

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

WYDZIAŁ MECHATRONIKI

Rozprawa doktorska

mgr inż. Marta Mikuła-Zdańkowska

Mikroskopia holograficzna z modulacją frontu falowego do
wyznaczania geometrii powierzchni elementów mikrooptyki

Promotor

prof. dr hab. inż. Tomasz Kozacki

Promotor pomocniczy

dr inż. Juan Martinez-Carranza

WARSZAWA, 2021

Niniejsza praca została wykonana w ramach programu TEAM Fundacji na rzecz Nauki Polskiej (konkurs 7/2011), OPUS Narodowego Centrum Nauki (2015/17/B/ST8/02220) oraz programu PROM Narodowej Agencji Wymiany Akademickiej (CWM/PROM PW/2019/1/029).

Podziękowania

Pragnę złożyć serdeczne podziękowania Panu Promotorowi prof. dr hab. inż. Tomaszowi Kozackiemu, bez pomocy którego ta praca nigdy by nie powstała. Dziękuję za całą przekazaną mi przez te lata wiedzę, wskazanie kierunku rozwoju naukowego, wsparcie swoim doświadczeniem, cenny czas i wszelką pomoc, cierpliwość, wyrozumiałość oraz za okazaną życzliwość.

Serdeczne podziękowania składam również Panu prof. nzw. dr hab. inż. Michałowi Jóźwikowi za wsparcie w pracach eksperymentalnych, za uwagi merytoryczne, cenne wskazówki, za długie rozmowy, życzliwą i koleżeńską atmosferę pracy.

Dziękuję Panu doktorowi Juanowi Martinez-Carranza za pomoc w realizacji części prac numerycznych, za wszystkie naukowe rozmowy, za cenne i konstruktywne uwagi, za cierpliwość, a także wszelką życzliwość.

Dziękuję Pracownikom i doktorantom Zakładu Inżynierii Fotonicznej za miłą atmosferę pracy i wszystkie wspólnie spędzone chwile.

Pragnę podziękować również mojej Rodzinie i Najbliższym: Dziadkom, Rodzicom, Bratu oraz mojemu Mężowi. W sposób szczególny chciałabym podziękować Rodzicom, przede wszystkim za ich wsparcie na całej drodze edukacji oraz nigdy niegasnącą wiarę we mnie, od szkoły podstawowej aż po złożenie niniejszej rozprawy. Piotrowi dziękuję za nieustanne wsparcie, anielską cierpliwość do mojej osoby, wyrozumiałość i wiarę w moje możliwości. Przyjaciołom i znajomym za cenne rozmowy i słowa otuchy.

Niniejszą pracę pragnę dedykować mojej Rodzinie

Streszczenie

Klasyczne układy interferometryczne stanowią podstawę dzisiejszych holograficznych metod do pomiaru profilu powierzchni elementów mikrooptyki. Techniki interferometryczne zyskały swoją popularność poprzez zapewnienie bezkontaktowych, ilościowych oraz dokładnych pomiarów. W ostatnich czasach intensywnie rozwijana metoda interferometryczna będąca podstawą współczesnych optycznych metod polowych do precyzyjnego pomiaru profilu powierzchni elementów mikrooptyki to cyfrowa mikroskopia holograficzna (DHM). Jednakże problemem DHM, tak jak i wszystkich metod interferometrycznych, jest uzyskanie informacji na temat geometrii kształtu obiektów o wysokich gradientach kształtu, jak również charakteryzacja nieciągłości kształtu obiektów o dużych skokach wysokości.

Celem badań prowadzonych w ramach niniejszej rozprawy jest opracowanie nowych rozwiązań i metod pomiarowych w mikroskopii holograficznej pozwalających przezwyciężyć podstawowe ograniczenia pomiarowe tej techniki. Nowe metody oraz modyfikacje zaproponowane w pracy są ukierunkowane na: (1) pomiary geometrii kształtu obiektów ogniskujących charakteryzujących się wysokim gradientem kształtu, tj. przypadku, w którym apertura numeryczna mierzonego obiektu jest większa od apertury numerycznej układu obrazującego; (2) pomiary wysokości obiektów charakteryzujących się nieciągłościami kształtu, tj. o dużych skokach wysokości, które przewyższają jednoznaczny zakres pomiarowy DHM. Założone w rozprawie doktorskiej zadania będą realizowane poprzez modulację frontu falowego, w szczególności wykorzystanie rejestracji holograficznej z zastosowaniem: (1) wiązki o sferycznym czole falowym; (2) kątowym oświetleniem obiektu zestawem wielu wiązek o płaskim czole falowym.

Końcowym wynikiem niniejszej pracy będzie zestaw rozwiązań umożliwiających wykonanie nieinwazyjnych i szybkich pomiarów mikroobektów, które stanowią duże wyzwanie dla znanych obecnie optycznych metod pomiarowych. Opracowane metody pozwolą na rozwój mikroskopii holograficznej poprzez rozwiązania gwarantujące pomiary ze zwiększonym efektywnym polem pomiarowym, rozszerzonym zakresem pomiarowym i z wysoką dokładnością pomiarową.

Słowa kluczowe: *cyfrowa mikroskopia holograficzna, wiązka sferyczna, kątowe oświetlenie obiektu, rekonstrukcja kształtu, pomiar rozkładu wysokości*

Abstract

Classical interferometric systems are the basis of today's holographic methods for measuring the surface profile of microoptic elements. Interferometric techniques have gained their popularity by providing non-contact, quantitative and accurate measurements. Recently, the intensely developed interferometric method which is the basis of today's optical field methods for precise measurement of the surface profile of microoptic elements is digital holographic microscopy (DHM). However, the problem of DHM, as with all interferometric methods, is to obtain information about the shape geometry of objects with high shape gradients as well as to characterize the discontinuity of the shape of objects with large height steps.

The aim of the research carried out within the framework of this paper is to develop new solutions and measurement methods in holographic microscopy to overcome the basic measurement limitations of this technique. New methods and modifications proposed in the dissertation are aimed at: (1) shape geometry measurements of focusing objects characterized by high shape gradient, i.e. the case where the numerical aperture of the measured object is larger than the numerical aperture of the imaging system; (2) height measurements of objects characterized by shape discontinuities, i.e. with large height steps that exceed the unambiguous measurement range of DHM. The tasks assumed in the dissertation will be realized by modulation of the wave-front, in particular the use of holographic registration with application of: (1) beams with a spherical wavefront; (2) multi-incident object illumination with a set of multiple plane wavefronts.

The final result of this work will be a set of solutions enabling to perform non-invasive and fast measurements of microobjects, which are a great challenge for the currently known optical measurement methods. The established methods will allow for the development of holographic microscopy solutions through guaranteeing measurements with an increased effective measurement field, extended measurement range and high measurement accuracy.

Keywords: *digital holographic microscopy, spherical beam, multi-incident object illumination, shape reconstruction, height distribution measurement*

Spis treści

1	Cel pracy	11
2	Optyczne metody pomiarów geometrii powierzchni elementów mikrooptyki.....	12
2.1	Interferometria koherencyjna.....	12
2.2	Cyfrowa mikroskopia holograficzna.....	15
2.2.1	Holografia optyczna i cyfrowa	16
2.2.2	Podstawowe konfiguracje układów	22
2.2.3	Zastosowania	26
2.3	Podsumowanie	28
3	Holograficzne podstawy pomiarów kształtów	28
3.1	Holograficzne metody do pomiaru mikroobiektów charakteryzujących się wysokim gradientem kształtu	29
3.2	Holograficzne metody do pomiaru mikroobiektów o charakterze schodkowym ..	38
3.3	Podsumowanie	41
4	Charakteryzacja obiektów pomiarowych i definicja wielkości pomiarowych.....	42
4.1	Obiekty o ciągłym rozkładzie kształtu.....	42
4.2	Obiekty charakteryzujące się nieciągłościami kształtu.....	45
5	Profilometria holograficzna z zastosowaniem wiązki oświetleniowej o sferycznym czole falowym.....	46
5.1	Eksperymentalny układ cyfrowego mikroskopu holograficznego	47
5.1.1	Zasada działania układu pomiarowego.....	47
5.1.2	Bloki funkcjonalne systemu pomiarowego	49
5.2	Etapy rekonstrukcji kształtu.....	57
5.2.1	Rekonstrukcja wiązki obiektowej.....	57
5.2.2	Algorytm rekonstrukcji kształtu	62
5.3	Metoda kalibracji systemu pomiarowego	63

5.4	Analiza wpływu niedokładności justowania układu pomiarowego na błąd wyznaczenia geometrii kształtu	68
5.5	Wyniki eksperymentalne	69
5.5.1	Pomiar sfery o dużym promieniu krzywizny	69
5.5.2	Pomiar obiektu o wysokim gradiencie kształtu.....	71
5.5.3	Pomiar mikrosoczewki o sferycznym/asferycznym kształcie	73
5.6	Numeryczna minimalizacja wpływu szumu na rekonstrukcję kształtu	75
5.7	Podsumowanie i dyskusja	80
6	Profilometria holograficzna z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych.....	84
6.1	Podstawa pomiarowa	85
6.1.1	Warunek fazy dla płaszczyzny ostrości.....	85
6.1.2	Funkcja wzdłużnego skanowania - LSF	87
6.1.3	Strategie rejestracji zestawu hologramów	89
6.1.4	Porównanie metrologicznych parametrów dla opracowanych strategii pomiarowych.....	93
6.2	Profilometria wieloobrazowa z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych.....	94
6.2.1	Laboratoryjny system DHM z kątowym oświetleniem obiektu zestawem wielu wiązek o płaskim czole falowym z wykorzystaniem ciekłokrystalicznego modulatora światła	94
6.2.2	Bloki funkcjonalne systemu pomiarowego	96
6.2.3	Wyniki eksperymentalne	100
6.3	Profilometria jednoobrazowa z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych.....	104
6.3.1	Modyfikacja rozkładu funkcji LSF.....	105
6.3.2	Eksperymentalny układ pomiarowy	106
6.3.1	Podstawy stosowanej techniki inżynierii oświetleniowej	108
6.3.2	Rekonstrukcja hologramu.....	109

6.3.3	Wyniki eksperymentalne	116
6.4	Podsumowanie	117
7	Kalibracja fazowego ciekłokrystalicznego modulatora światła przy użyciu geometrycznej interferometrii fazowej	119
7.1	Klasyczna metoda kalibracji SLM.....	121
7.2	Geometryczny efekt fazy	122
7.3	Laboratoryjny system pomiarowy do weryfikacji nieliniowości gammy SLM ..	123
7.4	Metoda kalibracji	124
7.5	Wyznaczenie krzywej gamma	125
7.6	Podsumowanie	128
8	Podsumowanie rozprawy i kierunki dalszych prac	129
8.1	Elementy nowości w pracy	131
8.2	Kierunki dalszych prac	132
9	Bibliografia.....	134
10	Spis rysunków.....	149
11	Spis tabel.....	158

SKRÓTY, DEFINICJE I SYMBOLE

DHM – cyfrowa mikroskopia holograficzna

FT – metoda transformaty Fouriera

Hologram – zarejestrowany przy użyciu detektora cyfrowy rozkład intensywności prążków interferencyjnych

LSF, μ – funkcja skanowania wzdłużnego

MI-DHM – cyfrowy mikroskop holograficzny z wielokierunkowym oświetleniem obiektu

MO – obiektyw mikroskopowy

MR – zakres pomiarowy, który jest ograniczony przez okresowość rozkładu fazy w postaci modulo 2π

NA – apertura numeryczna

OPD – różnica dróg optycznych pomiędzy wiązkami światła (ang. *optical path difference*)

SLM – ciekłokrystaliczny modulator światła

TG – układ interferometru Twymana-Greena

TPS - metoda czasowej dyskretnej zmiany fazy

Układ DHM – układ pomiarowy bazujący na zasadach metody cyfrowej mikroskopii holograficznej

W pracy zastosowano następujące symbole:

n – współczynnik załamania światła

λ – długość fali światła

k – liczba falowa

φ – faza

θ – kąt oświetlenia obiektu wiązką o płaskim czole falowym względem osi optycznej

1 Cel pracy

Celem poniższej rozprawy doktorskiej jest opracowanie nowych rozwiązań i metod pomiarowych w mikroskopii holograficznej, które pozwalają na przewyższenie podstawowych ograniczeń tej techniki: (1) ograniczenie efektywnego pola pomiarowego przez aperturę numeryczną układu obrazującego; (2) ograniczenie jednoznacznego zakresu pomiarowego przez okresowość rozkładu fazy w postaci modulo 2π ; (3) nieprecyzyjne wyznaczenie położenia płaszczyzny ostrości, względem której wyznaczana jest wysokość badanego obiektu.

W pracy zostały opracowane modyfikacje układu cyfrowego mikroskopu holograficznego (ang. *digital holographic microscope*, DHM) bazujące na modulacji frontu falowego wiązki oświetlającej obiekt. Nowe metody oraz modyfikacje zaproponowane w pracy są ukierunkowane na:

- pomiary geometrii kształtu obiektów ogniskujących charakteryzujących się wysokim gradientem kształtu, tj. apertura numeryczna mierzonego obiektu jest większa od apertury numerycznej układu obrazującego;
- pomiary wysokości obiektów charakteryzujących się nieciągłościami kształtu, tj. o dużych skokach wysokości, które przewyższają jednoznaczny zakres pomiarowy DHM.

Cel pracy, tj. zwiększenie efektywnego pola oraz zakresu pomiarowego z zachowaniem wysokiej dokładności pomiarowej, można osiągnąć poprzez wykorzystanie rejestracji holograficznej z zastosowaniem:

- wiązki o sferycznym czole falowym,
- kątowym oświetleniem obiektu zestawem wielu wiązek o płaskim czole falowym.

Punktem docelowym tej pracy jest przewyższenie podstawowych ograniczeń DHM, w pełni wykorzystanie jej potencjału i rozszerzenie jej stosowalności. Ponadto, zaproponowane w rozprawie doktorskiej nowatorskie rozwiązania oraz metody pomiarowe pozwolą na pomiary z zachowaniem dokładności interferencyjnej, co jest bardzo ważne podczas pomiarów mikroobektów. W efekcie umożliwi to dokładne, nieinwazyjne i wysokorozdzielcze ilościowe pomiary wymagających obiektów. Rozwinięte metody będą mogły być zastosowane w przemyśle w procesie kontroli jakości w produkcji elementów mikrooptyki, np. mikrosoczewek wysokoaperturowych. Zaproponowane metody znacząco przyczynią się do rozwoju optycznych metod polowych umożliwiając precyzyjny pomiar profilu powierzchni wymagających, nietypowych oraz ciągle zmieniających się elementów mikrooptyki.

2 Optyczne metody pomiarów geometrii powierzchni elementów mikrooptyki

Na przełomie ostatnich 30 lat dziedzina metrologii poświęcona charakteryzacji geometrii kształtu rozwinęła się pod względem zastosowań jak również technicznych rozwiązań. Rozwój nowych technologii, rozwój urządzeń optoelektronicznych, postęp w produkcji laserów i szybkich komputerów, możliwość stosowania elementów typu lab-on-chip przyczyniły się do rozwoju metod oraz urządzeń pozwalających na pomiar i charakteryzację topografii powierzchni elementów mikrooptyki. Wiele z opracowanych metod pomiarowych opiera się na technice pomiaru odległości lub detekcji ostrości, dlatego też często wymagają one skanowania w celu uzyskania profilu powierzchni. Bez wątplenia najlepszymi metodami pomiarowymi są te, które nie narażają mierzonej próbki na zniszczenie poprzez (1) kontaktowy pomiar jak w profilometrii mechanicznej czy (2) konieczność nakładania specjalnych powierzchni (warstw) na mierzony przedmiot, jak w mikroskopii skaningowej (mikroskopia elektronowa SEM – scanning electron microscopy). Ponadto nieoptyczne metody pomiarowe pozwalają na charakteryzację w ograniczonym polu pomiarowym próbki. Dlatego też optyczne metody pomiarowe wykorzystujące optyczny czujnik pomiarowy, którym jest wiązka światła, zamiast mechanicznej sondy kontaktowej zyskują dużą popularność w pomiarach profilu powierzchni. Możemy tutaj wyróżnić mikroskopię konfokalną oraz metody interferencyjne. Jednakże tylko jedna z tych metod, tj. metody interferencyjne, pozwala na pomiar mikroobiektów o wysokim gradiencie kształtu. W oparciu o powyższe niniejsza praca skupia się na optycznych metodach pomiarowych pozwalających na charakteryzację geometrii kształtu mikroobiektów, a dokładniej na metodach interferencyjnych, które zapewniają ilościowe pomiary obiektów.

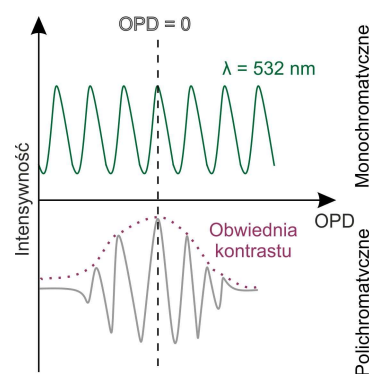
Najczęściej wykorzystywaną metodą pomiarową jest interferometria koherencyjna, której podstawy zostaną przedstawione w podrozdziale 2.1. Kolejno w podrozdziale 2.2 zostanie opisana technika cyfrowej mikroskopii holograficznej, która w ostatnim czasie jest dynamicznie rozwijaną metodą pomiarową. W podrozdziale tym zostaną przedstawione podstawy holografii optycznej i cyfrowej, jak również podstawowe konfiguracje układów pomiarowych.

2.1 Interferometria koherencyjna

Technika interferometrii koherencyjnej wykorzystywana jest w pomiarach kształtu powierzchni [1,2], obrazowaniu tkanek biologicznych [3–5], jak również w badaniach grubości warstw obiektów technicznych [6,7]. Dokładna nazwa techniki zależy od płaszczyzny jej zastosowania, dla obiektów technicznych najczęściej nazywana jest profilometrią optyczną

bądź interferometrią światła białego (ang. *white light interferometry*, WLI). W interferometrii koherencyjnej wykorzystuje się źródło promieniowania o obniżonym stopniu koherencji czasowej. W porównaniu do klasycznej interferometrii, z quasi-monochromatycznym źródłem światła o wysokim stopniu koherencji, podejście to charakteryzuje się wysoką rozdzielczością poposiową oraz wysoką czułością pomiaru. Ponadto, umożliwia pomiar obiektów o powierzchni rozpraszającej oraz o skokowym charakterze powierzchni (różnica wysokości powierzchni $> \lambda/4$), co jest znacznym ograniczeniem klasycznych układów interferencyjnych.

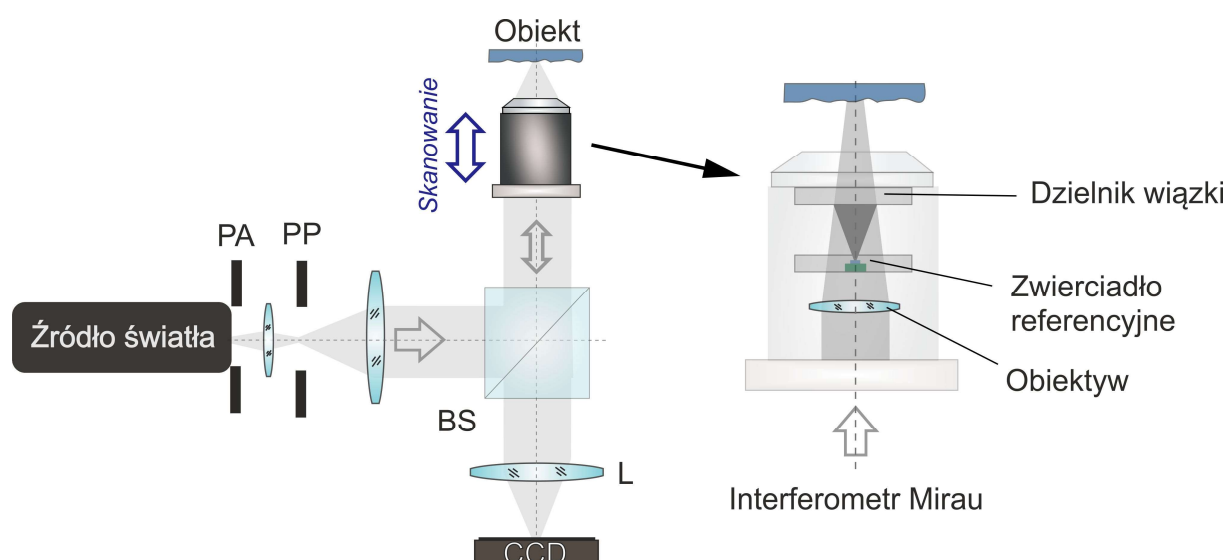
Prążki interferencyjne o wysokim kontraście uzyskujemy dla różnicy drogi optycznej (ang. *optical path difference*, OPD) pomiędzy wiązkami mieszczącej się w zakresie drogi koherencji $l_c = c\tau_c$, gdzie c to prędkość światła w próżni, τ_c to czas koherencji. Interferometria niskokoherencyjna charakteryzuje się niskim czasem koherencji. W metodzie tej stosuje się promieniowanie o szerokim pasmie spektralnym z zachowaniem wysokiej koherencji przestrzennej. Szerokie pasmo spektralne powoduje, że w efekcie układ pomiarowy charakteryzuje się krótką drogą koherencji, co determinuje rozdzielczość poposiową. Dla szerokiego pasma spektralnego generowane są przez punktowe źródło światła różne długości fal. Superpozycja poszczególnych długości fal tworzy światło białe. Maksima powstałych prążków interferencyjnych mają różne położenia i wyrównują się dla położenia $OPD = 0$. Można zauważyć (Rys. 1), że wraz ze wzrostem odległości od punktu zerowego obserwowana suma intensywności szybko maleje. Prążek o maksymalnym kontraście ($OPD = 0$) nazywany jest prążkiem rzędu zerowego [8].



Rys. 1. Porównanie prążków dla pojedynczej długości fali światła $\lambda = 532 \text{ nm}$ oraz zmiany intensywności sygnału interferencyjnego dla światła białego powstałego w wyniku superpozycji prążków dla różnych długości fali.

W układach pomiarowych tradycyjne obiektywy mikroskopowe zastępowane są przez dwuwiązkowe obiektywy interferencyjne, które dzielą wiązkę na: obiektową i referencyjną. Zazwyczaj wykorzystywane obiektywy bazują na konfiguracji interferometru: (1) Mirau, (2) Michelsona oraz (3) Linnika [9].

Na Rys. 2 został przedstawiony schemat profilometru optycznego do charakteryzacji elementów optyki z zastosowanym obiektywem Mirau. Obiektyw ten zbudowany jest z obiektywu mikroskopowego, płytki kompensacyjnej, elementu światłodzielnego oraz zwierciadła referencyjnego. Obiektyw Mirau jest zazwyczaj stosowany przy powiększeniach $10\times - 50\times$. Dla mniejszych powiększeń wykorzystywane są mikroskopy bazujące na konfiguracji interferometru Michelsona. Z kolei systemy pomiarowe bazujące na konfiguracji interferometru Linnika (opis układu znajduje się w podrozdziale 2.2.2.1, schemat został przedstawiony na Rys. 9) charakteryzują wysokie powiększenie i krótka odległość robocza. Niestety zastosowanie konfiguracji interferometru Linnika powoduje, iż system pomiarowy charakteryzuje się trudnością w justowaniu ze względu na zastosowanie dwóch obiektywów mikroskopowych w każdym z ramion interferometru, dlatego też ich komercyjne zastosowanie jest mocno ograniczone.



Rys. 2. Schemat profilometru światła białego bazującego na układzie interferometru Mirau [10]. PA – przysłona aperturowa, PP – przysłona połowiczna, BS – kostka światłodzieląca, L – soczewka obrazująca.

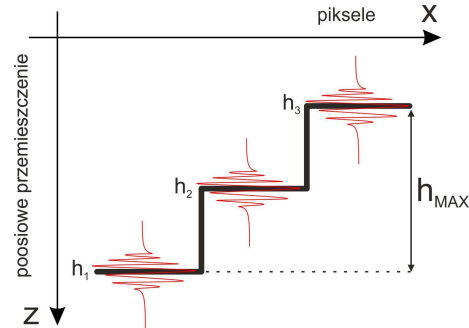
Zasada pomiaru w interferometrii niskokoherencyjnej opiera się na skanowaniu poosiowym i wyznaczeniu amplitudy dla położenia odpowiadających zerowej różnicy dróg optycznych dla poszczególnych punktów powierzchni badanego obiektu (Rys. 3). Skanowanie wzdłuż osi optycznej odbywa się poprzez przemieszczanie głowicy skanującej bądź obiektu umieszczonego na stoliku.

W zarejestrowanym obrazie możemy zauważyć różne rozkłady prążków interferencyjnych zależnych od charakteru powierzchni badanego obiektu np. chropowatości, skoków wysokości. Interferencję światła białego można wyrazić w funkcji poosiowego skanowania:

$$I(z) = I' [1 + \gamma(z) \cos(k_0 z)],$$

R. 1

gdzie I' to intensywność tła, $\gamma(z)$ funkcja opisująca obwiednię funkcji kontrastu prążków interferencyjnych, k_0 – liczba falowa dla długości fali λ_0 , na którą przypada maksimum mocy promieniowania źródła.



Rys. 3. Schemat powstawania sygnału interferencyjnego w przekroju przez piksele w osi x dla obiektu o charakterze schodkowym podczas skanowania w WLI.

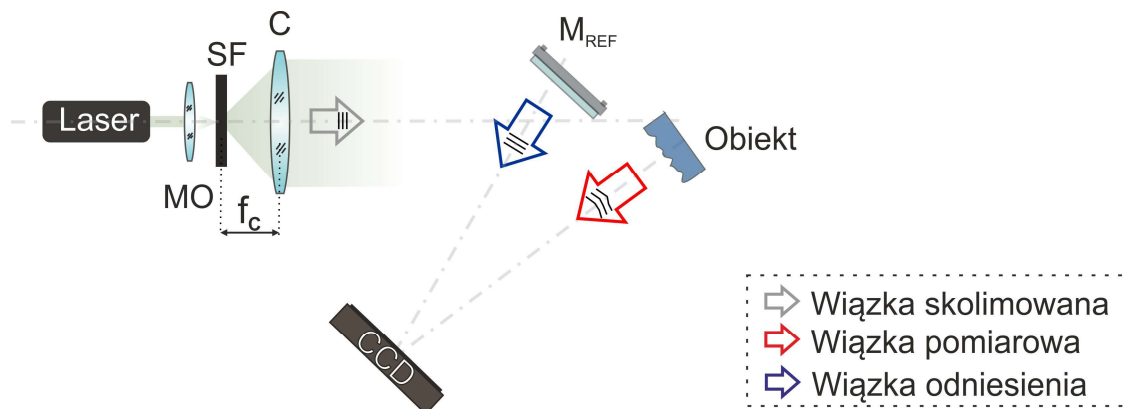
Kształt mierzonego obiektu jest określany na podstawie lokalizacji prążków w każdym punkcie przestrzennym zarejestrowanym podczas skanowania osiowego. Zakłada się, że wzór interferencyjny jest taki sam w każdym punkcie a zmienia się jedynie jego położenie poosiowe ze względu na topografię badanego obiektu. Wyznaczenie kształtu polega w pierwszym kroku na obliczeniu obwiedni (modulacji) prążków dla każdego punktu próbkowania. W drugim kroku konieczne jest wyznaczenie środka obwiedni, który odpowiada maksymalnej wartości modulacji prążków [9]. Wynikiem końcowym mierzonego obiektu jest mapa warstwiczna.

2.2 Cyfrowa mikroskopia holograficzna

Twórcą podstawowych zasad holografii optycznej, która była pierwszym rodzajem holografii, jest Denis Gabor (1900 - 1979). Po wynalezieniu lasera przez Theodore'a Maimana w 1960 roku stało się możliwe tworzenie hologramów. Podstawą holografii są dwa zjawiska optyczne, mianowicie interferencja i dyfrakcja światła. Rozwój technologii umożliwił zastosowanie nowoczesnych elektronicznych urządzeń o wysokiej rozdzielczości podczas rejestracji hologramów. Na przestrzeni zaledwie 60 lat ludzie byli świadkami wielkiego rozwoju holografii. Zastąpienie procedur fotochemicznych koniecznych w holografii optycznej elektroniczną rejestracją hologramu za pomocą macierzowego detektora pozwoliło na szeroki zakres nowych możliwości wykorzystania techniki holografii. Cyfrowa rekonstrukcja hologramu umożliwiła szybsze pozyskiwanie informacji, dostępność pełnej amplitudowej i fazowej informacji o badanym obiekcie oraz wszechstronność przetwarzania i analizy obrazu.

2.2.1 Holografia optyczna i cyfrowa

W holografii proces uzyskiwania informacji o badanym obiekcie składa się z procesu rejestracji i rekonstrukcji. Proces rejestracji został przedstawiony na Rys. 4. Podczas tego procesu zapisywane jest pole optyczne, które jest wynikiem superpozycji koherentnych fal świetlnych, tj. fali obiektowej zaburzonej przez badany obiekt oraz fali odniesienia. Podstawowy układ optyczny (Rys. 4) składa się ze źródła światła (najczęściej wykorzystywany jest laser), filtra przestrzennego (MO + SF) i soczewki kolimacyjnej (C). Filtr przestrzenny i soczewka kolimacyjna niezbędne są do zapewniania wiązki o płaskim czole falowym (wiązka skolimowana - szara strzałka na Rys. 4). Część powstałej wiązki pada na zwierciadło referencyjne (M_{REF}) i jest zwana dalej wiązką referencyjną (niebieska strzałka). Natomiast druga jej część odbija się (rozprasza) od powierzchni obiektu i zwana jest wiązką obiektową (czerwona strzałka). Następnie wiązki te interferują w płaszczyźnie detekcji. Wzór interferencyjny rejestrowany jest za pomocą detektora (CCD).



Rys. 4. Schemat układu holograficznego do rejestracji przedmiotu odbijającego światło. Laser – źródło światła, MO – obiektyw mikroskopowy, SF – filtr przestrzenny (pinhol), C – kolimator, f_c – odległość ogniskowej soczewki kolimatora, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, CCD – kamera CCD (medium rejestrujące hologram).

Różnica dróg optycznych pomiędzy wiązkami związana jest z naturą badanego przedmiotu, który powoduje, iż faza φ_O i amplituda A_O wiązki obiektowej zostają zmodulowane. Wynikiem interferencji spójnych wiązek jest hologram, w którym zakodowana jest informacja o mierzonym froncie falowym za pomocą struktury prążków. Hologram (gr. hōlos – pełny, gramma – zapis) zawiera informacje o amplitudzie, jak również o fazie fal świetlnych zmienionych przez obiekt, dlatego też mówi się, że zawiera pełną informację o przedmiocie. Obecnie do rejestracji wzoru interferencyjnego używa się narzędzi cyfrowych m.in. kamer CCD (ang. *charge-coupled device*) albo CMOS (ang. *complementary metal oxide semiconductor*), które wyparły wcześniej używane materiały światłoczułe (płyty

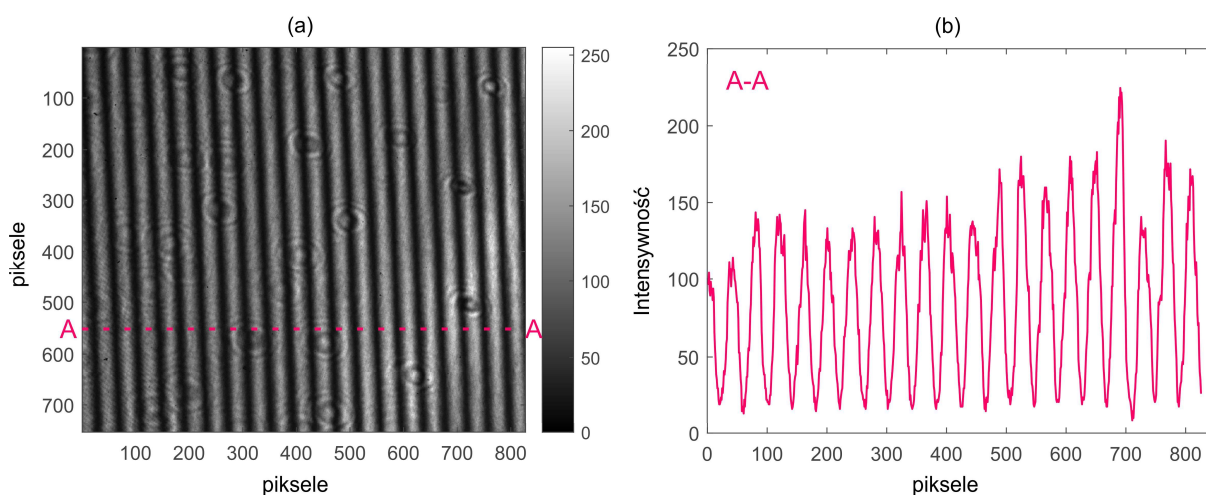
holograficzne). Dzięki temu proces rejestracji stał się zdecydowanie szybszy i prostszy. Zarejestrowany hologram zostaje zapisany przy użyciu urządzeń elektronicznych w pamięci komputera w postaci cyfrowej jako rozkład intensywności [10]:

$$I(x, y) = I_R + I_O + 2\sqrt{I_R I_O} \cos [\Delta\varphi(x, y)], \quad R. 2$$

gdzie $I_R = A_R^2$ i $I_O = A_O^2$ odpowiadają intensywności odpowiednio wiązki referencyjnej oraz obiektowej, A to amplitudy poszczególnych wiązek, $\Delta\varphi = \varphi_O - \varphi_R$ odpowiada różnicy fazy pomiędzy wiązkami w punkcie (x, y) (różnicy dróg optycznych). Hologram reprezentowany przez równanie R. 2 nazywany jest hologramem cyfrowym i może być również reprezentowany przez wzór:

$$I = |U_R + U_O|^2 = |U_R|^2 + |U_O|^2 + U_R^* U_O + U_R U_O^*, \quad R. 3$$

w którym możemy wyróżnić trzy rzędy: rząd 0 składa się z $|U_R|^2 + |U_O|^2$, rząd +1 to człon $U_R^* U_O$, natomiast -1 wyrażony jest przez człon $U_R U_O^*$. Rząd 0 zawiera informację o amplitudzie (informacja o tle i intensywności wiązki obiektowej). Rzędy +1 i -1 zawierają pełną informację o badanym obiekcie, symetria rozkładu wynika z właściwości hermitowskich transformacji Fouriera [11]. Przykładowy zarejestrowany hologram został przedstawiony wraz z przekrojem na Rys. 5.



Rys. 5. (a) Cyfrowy hologram zarejestrowany w układzie DHM; (b) przekrój A-A przez zarejestrowany hologram.

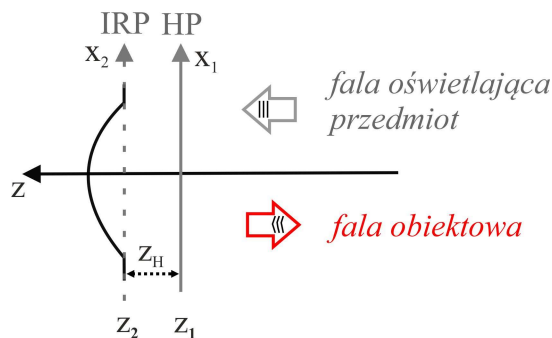
W cyfrowej holografii hologram rejestrowany jest za pomocą macierzy $N \times M$ pikseli o danym wymiarze p_x i p_y odpowiednio w osi x i y . W płaszczyźnie rejestrowanego obrazu współrzędne przestrzenne są próbkowane $(X, Y) = (np_x, mp_y)$, gdzie $(m; n) \in (-M/2, +M/2-1; -N/2, +N/2-1)$ zgodnie z twierdzeniem Nyquista-Shannona, które wskazuje, żeby krok próbkowania był co najmniej równy dwóm pikselom detektora (Δx – wymiar piksela):

$$d_{pr} \leq 2\Delta x. \quad R. 4$$

Z tego wynika, że maksymalny kąt wzajemnego nachylenia względem siebie wiązek referencyjnej i obiektowej musi spełniać równanie:

$$\theta_{max} < 2\sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{4\max(p_x, p_y)}\right). \quad R. 5$$

Warto zwrócić uwagę, iż wadą holografii cyfrowej jest mała liczba pikseli detektorów w porównaniu ze zdolnością rozdzielczą tradycyjnych klisz holograficznych. Jednakże, cyfrowe mikroskopy holograficzne wyróżniają się unikalną cechą, która pozwala na rekonstrukcję mierzonego obiektu z hologramu zarejestrowanego poza płaszczyzną ostrości. Płaszczyzna rejestracji hologramu (ang. *hologram plane*, HP) to płaszczyzna obiektu sprzężona przez układ obrazujący z rejestrującym detektorem (Rys. 6). Holografia jest techniką, która umożliwia uzyskanie pełnej informacji o rozkładzie fazy badanego obiektu oraz o rozkładzie jego amplitudy. Otrzymany rozkład zespolonego frontu falowego pozwala na dokładną analizę ilościową struktury powierzchni badanego obiektu. Jedną z największych zalet holografii jest możliwość numerycznej propagacji frontu falowego, tj. front falowy zarejestrowany w HP może zostać numerycznie przepropagowany o dowolną odległość z_H np. do płaszczyzny najlepszej ostrości IRP. W tym celu mogą zostać wykorzystane obliczenia dyfrakcyjne takie jak: (1) metoda widma kąтового (ang. *angular spectrum*) [12,13], splotowa [14] albo bazująca na pojedynczej transformacji Fouriera [15]. Na Rys. 6 został przedstawiony proces rejestracji hologramu dla przykładowego obiektu o sferycznym kształcie. Hologram jest rejestrowany w położeniu HP (położenie z_1 względem osi optycznej), natomiast płaszczyzna najlepszej ostrości znajduje się w położeniu IRP (położenie z_2 względem osi optycznej).



Rys. 6. Schemat obrazowania holograficznego obiektu. OB – obiekt, IRP – najlepszej ostrości, HP – rejestracji hologramu, z_H – odległość pomiędzy płaszczyznami IRP a HP.

Z powstałego hologramu w wyniku zjawiska dyfrakcji światła, tj. hologram oświetlany jest falą rekonstruującą o konkretnych parametrach, odtwarzana jest wiązka obiektowa. Proces ten nazywany jest rekonstrukcją hologramu. Klasycznie zarejestrowany i wywołany obraz na

plycie holograficznej jest oświetlany wiązką świetlną [16]. Jednakże, możliwość rejestracji hologramu przy użyciu urządzeń cyfrowych otworzyła drzwi do numerycznej rekonstrukcji obiektu. Numeryczna analiza obrazu interferencyjnego opiera się na wyznaczeniu rozkładu amplitudy oraz fazy frontu falowego poprzez komputerowe wygenerowanie fali rekonstruującej o parametrach wiązki odniesienia. Głównym zadaniem części numerycznej jest przeprowadzenie przekształceń matematycznych w celu wyznaczenia zespolonej amplitudy $U_O(x,y)$:

$$U_O(x,y) = A_O(x,y)\exp [ik + \varphi(x,y)] \quad R. 6$$

gdzie A_O to amplituda, $\varphi(x,y)$ to faza zaburzenia.

Demodulacja cyfrowego hologramu składa się z dwóch etapów: (1) wyznaczenia rozkładu fazowego $\varphi(x,y)$ oraz (2) przeskalowania $\varphi(x,y)$ do szukanej wielkości fizycznej. Wyznaczenie rozkładu fazowego polega na odzyskaniu rzędu +1 z zarejestrowanego hologramu o danym rozkładzie intensywności I . Istnieją głównie dwa sposoby przeprowadzenia takiej demodulacji: (1) zastosowanie pozaosiowej geometrii podczas rejestracji hologramu lub (2) użycie metody przesunięcia fazowego. W pierwszym przypadku pozaosiowa geometria układu wprowadza przestrzenną częstotliwość nośną, a podczas procesu demodulacji przywracana jest pełna częstotliwość przestrzenna frontu falowego $U_R^*U_O$. Dla tego przypadku w układzie pomiarowym występuje delikatne pochylenie wiązek względem siebie, co powoduje odseparowanie rzędów dyfrakcyjnych w przestrzeni. Po wykonaniu operacji transformaty Fouriera (FT) zarejestrowanego hologramu możliwe jest przedstawienie rozkładu w przestrzennym widmie częstotliwości następująco:

$$FT [I] (u, v) = C_0(u, v) + C_1(u - u_0, v - v_0) + C_1^*(-u - u_0, -v - v_0), \quad R. 7$$

gdzie C_0 i C_1 to odpowiednio FT rzędu 0 i +1. W celu odseparowania jednego rzędu wykorzystywany jest filtr o ograniczonej przepustowości częstotliwościowej. W kolejnym kroku odtwarzana jest złożona amplituda wiązki obiektowej poprzez wykonanie odwrotnej dwuwymiarowej transformaty Fouriera (FT^{-1}):

$$O_{+1}(x,y) = FT^{-1}[C_1(u - u_0, v - v_0)] \\ \cong A_R\{A_O(x,y) \exp[i\varphi_O(x,y)] \exp[2i\pi(u_0x + v_0y)]\} * h(x,y), \quad R. 8$$

gdzie $*$ oznacza operację splotu, $h(x,y)$ to odpowiedź impulsowa, która związana jest z zastosowanym filtrem w dziedzinie Fouriera. Człon $\exp[2i\pi(u_0x + v_0y)]$ odpowiada wartości wprowadzonej częstości nośnej i zostaje kolejno usunięty.

Drugim podejściem najczęściej wykorzystywanym do analizy wzorów prążkowych jest metoda z czasową dyskretną zmianą fazy (ang. *temporal phase shifting*, TPS). Wymaga ona

rejestracji kilku hologramów I_i ($i > 3$) przesuniętych w fazie φ_i w zakresie $\langle 0, 2\pi \rangle$ [10,17]. Przesunięcie to może być wprowadzone poprzez zmianę różnicy dróg optycznych pomiędzy wiązkami referencyjną i obiektową w systemie pomiarowym np. zmiana ustawienia zwierciadła referencyjnego. W porównaniu do metod jednoramkowych metoda ta charakteryzuje się wyższą odpornością na błędy fazy, dlatego też jest dokładniejsza. Ponadto, wraz ze wzrostem liczby rejestrowanych obrazów metoda charakteryzuje się wyższą odpornością na szum losowy, nieliniowość detektora bądź obecność wyższych harmonicznnych w sygnale. Najczęściej wykorzystywanymi algorytmami bazującymi na przyroście kroku fazowego są (1) algorytmy N-obrazowe, w których wykorzystuje się stały przyrost kroku fazowego $\Delta\varphi = \text{const}$, (2) (N+1)-obrazowe, w których zakłada się stałe przyrosty kroku fazowego $\Delta\varphi = 2\pi/N$ dla liczby zbieranych obrazów N+1. Przykładowym algorytmem N-obrazowym jest specjalnie opracowany 4-obrazowy algorytm Carré [17,18]. Algorytm Carré zakłada stały przyrost kroku fazowego $\varphi_1 = -3\Delta\varphi/2$; $\varphi_2 = -\Delta\varphi/2$; $\varphi_3 = \Delta\varphi/2$; $\varphi_4 = 3\Delta\varphi/2$, gdzie $\Delta\varphi$ można wyrazić następująco:

$$\Delta\varphi = 2\text{arctg} \left[\sqrt{\frac{3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)}{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)}} \right]. \quad R. 9$$

Algorytm ten przyjmuje postać:

$$\varphi = \text{arctg} \left[\text{tg} \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) \frac{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)}{(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)} \right]. \quad R. 10$$

Przykładowym algorytmem (N+1)-obrazowym jest algorytm 5-obrazowy (równanie R. 11), gdzie skok fazy wynosi kolejno $\pi/2$, który został opracowany niezależnie przez Schwidera (1983) [19] oraz Hariharan (1987) [20]:

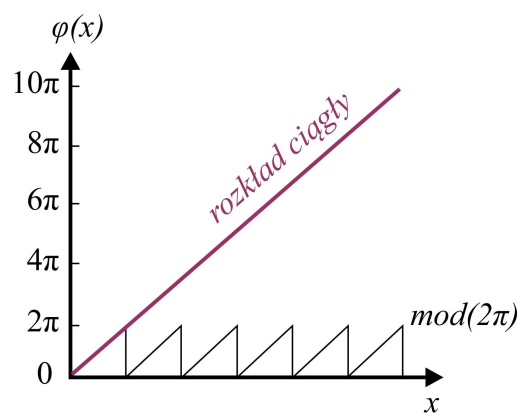
$$\varphi = \text{arctg} \left[\frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_1 - I_5} \right]. \quad R. 11$$

Algorytm Carré wyróżnia się dużą odpornością na liniowy błąd skoku fazy, jednakże wykazuje małą odporność na nieliniowość rejestracji rozkładu intensywności. Natomiast zastosowanie 5-obrazowego algorytmu bazującego na podstawie algorytmu Carré charakteryzuje się wyjątkowo dużą odpornością na błędy metody TPS. Algorytm ten opracowany został niezależnie przez Larkina (1996) [21] oraz Pirgę (1997) [22]:

$$\varphi = \text{arctg} \left[\frac{\sqrt{4(I_2 - I_4)^2 - (I_1 - I_5)^2}}{2I_3 - I_1 - I_5} \right]. \quad R. 12$$

Dla większości metod analizy obrazu prążkowego wyznaczony rozkład fazy jest w postaci mapy prążków fazowych $\text{mod}(2\pi)$. Ograniczenie zakresu związane jest z okresowością funkcji

opisującej charakter zmian rozkładu intensywności, którą najczęściej jest funkcja cosinus. Wyznaczona mapa prążków fazowych wymaga dodatkowej operacji usunięcia skoków fazy w celu uzyskania ciągłego rozkładu fazy. Proces ten polega na usuwaniu nieciągłości 2π poprzez dodanie do każdego piksela wyznaczonej funkcji fazy o wartości $N \cdot 2\pi$ (N – dodatnia liczba całkowita) [10]. Przykładowy jednowymiarowy rozkład fazy w postaci ciągłej oraz $\text{mod}(2\pi)$ został przedstawiony na Rys. 7. Algorytm służący do demodulacji fazy $\text{mod}(2\pi)$ analizuje wartość pikseli szukając skoków fazowych, w momencie wykrycia takiego skoku fazowego zostaje dodana wartość fazy $\pm 2\pi$, tak aby faza dwóch sąsiednich pikseli była ciągła. Algorytmy rekonstrukcji fazy stale się rozwijają w oparciu o nowe rozwinięcia matematyczne [23–25].



Rys. 7. Przykład 1-D ciągłego rozkładu fazy oraz rozkładu $\text{mod}(2\pi)$.

W cyfrowej holografii wzór interferencyjny jest rejestrowany na matrycy CCD. Kolejno, zarejestrowany hologram jest przetwarzany numerycznie w celu uzyskania rekonstrukcji fazy, w której zakodowana jest informacja o mierzonym obiekcie. Taki ilościowy pomiar przedmiotu jest narażony na różne szумы [26–28]. Szum bezpośrednio wpływa na zrekonstruowane dane fazowe i w efekcie powoduje, że zrekonstruowane informacje o mierzonym obiekcie są niedokładne. Jakość zarejestrowanego obrazu holograficznego jest znacznie obniżana przez niepożądane artefakty ze względu na spójną naturę światła, w efekcie zarejestrowane hologramy są zniekształcane przez mieszaninę addytywnego nieskorelowanego szumu (szumu plamkowego) [29]. Dlatego też pomimo wielu korzyści płynących z obrazowania holograficznego, szum, który znajduje się w zarejestrowanych hologramach ogranicza dokładne pomiary. Szum ten możemy podzielić na szum „techniczny”, jak również szum koherentny. Szum techniczny jest standardowym szumem występującym we wszystkich cyfrowych układach optycznych. Do szumu technicznego zaliczany jest szum fotonowy, szum elektroniczny wynikający z detektora rejestrującego, jak również szum kwantyzacji wynikający z konwersji analogowo-cyfrowej [30–34]. W pracy [32] wykazano, że błąd kwantyzacji jest

wprowadzany jako równomiernie rozłożony szum addytywny do płaszczyzny rejestracji hologramu. Przekłada się to na złożony szum w płaszczyźnie rekonstrukcji hologramu jako części rzeczywiste i urojone o rozkładzie Gaussa, amplitudzie rozkładu Rayleigha i fazie równomiernie rozłożonej. Ponadto wykazano, że szum jest obecny w hologramach zawierających nasycenie sięgające do 90%, ze względu na skończoną liczbę bitów detektora [31]. Szum koherentny związany jest z wysokokoherentnym źródłem światła i występuje tylko w obrazowaniu koherentnym. Struktura badanego obiektu może generować wzór plamek podczas rejestracji hologramu. Często ze względu na chropowatość badanej powierzchni każda z plamek ma losową wartość fazy. W efekcie w płaszczyźnie detektora obserwujemy nałożenie się wszystkim plamek i wzajemną ich interferencję [35,36]. Biorąc pod uwagę dużą różnorodność metod, które zostały dotychczas wprowadzone w celu rozwiązania problemu redukcji szumu metody te podzielono na dwie główne klasy: (1) metody, które opierają się na inżynierii źródła lasera (obniżenie koherencji przestrzennej np. wirująca matówka, lub koherencji czasowej poprzez zastosowanie źródła o szerszym zakresie spektralnym) [37,38] oraz (2) techniki, które wykorzystując konwencjonalne źródło o wysokiej koherencji mają na celu optymalizację rejestracji danych lub procesy rekonstrukcji hologramów (przemieszczenie kamery, metody numeryczne) [36,39,40].

Istnieje wiele rozwiązań numerycznych do usuwania szumu z hologramów, najczęściej wykorzystywane w ostatnim czasie podejścia to: (1) filtracja Wienera, która jest matematyczną operacją stosującą filtr eliminujący szum w dowolnym sygnale częstotliwości; (2) metoda BM3D (ang. *block-matching and 3D filtering*) [41]; (3) metoda okienkowej transformaty Fouriera (ang. *2-D windowed Fourier transform filter method*, WFT2F) [42–44]. Szczególnie mocno rozwijane są obecnie dwie metody: BM3D oraz WFT2F. Algorytm BM3D jest nazywany najnowocześniejszą metodą usuwania szumu z obrazów. Wykazano, że może on z powodzeniem usunąć szum z interferogramu i poprawić ostateczną rekonstrukcję fazy [45]. Jest to algorytm szybki i wykazuje dużą dokładność działania. Metoda WFT2F opiera się na wykorzystaniu okienkowej transformaty Fouriera w podzielonych polach obrazu. Sygnałem wejściowym funkcji jest obiekt zespolony zawierający część amplitudową oraz fazową [44]. Jest to bardzo wygodne rozwiązanie w przypadku wyników uzyskiwanych metodami holograficznymi. Możliwość jednoczesnej filtracji amplitudy oraz fazy pozwala na znaczne usprawnienie procesu analizy uzyskiwanych wyników.

2.2.2 Podstawowe konfiguracje układów

Podstawowa konfiguracja cyfrowego mikroskopu holograficznego: (1) składa się ze źródła światła, obiektywu mikroskopowego oraz kamery cyfrowej, (2) jego budowa opiera się na

konfiguracji interferometru oraz (3) wykorzystywany jest komputer ze specjalnym oprogramowaniem, który jest niezbędny do rejestracji danych oraz dalszej numerycznej analizy prążków [46].

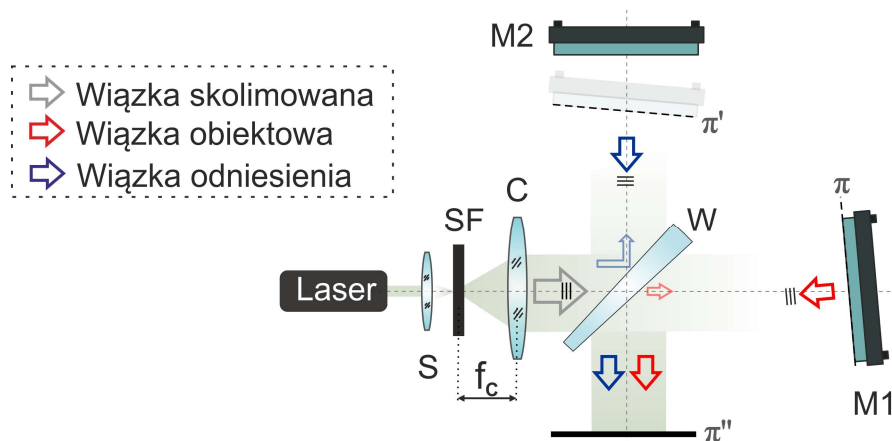
Metody interferometryczne stanowią podstawę optycznych metod pomiarowych do wyznaczania geometrii kształtu obiektów. Ojcem tej techniki jest Albert Michelson pochodzenia polsko-żydowskiego, który w 1907 roku otrzymał nagrodę Nobla za interferometr Michelsona. Interferometr ten został zmodyfikowany w 1916 roku przez Franka Twyman'a i Artura Green'a poprzez zmianę źródła światła z polichromatycznego na monochromatyczne. Stał się on jednym z najczęściej wykorzystywanych układów pomiarowych w metrologii optycznej. Kolejnymi konfiguracjami układów z podziałem amplitudy to interferometr Linnik'a oraz Macha-Zehnder'a. Techniki pomiarowe i układy interferometryczne opracowane w XIX i XX wieku stały się podstawą dalszych modyfikacji systemów interferometrycznych.

2.2.2.1 Układ pomiarowy w konfiguracji odbiciowej

Interferometr Twymana-Greena (TG) jest modyfikacją interferometru Michelsona poprzez zastosowanie quasi-punktowego laserowego źródła światła. Zestaw kolimujący wiązkę zbudowany z obiektywu (możliwość zamiany na soczewki asferyczne), filtra przestrzennego oraz soczewki, zapewnia konieczną filtrację wiązki laserowej. W konfiguracji interferometru TG wiązka pomiarowa (zwana też obiektową) oraz wiązka odniesienia (zwana też referencyjną) są całkowicie rozdzielone przestrzennie poprzez zastosowanie elementu światłdzielącego do podziału amplitudy [9,10]. Schemat podstawowej konfiguracji został przedstawiony na Rys. 8. Wiązka pomiarowa kierowana jest do mierzonej powierzchni zwierciadła M1, a kolejno odbija się od niej pod zadanym kątem nachylenia tej powierzchni. Wiązka odniesienia odbija się od powierzchni elementu światłdzielącego i jest kierowana do zwierciadła M2, odbija się od niego pod kątem prostym. Kolejno po przejściu przez element światłdzielący obie wiązki są ze sobą łączone. W położeniu płaszczyzny π'' obserwowany jest wzór interferencyjny. W przypadku badania pochylonego zwierciadła płaskiego (powierzchni płaskiej) otrzymany wzór interferencyjny charakteryzuje się prostoliniowymi prążkami, a częstość przestrzenna tych prążków zależna jest od kąta nachylenia mierzonej powierzchni. Wyznaczone pole optyczne w płaszczyźnie π'' :

$$u(x, y) = A(x, y) \exp [i\varphi(x, y)], \quad R. 13$$

gdzie A to amplituda, φ faza zaburzenia określone w czasie i przestrzeni.



Rys. 8. Schemat interferometru Twymana – Greena. Laser – monochromatyczne źródło światła, S – soczewka, SF – filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca wiązkę, f_c – odległości ogniskowej soczewki kolimującej, W – element światłodzielnący – klin optyczny, M1 i M2 – zwierciadła.

