85863-01-4.
- [5] SALEH , BAAHA E. A., TEICH, M. C. *Základy fotoniky - Svazek 4*, Praha, MATFYZPRESS, 1994, ISBN 80-85863-02-2.
- [6] P. Malý, *Optika*, Univerzita Karlova v Praze, 2008, ISBN 978-80-246-1342-0
- [7] P. Hariharan, *Basics of Interferometry*, Elsevier Inc., 2007, ISBN-10: 0-12-373589-0.
- [8] J.W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Second edition Mc Graw-Hill (1996), ISBN 0974707724.
- [9] P. Hariharan, *Basics of Holography*, Cambridge University Press, 2002, ISBN-10:0-521-80741-7.
- [10] G. K. Ackermann, J. Eichler, *Holography – A Practical Approach*, Wiley-VCH, 2007, ISBN: 978-3-527-40663-0.
- [11] G. Saxby, *Practical Holography*, IOP Publishing Ltd, 2004, ISBN: 0-7503-0912-1.
- [12] D. Malacara, *Optical Shop Testing*, Wiley-Interscience, 2007, ISBN: 978-0-471-48404-2
- [13] P. R. N. Childs, J. R. Greenwood, and C. A. Long, Review of temperature measurement, Rev. Sci. Instrum., 2000, 71, 2959–2978.
- [14] S. G. Mallinson, J. A. Reizes, G. Hong, and P. S. Westbury, Analysis of hot-wire anemometry data obtained in a synthetic jet flow, Exp. Therm. Fluid Sci., 2004, 28, 265–272.
- [15] O. Feldmann, F. Mayinger, *Optical Measurements – Techniques and Applications*, Springer 2001, ISBN 978-3-540-66690-5.
- [16] A. R. Colclough, Primary Acoustic Thermometry: Principles and Current Trends, Temperature. Its Measurement and Control in Science and Industry ~American Institute of Physics, New York, 1992, Vol. 6, pp. 65–75.
- [17] R. J. Hall and P. A. Bonczyk, Sooting Flame Thermometry Using Emission/Absorption Tomography, Appl. Opt. **29**, 4590–4598 ~1990.
- [18] S. Kampmann, A. Leipertz, K. Döbbeling, J. Haumann, and T. Sattelmayer, Two-dimensional temperature measurements in a technical combustor with laser Rayleigh scattering, Appl. Opt. 1993, 32, 6167–6172.
- [19] E. Keren, E. Bar-Ziv, I. Glatt, and O. Kafri, “Measurements of temperature distribution of flames by moire deflectometry,” Appl. Opt. 1981, 20, 4263–4266.

- [20] N. A. Fomin, *Speckle Photography for Fluid Mechanics* 400 Measurements Springer, 1998.
- [21] M. Giglio, S. Musazzi, and U. Perini, "A white light speckle Schlieren technique," *Opt. Commun.* 1981, 36, 117–120.
- [22] D. Gabor. A new microscopic principle. *Nature*, 1948, 161:777–778.
- [23] Nazif Demoli, Jurica Mestrovic, and Ivica Sovic, "Subtraction Digital Holography," *Appl. Opt.* 2003, **42**, 798-804.
- [24] Kreis TM, Juptner WO; Suppression of the dc term in digital holography. *Opt. Eng.* 0001;36(8):2357-2360.
- [25] Ichirou Yamaguchi and Tong Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.* 1997, **22**, 1268-1270.
- [26] B. L. Smith, A. Glezer, The formation and evolution of synthetic jets, *Phys. Fluids* 1998, 10 2281–2297.
- [27] Trávníček, Tesař, Annular synthetic jet used for impinging flow mass-transfer, *Int. J. Heat Mass Transfer* 2003, 46, 3291 – 3297.
- [28] R. Goldstein, H. Zebker, and C. Werner, "Satellite radar interferometry:two-dimensional phase unwrapping," *Radio Sci.* 1988, 23, 713–720.
- [29] J. A. Qi, W. O. Wong, C. W. Leung, and D. W. Yuen, "Temperature field measurement of a premixed butane/air slot laminar flame jet with Mach–Zehnder interferometry," *Appl. Therm Eng.* 2008, 28, 1806–1812.