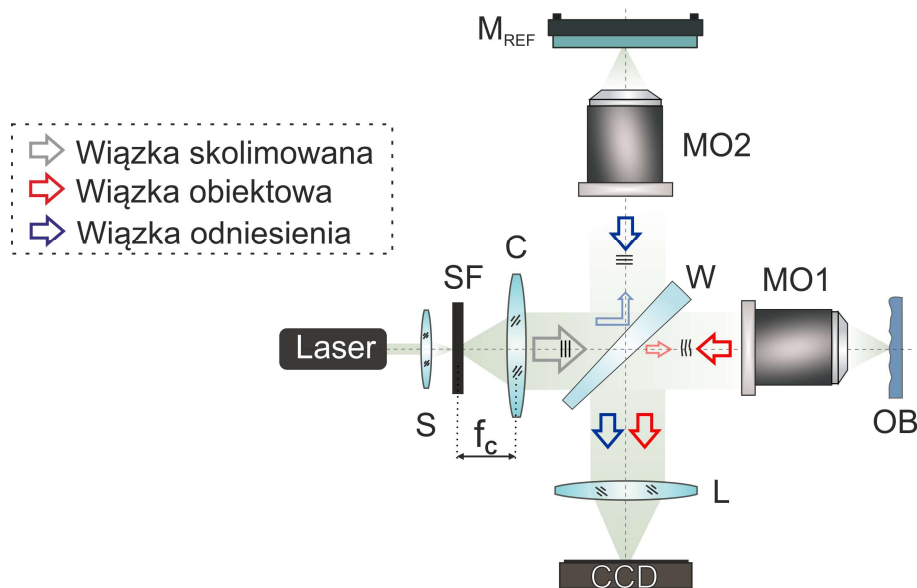
W konfiguracji interferometru TG z wiązką o płaskim czole falowym padającą na odbijającą obiekt o zadanym kształcie, fala obiektowa ulegnie przesunięciu fazowemu. To przesunięcie fazowe jest przestrzennie zależne od kształtu badanego obiektu $d(x, y)$, a przestrzenny rozkład fazy możemy w przybliżeniu wyrazić następującym wzorem:

$$\varphi(x, y) = \frac{4\pi d(x, y)}{\lambda}, \quad R. 14$$

gdzie $d(x, y)$ to głębokość badanego obiektu, λ – długość fali światła.

Układy optyczne bazujące na konfiguracji interferometru TG stały się niezbędnym narzędziem stosowanym do badania i kontroli elementów optycznych. Interferometr TG wykorzystywany jest do oceny jakości układów optycznych, badania pryzmatów, odchyłki płaskości np. zwierciadeł płaskich, oceny jakości frontu falowego, kształtu powierzchni sferycznych, niejednorodności materiałów optycznych [47–50].

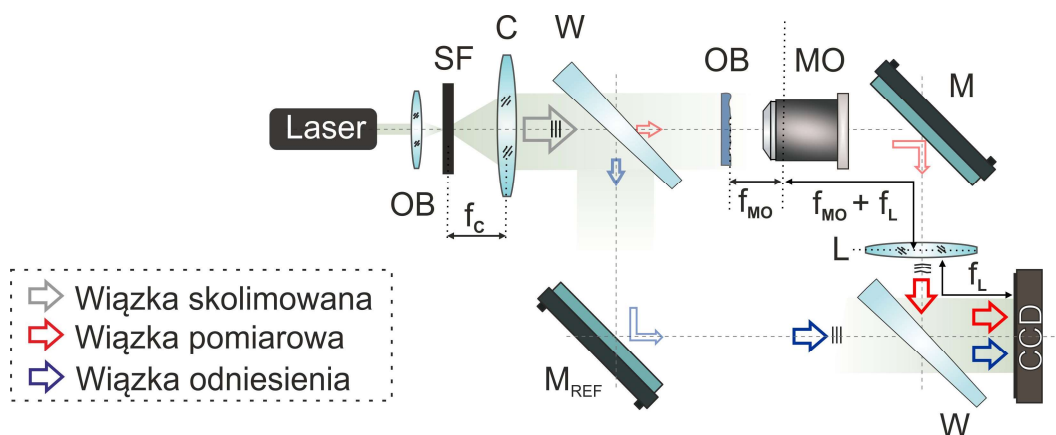
Układem optycznym, który jest modyfikacją dwuwiązkowego interferometru TG jest interferometr Linnika (Rys. 9). W układzie tym stosuje się dwa obiektywy mikroskopowe, odpowiednio ustawione w wiązce pomiarowej (obiektyw mikroskopowy MO1) oraz w wiązce referencyjnej (obiektyw mikroskopowy MO2). Najczęściej są to obiektywy o takich samych parametrach. Interferometr Linnika zapewnia dużą rozdzielczość poprzeczną oraz możliwość pracy z dużymi aperturami numerycznymi ze względu na umiejscowienie systemu obrazowania wewnątrz układu. Interferometry te charakteryzują się znaczną trudnością w ich justowaniu, zdecydowanie większą niż w przypadku układu Michelsona, co przekłada się na ich rzadsze komercyjne wykorzystanie [8,51]. Często konfiguracje tych układów wykorzystywane są z zastosowaniem niekoherentnego źródła światła typu LED, np. do badania komórek biologicznych [52], czy profilu technicznych obiektów [53].



Rys. 9. Schemat interferometru Linnika z dwoma obiektywami mikroskopowymi. Laser – monochromatyczne źródło światła, L – obiektyw, SF – filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca wiązkę, f_c – odległość ogniskowej soczewki kolimującej, W – element światłodzielnący, MO_1 i MO_2 – obiektywy mikroskopowe, OB – obiekt, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, CCD - kamera.

2.2.2.2 Układ pomiarowy w konfiguracji transmisyjnej

Interferometr Macha-Zehndera (MZ) został skonstruowany przez Ludwiga Macha oraz Ludwiga Zehndera. Schemat takiej konfiguracji układu pomiarowego został przedstawiony na Rys. 10. Wiązka wychodząca z lasera przechodzi przez układ filtra przestrzennego (S i SF) oraz kolimator (C), który formuje wiązkę o płaskim czole falowym. Kolejno fala ta zostaje podzielona na elemencie światłodzielnącym (W) na wiązki: pomiarową oraz odniesienia. Wiązka referencyjna odbija się od zwierciadła M_{REF} i trafia na kolejny element światłodzielnący (W). Wiązka przedmiotowa przechodzi przez badany obiekt a następnie przez układ afokalny, który jest zbudowany z obiektywu mikroskopowego (MO) oraz soczewki (L). Układ ten zapewnia stałe powiększenie poprzeczne w całym układzie pomiarowym. Kolejno wiązka odbija się od powierzchni płaskiego zwierciadła M, przechodzi przez element światłodzielnący (W) i kierowana jest do kamery CCD. Obie wiązki są łączone za elementem W i interferują ze sobą, a wzór interferencyjny rejestrowany jest na matrycy CCD [8]. Układy pomiarowe bazujące na konfiguracji interferometru Macha-Zehndera mają szerokie zastosowanie w badaniach niejednorodności współczynnika załamania w obiektach transparentnych np. przepływów gazów, spalania, gęstości plazmy, dyfuzji, transmisyjnych elementów mikrooptyki, czy komórek biologicznych [54–57].



Rys. 10. Schemat mikroskopu w konfiguracji interferometru Macha-Zehndera. Laser – monochromatyczne źródło światła, S – soczewka, SF – filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca wiązkę, f_c – odległość ogniskowej soczewki kolimującej, MO – obiektyw mikroskopowy, L – soczewka, f_{MO} – odległość ogniskowej MO, f_L – odległość ogniskowej soczewki L, W – element światłodzielący, OB – obiektyw, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, CCD – kamera.

2.2.3 Zastosowania

Cyfrowa mikroskopia holograficzna znajduje zastosowanie w obrazowaniu trójwymiarowym w biomedycynie, jak również w metrologii optycznej. Pozwala na pomiar zarówno amplitudy jak i informacji fazowej, dlatego też zastosowania tej metody obejmują bardzo szeroki zakres pozwalając na analizę obiektów zarówno biologicznych jak i technicznych, charakteryzujących się transparentną lub odbiciową budową. Jest to technika nieinwazyjna pozwalająca na ilościowe obrazowanie fazowe, wyznaczanie wielkości odkształceń, deformacji i wibracji, wyznaczanie współczynnika załamania światła, jak również określanie wielkości cząstek. Schemat przedstawiający właściwości, które mogą zostać wyznaczone przy użyciu techniki DHM został przedstawiony na Rys. 11.



Rys. 11. Właściwości elementów wyznaczonych przy zastosowaniu techniki DHM.

W szczególności wykorzystanie numerycznej rekonstrukcji hologramów wraz z numeryczną propagacją frontu falowego oraz możliwość kompensacji aberracji układu pomiarowego (obiektywu mikroskopowego – MO1) pozwala na eliminację skomplikowanych procedur justowania układu optycznego np. brak konieczności ustawienia dodatkowego obiektywu mikroskopowego – MO2 o tych samych parametrach co MO1 w ramieniu referencyjnym. Technika DHM, w porównaniu do często stosowanych w biologii metod kontrastu fazowego oraz mikroskopii z kontrastem różnicowo-interferencyjnym, pozwala na uzyskanie ilościowego rozkładu różnicy drogi optycznej utworzonej przez transmisyjne obiekty. Układy DHM bazujące na konfiguracji układu transmisyjnego pozwalają na ilościową ocenę obiektów fazowych takich jak żywe komórki neuronów [58,59], właściwości morfologicznych komórek, tj. charakteryzacji komórek krwi podczas diagnozowania choroby niedokrwistości sierpowatej [60–62], malarii [63,64] oraz cukrzycy [65], zmianę struktury komórki oraz dynamiczną zmianę położenia [66,67], ocenę gęstości tkanki jelita grubego (np. w chorobie Leśniowkiego-Crohna) [68], badania podziału komórek macierzystych śródbłonna naczyniowego ludzkiego mózgu [69] potrzebnych w badaniach toksykologicznych oraz nowotworowych.

Pomiar trójwymiarowej topografii elementów mikrooptyki, takich jak mikrosoczewki refrakcyjne [70–73], matryce do replikacji mikrosoczewek [74], elementy MEMS [75], za pomocą techniki DHM pozwala na precyzyjną kontrolę ich geometrii kształtu, jakości powierzchni, parametrów jak również jednorodności tych parametrów. Ponadto, układy DHM pozwalają na dokonanie pomiaru topografii z nanometryczną rozdzielczością powierzchni elementów mikrooptyki o dowolnym kształcie, tj. sferycznych, cylindrycznych, kwadratowych, parabolicznych, jak również wklęsłych oraz wypukłych [73,76,77]. Technika ta pozwala na pomiar zarówno pojedynczego elementu jak i całej matrycy np. mikrosoczewek [55,78]. Ponadto, DHM pozwala na wyznaczenie chropowatości elementów mikrooptyki, np. mikrosfer, w zakresie kilku nanometrów na dwuwymiarowym obszarze [79], pozwala również na obserwację solitonów w kryształach fotorefrakcyjnych [80].

Ilościowe pomiary obiektów biologicznych oraz elementów mikrooptyki, bazujące na technice DHM, realizowane są zarówno w układach laboratoryjnych [55,60,67,78,81] jak i systemach komercyjnych oferowanych przez firmy takie jak Lyncee Tec [77,82], Nanolive [83], PHI [84], Phasefocus [85], PHASICS S.A [86], Tomocube [87].

2.3 Podsumowanie

Cyfrowa mikroskopia holograficzna (1) umożliwia dostęp do zespolonej informacji zarówno o amplitudzie jak i fazie; (2) oferuje możliwość numerycznej propagacji pola optycznego, jak również (3) stwarza możliwość numerycznej kompensacji aberracji układu optycznego. Metoda ta zapewnia szybkie, bezkontaktowe, nieinwazyjne oraz ilościowe pomiary o wysokiej rozdzielczości, dzięki czemu odgrywa istotną rolę w metodach pomiarowych. Ze względu na to została ona wykorzystana w przeprowadzonych badaniach na rzecz niniejszej rozprawy doktorskiej. W kolejnych rozdziałach zostaną pokazane wprowadzone modyfikacje do metody DHM pozwalające na osiągnięciu postawionego celu pracy.

3 Holograficzne podstawy pomiarów kształtów

Elementy mikrooptyki, takie jak refrakcyjne mikrosoczewki, mikroformy krzemowe wykorzystywane do replikacji mikrosoczewek czy elementy budowy układów typu lab-on-chip możemy spotkać w naszym codziennym życiu, np. w smartfonach, projektorach cyfrowych, ogniwach słonecznych, endoskopach oraz biotechnologii [88–91]. Ze względu na ich szerokie zastosowanie oraz pełnione funkcje bardzo ważną jest dokładna ocena jakości ich wykonania tzn. charakteryzacja parametrów, takich jak geometria powierzchni [92].

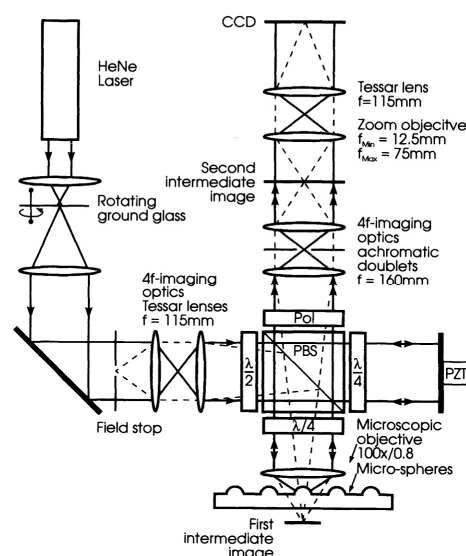
Podstawowe konfiguracje systemów pomiarowych DHM pozwalają na określenie fazy i amplitudy obiektu przy zastosowaniu prążków nośnych o dużej częstotliwości. Wymaga to określenia kąta nachylenia pomiędzy wiązkami pomiarową i referencyjną. Takie podejście umożliwia zebranie informacji o badanym obiekcie podczas jednej ekspozycji i w konsekwencji wykorzystanie jednoobrazowych metod do analizy prążków, w szczególności najczęściej wykorzystywanej metody transformaty Fouriera [93]. Pozwala to na szybkie pozyskanie danych pomiarowych. Przyczyniło się to do szerokiego zastosowania metody DHM w pomiarach kształtu [50,94]. Do pomiarów gładkich powierzchni stosuje się klasyczne konfiguracje oparte na detekcji fazowej w oświetleniu obiektu poosiową wiązką o płaskim czole falowym, tj. oświetlenie obiektu z jednego kierunku wzdłuż osi optycznej. Jednakże, w przypadku obiektów o większych nieciągłościach, chropowatościach czy wysokościach powierzchni, należy stosować różne modyfikacje oświetlenia obiektu, jak również modyfikacje metod służących do analizy obrazów prążkowych. W dobie szybko rozwijających się technologii parametry elementów mikrooptyki ulegają dynamicznej zmianie zauważalnej np. przy znacznym zwiększeniu ich gradientu kształtu czy możliwości wytwarzania obszarów obiektów o znacznej różnicy (gradientie) wysokości. Często skomplikowana geometria powierzchni mikrooptyki stawia przed metrologią optyczną nowe wyzwania. Wynika to

z podstawowych ograniczeń metod interferometrycznych, które polegają na: (1) ograniczeniu efektywnego pola pomiarowego przez aperturę numeryczną układu obrazującego; (2) ograniczeniu jednoznacznego zakresu pomiarowego przez okresowość rozkładu fazy w postaci modulo 2π . W zależności od typu obiektu, który ma zostać scharakteryzowany, może być konieczne wprowadzenie modyfikacji schematów oświetlenia w klasycznych układach holograficznych.

W kolejnych dwóch podrozdziałach zostaną przedstawione holograficzne metody do pomiaru mikroobъекtów charakteryzujących się wysokim gradientem kształtu (podrozdział 3.1) oraz mikroobъекtów o charakterze schodkowym (podrozdział 3.2).

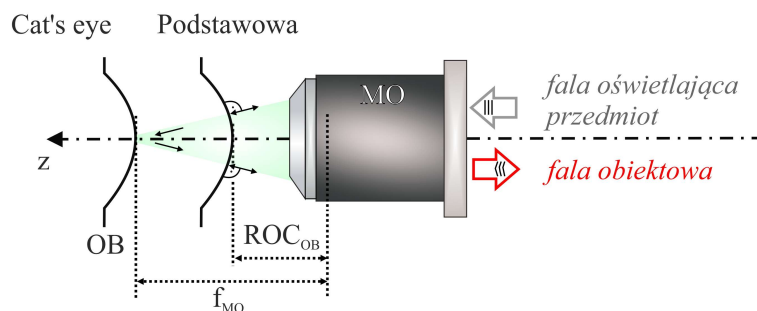
3.1 Holograficzne metody do pomiaru mikroobъекtów charakteryzujących się wysokim gradientem kształtu

Podstawy charakteryzacji obieków sferycznych opracował Johannes Schwider, który w 1995 roku zaproponował układ optyczny bazujący na konfiguracji interferometru TG. Schemat układu został przedstawiony na Rys. 12 [49]. W zaproponowanym układzie została zastosowana wiązka o płaskim czole falowym, na drodze, której zostały umieszczone dwa układy 4f. Pierwszy z nich jest ustawiony przed polaryzacyjną kostką światłdzielącą (PBS), drugi znajduje się za PBS i służy do uzyskania obrazu pośredniego. W celu dopasowania rozmiaru obrazu pośredniego do rozmiaru matrycy kamery CCD został zastosowany obiektyw mikroskopowy ($100\times/0.8$). Układ Tessar, który jest ustawiony przed kamerą CCD przenosi powstały obraz na matrycę CCD. W układzie tym istnieje możliwość wyznaczenia promienia krzywizny (ROC) [49].



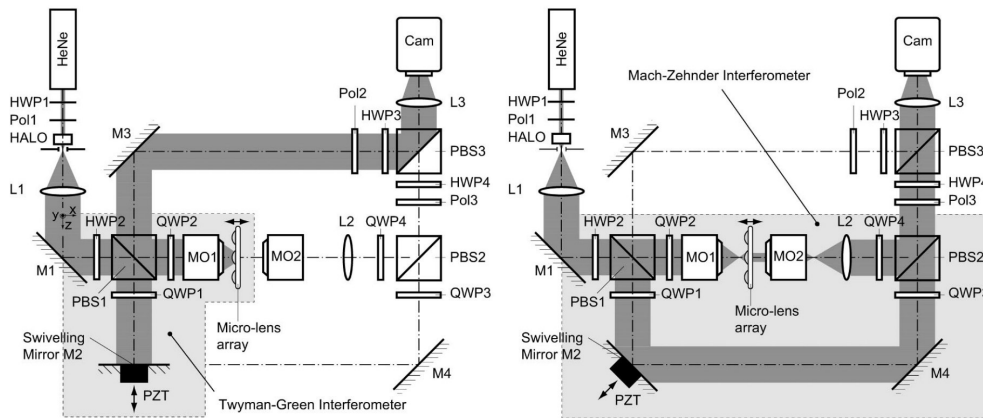
Rys. 12. Schemat układu pomiarowego bazującego na konfiguracji interferometru Twymana-Greena do pomiaru mikrosfer [49].

W metodzie tej pomiar promienia krzywizny próbki o sferycznym kształcie uzyskuje się poprzez ustawienie dwóch pozycji: (1) pozycji podstawowej oraz (2) pozycji *cat's eye* [49]. Obydwie pozycje zostały przedstawione na Rys. 13. Pozycja podstawowa jest wtedy, gdy droga odbitych od mierzonego obiektu promieni światła jest identyczna jak droga promieni oświetlających obiekt. Pozycja *cat's eye* to taka, w której powierzchnia badanego obiektu znajduje się dokładnie w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu mikroskopowego. Różnica odległości pomiędzy pozycją podstawową a pozycją *cat's eye* to szukany ROC obiektu.



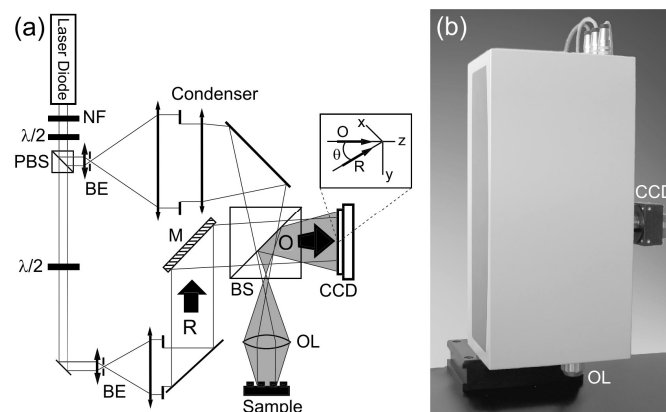
Rys. 13. Schemat ustawienia pozycji podstawowej oraz *cat's eye*. OB – sferyczny obiekt mierzony, MO – obiektyw mikroskopowy, ROC_{OB} – promień krzywizny mierzonego obiektu, f_{MO} – ogniskowa MO.

Kolejno, w celu zwiększenia możliwości pomiarowych o wyznaczenie dodatkowych parametrów, tj. ogniskowa, grubość substratu, głębokość oraz pole powierzchni badanej mikrosoczewki, Stephan Reichelt i Hans Zappe zaproponowali połączenie ze sobą interferometru Twyman-Greena i interferometru Macha-Zehndera (MZ) w jeden układ optyczny [54]. Schemat optyczny eksperymentalnego układu DHM został przedstawiony na Rys. 14 [54], gdzie pokazane są dwie wydzielone konfiguracje interferometrów. W celu połączenia dwóch układów interferometrycznych zostało ustawione obrotowe zwierciadło w ramieniu referencyjnym. Pomiar promienia krzywizny opiera się na wyznaczeniu pozycji *cat's eye* i odbywa się w konfiguracji interferometru TG. Pozostałe parametry badanego obiektu wyznaczone są w konfiguracji interferometru MZ. Zrekonstruowane parametry różnią się od wyników nominalnych o 7,5-8,5%. Pomysł połączenia dwóch układów optycznych znalazł również zastosowanie w układzie MORTI (ang. *micro-optic reflection and transmission interferometer*) zaproponowanym przez Virginie Gomez [95]. Podczas procesu pomiarowego usuwane są aberracje układu pomiarowego poprzez dobraną procedurę kalibracji wykorzystującą stalową kulkę o parametrach odpowiadających mierzonemu mikrosoczewkom. Zrekonstruowane parametry różnią się od wyników nominalnych o 9-12%.



Rys. 14. Schemat układu pomiarowego zbudowanego z dwóch układów interferometrycznych Twyman-Greena oraz Macha-Zehndera. HeNe – źródło światła, HWP – płytka półfalowa, pol – polaryzator, HALO – wysokoaperturowa soczewka laserowa, L – soczewka, M – zwierciadło, MO – obiektyw mikroskopowy, QWP – ćwierćfalówka, PBS – kostka światłodzieląca, Cam – kamera [54].

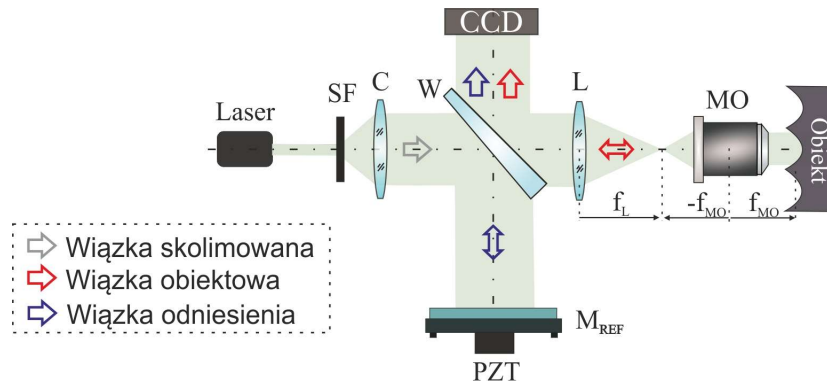
Komercyjnie, cyfrowe mikroskopy produkowane są przez np. szwajcarską firmę Lyncee Tec [82]. Firma ta proponuje dwie konfiguracje układów DHM: odbiciową bazującą na interferometrze TG [96] oraz transmisyjną bazującą na interferometrze MZ [97,98]. Na Rys. 15a został przedstawiony schemat układu DHM w konfiguracji odbiciowej, Rys. 15b przedstawia obudowany zintegrowany układ odbiciowego DHM [98]. Obydwie konfiguracje układu DHM, tj. transmisyjna i odbiciowa, pozwalają na uzyskanie mierzonych parametrów za pomocą rejestracji jednego obrazu bez stosowania mechanizmu skanowania.



Rys. 15. Schemat mikroskopu holograficznego w konfiguracji odbiciowej: (a) układ eksperymentalny, (b) zintegrowany obudowany układ. O – wiązka obiektowa, R – wiązka referencyjna, NF – filtr szary, PBS, BS – kostka światłodzieląca, BE – ekspander wiązki, M – zwierciadło, OL – soczewka, CCD – kamera CCD [98].

W klasycznych systemach DHM wykorzystuje się oświetlenie wzdłuż osi optycznej wiązką o płaskim czole falowym. Rys. 16 przedstawia podstawowy układ DHM w konfiguracji interferometru TG do pomiaru wklęsłego sferycznego obiektu. Równoległa wiązka światła (szara strzałka) wychodzi z obiektywu kolimatora i jest rozdzielana na klinie optycznym (W) na wiązki pomiarową oraz odniesienia. Wiązka pomiarowa przechodzi przez układ afokalny,

zbudowany z soczewki (L) oraz obiektywu mikroskopowego (MO) ustawionych w odległości sumy ogniskowych L i MO (f_L i f_{MO}), który zapewnia stałe powiększenie w całym układzie. Na obiekt badany pada wiązka o płaskim czole falowym, kolejno odbija się od jego powierzchni, wraca przez układ afokalny i odbija się pod kątem 45° od powierzchni klina optycznego. Wiązka odniesienia odbija się od powierzchni zwierciadła referencyjnego (M_{REF}), a następnie interferuje z wiązką obiektową po przejściu przez W. Wzór interferencyjny rejestrowany jest na kamerze CCD.

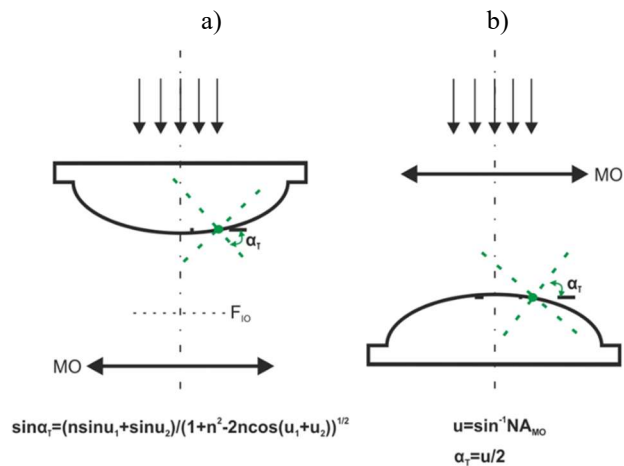


Rys. 16. Klasyczny układ DHM z zastosowaniem wiązki o płaskim czole falowym w konfiguracji odbiciowej. SP – filtr przestrzenny, C – kolimator, W – klin optyczny, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, PZT – kontroler piezoelektryczny, MO – obiektyw mikroskopowy, L – soczewka, CCD – kamera.

W przedstawionym powyżej układzie DHM całościowy pomiar kształtu ogranicza się do pomiarów obiektów o niskim gradiencie kształtu [50,70,94,99]. Niestety podczas pomiaru obiektu o wysokim gradiencie kształtu, w klasycznym systemie DHM dostajemy informację jedynie w jego centralnej części, co zazwyczaj stanowi 10-30% całościowej informacji o obiekcie. Jest to związane z aperturą numeryczną (NA) mierzonego obiektu (NA_{OB}), jak również układu pomiarowego (NA_{UP}), a dokładniej jest to NA optyki odwzorowującej układu pomiarowego. Apertura numeryczna definiowana jest jako iloczyn współczynnika załamania światła (n) w medium i sinusa kąta aperturowego (α) utworzonego przez padający równoległe do osi optycznej promień oświetlający, załamany na powierzchni mierzonego obiektu:

$$NA = n \sin \alpha. \quad R. 15$$

W przypadku, gdy NA_{OB} jest znacznie większa od NA_{UP} obiektowy front fali, który niesie informację o mierzonym obiekcie, nie jest przepuszczony w całości przez optykę obrazującą. W tym przypadku dochodzi do braku danych amplitudowych i fazowych a w konsekwencji braku pełnej informacji o kształcie badanego obiektu. Ograniczenie to jest jeszcze większe w systemach DHM pracujących w konfiguracji odbiciowej, gdzie wiązka odbita od obiektu może szybko przekroczyć granicę NA_{UP} . Schemat ilustrujący zależności pomiaru obiektu o wysokiej NA został przedstawiony na Rys. 17.

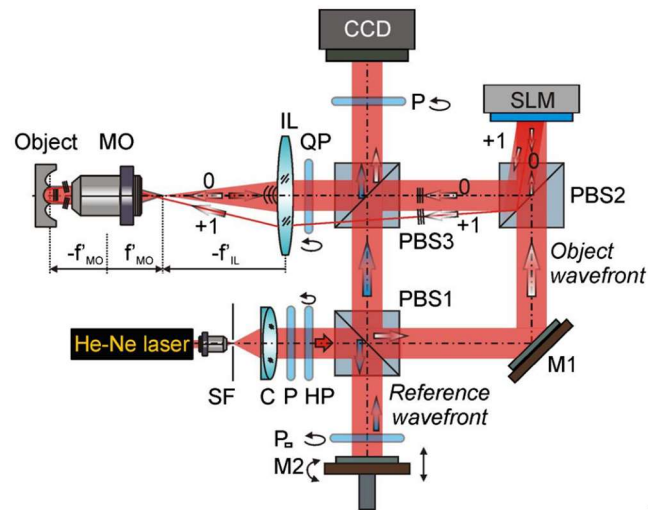


Rys. 17. Ograniczenie apertury numerycznej w pomiarach mikroobektów w klasycznym systemie DHM w konfiguracji: a) transmisyjnej oraz b) odbiciowej. u_1 – kąt utworzony przez promień oświetlający i oś optyczną układu, u_2 – kąt załamane go promienia z osią optyczną układu (dla konfiguracji odbiciowej $u_2 = u$).

W celu zwiększenia efektywnego pola pomiarowego w systemach DHM stosowane są różne metody powodujące rozszerzenie NA układu pomiarowego. Polegają one na: (1) kierunkowym oświetleniu mierzonego obiektu wiązką o płaskim czole falowym [100–103], (2) pochyleniu mierzonej próbki względem osi optycznej [56], (3) zastąpieniu wiązki o płaskim czole falowym wiązką o sferycznym czole falowym [54,76,104–107]. Dla tych przypadków możemy mówić, iż całościowa NA zmodyfikowanego układu pomiarowego (NA_{ZUP}) jest liczona jako suma NA_{UP} i modyfikacji systemowych.

Jednym z rozwiązań pozwalających na rozszerzenie NA_{ZUP} jest zastosowanie pozaosiowego oświetlenia falą płaską w systemie DHM. W tym podejściu wykorzystywana jest koncepcja super-resolution [100,101,103], która polega na zastosowaniu wielokierunkowego oświetlenia obiektu. Podejście to może być eksperymentalnie przeprowadzane za pomocą siatki dyfrakcyjnej [103] albo przestrzennego ciekłokrystalicznego modulatora światła [102]. Eksperymentalny układ DHM z zastosowanym ciekłokrystalicznym modulatorem światła w ramieniu obiektowym został przedstawiony na Rys. 18 [102]. Wielokierunkowe oświetlenie obiektu umożliwia rekonstrukcję kształtu z wybranego rozkładu fazowego zgodnie z kątem oświetlenia. W przypadku zastosowania ciekłokrystalicznego modulatora światła (ang. *spatial light modulator*, SLM), oświetlenie mierzonego obiektu możliwe jest dla kolejnych rzędów dyfrakcyjnych np. +1. W literaturze również możemy znaleźć podejście wykorzystujące kątową zmianę ustawienia obiektu zamiast zmiany kierunku oświetlenia [56]. Dzięki tym podejściom, tj. modulacji kierunku oświetlenia fali płaskiej oraz ustawienia kąтового obiektu, jest możliwość rekonstrukcji kształtu obiektu o dowolnej budowie, np. kształt sferyczny, czy trójkątny [102,103]. Stanowi to bardzo duże ułatwienie w podejściu pomiarowym, jednakże

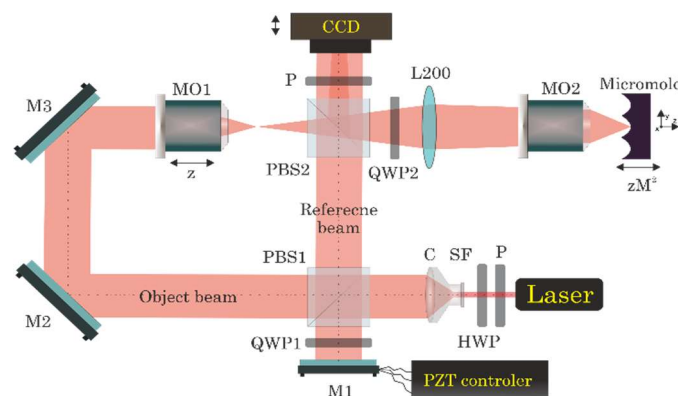
w celu uzyskania całkowitej informacji o badanym obiekcie istnieje konieczność numerycznego łączenia pól pomiarowych, co wpływa bezpośrednio na dokładność ostatecznej rekonstrukcji kształtu [108]. Ponadto, pozaosiowe oświetlenie obiektu może wprowadzać dodatkowe aberracje układu optycznego takie jak dystorsja, dlatego też istotną kwestią jest kompensacja aberracji.



Rys. 18. Schemat konfiguracji odbiciowej zmodyfikowanego mikroskopu cyfrowego holograficznego z oświetleniem obiektu realizowanego przez SLM. SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, P – polaryzator, HP – płytka półfalowa, BS, PBS – kostka światłdzieląca, M – zwierciadło, SLM – ciekłokrystaliczny modulator światła, QP – płytka ćwierćfalowa, IL – soczewka, MO – obiektyw mikroskopowy, CCD – kamera CCD [102].

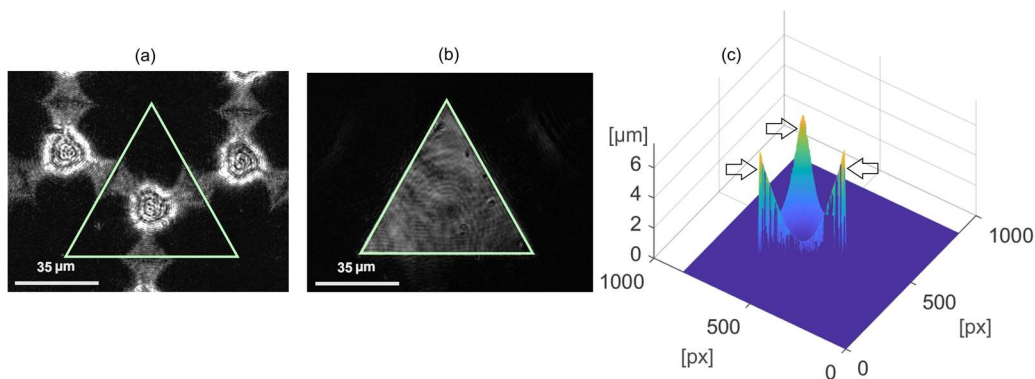
Zastosowanie wiązki o sferycznym czole falowym pozwala na zwiększenie NA_{ZUP} [109,110]. Jest to optymalne rozwiązanie do pomiaru sferycznych oraz asferycznych obiektów o wysokim gradiencie kształtu [76]. W przeciwieństwie do klasycznych metod DHM z kierunkowym oświetleniem obiektu wiązką o płaskim czole falowym, zastosowanie wiązki o sferycznym czole falowym pozwala na jednoczesne zebranie informacji ze wszystkich obszarów obiektu, łącznie z obszarami o dużym nachyleniu powierzchni, przy użyciu pojedynczej wiązki oświetlającej [50,94,104,110]. Schemat pomiarowego holograficznego układu z wiązką o sferycznym czole falowym pokazany jest na Rys. 19 [109,111]. Budowa eksperymentalnego układu DHM opiera się na konfiguracji interferometru TG. W układzie tym liniowo spolaryzowana wiązka światła koherentnego generowanego przez laser He-Ne ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) jest filtrowana przez filtr przestrzenny (SP) i przechodzi przez soczewkę kolimującą (C). Kolejno wiązka kierowana jest na polaryzacyjną kostkę światłdzielącą (PBS1) i jest rozdzielana na wiązkę przedmiotową i odniesienia. Wiązka referencyjna po odbiciu od zwierciadła M1 zamontowanego na przetworniku piezoelektrycznym (PZT), który umożliwia zastosowanie techniki czasowego przesunięcia fazowego [8]. Kolejno przechodząc przez PBS1

oraz drugą kostkę światłodzielącą (PBS2) kierowana jest do kamery CCD. Wiązka przedmiotowa przechodzi przez PBS1, odbija się od powierzchni zwierciadeł M2 oraz M3 i jest kierowana do obiektywu mikroskopowego (MO1), który odpowiada za generowanie punktowego źródła światła. Obiektyw ten jest zamontowany na elektronicznym stoliku liniowym o zasięgu 100 mm z ruchem mikrometrycznym, który pozwala na dokładne określenie pozycji źródła punktowego. Następnie, powstała wiązka o sferycznym froncie falowym przechodzi przez polaryzacyjną kostkę światłodzielącą i wchodzi do układu afokalnego, spełniającego rolę układu obrazowania. Układ ten zbudowany jest z soczewki (L200, $f = 200$ mm) i obiektywu mikroskopowego (MO2, $NA = 0.42$, $20\times$) i zapewnia stałe powiększenie wynoszące $M = 22\times$. Kamera CCD (rozdzielczość 2456×2058 , wymiar piksela $3,45 \mu\text{m} \times 3,45 \mu\text{m}$) jest sprzężona z płaszczyzną obiektu przez układ afokalny. Jest ona zamontowana na mikrometrycznym stoliku liniowym, który zapewnia dokładny jej ruch co przekłada się na precyzyjne wyznaczenie płaszczyzny obiektu, zwanej IRP.



Rys. 19. Schemat układu DHM z wiązką przedmiotową o sferycznym froncie falowym. Laser – źródło światła, P – polaryzator, HWP – płytka półfalowa, SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, QWP – ćwierćfalówka, PBS – kostka polaryzacyjna, M – zwierciadła, MO – obiektyw mikroskopowy, L200 – soczewka, Micromold – obiekt pomiarowy, CCD – kamera [109–111].

Rys. 20a i b przedstawia obrazy amplitudowe trójkatnej mikroformy (z zaznaczonym kształtem mierzonego obiektu) zarejestrowane w dwóch różnych konfiguracjach systemu DMH: z oświetleniem wzdłuż osi optycznej wiązką o (a) płaskim oraz (b) sferycznym czole falowym. Można zauważyć, że podczas wykorzystania wiązki o płaskim czole falowym dostajemy informację jedynie w centralnej części mierzonego obiektu (Rys. 20a), a w częściach obiektu o wyższym gradiencie kształtu dostajemy ciemne pola, które oznaczają brak informacji. Natomiast zastosowanie wiązki o sferycznym czole falowym (Rys. 20b) umożliwia rekonstrukcję pełnego kształtu mierzonego obiektu. Czarne strzałki na Rys. 20c wskazują pola o wysokim gradiencie kształtu, które są trudne do zrekonstruowania z zastosowaniem podejścia z wiązką o płaskim czole falowym.

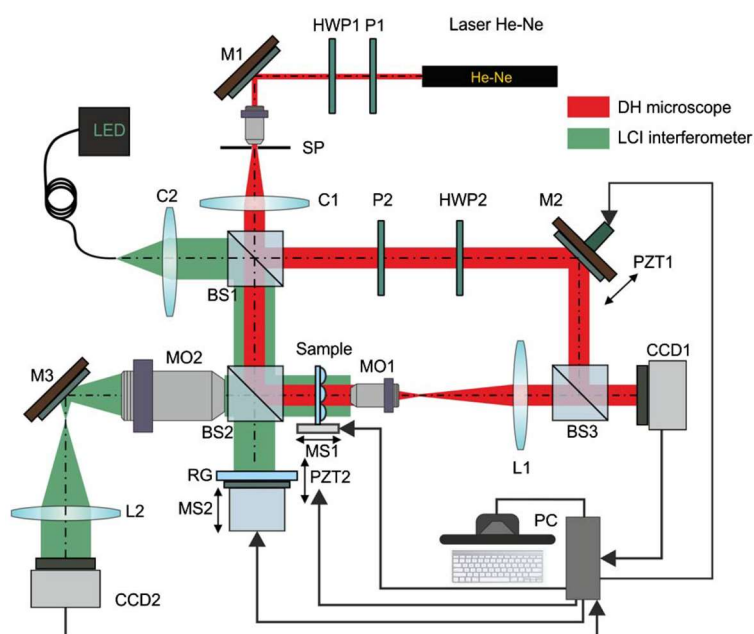


Rys. 20. Obraz amplitudowy trójkątnej mikroformy zarejestrowany w systemie DHM z: (a) oświetleniem wiązką wzdłuż osi optycznej o płaskim czole falowym; (b) oświetleniem wiązką o sferycznym czole falowym; (c) rekonstrukcja kształtu 3D.

Precyzyjna charakteryzacja rozkładu kształtu elementów mikrooptyki o wysokim gradiencie kształtu, oprócz modyfikacji układu pomiarowego, wymaga również wyspecjalizowanych algorytmów do rekonstrukcji geometrii powierzchni. Powszechnie stosowanym algorytmem jest algorytm dedykowany dla modelu cienkiego elementu z przybliżeniem przyosiowym (ang. *Thin Element Approximation*, TEA). Niestety podejście to jest poprawne dla obiektów o niskim gradiencie kształtu [93]. W przypadku rekonstrukcji obiektów o wysokim gradiencie kształtu podejście to wprowadza istotne błędy pomiarowe, które mogą wynosić w granicach kilkuset nanometrów w układach w konfiguracji odbiciowej i nawet 1 μm w układach w konfiguracji transmisyjnej [112]. Znacznie dokładniejszym podejściem jest algorytm rekonstrukcji kształtu, który opiera się na analizie biegu lokalnego promienia optycznego (ang. *Local Ray Approximation*, LRA) dla badanego obiektu [110,112]. Jednakże, istotnym czynnikiem uzyskania dokładnego wyniku rekonstrukcji kształtu obiektów sferycznych o charakterze ciągłym jest precyzyjne wyznaczenie położenia płaszczyzny najlepszego zogniskowania (IRP), względem której wyznaczana jest wysokość badanego obiektu [110,113–115]. Problem ten jest jeszcze bardziej wymagający w przypadku obiektów o dużym gradiencie kształtu, ponieważ jedynie jego część znajduje się w głębi ostrości.

W metodzie DHM rejestracja hologramu może odbywać się w dowolnej płaszczyźnie obrazowania układu pomiarowego, jednakże dokładne wyznaczenie tej płaszczyzny jest trudne. Problem staje się jeszcze bardziej wymagający w metodach rekonstrukcji kształtu mikroobektów, ponieważ właśnie względem płaszczyzny obrazowania wyznaczana jest wysokość mierzonego obiektu [114,116]. Metoda DHM daje możliwość numerycznego przeogniskowania frontu falowego, co pozwala na rekonstrukcję hologramu w IRP obiektu bez konieczności jego mechanicznego przemieszczania [11]. Dokładność technik automatycznej detekcji płaszczyzny ostrości (ang. *autofocusing*) związana jest z naturą i właściwościami

fizycznymi obiektu. Techniki te zachowują dużą dokładność w przypadku obiektów amplitudowych o wyższych i zróżnicowanych rozkładach częstotliwościowych (np. test USAF 1951), zaś dla obiektów o ciągłej budowie (np. mikrosoczewki, mikroformy) wykazują trudność w dokładnym ustaleniu położenia IRP. W tym celu możemy wykorzystać metody eksperymentalne. Na przykład w pracy [114] został zaproponowany hybrydowy system DHM z wykorzystaniem wysoce precyzyjnego modułu wyznaczania IRP opartego na niskokoherencyjnej interferometrii (ang. *low coherence interferometry*, LCI). Schemat opracowanego układu pomiarowego został przedstawiony na Rys. 21 [114].

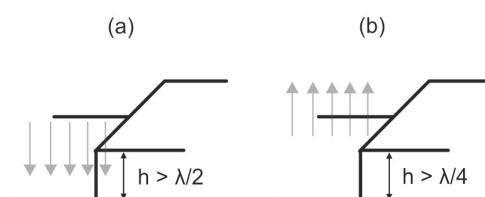


Rys. 21. Schemat układu pomiarowego zbudowanego z ramienia klasycznego układu DHM oraz dobudowanego układu bazującego na świetle białym. LED – dioda LED, C – kolimator, BS – kostka światłodzieląca, HWP – płytka półfalowa, P – polaryzator, SP – filtr przestrzenny, MO – obiekty mikroskopowy, M – zwierciadło, CCD – kamera CCD [114].

Do klasycznego układu DHM ze źródłem wysoko koherentnym (czerwona wiązka, Rys. 21) zostało dobudowane ramię interferometru ze światłem białym (zielona wiązka, Rys. 21). W zaproponowanym rozwiązaniu wyznaczanie płaszczyzny ostrości składa się z dwóch etapów: (1) w pierwszym etapie wykorzystywany jest klasyczny algorytm automatycznej detekcji płaszczyzny ostrości, który pozwala na określenie płaszczyzny obrazowania obiektywu mikroskopowego systemu DHM przy zastosowania amplitudowego przedmiotu jakim jest test USAF 1951; (2) w drugim etapie obiekt o charakterze amplitudowym zostaje zastąpiony próbką o charakterze fazowym, tj. mikrosoczewką, do której ustawienia wykorzystywany jest moduł LCI. Moduł LCI pozwolił na wyznaczenie IRP z nanometrową dokładnością. Zbudowany układ pomiarowy i metoda kalibracji charakteryzowały się wysokim skomplikowaniem budowy oraz długim czasem wykonywania pomiaru.

3.2 Holograficzne metody do pomiaru mikroobiektów o charakterze schodkowym

W metodzie DHM jednoznaczny zakres pomiarowy (ang. *measurement range*, MR) ograniczony jest przez okresowość rozkładu fazy w postaci modulo 2π . Mierzony obiekt, którego zmiana grubości optycznej przekracza długość fali światła powoduje, że w obrazie fazowym powstają nieciągłości na każdej zmianie fazy o 2π . Ma to bezpośredni związek z ograniczeniem pomiaru obiektów o skokowym charakterze powierzchni - wysokość skoku powyżej $\lambda/2$ przy pomiarze w konfiguracji transmisyjnej i $\lambda/4$ w konfiguracji odbiciowej (λ - długość fali światła zastosowanej w układzie pomiarowym) (Rys. 22) [24].



Rys. 22. Schemat pomiaru obiektu schodkowego w układzie DHM w konfiguracji (a) transmisyjnej (b) odbiciowej.

W celu rozszerzenia MR można zastosować następujące metody: (1) wykorzystanie zmiennego współczynnika załamania światła [117], (2) wykorzystanie wielu długości fal światła [107,118–121], (3) konturowanie optyczne [122].

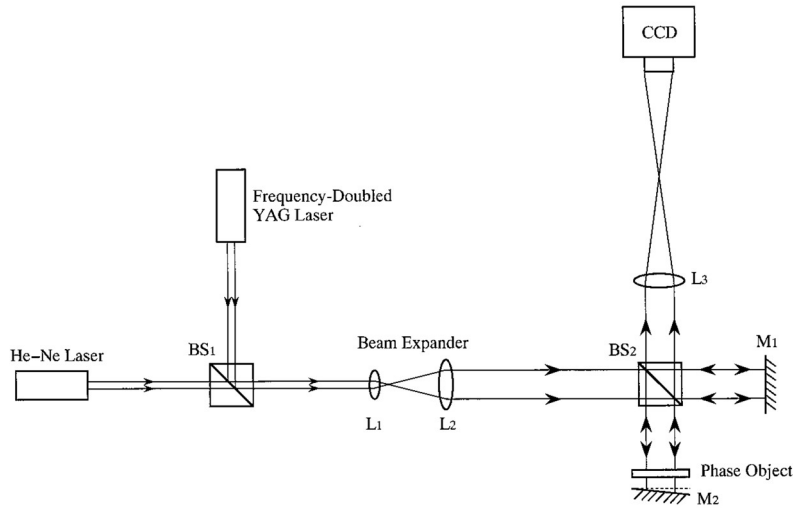
Pierwsza metoda polega na wykonaniu rejestracji holograficznej przedmiotu umieszczonego w płynie o znanym współczynniku załamania światła n_1 , natomiast drugi hologram rejestrowany jest po niewielkiej zmianie wartości współczynnika światła n_2 [117]. Niestety metoda ta, wprowadza niebezpieczeństwo zanieczyszczenia bądź zniszczenia próbki przez płyn immersyjny, dlatego jest bardzo rzadko wykorzystywana w praktyce.

Najczęściej wykorzystywanym sposobem na rozszerzenie MR jest zastosowanie metody z wykorzystaniem wielu długości fal światła. W podejściu tym rejestrowane jest kilka hologramów tego samego obiektu dla różnych długości fal [107,118–121]. W układzie eksperymentalnym wiele długości fal światła może zostać wprowadzonych poprzez wykorzystanie dwóch lub więcej różnych laserów bądź laser przestrajalny. Przykładowy schemat układu optycznego wykorzystującego dwa źródła światła, którymi są lasery He-Ne oraz YAG, został przedstawiony na Rys. 23 [121]. W tym układzie dwa hologramy zostały zarejestrowane przy użyciu dwóch różnych długości fal światła: λ_1 oraz λ_2 . Z każdego hologramu zostały wyznaczone mapy fazowe $\varphi_1(x,y)$ oraz $\varphi_2(x,y)$, które kolejno zostały od siebie odjęte $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, gdzie dla wartości $\Delta\varphi < 0$ została dodana wartość 2π . W efekcie powstała nowa mapa fazowa $\varphi_{1,2}$ o tzw. syntetycznej długości fali światła, którą można przedstawić następująco:

$$\Lambda_{1,2} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|}$$

R. 16

Interferometria z wieloma długościami fali światła powoduje, że budowa układu pomiarowego staje się kosztowna, ze względu na konieczność zastosowania kilku źródeł światła. Ponadto układ optyczny narażony jest na aberracje chromatyczne w wyniku zastosowania różnych długości fal [120,123], a szum fazowy może być wzmacniany przy odejmowaniu mapy fazowej [118].



Rys. 23. Schemat podstawowego eksperymentalnego układu optycznego wykorzystującego wiele źródeł światła (dwa lasery: Ne-Ne oraz Yag). BS – kostka światłodzieląca, L – soczewka, M – zwierciadło, CCD – kamera światłodzieląca [121].

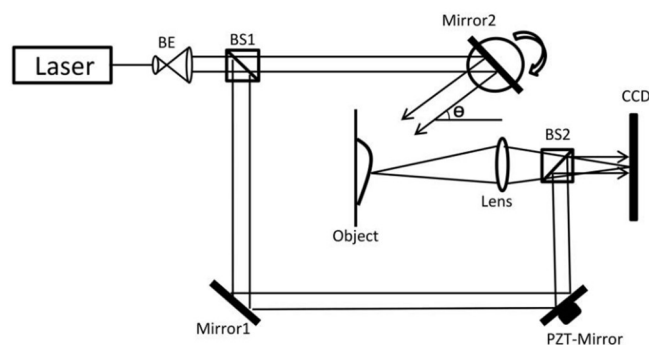
Problem niejednoznaczności 2π można rozwiązać również stosując przestrzenne zróżnicowanie częstotliwości za pomocą techniki konturowania optycznego. Podejście to polega na zastosowaniu różnych kątów nachylenia $\theta_0 = \theta_0, \theta_1, \theta_n$ wiązki oświetlającej mierzony obiekt. Odstęp kątowy dla każdego rejestrowanego hologramu jest określony przez $\Delta\theta$. Różnica między fazami optycznymi φ_B (faza z pomiaru przy kącie świecenia θ_0) i φ_n (faza z pomiaru przy kącie oświetlenia θ_n) pozwala na obliczenie wysokości obiektu przy zakresie pomiarowym równym:

$$MR \cong \frac{\lambda}{\Delta\theta} \sin\theta_n.$$

R. 17

Metoda ta zapewnia duży MR, jednakże charakteryzuje się małą dokładnością odtworzenia kształtu [123]. Konturowanie optyczne umożliwia bezkontaktowy pomiar rozkładu topografii w pełnym polu przy użyciu dwóch hologramów zarejestrowanych pod różnymi kątami oświetlenia [124,125]. Eksperymentalny schemat układu pomiarowego wykorzystujący zwierciadło obrotowe (Mirror2), które pozwala na wprowadzenie kąтового oświetlenia obiektu, został przedstawiony na Rys. 24 [123]. Zrekonstruowane fazy z zarejestrowanych

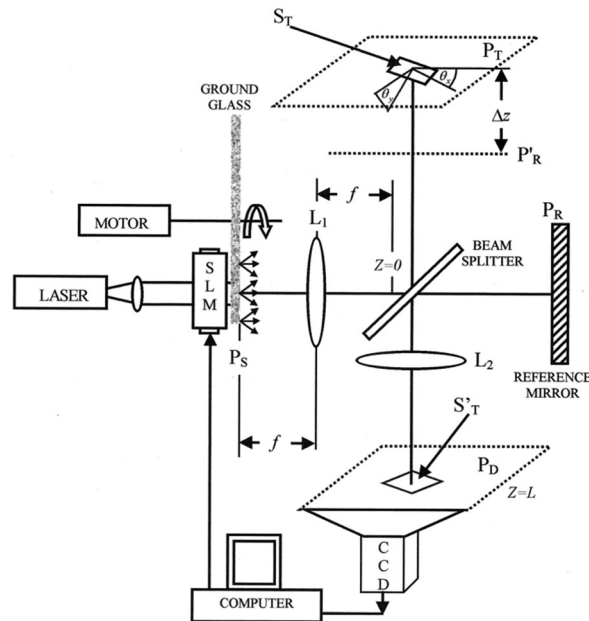
hologramów dla odpowiednich kątów oświetlenia są odejmowane od siebie tworząc odpowiednie linie konturowe, które kodują rozkład wysokości. Ta procedura zapewnia rozszerzony MR aż do wartości milimetrów [124]. Jednak rozdzielczość osiowa tej techniki jest ograniczona ze względu na zastosowanie dwóch kątów oświetlenia, które muszą być blisko siebie ($\delta\theta < 0.1^\circ$) [125]. Aby przezwyciężyć ograniczenia konturowania optycznego zaproponowano metodę interferometrii wielokątowej (ang. *multi-angle interferometry*, MAI) [123]. Wykorzystując kilka hologramów zarejestrowanych pod różnymi kątami oświetlenia i stosując zasadę konturowania optycznego, wykazano, że MAI może zwiększyć rozdzielczość osiową. Niemniej jednak dopuszczalna rozpiętość kątowa jest bardzo mała ($\sim 0.5^\circ - 1^\circ$), co nadal ogranicza rozdzielczość osiową metody MAI.



Rys. 24. Schemat eksperymentalnego układu pomiarowego ze zwierciadłem obrotowym bazujący na MAI. BE – ekspander wiązki, BS – kostka światłdzieląca, Mirror – zwierciadło, CCD – kamera światłdzieląca [123].

Topografię powierzchni można również odzyskać, gdy mierzony obiekt jest oświetlany z wielu kierunków w tym samym czasie, jak pokazano w holografii koherencyjnej (CH) [126–128]. W konwencjonalnej holografii rejestrowany i rekonstruowany jest trójwymiarowy obraz obiektu reprezentowanego przez rozkład pola optycznego. Natomiast w technice CH informacje są kodowane w postaci funkcji koherencji przestrzennej rekonstruowanego pola optycznego. Zamiast wykrywania obrazu jako natężenia pola optycznego, CH rekonstruuje obraz jako stopień spójności przestrzennej między parą punktów, z których jeden służy jako punkt odniesienia, a drugi jako punkt na obiekcie, który ma być zrekonstruowany. CH wykorzystuje monochromatyczne, w pełni niespójne rozszerzone źródło do generowania dużego przestrzennego zróżnicowania częstotliwości. Wiele nieskorelowanych wiązek generuje podłużną złożoną przestrzenną funkcję koherencji (ang. *longitudinal complex spatial coherence function*, LCSCF), która moduluje widoczność prążków wzdłuż osi optycznej w funkcji różnicy drogi optycznej między ramionami interferometru [20,22,23]. CH umożliwia skanowanie topografii obiektu poprzez przemieszczanie ramienia obiektu [21,24] lub

modulowanie amplitudy rozszerzonego źródła przy użyciu przestrzennego modulatora światła [129,130]. Schemat eksperymentalnego układu został przedstawiony na Rys. 25 [126].



Rys. 25. Schemat eksperymentalnego systemu służącego do profilometrii koherencyjnej [126].

Modulacja amplitudy źródła poprzez zastosowanie SLM jest wykorzystywana do skanowania obiektu wzdłuż osi optycznej bez ruchu mechanicznego, ale odbywa się to kosztem ograniczenia MR. CH wykorzystuje niespójne źródła o większej rozpiętości kątowej niż MAI, a zatem rozdzielczość osiowa jest znacznie większa. Jednak rozmiar kątowy zastosowanego źródła jest ograniczony do przybliżenia przyosiowego [131].

3.3 Podsumowanie

W rozdziale tym zostały przedstawione holograficzne metody pozwalające na badanie kształtu elementów mikrooptyki. Metody te zostały podzielone ze względu na charakter badanego obiektu: 1) pomiary mikroobъекtów charakteryzujących się wysokim gradientem kształtu oraz 2) pomiary mikroobъекtów o charakterze schodkowym. Wspólną cechą przedstawionych systemów pomiarowych jest ich laboratoryjny charakter.

Podczas pomiaru sferycznych mikroobъекtów o wysokim gradientie kształtu, oświetlenie wiązką o sferycznym czole falowym jest optymalnym rozwiązaniem. Ten typ oświetlenia dobrze pasuje do geometrii powierzchni ogniskującej i dostarcza informacji ze wszystkich obszarów o dużym nachyleniu przy użyciu jednej wiązki oświetlającej. Wysoka precyzja pomiaru wymaga wysokiej dokładności sferyczności czoła fali i odpowiadających jej krzywizn. W przypadku obiektów fazowych zastosowanie klasycznej metody ogniskowania opartej na analizie obrazu ma niewystarczającą dokładność. W oparciu o przegląd literatury zauważono

możliwość rozwoju nowych metod DHM z zastosowaniem wiązki sferycznej pozwalającej na rozszerzenie efektywnego pola pomiarowego oraz zapewnienia dokładności wyznaczenia położenia IRP.

Konwencjonalne metody DHM mają ograniczenie dotyczące pomiaru kształtów charakteryzujących się nieciągłościami powierzchni. W przypadku problemu nieciągłości fazy zrekonstruowanego obiektu nie można ocenić bezpośrednio przy użyciu jednego kierunku oświetlenia lub jednej długości fali ze względu na problem niejednoznaczności mod 2π . Rozwiązanie tego problemu często wymaga rejestracji wielu wzorów interferencyjnych podczas jednego pomiaru, na przykład:

- za pomocą dwóch lub wielu hologramów uchwyconych pod różnymi kątami oświetlenia realizowanymi przez zwierciadło obrotowe,
- poprzez wykorzystanie przestrzennej lub czasowej zmienności częstotliwości w konwencjonalnych systemach DHM.

4 Charakteryzacja obiektów pomiarowych i definicja wielkości pomiarowych

W celu przeprowadzenia pomiarów zostały wybrane reprezentatywne mikroobiekty, których pomiary stanowią wyzwanie dla tradycyjnych metod interferometrycznych, a zarazem ich dokładny pomiar jest niezwykle ważny w nowoczesnych gałęziach przemysłu. W pomiarach eksperymentalnych przeprowadzonych w ramach rozprawy doktorskiej wykorzystano:

- (1) obiekty o ciągłym rozkładzie kształtu: refrakcyjne mikrosoczewki, mikroformy (wzorce) do replikacji mikrosoczewek oraz sferę metrologiczną (podrozdział 4.1),
- (2) obiekty charakteryzujące się nieciągłościami kształtu, tj. obiekty o charakterze schodkowym (podrozdział 4.2).

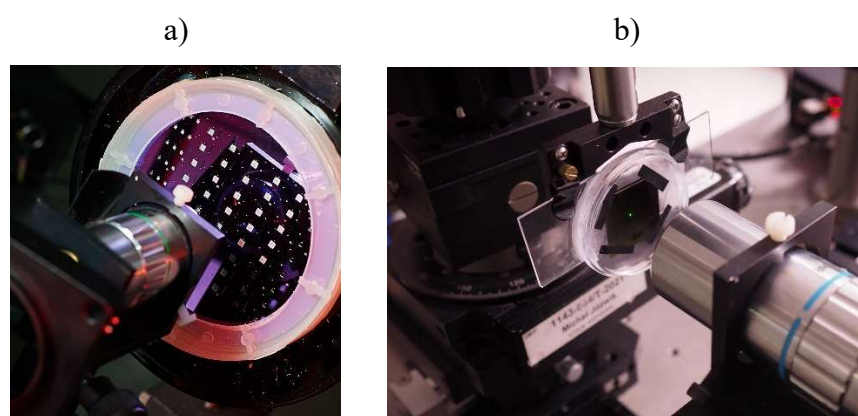
Podczas badań eksperymentalnych z rozkładu fazy wiązki obiektowej została wyznaczona geometria powierzchni badanych elementów mikrooptyki.

4.1 Obiekty o ciągłym rozkładzie kształtu

Charakteryzowane były mikrosoczewki szwajcarskiej firmy SUSS MicroOptics [132] oraz krzemowe mikroformy optyczne do replikacji mikrosoczewek [133]. Mikrosoczewki wykonane są z krzemionki (SiO_2) o współczynniku załamania światła $n_{589\text{nm}} = 1,458$. Powstały za pomocą kolejno procesów: fotolitografii, rozplwy fotorezystu na szklanym podłożu oraz reaktywnego trawienia jonowego [106]. Mikroformy optyczne zostały wytworzone przez francuski Instytut FEMTO-ST. Jest to macierz tworząca negatyw macierzy mikrosoczewek. Parametry tych elementów są dostosowywane poprzez kontrolę procesów technologicznych – rodzaj i stężenie substancji, czas i temperatura potrzebne do procesu trawienia [133]. Podczas

procesu wytwarzania wykorzystywany jest proces mokrego trawienia izotropowego monokrystalicznego krzemu w roztworze $\text{HF}(48\%)/\text{HNO}_3(65\%)$ w proporcji 1:9. To rozwiązanie jest szeroko stosowane ze względu na otrzymanie wysokiej jakości powierzchni obiektu (błąd średnio kwadratowy chropowatości powierzchni wynosi 1nm). Szybkość zachodzącego procesu trawienia wynosi $1 - 2 \mu\text{m}/\text{min}$, a jego czas trwania jest ściśle kontrolowany. Są to obiekty o współczynniku wypełnienia równym 100%, co oznacza, że krawędzie pojedynczych struktur w obrębie macierzy stykają się ze sobą. Najczęściej kształt pojedynczego elementu jest trójkątny, kwadratowy bądź heksagonalny. Badana matryca (Rys. 26a) składa się z macierzy mikroform o wielkości $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$, każda z macierzy zawiera struktury o innej podstawie: heksagonalnej z długością boku w zakresie $25-280 \mu\text{m}$, trójkątnej w zakresie $40-125 \mu\text{m}$ oraz kwadratowej w zakresie $180-200 \mu\text{m}$. Wynik 3D pomiaru trójkątnej mikroformy optycznej uzyskany za pomocą koherencyjnego profilometru optycznego GT-X firmy Bruker [134] został przedstawiony na Rys. 28. W niniejszej pracy do pomiarów została wykorzystana struktura o podstawie trójkątnej o długości boku $70 \mu\text{m}$. Rys. 27 przedstawia podstawowe parametry geometrii powierzchni mierzonych mikroobektów, które były wyznaczane podczas pomiarów. Do tych parametrów należy zaliczyć: wysokość (h), promień krzywizny (ROC), ogniskową (f) oraz średnicę ($2a$).

Ostatnim obiektem o ciągłym rozkładzie kształtu wykorzystanym do pomiarów była asferyczna mikrosoczewka. Technika wytwarzania półsferycznych mikroform krzemowych oparta jest na maskowaniu i izotropowym trawieniu na mokro [145]. Z form uzyskuje się mikrosoczewki o NA od 0,2 do 0,45 i ogniskowych od kilkudziesięciu mikronów do 1,2 mm. W zależności od średnicy formy zaobserwowano różne błędy odchyłki sferyczności, dlatego też część mikrosoczewek jest asferyczna.



Rys. 26. Zdjęcie przedstawiające a) matrycę macierzy krzemowych mikroform, b) obiekt o charakterze schodkowym, zamontowane w układzie DHM.

Podstawowe parametry zdefiniowane są następująco:

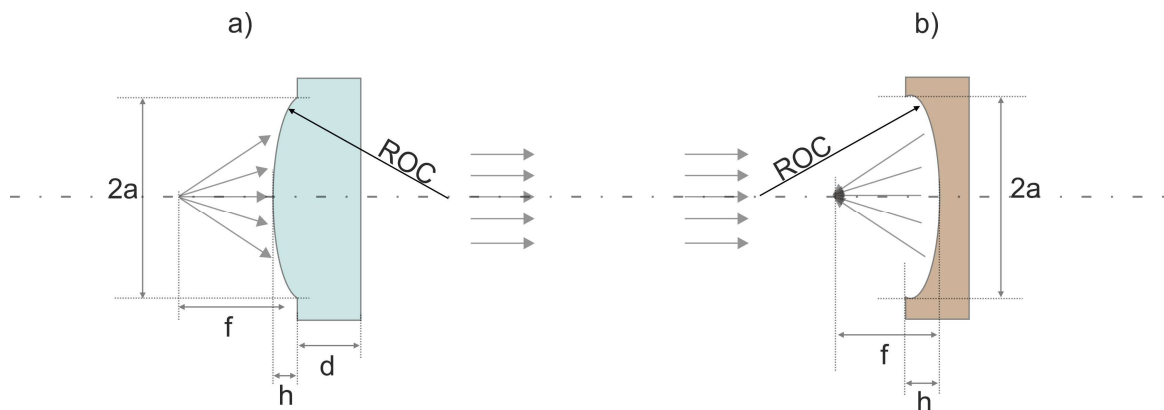
$2a$ – szerokość mikrosoczewki/mikroformy na substracie w obszarze wyznaczonym przez aperturę geometryczną zależną od kształtu obiektu, gdzie apertura geometryczna to obszar, przez który przechodzi wiązka o płaskim czole falowym formująca ognisko obrazowe,

f – odległość ogniskowa czołowa wyznaczana od punktu powierzchni badanego obiektu leżącego na osi optycznej do pozycji ogniska wyznaczonego przez maksimum gęstości mocy,

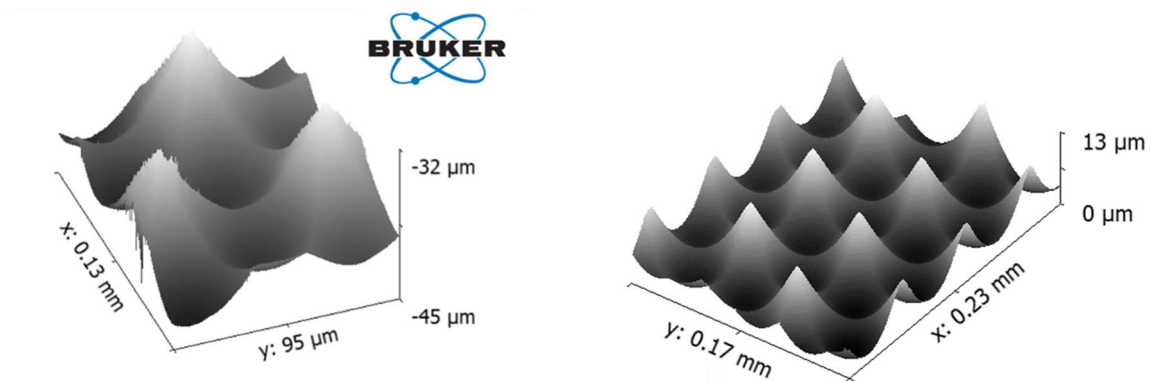
d – grubość substratu,

h – głębokość modulacji powierzchni, różnica pomiędzy maksymalnym i minimalnym punktem wysokości powierzchni formującym badany przedmiot,

ROC – promień krzywizny, liczony od wierzchołka mikrosoczewki do środka krzywizny powierzchni mikroobiektu.



Rys. 27. Oznaczenia podstawowych parametrów geometrii powierzchni mierzonych mikroobektów o ciągłym rozkładzie kształtu: a) mikrosoczewka, b) mikroforma optyczna [135].



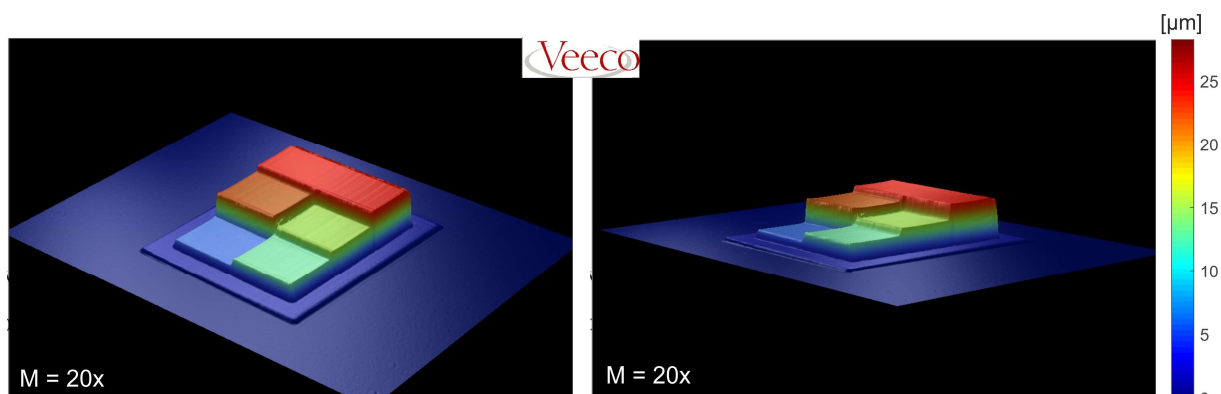
Rys. 28. Wynik 3D pomiaru obiektu o charakterze ciągłym (trójkątna mikroforma optyczna) – wynik uzyskany za pomocą koherencyjnego profilometru optycznego GT-X firmy Bruker [134].

4.2 Obiekty charakteryzujące się nieciągłościami kształtu

Drugą klasą obiektów wykorzystywaną podczas badań są obiekty o schodkowym charakterze kształtu, każdy obiekt składa się z pięciu płaskich powierzchni, które są umieszczone na różnych wysokościach. Podczas badań zostały wykorzystane dwa obiekty o różnicy wysokości odpowiednio o $0,5\ \mu\text{m}$ i $4\ \mu\text{m}$ pomiędzy kolejnymi stopniami.

Przedmiot ten został wykonany przy użyciu dwufotonowej polimeryzacji (2PP), która daje możliwość wytwarzania dowolnych mikro- i makrostruktur 3D. W porównaniu do klasycznych rozwiązań druku 3D, metoda 2PP nie ma ograniczeń warstwowego wywarzania struktury. Swoje możliwości zawdzięcza dokładnemu ogniskowaniu femtosekundowych impulsów lasera w fotopolimerze. Absorpcja dwufotonowa prowadzi do zestalenia ciekłego polimeru w pobliżu ogniska wiązki lasera o impulsie femtosekundowym [135,136]. Obiekty testowe wykorzystane w pracy są wykonane z polimeru IP-L 780 na szklanym szkiełku nakrywkowym przy użyciu stacji roboczej Photonic Professional GT niemieckiej firmy Nanoscribe GmbH [137]. Urządzenie to wyposażone jest w część skanowania, tj. stolik piezoelektryczny zapewniający pikometryczną rozdzielczość i obiektyw mikroskopu $100\times$. W czasie powstawania obiektu 3D, skanowana jest objętość 3D fotorezystu, a następnie po zakończeniu procesu utwardzania nienaświetlony fotorezyst jest usuwany chemicznie, aby oddzielić ciekły fotopolimer od powstałej struktury 3D. Ponadto, wytworzone na potrzebę niniejszej pracy próbki pokryto metodą napyłania jonowego $\sim 50\ \text{nm}$ warstwą złota (Q150R, Quorum Technologies) w celu zwiększenia współczynnika odbicia.

Wytworzone obiekty zostały zbadane przy użyciu koherencyjnego profilometru optycznego NT2000 firmy Veeco (własność IMiF) z obiektywem o powiększeniu $20\times$ [138]. Wynik został przedstawiony poniżej na Rys. 29. Ustawienie badanego obiektu o charakterze schodkowym w układzie pomiarowym zostało przedstawione na Rys. 26b.



Rys. 29. Wynik 3D pomiaru obiektu o charakterze schodkowym przeprowadzonym na urządzeniu Veeco NT2000.

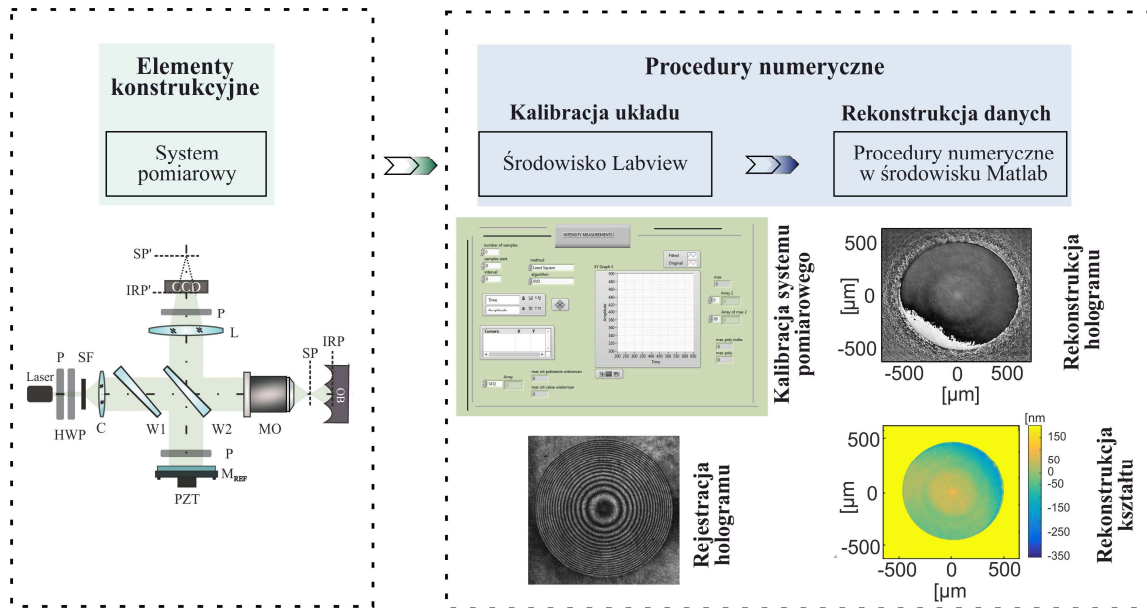
5 Profilometria holograficzna z zastosowaniem wiązki oświetleniowej o sferycznym czole falowym

W ramach rozprawy doktorskiej opracowano metodykę pomiarową oraz opracowano i zbudowano układ cyfrowego mikroskopu holograficznego do charakteryzacji mikroobiektów o wysokim gradiencie kształtu oraz dużym promieniu krzywizny. Opracowane podejście pozwala na ilościowe badanie powierzchni poprzez zaproponowane rozwiązanie oparte na Fourierowskiej cyfrowej mikroskopii holograficznej z oświetleniem sferycznym zapewniające wykorzystanie pełnej apertury numerycznej układu pomiarowego. Opracowana metodyka wraz z systemem pomiarowym pozwalają na:

- 1) wykorzystanie pełnej apertury numerycznej układu pomiarowego (NA_{UP}) w odbiciowej konfiguracji mikroskopu bazującej na konfiguracji interferometru TG,
- 2) rozszerzenie zakresu pomiarowego z zachowaniem dokładności pomiarowej metod interferometrycznych - rzędu nanometrów,
- 3) wybór dowolnej metody przetwarzania obrazów prążkowych - zastosowanie zarówno metod wieloramkowych, jak i metod jednoramkowych,
- 4) charakteryzację obiektów o dużym i małym promieniu krzywizny,
- 5) charakteryzację obiektów o sferycznym oraz asferycznym kształcie,
- 6) przeprowadzenie szybkiego pomiaru dzięki automatycznej procedurze kalibracji.

Opracowaną metodykę należy podzielić na część konstrukcyjną oraz numeryczną. W części konstrukcyjnej został zbudowany układ cyfrowego mikroskopu holograficznego. Opracowana kalibracja układu oraz rejestracja danych odbywa się przy pomocy środowiska Labview, w którym oprogramowanie sterujące zostało stworzone specjalnie na potrzebę tej pracy. Zarejestrowane dane zostają następnie zrekonstruowane, tj. wykonywana jest rekonstrukcja fazy, propagacja numeryczna oraz rekonstrukcja kształtu, w tym celu wykorzystywane jest środowisko Matlab. Schemat wszystkich elementów wchodzących w skład opracowanej metody został przedstawiony na Rys. 30.

W poniższych rozdziałach zostaną przedstawione: (5.1) konfiguracja laboratoryjnego układu pomiarowego wraz z opisem poszczególnych bloków funkcjonalnych, (5.2) metoda rekonstrukcji wiązki obiektowej (rejestracja i rekonstrukcja hologramu), (5.3) kalibracja oraz wykonanie pomiaru głównego, (5.4) analiza wpływu niedokładności justowania układu pomiarowego na błąd wyznaczania geometrii (5.5) wyniki pomiarowe dla trzech różnych obiektów, (5.6) numeryczna minimalizacja szumu koherentnego wraz z przedstawioną pełną ścieżką uzyskania rekonstrukcji kształtu mierzonego obiektu.

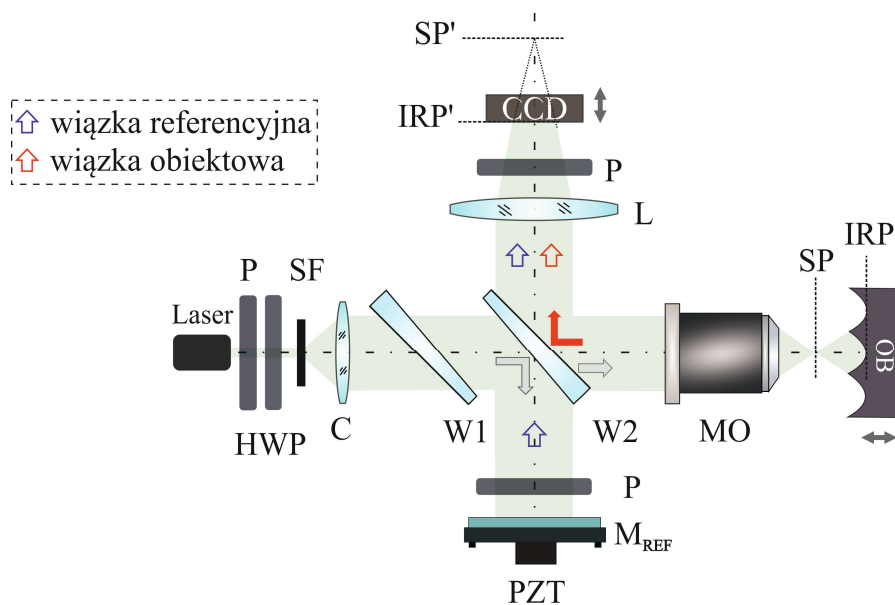


Rys. 30. Elementy wchodzące w skład opracowanej metody: elementy konstrukcyjne oraz procedury numeryczne.

5.1 Eksperymentalny układ cyfrowego mikroskopu holograficznego

5.1.1 Zasada działania układu pomiarowego

Eksperymentalny system Fourierskiego cyfrowego mikroskopu holograficznego (FDHM) wykorzystany do pomiaru mikroobiektów bazuje na konfiguracji interferometru TG. Schemat układu FDHM został przedstawiony na Rys. 31. Poniżej zostanie przedstawiona zasada działania układu pomiarowego, natomiast parametry poszczególnych elementów budowy układu zostaną przedstawione kolejno w podrozdziale 5.1.2.



Rys. 31. Schemat eksperymentalnego systemu FDHM; P - polaryzator, HWP – płytką półfalowa, SF - filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca, W1, W2 - kliny optyczne, MO - obiektyw mikroskopowy, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, PZT - przetwornik piezoelektryczny, L - soczewka, OB – obiekt, CCD – kamera, IRP – płaszczyzna najlepszej ostrości, SP – płaszczyzna źródła.

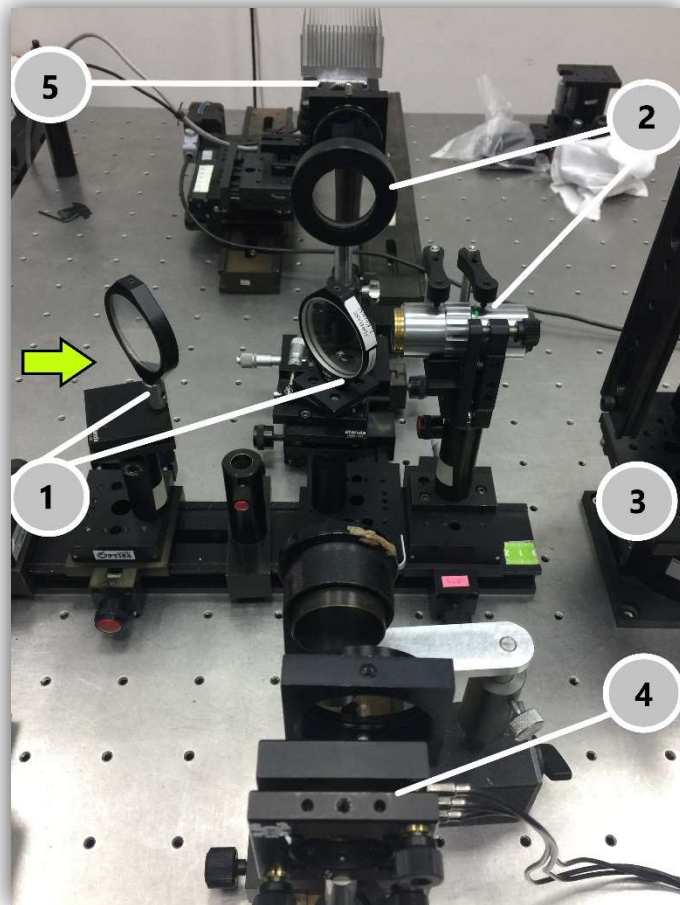
W zbudowanym laboratoryjnym układzie FDHM wiązka światła generowana jest przez monochromatyczne źródło światła (Laser). Kolejno wiązka ta jest filtrowana przez filtr przestrzenny (SF) zbudowany z obiektywu mikroskopowego firmy PZO (powiększenie $20\times$) oraz filtru otworowego (ang. *pinhole*) o średnicy $10\ \mu\text{m}$. Następnie przekształcana jest w wiązkę o płaskim czole falowym przez dodatnią soczewkę kolimatora (ogniskowa soczewki $f_C = 200\ \text{mm}$, średnica soczewki $\Phi = 50\ \text{mm}$, C). Skolimowana wiązka propaguje się wzdłuż osi optycznej, przechodzi przez klin optyczny (W1) i dociera do drugiego klina optycznego (W2). Dwa identyczne kliny optyczne zapewniają kompensację odchyłki wiązki świetlnej od osi optycznej (opis w podrozdziale 5.1.2.1). Podział wiązek na referencyjną (strzałka w kolorze niebieskim) i obiektową (strzałka w kolorze czerwonym) jest realizowany na drugim klinie optycznym W2. W konstrukcji laboratoryjnego układu FDHM można wyróżnić dwa główne systemy: (1) system generujący wiązkę oświetleniową o sferycznym czole falowym, którym jest obiektyw mikroskopowy MO oraz (2) system obrazujący – zbudowany z dwóch elementów optycznych: obiektywu mikroskopowego MO oraz soczewki dodatniej L. Po przejściu przez klin optyczny W2, przedmiotowa wiązka o płaskim czole falowym przechodzi przez MO, który generuje wiązkę o sferycznym czole falowym w płaszczyźnie źródła SP. Wiązka ta jest odbijana od powierzchni mierzonego obiektu OB generując zdeformowaną sferyczną falę obiektową zawierającą informację o powierzchni badanego obiektu. Kolejno fala ta przechodzi przez system obrazujący, w pierwszej kolejności przez MO przekształcającą falę sferyczną w wiązkę quasi-płaską, potem wiązka ta odbija się od powierzchni klina optycznego W2 pod kątem 90° i kierowana jest przechodząc przez soczewkę L do płaszczyzny detektora. Po przejściu przez soczewkę L, tworzy się wiązka sferyczna z punktowym źródłem w płaszczyźnie SP'. Równoległe, wiązka referencyjna odbija się od powierzchni płaskiego zwierciadła referencyjnego M_{REF} , które zamontowane jest na przetworniku piezoelektrycznym (PZT) umożliwiającym wprowadzanie przesuwu fazy a w konsekwencji realizację metody czasowej dyskretnej zmiany fazy. Następnie jest ona kierowana przez klin W2 w kierunku soczewki L, która generuje sferyczną wiązkę referencyjną w płaszczyźnie SP'. Oba źródła punktowe, (1) wiązki obiektowej oraz (2) referencyjnej, znajdują się w tej samej płaszczyźnie SP' – w odległości ogniskowej soczewki L, co pozwala na wykorzystanie uogólnionej koncepcji bezsoczewkowej cyfrowej holografii [139,140]. Dwie wiązki: (1) wiązka referencyjna, oraz (2) zmodulowana wiązka obiektowa interferują ze sobą a ich wzór interferencyjny rejestrowany jest w płaszczyźnie detektora przez kamerę CCD. Kontrast wzoru interferencyjnego jest regulowany za pomocą optyki polaryzacyjnej: liniowych polaryzatorów

(P) i płytki półfalowej (HWP). Kamera CCD umieszczona jest w odległości tylnej ogniskowej soczewki L. Płaszczyzna obrazu jest sprzężona z płaszczyzną detekcji poprzez system obrazujący, dlatego też na schemacie (Rys. 31) zostały przedstawione odpowiadające sobie płaszczyzny sprzężone, tj. IRP i IRP', jak również SP i SP'.

W celu uzyskania wymaganego ustawienia pozycji elementów, tj. obiektu pomiarowego oraz kamery CCD, zostały one umieszczone na elektrycznych stolikach liniowych o zakresie ruchu 100 mm i rozdzielczości kroku 1 μm . Oba stoliki liniowe są sterowane komputerowo i są niezbędne do przeprowadzenia procedury kalibracji.

5.1.2 Bloki funkcjonalne systemu pomiarowego

Rys. 32 przedstawia zdjęcie układu FDHM z zaznaczonymi blokami funkcjonalnymi, które zostaną bliżej scharakteryzowane w tym podrozdziale.



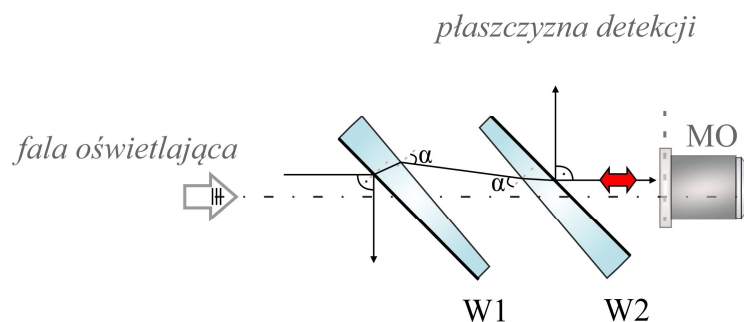
Rys. 32. Zdjęcie przedstawiające układ eksperymentalny FDHM z wyszczególnionymi blokami funkcjonalnymi: (1) układ dwóch klinów optycznych; (2) układ obrazowania optycznego; (3) układ do mocowania próbki pomiarowej; (4) układ do realizacji metod wieloramkowych; (5) układ rejestracji danych.

Na zdjęciu zieloną strzałką został pokazany kierunek wprowadzenia skolimowanej wiązki oświetleniowej do układu pomiarowego. W zbudowanym układzie FDHM możemy kolejno wyróżnić następujące bloki funkcjonalne:

- (1) układ dwóch klinów optycznych,
- (2) układ obrazowania optycznego,
- (3) układ do mocowania próbki pomiarowej,
- (4) układ do realizacji metod wieloramkowych,
- (5) system rejestracji danych.

5.1.2.1 Układ dwóch klinów optycznych

Powszechnymi elementami światłodziącymi stosowanymi w układach interferometrycznych są kostki światłodziące. Jednakże, grubość takiego elementu powoduje powstawanie aberracji sferycznej w wiązce przechodzącej przez dany element, zmieniając tym samym parametry fali pomiarowej [141]. Jest to szczególnie ważne dla zbudowanego układu bazującego na wysokoaperturowych falach sferycznych. W celu minimalizacji aberracji sferycznej w układzie pomiarowym zastosowano klin optyczny zamiast kostki światłodziącej do rozdzielenia wiązki na przedmiotową i odniesienia. Schemat biegu promienia świetlnego przez układ dwóch klinów został przedstawiony na Rys. 33.



Rys. 33. Schemat ustawienie układu klinów optycznych.

Istotne jest wzajemne względem siebie kątowe ustawienie klinów optycznych w celu poosiowego biegu promieni wiązki oświetlającej przedmiot oraz wiązki obiektowej kierowanej do detektora. Wiązka oświetleniowa pada na powierzchnię pierwszego klina optycznego (W1) pod kątem 45° do normalnej do powierzchni łamiącej klina. Wiązka przechodzi przez powierzchnię szklaną i pada na drugi klin optyczny W2 pod kątem α do normalnej do powierzchni klina. Po przejściu przez drugi klin wiązka światła biegnie wzdłuż osi optycznej i jest do niej równoległa. Takie ustawienie klinów zapewnia, że wiązka przedmiotowa odbita od badanego obiektu będzie kierowana pod kątem prostym do płaszczyzny detekcji. W Tab. 1

zostały umieszczone parametry zastosowanych klinów optycznych, które są zgodne z katalogiem firmy Thorlabs. Zdjęcie układu dwóch klinów w laboratoryjnym układzie FDHM zostało przedstawione na Rys. 34.

Tab. 1. Parametry zastosowanych klinów optycznych.

Cecha	Parametr
Powłoki - zakres długości fali	400 – 700 nm
Proporcje podziału wiązki	50:50
Grubość	8 mm
Kąt ugięcia	45°
Kąt klina	0,5°



Rys. 34. Zdjęcie układu dwóch klinów w laboratoryjnym układzie FDHM.

5.1.2.2 Układ obrazowania optycznego

Układ odwzorowujący zbudowany jest z obiektywu mikroskopowego MO i soczewki dodatniej L o następujących parametrach: $WD = 50$ mm, $f_L = 200$ mm, $\Phi = 50$ mm (WD – odległość robocza, f_L – ogniskowa przedmiotowa soczewki obrazującej). Parametry obiektywu mikroskopowego zostały przedstawione w Tab. 2. Parametry są zgodne z katalogiem firmy Edmund Optics.

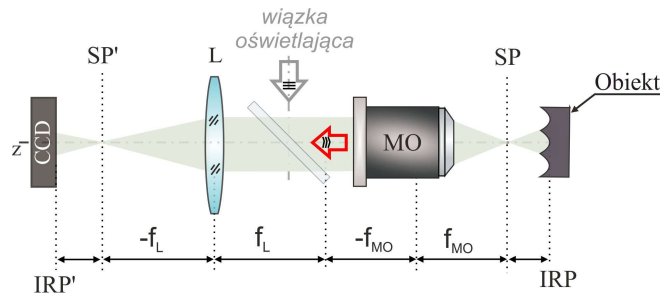
Tab. 2. Parametry obiektywu mikroskopowego zastosowanego w laboratoryjnym układzie FDHM.

Cecha	Parametr
Typ MO	20X Mitutoyo Plan Apo Infinity Corrected Long WD Objective
NA	0.42
M	20×
$\Phi_{\text{żw}}^*$ [mm]	8,40
WD [mm]	20,0
f_{MO} [mm]	10,0

*Średnica źrenicy wejściowej

W układzie odwzorowującym (Rys. 35) ognisko obrazowe obiektywu mikroskopowego MO pokrywa się z ogniskiem przedmiotowym soczewki L, jest to tak zwany układ teleskopowy. Układ ten zapewnia stałe powiększenie poprzeczne w całej objętości pomiarowej, które można wyznaczyć na podstawie wartości ogniskowych jego elementów (f_L oraz f_{MO}) z zależności $M = f_L/f_{MO}$. Natomiast wielkość powiększenia podłużnego jest definiowana jako M^2 . Teoretyczne powiększenie poprzeczne w laboratoryjnym układzie FDHM wynosi $M_T = 20\times$. Jednakże, ze względu na możliwe wystąpienie odchyłki od długości ogniskowej soczewek wynikające z procesu wytwarzania i obróbki elementów optycznych powiększenie poprzeczne w laboratoryjnym układzie zostało zweryfikowane eksperymentalnie poprzez pomiar obiektu o znanych parametrach – płytki PP100, która składa się z linii odległych od siebie o $1\ \mu\text{m}$. Kolejno wartość M została wyznaczona z zależności $M = y'/y$ (y' i y to wymiary obrazu i przedmiotu danego przez układ odwzorowujący). Eksperymentalna wyznaczona wartość $M_E = 20\times$ potwierdziła teoretyczną wartość powiększenia poprzecznego.

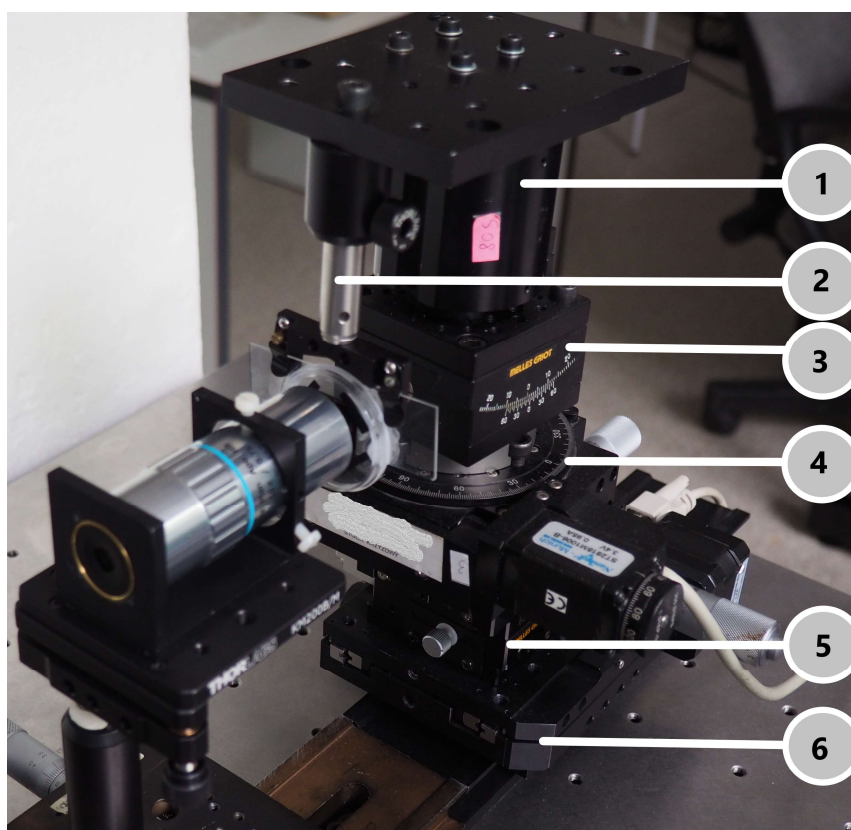
Obiektowa wiązka o sferycznym czole falowym generowana jest przez MO. Punktowe źródło światła wiązki obiektowej znajduje się w odległości przedmiotowej ogniskowej MO, zwanej dalej płaszczyzną źródła - SP. W teleskopowej konfiguracji systemu odwzorowującego płaszczyzna SP jest sprzężona z płaszczyzną SP', która położona jest w odległości obrazowej ogniskowej soczewki L i pokrywa się z płaszczyzną detektora. Płaszczyzna najlepszej ostrości IRP sprzężona jest z płaszczyzną IRP'.



Rys. 35. Schemat teleskopowego układu odwzorowującego zastosowanego w laboratoryjnym układzie FDHM.

5.1.2.3 Układ mocowania obiektu pomiarowego

Układ pomiarowy FDHM znajduje się w poziomej konfiguracji, tj. elementy optyczne są przymocowane do ławy optycznej umieszczonej na stole optycznym. Obiekt mierzony zamocowany jest w pozycji pionowej. Możliwość jego zamocowania oraz precyzyjnego pozycjonowania zapewnione jest poprzez skonstruowany modułowy układ składający się z liniowych oraz kątowych stolików umieszczonych na ławie optycznej przykręconej do stołu optycznego (Rys. 36).



Rys. 36. Układ mocowania obiektu pomiarowego.

Modułowy układ mocowania obiektu zapewnia ruch w trzech kierunkach X, Y, Z oraz ruch kątowy. Układ zbudowany jest kolejno z:

- 1) mikrometrycznego stolika liniowego z przesuwem pionowym, zakres 13 mm, służącego do ustawienia wysokości obiektu,
- 2) uchwytu (Thorlabs, FH2) do mocowania obiektu pomiarowego, każdy klips jest pokryty nylonem, aby zapobiec uszkodzeniu mocowanego elementu. Uchwyt może utrzymać prostokątny element o szerokości większej niż 1,36" i o grubości do 0,08" (2 mm),
- 3) i 5) Precyzyjnego stolika pochylnego o zakresie $\pm 20^\circ$ z rozdzielczością $0,05^\circ$ (Melles Griot, 07GON501) do pochylania płaszczyzny XY i YZ obiektu mierzonego,
- 4) precyzyjnego zmotoryzowanego kąтового stolika ruchu obrotowego (Standa, 8MR190-2) o zakresie 360° z rozdzielczością 0,6 arcmin ($0,01^\circ$) do zadawania dokładnego pochylenia próbki w płaszczyźnie XZ,
- 6) mikrometrycznego zmotoryzowanego liniowego stolika (Standa, 8MT167-100) o zakresie 100 mm z rozdzielczością 1 μm , który zapewnia ustawienie przedmiotu wzdłuż osi optycznej, stół ten sterowany jest przy użyciu komputera.

5.1.2.4 Źródło światła

W poniższej Tab. 3 zostały przedstawione parametry źródła światła zastosowanego w układzie FDHM, którym jest wysoko koherentny laser MSL-III-532 [142]. Parametry są zgodne z katalogiem firmy CNI-Laser.

Tab. 3. Parametry źródła światła zastosowanego w układzie FDHM.

Model	λ [nm]	Mod pracy	Moc wyjściowa [mW]	Mod poprzeczny	Mod podłużny	Droga koherencji [m]
MSL-III-532	532	CW	50	TEM00	pojedynczy	50

5.1.2.5 System rejestracji danych

W celu rejestracji danych w zbudowanym układzie pomiarowym FDHM została użyta kamera CCD firmy Basler AG model piA2400-17gm. Parametry detektora zostały przedstawione w poniższej Tab. 4. Parametry są zgodne z katalogiem firmy Basler AG.

Tab. 4. Parametry detektora zastosowanego w układzie FDHM.

Cecha	Parametr
Rozdzielczość	2456 × 2058 pikseli
Wymiar piksela	3,45 × 3,45 μ m
Maksymalna szybkość	17 r/s
Matryca	Sony ICX-625
Typ matrycy	CCD Progressive Scan
Interfejs	GigE Vision
Format wyjścia	Mono 8:8 bitów/piksel, Mono 16:12 bitów/piksel

5.1.2.6 Układ do realizacji metod wieloramkowych

Zastosowany aktuator piezoelektryczny służy do realizacji automatycznej analizy fazy obrazów prążkowych. Zwierciadło referencyjne umieszczone jest w trzyosiowym specjalnym uchwycie (KC1-PZ, Thorlabs) zawierającym regulatory manualne oraz piezoelektryczne, umożliwiające zgrubną oraz dokładną regulację pochyłu zwierciadła. Uchwyt ten w swojej budowie ma silnik piezoelektryczny, który umożliwia sterowanie wszystkimi trzema osiami

położenia zwierciadła. Parametry aktuatora piezoelektrycznego zastosowanego w układzie FDHM przedstawione zostały w Tab. 5. Parametry są zgodne z katalogiem firmy Thorlabs.

Tab. 5. Parametry aktuatora piezoelektrycznego zastosowanego w układzie FDHM.

Model uchwytu	Częstotliwość rezonansowa [kHz]	Zakres kątowy [μrad]	Zakres liniowy [μm]	Minimalna wartość kroku [μrad]	Zakres napięcia sterującego [V]
KC1-PZ	138	±73	±4	0,3	0 - 150

W celu sterowania położeniem zwierciadła wykorzystany został trzykanałowy kontroler piezoelektryczny MDT693B firmy Thorlabs. Sterownik ten posiada trzy niezależne kanały wejściowe i obsługuje maksymalne napięcie sterujące do 150 V. Napięcie sterujące może być modyfikowane za pomocą pokręteł na panelu przednim oraz poprzez dostarczenie sygnału zewnętrznego. Sterownik posiada również tryb Master Scan, który pozwala na sterowanie wszystkimi trzema osiami za pomocą jednego sygnału.

Na aktuator piezoelektryczny zadawane jest napięcie wygenerowane przez sterownik, które w efekcie powoduje przesunięcie zwierciadła referencyjnego z nanometryczną rozdzielczością. W ten sposób realizowana jest zmiana różnicy dróg optycznych pomiędzy dwiema wiązkami (referencyjną i obiektową) układu pomiarowego. Zmiana OPD powoduje przesuwanie się prążków interferencyjnych w płaszczyźnie rejestracji hologramu.

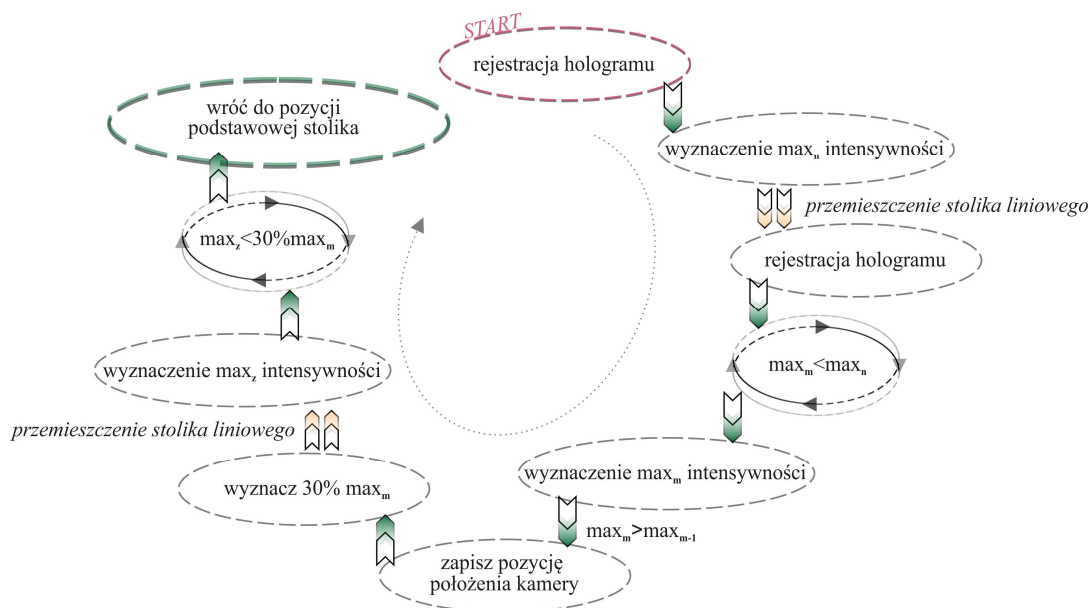
W celu automatycznej analizy prążków została wybrana metoda czasowej dyskretnej zmiany fazy, w której został wykorzystany algorytm 5-rankowy. Algorytm ten wymaga rejestracji pięciu wzorów interferencyjnych ze stałym przyrostem kroku fazowego (przesuniętych o stałą wartość fazy) $\Delta\varphi = 2\pi/N$, gdzie N to liczba wymaganych obrazów. Przesunięcie fazowe pierwszego i piątego obrazu różnią się o 2π . Algorytm 5-rankowy, opisany wzorem R. 12, został wybrany ze względu na najlepszą odporność na błędy kroku fazowego w obrazach prążkowych.

5.1.2.7 Program sterowania systemem pomiarowym

W ramach pracy doktorskiej został napisany algorytm w środowisku Labview. Opracowane oprogramowanie pozwala na kontrolę i kalibrację zbudowanego układu pomiarowego. Kluczowe elementy optyczne zostały umieszczone na elektrycznych stolikach liniowych, których ustawienie wymaganego położenia było zapewnione dzięki opracowanemu oprogramowaniu (połączenie komputer - sterownik). Ponadto, program ten umożliwiał rejestrację obrazów, dzięki połączeniu komputer – kamera CCD. Wykorzystując środowisko

Labview został również napisany program pozwalający na automatyczne wykonanie wszystkich kroków kalibracji, które zostaną przedstawione w podrozdziale 5.3.

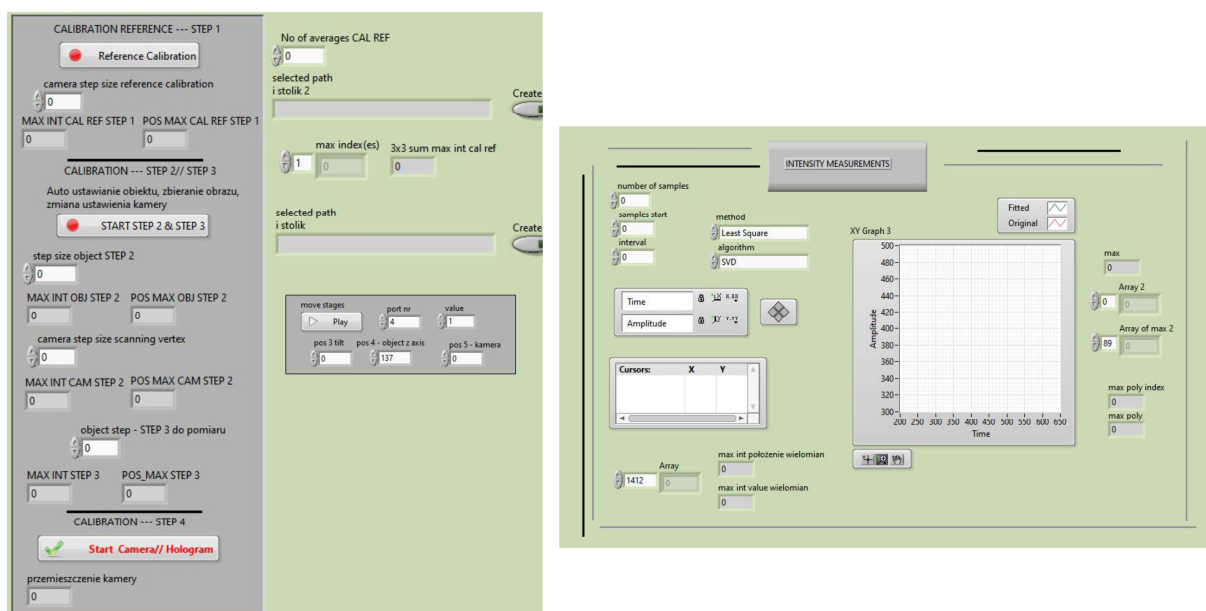
Opracowany algorytm był wykorzystywany podczas procedury kalibracji do: (1) wyznaczenia położenia płaszczyzny SP', (2) wyznaczenia położenia pozycji *cat's eye* oraz (3) położenia konfokalnego mierzonego obiektu. Algorytm ten umożliwił kontrolę ruchu nad stolikami liniowymi: pod kamerą oraz obiektem. W efekcie pozwolił na ustawienie elementów w wymaganych położeniach. Schemat blokowy algorytmu został przedstawiony na Rys. 37. Zdjęcie interfejsu opracowanego oprogramowania w środowisku Labview znajduje się na Rys. 38.



Rys. 37. Schemat blokowy algorytmu pozycjonowania kamery oraz obiektu.

Podczas procedury kalibracji konieczne jest skanowanie osi optycznej, które realizowane jest poprzez zmianę położenia kamery CCD zamontowanej na liniowym stoliku sterowanym za pomocą napisanego algorytmu. W każdej płaszczyźnie przemieszczenia kamery CCD rejestrowany jest obraz. Następnie obliczana jest wartość całkowita intensywność obrazu z obszaru 3×3 wokół piksela o maksymalnej wartości intensywności max_n (n – obraz początkowy). Obliczone wartości intensywności dla kolejnych położenia detektora max_m (m – kolejne zarejestrowane obrazy) są porównywane z wartością max_n . Położenie stolika, dla którego obliczony $max_m > max_{m-1}$ jest zapisywane w pamięci algorytmu. Ten krok wykonywany jest do momentu, w którym z zarejestrowanego obrazu otrzymywany jest $max_{m-1} > max_m$. Wówczas zapisywane jest ostateczne położenie stolika, a następnie wyznaczone jest 30% wartości maksymalnej. Kolejno, gdy stolik dotrze do położenia, w którym obliczona wartość intensywności z zarejestrowanego hologramu wynosi $max_z < 30\% max_m$

stolik wraca do położenia początkowego. Każda wartość obliczonej intensywności zapisywana jest w formie wykresu. Następnie do wyznaczonych danych dopasowywana jest krzywa wielomianu czwartego rzędu dla szerokości połówkowej (ang. *full width at half maximum*, FWHM). Wyznaczone maksimum dopasowanej krzywej pozwala na wskazanie położenia płaszczyzny SP', pozycji *cat's eye* oraz płaszczyzny IRP.



Rys. 38. Interfejs opracowanego oprogramowania w środowisku Labview pozwalającego na sterowanie układem pomiarowym.

5.2 Etapy rekonstrukcji kształtu

5.2.1 Rekonstrukcja wiązki obiektowej

5.2.1.1 Rejestracja hologramu

Procedura pomiarowa wymaga dokładnego wyznaczenia parametrów geometrycznych: 1) wiązki oświetleniowej, jak również 2) płaszczyzny obrazowania, względem mierzonego obiektu. Jest to konieczne, ponieważ błąd wyznaczenia tych parametrów wpływa na dokładność rekonstrukcji kształtu [113,115]. Ze względu na typ badanego obiektu, zastosowanie algorytmu klasycznej automatycznej detekcji lokalizacji płaszczyzny obrazu jest niemożliwe, ponieważ są to obiekty o charakterze fazowym [114]. W związku z tym kluczowym elementem było opracowanie procedury kalibracji (rozdział 5.3), która pozwoliła na precyzyjne określenie położenia: 1) punktowych źródeł: fali referencyjnej oraz obiektowej, 2) płaszczyzny najlepszej ostrości - IRP, względem wyznaczonego na obiekcie punktu.

Schemat warunków oświetlenia badanego obiektu został przedstawiony na Rys. 39. Dla przykładu został wykorzystany obiekt o sferycznym wklęsłym kształcie. Dla celów ilustracji

warunków rejestracji hologramu należy omówić trzy płaszczyzny poprzeczne: (1) płaszczyznę źródła SP, (2) płaszczyznę hologramu HP oraz (3) płaszczyznę obrazową IRP. Pierwsza z nich, SP, zawiera źródła punktowe: $S_O(x_{10}, z_S)$ fali oświetleniowej oraz $S'_R(x_{1R}, z_S)$ fali referencyjnej. W układzie FDHM (przedstawionym na Rys. 31 w rozdziale 5.1), SP znajduje się w przedniej płaszczyźnie ogniskowej MO. Druga płaszczyzna, HP, jest sprzężona z kamerą CCD poprzez układ odwzorowujący. Położenie tej płaszczyzny w układzie pomiarowym zależy jest od parametrów badanego obiektu, tj. mały bądź duży promień krzywizny obiektu. W przypadku małych promieni krzywizny, zazwyczaj mamy do czynienia z położeniem HP dokładnie w płaszczyźnie IRP ($z_S = z_{HP}$). Natomiast, w przypadku obiektu charakteryzującego się dużym promieniem krzywizny, HP jest umieszczona w wybranej i znanej odległości z_{HP} pomiędzy obiektem (punktem P) a płaszczyzną SP, całkowita odległość z_S może zostać przedstawiona jako suma odległości $z_S = z_{HP} + z_H$, gdzie z_H to odległość wykorzystywana do numerycznej propagacji frontu falowego z płaszczyzny HP do IRP. Trzecia płaszczyzna, IRP, zawiera dowolnie wybrany punkt P na powierzchni obiektu. W szczególności, podczas wykorzystania metody rekonstrukcji przy użyciu algorytmu LRA, konieczne jest, aby wybrany punkt P w płaszczyźnie obiektu znajdował się w ostrości.