- [30] S. M. Jaffe, J. Larjo, R. Hernberg, Abel inverion using the fast fourier transform, *ISPC-10* (1991).
- [31] D. W. Sweeney and C. M. Vest, Reconstruction of Three-Dimensional Refractive Index Fields form Multidirectional Interferometric Data, *Applied optics* 1973.
- [32] D. W. Sweeney and C. M. Vest, Measurement of Three-Dimensional temperature Fields above Heated Surfaces by Holographic Inteferometry, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1974.
- [33] Soyoung Cha and C. M. Vest, thomographic reconstruction of strongly refracting fields and its application to interferometric measurement of boundary layers, *Applied optics*, 1981.
- [34] Y. Zhang and G. A. Ruff, Three-dimentional temperature measurements in enclosures by using multiview interferometric tomography, *Meas. Sci. Technol.*5, 1994.
- [35] Wang Dezong, Zhuang Tiange, The measurement of 3-D asymmetric temperature field by using real time laser interferometric tomography, *Optics and Lasers in Engineering* 36 (2001).
- [36] R. Malina, *Optická tomografie a rentgenová mikrotomografie*, dizertační práce, VUT Brno, 2007.
- [37] R. Malina, *Optická tomografie*, diplomová práce, VUT Brno, 2000.
- [38] V. Lédl, *Fotopolymerní záznamová média pro použití v holografické interferometrii*, disertační práce, TU v Liberci, 2009.
- [39] A. C. Kak and M. Slaney, *Principles of Computerized Tomographic Imaging*, Society of Industrial and Applied Mathematics, 2001.

- [40] P. Psota, Aplikace pro měření metodou digitální holografické interferometrie, diplomová práce, 2009
- [41] Psota, P., Lédl, V., Václavík, J.: MATLAB GUI for Deformation Measurement by Digital Holographic Interferometry, Technical Computing Prague, 2009, ISBN:978-80-7880-733-0
- [42] VenemaT. M., SchmidtJ. D.: Optical phase unwrapping in the presence of branch points, 2008, 16, 6985-6998
- [43] Ulf Schnars ; Thomas M. Kreis and Werner P. O. Ju"ptner "Digital recording and numerical reconstruction of holograms: reduction of the spatial frequency spectrum", Opt. Eng. 35(4), 977-982 (Apr 01, 1996).
- [44] E. Rathakrishnan, „Instrumentation, Measurements, and Experiments in Fluids“, CRC Press. 2007, ISBN 9780849307591.
- [45] Kamran Mohseni, Rajat Mittal, *Synthetic Jets: Fundamentals and Applications*, CRC Press, September 17, 2014, ISBN 9781439868102
- [46] B. L. Smith and A. Glezer, The formation and evolution of synthetic jets, 1998, Phys. Fluids, Vol. 10, No. 9.
- [47] F.S. Alvi, L.N. Cattafesta, The art and science of flow control – case studies using flow visualization methods, April 2010, Volume 182, Issue 1, pp 97-112.
- [48] Ingard, U., and Labate, S., “Acoustic Circulation Effects and the Nonlinear Impedance of Orifices,” Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 22, No. 2, 1950, pp. 211–218.
- [49] JOHN E. CATER and JULIO SORIA , The evolution of round zero-net-mass-flux jets, Journal of Fluid Mechanics / Volume 472 / December 2002, pp 167-200.
- [50] Quentin Gallas, Ryan Holman, Toshikazu Nishida, Bruce Carroll, Mark Sheplak, and Louis Cattafesta. "Lumped Element Modeling of Piezoelectric-Driven Synthetic Jet Actuators", AIAA Journal, Vol. 41, No. 2 (2003), pp. 240-247.
- [51] L. O. Heflinger, R. F. Wuerker and R. E. Brooks. “Holographic Interferometry”. J. Appl.Phys. 37(2): 642–649 (1966).
- [52] W. Gorski. “Tomographic microinterferometry of optical fibers”. Optical Engineering 45(12):125002 (2006).

Vlastní publikace

- Roman Dolecek, Pavel Psota, Vít Lédl, Tomáš Vít, Jan Václavík, and Václav Kopecký, "General temperature field measurement by digital holography" *Applied Optics* Vol. 52, Iss. 1, pp. A319–A325 (2013).