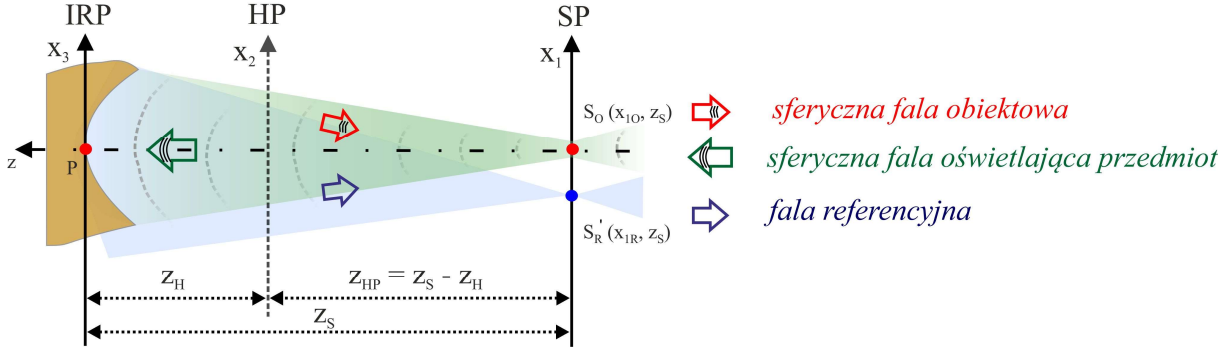
Na przedstawionym Rys. 39 punkt P znajduje się na dnie próbki, a zastosowany układ współrzędnych jest tak dobrany, że położenie wzdłużne płaszczyzny IRP wynosi $z = 0$. Źródło punktowe jest położone dokładnie na osi optycznej i znajduje się w środku krzywizny obiektu, dlatego też odległość z_S pomiędzy płaszczyznami SP oraz IRP jest dwukrotnie większa od ogniskowej badanego obiektu (dla konfiguracji pomiarowej w odbiciu). $S_O(x_{10}, z_S)$ generuje falę oświetlającą obiekt o sferycznym czole falowym O_I , której rozkład w płaszczyźnie IRP można przedstawić następująco:

$$O_I(x_3) = \exp \left\{ ik \sqrt{(x_3 - x_{10})^2 + z_S^2} \right\}. \quad R. 18$$

W przypadku takiego ustawienia oświetlenia względem obiektu, faza sferycznej fali obiektowej ma najmniejsze odchylenie czoła fali w stosunku do fazy sferycznej fali oświetlającej przedmiot. Energia tej fali w płaszczyźnie SP jest rozłożona w przestrzeni $S_O(x_{10}, z_S)$. Pozwala to na maksymalne wykorzystanie NA układu odwzorowania umożliwiając pomiar obiektów skupiających o wysokim gradiencie kształtu. Dla ogólnego przypadku podczas rejestracji hologramów, płaszczyzna HP znajduje się w odległości z_H od płaszczyzny IRP i w odległości z_{HP} od płaszczyzny SP. Rozkład fali obiektowej O w płaszczyźnie rejestracji jest następujący:

$$O(x_2) = \exp \left\{ ik \sqrt{(x_2 - x_{10})^2 + z_{HP}^2} \right\} O_D(x_2), \quad R. 19$$

gdzie O_D jest odchyłką sferyczności fali obiektowej, tj. jest to fala obiektowa z odjętą fazą wiązki o sferycznym czole falowym ze środkiem w $S_O(x_{10}, z_S)$.



Rys. 39. Schemat warunków oświetlenia badanego obiektu, interferencji oraz rejestracji danych, rozpatrywany w dziedzinie obiektu.

Wiązka referencyjna tworzona jest w płaszczyźnie SP' , gdzie jej rozkład generowany jest ze źródła punktowego $S_R(x_{1R}, z_S)$ znajdującego się na płaszczyźnie ogniskowej obiektywu L. W przypadku rozważań przedstawionych na Rys. 39 brany jest pod uwagę obraz fali referencyjnej ze źródłem punktowym $S'_R(x_{1R}, z_S)$ w płaszczyźnie obiektu. Źródło punktowe położone w płaszczyźnie SP generuje falę referencyjną o sferycznym czole falowym R, której rozkład w płaszczyźnie HP:

$$R(x_2) = \exp \left\{ ik \sqrt{(x_2 - x_{1R})^2 + z_{HP}^2} \right\}. \quad R. 20$$

Przestrzenne poprzeczne położenie $S'_R(x_{1R}, z_S)$ może się różnić w zależności od wybranej metody fazowej analizy obrazu prążkowego. W tej pracy zostały wykorzystane dwie metody, które charakteryzują się dużą dokładnością oraz odpornością na szum. Pierwszą z nich jest metoda TPS, w której liczba zbieranych obrazów z przesunięciem fazy pomiędzy obrazami wynosi $N = 5$. Dla kontrastu, druga wybrana metoda, metoda FT z wprowadzoną częstotliwością nośną, wymaga tylko jednego obrazu ($N = 1$). W przypadku metody TPS położenie źródeł punktowych $S_O = S'_R$. W zilustrowanym przykładzie (Rys. 39) S_O jak i S'_R leżą w SP, jednak są poprzecznie rozdzielone. Przesunięcie poprzeczne $S'_R(x_{1R}, z_S)$ w metodzie FT jest wprowadzane poprzez wprowadzenie częstotliwości nośnej, tj. pochylenie zwierciadła M_{REF} , wówczas położenie $S_O \neq S'_R$. Dla takiego ustawienia wytwarzane są prążki interferencyjne z częstotliwością nośną, tj. prążki prostoliniowe o dużej gęstości. W układzie FDHM hologram jest rejestrowany w płaszczyźnie HP' , która jest sprzężona optycznie poprzez układ odwzorowania

z płaszczyzną HP. Na detektorze rejestrowany jest rozkład natężenia I , który może zostać przedstawiony:

$$I(x_2) = I_0 + RO^* + OR^*, \quad R. 21$$

gdzie $I_0 = |R|^2 + |O|^2$, * oznacza wartość sprzężoną.

5.2.1.2 Rekonstrukcja hologramu

System FDHM, dzięki swojej konfiguracji, umożliwia zastosowanie różnych metod analizy prążków, tj. zarówno wieloramkowych, jak i jednoramkowych. Położenia wzdłużne i poprzeczne źródeł punktowych S_O jak i S'_R określa się przy użyciu metody kalibracji opisanej w podrozdziale 5.3. W przypadku zastosowania metody FT z wprowadzoną częstotliwością nośną ($S_O \neq S'_R$) człon obiektowy OR^* w płaszczyźnie HP jest wyrażony następująco:

$$OR^*(x_2) = \exp \left\{ ik \left(\sqrt{(x_2 - x_{1O})^2 + z_{HP}^2} - \sqrt{(x_2 - x_{1R})^2 + z_{HP}^2} \right) \right\} \cdot O_D(x_2). \quad R. 22$$

Natomiast w przypadku metody TPS ($S_O = S'_R$), człon obiektowy jest równy odchyłce sferyczności fali obiektowej $OR^* = O_D$. W obu przypadkach fala obiektowa (R. 22) jest odzyskiwana z wykorzystaniem znanego rozkładu fali odniesienia $O = OR^*R$. Obydwie metody pozwalają na uzyskanie rozkładu fazy w postaci modulo 2π , a kolejno przy zastosowaniu procesu usuwania skoków fazy na uzyskanie ciągłej funkcji fazy $\varphi(x, y)$.

5.2.1.3 Rekonstrukcja hologramu dla obiektów o dużej średnicy

Dla obiektów o dużej średnicy rekonstrukcja hologramu składa się z dwóch kroków. W pierwszym kroku wykonywana jest rekonstrukcja zespolonego pola optycznego, które zostało zarejestrowane w płaszczyźnie HP. W drugim kroku przeprowadzana jest numeryczna propagacja pola optycznego z płaszczyzny rejestracji do płaszczyzny IRP o odległość z_H . Zrekonstruowane pole optyczne jest numerycznie propagowane do płaszczyzny IRP przy użyciu metody dyfrakcyjnego algorytmu widma fal płaskich (ang. *angular spectrum*), który bazuje na schemacie próbkowania CSBP (ang. *compact space bandwidth product*) [143,144]. Cechą tej implementacji jest różna częstość próbkowania pola wejściowego oraz pola wyjściowego. Metoda ta umożliwia wykonywanie obliczeń z wysoką wydajnością i dokładnością wiązek o wysokiej aperturze dla większych odległości propagacji, tj. $z = N\Delta^2\lambda^{-1}[1 - \lambda^2\Delta^{-2}/4]^{1/2}$ (N – liczba próbek, Δ – wymiar próbki), bez konieczności stosowania wypełnienia zerami (ang. *zero padding*) oraz „upsamplingu”. Wypełnienie zerami polega na dodaniu zer do macierzy hologramu, mimo że nie wprowadzają one dodatkowej informacji jest to konieczne w celu minimalizacji błędów aliasingowych.

Metoda zaproponowana w [143] pozwala na numeryczną propagację fal zbieżnych lub rozbieżnych bez konieczności próbkowania sferycznej nośnej fazy tej fali. Wielkość próbki sygnału wyjściowego jest dana równaniem:

$$\Delta_{x2} = \frac{\lambda z_c}{N \Delta_{x1}}, \quad R. 23$$

gdzie z_c jest parametrem kompresji. Każdy hologram (obiektywny i kompensacyjny) poddawany jest najpierw rekonstrukcji fazy a kolejno pole optyczne jest propagowane na odległość położenia obiektu.

5.2.1.4 Kompensacja aberracji układu pomiarowego

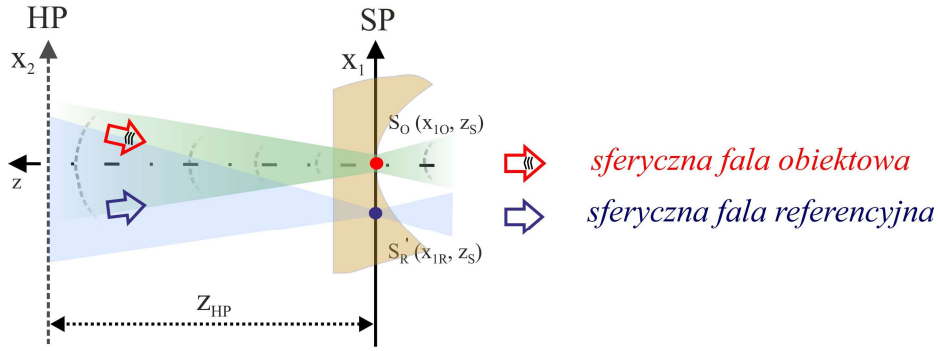
Niestety nieodłącznym elementem obniżającym dokładność pomiarów holograficznych jest wpływ aberracji sferycznej na wiązkę pomiarową. W zaproponowanym układzie pomiarowym generowana wiązka światła znajduje się blisko osi optycznej. Dla tej konfiguracji wiązka przedmiotowa obarczona jest głównie aberracją sferyczną, inne aberracje są bliskie zeru. Wiązkę obiektową zawierającą informację o aberracji falowej można przedstawić następująco:

$$O_{Aber}(x_3) = \exp\{i\varphi_{Aber}(x_3)\} \cdot O(x_3), \quad R. 24$$

gdzie φ_{Aber} jest fazą aberracji falowej, która musi zostać skompensowana. Aberracja ta może zostać scharakteryzowana i zminimalizowana za pomocą opracowanej procedury kompensacji służącej do rejestracji hologramu kompensacyjnego. Rys. 40 pokazuje warunki ustawienia obiektu oraz poszczególnych płaszczyzn podczas pomiaru aberracji sferycznej układu. W tym ustawieniu dno próbki znajduje się bezpośrednio w S_0 . Jest to ustawienie tzw. *cat's eye*, co oznacza, że fala sferyczna ze źródłem punktowym na osi optycznej w płaszczyźnie ogniskowej MO wraca dokładnie tą samą drogą przez układ optyczny, którą wchodziła do MO. Takie ustawienie spełnia założenie pustego układu pomiarowego, tj. z zamontowanym zwierciadłem płaskim jako obiekt pomiarowy. Podczas procedury pomiarowej hologram kompensacyjny jest rejestrowany w tym samym położeniu co hologram obiektywny, czyli w płaszczyźnie HP. Jest to realizowane podczas drugiego etapu procedury kalibracji (rozdział 5.3). W tym ustawieniu uzyskany hologram kompensacyjny O_{kompen} jest nośnikiem aberracji czoła fali φ_{Aber} :

$$O_{kompen}(x_2) = \exp\{i\varphi_{Aber}(x_2)\} \cdot O_I(x_2). \quad R. 25$$

Podczas rekonstrukcji wiązki obiektowej, hologram kompensacyjny jest numerycznie ogniskowany na płaszczyźnie obiektu, czyli w płaszczyźnie IRP, gdzie wyznaczona aberracja układu pomiarowego jest numerycznie usuwana z hologramu obiektowego z aberracją sferyczną.



Rys. 40. Schemat warunków pomiaru aberracji układu FDHM.

Zarejestrowany hologram kompensacyjny może być wielokrotnie używany w celu eliminacji aberracji układu FDHM oraz rekonstrukcji wiązki obiektowej. Ponadto, rejestracja tego hologramu może się odbyć w dowolnej płaszczyźnie pomiędzy SP a IRP, wymogiem jest znajomość odległości płaszczyzn podczas procesu rejestracji. Jest to możliwe dzięki zastosowaniu numerycznej propagacji frontu falowego.

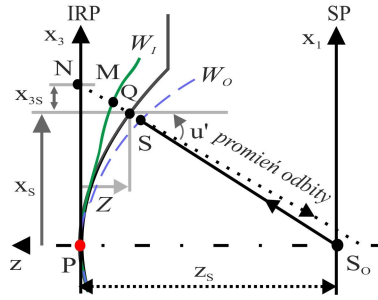
5.2.2 Algorytm rekonstrukcji kształtu

Kolejnym krokiem jest transformacja zmierzonej fazy w mierzoną wielkość fizyczną, tj. wysokość mierzonego obiektu. Skompensowana i zrekonstruowana fala obiektu $O = OR^*R$ wykorzystywana jest do rekonstrukcji kształtu mierzonego obiektu za pomocą algorytmu LRA [110]. Zasada działania algorytmu polega na obliczeniu kształtu powierzchni na podstawie zależności pomiędzy różnicą drogi optycznej lokalnego promienia optycznego a mierzonym rozkładem fazy $\varphi_O(x_3)$. Bazuje on na geometrii powierzchni badanego obiektu oraz promieni od niego odbitych, schemat algorytmu został przedstawiony na Rys. 41. Funkcja wysokości badanego obiektu jest wyznaczana względem wybranego punktu $P(x_3, z_S)$ na obiekcie (umieszczonego w płaszczyźnie IRP). Rozkład fazy w punkcie P przyjmuje wartość zerową. Punkt P znajduje się w odległości z_S od punktowego źródła światła wiązki oświetleniowej położonego na płaszczyźnie SP. Wiązka o sferycznym czole falowym W_O generowana z punktu S_O odbija się od powierzchni badanej ze zmienionym frontem falowym W_I . Odbicie promienia od powierzchni obiektu w punkcie Q wprowadza poprzeczne przesunięcie x_S względem osi x :

$$x_S = \varphi_O(x_3) \nabla \varphi_O(x_3) / (k_z^n k_0 + k_0^2), \quad R. 26$$

gdzie $k^n = k^n[k_x^n, k_y^n, k_z^n] = [\nabla \varphi_O(x_3), (k_0^2 - \Delta \varphi_O(x_3))^{1/2}]$. Rekonstrukcja badanego obiektu i wyznaczenie wysokości można wyrazić:

$$h_Q(x + x_S) = \varphi_O(x_3) / (k_0 + k_0^2 k_z^{n-1}). \quad R. 27$$



Rys. 41. Schemat odbicia lokalnego promienia sferycznej wiązki oświetlającej z punktowym źródłem w SO od badanej powierzchni sferycznego wklęsłego obiektu [110].

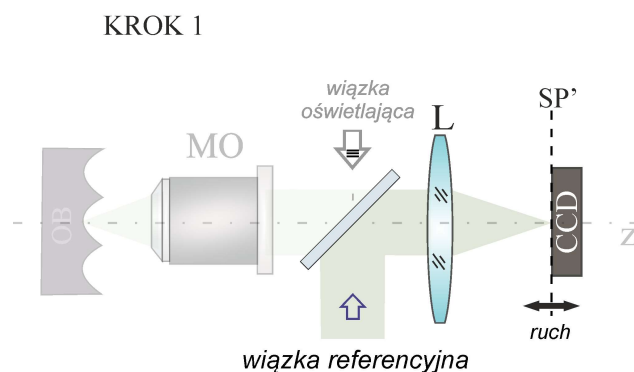
Oprócz fazy wiązki obiektowej $\varphi_0(x_3)$ do pełnej i dokładnej charakteryzacji topografii obiektu konieczne jest precyzyjne wyznaczenie parametrów geometrycznych: 1) położenie płaszczyzny SP, na której znajdują się: punktowe źródła fali referencyjnej i obiektowej, oraz 2) położenie płaszczyzny IRP, względem wyznaczonego punktu P na obiekcie. Wymóg ten jest spełniony przez zastosowanie procedury kalibracji.

5.3 Metoda kalibracji systemu pomiarowego

Dokładność pomiaru przy użyciu systemu FDHM opiera się na procedurze kalibracji, która precyzyjnie określa położenie punktu pomiarowego P oraz źródeł punktowych S_O i S_R' . Współrzędne osiowe tych punktów dostarczają informacji o płaszczyznach IRP oraz SP. Opracowana procedura kalibracji składa się z (1) algorytmu automatycznego wyznaczania płaszczyzny, który bazuje na rejestracji rozkładów intensywności w poprzecznych płaszczyznach wzdłuż osi optycznej; (2) głównej metody kalibracji opierającej się na wyznaczaniu poszczególnych położen płaszczyzn w układzie FDHM. Ta w pełni zautomatyzowana metoda kalibracji, która jest integralną częścią zbudowanego systemu pomiarowego, zapewnia dokładne określenie fali odniesienia, fali oświetlenia i położenia płaszczyzny obiektu. Podczas pomiarów wyznaczone są parametry geometryczne: 1) wiązki oświetleniowej (położenie punkowego źródła światła względem kamery CCD), jak również 2) płaszczyzny obrazowania IRP (położenie kamery CCD względem położenia mierzonego obiektu). W tym celu został opracowany algorytm automatycznego skanowania osi optycznej. Podczas skanowania rejestrowane są rozkłady intensywności w poprzecznych płaszczyznach położonych kolejno wzdłuż osi optycznej, a następnie są one przetwarzane komputerowo. Wyznaczenie maksymalnej wartości intensywności wskazuje na położenie szukanych parametrów. Skanowanie to w pełni wykorzystuje NA_{UP} , co w konsekwencji pozwala na uzyskanie maksymalnej dokładności wyznaczenia położenia badanych punktów w przestrzeni. Cała metoda kalibracji składa się z 4 głównych kroków: (1) wyznaczenie położenia płaszczyzny źródła odwzorowanej przez układ optyczny; (2) przemieszczenie powierzchni dna badanego

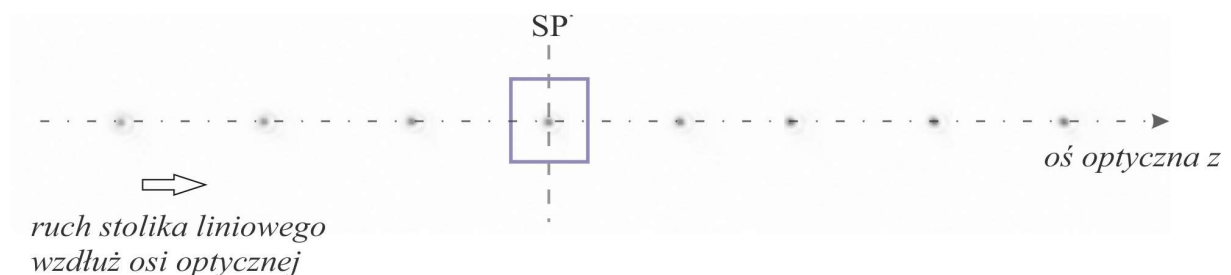
przedmiotu do płaszczyzny ogniskowej obiektywu mikroskopowego MO; (3) ustawienie obiektu w płaszczyźnie IRP; (4) przemieszczenie kamery CCD do płaszczyzny IRP' (IRP' – płaszczyzna ostrości rozpatrywana w płaszczyźnie obrazowej). Ważnym elementem procesu kalibracji jest rejestracja hologramu kompensacyjnego (wykonywana w Kroku 2), co pozwala na numeryczną minimalizację wpływu aberracji sferycznej.

Pierwszy krok metody kalibracji (Rys. 42) ma wpływ na dokładność całej procedury kalibracji. W tym kroku konieczne jest wyznaczenie pozycji SP' i współrzędnych źródła punktowego wiązki referencyjnej S_R . Pozycja SP' znajduje się w płaszczyźnie obrazowej soczewki L i jest sprzężona optycznie przez układ odwzorowujący z płaszczyzną SP znajdującą się w domenie obiektu.

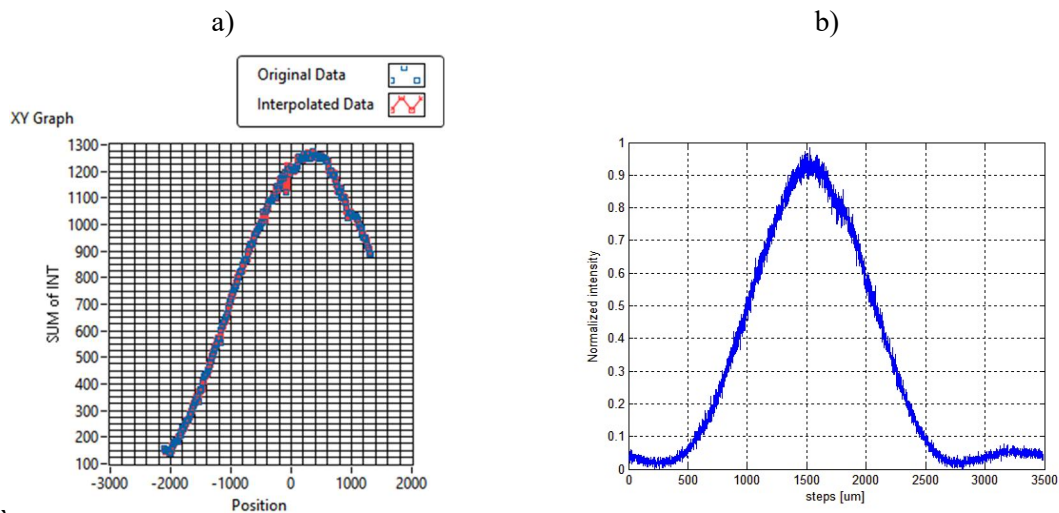


Rys. 42. Schemat pierwszego kroku procesu kalibracji – wyznaczenie położenia płaszczyzny SP'.

Ten krok kalibracji opiera się na skanowaniu osi optycznej przy użyciu kamery CCD zamontowanej na liniowym stoliku sterowanym komputerowo. Powiększenie podłużne układu FDHM wynosi $400\times (M^2)$, a zatem przesunięcie poosiowe kamery CCD wynoszące $40 \mu\text{m}$ odpowiada odległości 100 nm w płaszczyźnie obiektu. W każdej płaszczyźnie przemieszczenia kamery CCD rejestrowany jest obraz (Rys. 43) i obliczana jest wartość całkowitego natężenia z obszaru 3×3 wokół piksela o maksymalnej wartości intensywności. Obliczone wartości intensywności dla kolejnych położenia detektora zostały przedstawione na Rys. 44.

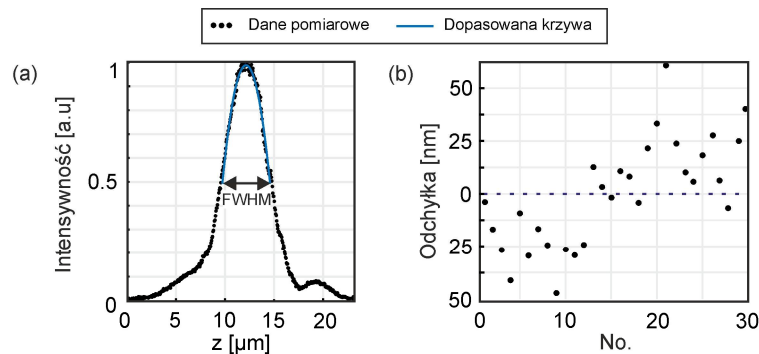


Rys. 43. Obrazy punktowego źródła S_R (kontrast odwrócony) zarejestrowane dla kolejnych położenia kamery CCD wzdłuż osi optycznej z wraz z wyznaczonym położeniem płaszczyzny SP'.



Rys. 44. Pierwszy krok kalibracji – wyznaczone wartości intensywności dla kolejnych położeń detektora dla wiązki referencyjnej. Wynik uzyskany z oprogramowania Labview z procesu kalibracji.

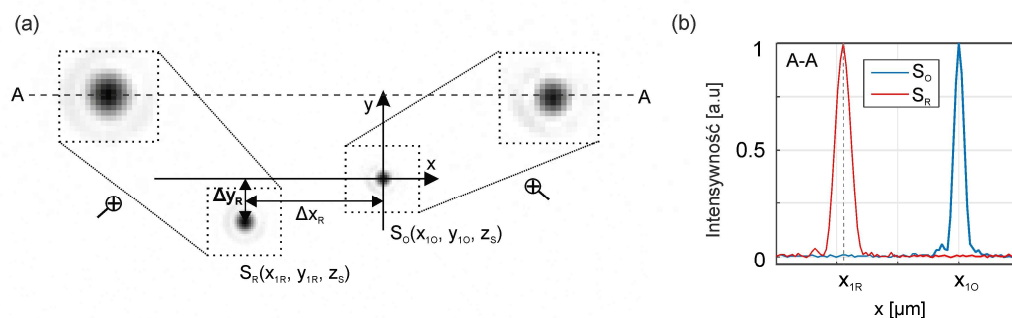
Całkowita znormalizowana wartość intensywności dla kolejnych położeń rejestracji jest wyznaczana w funkcji położenia osiowego (Rys. 45a, punkty zaznaczone kolorem czarnym). Następnie do wyznaczonych danych dopasowywana jest krzywa wielomianu czwartego rzędu dla szerokości połówkowej FWHM, co zostało przedstawione niebieską linią na Rys. 45a. Wyznaczone maksimum dopasowanej krzywej wskazuje położenie szukanych współrzędnych płaszczyzny SP', a dokładniej położenie źródła punktowego S_R wzdłuż osi optycznej. W celu wyznaczenia położenia poprzecznego S_R obliczana jest średnia ważona obrazu dwóch rozkładów natężenia, które zostały zarejestrowane w najbliższych płaszczyznach wzdłużnych do uzyskanego maksimum. Wartości są określane na podstawie odległości osiowej od płaszczyzny SP'. Położenie maksymalnego natężenia wskazuje współrzędne poprzeczne źródła S_R . Analogiczna procedura do przedstawionej powyżej jest kolejno stosowana do wyznaczenia położenia dna badanego przedmiotu, ustawienia obiektu w płaszczyźnie IRP oraz przemieszczenia kamery CCD do płaszczyzny IRP'.



Rys. 45. (a) Całkowita znormalizowana wartość intensywności dla kolejnych położeń rejestracji (czarna przerywana linia), dopasowana krzywa wielomianu czwartego rzędu dla szerokości połówkowej (niebieska linia); (b) powtarzalność wyznaczania punktu ostrości.

Powtarzalność powyższego etapu kalibracji sprawdzono poprzez trzydziestokrotne wyznaczenie płaszczyzny SP'. Uzyskane wyniki przedstawiono na Rys. 45b jako odchyłkę wyznaczonego osiowego położenia punktu S_R od wartości średniej. Przeprowadzone doświadczenie wykazało, iż odchyłka mieści się w zakresie ± 55 nm. Ze względu, że podczas procedury kalibracji apertura numeryczna wiązki referencyjnej oraz wiązki obiektowej mają tą samą wartość. W związku z tym dokładność wyznaczenia przestrzennego położenia punktowych źródeł jest taka sama w obu przypadkach. Przykładowy rozkład intensywności plamek zogniskowania S_R oraz S_O' (odwrócony kontrast) zarejestrowany podczas pomiarów został przedstawiony na Rys. 46a. Przekrój A-A przez plamki zogniskowania został przedstawiony na Rys. 46b.

Kolejne kroki, tj. 2-4, metody kalibracji zostały przedstawione na Rys. 47. Celem tych kroków jest optymalizacja i charakterystyka warunków oświetlenia w układzie FDHM. Podczas kroku 2 mierzony obiekt zostaje ustawiony w pozycji *cat's eye*, w której rejestrowany jest hologram kompensacyjny. W kroku 3 znajdowana jest pozycja podstawowa przedmiotu, a kolejno w kroku 4 rejestrowany jest hologram obiektowy. Szczegółowy opis metody kalibracji znajduje się poniżej.



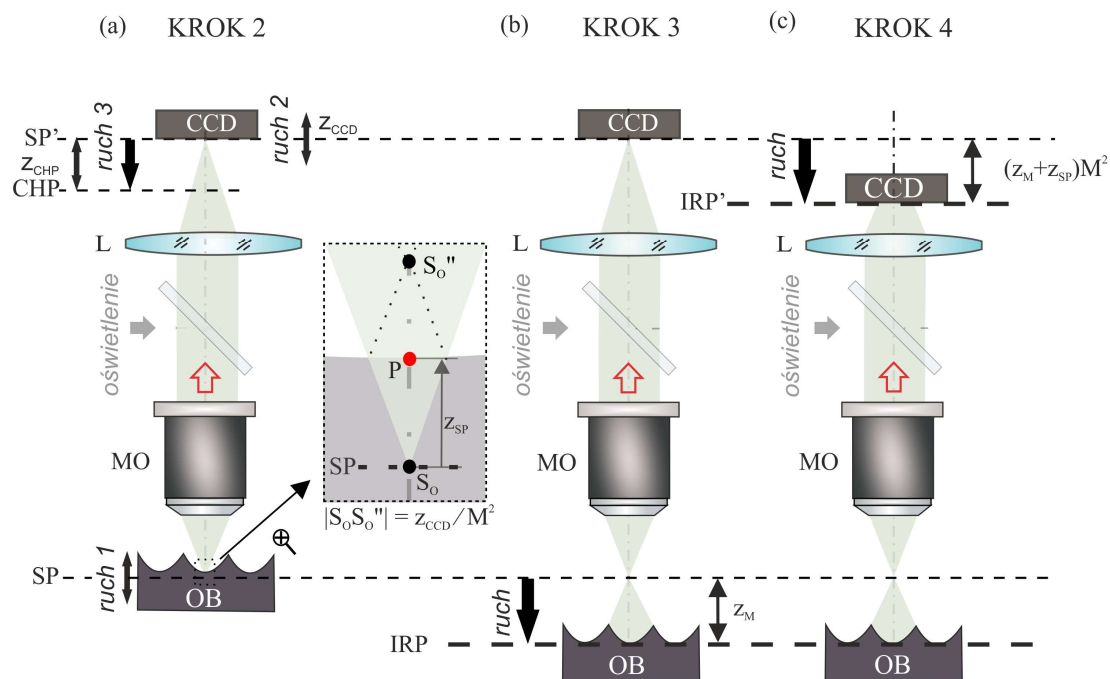
Rys. 46. (a) Punktowe źródło wiązki referencyjnej $S_R(x_{1R}, y_{1R}, z_S)$ oraz obiektowej $S_O'(x_{10}, y_{10}, z_S)$ (odwrócony kontrast); (b) przekrój A-A przez S_R oraz S_O' .

W kroku 2 (Rys. 47a), za pomocą skanowania osiowego, dochodzi do wyznaczenia punktu P , który w analizowanym przypadku ustawiony został na dnie sferycznego wklęsłego obiektu. Przedstawione warunki ustawienia obiektu pozwalają na zarejestrowanie hologramu, który zawiera jedynie informację o aberracjach układu pomiarowego. Krok ten realizowany jest w trzech etapach: (1) poosiowe przemieszczenie obiektu w celu ustawienia punktu P w najbliższej pozycji do płaszczyzny SP – pozycja *cat's eye*; (2) poosiowe przemieszczenie kamery CCD w celu weryfikacji położenia punktu P względem SP - wyznaczenie odległości z_{SP} ; (3) poosiowe przemieszczenie kamery CCD do płaszczyzny HP' i rejestracja hologramu kompensacyjnego. W układzie FDHM płaszczyzna SP znajduje się w płaszczyźnie ogniskowej MO, dlatego też poprzez przemieszczenie poosiowe obiektu (rozdzielczość poosiowa stolika

liniowego wynosi $1 \mu\text{m}$) oraz automatyczną analizę maksymalnego natężenia (jak w kroku 1 procedury kalibracji) obiekt umieszcza się w pozycji *cat's eye*. Drugi etap kroku 2 (przedstawiony jako powiększenie w prostokącie z przerywanymi liniami na Rys. 47a) pozwala na zwiększenie dokładności ustalenia osiowego położenia punktu P obiektu. W tym celu wykorzystane jest powiększenie wzdłużne układu pomiarowego M^2 , które wynosi $400\times$. Tutaj, podobnie jak w kroku 1, kamera CCD przemieszczana jest wzdłuż osi optycznej, a opisana procedura wyznaczania punktowego źródła światła umożliwia znalezienie i wyznaczenie położenia punktu P w odniesieniu do płaszczyzny SP, jako odległość definiowaną następująco:

$$z_{SP} = z_{CCD} / 2M^2. \quad R. 28$$

W pozycji *cat's eye* fala obiektowa zawiera informację o układzie pomiarowym a dokładniej o aberracji sferycznej. W celu rejestracji hologramu kompensacyjnego, CCD jest ustawiana w wybranej płaszczyźnie HP'. Po zarejestrowaniu hologramu CCD powraca do pozycji wyjściowej SP', która stanowi jednocześnie pozycję wyjściową podczas dalszych ustawień pomiarowych i wyznaczenia poszczególnych odległości. Warto zauważyć, że hologram kompensacyjny nie musi być rejestrowany podczas każdego pomiaru, gdyż raz zarejestrowany hologram kompensacyjny może zostać ponownie wykorzystany w kolejnych pomiarach.



Rys. 47. Schemat kalibracji układu FDHM: a) krok 2 - ustalenie położenia z_{SP} , ustawienie obiektu w pozycji *cat's eye*, rejestracja hologramu kompensacyjnego; b) krok 3 - ustawienie badanego obiektu w pozycji podstawowej; c) krok 4 - rejestracja hologramu obiektowego. MO - obiektyw mikroskopowy, OB - obiekt.

W kroku 3 (Rys. 47b), mierzony obiekt, a dokładniej punkt P obiektu, zostaje umieszczony w płaszczyźnie IRP. To ustawienie zapewnia obrazowanie największej powierzchni obiektu,

w tym jego obszarów o dużym nachyleniu powierzchni. Ponownie pozycja ta jest ustalana za pomocą automatycznej analizy maksymalnego natężenia (krok 1). W tym przypadku osiowa pozycja IRP w odniesieniu do SP jest podana przez $z_M + z_{SP}$, gdzie z_M jest odległością przemieszczenia poosiowego badanego obiektu.

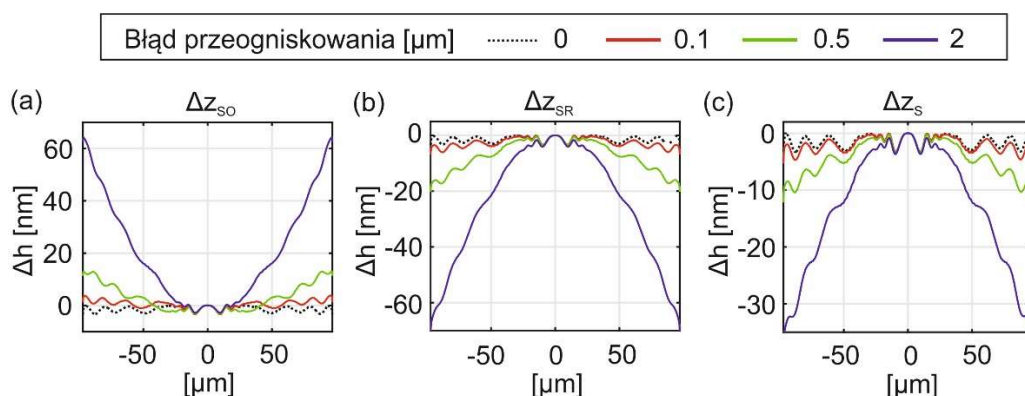
W kroku 4, który przedstawiony jest na Rys. 47c, rejestrowany jest hologram obiektowy. W zależności od parametrów badanego obiektu, tj. wartości promienia krzywizny, optymalna płaszczyzna HP rejestracji hologramu jest wybierana. Dla obiektów o małym ROC położenie płaszczyzny HP = IRP. Oznacza to, iż podczas rejestracji hologramu kamera CCD jest dokładnie umieszczona w IRP', a płaszczyzna IRP' jest sprzężona z powierzchnią obiektu w punkcie P dzięki optyce systemu FDHM. W przypadku pomiarów obiektów o dużym ROC przemieszczenie kamery CCD i mechaniczne umieszczenie punktu P w płaszczyźnie IRP' jest niemożliwe ze względu na ograniczenia techniczne układu pomiarowego. Ograniczenie to dotyczy większości optycznych układów pomiarowych. Może ono wynikać z dwóch powodów: (1) wymagane przemieszczenie poosiowe kamery CCD jest zbyt duże, bądź (2) kierunek przemieszczenia odbywa się w stronę soczewki L i odległość przemieszczenia jest większa od ogniskowej soczewki L. W takim przypadku sprzężenie odpowiednich płaszczyzn musi zostać wykonane przy użyciu metody propagacji numerycznej. Rejestracja hologramu obiektowego realizowana jest dla położenia kamery CCD równego $z_{HP}M^2$, gdzie $z_{HP} = (z_M + z_{SP} - z_H)$. Następnie zrekonstruowana fala obiektu jest propagowana numerycznie na odległość z_H od płaszczyzny HP do płaszczyzny IRP.

5.4 Analiza wpływu niedokładności justowania układu pomiarowego na błąd wyznaczenia geometrii kształtu

Dokładność rekonstrukcji wiązki obiektowej zależy od dokładności wyznaczenia położenia S_O , S'_R oraz płaszczyzny IRP. Niedokładne wyznaczenie tych parametrów ma bezpośredni wpływ na błędną rekonstrukcję kształtu. Wykonano symulację procesu pomiarowego odbiciowego wklęsłego obiektu sferycznego w układzie FDHM z wprowadzeniem podłużnych przemieszczeń parametrów geometrycznych: (1) Δz_{SO} - punktowe źródło wiązki świetlnej, (2) Δz_{SR} - punktowe źródło wiązki referencyjnej, oraz (3) Δz_S - IRP w odniesieniu do SP. Badane wartości wszystkich błędów poosiowych są rozpatrywane w dziedzinie obiektu i wynoszą kolejno: 0,1 μm , 0,5 μm oraz 2,0 μm . Symulację przeprowadzono dla obiektu o następujących parametrach: NA = 0,4, ROC = 500 μm , średnicy = 200 μm , $h_{\text{max}} = 10 \mu\text{m}$. Błąd rekonstrukcji obiektu zdefiniowano jako $\Delta h = h_{OBJ} - h_{SYM}$, gdzie h_{OBJ} jest idealną wysokością obiektu bez wprowadzonego przesunięcia do układu FDHM, natomiast h_{SYM} jest

wyznaczonym kształtem obiektu dla poszczególnych przemieszczeń: Δz_{SO} , Δz_{SR} oraz Δz_S . Rys. 48 przedstawia wyniki przeprowadzonej symulacji.

Obliczony eksperymentalnie błąd wyznaczenia osiowego położenia fal sferycznych i obiektu jest rzędu ± 55 nm. Wartość błędu przeogniskowania równego $\Delta z_{SO} = \Delta z_{SR} = \Delta z_S = 0,1 \mu\text{m}$ ilustruje błędy układu pomiarowego FDHM. Dla badanych wartości $\Delta z_{SO} = \Delta z_{SR}$ błędy są znacznie poniżej 10 nm dla całego obszaru obiektu. Dla Δz_S błąd jest w przybliżeniu dwa razy mniejszy.



Rys. 48. Błędy rekonstrukcji kształtu dla (a) Δz_{SO} , (b) Δz_{SR} oraz (c) Δz_S .

5.5 Wyniki eksperymentalne

W celu weryfikacji metody pomiarowej zostały wykonane pomiary następujących grup obiektów o różnych parametrach kształtu:

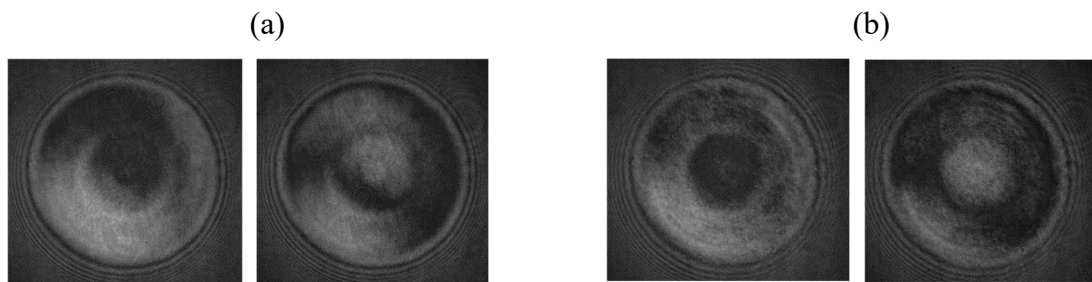
1. pomiar ceramicznej kuli o znanych parametrach i dużej średnicy,
2. pomiar obiektu o wysokim gradiencie kształtu,
3. pomiar obiektu sferycznego i asferycznego.

5.5.1 Pomiar sfery o dużym promieniu krzywizny

Pierwszym badanym obiektem jest ceramiczna kula wykonana z azotku krzemu (Si_3N_4). Próbkę ta charakteryzuje się dużą wartością $\text{ROC} = 1500 \mu\text{m}$ i kulistym kształtem z małym błędem sferyczności, który jest mniejszy niż $0,13 \mu\text{m}$ (dane zapewnione przez producenta). Precyzyjny kształt badanego obiektu pozwala na ocenę wpływu aberracji układu pomiarowego na rekonstrukcję topografii. Ze względu na duży ROC, sprzężenie płaszczyzny IRP z powierzchnią mierzonej kuli musi być przeprowadzone wykorzystując propagację numeryczną pola optycznego.

Podczas pomiaru kamera CCD powinna zostać przemieszczona na odległość $\text{ROC} \cdot \text{M}^2 = 600 \text{ mm}$, aby płaszczyzna obiektu znajdowała się w płaszczyźnie IRP'. Jednakże, odległość ta jest zdecydowanie większa niż zakres stolika liniowego, tj. 100 mm, dlatego też rekonstrukcja

wiązki obiektowej została wykonywana z zastosowaniem propagacji numerycznej. Dla tej próbki wartość położenia punktu P w odniesieniu do SP wynosi $z_{SP} = 0,85 \mu\text{m}$ (wyznaczone podczas kroku 2 kalibracji), następnie próbka została przemieszczona na odległość $z_M = 1502 \mu\text{m}$. Położenie płaszczyzny IRP znajduje się w odległości $z_M + z_{SP} = 1502,85 \mu\text{m}$. Hologram kompensacyjny jak i obiektowy został zarejestrowany dla położenia kamery CCD $M^2 \cdot z_{HP} = 90 \text{ mm}$ z zastosowaniem 5-obrazowej metody TPS. Rys. 49 przedstawia dwa kolejne (z pięciu) zarejestrowanych obrazów dla hologramu obiektowego (Rys. 49a) i kompensacyjnego (Rys. 49b) w płaszczyźnie HP.

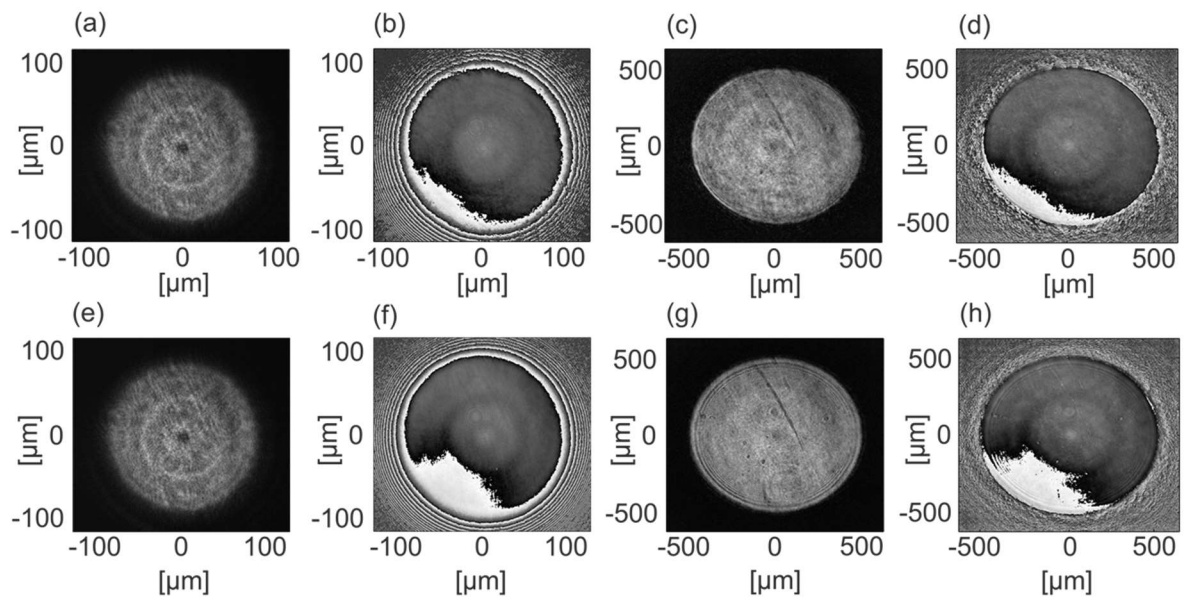


Rys. 49. Zarejestrowane hologramy (a) obiektowy, (b) kompensacyjny, w płaszczyźnie HP. Wybrane dwa kolejne obrazy z pięciu dla metody TPS.

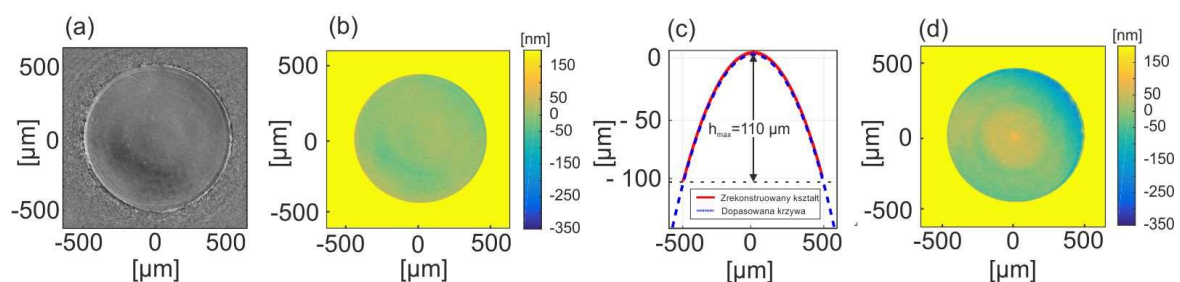
Kolejno zebrane hologramy, osobno dla części obiektowej jak i kompensacyjnej, zostały poddane procesowi rekonstrukcji fazy. Rys. 50 przedstawia otrzymaną amplitudę i fazę: (a) i (e) amplitudę, natomiast (b) i (f) zrekonstruowaną fazę w płaszczyźnie HP. Kolejno hologramy te zostały zrekonstruowane w płaszczyźnie IRP przy zastosowaniu algorytmu AS służącego do propagacji pola optycznego. Podczas propagacji oba pola optyczne były propagowane numerycznie na odległość $z_H = 1277,85 \mu\text{m}$ do płaszczyzny IRP, co odpowiada odległości 511,14 mm w domenie obrazu. Klasyczna propagacja AS wymaga zerowego wypełnienia proporcjonalnego do stosunku odległości z_H/z_{HP} . Natomiast w przypadku zastosowanej metody propagacji AS uwzględnia się zwiększenie rozmiaru zrekonstruowanej wiązki obiektowej, a zatem wielkość piksela zmienia się z $0,17 \mu\text{m}$ na $1,15 \mu\text{m}$. Wyniki rekonstrukcji zostały przedstawione kolejno: amplituda na Rys. 50(c) i (g) oraz faza na Rys. 50(d) i (h). Ważnym aspektem jest widoczny efekt aberracji sferycznej w formie struktury pierścieniowej modulującej rozkład fazy. Bardzo dobrze widoczny jest ten efekt na Rys. 50(d) i (h), w samym centrum rekonstrukcji.

Odjęcie fazy hologramu kompensacyjnego od fazy hologramu obiektowego pozwala na zminimalizowanie efektu aberracji sferycznej, co pokazano na Rys. 51a. Następnie faza zrekonstruowana i skompensowana w płaszczyźnie IRP została wykorzystana do rekonstrukcji kształtu algorytmem LRA. Kolejno zbadano odchyłkę zrekonstruowanego kształtu od

sferyczności. Dla przypadku bez kompensacji aberracji sferycznej (Rys. 51b) odchyłka ta wynosi 400 nm i jest czterokrotnie większa niż dla przypadku z kompensacją aberracji sferycznej (Rys. 51d). System FDHM umożliwia pomiar w obrębie sferycznego obszaru o średnicy $\varnothing = 1100 \mu\text{m}$, co odpowiada $\text{NA} = 0,61$. Zrekonstruowana maksymalna wysokość próbki wynosi $110 \mu\text{m}$, a $\text{ROC} = 1503,1 \mu\text{m}$. Rys. 51c przedstawia przekrój poprzeczny przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu kuli ceramicznej (czerwona linia) oraz dopasowaną sferę (przerywana niebieska linia).



Rys. 50. Rekonstrukcja hologramu kompensacyjnego: a) amplituda i b) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie HP; c) amplituda i d) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie IRP (po propagacji). Rekonstrukcja hologramu obiektowego: e) amplituda oraz f) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie HP; g) amplituda oraz h) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie IRP (po propagacji).

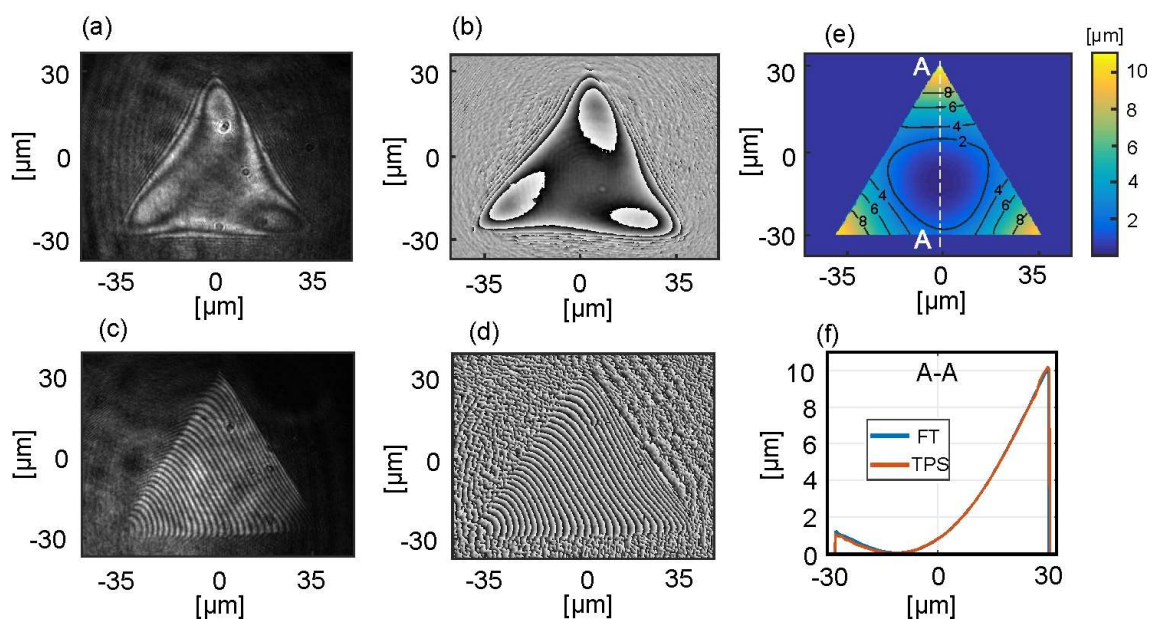


Rys. 51. Wyniki rekonstrukcji kształtu kuli ceramicznej: (a) skompensowana faza wiązki obiektowej, (b) odchyłka zrekonstruowanego kształtu od sferyczności po kompensacji aberracji sferycznej, (c) przekroje poprzeczne przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu i dopasowaną sferę, (d) odchyłka sferyczności zrekonstruowanego kształtu bez kompensacji aberracji sferycznej.

5.5.2 Pomiar obiektu o wysokim gradiencie kształtu

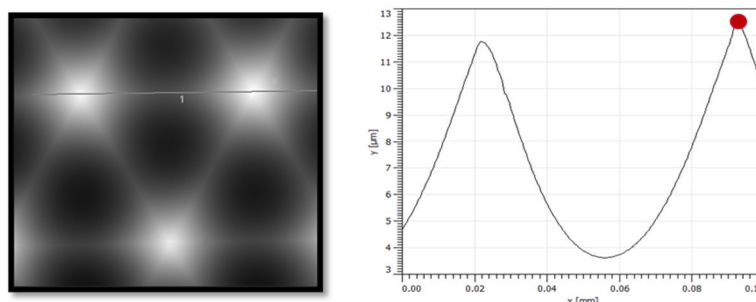
Drugim obiektem wybranym do pomiarów to mikroforma optyczna, służąca do replikacji mikrosoczewek, o podstawie trójkątnej z długością boku $70 \mu\text{m}$. Mierzona mikroforma charakteryzuje się wysokim nachyleniem ścian obiektu. Obiekt ten jest pojedynczym

elementem matrycy wytrawionej w płytce silikonowej [133], która jest używana do produkcji mikrosoczewek. Za pomocą tego obiektu potwierdzone zostaną dalsze możliwości opracowanego systemu, a dokładniej możliwość rejestracji i rekonstrukcji hologramów metodą wieloramkową (5-cio ramkową metodą TPS), jak również jednoramkową (metoda transformaty Fouriera). W przypadku tego pomiaru rejestracja hologramów odbyła się w płaszczyźnie HP = IRP. Rys. 52 przedstawia zarejestrowany wzór interferencyjny dla metody TPS (Rys. 52a) oraz FT (Rys. 52c). Kolejno na Rys. 52b i Rys. 52d przedstawione są zrekonstruowane fazy odpowiednia dla każdej z metod. Pełna ścieżka rekonstrukcji umożliwiła otrzymanie kształtu badanego obiektu. Dla obydwu zastosowanych metod wynik rekonstrukcji kształtu jest taki sam. Otrzymany kształt mikroformy na podstawie algorytmu TPS został przedstawiony na Rys. 52e. Natomiast Rys. 52f pokazuje przekrój zrekonstruowanego kształtu dla obydwu metod. Na podstawie zrekonstruowanego kształtu wyznaczono następujące parametry mikroformy: maksymalna wysokość = 10,2 μm i ROC = 68,5 μm .



Rys. 52. Wyniki pomiaru mikroformy: a) wzór interferencyjny i b) faza dla metody TPS; c) wzór interferencyjny i d) faza dla metody FT; e) zrekonstruowana topografia; f) przekroje przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu obiektu przy użyciu TPS i FT.

Na rysunku Rys. 53 przedstawiono wynik pomiaru trójkątnej mikroformy przy użyciu koherentnego profilometru optycznego Kontur GT-X firmy Bruker [134] (Rys. 53). Wynik otrzymany dzięki opracowanej metodzie, został porównany z wynikiem otrzymanym za pomocą profilometru optycznego. Porównując wyniki (Tab. 6) widoczna jest korelacja wartości wyznaczonych parametrów otrzymanych z obydwu pomiarów.



Rys. 53. Wyniki rekonstrukcji topografii trójkątnej mikroformy: a) uzyskanie przy zastosowaniu koherencyjnego profilometru optycznego Kontur GT-X firmy Bruker, b) opracowanej metody pomiarowej.

Tab. 6. Porównanie wyników rekonstrukcji trójkątnej mikroformy uzyskanych przy zastosowaniu opracowanej metody i koherencyjnego profilometru firmy Bruker.

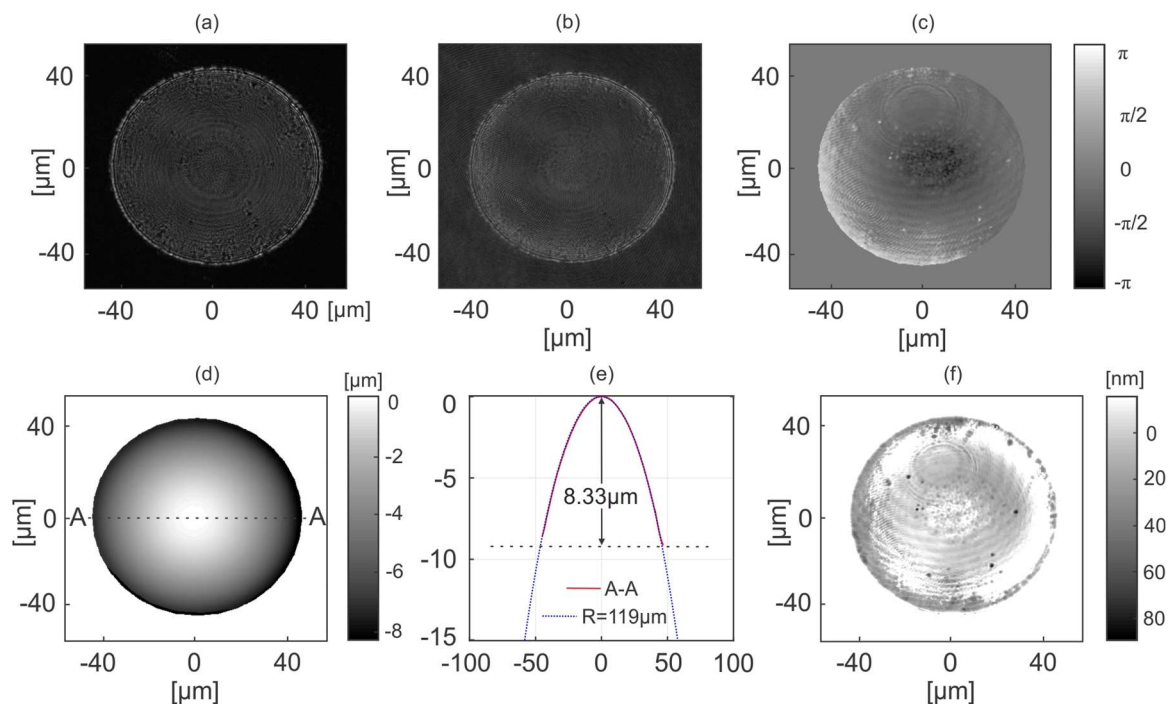
Parametry	Zaproponowana metoda pomiarowa	Koherencyjny profilometr optyczny Kontur GT-X firmy Bruker	Różnica
h_{\max} [μm]	12.52	12.5	0.02
NA	0.397	0.385	0.012
ROC [μm]	45.99	48.5	2.51
Średnica [μm]	63.08	65	1.92
f_{ob}	23	24.25	1.25

5.5.3 Pomiar mikrosoczewki o sferycznym/asferycznym kształcie

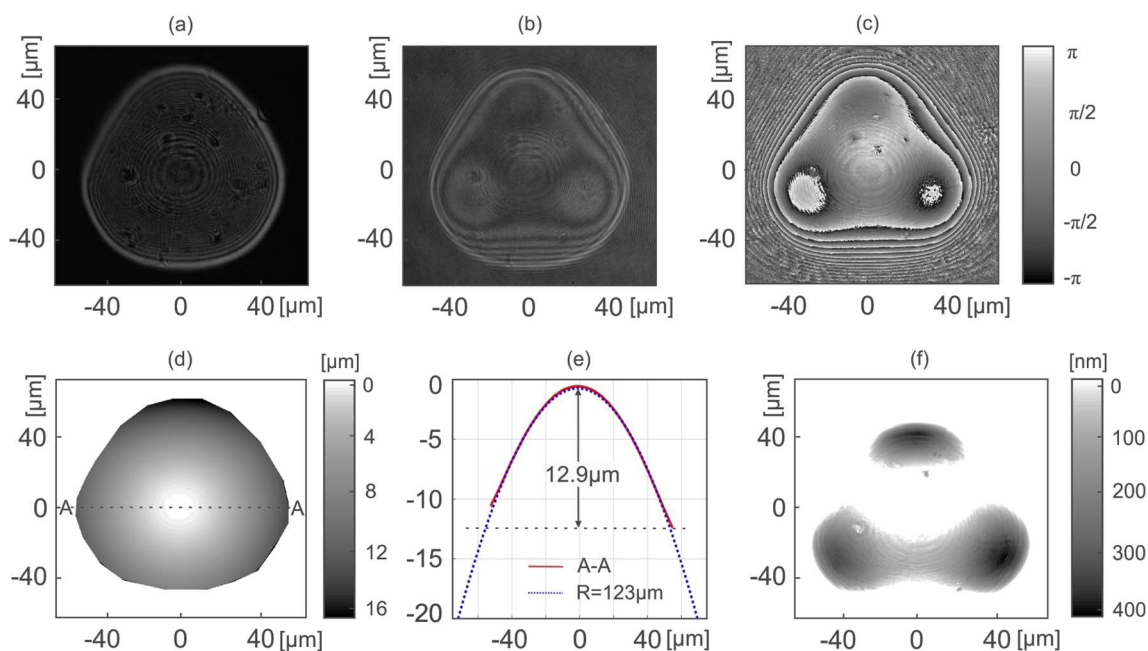
Kolejnym obiektem, którego kształt został zrekonstruowany to sferyczna mikrosoczewka wyprodukowana przez firmę SUSS MicroOptics o następujących parametrach: ROC = 120 μm , NA = 0,19, średnica Φ = 95 μm . W tym przypadku odległość z_M = 121 μm , stąd odległość przemieszczenia kamery wynosi 75,50 mm. Rejestracja hologramów odbyła się w płaszczyźnie HP = IRP. Obraz amplitudowy i hologram obiektowy zostały przedstawione kolejno na Rys. 54a i Rys. 54b. Zrekonstruowana faza przy zastosowaniu metody TPS została przedstawiona na Rys. 54c. Maksymalna wysokość zrekonstruowanego kształtu (Rys. 54d) wynosi 8,33 μm , a zrekonstruowana średnica Φ = 95 μm . Do zrekonstruowanej topografii mikrosoczewki została dopasowana sfera, na podstawie której został dopasowany i wyznaczony ROC badanego obiektu, który wynosi 120,02 μm . Wyznaczona wartość ROC jest zbliżona do wartości podanej w specyfikacji technicznej przez producenta (ROC = 120 μm). Kolejno na Rys. 54e zostały przedstawione przekroje przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu i dopasowanej sfery. Odchyłka kształtu od sferyczności uzyskana po odjęciu dopasowanej sfery od

zrekonstruowanego kształtu obiektu nie przekracza wartości 40 nm w 80% mierzonej powierzchni (Rys. 54f).

Ostatnią próbką wykorzystaną do pomiarów i analizy opracowanej metody pomiarowej oraz systemu FDHM był prototyp mikrosoczewki replikowany w PMMA z mikroform krzemowych. Wybrana do pomiaru mikrosoczewka charakteryzuje się następującymi parametrami: średnica = 190 μm , ROC = 72 μm . Obraz amplitudowy i hologram przedstawiono na Rys. 55a,b, natomiast wynik rekonstrukcji fazy przedstawiony jest na Rys. 55c. Dla tej próbki odległość $z_M = 126,25 \mu\text{m}$, co stanowi 78,78 mm przemieszczenia kamery CCD. Zrekonstruowana topografia mierzonego obiektu pokazana jest na Rys. 55d. Maksymalna wysokość wynosi 12,9 μm , a średnica zrekonstruowanej powierzchni $\Phi = 100 \mu\text{m}$. W przypadku tego obiektu do zrekonstruowanego kształtu została dopasowana asfera. Promień krzywizny dopasowanej asfery wynosi 121,65 μm , podczas gdy wartość stałej stożkowej $K = -1,74$. Przekroje przez wierzchołek zrekonstruowanego i dopasowanego kształtu przedstawiono na Rys. 55e. Różnica pomiędzy najlepiej dopasowaną asferą a zrekonstruowanym kształtem została przedstawiona na Rys. 55f.



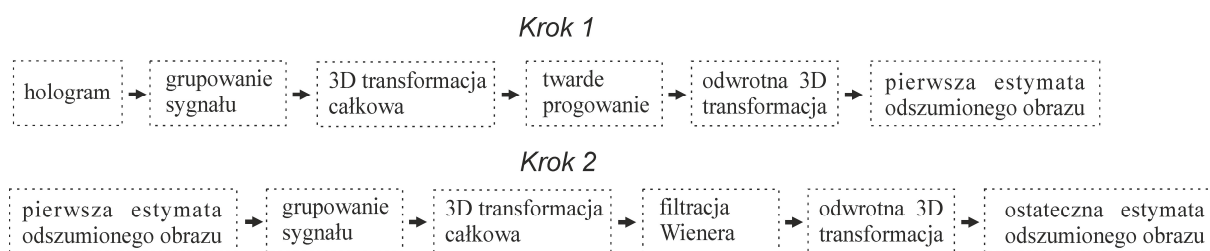
Rys. 54. Wyniki pomiaru sferycznych mikrosoczewek: (a) obraz amplitudy; (b) hologram; (c) zrekonstruowana faza; (d) zrekonstruowana topografia; (e) przekrój A-A przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu (czerwona linia) i najlepiej dopasowanej sfery (niebieska linia); (f) odchyłka sferyczności zrekonstruowanego kształtu obiektu.



Rys. 55. Wyniki pomiaru mikrosoczewki asferycznej: a) obraz amplitudowy; b) hologram; c) zrekonstruowana faza; d) rekonstrukcja kształtu; e) przekrój A-A przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu (czerwona linia) i dopasowany kształt asferyczny (niebieska przerywana linia); f) odchylenie kształtu od najlepiej dopasowanej asfery.

5.6 Numeryczna minimalizacja wpływu szumu na rekonstrukcję kształtu

Technika DHM może dostarczyć ilościowych informacji fazowych o mierzonym obiekcie z dokładnością do nanometrów. Informacje te mogą być odtworzone nawet z pojedynczego hologramu. Jednakże, w systemie DHM hologram obiektowy lub hologram kompensacyjny jest pozyskiwany poprzez rejestrację rozkładu intensywności na kamerze CCD. Następnie hologram ten jest przetwarzany numerycznie w celu uzyskania rekonstrukcji fazy. Niestety taki ilościowy pomiar obiektu obarczony jest działaniem różnych źródeł szumów [26–28]. Szum koherentny ze względu na wysoki kontrast bardzo mocno obniża dokładność pomiarową systemów bazujących na promieniowaniu koherentnym czasowo i przestrzennie. Szum ten bezpośrednio wpływa na jakość rekonstrukcji fazy, co może przełożyć się na błąd rekonstrukcji kształtu. W dalszych krokach zostało przeanalizowane zastosowanie podejścia filtrującego w procedurze rekonstrukcji kształtu poprzez zastosowanie algorytmu redukującego szum podczas numerycznego przetwarzania hologramu. Do ścieżki rekonstrukcji kształtu został wprowadzony dodatkowy krok – odszumianie obrazu z wykorzystaniem algorytmu BM3D [41,45,146,147]. Algorytm BM3D jest obecnie określany jako nowoczesna metoda usuwania szumów z obrazów [41]. Ponadto, wykazano, że może on z powodzeniem usuwać szum koherentny z hologramów i poprawiać rekonstrukcję fazy [45]. Działanie algorytmu BM3D składa się z dwóch etapów, które zostały przedstawione na Rys. 56.

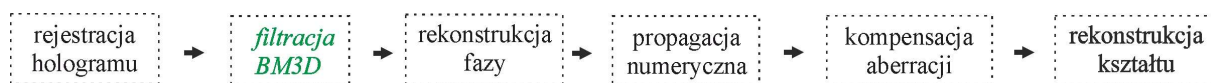


Rys. 56. Schemat blokowy procesu minimalizacji szumu z wykorzystaniem metody filtrowania BM3D.

Podczas pierwszego etapu, grupowany jest sygnał 2D w bloki 3D poprzez odnalezienie podobnych regionów w analizowanym obrazie. Kolejno w każdym wyznaczonym bloku 3D wykonywana jest trójwymiarowa transformacja całkowita. W następnym kroku usuwane są wszystkie współczynniki transformacji o parametrze skali wyższym od zadanego progu, jest to tzw. twarde progowanie. Wykonanie odwrotnej trójwymiarowej transformacji liniowej prowadzi do pierwszego i zgrubnego oszacowania estymaty odsumionego obrazu. Kolejno wyznaczona estymata jest używana podczas drugiego etapu algorytmu. Ponownie z sygnału 2D wyznaczane są grupy 3D, ale tym razem jako podstawę do porównania poszczególnych regionów wykorzystujemy pierwszą estymatę. Tak jak poprzednio, wyznaczana jest trójwymiarowa transformacja całkowita bloków 3D, ale teraz zamiast operacji twardego progowania wykorzystuje się filtrację Wienera. Ostateczny wynik numerycznej minimalizacji szumu uzyskiwany jest przez odwrotną transformację 3D [147].

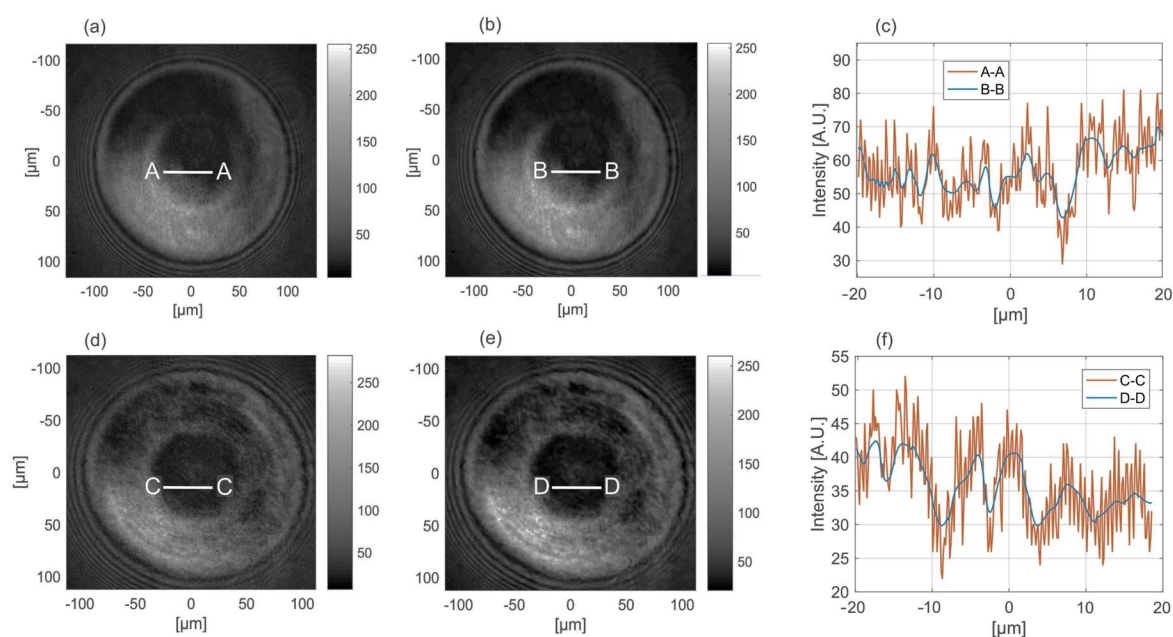
Wpływ szumu koherentnego na wynik rekonstrukcji kształtu został zbadany poprzez pomiar dwóch próbek: (1) kuli ceramicznej o ROC = 1500 μm , oraz (2) mikrosoczewki o wysokim gradiencie kształtu nachylenia powierzchni. Pierwszą zmierzoną próbką była sfera metrologiczna z błędem sferyczności poniżej 0,13 μm . Ze względu na duży ROC sfery zastosowano propagację numeryczną podczas rekonstrukcji wiązki. Drugą mierzoną próbką jest sferyczna mikrosoczewka o parametrach ROC = 120 μm , NA = 0,19 i średnicy $\Phi = 95 \mu\text{m}$, wyprodukowana przez SUSS MicroOptics. W obydwu przypadkach, w celu uzyskania dokładnej rekonstrukcji kształtu, zastosowano opracowaną w pracy metodę kalibracji. Kolejno zarejestrowane obrazy są poddawane filtracji szumów, metoda BM3D została zastosowana do redukcji szumu w obrazie amplitudowym oraz pięciu, przesuniętych fazowo obrazów prążkowych dla obiektu, jak również dla pustego układu (zestaw hologramów kompensacyjnych). Kolejno fazy hologramów obiektowego i kompensacyjnego są rekonstruowane. Następnie, w przypadku obiektu o dużym ROC, zarejestrowane pole optyczne obu hologramów jest ogniskowane numerycznie na IRP'. W tej płaszczyźnie człon fazowy, w którym zakodowana jest informacja o aberracji sferycznej jest usuwany z fazy obiektu.

Ostatecznie, rekonstrukcja kształtu jest obliczana przy pomocy algorytmu LRA. Schemat blokowy wszystkich kroków procesu rekonstrukcji kształtu został przedstawiony na Rys. 57.



Rys. 57. Schemat blokowy kroków procesu rekonstrukcji kształtu z filtracją szumów.

Rys. 58 przedstawia zarejestrowane hologramy: obiektowy oraz kompensacyjny przed filtracją szumów (Rys. 58a i d) oraz po zastosowanej filtracji (Rys. 58b i e). Dla porównania, zostały pokazane przekroje (A-A, B-B – dla hologramu obiektowego, C-C, D-D – dla hologramu kompensacyjnego) przez oba hologramy, Rys. 58c oraz Rys. 58f. Różnica pomiędzy A-A a B-B oraz C-C a D-D wskazuje na widoczny efekt szumu. Podczas ustawiania parametrów filtracji wartość parametru odchylenia standardowego σ w przypadku zastosowania metody BM3D wynosiła 50, co zapewnia wysokiej jakości filtrację szumów obrazu [45].

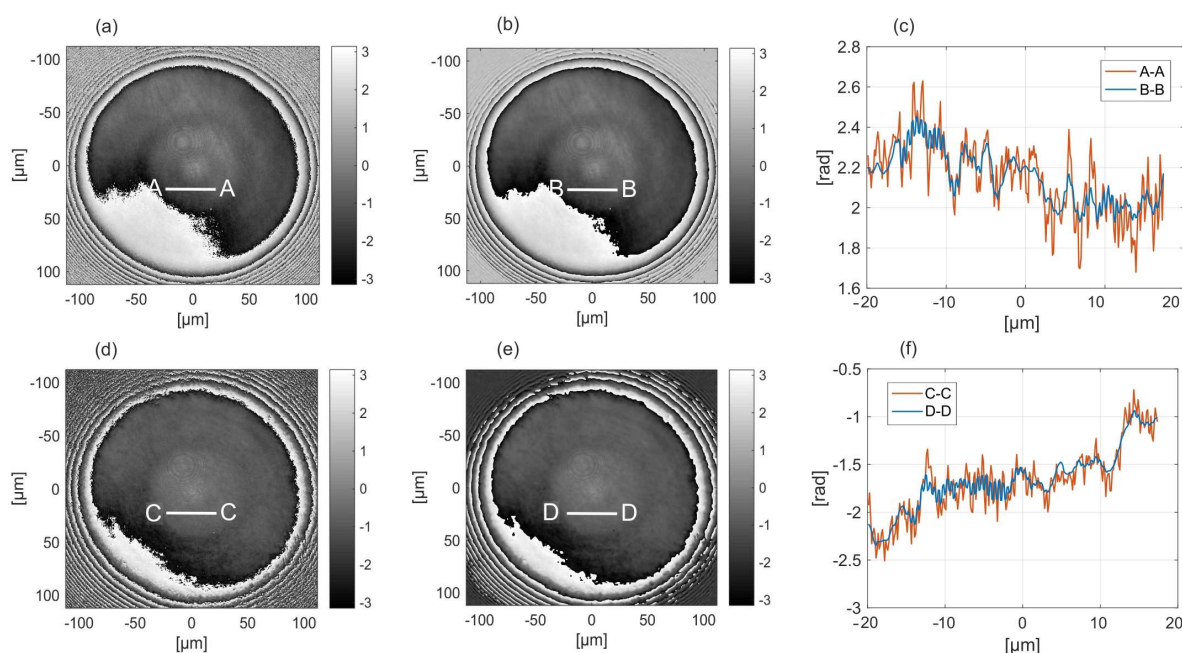


Rys. 58. Zarejestrowany hologram obiektowy i kompensacyjny w płaszczyźnie HP: a), d) bez filtracji szumu; b), e) z zastosowaniem metody filtracji BM3D; c) przekrój poprzeczny A-A i B-B przez obrazy hologramu obiektowego, f) przekrój poprzeczny C-C i D-D przez obraz hologramu kompensacyjnego.

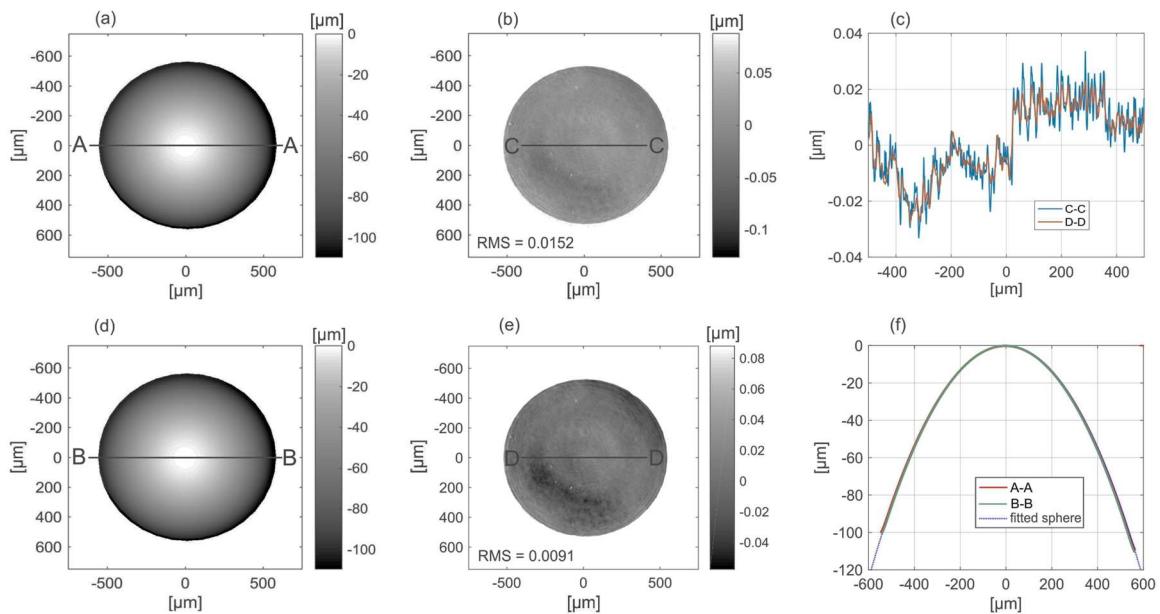
Wpływ szumu na rekonstrukcję fazy zbadano dla sfery metrologicznej o określonych parametrach. Podczas procesu kalibracji hologramy obiektowy jak i kompensacyjny zostały zarejestrowane w odległości 225 μm od płaszczyzny SP', następnie pole optyczne zostało numerycznie przepropagowane do płaszczyzny IRP' o odległość 1277,8 μm do powierzchni badanej próbki. Rys. 59 przedstawia wyniki rekonstrukcji faz hologramów przed propagacją numeryczną do płaszczyzny IRP: (1) bez filtracji szumu, oraz (2) z zastosowaniem metody

BM3D. Zrekonstruowane fazy obiektu oraz hologramu kompensacyjnego bez filtracji szumu przedstawiono odpowiednio na Rys. 59a i Rys. 59d. Zrekonstruowana faza z uwzględnioną filtracją szumu przedstawiono na Rys. 59b i Rys. 59e. Z przekrojów przez zrekonstruowane fazy obiektu (przekroje A-A i B-B) oraz hologramu kompensacyjnego (przekroje C-C i D-D) można zauważyć, że poziom szumu został obniżony.

Wyniki rekonstrukcji kształtu zmierzonej kuli zostały przedstawione na Rys. 60. Odtworzony kształt sfery bez i po filtracji szumu przedstawiono odpowiednio na Rys. 60a i Rys. 60d. W obu przypadkach efekt aberracji sferycznej został zminimalizowany przez uwzględnienie fazy hologramu kompensacyjnego. Następnie do obydwu wyników została dopasowana sfera w celu wyznaczenia odchyłki sferyczności. Odchylenie sferyczności dla danych bez filtracji szumu przyjmuje wartość szczytową 160 nm, natomiast po zastosowaniu metody BM3D wartość ta zmniejsza się do 120 nm. Przekrój poprzeczny przez zrekonstruowany kształt (1) C-C bez filtracji BM3D oraz (2) D-D z zastosowaniem metody filtracji, przedstawiono na Rys. 60c. W obu przypadkach (z i bez filtracji szumu) zrekonstruowana maksymalna wysokość wynosi 110 μm , a zrekonstruowany ROC wynosi: po filtracji 1503,0 μm i bez filtracji 1503,1 μm . Rys. 60f przedstawia przekroje A-A i B-B przez wierzchołek zrekonstruowanych kształtów zmierzonej próbki oraz przez dopasowaną sferę (niebieska linia).



Rys. 59. Wyniki zrekonstruowanej fazy bez filtracji szumu: a) obiektu, d) hologramu kompensacyjnego oraz fazy zrekonstruowanej po zastosowaniu metody BM3D: (b) obiektu, (e) hologramu kompensacyjnego. Przekrój przez zrekonstruowane fazy: c) obiektu oraz f) hologramu kompensacyjnego: A-A, D-D bez filtracji szumu, B-B, D-D przy zastosowaniu metody BM3D.

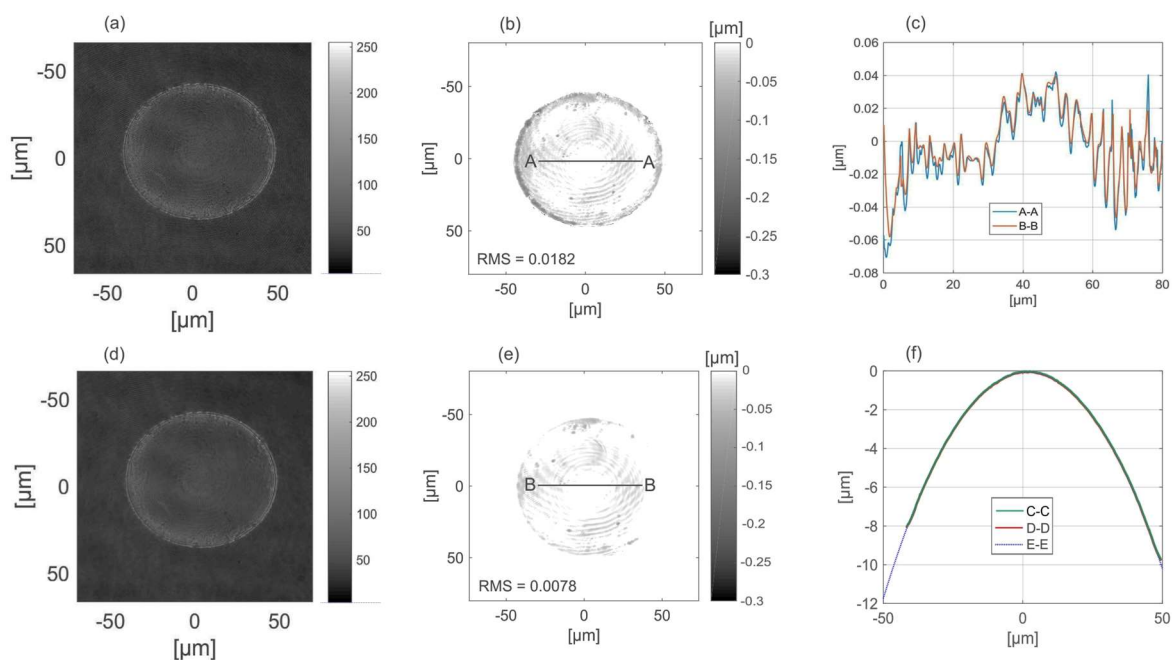


Rys. 60. Porównanie wyników pomiaru kształtu sfery metrologicznej. Zrekonstruowana topografia: a) bez filtracji szumów, oraz d) po filtracji szumów; b) pokazuje odchylenie kształtu od najlepiej dopasowanej sfery bez filtrowania szumów, oraz e) po filtrowaniu szumów; wykresy przedstawiają przekroje A-A i B-B przez wierzchołek zrekonstruowanych kształtów (czerwona linia), przy czym C-C jest przekrojem przez dopasowaną sferę (niebieska linia): a) bez filtrowania szumów; oraz c) po filtrowaniu szumów.

Drugą zmierzoną próbką była sferyczna mikrosoczewka o parametrach: $ROC = 120 \mu\text{m}$, $NA = 0,19$ i średnicy $\Phi = 95 \mu\text{m}$. Dla tego obiektu odległość rejestracji hologramów wynosiła $121 \mu\text{m}$, $HP = IRP$. Parametry filtracji są takie same jak dla poprzednio prezentowanego obiektu. Zarejestrowane hologramy, przed i po filtracji szumów, zostały przedstawione odpowiednio na Rys. 61a i Rys. 61d. Maksymalna odchyłka kształtu od idealnej sfery (Rys. 61b i Rys. 61e) dla danych niefiltrowanych wynosi 300 nm , a $RMS = 0,0182$, natomiast dla danych filtrowanych maksymalna odchyłka kształtu wynosi 90 nm , a $RMS = 0,0078$. Przekroje poprzeczne przez odchyłkę sferyczności bez filtracji szumowej (A-A) i z zastosowaniem metody filtrowania (B-B) przedstawiono na Rys. 61c. Maksymalna wysokość zrekonstruowanego kształtu wynosi $9,66 \mu\text{m}$, zrekonstruowana średnica $\Phi = 95 \mu\text{m}$, a wartość wyznaczonego ROC wynosi $120,2 \mu\text{m}$. Na Rys. 61f pokazano przekroje C-C i D-D przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu mikrosoczewki oraz przez idealną sferę (niebieska linia).

Zaproponowana pełna ścieżka rekonstrukcji danych obiektów charakteryzujących się sferycznym kształtem pozwoliła na uzyskanie wyników rekonstrukcji kształtu o wysokiej dokładności. Zastosowanie podejścia numerycznej minimalizacji szumu koherentnego pozwoliło na obniżenie szumów w hologramach, co miało wpływ na kolejne kroki rekonstrukcji obiektu, tj. rekonstrukcję fazy oraz rekonstrukcję kształtu. Poniżej w Tab. 7 zostały przedstawione wyniki porównujące wyznaczone odchylenia standardowe dla obrazów

amplitudowych oraz fazowych. Kolejno został wyznaczony parametr średniej kwadratowej dla danych zrekonstruowanych.



Rys. 61. Porównanie wyników pomiaru kształtu mikrosoczewki: a) hologram obiektowy, b) odchylenie kształtu od sfery, dla danych bez filtracji szumu; c) przekrój A-A B-B przez odchyłkę kształtu bez filtracji i z zastosowanym filtrem; d) hologram obiektowy, e) odchyłka kształtu po filtracji BM3D, f) przekrój przez rekonstrukcję kształtu C-C bez filtracji szumu (zielona linia), D-D z wykorzystaniem algorytmu BM3D (czerwona linia) oraz przekrój przez idealną sferę (niebieska linia).

Tab. 7. Porównanie wyników danych niefiltrowanych oraz danych po filtracji.

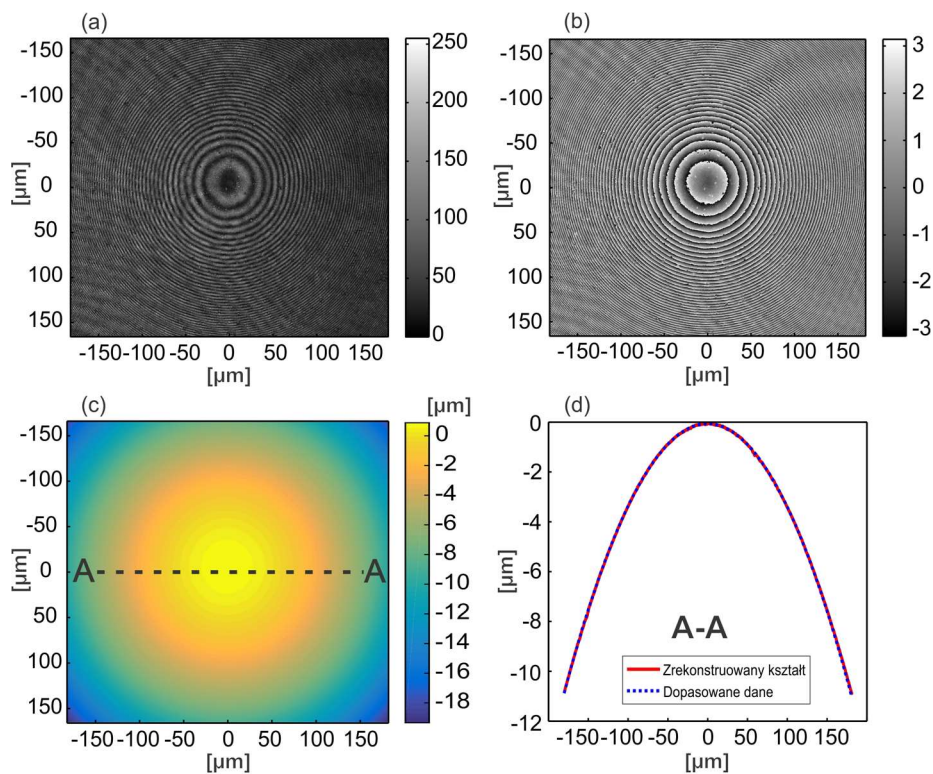
Parametr	Dane niefiltrowane [μm]	Dane po filtracji [μm]
Odchylenie standardowe z obszaru $100 \times 100 \mu\text{m}$ obrazu amplitudowego	7,1093	5,6280
Odchylenie standardowe obrazu fazowego	1,6718	1,5240
Odchyłka kształtu od idealnej sfery – wyznaczone za pomocą średniej kwadratowej (RMS)	0,0182	0,0078

5.7 Podsumowanie i dyskusja

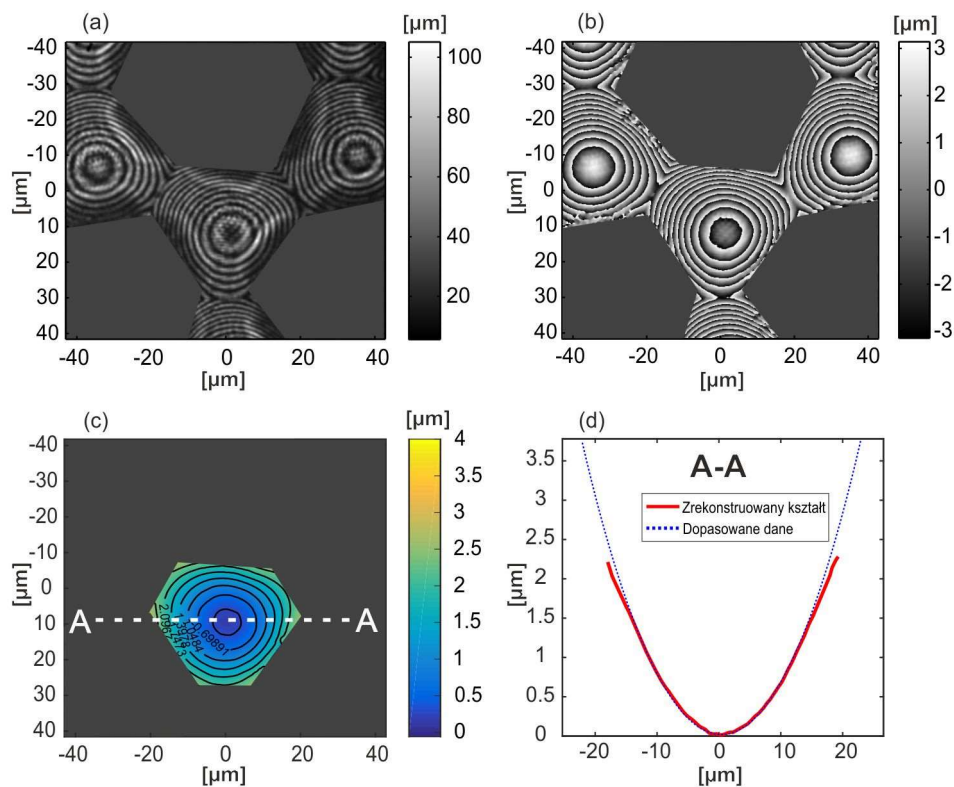
W celu podsumowania metody została ona porównana z klasycznym podejściem pomiarowym cyfrowej mikroskopii holograficznej. Opracowany system FDHM z dwiema wiązkami o sferycznych czołach falowych został przekonfigurowany do klasycznego układu DHM, w którym oświetlenie obiektu jak i fala referencyjna są wiązkami o płaskich czołach falowych. System został ustawiony w konfiguracji interferometru Twyman-Green, zostały

w nim wykorzystane dokładnie takie same elementy, tj. kamera CCD, klin optyczny, źródło światła, elementy optyczne jak w systemie FDHM. Do obliczeń topografii obiektów został wykorzystany algorytm Thin Element Approximation (TEA). To podejście jest traktowane jako konwencjonalna metodyka pomiarowa.

Pomiary zostały przeprowadzone dla tych samych obiektów pomiarowych, tj. (1) ceramicznej kuli o ROC = 1500 μm oraz (2) mikroformy o podstawie trójkątnej z długością boku równą 70 μm . Na Rys. 62a i Rys. 63a pokazano wzory interferencyjne uzyskane metodą TPS, odpowiednio dla sfery i mikroformy. W przypadku mikroformy, możemy zauważyć, że jest ona częścią macierzy składającej się z wielu mikroform. Przy zastosowaniu metody konwencjonalnej DHM jesteśmy w stanie zarejestrować więcej niż jedną mikroformę w polu widzenia. Rysunki Rys. 62b i Rys. 63b pokazują rekonstrukcje fazy, Rys. 62c oraz Rys. 63c rekonstrukcję kształtu, odpowiednio dla zmierzonego obiektu. Przekroje przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu obiektu zostały zaznaczone linią czerwoną, natomiast przez dopasowaną sferę przerywaną niebieską linią.

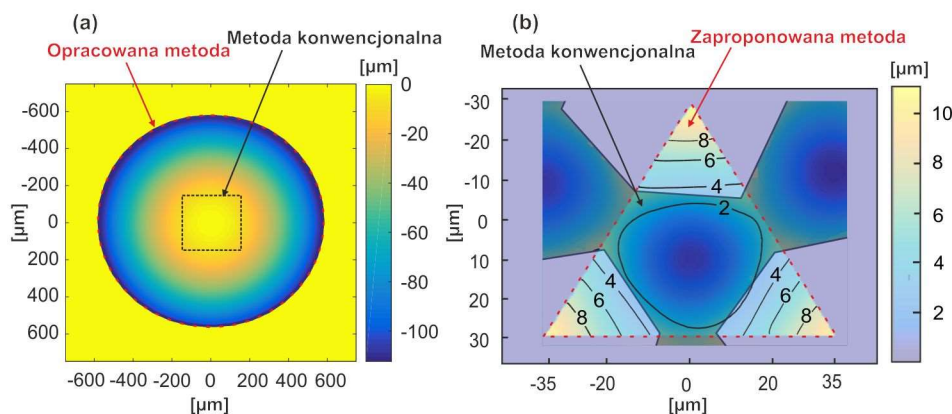


Rys. 62. Wyniki pomiarów kuli ceramicznej: a) zarejestrowany hologram, b) zrekonstruowana faza, c) topografia kształtu, d) przekroje poprzeczne przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu i dopasowaną sferę.



Rys. 63. Wyniki pomiarów mikroformy optycznej: a) zarejestrowany hologram, b) zrekonstruowana faza, c) topografia kształtu, d) przekroje poprzeczne przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu i dopasowaną sferę.

Opracowana w rozprawie doktorskiej metoda pomiarowa pozwoliła na scharakteryzowanie większego obszaru mierzonego obiektu w porównaniu do konwencjonalnej metody pomiarowej. Porównanie otrzymanych pól pomiarowych pomiędzy metodą konwencjonalną a proponowaną metodą dla a) kuli ceramicznej – obiektu sferycznego oraz b) mikroformy optycznej zostało przedstawione na Rys. 64.



Rys. 64. Porównanie pól pomiarowych pomiędzy metodą konwencjonalną a proponowaną metodą dla a) kuli ceramicznej – obiektu sferycznego; b) pomiaru mikroformy optycznej.

Pomiar kuli ceramicznej z wykorzystaniem klasycznej metody pomiarowej umożliwił scharakteryzowanie mniejszego obszaru niż podczas zaproponowanej w rozprawie doktorskiej

metody pomiarowej z systemem FDHM. Porównanie wyników pomiarów realizowanych w konwencjonalnym systemie DHM z opracowanym systemem FDHM zostało przedstawione w Tab. 8. W przypadku pomiaru kuli w konwencjonalnym systemie DHM z oświetleniem falą płaską scharakteryzowano obszar o średnicy 300 μm , natomiast system FDHM pozwolił scharakteryzować obszar o średnicy 1100 μm . Warto zauważyć, że w przypadku systemu z oświetleniem falą płaską tak małe pole pomiarowe nie wynika z ograniczonej NA optyki, ale jest związane z wielkością matrycy CCD. Możliwe byłoby uzyskanie większego pola pomiarowego w przypadku zastosowania podejścia numerycznej propagacji pola optycznego, zaproponowanego w niniejszej pracy. W tym rozszerzonym polu pomiarowym mierzone byłyby większe gradienty, jednak błąd rekonstrukcji kształtu byłby większy ze względu na zastosowany algorytm TEA. W ramach ograniczonego pola pomiarowego podejście konwencjonalne zapewnia stosunkowo niewielki błąd pomiaru ze względu na zapewnienie poosiowych warunków pomiaru. W tym przypadku błąd ROC wynosi 2,6%. Co istotne, wartość wyznaczonego w pracy ROC sfery jest zbliżona do wartości podanej w specyfikacji technicznej. W przypadku drugiego zmierzonego obiektu – mikroformy, ograniczenie pola pomiarowego konwencjonalnej metody DHM pochodzi z ograniczonej NA optyki obrazowania, czyli bezpośrednio z układu pomiarowego. Co istotne, różnica pomiędzy otrzymanymi ROC jest większa dla tej próbki. Przyczyną tego może być zastosowanie algorytmu TEA dla obiektu o wysokim gradiencie kształtu.

W pracy przedstawiono system FDHM do pomiarów topograficznych próbek sferycznych i asferycznych. Układ ten wykorzystuje interferencję pomiędzy wiązką obiektową zawierającą informację o obiekcie mierzonym i sferyczną wiązką odniesienia. Wykorzystuje on całą NA optyki obrazowania do generowania wiązki oświetlającej obiekt oraz do tworzenia obrazu. Ta cecha oraz zastosowana koncepcja holograficzna, oparta na dedykowanym rozwiązaniu AS, umożliwia pomiar obiektów o dużym gradiencie kształtu o małym oraz dużym ROC.

Tab. 8. Porównanie pomiarów realizowanych przez konwencjonalne systemy DHM z proponowanymi systemami FDHM.

Parametr	Kula ceramiczna (ROC=1500 μm)		Mikroforma optyczna	
	płaska	sferyczna	płaska	sferyczna
Wiązka oświetleniowa				
Pole pomiarowe	$\varnothing = 300 \mu\text{m}$	$\varnothing = 1100 \mu\text{m}$	$651 \mu\text{m}^2$	$2100 \mu\text{m}^2$

ROC ¹ [μm]	1539.2	1503.1	81.82	68.5
ROC ² [μm]		1501.2		67.96
Max. wysokość [μm]	10.96	110	2.51	10.2
ΔROC ³ [μm]	39.2	3.1	b.d.	b.d.

¹ Dopasowany ROC dla całego mierzonego obszaru próbki.

² Dopasowany ROC dla ograniczonego obszaru zgodnie z polem mierzonym przy oświetleniu obiektu na fali płaskiej.

³ Odchylenie topografii 3D od sfery, której ROC = 1500 μm (podany przez producenta).

Wysoka dokładność pomiarowa opracowanej metody kalibracji i możliwość kompensacji aberracji sferycznej zapewnia precyzyjną rekonstrukcję fali obiektu i dalszą topografię obiektu z wykorzystaniem dokładnego algorytmu LRA. Ta zautomatyzowana procedura kalibracji, stanowiąca integralną część FDHM, zapewnia dokładne wyznaczenie położenia źródłowego punktu światła fali referencyjnej, fali oświetleniowej i położenia płaszczyzny obiektu. Eksperymentalnie oceniany błąd wyznaczania położenia osiowego źródeł fal sferycznych i obiektu jest rzędu ± 55 nm. Symulacja numeryczna pokazuje, że taki błąd kalibracji daje błąd rekonstrukcji kształtu poniżej 10 nm.

Wadą wykorzystania pełnej NA układu FDHM jest zwiększony wpływ aberracji sferycznej. Jednakże, w pracy wykazano, że aberrację tę można scharakteryzować i zminimalizować za pomocą opracowanej procedury kompensacji holograficznej. Zmniejszyła ona błąd pomiaru z 100 nm do 20 nm dla próbki o niskim błędzie sferyczności.

Opracowany system FDHM jest urządzeniem uniwersalnym. Umożliwia kontrolę częstotści i kierunku prążków interferencyjnych. Ponadto istnieje możliwość pomiaru obiektów o różnych parametrach ROC. Pomiar obiektu wypukłego o dużym ROC został zrealizowany z wykorzystaniem koncepcji holograficznej, w której rekonstrukcja obiektu odbyła się za pomocą algorytmu numerycznej propagacji dla ogniskowania fal. Natomiast pomiar wklęsłej mikroformy optycznej pokazuje wszechstronną możliwość zastosowania metod rekonstrukcji fazy jedno- i wieloramkowych.

6 Profilometria holograficzna z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych

Niniejszy rozdział pracy poświęcony jest opracowaniu metody pomiarowej pozwalającej na wyznaczenie wysokości obiektów charakteryzujących się nieciągłością kształtu. Przedstawiona metoda skupia się na rozwiązaniu problemu nieoznaczoności fazy poprzez opracowanie metody bazującej na połączeniu dwóch technik: (1) holografii koherencyjnej (ang.

coherence holography, CH) [127,128,148] oraz (2) metody MAI opierającej się na interferometrii wielokątowej [123]. Połączenie to ma na celu rozszerzenie MR przy zachowaniu wysokiej rozdzielczości poposiowej. Podejście to wymaga określonego zestawu zarejestrowanych hologramów do wygenerowania funkcji skanowania wzdłużnego (ang. *logitudinal scanning function*, LSF), którą można określić w dowolnej płaszczyźnie wzdłuż osi optycznej. Możliwe jest to poprzez wykorzystanie numerycznej propagacji frontu falowego stosując metodę widma kąтового. W podejściu tym badane są różne strategie rejestracji hologramów, które wymagają określonej liczby rejestrowanych hologramów odpowiadającym różnym kierunkom oświetlenia. Opracowana metoda pomiarowa pozwala na:

- 1) rozszerzenie zakresu pomiarowego z wysoką dokładnością pomiarową metod interferometrycznych,
- 2) kontrolę nad: (1) kształtem funkcji LSF, (2) zakresem pomiarowym, (3) rozdzielczością poposiową oraz (4) szumem optycznym,
- 3) wyznaczenie całkowitej wysokości obiektów o charakterze schodkowym, których wysokość znacznie przewyższa λ .

W rozdziale tym zostaną przedstawione dwa podejścia rejestracji danych różniące się liczbą rejestrowanych hologramów: 1) wieloobrazowa oraz 2) jednoobrazowa profilometria holograficzna. Podejście wieloobrazowej profilometrii opiera się na rejestracji hologramów dla kolejno wprowadzonych kierunków oświetlenia wiązki obiektowej. Natomiast w jednoobrazowej profilometrii holograficznej rejestrowany jest pojedynczy hologram zawierający informację o wszystkich kątach oświetlenia, a kolejno wykorzystywane jest podejście numeryczne do ich separacji. Podstawa pomiarowa dla tych dwóch metod jest taka sama i zostanie przedstawiona w rozdziale 6.1. Kolejno zostaną przedstawione obydwie podejścia, w podrozdziale 6.2 profilometria wieloobrazowa, natomiast w 6.3 profilometria jednoobrazowa.

6.1 Podstawa pomiarowa

W kolejnych podrozdziałach zostanie przedstawiona teoria techniki pomiarowej, na którą składają się: (1) warunek fazy dla płaszczyzny ostrości, (2) algorytm rekonstrukcji kształtu – funkcja wzdłużnego skanowania – LSF oraz (3) wybrane strategie rejestracji hologramów.

6.1.1 Warunek fazy dla płaszczyzny ostrości

W tej części pracy wykorzystano cyfrowy mikroskop holograficzny bazujący na zmodyfikowanej konfiguracji interferometru Twyman-Greena. Uproszczony schemat pozwalający na wytłumaczenie podstawy pomiarowej opracowanej metody został

przedstawiony na Rys. 65. System ten różni się od klasycznej konfiguracji układu TG następującymi aspektami: (1) ustawieniem kostki światłodzielącej oraz (2) wprowadzeniem systemu obrazowania (SO). Powierzchnia dzieląca kostki światłodzielącej (BS) obrócona jest o 90° względem klasycznego ustawienia w konfiguracji interferometru TG, co powoduje, że wiązka referencyjna (niebieska strzałka) kierowana jest bezpośrednio do kamery, a nie jak w podstawowej konfiguracji interferometru TG wchodzi do ramienia referencyjnego. Natomiast wiązka obiektowa (czerwona strzałka) przechodzi przez kostkę światłodzielącą, odbija się od powierzchni SLM, a kolejno kierowana jest do ramienia obiektowego, w którym znajduje się badany przedmiot. Kierunek rozchodzenia się wiązki obiektowej kontrolowany i ustawiany jest poprzez SLM.

Druga modyfikacja polega na ustawieniu systemu obrazującego (SO) pomiędzy badanym obiektem a BS. System ten ustawiony jest w odległości L_1 od badanego obiektu i odległości L_2 od powierzchni kamery oraz SLM. System SO jest umieszczony w taki sposób, aby badana powierzchnia obiektu i matryca detektora znajdowały się w sprzężonych płaszczyznach π i π'' . Ponadto, powierzchnia SLM i badana powierzchnia obiektu również znajdują się w sprzężonych płaszczyznach π i π' . Wynika z tego, iż w przestrzeni detektora wszystkie płaszczyzny powinny znajdować się w tym samym miejscu $\pi = \pi' = \pi''$. Zgodnie z przedstawionym schematem, najwyższy stopień badanego przedmiotu znajduje się dokładnie w płaszczyźnie ostrości π , dlatego też tylko ten obszar obiektu jest ostro odwzorowany w płaszczyźnie detektora π'' . Dzięki możliwości modulacji wiązki oświetleniowej przy użyciu SLM możliwe jest kątowne oświetlenie badanego obiektu. Kątowa modulacja frontu falowego wiązki obiektowej dokonywana jest w kierunku x . Taką wiązkę możemy przedstawić następującym wzorem:

$$O_{ILL} = \exp(ik_{ix}x + \varphi_I), \quad R. 29$$

gdzie $k_{ix} = k \sin \alpha_i$, $k = 2\pi/\lambda$, φ_I - stała wartość przesuwu fazy wiązki oświetlającej. Następnie wiązka obiektowa po odbiciu od powierzchni mierzonego obiektu może zostać przedstawiona następująco:

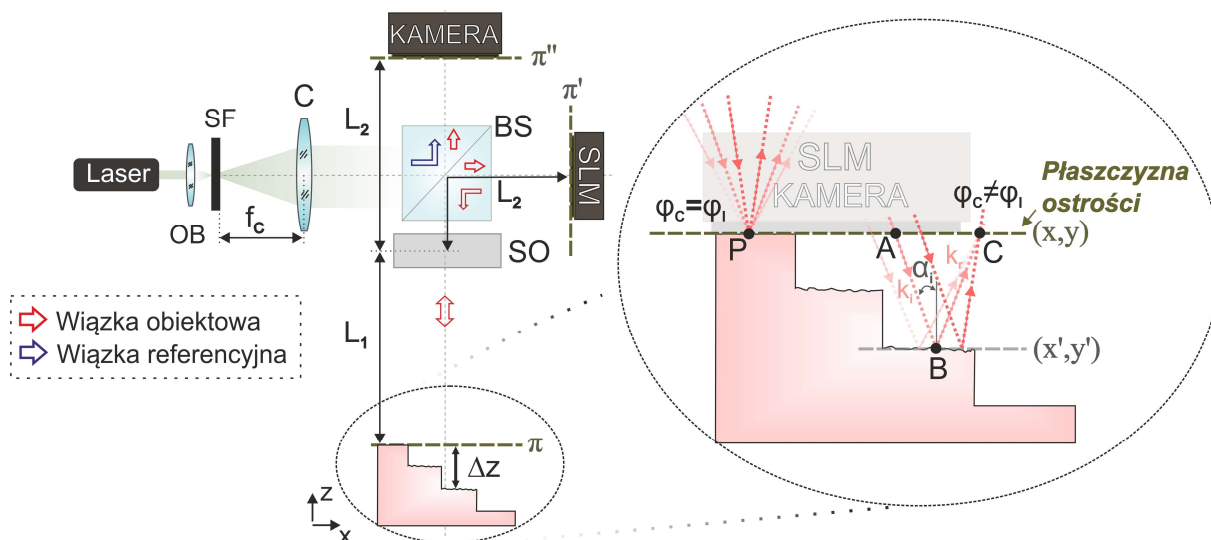
$$O(x, y) = \exp[i(k_{ix}x + \phi(\Delta z(x, y)) + \varphi_I)], \quad R. 30$$

gdzie faza zawierająca informacje o badanym obiekcie wyrażona jest jako $\phi(\Delta z(x, y)) = k_{iz}\Delta z(x, y) + \phi_B(\Delta z(z, y))$; $k_{iz} = k \cos \alpha_x$ jest podłużną składową wektora falowego k_i i odpowiada zmianie fazy na skutek podłużnej składowej wiązki oświetlającej przedmiot przemieszczającej się z płaszczyzny π do powierzchni obiektu. Natomiast człon $\phi_B(\Delta z(z, y))$ odpowiada zmianie fazy wynikającej z wiązki odbitej od powierzchni badanego obiektu, której

odpowiada wektor falowy k_r . Obie składowe są równe zero dla obszaru znajdującego się w płaszczyźnie ostrości. Pole optyczne $O(x, y)$ obrazowane jest przez układ SO w płaszczyźnie detektora π'' . Na kamerze rejestrowany jest hologram, który jest wynikiem interferencji wiązki referencyjnej $R = \exp(ik\varphi_R)$ i zmodulowanej wiązki obiektowej $O(x, y)$:

$$I(x, y) = I_R + I_O + 2\sqrt{I_R I_O} \cos[k_{ix}x + \phi(\Delta z(x, y)) + \Delta\varphi(x, y)], \quad R. 31$$

gdzie $\Delta\varphi = \varphi_R - \varphi_I$ dla przypadku rozważań promieni padających i odbitych w płaszczyźnie ostrości (punkt P). Obraz obszarów obiektu, które są ostro zobrazowane na detektorze, nie ulegają przesunięciu poprzecznemu, a wartość fazy w tych obszarach jest określana przez falę oświetlenia, która jest znana. Jednakże, dla przypadku obszarów poza płaszczyzną ostrości (punkt B) obraz ulega dyfrakcji oraz jest poprzecznie przesunięty, wówczas faza zarejestrowana na detektorze $\varphi_C \neq \varphi_I$. Dlatego też, ważne jest spełnienie warunku $\varphi_C = \varphi_I$ dla wszystkich wiązek oświetlających przedmiot, aby wynik pomiaru był prawidłowy.



Rys. 65. Schemat koncepcji pomiarowej w zmodyfikowanym systemie Twyman-Greena. OB – obiektyw mikroskopowy, SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, BS – kostka światłodzieląca, SO – system obrazujący.