- J. Erhart, P. Pulpan, R. Dolecek, P. Psota, and V. Ledl, "Disc piezoelectric ceramic transformers", *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 2013
- Psota, V. Lédl, R. Doleček, T. Vít, and J. Václavík, "Temperature Field Measurement with 3D Tomographic Digital Holography," *OPTIMESS* April 2012, ISBN 978-90-423-0419-2, p.331-338.
- Lédl, P. Psota, R. Doleček, T. Vít, and J. Václavík, "Testing of a Recently Developed Digital Holographic Method for very Small Amplitude Measurements," *OPTIMESS* April 2012, ISBN 978-90-423-0419-2, p.223-234
- R. Doleček, P. Psota, V. Lédl, T. Vít, P. Dančová, and V. Kopecký, "Comparison of digital holographic interferometry and constant temperature anemometry for measurement of temperature field in fluid," in *SPIE Optics+ Optoelectronics*, 2015, p. 95080P–95080P.
- R. Doleček, P. Psota, V. Lédl, V. Kopecký, "Digitální holografická interferometry pro měření velmi malých amplitud vibrací" *JMO* vol. 60, p.105 2015.
- R. Doleček, P. Psota, V. Lédl, T. Vít, and V. Kopecký, "Comparison of holographic setups used in heat and mass transfer measurement," *EPJ Web of Conferences*, vol. 67, p. 02021, 2014.
- R. Doleček, P. Psota, V. Lédl, T. Vít and V. Kopecký, Comparison of holographic setups used in heat and mass transfer measurement, In: *Proceedings of the International Conference Experimental Fluid Mechanics*, Eds.: T. Vít, P. Dančová and P. Novotný, TU Liberec, Kutná Hora, CR, Nov. 19–22, 2013, pp. 758-762.
- P. Psota, V. Lédl, P. Vojtíšek, J. Václavík, R. Doleček, and P. Mokry, "Advanced time average holographic method for measurement in extensive vibration amplitude range with quantitative single-pixel analysis," in *SPIE Optics+ Optoelectronics*, 2015, p. 95080N–95080N. (*1st place – Best Student Paper Award*)
- R. Doleček, V. Kopecký, P. Psota, and V. Lédl, "Digital Holographic setup for Measurement of Asymmetric Temperature Field and Tomographic Reconstruction," *EPJ Web of Conferences*, vol. 48, p. 00003, May 2013.
- P. Psota, V. Lédl, P. Vojtíšek, R. Doleček, and V. Kopecký, "3D form inspection of grinded optical surfaces by digital holography," in *Optics and Measurement Conference 2014, 2015*, pp. 944218–944218. (*2nd place – Best Student Paper Award*).
- R. Doleček, V. Kopecký, P. Psota and Vít Lédl, "Digital Holographic Setup for Measurement of Asymmetric Temperature Field and Tomographic Reconstruction," in *Optics and Measurement*, 2012.
- R. Dolecek, P. Psota, V. Lédl, T. Vít, J. Václavík, and V. Kopecký, "Measurement of Asymmetric Temperature Field by Using Digital Holographic Multidirectional Interferometry," in *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging*, 2012.
- P. Mokry, P. Psota, K. Steiger, J. Václavík, R. Doleček, V. Lédl, and M. Šulc, "Noise suppression in curved glass shells using macro-fiber-composite actuators studied by the means of digital holography and acoustic measurements," *AIP Advances*, vol. 5, no. 2, p. 027132, 2015
- P. Mokry, K. Steiger, P. Psota, R. Dolecek, P. Vojtisek, and V. Ledl, "Digital holographic interferometry as an experimental instrumentation for measurements of

- macroscopic properties of polydomain ferroelectrics,” in Optics and Measurement Conference 2014, 2015, p. 94420V–94420V.
- V. Lédl, P. Psota, P. Vojtíšek, R. Doleček, P. Mokřý, and M. Dlask, “Challenges in holographic measurement of aspheric and freeform optical components shape,” in SPIE Optics+ Optoelectronics, 2015, p. 95080M–95080M.
 - V. Lédl, P. Psota, P. Vojtíšek, R. Doleček, and P. Mokřý, “Holographic contouring and its limitations in nearly specularly reflecting surface measurement,” in Optics and Measurement Conference 2014, 2015, p. 94420Q–94420Q.