6.1.2 Funkcja wzdłużnego skanowania - LSF

W celu rekonstrukcji kształtu badanego obiektu należy zrekonstruować wiązkę obiektową daną równaniem R. 30 poprzez usunięcie stałej wartości fazy pochodzącej z wiązki referencyjnej oraz oświetleniowej:

$$O(x, y) = \exp \left[i \left(k_{ix}x + \phi(\Delta z(x, y)) \right) \right]. \quad R. 32$$

Płaszczyznę ostrości pola optycznego wiązki obiektowej można zmienić za pomocą numerycznej propagacji metodą dyfrakcyjnego algorytmu spektrum kąтового [149]:

$$AS[O(x, y)] = IFT \left[FT[O(\Delta z(x, y))] e^{iz \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} \right], \quad R. 33$$

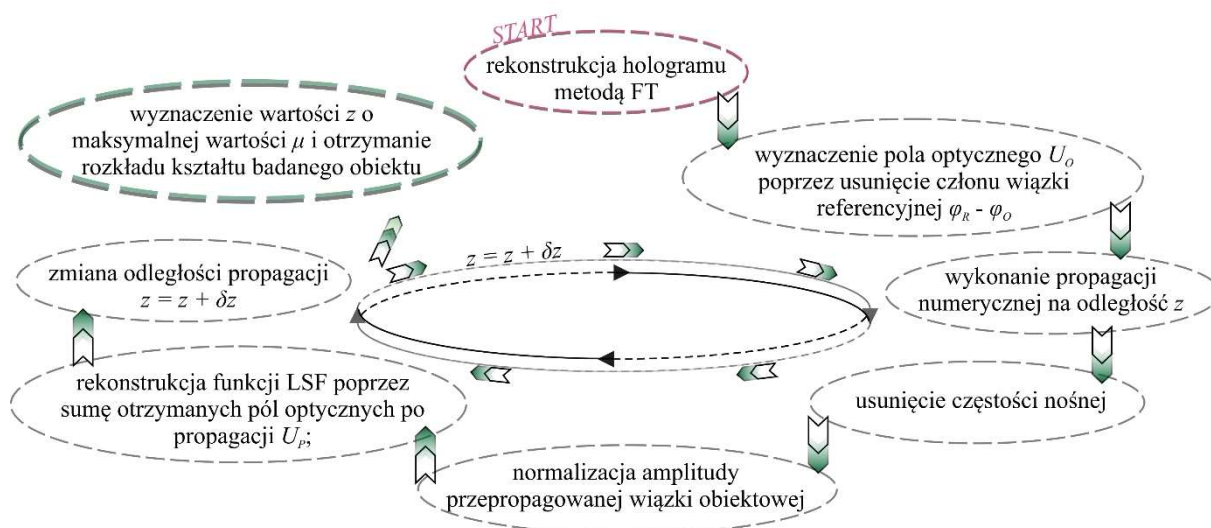
gdzie IFT to operacja odwrotnej transformaty Fouriera. W ten sposób informacja o wysokości badanego przedmiotu może zostać oddzielona od składowej $\phi(x', y')$ dla wszystkich punktów obiektu, które znajdują się w ostrości. Podczas propagacji numerycznej dochodzi do usunięcia częstotliwości nośnej. Przepropagowane o daną odległość z pole optyczne O_P przyjmuje postać:

$$O_P(x', y', \Delta z(x', y') - z) = A_P(x', y', \Delta z(x', y') - z) e^{i(\varphi_P(x', y', \Delta z(x', y') - z))}, \quad R. 34$$

gdzie A_P to amplituda, a φ_P to faza wiązki po propagacji. Dla każdej zarejestrowanej wiązki $O(x, y)$ wykonywana jest operacja propagacji na taką samą odległość z . Kolejno wszystkie otrzymane amplitudy zespolone O_P są uśredniane - U_P . Dzięki takiemu podejściu możliwe jest otrzymanie funkcji LSF jako:

$$\mu(x', y', \Delta z(x', y') - z) = \frac{1}{N} \left| \sum_{\alpha_i} U_P(x', y', \Delta z(x', y') - z) \right|, \quad R. 35$$

gdzie N to liczba zarejestrowanych hologramów. Kształt badanego obiektu może zostać otrzymany poprzez obliczenie rozkładu 3D funkcji LSF. Właściwość skanowania wzdłuż osi z funkcji LSF jest wykorzystana do zrekonstruowania powierzchni przedmiotu. Wyżej opisane etapy algorytmu rekonstrukcji kształtu zostały przedstawione na Rys. 66.



Rys. 66. Schemat przedstawiający etapy algorytmu rekonstrukcji kształtu.

6.1.3 Strategie rejestracji zestawu hologramów

W pracy przeanalizowano trzy strategie rejestracji hologramów. W celu ich analizy zakłada się, że mierzonym obiektem jest płaskie zwierciadło umieszczone w stałej odległości Δz i równoległe ustawione do płaszczyzny π . Wybrany obiekt umożliwia następujące zdefiniowanie parametrów: $k_{iz} = k \cos \alpha_i$, $\Delta z(x, y) = \Delta z$ oraz $\varphi(x, y) = 2k_{iz}\Delta z$. Pole optyczne w procedurze propagacji i po usunięciu częstości nośnej jest określone przez $U_P(\Delta z - z) = \exp(i2k_{iz}(\Delta z - z))$. Stosując powyższe parametry postać funkcji LSF to:

$$\mu(\Delta z - z) = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N \exp(2ik_{izn}(\Delta z - z)) \right|. \quad R. 36$$

Każda ze strategii ma wpływ na MR, liczbę rejestrowanych hologramów, wartość rozdzielczości osiowej jak również na kształt funkcji LSF. W dalszej części zostaną przedstawione rozwiązania równania R. 36 dla wybranej strategii rejestracji hologramów. Zależność ta została przeanalizowana poprzez symulację numeryczną uwzględniając parametry systemu pomiarowego, tj. $\lambda = 532 \text{ nm}$, $M = 49.89\times$, $NA = 0.75$, $k = 2\pi/\lambda$.

6.1.3.1 Model skanowania falami płaskimi o równym skoku składowych wzdłużnych wektorów falowych

Strategia ta opiera się na doborze kątów oświetlenia, w taki sposób, aby komponenty k_{izn} były równomiernie rozmieszczone zgodnie z równaniem:

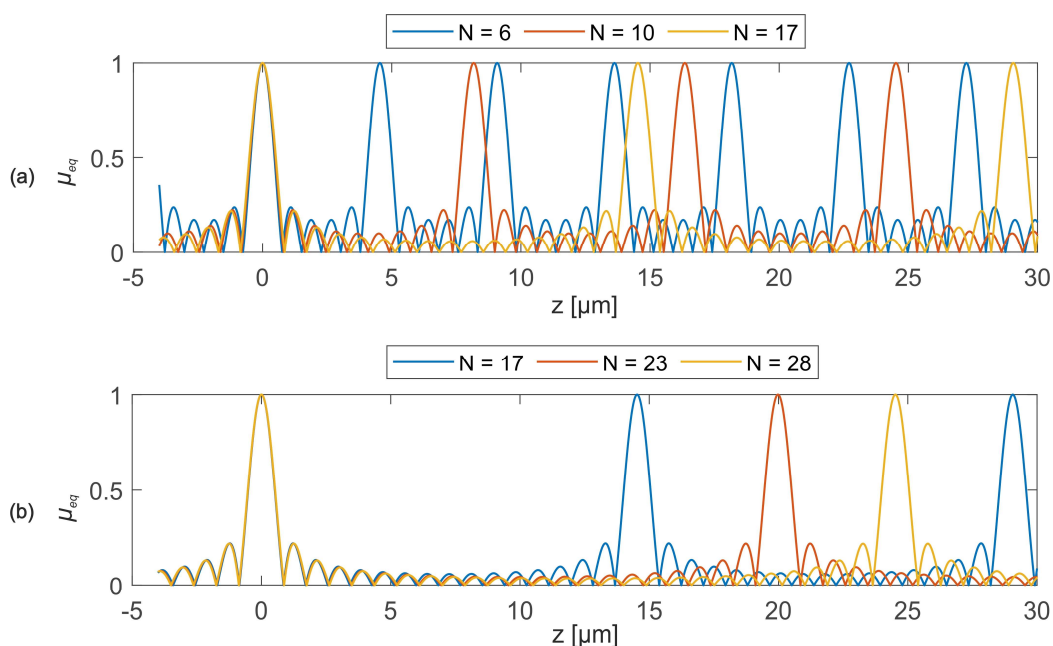
$$k_{izn} = k_{z \max} - \frac{n\Delta k_z}{N-1}, \quad R. 37$$

gdzie k_{izn} znajduje się w zakresie częstotliwości $[k_{z \min}, k_{z \max}]$ oraz $\Delta k_z = k_{z \max} - k_{z \min}$. Dla tego przypadku postać funkcji LSF przybiera następującą postać:

$$\mu_{eq}(\Delta z - z, \Delta k_z, N) = \left| \frac{e^{2ik_{z \max}(\Delta z - z)}}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \exp\left(-2i \frac{n\Delta k_z}{N-1}(\Delta z - z)\right) \right|. \quad R. 38$$

Strategia ta powoduje rozszerzenie MR przez zwiększenie liczby zarejestrowanych hologramów oraz zmniejszenie Δk_z . W symulacji została wykorzystana różna wartość zarejestrowanych hologramów ($N = 6, 10, 17, 23, 28$) odpowiadającym odpowiednim wartościom k_{izn} . Wyniki symulacji zostały przedstawione na Rys. 67. Wraz ze wzrostem liczby zarejestrowanych hologramów dochodzi do rozszerzenia MR, co dokładnie zostało przedstawione w Tab. 9. Można zauważyć, iż strategia ta charakteryzuje się pewną okresowością funkcji LSF wzdłuż osi z , dlatego też zakres pomiarowy można przedstawić jako:

$$MR = \frac{(N-1)\pi}{\Delta k_z}. \quad R. 39$$



Rys. 67. Porównanie kształtu funkcji LSF powstałej w zastosowaniu modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku składowych wzdłużnych wektorów falowych dla różnej liczby zarejestrowanych hologramów: (a) $N = 6, 10, 17$ oraz (b) $N = 17, 23, 28$.

Tab. 9. Zestawienie zakresu pomiarowego w zależności od liczby zarejestrowanych hologramów dla modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku składowych wzdłużnych wektorów falowych.

Liczba zarejestrowanych hologramów (N)	Zakres pomiarowy [μm]
6	4,54
10	8,17
17	14,53
23	19,99
28	24,54

6.1.3.2 Model skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny

W tej strategii został zastosowany szereg geometryczny w celu doboru liczby hologramów, która powinna zostać zarejestrowana. W tej strategii komponenty k_{izn} rozłożone są zgodnie ze wzorem:

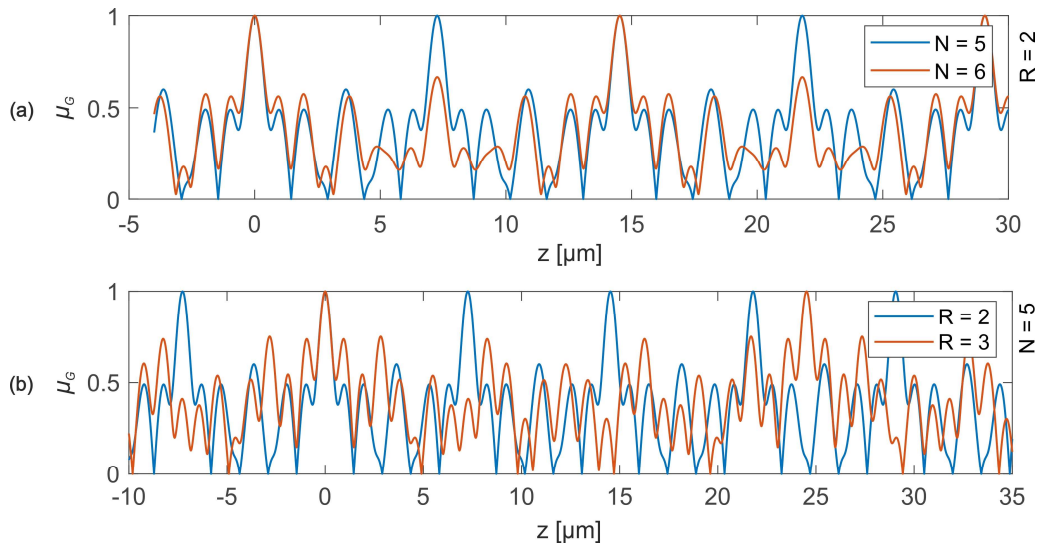
$$k_{izn} = \left[k_{max} - \frac{\Delta k_z}{R^0}, k_{max} - \frac{\Delta k_z}{R^1}, k_{max} - \frac{\Delta k_z}{R^{N-2}}, k_{max} \right], \quad R. 40$$

gdzie R to geometryczny współczynnik progresji i jest liczbą całkowitą. Dla tej strategii postać równania na funkcję LSF jest następująca:

$$\mu_G(\Delta z - z, N, R) = \left| \frac{e^{2ik_z \max(\Delta z - z)}}{N} \left(1 + \sum_{n=0}^{N-2} \exp \left(2i(\Delta z - z) \frac{\Delta k_z}{R^n} \right) \right) \right|. \quad R. 41$$

W tej strategii potrzebnych jest znacznie mniej zarejestrowanych hologramów, co powoduje znaczne skrócenie czasu pomiaru. Poniżej zostały przeanalizowane dwa przypadki (1) dla $N = 5$ i $N = 6$ dla stałego geometrycznego współczynnika progresji $R = 2$ oraz (2) dla $R = 2$ i $R = 3$ dla stałej wartości zarejestrowanych hologramów $N = 5$. Dla tej strategii możemy zauważyć wzrost zakresu pomiarowego sięgający do 24,53 μm dla zarejestrowanych 5 hologramów, co może mieć wpływ na znaczne obniżenie czasu pomiaru. Wyniki symulacji kształtu LSF zostały przedstawiona na Rys. 68, a kolejno wyznaczone wartości MR zostały przedstawione w Tab. 10. Zakres pomiarowy został obliczony ze wzoru:

$$MR = \frac{\pi R^{N-2}}{\Delta k_z}. \quad R. 42$$



Rys. 68. Porównanie kształtu funkcji LSF powstałej w zastosowaniu modelu skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny: (a) dla różnej liczby zarejestrowanych hologramów $N = 5$, $N = 6$ dla $R = 2$ oraz (b) dla różnej wartości geometrycznego współczynnika progresji $R = 2$, $R = 3$ dla $N = 5$.

Tab. 10. Zestawienie zakresu pomiarowego w zależności od liczby zarejestrowanych hologramów oraz geometrycznego współczynnika progresji dla modelu skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny

	R = 2		R = 3
	N = 5	N = 6	N = 5
MR [μm]	7,27	14,52	24,53

6.1.3.3 Model skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta

Kolejna strategia opiera się na rejestracji hologramów odpowiadającym wartościom kątów z zachowanym stałym przyrostem wartości kąta $\Delta\alpha$. Rozwiązaniem podstawowego równania funkcji LSF R. 36 jest:

$$\mu_M(\Delta z - z) = \left| \sum_{n=0}^{N-1} \exp(2ikz \cos(\alpha_{min} + n\Delta\alpha) (\Delta z - z)) \right|, \quad R. 43$$

gdzie $\Delta\alpha$ to odstęp pomiędzy kolejnymi kątami. Powyższe równanie może zostać przedstawione również rozpatrując wektor falowy jako $k_z = k \cos\alpha$ w postaci całki:

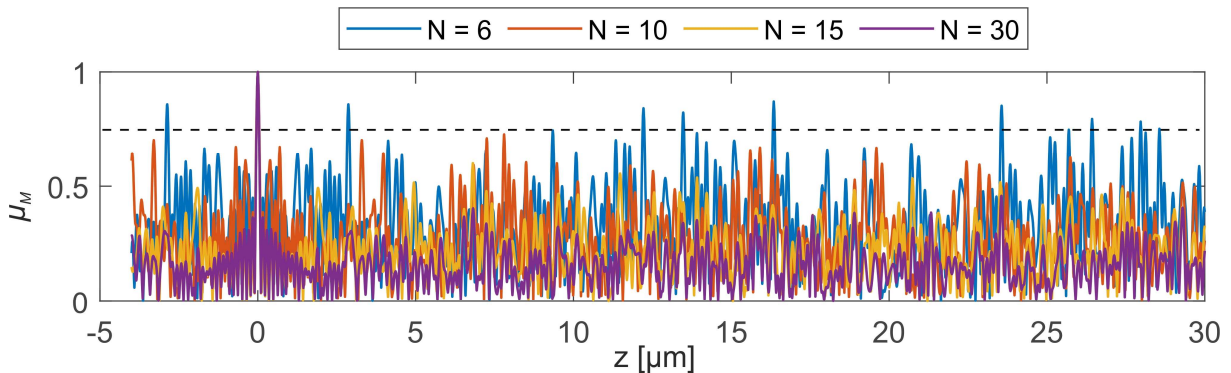
$$\mu_M(\Delta z - z) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{rect}[(k_z - \alpha_0)/\Delta k_z]}{\sqrt{k^2 - k_z^2}} \exp[2i(\Delta z - z)k_z] dk_z \right|, \quad R. 44$$

gdzie $\alpha_0 = \Delta k_z/2$. Powyższe równanie R. 44 jest podobne do transformaty Fouriera dla uzyskania funkcji Bessela pierwszego rodzaju i zerowego rzędu J_0 i jego przybliżenie może zostać przedstawione jako:

$$\mu_M(\Delta z - z) = |J_0(2\Delta k_z(\Delta z - z)) + iH_0(2\Delta k_z(\Delta z - z))|, \quad R. 45$$

gdzie H_0 to funkcja Struve zerowego rzędu.

Wraz ze wzrostem liczby zarejestrowanych hologramów wykorzystanych do uzyskania funkcji LSF podczas symulacji numerycznej, można zauważyć, że boczne maksima są coraz mniejsze. Wyniki symulacji dla $N = 6, 10, 15, 30$ (dla $\Delta\alpha = 7.5^\circ, 4.5^\circ, 3^\circ, 1.5^\circ$) zostały przedstawione na Rys. 69. Dla tej strategii można zauważyć brak ograniczenia MR. Jednakże, z wykresu widać, że optymalną liczbą hologramów potrzebą do wyznaczenia funkcji LSF jest $N > 10$, ponieważ dla tej wartości poziom szumów jest mniejszy niż $< 0,75$.



Rys. 69. Porównanie kształtu funkcji LSF powstałej w zastosowaniu w modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta dla $N = 6, 10, 15, 30$.

6.1.4 Porównanie metrologicznych parametrów dla opracowanych strategii pomiarowych

W celu analizy porównawczej opracowanych strategii pomiarowych została przeprowadzona symulacja numeryczna z zastosowaniem następujących parametrów: $\lambda = 532$ nm, $M = 49.89\times$, $NA = 0.75$, $k = 2\pi/\lambda$, mierzony obiekt znajdował się w płaszczyźnie ostrości, tj. $\Delta z = 0$, zakres skanowania kąтового to $[0^\circ - 45^\circ]$, tj. $\Delta k_z = 3,3761 \mu\text{m}^{-1}$. Zostały porównane otrzymane zakresy pomiarowe MR oraz odporność funkcji LSF na szum dla poszczególnych strategii. Wyniki symulacji powstałych funkcji LSF zostały przedstawione na Rys. 70.

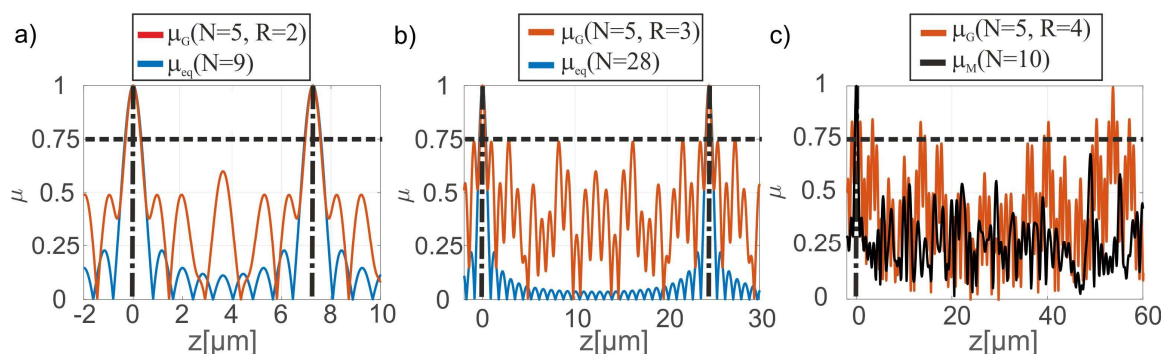
Podczas symulacji funkcji LSF dla modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku składowych wzdłużnych wektorów falowych μ_{eq} zostały zastosowane dwa zestawy danych dla $N = 9$ oraz $N = 28$, dla $\Delta k_z = 0,4324 \mu\text{m}^{-1}$ i $\Delta k_z = 0,1235 \mu\text{m}^{-1}$. Pozwoliło to na uzyskanie MR równego $MR_{N=9} = 7,44 \mu\text{m}$ oraz $MR_{N=28} = 25,13 \mu\text{m}$. Wyniki te zostały porównane z funkcją LSF otrzymaną dla modelu skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny μ_G dla parametrów $N = 5$ dla różnych geometrycznych współczynników progresji $R = 2, 3$ oraz 4 . W tym przypadku wyznaczone wartości zakresów MR wynoszą kolejno: $7,44 \mu\text{m}$, $25,13 \mu\text{m}$, oraz $59,55 \mu\text{m}$. W przypadku strategii z równym odstępem kątowym funkcja μ_M została wygenerowana dla $\Delta\alpha = 5^\circ$ i $N = 10$. Dla wszystkich przypadków rozdzielczość osiowa wynosi $z_{res} \approx 0,5 \mu\text{m}$.

Dla każdej z opracowanych strategii można uzyskać rozszerzony zakres pomiarowy, jednak w zależności od strategii różna jest liczba potrzebnych zarejestrowanych hologramów. W przypadku μ_{eq} oraz μ_G uzyskujemy praktycznie te same zakresy pomiarowe, jednak dla μ_G ($MR = 25,13 \mu\text{m}$) liczba niezbędnych hologramów jest znacząco mniejsza, tj. 5, co pozwala na zmniejszenie czasu pomiaru. Ponadto, w przypadku tym sterowanie współczynnikiem geometrycznym R pozwala na znaczne rozszerzenie MR dla tej samej liczby N , co zostało pokazane na Rys. 70. Warto jednak zauważyć, iż zwiększanie współczynnika R powoduje zwiększenie szumu, co może prowadzić do braku możliwości jednoznacznego wyznaczenia dokładnej rekonstrukcji obiektu poprzez błąd wyznaczenia lokalnego maksimum. W celu wyznaczenia maksymalnej wartości amplitudy szumu przyjęto założenie:

$$\mu(z_0) = MR + \frac{z_{res}}{2}. \quad R. 46$$

Z tego wzoru wynika, iż maksymalna amplituda szumu nie powinna przekraczać 75% maksymalnej amplitudy funkcji LSF.

Trzeci opracowany model skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta pozwala na zminimalizowanie błędów rekonstrukcji poprzez obniżenie szumów w funkcji LSF.



Rys. 70. Porównanie kształtu funkcji LSF dla μ_{eq} , μ_M oraz μ_G [150].

6.2 Profilometria wieloobrazowa z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych

W tym podejściu badane są trzy strategie rejestracji hologramów, które wymagają określonej liczby rejestrowanych hologramów $N_1 = 6$, $N_2 = 10$ i $N_3 = 17$ (N_i - liczba hologramów) odpowiadających różnym kierunkom oświetlenia. Kolejno dla poszczególnych strategii rejestrowane są zarówno hologramy kompensacyjne jak i obiektowe.

Poniżej zostanie przedstawiony zbudowany eksperymentalny system DHM wraz z blokami funkcjonalnymi (podrozdziały 6.2.1-6.2.2.4) oraz wyniki rekonstrukcji kształtu obiektu o charakterze schodkowym – na przykładzie dwóch obiektów o przyroście wysokości $\Delta z = 0,5$ oraz $4 \mu\text{m}$.

6.2.1 Laboratoryjny system DHM z kątowym oświetleniem obiektu zestawem wielu wiązek o płaskim czole falowym z wykorzystaniem ciekłokrystalicznego modulatora światła

W ramach prac badawczych został opracowany system MI-DHM pozwalający na wielokierunkowe oświetlenie obiektu. W systemie tym został zastosowany przestrzenny modulator światła w celu wygenerowania oświetlenia pozaosiowego. Dzięki temu system pomiarowy umożliwia sekwencyjną rejestrację zestawu hologramów obiektowych dla obiektu oświetlonego falą płaską odpowiadającą konkretnej wartości kąta pochylenia. Wektory falowe wiązek oświetlających rozłożone są w aperturze numerycznej systemu pomiarowego wzdłuż osi optycznej.

Schemat układu MI-DHM został przedstawiony na Rys. 71. Budowa i działanie układu pomiarowego bazują na koncepcji przedstawionej w podrozdziale 6.1. Wiązka światła generowana jest przez laserowe źródło światła, kolejno dzielona jest ona przez kostkę światłodziącą (BS) na wiązkę referencyjną oraz obiektową, co zostało oznaczone

W płaszczyźnie Fouriera tego układu umieszczony jest filtr amplitudy (F), który zapewnia przejście tylko pierwszego rzędu dyfrakcyjnego przez ten układ.

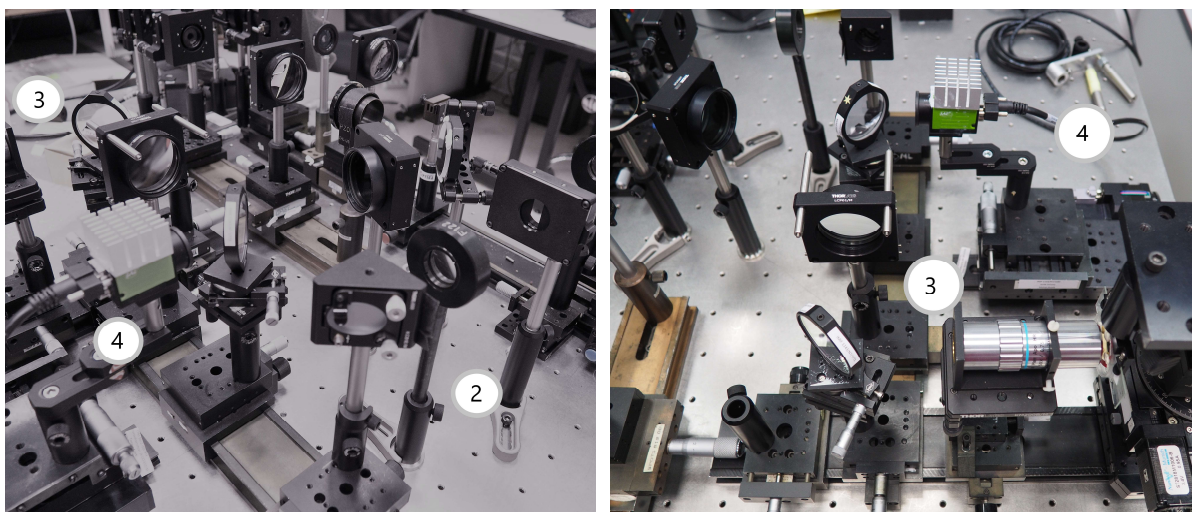
Kolejną wiązką obiektowa jest kierowana przez zwierciadło oraz klin optyczny (W) do systemu obrazującego, zbudowanego z obiektywu mikroskopowego (MO) oraz soczewki (L_{AS}). Układ ten zapewnia stałe powiększenie poprzeczne układu pomiarowego, które wynosi $49,89\times$. Wiązka obiektowa zostaje odbita od powierzchni badanego obiektu (OB), który znajduje się w odległości ogniskowej MO (f_{MO}). Pozycjonowanie badanego obiektu zapewnia automatyczny stolik liniowy, który sterowany jest przy użyciu komputera. Odbita wiązka obiektowa przechodzi przez system obrazujący i jest kierowana przez klin optyczny do kamery CMOS. Wybrana konfiguracja układu pomiarowego umożliwia wprowadzenie dowolnej częstości nośnej poprzez wprowadzenie pochyłu zwierciadła referencyjnego. Wiązka odniesienia i wiązki obiektowe interferują ze sobą, tworząc wzór interferencyjny, który jest rejestrowany przez kamerę CMOS umieszczoną bezpośrednio w tylnej ogniskowej L_{AS} .

6.2.2 Bloki funkcjonalne systemu pomiarowego

W zbudowanym systemie pomiarowym MI-DHM można wyróżnić następujące bloki funkcjonalne:

- (1) układ do modulacji przedmiotowego frontu falowego,
- (2) układ do filtracji w przestrzeni Fouriera,
- (3) układ obrazowania optycznego,
- (4) układ rejestracji danych.

Bloki te zostały przedstawione na poniższym Rys. 72. Zostały one szczegółowo opisane w poniższych podrozdziałach 6.2.2.1 - 6.2.2.4.



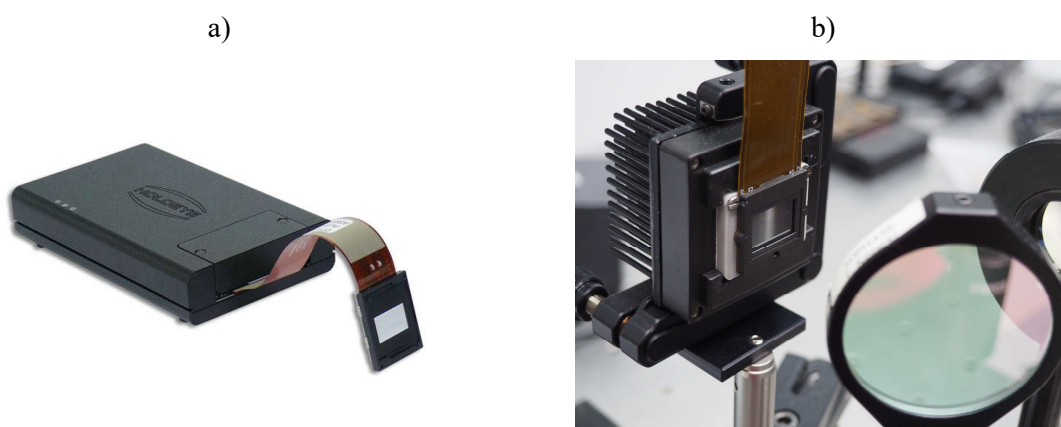
Rys. 72. Zdjęcia przedstawiające eksperymentalny układ MI-DHM: (1) układ do modulacji przedmiotowego frontu falowego, (2) układ do filtracji w przestrzeni Fouriera, (3) układ obrazowania optycznego, (4) układ rejestracji danych.

6.2.2.1 Układ do modulacji przedmiotowego frontu falowego

Ciekłokrystaliczny modulator światła PLUTO-2-VIS-014 LCOS SLM firmy HOLOEYE Photonics AG został użyty do modulacji przedmiotowego frontu falowego (Rys. 73a). Parametry zastosowanego ciekłokrystalicznego modulatora światła zostały umieszczone w Tab. 11 [151]. Kalibracja zastosowanego SLM została wykonana zgodnie z zaleceniami producenta (metoda opisana w rozdziale 7.1).

Tab. 11. Parametry ciekłokrystalicznego modulatora światła

Cecha	Parametr
Rodzaj wyświetlacza	Reflective LCOS (Phase Only)
Rozdzielczość	1920 x 1080
Wymiar piksela	8.0 μm
Długość fali światła	420 – 650 nm
Odpowiedź fazowe	3.9 Pi - 530 nm 2.9 Pi - 650 nm
Wypełnienie	65 %
Obszar aktywny	15.36 x 8.64 mm (0.7" przekątna)
Adresowanie	8 Bit (256 Grey Levels)
Format sygnału	DVI – HDTV Resolution
Sygnal wejściowy	60 Hz



Rys. 73. Ciekłokrystaliczny modulator światła a) PLUTO-2 [144] oraz b) GAEA2 firmy HOLOEYE Photonics AG [152].

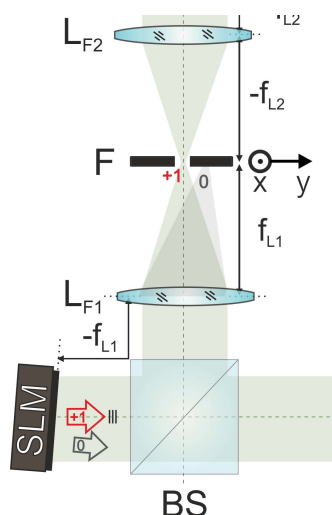
Pochył wiązki oświetlającej badany przedmiot był realizowany w układzie poprzez wprowadzenie maski fazowej na SLM generująca falę płaską o rozkładzie:

$$U(x, y) = A(x, y) \exp^{iks \sin(\alpha)}, \quad R. 47$$

gdzie α odpowiada wartości kąta wiązki oświetleniowej w płaszczyźnie przedmiotu.

6.2.2.2 Układ 4F do filtracji w przestrzeni Fouriera

Poniższy rysunek (Rys. 74) przedstawia układ do filtracji w przestrzeni Fouriera, który zbudowany jest z dwóch soczewek L_{F1} i L_{F2} o takich samych wartościach ogniskowej ($f_{L1} = f_{L2} = 122 \text{ mm}$, $\Phi = 25 \text{ mm}$). Soczewki ustawione są względem siebie tak że ognisko obrazowe soczewki L_{F1} oraz ognisko przedmiotowe soczewki L_{F2} znajdują się w tym samym położeniu. W ogniskowej przedmiotowej soczewki L_{F1} ustawiony jest SLM, natomiast w ogniskowej obrazowej soczewki L_{F2} ustawione jest ognisko przedmiotowe soczewki L_{AS} . W płaszczyźnie Fouriera układu 4F został wstawiony filtr amplitudowy tak aby przepuszczał +1 rząd dyfrakcyjny, który jest położony wzdłuż osi optycznej układu pomiarowego, jednocześnie filtrując wszystkie inne rzędy dyfrakcyjne.

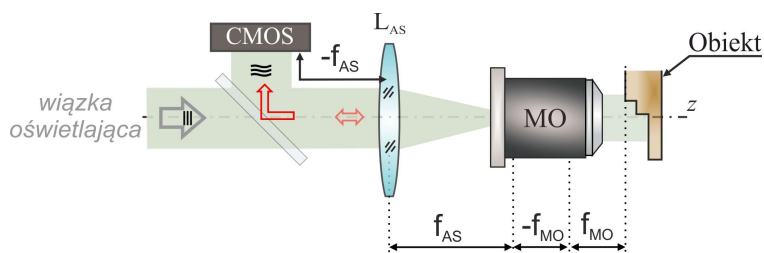


Rys. 74. Schemat układu do filtracji pierwszego rzędu dyfrakcyjnego w płaszczyźnie Fouriera.

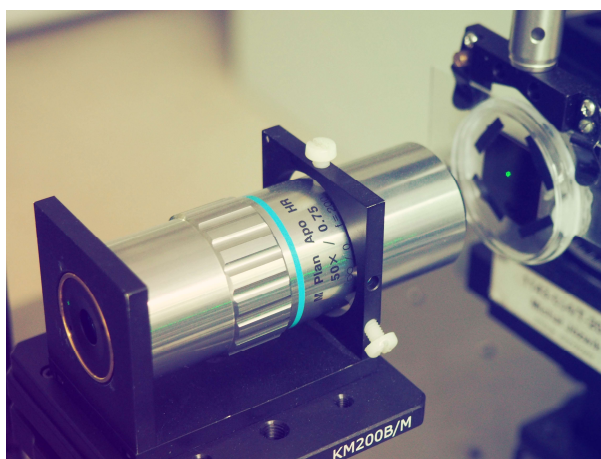
6.2.2.3 Układ odwzorowania

Układ odwzorowania zbudowany jest z obiektywu mikroskopowego MO i soczewki dodatniej L_{AS} o następujących parametrach: $WD = 50 \text{ mm}$, $f_{AS} = 200 \text{ mm}$, $\Phi = 50 \text{ mm}$ (WD – odległość robocza, f_{AS} – ogniskowa przedmiotowa soczewki obrazującej). Parametry obiektywu mikroskopowego zostały przedstawione w Tab. 12. Schemat układu odwzorowania zastosowany w układzie pomiarowym MI-DHM został przedstawiony na Rys. 75. Obiekt mierzony ustawiony jest w ognisku przedmiotowym obiektywu mikroskopowego, kamera CMOS ustawiona jest w ognisku przedmiotowym soczewki L_{AS} . Układ ten zapewnia stałe powiększenie systemu pomiarowego. Teoretyczne powiększenie poprzeczne w systemie MI-DHM wynosi $M_T = 50\times$, jednakże eksperymentalnie wyznaczona wartość przy zastosowaniu

płytki PP100 wynosi $M_E = 49.89\times$. Rys. 76 przedstawia zdjęcie obiektywu mikroskopowego zastosowanego w budowie układu afokalnego.



Rys. 75. Schemat układu odwzorowania zastosowanego w układzie MI-DHM.



Rys. 76. Zdjęcie obiektywu mikroskopowego (MO) oraz badanego obiektu umieszczonego w uchwycie.

Tab. 12. Parametry obiektywu mikroskopowego zastosowanego w laboratoryjnym układzie MI-DHM.

Typ MO	NA	M	$\Phi_{\text{żw}}^*$ [mm]	WD [mm]	f_{MO} [mm]
50X Mitutoyo Plan Apo HR Infinity Corrected Objective	0.75	50×	6,00	5,2	4,0

* Średnica źrenicy wejściowej

6.2.2.4 Układ detekcji

W układzie pomiarowym została użyta kamera CMOS firmy JAI model GO-5101M PGE [153]. Parametry detektora zapewnione przez producenta kamery zostały przedstawione w poniższej tabeli.

Tab. 13. Parametry detektora zastosowanego w układzie MI-DHM.

Cecha	Parametr
Rozdzielczość	2464x2056 piksseli
Wymiar piksela	3,45×3,45 μm

Maksymalna szybkość	22,7 r/s
Matryca	Sony IMX264
Typ matrycy	2/3" CMOS global shutter
Interfejs	GigE Vision

6.2.3 Wyniki eksperymentalne

W celu weryfikacji opracowanej metody pomiarowej zostały przeprowadzone następujące eksperymenty:

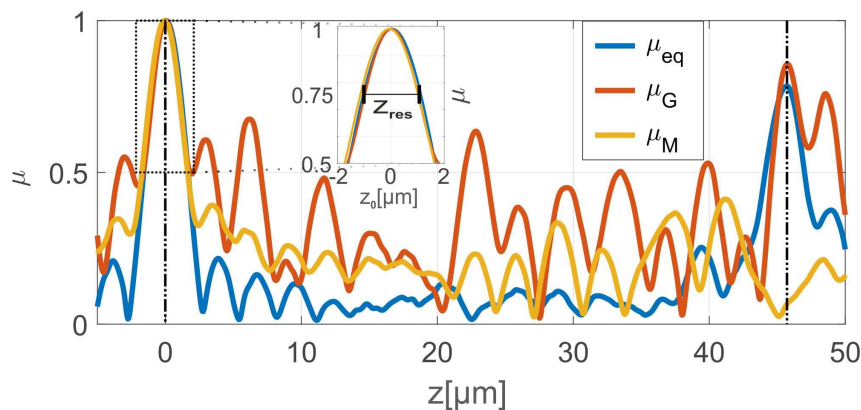
- (1) weryfikacja kształtu funkcji LSF dla wyżej przedstawionych strategii dla zakresu kąтового $[0^\circ, 25^\circ]$,
- (2) rekonstrukcja kształtu dwóch obiektów o charakterze schodkowym o skoku wysokości schodków $\Delta h = 0.5 \mu\text{m}$ oraz $\Delta h = 4 \mu\text{m}$ przy zastosowaniu modelu skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny dla parametrów $N = 6$, $R = 2$,
- (3) rekonstrukcja kształtu obiektu o charakterze schodkowym o skoku wysokości schodków $\Delta h = 0.5 \mu\text{m}$ o wysokiej rozdzielczości przy zastosowaniu modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta dla parametrów $N = 10$ oraz $\Delta\theta \approx 2.8^\circ$.

6.2.3.1 Weryfikacja kształtu funkcji LSF dla opracowanych strategii rejestracji hologramów

W celu weryfikacji kształtu powstałych funkcji LSF odpowiadających kolejno strategiom rejestracji hologramów zastosowano zakres kątowy wynoszący $[0^\circ, 25^\circ]$. Do analizy zrekonstruowano kształt płaskiego obszaru próbki o wymiarach $30 \times 100 \mu\text{m}$.

Dla modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku składowych wzdłużnych wektorów falowych zarejestrowano 17 hologramów ($N = 17$) z odstępem częstotliwości $\Delta k_z = 0,0692 \mu\text{m}^{-1}$. W drugim modelu, bazującym na szeregu geometrycznym, zastosowano następujące parametry $N = 6$ i $R = 2$. Zarejestrowane hologramy odpowiadały następującym kątom wiązki oświetleniowej: $0^\circ, 6.2^\circ, 8.8^\circ, 12.4^\circ, 17.6^\circ$, i 25° . W przypadku trzeciego modelu zarejestrowano 10 obrazów z odstępem kątowym wynoszącym $\Delta\theta \approx 2.8^\circ$. Rys. 77 przedstawia zrekonstruowany kształt funkcji LSF otrzymanej z danych eksperymentalnych. Funkcję tę otrzymano wyznaczając wartości μ w centralnym punkcie wybranej powierzchni płaskiej. Zrekonstruowane funkcje LSF charakteryzują się podobną rozdzielczością osiową, ponieważ zakres kątowy jest taki sam dla wszystkich modeli rejestracji danych. Otrzymane wyniki zakresu pomiarowego dla μ_{eq} i μ_G są definiowane przez odległość pomiędzy lokalnymi szczytami o amplitudzie $> 75\%$. Szczyty te można zaobserwować dla położenia na osi

optycznej dla odległości 0 i 45,9 μm . Wartość doświadczalna jest zgodna z teoretycznymi MR obu strategii. Jednakże wartości szczytowe przy $z = 45,9 \mu\text{m}$ są mniejsze niż wartości szczytowe przy $z = 0 \mu\text{m}$. Zmniejszenie drugiego maksimum wynika z rozchodzenia się pól optycznych. Te dwa modele rejestracji hologramów umożliwiają uzyskanie dużego zakresu pomiarowego. Warto jednak zauważyć, że przy zastosowaniu modelu bazującego na szeregu geometrycznym konieczna jest mniejsza liczba zarejestrowanych obrazów dla tego samego MR, niestety jest to kosztem zwiększonych wartości amplitudy pików bocznych. W przypadku modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta, funkcja LSF nie ma drugiego maksimum. Co więcej, amplitudy pików bocznych μ_M są mniejsze od pików bocznych w przypadku μ_G niestety będąc odrobinę większe niż w przypadku μ_{eq} . Można zauważyć, że teoretyczne i eksperymentalne kształty funkcji LSF są zgodne, co potwierdza przydatność opracowanego algorytmu.



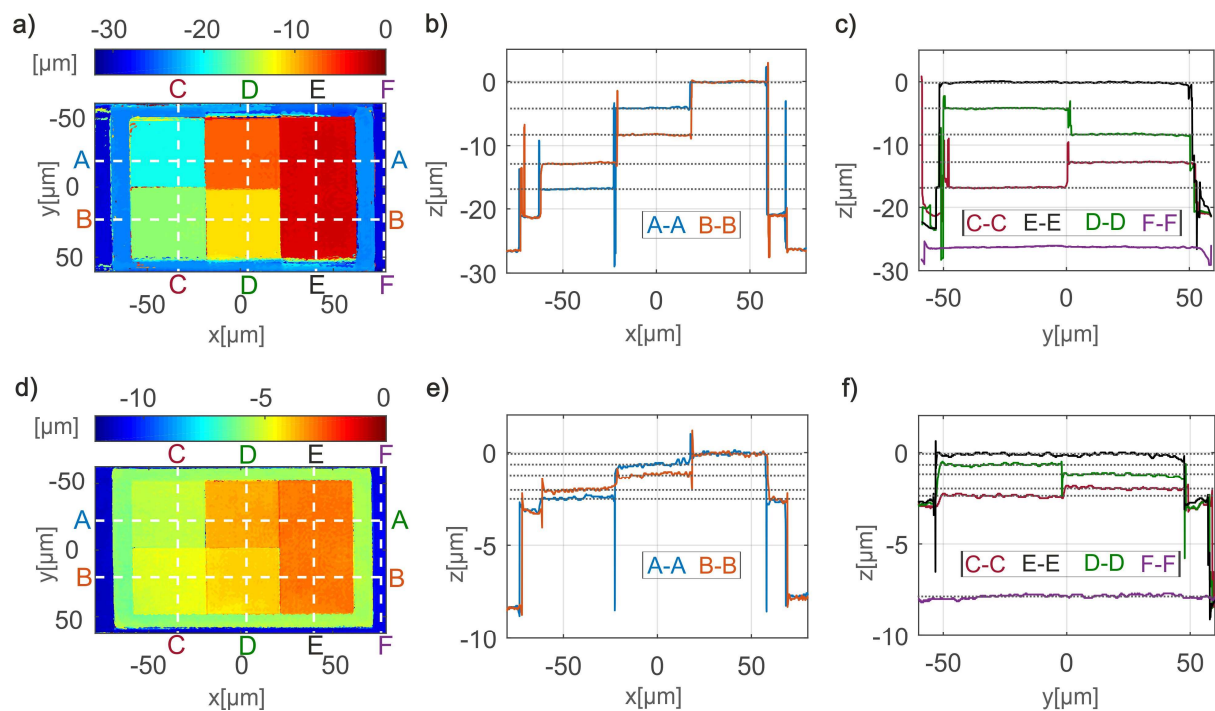
Rys. 77. Eksperymentalnie zrekonstruowany kształt funkcji LSF odpowiednio dla zastosowanej strategii rejestracji hologramów dla zakresu kąтового $[0^\circ, 25^\circ]$ [150].

6.2.3.2 Pomiar obiektu o charakterze schodkowym o skoku wysokości $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$ oraz $\Delta h = 4 \mu\text{m}$

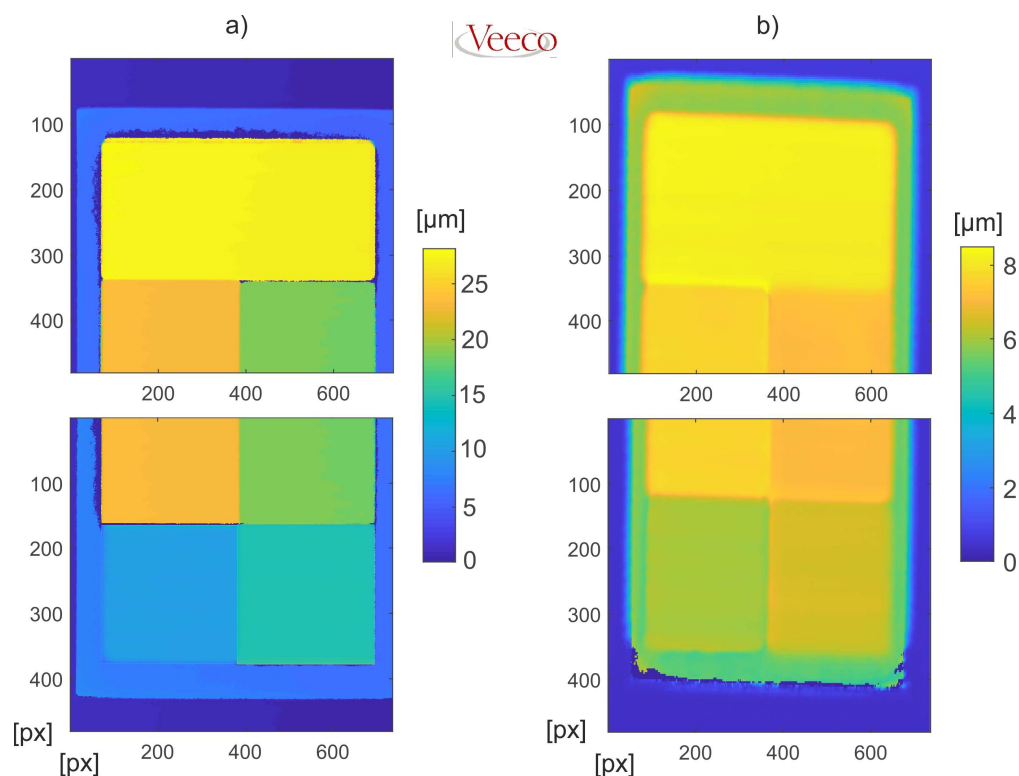
Drugi eksperyment odbył się przy użyciu tego samego zakresu kąтового, tj. $[0^\circ, 25^\circ]$ i tych samych parametrów dla strategii bazującej na ciągu geometrycznym, co w podrozdziale 6.2.3.1. Podczas tych eksperymentów został zrekonstruowany kształt obiektu o schodkowym charakterze dla przyrostu wysokości schodków (1) $\Delta h = 4 \mu\text{m}$ oraz (2) $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$. Najwyższy stopień obiektu został ustawiony tak, że znajdował się w płaszczyźnie ogniskowej układu obrazującego (dla tego przypadku zakładana się $z = 0 \mu\text{m}$). Krok propagacji numerycznej wynosi $z_0 = 0,25 \mu\text{m}$ dla skanowanego zakresu osi optycznej z równego $[1 \mu\text{m}, 27 \mu\text{m}]$. Rys. 78a-c pokazuje wyniki rekonstrukcji kształtu dla obiektu o $\Delta h = 4 \mu\text{m}$. Przedstawione przekroje przez rekonstrukcję pokazują, że kształt obiektu został dokładnie zrekonstruowany, a stopnie są wyraźnie od siebie oddzielone. Na krawędziach każdej z powierzchni widoczne są artefakty,

które wynikają z własności propagacji numerycznej. Zrekonstruowane wysokości obiektu od podłoża do najwyższej powierzchni wynoszą kolejno $\sim 5,3 \mu\text{m}$, $9,7 \mu\text{m}$, $13,6 \mu\text{m}$, $18,5 \mu\text{m}$, $22,4 \mu\text{m}$ i $26,6 \mu\text{m}$. Z otrzymanych wyników całkowita wysokość obiektu wynosi około $26,6 \mu\text{m}$, a różnica wysokości pomiędzy poszczególnymi stopniami wynosi około $4 \mu\text{m}$. Na Rys. 79 przedstawiono wynik pomiaru na systemie NT2000 firmy Veeco dla dwóch obiektów o różnych wysokościach stopni a) $\Delta h = 4 \mu\text{m}$, b) $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$.

Uzyskane pomiary z opracowanej metody są zgodne z pomiarem referencyjnym. W przypadku rekonstrukcji drugiego obiektu, $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$, zastosowano mniejszy krok propagacji $z_0 = 0,1 \mu\text{m}$ do skanowania zakresu osi z $[-1 \mu\text{m}, 9 \mu\text{m}]$. Wyniki rekonstrukcji dla tego obiektu zostały przedstawione na Rys. 78d-f. Można zauważyć, iż krawędzie nie są dobrze odwzorowane ze względu na niską rozdzielczość wybranego zakresu kąтового. W tym przypadku wysokość podłoża obiektu wynosi $5 \mu\text{m}$, a kolejno zrekonstruowane wysokości schodków wynoszą $5,6 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$, $7,19 \mu\text{m}$, $7,5 \mu\text{m}$ i $8,1 \mu\text{m}$.



Rys. 78. a), d) Wynik rekonstrukcji kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 4 \mu\text{m}$ oraz $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$; b), e) poziome przekroje przez rekonstrukcję kształtu; c), f) pionowe przekroje przez rekonstrukcję kształtu [150].

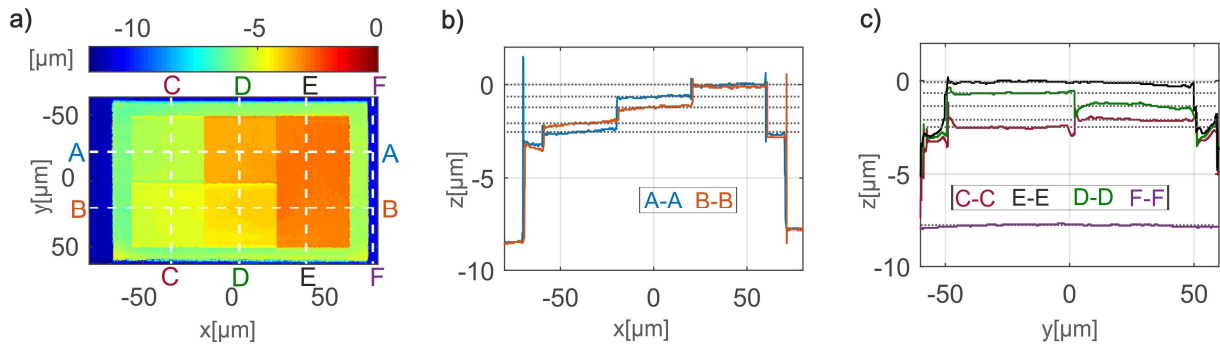


Rys. 79. Obiekt schodkowy a) $\Delta h \sim 4 \mu\text{m}$, b) $\Delta h \sim 0.5 \mu\text{m}$ – wynik pomiaru otrzymany na systemie Veeco własności IMiF.

6.2.3.3 Pomiar przy zastosowaniu modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta

W podrozdziale 6.1.4 został porównany kształt funkcji LSF dla μ_G i μ_M . Według symulacji model skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta pozwala na zminimalizowanie błędów rekonstrukcji. Zostało to poddane weryfikacji a wyniki znajdują się poniżej.

W celu weryfikacji zostały użyte następujące parametry $N = 11$ dla skoku kąta o wartości $\Delta\theta = 8^\circ$ dla szerszego zakresu kąтового $[0^\circ, 40^\circ]$. Do wyznaczenia wysokości został wykorzystany obiekt o $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$. Krok propagacji został ustawiony na $z_0 = 0,1 \mu\text{m}$ dla skanowania w zakresie $[-1 \mu\text{m}, 9 \mu\text{m}]$. Wyniki tej rekonstrukcji przedstawiono na Rys. 80. Na przedstawionych przekrojach Rys. 80b i Rys. 80c można zauważyć, że chropowatość zrekonstruowanych powierzchni zmniejszyła się w wyniku uśrednienia większej ilości pól optycznych. Ponadto, ostrość obiektu na krawędziach została zwiększona dzięki zastosowaniu większego zakresu skanowania kąтового. Otrzymane wysokości są takie same jak dla strategii bazującej na ciągu geometrycznym oraz są w zgodności z pomiarem referencyjnym.



Rys. 80. Wynik rekonstrukcji kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$ dla weryfikacji rozdzielczości metody pomiarowej [150].

6.3 Profilometria jednoobrazowa z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych

Podejście zaproponowane w rozdziale 6.2 wymaga wieloramkowej rejestracji hologramów, odpowiadającym kątom oświetlenia, w celu generacji funkcji LSF. Zostały przedstawione trzy strategie pozyskiwania hologramów, które wymagają określonej liczby obrazów: $N_1=6$, $N_2=10$ i $N_3=17$. Strategie te dają kontrolę nad: kształtem LSF, jednoznacznym zakresem pomiarowym, rozdzielczością osiową i odpornością na szum optyczny. Jednakże, każda ze strategii wymaga rejestracji wielu hologramów. Optymalną strategią, która wymaga najmniejszej liczby hologramów, jest strategia wykorzystująca model skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny. Jednakże, mimo wszystko rejestracja wielu hologramów przyczynia się do wydłużenia czasu pomiaru oraz zwiększenia możliwości wystąpienia błędów ze względu na zaburzenia otoczenia pomiarowego.

Optyczna technika multipleksingu hologramów daje możliwość kompresji N złożonych amplitud przy pojedynczej akwizycji na kamerze CCD. W tym przypadku każdy z N amplitudowych rozkładów jest kodowany w innej orientacji prążków, co zapewnia separację w dziedzinie spektralnej Fouriera. Technika holograficzna przedstawiona w pracy [154] pozwala na kompresję informacji z sześciu hologramów pozaosiowych w jednym hologramie. Hologram zawierający zwielokrotnioną informację jest sumą N hologramów pozaosiowych o różnych kątach pozaosiowych i musi być zdemultipleksowany w celu uzyskania informacji o mierzonej próbce. Tworzenie zwielokrotnionego hologramu pozaosiowego jest uzyskiwane poprzez przestrzenne zwielokrotnienie hologramów cyfrowych i może być zrealizowane przez zewnętrzny moduł interferometryczny [154,155], obrót kątowy hologramów cyfrowych wokół ich osi optycznej [156], lub przy użyciu siatki dyfrakcyjnej [157]. Do pobrania informacji z hologramów multipleksowanych wykorzystywane są właściwości numeryczne DHM. Poszczególne hologramy są filtrowane za pomocą

przestrzennej filtracji w dziedzinie widma Fouriera, a następnie odwrotnej transformacji Fouriera odfiltrowanego sygnału. Podczas filtracji mogą być stosowane dodatkowe techniki. W celu rekonstrukcji złożonej amplitudy każdej wiązki oświetlającej przedmiot, hologram zwielokrotniony może być zrekonstruowany poprzez numeryczną propagację do tylnej płaszczyzny ogniskowej soczewki obrazowej i maskowanie z rotacją złożonego pola falowego w płaszczyźnie hologramu i w płaszczyźnie obrazu [156].

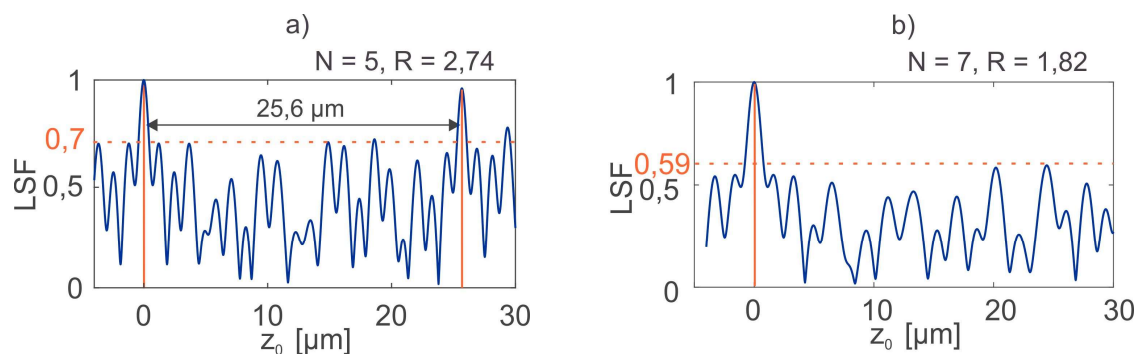
W tej części pracy zostanie przedstawiona zwielokrotniona informacja w wiązce obiektowej, dzięki zastosowaniu podejścia multipleksingu optycznego. Do wyboru kątów oświetlenia zostanie zastosowana strategia wykorzystująca model skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny, ponieważ umożliwia ona uzyskanie dużego zakresu pomiarowego oraz wysokiej rozdzielczości. Podejście to zostanie zrealizowane poprzez generację macierzy fazowych na SLM przy zastosowaniu zespolonej modulacji amplitudowej. Takie podejście umożliwia jednoramkową akwizycję hologramów w płaszczyźnie kamery. Dekodowanie zwielokrotnionych informacji jest realizowane w dziedzinie widma Fouriera poprzez zastosowanie filtra dla każdego pola obiektowego odpowiadającego danej wiązce oświetleniowej. Co więcej, podejście to pozwala na usunięcie aberracji układu optycznego poprzez zapisanie zwielokrotnionego hologramu kompensacyjnego. Proponowane podejście pozwala na: 1) krótszy czas pomiaru, 2) mniej skomplikowane pomiary, 3) pomiar obiektu o nieciągłym charakterze kształtu oraz 4) zmniejszenie błędu wynikającego ze zmiennych warunków środowiskowych, np. wahań powietrza.

6.3.1 Modyfikacja rozkładu funkcji LSF

Wybrana w tej części strategia rejestracji hologramów bazuje na szeregu geometrycznym. Przyjęte rozwiązanie umożliwia zastosowanie funkcji LSF (rozdział 6.1.3.2) charakteryzującej się dużym MR oraz wysoką rozdzielczością poosiową. Wybrane kąty oświetlenia w przestrzeni częstotliwości poprzecznej zostały ustawione wzdłuż jednej osi oraz zostały tak dobrane, aby wszystkie były dodatnie. W ten sposób zastosowane poprzeczne częstotliwości przestrzenne były bardzo zbliżone do siebie. W tej części pracy skupiono się na zoptymalizowaniu separacji częstotliwościowej składowych fal świetlnych w aperturze numerycznej układu obrazowania DHM przy zapewnieniu dużego MR oraz zachowanej rozdzielczości poosiowej. Skupiono się na opracowaniu rejestracji jednego hologramu zawierającego zmnożoną informację o wszystkich kątach oświetlenia rozłożonych w szereg geometryczny.

W tej części pracy zastosowano następujące parametry $N = 5$ oraz zwiększony współczynnik geometryczny $R = 2,74$ w celu uzyskania wartości kątów oświetlających. Zarejestrowane hologramy odpowiadały następującym kątom wiązki oświetleniowej wzdłuż osi x : $\alpha_x =$

$[0^\circ, 0^\circ, 36.79^\circ, -38.59^\circ, 0^\circ]$ oraz wzdłuż osi y : $\alpha_y = [5.51^\circ, -31.38^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 39.60^\circ]$, co odpowiada następującym wartościom wektora falowego wiązki wypadkowej: $k_{zi}^p = [11.75, 10.08, 9.45, 9.23, 9.09]$. MR dla zastosowanych parametrów wynosi $25,6 \mu\text{m}$, a wykres funkcji LSF został przedstawiony na Rys. 81a. Otrzymana rozdzielczość wynosi $z_{res} = \pi/2\Delta k_z = 0.58 \mu\text{m}$ zgodnie z [156,158].



Rys. 81. Schemat przedstawiający funkcję LSF dla parametrów: a) $N = 5, R = 2,74$, b) $N = 7, R = 1,82$.

Z przedstawionego powyżej wykresu funkcji LSF widać, iż MR jest zwiększony, jednakże po weryfikacji eksperymentalnej wyniki potwierdziły, iż wzrost czwartego pików do wartości 0,7 powoduje brak możliwości rekonstrukcji kształtu obiektu o skoku wysokości $\Delta z = 4\mu\text{m}$. Dlatego też, kolejne analizy numeryczne zostały przeprowadzone w celu obniżenia kolejnych pików. W wyniku został zaproponowany następujący model rejestracji danych $N = 7, R = 1,82$, który zapewnia wysokość kolejnych pików mniejszą niż 0,6 (Rys. 81b). Zarejestrowane hologramy odpowiadały następującym kątom wiązki oświetleniowej wzdłuż osi x : $\alpha_x = [2.27^\circ, -5.78^\circ, -27.46^\circ, -21.49^\circ, 8.01^\circ, 32.06^\circ, 23.43^\circ]$ oraz wzdłuż osi y : $\alpha_y = [2.27^\circ, 22.09^\circ, 7.09^\circ, -21.49^\circ, -31.36^\circ, -8.17^\circ, 23.43^\circ]$, co odpowiada następującym wartościom wektora falowego wiązki wypadkowej: $k_{zi}^p = [9.76, 9.86, 9.84, 10.10, 10.37, 10.87, 11.79]$. MR dla zastosowanych parametrów znacznie się rozszerzył, jednakże rozdzielczość dla tego przypadku wynosi $z_{res} = 0,77 \mu\text{m}$.

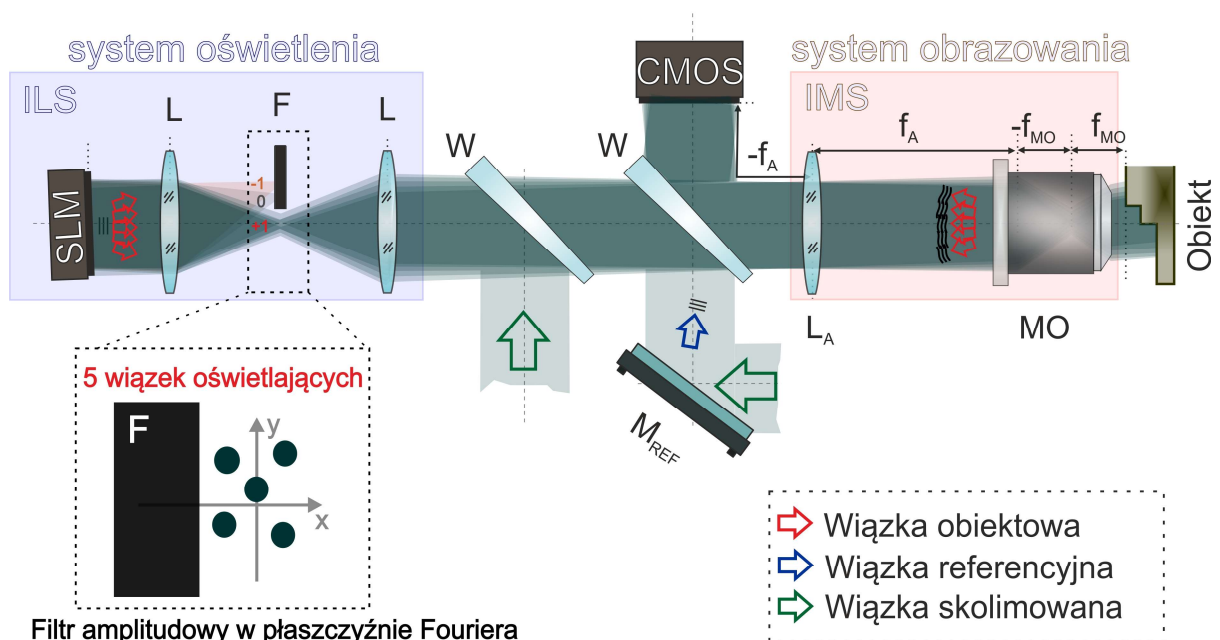
Obydwie strategie zostały zastosowane w badaniach eksperymentalnych do wyznaczenia wysokości obiektów o charakterze schodkowym. W kolejnych rozdziałach zostaną przedstawione: 6.3.2 eksperymentalny układ pomiarowy, 6.3.1 podstawy inżynierii oświetlenia oraz 6.3.2 kroki rekonstrukcji zmultipleksowanego hologramu.

6.3.2 Eksperymentalny układ pomiarowy

Podczas tego eksperymentu został zastosowany ciekłokrystaliczny fazowy przestrzenny modulator światła o najwyższej dostępnej obecnie na rynku rozdzielczości 4K (4160×2464 pix), został on przedstawiony na Rys. 73b. Zastosowanie modulatora o dużej rozdzielczości

umożliwiło dokładną kontrolę fazy wiązki oświetlającej badany przedmiot. Zakres modulacji fazy frontu falowego powyżej 2π , jak i mały wymiar piksela umożliwią modulację fazy ze znacznie zwiększoną dokładnością w porównaniu do modulatorów oferujących niższą rozdzielczość, tj. HD (1920×1080 pix) lub niższych (modulator PLUTO 2 firmy HOLOEYE Photonics AG zastosowany we wcześniejszym układzie pomiarowym przedstawionym w rozdziale 6.2.1). W rezultacie zastosowanie takiego SLM zwiększyło możliwości, zakres oraz dokładność pomiarową w opracowanym układzie pomiarowym MI-DHM. Ponadto, pozwoliło na dynamiczne zmiany frontu falowego umożliwiające korekcję aberracji układu optycznego, jak i elastyczność oraz wysoką dokładność zmiany kąta oświetlenia badanej próbki.

Opracowany układ pomiarowy został przedstawiony na Rys. 82. Konfiguracja systemu pomiarowego została oparta o zmodyfikowany interferometr Twyman-Greena. Wiązka jest generowana przez laserowe źródło światła ($\lambda = 532$ nm), kolejno filtrowana jest przez filtr przestrzenny i przekształcana przez soczewkę kolimacyjną w wiązkę o płaskim czole falowym (zielona strzałka, Rys. 82). Następnie skolimowana wiązka jest dzielona na wiązkę obiektową (czerwona strzałka, Rys. 82) oraz wiązkę odniesienia (niebieska strzałka, Rys. 82). Główna część systemu składa się z dwóch ważnych elementów: (1) systemu oświetlenia (ILS) oraz (2) systemu obrazowania (IMS).



Rys. 82. Eksperymentalny system pomiarowy. ILS - system oświetlający, IMS - system obrazowania, SLM - przestrzenny modulator światła, L - soczewka, F - filtr amplitudy, M_{REF} - zwierciadło referencyjne, W - klin optyczny, MO - obiektyw mikroskopu, CMOS - detektor.

System oświetlenia składa się z (1) fazowego przestrzennego modulatora światła (firmy HOLOEYE Photonics AG, 4160×2464 px, $3.74 \mu\text{m}$, SLM [152]), (2) systemu 4f (dwie soczewki L, $f_L = 122$ mm, $\Phi = 25$ mm) oraz (3) filtra amplitudowego (F), który jest umieszczony w płaszczyźnie Fouriera w celu filtracji rzędów dyfrakcyjnych -1 i 0. Ta część systemu eksperymentalnego umożliwia generowanie fali oświetlenia o dowolnym nachyleniu. System pomiarowy wykorzystuje ten moduł do wytwarzania oświetlenia obiektu będącego sumą pięciu płaskich fal o pożądanych częstotliwościach w kierunkach x i y. Skolimowana wiązka kierowana jest do SLM za pomocą klina optycznego (W), a następnie odbija się od powierzchni SLM, która jest lekko nachylona w celu wyrównania pierwszego rzędu dyfrakcyjnego do osi optycznej. Jest to warunek konieczny do przeprowadzenia dalszego pomiaru. Następnie generowanych jest pięć wiązek oświetlenia dzięki stosowanej technice zespolonego kodowania [159]. Główne rzędy wiązki dyfrakcyjnej to rząd ± 1 oraz rząd zerowy. W tym przypadku rząd 0 i rząd +1 są odfiltrowywane dzięki amplitudowemu filtrowi F, który jest ustawiony w ognisku soczewki L. Zmultipleksowana wiązka światła przemieszcza się wzdłuż osi optycznej przez system obrazowania i odbija się od powierzchni mierzonej próbki.

System obrazowania składa się z obiektywu mikroskopowego ($WD = 5,2$ mm, $f_{MO} = 4$ mm, $NA = 0,75$, $50 \times$, MO) i soczewki LA ($WD = 50$ mm, $f_{LA} = 200$ mm), a jego poprzeczne powiększenie wynosi $49,9\times$. Badany obiekt jest umieszczony w ogniskowej MO, co zapewnia sprzężenie płaszczyzny obiektu z płaszczyzną detektora przez IMS. Odbita wiązka obiektowa wraca przez IMS i jest odbijana od W bezpośrednio w kierunku kamery CMOS (JAI GO-5101M PGE, 2464×2056 px, $3,45 \times 3,45 \mu\text{m}$, czujnik Sony IMX264 [153]). Opracowany system pomiarowy wytwarza pozaosiową wiązkę odniesienia, która zapewnia przesunięcie wiązki obiektowej poza rząd zerowy, dzięki czemu cała wiązka obiektu może być zrekonstruowana z pojedynczego hologramu. Zmultipleksowana wiązka obiektowa i wiązka odniesienia interferują ze sobą, a powstały wzór interferencyjny jest rejestrowany przez kamerę CMOS umieszczoną bezpośrednio w tylnej ogniskowej soczewki LA.

Procedura rejestracji hologramów opiera się na dwóch etapach: (1) rejestracji zmultipleksowanego hologramu kompensacyjnego oraz (2) rejestracji zmultipleksowanego hologramu obiektowego. Podczas procedury rejestracji hologramu kompensacyjnego wykorzystywane jest płaskie zwierciadło. Hologram ten rejestruje się dla takiego samego 5-wiązkowego rozkładu fazowego wprowadzonego na SLM, jak podczas pomiaru obiektu.

6.3.1 Podstawy stosowanej techniki inżynierii oświetleniowej

Wydajność fazowego przestrzennego modulatora światła jest ograniczona, ponieważ płynna zmiana kąta oświetlenia jest zależna od struktury pikselowej SLM. Ze względu na to istnieje

potrzeba zastosowania fazowych technik kodowania zespolonego z wykorzystaniem filtra przestrzennego w domenie Fouriera w celu kontroli frontu fali optycznej [159,160]. Przykładowo, front optyczny można uzyskać poprzez kompleksową rekonstrukcję amplitudy zespolonej. Komputerowo generowana technika hologramu koduje zespoloną wartość amplitudy (1) rozkładu wiązki obiektu i płaszczyzny hologramu oraz (2) transmitancji hologramu w postaci rozkładu fazy. Metoda zespolonej modulacji amplitudowej [159] umożliwia rekonstrukcję obiektu z redukcją szumu plamkowego w rekonstruowanych hologramach. W tym przypadku główne rzędy wiązki dyfrakcyjnej to rzędy ± 1 oraz rząd zerowy. Wiązka rzędu 0 jest odfiltrowywana w zastosowanym systemie 4f.

Dowolne, zespolone pole optyczne, którego amplituda i modulacja fazowa są określane niezależnie może być wyrażone jako:

$$u_i(x, y) = A(x, y)\exp [i\varphi(x, y)], \quad R. 48$$

gdzie $A(x, y)$ to amplituda w zakresie $[0,1]$, natomiast $\varphi(x, y)$ to faza w zakresie $[-\pi, \pi]$. W celu otrzymania hologramu fazowego kodującego powyżej przedstawione pole zespolone $u_i(x, y)$, najpierw rozpatrywany jest hologram fazowy $h_f(x, y)$, który pozwala na zakodowanie $A(x, y)$.

W opracowanej metodzie pomiarowej sygnał wprowadzany na SLM pozwala, aby system oświetlający ILS generował zespolone pole optyczne, które można przedstawić następująco:

$$u_i(x, y) = \sum_{p=1}^5 A(x, y)\exp\{ik_{xi}^p x + ik_{yi}^p y\}. \quad R. 49$$

W celu uzyskania wysokiej wydajności dyfrakcyjnej w układzie eksperymentalnym, sygnał rzeczywisty modulowany jest fazą:

$$u_M(x, y) = \exp\{iu_i(x, y) + i\bar{u}_i(x, y)\}, \quad R. 50$$

gdzie $\bar{u}_i(x, y)$ to oszacowany sygnał sprzężony. W układzie pomiarowym, w części ILS wstawiony jest filtr amplitudowy, który odpowiedzialny jest za filtrację rzędów dyfrakcyjnych przepuszczając tylko +1 rząd.

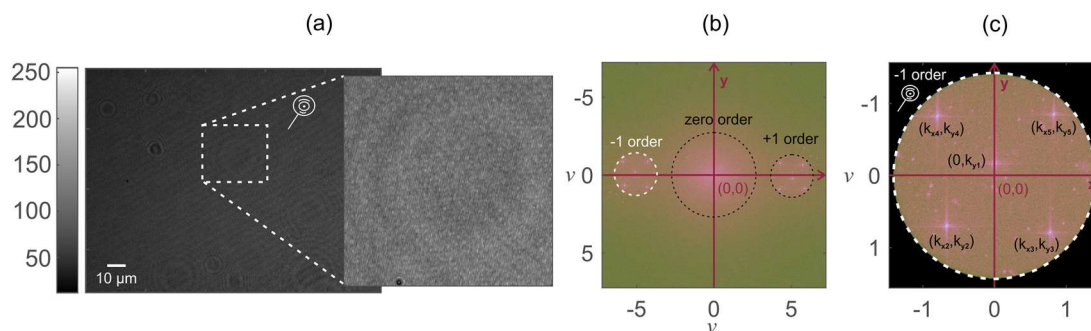
6.3.2 Rekonstrukcja hologramu

W opracowanej metodzie zostało wykorzystane podejście multipleksowania hologramów pozaosiowych przez układ optyczny, natomiast proces demultipleksingu wykonywany jest numerycznie przy użyciu komputera. Dzięki temu zapewnione jest przyspieszenie rekonstrukcji hologramu, poprzez zastosowanie prostych operacji arytmetycznych w celu skompresowania wielu czół fali w jeden hologram, z którego można uzyskać pojedyncze wiązki obiektowe ze wszystkich czół falowych za pomocą metody transformaty Fouriera.

Rekonstrukcja hologramu zostanie omówiona na przykładzie zmultipleksowanego pięciowiązkowego hologramu. Wygenerowana pięciowiązkowa fala oświetleniowa ($N = 5$) odbija się od powierzchni badanego obiektu. W przypadku hologramu kompensacyjnego jest to płaskie zwierciadło, natomiast dla hologramu obiektowego – w układzie umieszczany jest badany obiekt o schodkowym charakterze kształtu. Po odbiciu od mierzonej próbki bądź zwierciadła, wiązki te przekształcają się w wiązki zawierające informację o mierzonym parametrze – kształcie badanego obiektu bądź aberracji układu pomiarowego. Każda z tych pięciu wiązek interferuje z wiązką odniesienia a powstały wzór interferencyjny I_{MULTI} rejestrowany jest w płaszczyźnie kamery, która jest sprzężona z płaszczyzną obiektu:

$$I_{MULTI} = \sum_p^N \left| O_k^p \exp [i\varphi_{O^p, k_p}] + R \right|^2, \quad R. 51$$

gdzie O_p – wiązka obiektowa, R – wiązka referencyjna. Hologram I_{MULTI} jest dyskretnym sygnałem o wartości rzeczywistej, który jest zapisywany w pojedynczym obrazie na detektorze. Zarejestrowany kompensacyjny hologram dla zwierciadła płaskiego został przedstawiony na Rys. 83a.



Rys. 83. a) Zarejestrowany hologram kompensacyjny I_{MULTI} dla referencyjnego zwierciadła płaskiego; b) amplituda spektrum Fouriera dla zarejestrowanego hologramu kompensacyjnego, c) rząd -1 po przeprowadzonej filtracji – 5 wiązek obiektowych hologramu kompensacyjnego.

Dla wybranego obszaru powiększenia możemy zaobserwować dokładny wzór prążkowy. Kolejno w celu rekonstrukcji informacji fazowej została dokonana transformacja Fouriera $FT\{I_{MULTI}\}$, której amplituda została przedstawiona na Rys. 83b. Zgodnie z równaniem R. 7 widoczne są trzy rzędy dyfrakcyjne. Rząd zerowy jest wyśrodkowany w dziedzinie częstotliwości, natomiast rzędy korelacyjne ± 1 są przesunięte do przeciwległych częstotliwości przestrzennych odpowiadających ich kątom nachylenia. Sprzężone rzędy (-1 i +1) zawierają te same informacje dotyczące amplitudy i fazy. Hologram I_{MULTI} koduje sygnał o wartości złożonej reprezentujący człon obiektu OR^* . Wiązka referencyjna jest falą płaską o składowej częstotliwościowej f_{Rx} tylko w kierunku x. Częstotliwość ta jest większa niż częstotliwość $3NA/\lambda$, aby całe pole fali obiektowej było przemieszczone na zewnątrz od zerowego rzędu.

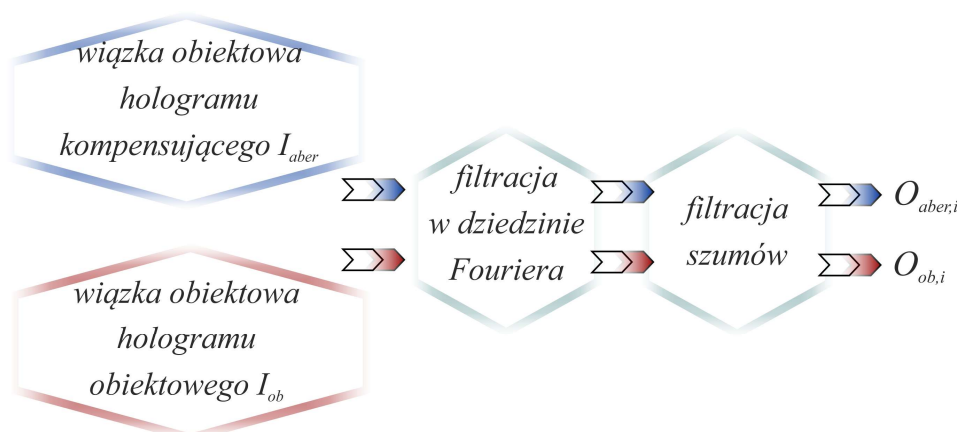
Kolejno filtrowany jest -1 rząd dyfrakcyjny, w którym zawarte są informacje o pięciu wiązki obiektowych (powiększona amplituda widma Fouriera zostało przedstawione na Rys. 83c).

6.3.2.1 Demultipleksing wiązki obiektowej

Cały proces demultipleksingu składa się z czterech głównych etapów: (1) rekonstrukcja hologramu zwielokrotnionego za pomocą wiązki referencyjnej, (2) demultipleksing hologramu obiektu, (3) demultipleksing hologramu kompensacyjnego, (4) kompensacja aberracji układu optycznego dla poszczególnych wiązek oświetlenia.

W celu rekonstrukcji hologramu zwielokrotnionego izolowany jest rząd -1 w domenie Fouriera. W tym celu potrzebna jest dokładna znajomość kąta wiązki odniesienia ($R(x,y)$). Zapewniane jest to podczas pierwszego etapu procedury kalibracji, gdzie rejestrowany jest tzw. hologram referencyjny dla płaskiego obiektu i jednowiązkowego oświetlenia osiowego. Hologram ten umożliwia wyznaczenie dokładnych parametrów fali referencyjnej, co pozwala na usunięcie częstości wiązki referencyjnej z hologramu zwielokrotnionego (obiekтового i kompensującego). Nośnik przestrzenny jest usuwany poprzez zwielokrotnienie z falą referencyjną.

Proces demultipleksingu zwielokrotnionej wiązki obiektowej zawierającej informację o aberracji oraz obiekcie przedstawiony został na schemacie na Rys. 84. Każdy z rekonstruowanych zmultipleksowanych hologramów poddawany jest kolejno filtracji w dziedzinie Fouriera – filtracja kolejnych wiązek obiektowych odpowiadających kątom oświetlenia oraz filtracja szumów. W efekcie otrzymywanych jest pięć wiązek obiektowych zawierających informację o aberracji kątowo-zależnej oraz informację o obiekcie.



Rys. 84. Schemat procesu demultipleksingu hologramu.

Pięciowiązkowa fala obiektowa hologramu kompensacyjnego może zostać przedstawiona następująco:

$$O_{aber}(x, y) = \sum_{p=1}^5 |O_i^p(x, y)| \exp \{i\varphi_{aber}^p(x, y)\} A_i \exp \{-ik_{xi}^p x - ik_{yi}^p y\}. \quad R. 52$$

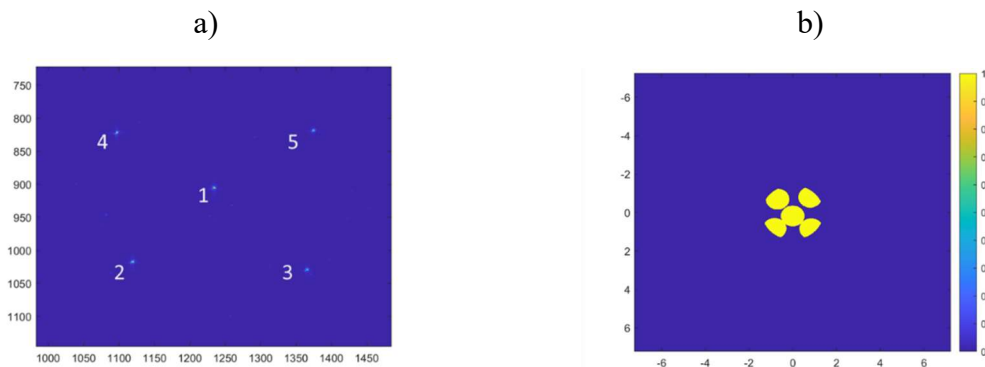
Warto zauważyć, iż wartość aberracji zależna jest od kierunku wiązki oświetlającej i przyjmuje inną wartość dla każdego kąta (widoczne w zrekonstruowanej fazie na Rys. 86). Niestety aberracje zależne od pola są głównym problemem w obrazowaniu, dlatego też w pracy została zastosowana polowo-zależna metoda kompensacji aberracji. W tym celu bardzo ważnym i pierwszym krokiem procedury pomiarowej jest rekonstrukcja zmultipleksowanego hologramu kompensacyjnego. W celu rekonstrukcji informacji o aberracji, wykonywana jest operacja transformacji Fouriera podczas której stosowany jest specjalnie zaprojektowany filtr $W^p(f_x, f_y)$ pozwalający na odtworzenie kolejno informacji z każdej z wiązek:

$$O_{ab}^p(x, y) = \sum_{p=1}^5 IFT[FT[|O(x, y)|] W^p(f_x, f_y)]. \quad R. 53$$

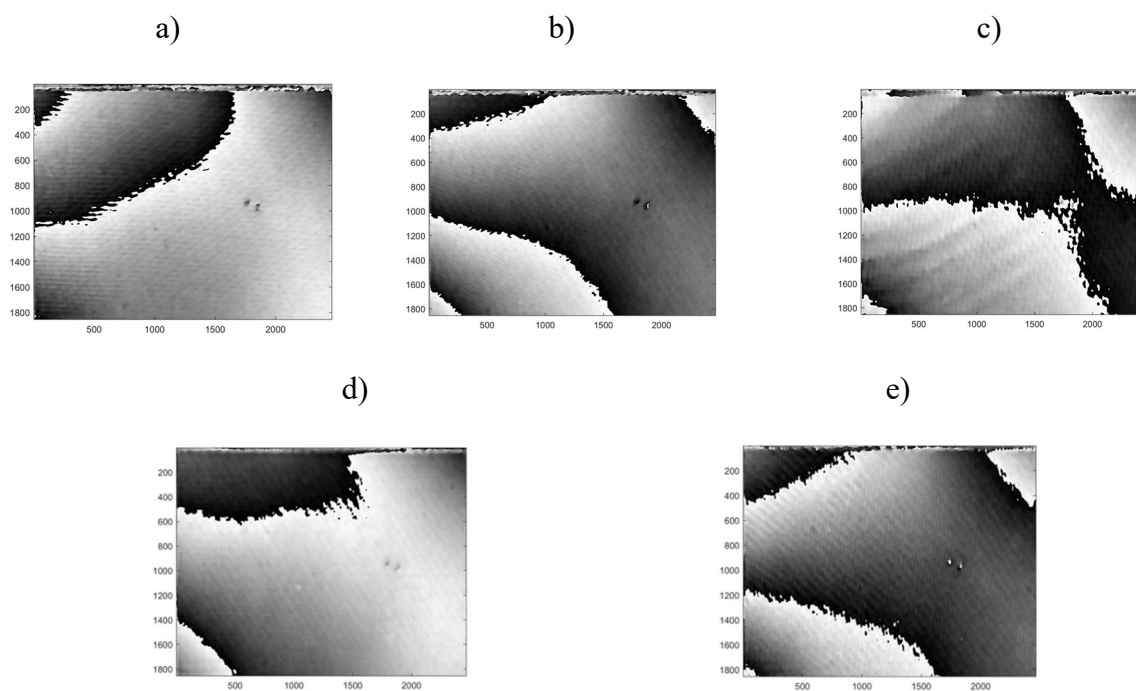
Widok amplitudy spektrum Fouriera został przedstawiony na Rys. 85a, gdzie numerami zostały oznaczone kolejne wiązki. Odległości pomiędzy maksymalnymi pikami wynoszą kolejno: $d_1(1,2) = 1,1152, d_2(1,3) = 1,2601, d_3(1,4) = 1,0527, d_4(1,5) = 1,0781$. Następnie stosowany jest specjalny filtr $W^p(f_x, f_y)$ w dziedzinie Fouriera w celu rekonstrukcji informacji kolejno z każdej z wiązek (przedstawiony na Rys. 85b). Najmniejsza odległość pomiędzy maksymalnymi pikami została wykorzystana do zaprojektowania filtra. Kolejno, dla każdego zrekonstruowanego pola optycznego wyznaczany jest rozkład aberracji fazowej, który zawiera informację o wielkości aberracji układu pomiarowego:

$$O_{compen,i}(x, y) = \exp [i\varphi_{aber,i}^p(x, y)] O_{ob,i}(x, y). \quad R. 54$$

Rekonstrukcja hologramu kompensacyjnego przedstawiona została na Rys. 86.



Rys. 85. a) Rozkład amplitudy w dziedzinie Fouriera $FT[O(x,y)]$; b) zastosowany filtr w dziedzinie Fouriera (wartości w częstotliwościach).



Rys. 86. Wyniki rekonstrukcji hologramu kompensacyjnego kolejno dla wiązki: a) 1, b) 2, c) 3, d) 4, e) 5.

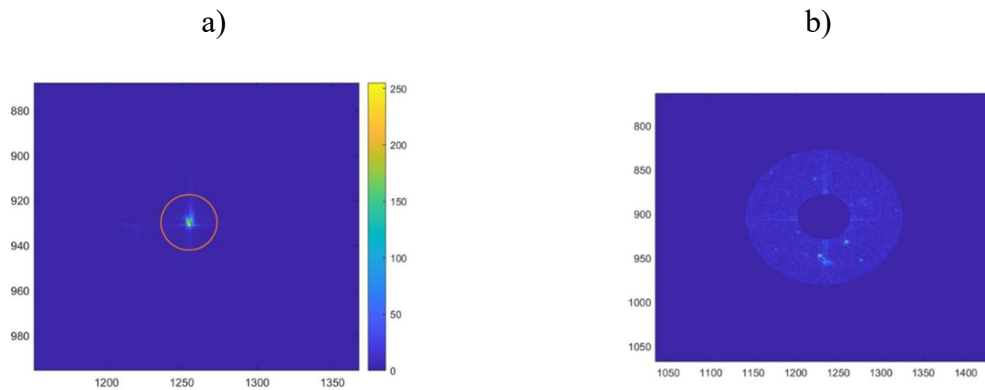
Pięciowiązkowa fala obiektowa hologramu obiektowego może zostać opisana według wzoru:

$$O_{ob}(x, y) = \sum_{p=1}^5 |O_i^p(x, y)| \exp \{i\varphi_{ob}^p(x, y)\} A_i \exp \{-ik_{xi}^p x - ik_{yi}^p y\}. \quad R. 55$$

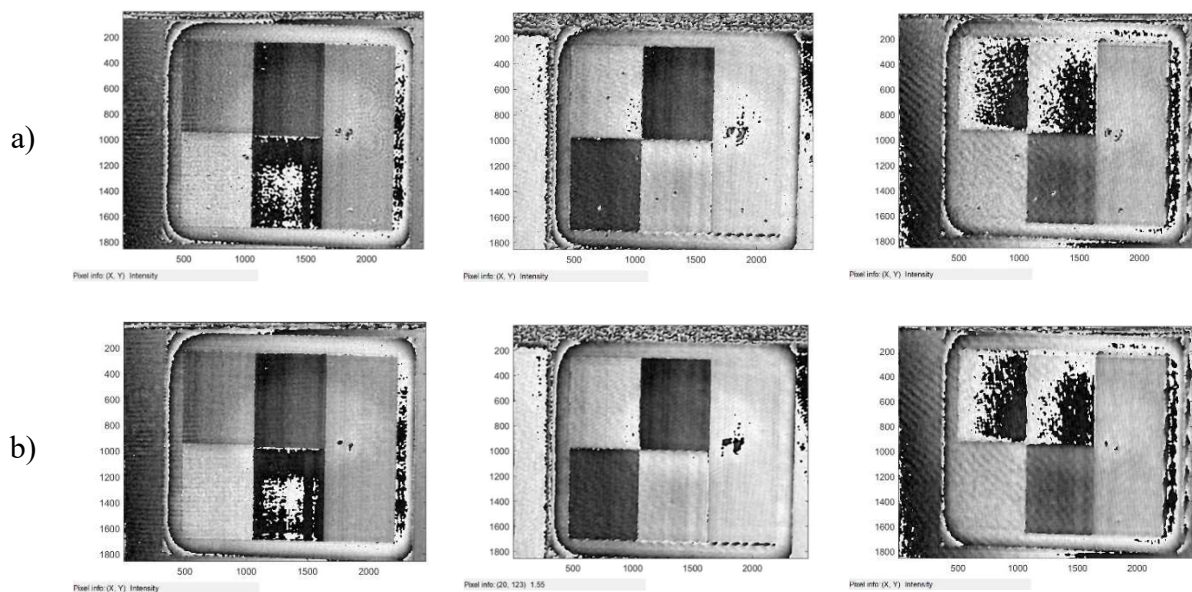
Hologram obiektowy poddawany jest tym samym krokom rekonstrukcji co hologram kompensacyjny. Po przeprowadzeniu filtracji odtworzona zostaje faza każdej z wiązki obiektowej. Ze względu na to, że w hologramie obiektowym zawarta jest również aberracja układu optycznego, kolejno dochodzi do jej usunięcia. Aberracja jest zależna od kierunku oświetlenia, dlatego też dla każdego kąta jest inna. Zmultipleksowany hologram kompensacyjny jest rejestrowany w drugim kroku procedury kalibracji z takim samym wzorem oświetlenia, jaki jest używany dla mierzonego obiektu. Kolejno dochodzi do rekonstrukcji oraz procesu demultipleksingu zmultipleksowanego hologramu kompensacyjnego. Pozwala to na odjęcie wyznaczonych aberracji od wyznaczonych faz dla każdej z wiązek odpowiadających danemu kierunkowi oświetlenia. Jest to ostatni krok rekonstrukcji.

W dziedzinie Fouriera została również zastosowana filtracja szumów. Poniżej Rys. 87 przedstawia filtr w dziedzinie Fouriera pozwalający na obniżenie szumów w hologramie. Filtracja ta polega na przepuszczeniu pełnej informacji z centralnej części, co zostało przedstawione czerwonym okręgiem na Rys. 87a. Kolejno dla pozostałej części filtru (Rys. 87b) ustawiana jest wartość progowa intensywności wynosząca $\geq 2,2$. Porównanie

zrekonstruowanej fazy z zastosowaniem a) filtracji szumów oraz b) bez filtracji szumów w dziedzinie Fouriera zostało przedstawione dla hologramu obiektowego elementu o charakterze schodkowym na Rys. 88. Widoczne jest zmniejszenie efektu zaszumienia w hologramie oraz zwiększenie ostrości krawędzi obiektu.



Rys. 87. Filtracja szumów w dziedzinie Fouriera.



Rys. 88. Porównanie zrekonstruowanej fazy dla wiązek 1, 2 i 5 z zastosowaniem a) filtracji szumów oraz b) bez filtracji szumów w dziedzinie Fouriera dla hologramu obiektowego elementu o charakterze schodkowym.

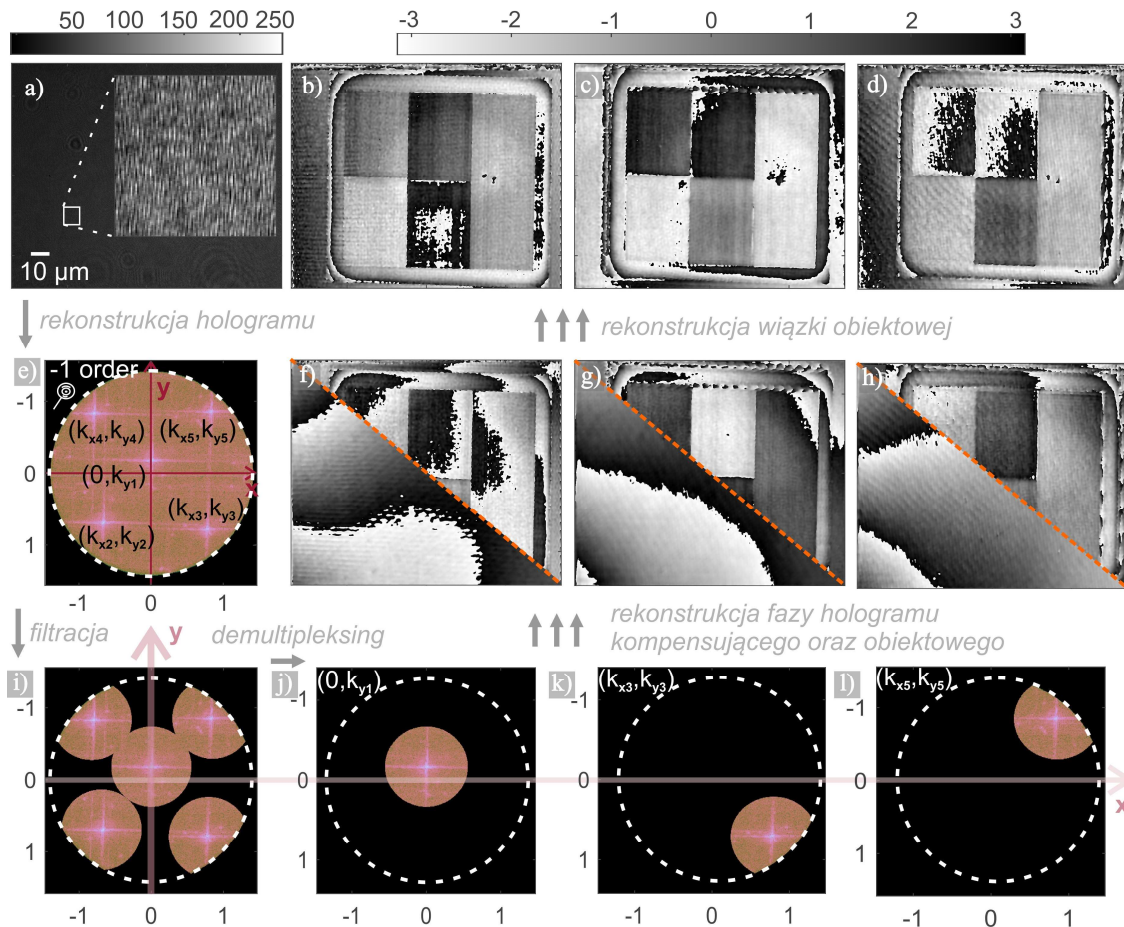
6.3.2.2 Rekonstrukcja wiązki obiektowej

Przy zastosowaniu opracowanego filtra rekonstruowana jest informacja o aberracji układu pomiarowego z hologramu kompensacyjnego oraz informacja o obiekcie z hologramu obiektowego, odpowiednio dla każdego kąta oświetlenia. Następnie otrzymywana jest ostateczna informacja o obiekcie poprzez odjęcie wyznaczonej wartości aberracji układu optycznego od hologramu kompensacyjnego:

$$O_{BL}^p(x, y) = \sum_{p=1}^5 O_{BLabr}^p(x, y) \exp \{-i\theta_{abr}^p\}.$$

R. 56

Ostateczna zrekonstruowana faza obiektowa została przedstawiona na Rys. 89.



Rys. 89. Wyniki eksperymentalne. Schemat wszystkich kroków rekonstrukcji wiązki obiektowej oraz kompensacyjnej: a) zmultiplesowany hologram wraz z powiększeniem wybranej części hologramu; rekonstrukcja fazy: b) wiązki 1, c) wiązki 3, d) wiązki 5; e) widmo Fouriera wiązki obiektowej dla -1 rzędu dyfrakcyjnego; zrekonstruowana faza hologramu obiektowego i kompensacyjnego: f) wiązki 1, g) wiązki 3, h) wiązki 5; i) widok dziedziny Fouriera po zastosowaniu filtru; proces demultipleksingu - dziedzina Fouriera dla: j) wiązki 1, k) wiązki 3, l) wiązki 5.

Schemat ten obejmuje wszystkie kroki niezbędne do otrzymania ostatecznej informacji o obiekcie. W pierwszym kroku wykonywana jest rekonstrukcja zarejestrowanego zmultiplesowanego hologramu, zarówno kompensacyjnego jak i obiektowego. Przykładowy wzór interferencyjny dla pięciowiązkowego hologramu dla zwierciadła płaskiego (hologram kompensacyjny) został przedstawiony na Rys. 89a. Kolejno w dziedzinie Fouriera dokonywany jest proces filtracji -1 rzędu dyfrakcyjnego oraz proces demultipleksingu informacji zawartych w hologramach (Rys. 89(i – l)). Następnie rekonstruowana jest informacja o wartości aberracji oraz o obiekcie kolejno dla poszczególnych wiązek oświetlających (Rys. 89(f-h)). Ostatecznie otrzymywana jest faza obiektu, która jest pozbawiona aberracji (Rys. 89(b-d)). Uzyskany

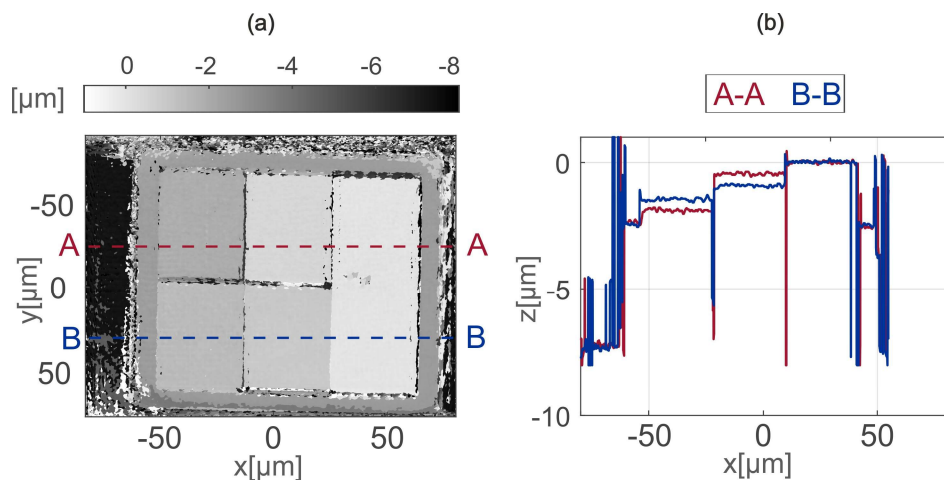
zestaw danych fazowych odpowiadający poszczególnym kątom oświetlenia wykorzystywany jest do wyznaczenia geometrii powierzchni mikroobiekty o charakterze schodkowym (klasa obiektów przedstawiona w rozdziale 4.2) z zastosowaniem algorytmu do rekonstrukcji bazującym na funkcji LSF przedstawionym w rozdziale 6.1.2.

6.3.3 Wyniki eksperymentalne

W celu weryfikacji opracowanej metody jednoobrazowej zostały zbadane dwa obiekty o charakterze schodkowym o skoku wysokości odpowiadającym $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$ oraz $\Delta h = 4 \mu\text{m}$. W zależności od badanego obiektu została zastosowana różna strategia rejestracji zmultipleksowanego hologramu. Dla obiektu o $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$ podczas rejestracji zostało wykorzystanych pięć wiązek oświetleniowych ($N = 5$), natomiast w przypadku obiektu o $\Delta h = 4 \mu\text{m}$ liczba rejestrowanych hologramów to siedem ($N = 7$). W poniższych dwóch podrozdziałach zostaną przedstawione wyniki badań eksperymentalnych.

6.3.3.1 Obiekt o charakterze schodkowym o skoku wysokości $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$

W celu rekonstrukcji geometrii kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$ został zarejestrowany jeden hologram zawierający zmultipleksowaną informację o wiązkach obiektowych odpowiadający następującym kątom wiązek oświetleniowych: $\alpha_x = [0^\circ, 0^\circ, 36.79^\circ, -38.59^\circ, 0^\circ]$ oraz $\alpha_y = [5.51^\circ, -31.38^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 39.60^\circ]$. Powierzchnia próbki, która jest najwyższą częścią struktury, została umieszczona w płaszczyźnie ogniskowej systemu IMS ($z = 0 \mu\text{m}$). Krok propagacji numerycznej wynosi $z_0 = 0,1 \mu\text{m}$ dla skanowanego zakresu osi optycznej równego $[-1 \mu\text{m}, 9 \mu\text{m}]$. Kolejno został użyty algorytm interpolacji do poprawy wykrywanego kształtu funkcji LSF. Wyniki rekonstrukcji powierzchni zostały przedstawione na Rys. 90.

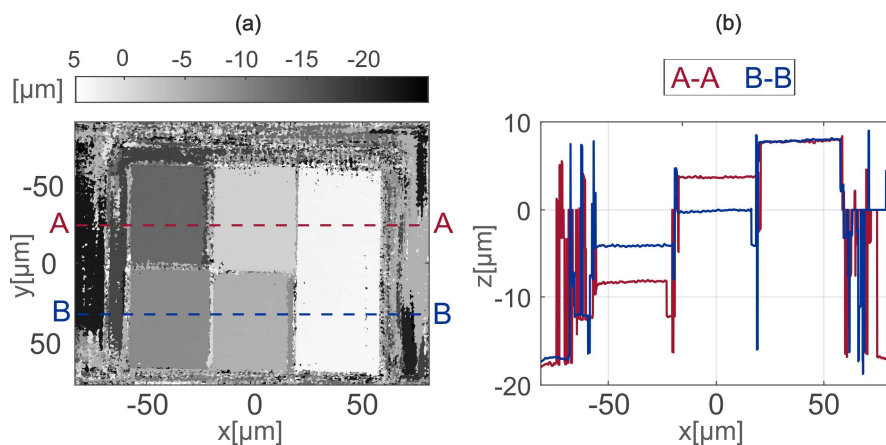


Rys. 90. (a) Rekonstrukcja kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 0,5 \mu\text{m}$, (b) przekroje A-A oraz B-B przez rekonstrukcję.

Na Rys. 90a pokazano pełną rekonstrukcję próbki, natomiast na Rys. 90b zostały pokazane przekroje przez rekonstrukcję. Otrzymane przekroje pokazują, że stopnie obiektu są wyraźnie od siebie oddzielone. Tak jak w przypadku wcześniejszych rekonstrukcji (rozdział 6.2.3) na krawędziach każdej z powierzchni widoczne są artefakty, które wynikają z własności propagacji numerycznej. Wysokości zrekonstruowanego obiektu wynoszą około: 7,20 μm , 6,77 μm , 6,27 μm , 5,77 μm , 5,3 μm oraz wysokość podstawy 4,86 μm (wysokość wyznaczana względem substratu).

6.3.3.2 Obiekt o charakterze schodkowym o skoku wysokości $\Delta h = 4 \mu\text{m}$

Drugim obiektem wykorzystanym w pomiarach jest obiekt schodkowy o skoku wysokości schodka $\Delta h = 4 \mu\text{m}$. Podczas tego pomiaru zastosowano siedem wiązek oświetleniowych o płaskich czołach falowych, zgodnych z parametrami podanymi w rozdziale 6.3.1. Kąty wiązek oświetleniowych odpowiadają następującym kątom: $\alpha_x = [2.27^\circ, -5.78^\circ, -27.46^\circ, -21.49^\circ, 8.01^\circ, 32.06^\circ, 23.43^\circ]$ oraz $\alpha_y = [2.27^\circ, 22.09^\circ, 7.09^\circ, -21.49^\circ, -31.36^\circ, -8.17^\circ, 23.43^\circ]$. Powierzchnia próbki, która została zaznaczona gwiazdką na Rys. 91, tj. trzeci stopień struktury, została umieszczona w płaszczyźnie ogniskowej systemu IMS ($z = 0 \mu\text{m}$). Krok propagacji numerycznej wynosi $z_0 = 0,1 \mu\text{m}$ dla skanowanego zakresu z wzdłuż osi optycznej równego $[-20 \mu\text{m}, 9 \mu\text{m}]$. Wysokości zrekonstruowanego obiektu wynoszą około: 24,77 μm , 20,46 μm , 16,62 μm , 12,61 μm , 8,58 μm oraz wysokość podstawy 4,42 μm (wysokość wyznaczana względem substratu).



Rys. 91. (a) Rekonstrukcja kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 4 \mu\text{m}$, (b) przekroje A-A oraz B-B przez rekonstrukcję.

6.4 Podsumowanie

W zakresie rozwiązania problemu nieoznaczoności fazy oraz rekonstrukcji topografii obiektów o schodkowym charakterze kształtu została opracowana metoda pomiarowa łącząca

podstawy techniki holografii koherencyjnej oraz metody MAI opierającej się na interferometrii wielokątowej. Nowoopracowane podejście wykorzystuje złożone pola optyczne zrekonstruowane z zarejestrowanych hologramów w celu wygenerowania funkcji LSF. Zastosowanie propagacji numerycznej pozwala na zogniskowanie zrekonstruowanych pól optycznych, dzięki czemu kształt funkcji LSF może być generowany wzdłuż osi optycznej bez konieczności mechanicznego przemieszczania mierzonego obiektu. Wygenerowany kształt funkcji LSF jest następnie analizowany w celu odtworzenia topografii obiektu. Opracowane strategie rejestracji hologramów dają możliwość uzyskania rozszerzonego zakresu pomiarowego przy zachowaniu wysokiej rozdzielczości poposiowej. Eksperymentalna rekonstrukcja dwóch obiektów o różnych wysokościach stopni potwierdza teoretyczną analizę i przydatność opracowanego algorytmu rekonstrukcji. Opracowana metoda zapewnia usunięcie aberracji układu optycznego poprzez rejestrację hologramu kompensacyjnego. System optyczny pracuje w oświetleniu pozaosiowym, dlatego też konieczna jest rejestracja hologramów kompensacyjnych odpowiadającym im kątom oświetlenia. Obydwa opracowane podejścia zapewniają kompensację aberracji polowo-zależnych.

W podrozdziale 6.2 zostało przedstawione podejście wykorzystujące rejestrację wielu hologramów. Najmniejsza wymagana liczba hologramów to 6 (dla strategii bazującej na szeregu geometrycznym). Opracowana metoda zapewnia duży zakres pomiarowy z zachowaniem wysokiej rozdzielczości osiowej. W podrozdziale 6.3 udowodniono, iż podejście oparte na szeregu geometrycznym w połączeniu z podejściem opartym na multipleksingu optycznym, umożliwia uzyskanie dużego zakresu pomiarowego z wysoką rozdzielczością przy użyciu $N = 5$ oraz $N = 7$ kątów oświetlenia w jednym zwielokrotnionym hologramie. Zrekonstruowaną wysokość obiektu można uzyskać poprzez skanowanie funkcją LSF za pomocą zestawu zarejestrowanych hologramów. Inaczej niż w rozdziale 6.2, tutaj została opracowana metoda pozwalająca na rejestrację pojedynczego hologramu z zwielokrotnioną informacją. Podejście to zostało zrealizowane poprzez generowanie specjalnych holograficznych macierzy map fazowych na modulatorze SLM przy zastosowaniu zespolonej modulacji amplitudowej. Takie podejście umożliwia jednoramkową akwizycję hologramów na detektorze. Dekodowanie zwielokrotnionych informacji jest realizowane w dziedzinie widma Fouriera poprzez zastosowanie filtra dla każdego indywidualnego złożonego pola. Jakość rekonstrukcji nieznacznie się pogarsza ze względu na złożenie wielu frontów falowych, co może być związane z ograniczonym zakresem dynamicznym kamery. Rekonstrukcja uzyskana z hologramów zawierających tylko jeden front falowy (profilometria wieloobrazowa) przewyższa tą uzyskaną z hologramów zawierających informację o wielu

frontach falowych. Opracowana metoda w tym rozdziale pozwala na: 1) krótszy czas pomiaru, 2) mniej skomplikowane pomiary oraz 3) mniejszy błąd z powodu różnych warunków środowiskowych, takich jak np. ruch powietrza, wibracje.

7 Kalibracja fazowego ciekłokrystalicznego modulatora światła przy użyciu geometrycznej interferometrii fazowej

Technologia ciekłokrystalicznych fazowych przestrzennych modulatorów światła znalazła szerokie zastosowanie w fotonice. Stały się one popularnym rozwiązaniem stosowanym w interferometrii oraz holografii [161] do korekcji aberracji układu pomiarowego za pomocą modulacji fazy [162–164]. Modulacja fazy wykorzystywana jest również w wyświetlaczach holograficznych [165–167], precyzyjnych pomiarach [161], litografii [168] oraz do kształtowania wiązki światła [169]. Ciekłokrystaliczne modulatory światła stały się popularne dzięki takim zaletom jak: (1) małe wymiary fizyczne, (2) duża rozdzielczość, (3) duży współczynnik wypełnienia oraz (4) krótki czas odpowiedzi, który umożliwia szybki pomiar.