 - V. Lédl, P. Psota, R. Doleček, and T. Vít, “Digital holographic setups for phase object measurements in micro and macro scale,” EPJ Web of Conferences, vol. 92, p. 01001, 2015.
 - P. Psota, V. Lédl, P. Vojtíšek, R. Doleček, “Využití digitální holografie pro měření tvarů broušených optických ploch” JMO vol. 60, p.101 2015.
 - P. Vojtíšek, M. Possolt, R. Doleček, K. Steiger, P. Pintr, J. Václavík, “Design a výroba difrakčního elementu pro aplikaci v hyperspektrálním zobrazovacím systému pro LWIR” JMO vol. 60, p.96 2015.
 - P. Psota, V. Lédl, R. Doleček, J. Václavík, and V. Kopecký, “Improved holographic method for vibration amplitude measurement from nano to microscale,” in 11TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON VIBRATION MEASUREMENTS BY LASER AND NONCONTACT TECHNIQUES-AIVELA 2014: Advances and Applications, 2014, vol. 1600, pp. 228–236.
 - V. Lédl, P. Psota, T. Vít, and R. Doleček, “Digital Holographic Setup for Measurement of Fast Developing Phenomenon in Wide Area,” in Fringe 2013, Springer, 2014, pp. 577–580.
 - P. Psota, V. Lédl, and R. Doleček, “High Dynamic Range Digital Holographic Method for Very Small Amplitude Measurement,” in *Fringe 2013*, W. Osten, Ed. Springer Berlin Heidelberg, 2014, pp. 635–640
 - J. Václavík, R. Doleček, V. Lédl, and P. Psota, “Experimental study on SPDT machining of Gallium Phosphide,” in SPIE Optifab, 2013, p. 88842H–88842H.
 - P. Psota, V. Lédl, and R. Doleček, “High Dynamic Range Digital Holographic Method for Very Small Amplitude Measurement,” in *Fringe 2013*, Springer, 2014, pp. 635–640.
 - T. Vít, V. Lédl, R. Doleček, P. Psota, Z. Trávníček, Perspectives in holographic interferometry, 8th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, June 16-20, 2013, Lisbon, Portugal
 - P. Psota, V. Lédl, R. Doleček, P. Mokřý and V. Kopecký, “Measurement of Vibration Mode Structure for Adaptive Vibration Suppression System by Digital Holography,” in Applications of Ferroelectrics (ISAF/PFM), 2013 International Symposium on and 2013 International Symposium on Piezoresponse Force Microscopy and Nanoscale Phenomena in Polar Materials, 2013.
 - P. Psota, V. Lédl, R. Doleček, and V. Kopecký, “Holographic Nano-scale Amplitude Measurement Method with Expanded Dynamic Range,” in Digital Holography and Three-Dimensional Imaging, 2013, p. DTh5A.1.
 - P. Psota, V. Kopecký, V. Lédl, and R. Doleček, “Digital Holographic Method for Piezoelectric Transformers Vibration Analysis,” EPJ Web of Conferences, vol. 48, p. 00021, May 2013.
 - K. Novakova, P. Psota, R. Doleček, V. Lédl, P. Mokřý, J. Václavík, P. Marton, and M. Cerník, “Planar acoustic metamaterials with the active control of acoustic impedance using a piezoelectric composite actuator,” in Applications of Ferroelectric and Workshop on the Piezoresponse Force Microscopy (ISAF/PFM), 2013 IEEE

- International Symposium on the, 2013, pp. 317–320.
- V. Lédl, P. Psota, J. Václavík, R. Doleček, and P. Vojtíšek, “Multiwavelength digital holography for polishing tool shape measurement,” in *SPIE Optifab*, 2013, p. 88840E–88840E.
 - T. Vít, V. Lédl, R. Dolecek, and P. Psota, “The Possibility of Visualizing Temperature Fields Using Digital Holographic Interferometry,” *Applied Mechanics and Materials*, vol. 284, pp. 988–995, Jan. 2013.
 - T. Vít, V. Lédl, R. Doleček, P. Psota, Z. Trávníček: Perspectives in holographic interferometry. 8th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, June 16-20 (2013), Lisbon, Portugal.
 - V. Lédl P. Psota, T. Vít, R. Doleček: Digital holographic setup for measurement of fast developing phenomenon in wide area. 7th International Workshop on Advanced Optical Imaging and Metrology – Fringe 2013, str. 577-580, DOI 10.1007/978-3-642-36359-7_106, ISBN: 978-3-642-36358-0 (Print) 978-3-642-36359-7 (Online)
 - Psota, V. Lédl, R. Dolecek, J. Erhart, and V. Kopecký, “Measurement of piezoelectric transformer vibrations by digital holography,” *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 9, pp. 1962–1968, 2012.
 - T. Vít, V. Lédl, R. Dolecek and P. Psota: The Possibility of Visualizing Temperature Fields Using Digital Holographic Interferometry, Innovation for Applied Science and Technology Selected, peer reviewed papers from the Second International Conference on Engineering and Technology Innovation 2012 November 2 - 6, 2012, Kaohsiung, Taiwan, R. O. C. P.
 - V. Lédl, T. Vít, R. Doleček, and P. Psota, “Digital holographic interferometry used for identification of 2D temperature field,” *EPJ Web of Conferences*, vol. 25, p. 02014, Apr. 2012.
 - P. Psota, V. Kopecký, R. Doleček and Vít Lédl, “Digital Holographic Method for Piezoelectric Transformers Vibration Analysis,” in *Optics and Measurement*, 2012.
 - Petra Dančová, Tomáš Vít, Vít Lédl, Zdeněk Trávníček, Roman Doleček, „Holographic interferometry as a tool for visualization of temperature fields in fluids“ 31. SETKÁNÍ KATEDER MECHANIKY TEKUTIN A TERMOMECHANIKY 26. – 28. června 2012, Mikulov
 - R. Doleček, P. Psota, Vít Lédl and V. Kopecký, “Digitální holografické uspořádání pro měření asymetrického teplotního pole a tomografickou rekonstrukci“, *JMO* (2012)
 - V. Lédl, T. Vít, P. Psota and R. Doleček, "*Holografic Interferometry used for Measurement of Temperature Field in Fluid*", Fluid World Academy of Science, Engineering and Technology 59, 2011.
 - V. Lédl, P. Psota, R. Dolecek, J. Erhart, and V. Kopecký, “A digital holographic method for the measurement of piezoelectric transformer vibrations,” in *Applications of Ferroelectrics (ISAF/PFM), 2011 International Symposium on and 2011 International Symposium on Piezoresponse Force Microscopy and Nanoscale Phenomena in Polar Materials*, 2011.
 - P. Psota, R. Dolecek, V. Lédl, and V. Kopecký, “APPLICATION FOR VERY SENSITIVE DIGITAL HOLOGRAPHIC VIBRATION ANALYSIS,” in *Technical Computing Prague*, 2011.
 - Doleček, R., Václavík, J., Lédl, V.: SPDT technologie. [SPDT technology.] , *Jemná mechanika a optika*, Roč. 56, č. 9 (2011), s. 245-246., ISSN: 0447-6441
 - P. Psota, V. Lédl, T. Vít and R. Doleček, „*Application for measurement of phase object properties*,“ in *Experimental Fluid Mechanics*, 2010.

- Lédl, V., Vít, T., Doleček, R., Psota, P.: Digital Holographic Interferometry used for Identification of 2D Temperature Field, Experimental Fluid Mechanics 2010, Liberec 24th-26th November 2010, Technical University of Liberec
- Vít Lédl, Jan Václavík, Roman Doleček, and Václav Kopecký, „Frequency Shifted Digital Holography for the Measurement of Vibration with Very Small Amplitudes“ 9TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON VIBRATION MEASUREMENTS BY LASER 22–25 June 2010.
- R Doleček, V Lédl, V Kopecký, P Psota, J Václavík and T Vít, "*Prospects of digital holographic interferometry in heat transfer measurement*," in Experimental Fluid Mechanics, 2009.
- Chen, Y.-C. ; Vít, T. ; Lédl, Vít ; Kordík, Jozef ; Maršík, František ; Wang, A. B. ; Doleček, R. ; Trávníček, Zdeněk, „Thermoacoustic prime Mover - Demonstration and Preliminary Experiments“ Experimental Fluid Mechanics 2008