Budowa SLM opiera się na ciekłych kryształach i materiałach krzemowych. Ciekłe kryształy charakteryzują się dużą dwójłomnością i możliwością kontroli ustawienia cząsteczek za pomocą pola elektrycznego [170]. Przestrzenne modulatory światła umożliwiają modulację amplitudy, fazy oraz polaryzacji w układzie pomiarowym poprzez odpowiednie ustawienie cząsteczek ciekłego kryształu. Fazowe SLM moduluje front falowy poprzez wprowadzanie opóźnienia fazowego w każdym pikselu ciekłego kryształu. Opóźnienie to kontrolowane jest poprzez wprowadzanie napięcia do danego piksela, które jest adresowane za pomocą komputerowej mapy bitowej w skali szarości. W idealnym przypadku SLM powinien reagować liniowo i pikselowo na wprowadzoną mapę w skali szarości a faza powinna być modulowana w zakresie od 0 do 2π przy danej długości fali światła. W tym celu konieczna jest precyzyjna kalibracja fazowa SLM, ponieważ zwykle komercyjny SLM charakteryzuje się nieliniową i zmienną przestrzennie odpowiedzią fazową. Brak poprawnej kalibracji może wprowadzać do układu optycznego np. aberracje oraz depolaryzację czoła fali. Ponadto, ważny jest kąt oświetlenia powierzchni SLM, długość fali światła, jak również polaryzacja wiązki oświetlającej modulator. W związku z tym dla każdego stosowanego SLM konieczne jest przeprowadzenie indywidualnej charakterystyki i kalibracji w celu zapewnienia właściwej modulacji fazy. Wydajność systemu optycznego w dużym stopniu zależy od starannej kalibracji SLM.

W celu kalibracji SLM można zastosować metody zalecane przez producentów [171,172], interferometryczne [173–175], dyfrakcyjne [176,177] oraz polaryzacyjne [178–180].

Dwuwiązkowe interferometryczne metody bazują na interferencji dwóch wiązek odbijających się od dwóch różnych obszarów SLM – jeden z obszarów stanowi obszar referencyjny, natomiast w drugim obszarze wprowadzane są zmiany w poziomie szarości [173]. Wiązki pochodzące z dwóch różnych obszarów interferują ze sobą co prowadzi do powstania prążków interferencyjnych. Modulacje fazowe mierzone są poprzez przesunięcie fazowe wprowadzane podczas zmian poziomu szarości. Tutaj często wykorzystywaną metodą jest metoda dwuszczelinowa [172]. Metody interferometryczne bazujące na podejściu wykorzystującym metody z niewspółbieżną wiązką odniesienia najczęściej bazują na konfiguracji interferometrów Twyman-Greena oraz Macha-Zehndera w połączeniu z urządzeniami piezoelektrycznymi i algorytmami przesunięcia fazowego [162,173,176]. Tutaj wzór interferencyjny tworzony jest poprzez interferencję wiązki z ramienia obiektowego, w które wstawiony jest SLM oraz wiązki z ramienia referencyjnego, w które wstawione jest płaskie zwierciadło stanowiące obiekt referencyjny. Niestety metody interferometryczne z niewspółbieżną wiązką odniesienia są znacznie wrażliwsze na drgania mechaniczne oraz fluktuacje powietrza niż metoda dwuszczelinowa. Najbardziej odporną na zakłócenia oraz wibracje metodą interferometryczną jest metoda wspólnej drogi ze względu na to, iż obydwie wiązki przebywają tę samą drogę.

Metody dyfrakcyjne opierają się na wykorzystaniu elementów dyfrakcyjnych w celu połączenia fazy zrekonstruowanej na SLM z intensywnością otrzymaną w płaszczyźnie Fouriera [176,177]. W metodach tych modulacja fazowa wyznaczana jest z orientacji prążkowej różnej dla poszczególnych obszarów SLM. Tak jak w przypadku metod dwuwiązkowych bazujących na podziale obszarów SLM, w tej metodzie również minimalną jednostką kalibracji jest wyznaczony obszar a nie pojedynczy piksel. Metody oparte na dyfrakcji oferują proste rozwiązania, jednakże charakteryzują się znacznie mniejszą dokładnością w porównaniu z metodami interferometrycznymi z przesunięciem fazy. Dodatkowo metody oparte na dyfrakcji mają istotną wadę eksperymentalną, którą jest niepewność umiejscowienia czujnika w określonej odległości od SLM, co może skutkować niedokładnymi pomiarami natężenia.

Trzecim rozwiązaniem są metody polaryzacyjne, które wykorzystują pomiary polarymetryczne. Rozwiązanie to pozwala określić modulację fazową poprzez pomiar stanu polaryzacji światła z SLM. W tym celu wykorzystywane są metody bazujące na macierzy Mueller'a [178] lub wektorach Stoke'a [179] do obliczenia opóźnienia fazy. Metody polarymetryczne charakteryzują się wysokim stopniem powtarzalności, ponieważ stan

polaryzacji jest niewrażliwy na środowisko. Niestety metody polaryzacyjne wymagają rejestracji wielu obrazów (>4) w celu przeprowadzenia kalibracji.

W tym rozdziale zostanie omówiona opracowana metoda pomiaru krzywej nieliniowości gamma bazująca na konfiguracji interferometru wspólnej drogi i wykorzystująca soczewkę z geometryczną fazą (GP). Soczewka GP pozwala na generację dwóch frontów falowych o silnej wzajemnej spójności między nimi [181], właściwość ta została wykorzystana w niekoherencyjnej holografii cyfrowej [182,183]. W przeciwieństwie do konwencjonalnych metod interferometrycznych, zastosowana konfiguracja układu pomiarowego pozwala na pomiary odporne na wibracje oraz fluktuacje powietrza. Ponadto, opracowana konfiguracja pozwala na wyznaczenie fazy przy użyciu metod TPS dla jednego zarejestrowanego hologramu.

W podrozdziale 7.1 zostanie opisana klasyczna metoda kalibracji fazowego SLM zaproponowana przez producenta HOLOEYE Photonics AG. Kolejne podrozdziały zostaną poświęcone nowo opracowanej metodzie kalibracji SLM. W podrozdziale 7.2 zostaną przybliżone podstawy geometrycznego efektu fazy. Opracowany system pomiarowy zostanie przedstawiony w podrozdziale 7.3, natomiast metoda kalibracji systemu zostanie pokazana w 7.4. Następnie w 7.5 zostaną pokazane wyniki pomiarowe oraz wyznaczona krzywa gamma. Na końcu w podrozdziale 7.6 zostanie przedstawione krótkie podsumowanie.

7.1 Klasyczna metoda kalibracji SLM

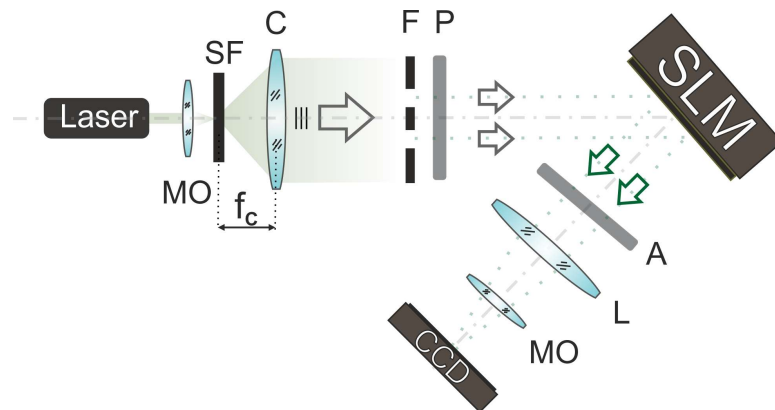
Wybrane w pracy ciekłokrystaliczne modulatory światła zostały wyprodukowane przez firmę HOLOEYE Photonics AG, dlatego też podstawową metodą wykorzystaną do kalibracji SLM była metoda zaproponowana przez producenta metoda dwuszczelinowa.

W układach pomiarowych (przedstawionych w podrozdziałach 6.2.1 oraz 6.3.2) w celu ustawienia odpowiedniej polaryzacji w układzie optycznym, na SLM został wprowadzony kinoform – krzyż, którego płaszczyzna rekonstrukcji jest oddalona od płaszczyzny SLM o 300 mm. Kolejno została ustalona odpowiednia polaryzacja dla maksymalnej intensywności w płaszczyźnie rekonstrukcji obrazu. Po ustaleniu odpowiedniej polaryzacji została wykorzystana metoda dwuszczelinowa.

Schemat układu optycznego wykorzystanego do kalibracji odbiciowego SLM został przedstawiony na Rys. 92. Płaszczyzna aktywna SLM została oświetlona dwiema spójnymi skolimowanymi wiązkami wygenerowanymi przez laser monochromatyczny. W tym celu na drodze skolimowanej wiązki wstawiony został filtr z dwoma otworkami o średnicy 2 mm i umieszczonymi od siebie w odległości równej 7 mm. Prześfiltrowane wiązki są kierowane do

płaszczyzny SLM, którego powierzchnia aktywna jest podzielona na dwie części: referencyjną oraz adresowaną różnymi poziomami szarości w zakresie od 0 do 255. Kolejno ustawiona soczewka pozwala na interferencję pomiędzy wiązkami a wzór interferencyjny rejestrowany jest przez detektor. Przesunięcie fazowe będzie funkcją adresowanego poziomu szarości i będzie widoczne jako przesunięcie we wzorze interferencji. Kolejno w celu jego wyznaczenia zostaje wykorzystane oprogramowanie PhaseCam dostarczone przez firmę HOLOEYE [171].

Kolejno SLM może zostać skalibrowany poprzez załadowanie plików konfiguracyjnych. Taki plik zawiera sekwencję adresowania, krzywą gamma, ustawienia geometryczne i ustawienia potencjometru cyfrowego, które można wykorzystać do dostosowania zakresu dynamicznego. Krzywą gamma, geometrię i potencjometr można zmienić w jednym pliku konfiguracyjnym, natomiast kolejność można zmienić tylko poprzez zmianę globalnej konfiguracji urządzenia. Korekta krzywej gamma konieczna jest w celu ustawienia odpowiedzi urządzenia na dokładną wartość fazy i liniowość odpowiedzi fazowej. Parametry te są dostarczone przez producenta, jednak również można wyznaczyć je poprzez procedurę kalibracji.



Rys. 92. Schemat konfiguracji układu optycznego do kalibracji odbiciowego fazowego SLM. MO – obiektyw mikroskopowy, SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, F – filtr dwuszczelinowy, P – polaryzator, A – analizator, L – soczewka, CCD – detektor.

7.2 Geometryczny efekt fazy

Zazwyczaj przesunięcie fazowe (zmiana fazy) wiązek światła jest otrzymywane poprzez wprowadzenie różnicy drogi optycznej pomiędzy wiązkami. Jednakże, alternatywnym rozwiązaniem jest zastosowanie efektu fazy geometrycznej, znanej również jako faza Pancharatnam-Berry. Zasada działania urządzeń fazy geometrycznej opiera się na lokalnej modyfikacji stanu polaryzacji przechodzącej przez element optyczny. Zmiana ta może zostać dokonana poprzez wykorzystanie np. falowodu adiabaticznego [184], anizotropii optycznej [185] jak również metamateriałów plazmonicznych [186]. Stosując podane

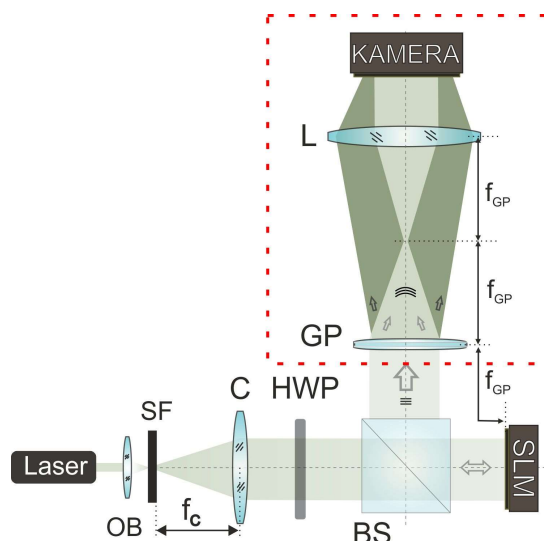
ogniskowej soczewki L. Kamera polaryzacyjna zawiera w swojej budowie matrycę zbudowaną z polaryzatorów liniowych w czterech różnych orientacjach (0° , 45° , 90° i 135°). Polaryzatory te pozwalają na jednoczesne zarejestrowanie czterech przesuniętych w fazie hologramów podczas rejestracji jednego hologramu (każdy z hologramów wykorzystuje $\frac{1}{4}$ całkowitej liczby pikseli). Różnicę fazy Φ_{SLM} oblicza się za pomocą następującego równania:

$$\Phi_{SLM} = \tan^{-1} \left(\frac{I(x, y, 135^\circ) - I(x, y, 45^\circ)}{I(x, y, 0^\circ) - I(x, y, 90^\circ)} \right). \quad R. 58$$

Zarejestrowany na detektorze rozkład prążków dla ustawienia polaryzatora o dowolnym kącie Ω pomiędzy soczewką a detektorem jest określony następująco:

$$I(x, y) = I_0(x, y) + I_0(x, y) \cos[2\Omega + 2\Phi_{SLM}(x, y)], \quad R. 59$$

gdzie Φ_{SLM} to modulacja fazy. Podczas zmiany osi polaryzatora można uzyskać różne rozkłady prążków, które mogą zostać wykorzystane w algorytmie przesunięcia fazowego do rekonstrukcji fazy.



Rys. 94. System pomiarowy do weryfikacji nieliniowości gammy SLM bazujący na interferometrii wspólnej drogi (element zaznaczony na czerwonej linii); OB – obiektyw, SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, f_c – ogniskowa kolimatora, HWP – płytką półfalowa, GP – soczewka GP, L – soczewka, Kamera – kamera polaryzacyjna [190].

7.4 Metoda kalibracji

Kalibracja SLM opiera się na określeniu zależności pomiędzy poziomem szarości wprowadzonym na SLM a modulacją fazy. W tym celu na SLM został wprowadzony konkretny rozkład fazy (początkowy poziom szarości równy zero), a różnicę faz obliczono w porównaniu z binarnym obiektem fazowym wprowadzonym na SLM dla każdego poziomu szarości. Obiekt fazowy jest wyświetlany sekwencyjnie od 0 do 255 poziomu szarości, a dla każdej wartości poziomu szarości rejestrowany jest hologram obiektowy. Kolejną wartość fazy wyznaczana jest przy zastosowaniu równania R. 58.

Opracowana procedura kalibracji pozwala na uzyskanie liniowej polaryzacji światła zgodnej z szybką osią SLM, jak i optymalną orientację soczewki GP. W pierwszym kroku liniowo spolaryzowane światło zostaje ustawione zgodnie z szybką osią SLM za pomocą płytki półfalowej. Ustawienie to wykonano przez wprowadzenie binarnej siatki na SLM, a następnie została zmierzona moc za pomocą fotodiody w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym przy wykorzystaniu soczewki. Kolejno płytka półfalowa została obrócona tak, aby zmaksymalizować moc w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym. Kolejno kątowne położenie obiektywu GP zostało określone przez maksymalizację kontrastu prążków obserwowanych przez umieszczenie polaryzatora przed konwencjonalną kamerą CCD. W następnym kroku kalibracji analizowana jest orientacja polaryzatora. Światło spolaryzowane padające pionowo odbija się od powierzchni SLM. Wiązka ta jest odbijana przez BS i kierowana jest do soczewki GP, która rozszczepia wiązkę na prawoskrętnie, jak i lewoskrętnie kołowo spolaryzowaną wiązkę. Na końcu kamera i polaryzator zostają zastąpione kamerą polaryzacyjną, a następnie zostaje dokonany pomiar właściwy.

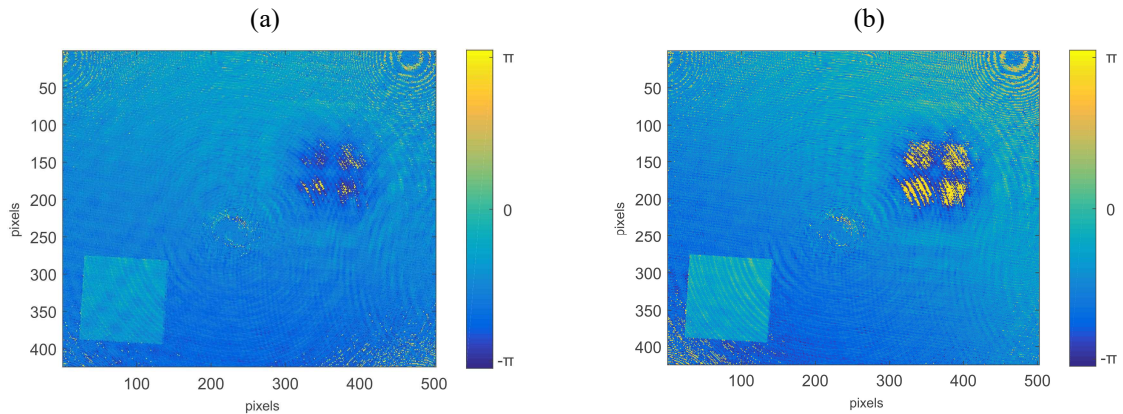
7.5 Wyznaczenie krzywej gamma

Podczas tego eksperymentu został wykorzystany kwadrat o wielkości 100×100 pikseli. Przedmiot ten został wyświetlony na SLM. Podczas pomiaru zmieniano odcienie szarości kwadratu w zakresie od 0 do 255. W zarejestrowanych hologramach można zauważyć: (1) obraz bliźniaczy (ang. *twin image*), który jest rozogniskowanym obrazem mierzonego obiektu oraz (2) efekt szumu plamkowego ze względu na źródło światła o wysokiej koherencji. Problem powstawania obrazu bliźniaczego jest uważany za ograniczenie technik holograficznych, dlatego też ważne jest zminimalizowanie jego efektu. W opracowanym układzie pomiarowym zawierającym w swojej budowie soczewkę GP obraz bliźniaczy tworzony jest w fali referencyjnej. Obraz ten powoduje efekty dyfrakcyjne. Środek SLM znajduje się dokładnie na osi optycznej układu pomiarowego. W celu rozdzielenia obrazu badanego obiektu od jego obrazu bliźniaczego obiekt fazowy umieszczony został poza osią optyczną o odległość 3,8 mm (od środka obiektu do środka SLM). Zrekonstruowana faza otrzymana dla takiego ustawienia została pokazana na Rys. 95. Jednakże, podejście to nie pozwala na zmniejszenie efektów dyfrakcyjnych, jednocześnie wpływając na zmniejszenie dokładności wyznaczenia fazy.

W opracowanym podejściu obraz bliźniaczy oraz szum koherentny zostały usunięte w następujący sposób:

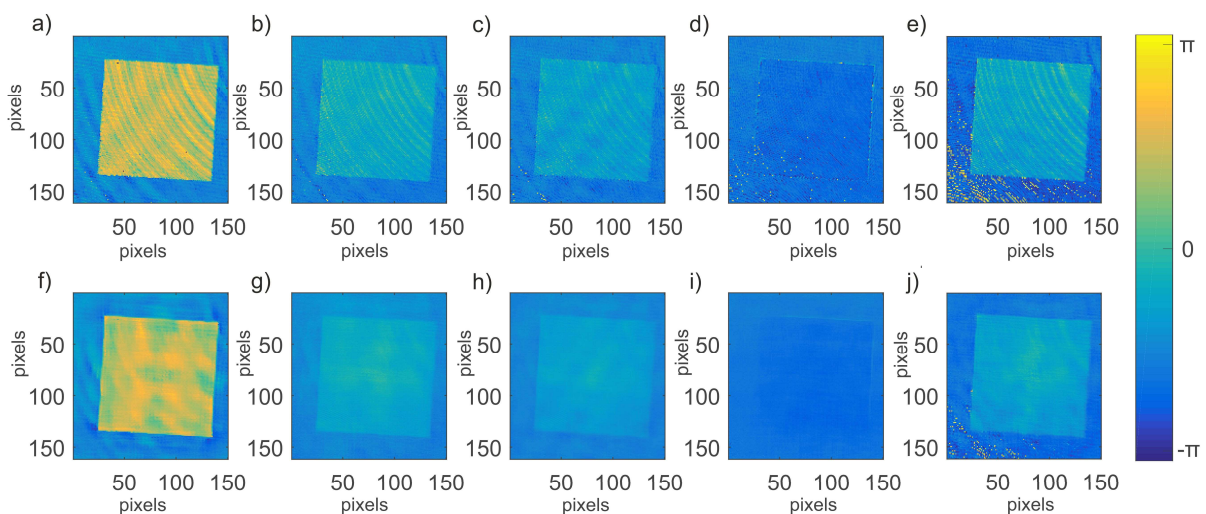
- (1) filtrowanie każdego hologramu za pomocą metody BM3D,
- (2) rekonstrukcja fazy za pomocą algorytmu czteroobrazowego,

- (3) wykonanie numerycznej propagacji pola optycznego w celu uzyskania ostro zobrazowanego obrazu bliźniaczego,
- (4) filtracja hologramu w płaszczyźnie propagacji,
- (5) wsteczna propagacja pola optycznego do zogniskowanego obrazu obiektu.



Rys. 95. Rozkład fazy pokazujący odseparowanie przestrzenne obiektu oraz obrazu bliźniaczego dla poziomu szarości (a) 50 oraz (b) 200.

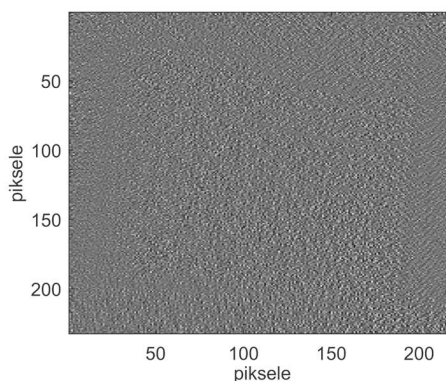
Poniżej na Rys. 96 zostały przedstawione wyniki uzyskane po zastosowaniu opracowanej procedury. Zastosowane kroki pozwoliły na zmniejszenie efektów prążków pasożytniczych oraz szumu plamkowego. Ponadto w Tab. 14 jest ilościowe porównanie otrzymanych wyników z zastosowaniem powyższej metody oraz bez jej zastosowania. Zostały obliczone wartości odchylenia standardowego (σ) zrekonstruowanej fazy dla wybranego obiektu 100×100 pikseli (10000 próbek). Wyniki potwierdzają, że zaproponowana metoda pozwala na zmniejszenie odchylenia standardowego oraz wzrost jednorodności fazy. Wynik odejmowania dwóch map fazowych (1) bez filtracji i (2) po filtracji został przedstawiony na Rys. 97.



Rys. 96. Porównanie zrekonstruowanych faz. Zrekonstruowane fazy odpowiadające kolejno wartościom intensywności: 10, 20, 40, 100, 200 dla: a)-e) rekonstrukcji bez zastosowania metody filtracji; f) – j) z zastosowaniem metody filtracji [190].

Tab. 14. Zestawienie wyznaczonego odchylenia standardowego dla obiektu 100×100 pikseli.

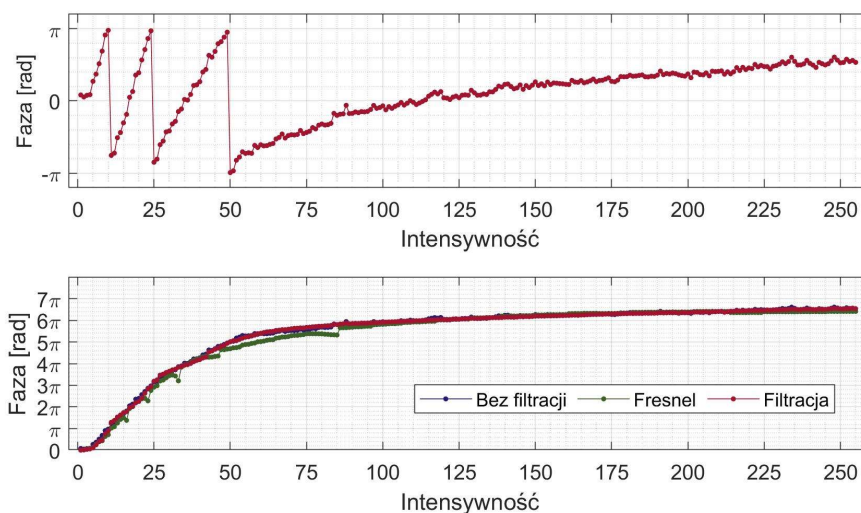
Wartość odcienia szarości	10	20	40	100	200
σ	0,475	0,341	0,307	0,282	0,395
σ	0,118	0,107	0,079	0,091	0,064



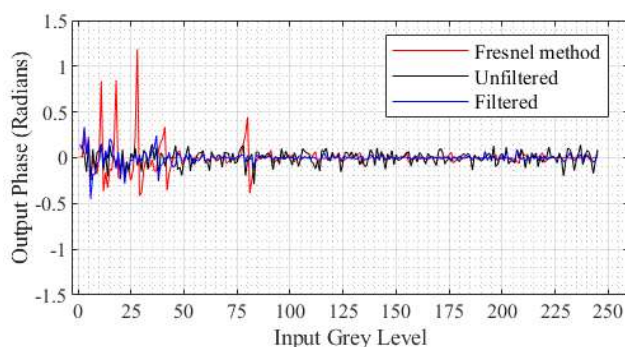
Rys. 97. Różnica między dwiema mapami fazowymi bez filtracji i po filtracji dla obiektu fazowego odpowiadającego wartości intensywności 10.

Kolejno została wyznaczona krzywa gamma, czyli zależność pomiędzy fazą a poziomem szarości. Wyznaczona krzywa została przedstawiona na Rys. 98. Wybrany modulator światła (PLUTO-2-VIS-016) umożliwia zmianę fazy do $6,7\pi$. Jednakże, zrekonstruowana faza przyjmuje wartości w zakresie od $-\pi$ do π co wynika z własności funkcji okresowych. W związku z tym wyznaczona krzywa gamma została uzyskana poprzez dodanie wielokrotności 2π dla każdego punktu nieciągłości funkcji gamma. Krzywa (Rys. 98) została wyznaczona dla trzech przypadków: (1) niefiltrowanych danych (linia niebieska, Rys. 98), (2) filtrowanych danych (linia czerwona, Rys. 98), (3) przy zastosowaniu metody dyfrakcyjnej Fresnela (czarna linia, Rys. 98) [191]. Krzywa gamma otrzymana dla danych nieprzefiltrowanych oraz przefiltrowanych jest podobna w kształcie. Uzyskane dane są zgodne ze specyfikacjami podanymi przez producenta modulatora SLM dla zastosowanej $\lambda = 530$ nm i wynoszą $6,7\pi$ opóźnienia fazowego dla wszystkich przeanalizowanych trzech podejść. Warto zauważyć, że pomiary uzyskane metodą Fresnela wykazują znaczne kontury i nieciągłości, co podkreśla wadę metod opartych na dyfrakcji.

W celu oszacowania poziomu niepewności zaproponowanej metody bazującej na wykorzystaniu soczewki GP, została obliczona średnia ważona każdej krzywej oraz odchylenie standardowe, które dla metody Fresnela wynosiło 0,14, natomiast 0,08 i 0,06 odpowiednio dla niefiltrowanych i filtrowanych danych (Rys. 99). Na podstawie wykonanych obliczeń, niepewność dla przefiltrowanych danych wynosi $\sim \lambda/100$ ($2\pi/100 = 0,06$ rad).



Rys. 98. Zrekonstruowana krzywa gamma przy użyciu: (1) niefiltrowanych danych, (2) przefiltrowanych danych i (3) referencyjnej metody Fresnela [190].



Rys. 99. Wyznaczona średnia z każdej zmierzonej krzywej gamma przy użyciu: dane nieprzefiltrowane (linia czerwona), dane przefiltrowane (linia niebieska), oraz referencyjną metodę Fresnela (linia czarna) [190].

7.6 Podsumowanie

Metody pozwalające na kalibrację modulatorów świetlnych możemy podzielić na trzy kategorie, tj. metody bazujące na interferometrii, dyfrakcji oraz polaryzacji. Nowo opracowana metoda z użyciem soczewki GP i kamery polaryzacyjnej wywodzi się z połączenia metod bazujących na polaryzacji i interferometrii, dzięki temu łączy w sobie ich zalety. Porównanie zalet i wad metod kalibracyjnych przedstawione zostało w Tab. 15. Opracowana procedura kalibracji SLM wykorzystuje konfigurację wspólnej drogi, która jest znacznie mniej wrażliwa na zakłócenia środowiskowe wynikające z przemieszczenia powietrza bądź drgań, w porównaniu do dwuwiązkowych układów interferometrycznych. W opracowanej metodzie faza dla każdego poziomu szarości jest szacowana za pomocą techniki interferometrycznej

z przesunięciem fazowym, która zapewnia niepewność fazową rzędu $2\pi/100$, pomimo obecności obrazu bliźniaczego.

Tab. 15. Zestawienie zalet i wad metod kalibracji SLM.

Metoda pomiarowa		Zalety	Wady
Interferometryczne	Interferometria wspólnej drogi [173,192]	<ul style="list-style-type: none"> • Prosty w budowie system pomiarowy. • Łatwe justowanie układu. 	<ul style="list-style-type: none"> • Mała dokładność pomiaru. • Nie zapewnia globalnego pomiaru fazy.
	<ul style="list-style-type: none"> • Interferometria dwuwiązkowa • Holografia cyfrowa [193,194] 	<ul style="list-style-type: none"> • Wysoka dokładność w połączeniu z algorytmami przesunięcia fazowego. • Zapewnia globalne i lokalne pomiary fazowe. 	<ul style="list-style-type: none"> • Wymaga obiektu referencyjnego – płaskie zwierciadło. • Bardzo czułe na wibracje, zmiany temperatury, ruch powietrza.
Dyfrakcyjna [177,195]		<ul style="list-style-type: none"> • Zapewnia globalne i lokalne pomiary fazowe. • Proste obliczenia przejścia z wartości intensywności do wartości fazy. 	<ul style="list-style-type: none"> • Mała dokładność. • Brak stosowalności algorytmów do przesunięcia fazowego.
Polaryzacyjna [179,196]		<ul style="list-style-type: none"> • Lokalne pomiary fazowe. • Wysoka dokładność w połączeniu z algorytmami do przesunięcia fazowego. 	<ul style="list-style-type: none"> • Wymaga zebrania wielu pomiarów.
Z zastosowaniem soczewki GP		<ul style="list-style-type: none"> • Jednoobrazowa metoda pomiarowa. • Łatwe justowanie układu. • Wysoka dokładność w połączeniu z algorytmami do przesunięcia fazowego. 	<ul style="list-style-type: none"> • Pomiary globalne są ograniczone obecnością bliźniaczego obrazu, można je uzyskać za pomocą pomiarów sekwencyjnych (umieszczenie obiektu w różnych miejscach).

8 Podsumowanie rozprawy i kierunki dalszych prac

Celem niniejszej pracy było opracowanie nowych rozwiązań i metod pomiarowych w mikroskopii holograficznej, które pozwalają na przewyższenie podstawowych ograniczeń tej techniki: (1) ograniczenie efektywnego pola pomiarowego przez aperturę numeryczną układu obrazującego; (2) ograniczenie jednoznacznego zakresu pomiarowego przez okresowość rozkładu fazy w postaci modulo 2π ; (3) nieprecyzyjne wyznaczenie położenia płaszczyzny ostrości, względem której wyznaczana jest wysokość badanego obiektu.

Po przeanalizowaniu możliwości pomiarowych oraz ograniczeń cyfrowej mikroskopii holograficznej powyższy cel został zrealizowany poprzez opracowanie dwóch różnych metod profilometrii holograficznej. Opracowane metody pomiarowe wraz z systemami pomiarowymi pozwoliły na:

1. Roszczenie efektywnego pola pomiarowego.

W celu uzyskania rozszerzonego pola pomiarowego opracowano nową metodę profilometrii holograficznej wraz z systemem DHM wykorzystującą interferencję pomiędzy dwiema wiązkami o sferycznych czołach falowych. Opracowana metoda została porównana z konwencjonalną metodą DHM wykorzystującą wiązkę o płaskim czole falowym oraz klasyczny algorytm rekonstrukcji kształtu TEA. Porównanie zostało wykonane dla dwóch obiektów sferycznych różniących się promieniem krzywizny i geometrią. Przedstawione porównanie potwierdziło uzyskanie rozszerzonego pola pomiarowego o: 1) 69% dla metody w ostrości (mierzony obiekt to mikroforma optyczna) oraz 2) 72,7% dla kuli sferycznej o dużym promieniu krzywizny podczas pomiaru, której zostało wykorzystane podejście przeogniskowania pola optycznego. Ponadto, opracowana zautomatyzowana metoda kalibracji wraz z możliwością kompensacji aberracji sferycznej układu optycznego zapewnia precyzyjne wyznaczenie płaszczyzny ostrości oraz wysoką dokładność pomiaru. Eksperymentalnie oceniany błąd wyznaczania położenia osiowego źródeł fal sferycznych i obiektu jest rzędu ± 55 nm. Symulacja numeryczna pokazuje, że taki błąd kalibracji daje błąd rekonstrukcji kształtu poniżej 10 nm. Metoda kompensacji pozwoliła na zmniejszenie odchyłki sferyczności z 100 nm do 20 nm dla próbki o niskim błędzie sferyczności. Ponadto, została przedstawiona pełna ścieżka rekonstrukcji obiektu uwzględniająca wpływ szumu na rekonstrukcję fazy oraz rekonstrukcję kształtu.

W oparciu o przeprowadzone prace i uzyskane wyniki można stwierdzić, iż cel pracy został osiągnięty.

2. Zwiększenie zakresu pomiarowego

Opracowana metoda pozwalająca na pomiar obiektu charakteryzującego się nieciągłościami powierzchni bazuje na profilometrii wieloobrazowej z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych. Metoda ta łączy w sobie podstawy techniki holografii koherencyjnej oraz metody MAI opierającej się na interferometrii wielokątowej. Opracowany algorytm wykorzystuje zespolone pola optyczne zrekonstruowane z zarejestrowanych hologramów w celu wygenerowania funkcji LSF. Zaproponowane trzy strategie rejestracji danych pozwalają na kontrolę nad kształtem funkcji LSF. Eksperymentalna rekonstrukcja dwóch obiektów o różnych wysokościach stopni potwierdziła, iż dzięki opracowanej metodzie udało się zrekonstruować wysokość obiektu schodkowego o całkowitej wysokości 26,6 μm , a różnica wysokości pomiędzy poszczególnymi stopniami wynosiła około 4 μm . Wyznaczone wysokości znacznie przewyższają ograniczenie pomiarowe obiektów nieciągłych w układach DHM w konfiguracji odbiciowej, które wynosi $\lambda/4$. Metoda ta została rozszerzona o prace

poświęcone rejestracji danych w jednym hologramie, co skróciło czas wykonywanego pomiaru. Udowodniono, iż podejście oparte na modelu skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny umożliwia uzyskanie dużego zakresu pomiarowego i wysokiej rozdzielczości przy użyciu $N = 5$ oraz $N = 7$ hologramów w celu uzyskania dokładnego kształtu powierzchni nieciągłej. Opracowana metoda pozwala na: 1) krótszy czas pomiaru, 2) mniej skomplikowane pomiary oraz 3) mniejszy błąd z powodu różnych warunków środowiskowych, takich jak np. ruch powietrza, wibracje.

W oparciu o przeprowadzone prace i uzyskane wyniki można stwierdzić, iż cel pracy został osiągnięty.

8.1 Elementy nowości w pracy

Elementy nowatorskie w pracy w zakresie analizy teoretycznej:

- Pokonanie limitu rozdzielczości związanego z ograniczoną NA obiektywu mikroskopowego w porównaniu z klasyczną metodą DHM z wiązką o płaskim czole falowym (publikacja w czasopiśmie Applied Optics [74]);
- Opracowanie pełnej ścieżki rekonstrukcji kształtu obiektów sferycznych (publikacja w materiałach konferencyjnych SPIE [197]);
- Algorytm rekonstrukcji kształtu bazujących na funkcji LSF (publikacja w czasopiśmie Optics Express [150]);
- Opracowanie pełnej ścieżki usunięcia obrazu bliźniaczego oraz szumu koherentnego w zarejestrowanych hologramach (publikacja w czasopiśmie Applied Optics [190]).

Elementy nowatorskie w zakresie instrumentalno-eksperymentalnym:

- Eksperymentalny układ cyfrowego mikroskopu holograficznego z dwiema wiązkami o sferycznych czołach falowych (publikacja w czasopiśmie Applied Optics [74]);
- Opracowano metodę kalibracji systemu pomiarowego FDHM (publikacja w czasopiśmie Applied Optics [74]);
- Eksperymentalny układ cyfrowego mikroskopu holograficznego z kątowym oświetleniem obiektu wiązkami o płaskim czole falowym (publikacja w czasopiśmie Optics Express [150]);
- Pomiary wysokoaperturowych mikrosoczewek o sferycznej/asferycznej geometrii kształtu (dwie publikacje w materiałach konferencyjnych SPIE [198,199]);
- Pomiar wysokoaperturowej mikroformy optycznej o podstawie trójkątnej (publikacja w czasopiśmie Applied Optics [74]);

- Eksperymentalny system pomiarowy do weryfikacji nieliniowości gammy SLM bazujący na interferometrze wspólnej drogi (publikacja w czasopiśmie Applied Optics [190], publikacja doceniona przez edytora – ‘Editor’s Pick’).

8.2 Kierunki dalszych prac

Opracowane metody pomiarowe wraz ze zbudowanymi eksperymentalnymi systemami cyfrowych mikroskopów holograficznych stanowią wstęp do kolejnych prac. Przyszłe prace powinny być prowadzone zarówno w części numerycznej, jak i eksperymentalnej.

W ramach prac związanych z profilometrią holograficzną z zastosowaniem wiązki o sferycznym czole falowym do badania obiektów o wysokim gradiencie kształtu w obrębie przyszłych prac należy:

- przeanalizować wszystkie błędy systematyczne opracowanej metodyki badań obiektów sferycznych,
- opracować metodę pomiaru kształtu bez bezpośredniego określenia położenia płaszczyzny IRP,
- wprowadzić wielokierunkowe oświetlenie badanego obiektu za pomocą wiązek o sferycznych czołach falowych oraz opracować procedurę łączenia danych pomiarowych z zarejestrowanych hologramów,
- zaprojektować kompaktowy system cyfrowego mikroskopu holograficznego wraz z opracowaną częścią numeryczną dotyczącą rekonstrukcji kształtu.

W ramach prac związanych z profilometrią holograficzną z kątowym oświetleniem wiązkami o płaskich czołach falowych należy:

- przeprowadzić prace nad zwiększeniem rozdzielczości poprzecznej w jednoobrazowej metodzie pomiarowej,
- przeanalizować wszystkie błędy systematyczne opracowanej metodyki badań mikroobektów charakteryzującymi się nieciągłościami,
- zautomatyzować procedurę pomiaru,
- przeprowadzić weryfikację i rozszerzyć stosowalność zaproponowanych rozwiązań do wyznaczania odchyłki kształtu dla obiektu o dowolnym kształcie (ang. *freeform optics*) [200–202].

Ponadto, wykorzystując opracowaną metodę pomiarową możliwe jest rozwinięcie zastosowania wzdluznej funkcji LSF do wyznaczenia grubości płytek płaskorównoległych. Do tego zastosowania konieczna byłaby modyfikacja konfiguracji układu pomiarowego do układu DHM w konfiguracji transmisyjnej. W oparciu o rozwiązania zaproponowane w rozdziale 6

podjęto prace w celu zbadania koherentnej metody holograficznej z modulacją numeryczną funkcji wzdłużnej koherencji przestrzennej do pomiaru przezroczystych obiektów równoległych o charakterze schodkowym. Zasympulowane zostały pomiary trzech obiektów: 1) płytki płaskorównoległej o grubości $20\ \mu\text{m}$, 2) transmisyjnego obiektu schodkowego o wysokościach kolejnych stopni równych: $h_1 = 7\ \mu\text{m}$, $h_2 = 14\ \mu\text{m}$, $h_3 = 21\ \mu\text{m}$ i $h_4 = 28\ \mu\text{m}$, 3) transmisyjnego obiektu o periodycznej schodkowej budowie o dwóch wysokościach $h_1 = 5\ \mu\text{m}$, $h_2 = 15\ \mu\text{m}$. Według przeprowadzonych symulacji numerycznych opracowana metoda pozwala na pomiar bezwzględnej grubości przezroczystych obiektów przy użyciu monochromatycznego źródła światła [203].

9 Bibliografia

1. M. L. Dufour, G. Lamouche, V. Detalle, B. Gauthier, and P. Sammut, "Low-coherence interferometry - An advanced technique for optical metrology in industry," *Insight: Non-Destructive Testing and Condition Monitoring* 47, 216–219 (2005).
2. H. F. Lowe and C. Spindloe, "White light interferometric profilometry of surface structured glass for high power laser microtargets," 249–252 (2007).
3. C. Lamirel, N. J. Newman, and V. Biousse, "Optical coherence tomography (OCT) in optic neuritis and multiple sclerosis," *Revue Neurologique* 166, 978–986 (2010).
4. Z. Yaqoob, J. Wu, and C. Yang, "Spectral domain optical coherence tomography: a better OCT imaging strategy.," *BioTechniques* 39, (2005).
5. C. K. Hitzenberger, W. Drexler, and A. F. Fercher, "Measurement of corneal thickness by laser Doppler interferometry," *Investigative Ophthalmology and Visual Science* 33, 98–103 (1992).
6. C. L. Koliopoulos and K. Freischlad, "Advantages of a low coherence interferometer for optical testing," 1117516, 43 (2019).
7. J. Pluciński, R. Hyszer, P. Wierzba, M. Strąkowski, M. Jędrzejewska-Szczerska, M. Maciejewski, and B. B. Kosmowski, "Optical low-coherence interferometry for selected technical applications," *Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical Sciences* 56, 155–172 (2008).
8. D. Malacara, M. Servin, and Z. Malacara, *Interferogram Analysis for Optical Testing* (CRC Press Taylor & Francis Group, 2005).
9. D. Malacara-Hernandez, *Optical Shop Testing* (Wiley Interscience, 2007).
10. K. Patorski, M. Kujawińska, and L. Sałbut, *Interferometria Laserowa z Automatyczną Analizą Obrazu* (Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 2005).
11. P. Picart, *New Techniques in Digital Holography* (n.d.).
12. C. Guo, Y. Xie, and B. Sha, "Diffraction algorithm suitable for both near and far field with shifted destination window and oblique illumination," 39, 2338–2341 (2014).
13. F. Shen and A. Wang, "Fast-Fourier-transform based numerical integration method for the Rayleigh – Sommerfeld diffraction formula," (2006).
14. M. Science, "Digital recording and numerical," (2002).
15. P. Ferraro, S. De Nicola, G. Coppola, A. Finizio, D. Alfieri, and G. Pierattini, "Controlling image size as a function of distance and wavelength in Fresnel-transform reconstruction of digital holograms," 29, 854–856 (2004).

16. M. Pluta, *Holografia Optyczna* (Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1980).
17. D. Malacara, *Optical Shop Testing* (1979), Vol. 26.
18. P. Carré, "Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures," *Metrologia* 2, 13–23 (1966).
19. J. Schwider, R. Burow, K.-E. Elssner, J. Grzanna, R. Spolaczyk, and K. Merkel, "Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources," *Applied Optics* 22, 3421 (1983).
20. H. P., O. B. F., and E. T., "Digital phase-shifting interferometry: a simple error compensating phase calculation algorithm," *Applied Optics* 26, 2504–2505 (1987).
21. K. G. Larkin, "Efficient nonlinear algorithm for envelope detection in white light interferometry," *Journal of the Optical Society of America A* 13, 832 (1996).
22. M. Pirga, *Metody Pomiarów Fazowych w Adaptacyjnym Systemie Wyznaczania Kształtu Obiektów Rozpraszających Technika Projektacji Rastra*, Politechni (rozprawa doktorska, 1997).
23. L. Zhao, H. Yan, J. Bai, J. Hou, Y. He, X. Zhou, and K. Wang, "Simultaneous reconstruction of phase and amplitude for wavefront measurements based on nonlinear optimization algorithms," *Optics Express* 28, 19726 (2020).
24. W. Lu, Y. Shi, J. Yue, M. Zheng, M. Wang, and J. Wu, "Complex-valued speckle effect and its suppression for high quality of phase unwrapping reconstruction in coherent digital holographic microscopy," *Optics Communications* 472, 125837 (2020).
25. Y. Li, Y. Zhang, Y. Yang, C. Wang, Y. Chen, and J. Bai, "Accurate phase retrieval algorithm based on linear correlation in self-calibration phase-shifting interferometry with blind phase shifts," *Optics Communications* 466, 125612 (2020).
26. J. Poittevin, P. Picart, C. Faure, F. Gautier, and C. Pézerat, "Multi-point vibrometer based on high-speed digital in-line holography," 54, (2015).
27. N. Pandey and B. Hennelly, "Effect of additive noise on phase measurement in digital holographic microscopy," 01, 1–6 (2011).
28. F. Charrière, T. Colomb, F. Montfort, E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Shot-noise influence on the reconstructed phase image signal-to-noise ratio in digital holographic microscopy," 45, 7667–7673 (2006).
29. J. W. Goodman, *Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications*, Second (n.d.).
30. G. A. Mills and I. Yamaguchi, "Effects of quantization in phase-shifting digital holography," *Applied Optics* 44, 1216–1225 (2005).
31. P. Picart, P. Tankam, and Q. Song, "Experimental and theoretical investigation of the

- pixel saturation effect in digital holography," *Journal of the Optical Society of America A* 28, 1262 (2011).
32. N. Pandey and B. Hennelly, "Quantization noise and its reduction in lensless Fourier digital holography," *Applied Optics* 50, (2011).
 33. F. Joud Verpillat, M. Atlan, and M. Gross, "Digital holography at ultimate shot noise level," *Optics InfoBase Conference Papers* 6, 455–464 (2010).
 34. M. Gross, M. Atlan, and E. Absil, "Noise and aliases in off-axis and phase-shifting holography," *Applied Optics* 47, 1757–1766 (2008).
 35. M. Tur, K. C. Chin, and J. W. Goodman, "When is speckle noise multiplicative?," *Applied Optics* 21, 1157 (1982).
 36. V. Bianco, P. Memmolo, M. Leo, S. Montresor, C. Distanto, M. Paturzo, P. Picart, B. Javidi, and P. Ferraro, "Strategies for reducing speckle noise in digital holography," *Light: Science & Applications* (2018).
 37. S.-Y. Tu, H. Y. Lin, and M.-C. Lin, "Efficient speckle reduction for a laser illuminating on a micro-vibrated paper screen," *Applied Optics* 53, E38 (2014).
 38. Y. Kuratomi, K. Sekiya, H. Satoh, T. Tomiyama, T. Kawakami, B. Katagiri, Y. Suzuki, and T. Uchida, "Speckle reduction mechanism in laser rear projection displays using a small moving diffuser," *Journal of the Optical Society of America A* 27, 1812 (2010).
 39. F. Pan, W. Xiao, S. Liu, and L. Rong, "Coherent noise reduction in digital holographic microscopy by laterally shifting camera," *Optics Communications* 292, 68–72 (2013).
 40. D. Hincapie, J. Herrera-Ramírez, and J. Garcia-Sucerquia, "Single-shot speckle reduction in numerical reconstruction of digitally recorded holograms," *Optics Letters* 40, 1623 (2015).
 41. M. Lebrun, "An Analysis and Implementation of the BM3D Image Denoising Method The Algorithm Step by Step Architecture of the Algorithm," 2, 175–213 (2012).
 42. Q. Kemao, "Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis : Principles , applications and implementations," 45, 304–317 (2007).
 43. Q. Kemao, "Windowed Fourier transform for fringe pattern analysis," 43, 2695–2702 (2004).
 44. Q. Kemao, H. Wang, and W. Gao, "Windowed Fourier transform for fringe pattern analysis: theoretical analyses," *Applied Optics* 47, 5408 (2008).
 45. M. Cywińska, M. Trusiak, V. Mico, and K. Patorski, "Single-frame fringe pattern analysis using modified variational image decomposition aided by the Hilbert transform for fast full-field quantitative phase imaging," *Proc. SPIE* 10677, 106772B (2018).

46. M. K. Kim, "Principles and techniques of digital holographic microscopy," *Journal of Photonics for Energy* 018005 (2010).
47. O. Know, J. C. Wyant, and C. R. Hayslett, "Rough surface interferometry at 10.6 μm ," *Applied Optics* 19, (1980).
48. J. Saunders and F. Gross, "Interferometer for Large Surfaces," *Journal of Research of the National Bureau of Standards* 62, (1959).
49. J. Schwider and O. Falkenstorfer, "Twyman-Green interferometer for testing microspheres," *Optical Engineering* 34, 2972–2975 (1995).
50. S. Reichelt and H. Zappe, "Combined Twyman-Green and Mach-Zehnder interferometer for microlens testing.," *Applied optics* 44, 5786–92 (2005).
51. P. Kuhnhold, W. Xie, and P. Lehmann, "Comparison of Michelson and Linnik interference microscopes with respect to measurement capabilities and adjustment efforts," *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VIII* 8788, 87882G (2013).
52. J. Wang, J. F. Leger, J. Binding, C. Boccara, S. Gigan, and L. Bourdieu, "Measuring aberrations in the rat brain by coherence-gated wavefront sensing using a Linnik interferometer," *Biomedical Optics, BIOMED* 2012 3, 2255–2257 (2012).
53. A. Pfortner and J. Schwider, "Dispersion error in white-light Linnik interferometers and its implications for evaluation procedures," *Applied Optics* 40, 6223 (2001).
54. S. Reichelt and H. Zappe, "Combined Twyman – Green and Mach – Zehnder interferometer for microlens testing," (2005).
55. T. Colomb, E. CuChe, F. Charriere, J. Kuhn, N. Aspert, F. Montfort, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Automatic procedure for aberration compensation in digital holographic microscopy and applications to specimen shape compensation.," *Applied optics* 45, 851–863 (2006).
56. T. Kozacki, K. Lizewski, and J. Kostencka, "Holographic method for topography measurement of highly tilted and high numerical aperture micro structures," *Optics and Laser Technology* 49, 38–46 (2013).
57. D. Wilkie and S. A. Fisher, "Measurement of temperature by mach-zehnder interferometry," *ARCHIVE: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 1847-1982 (vols 1-196)* 178, 461–472 (1963).
58. P. Marquet, B. Rappaz, P. J. Magistretti, E. CuChe, Y. Emery, T. Colomb, and C. Depeursinge, "Digital holographic microscopy: a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial

- accuracy," *Optics letters* 30, 468–470 (2005).
59. P. Jourdain, N. Pavillon, C. Moratal, D. Boss, B. Rappaz, C. Depeursinge, P. Marquet, and P. J. Magistretti, "Determination of transmembrane water fluxes in neurons elicited by glutamate ionotropic receptors and by the cotransporters KCC2 and NKCC1: A digital holographic microscopy study," *Journal of Neuroscience* 31, 11846–11854 (2011).
 60. T. O'Connor, A. Anand, B. Andemariam, and B. Javidi, "Overview of cell motility-based sickle cell disease diagnostic system in shearing digital holographic microscopy," *Journal of Physics: Photonics* 2, 031002 (2020).
 61. B. Javidi, A. Markman, S. Rawat, T. O'Connor, A. Anand, and B. Andemariam, "Sickle cell disease diagnosis based on spatio-temporal cell dynamics analysis using 3D printed shearing digital holographic microscopy," *Optics Express* 26, 13614 (2018).
 62. N. T. Shaked, L. L. Satterwhite, M. J. Telen, G. A. Truskey, and A. Wax, "Quantitative microscopy and nanoscopy of sickle red blood cells performed by wide field digital interferometry," *Journal of Biomedical Optics* 16, 030506 (2011).
 63. A. Anand, V. K. Chhaniwal, N. R. Patel, and B. Javidi, "Automatic identification of malaria-infected RBC with digital holographic microscopy using correlation algorithms," *IEEE Photonics Journal* 4, 1456–1464 (2012).
 64. I. Moon, A. Anand, M. Cruz, and B. Javidi, "Identification of Malaria-Infected Red Blood Cells Via Digital Shearing Interferometry and Statistical Inference," *IEEE Photonics Journal* 5, 6900207 (2013).
 65. A. Doblas, E. Roche, F. J. Ampudia-Blasco, M. Martínez-Corral, G. Saavedra, and J. Garcia-Sucerquia, "Diabetes screening by telecentric digital holographic microscopy," *Journal of Microscopy* 261, 285–290 (2016).
 66. T. Tahara, R. Yonesaka, S. Yamamoto, T. Kakue, P. Xia, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, "High-speed three-dimensional microscope for dynamically moving biological objects based on parallel phase-shifting digital holographic microscopy," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* 18, 1387–1393 (2012).
 67. K. Jaferzadeh, I. Moon, M. Baryn, M. Prudent, J.-D. Tissot, B. Rappaz, B. Javidi, G. Turcatti, and P. Marquet, "Quantification of stored red blood cell fluctuations by time-lapse holographic cell imaging," *Biomedical Optics Express* 9, 4714 (2018).
 68. P. Lenz, D. Bettenworth, P. Krausewitz, M. Brückner, S. Ketelhut, G. Von Bally, D. Domagk, and B. Kemper, "Digital holographic microscopy quantifies the degree of

- inflammation in experimental colitis," *Integrative Biology (United Kingdom)* 5, 624–630 (2013).
69. B. Kemper, A. Bauwens, A. Vollmer, S. Ketelhut, P. Langehanenberg, J. Müthing, H. Karch, and G. von Bally, "Label-free quantitative cell division monitoring of endothelial cells by digital holographic microscopy," *Journal of Biomedical Optics* 15, 036009 (2010).
 70. F. Charrière, J. Kühn, T. Colomb, F. Montfort, E. Cuhe, Y. Emery, K. Weible, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Characterization of microlenses by digital holographic microscopy," *Applied Optics* 45, 829 (2006).
 71. Q. Weijuan, C. O. Choo, Y. Yingjie, and A. Asundi, "Microlens characterization by digital holographic microscopy with physical spherical phase compensation.," *Applied optics* 49, 6448–6454 (2010).
 72. T. Colomb, N. Pavillon, J. Kühn, E. Cuhe, C. Depeursinge, and Y. Emery, "Extended depth-of-focus by digital holographic microscopy.," *Optics letters* 35, 1840–1842 (2010).
 73. "PHASICS S.A," <http://phasicscorp.com/sectors/metrology-tool-interferometer-and-mtf-measurement/>.
 74. M. Mikuła, T. Kozacki, M. Józwik, and J. Kostencka, "Accurate shape measurement of focusing microstructures in Fourier digital holographic microscopy," *Applied Optics* 57, A197 (2018).
 75. R. Castañeda and J. Garcia-Sucerquia, "Single-shot 3D topography of reflective samples with digital holographic microscopy," *Applied Optics* 57, A12 (2018).
 76. M. Józwik, M. Mikuła, T. Kozacki, J. Kostencka, and C. Gorecki, "Topography measurements of high NA aspherical microlenses by digital holographic microscopy with spherical illumination," in P. Lehmann, W. Osten, and A. Albertazzi Gonçalves, eds. (2017), Vol. 10329, p. 103290C.
 77. D. H. Microscopy, "DHM™ 1000 Family Characterization of micro optics with Digital Holographic Microscopy," 3–4 (n.d.).
 78. W. Qu, O. C. Chee, Y. Yu, and A. Asundi, "Characterization and inspection of microlens array by single cube beam splitter microscopy," *Applied Optics* 50, 886–890 (2011).
 79. F. Montfort, Y. Emery, E. Solanas, E. Cuhe, N. Aspert, P. Marquet, C. Joris, J. Kühn, and C. Depeursing, "Surface roughness parameters measurements by digital holographic microscopy (DHM)," *Third International Symposium on Precision Mechanical Measurements* 6280, 62800V (2006).

80. F. Merola, L. Miccio, M. Paturzo, S. De Nicola, and P. Ferraro, "Full characterization of the photorefractive bright soliton formation process using a digital holographic technique," *Measurement Science and Technology* 20, (2009).
81. A. Bokemeyer, P. R. Tepassee, L. Quill, P. Lenz, E. Rijcken, M. Vieth, N. Ding, S. Ketelhut, F. Rieder, B. Kemper, and D. Bettenworth, "Quantitative Phase Imaging Using Digital Holographic Microscopy Reliably Assesses Morphology and Reflects Elastic Properties of Fibrotic Intestinal Tissue," *Scientific Reports* 9, 1–11 (2019).
82. "Lyncee Tec," <https://www.lynceetec.com/category/applications/>.
83. "Nanolive," <https://www.nanolive.ch/products/3d-microscopes/cx/>.
84. "PHI," <https://phiab.com/holomonitor/>.
85. "Phasefocus," <https://phasefocus.com/>.
86. "PHASICS S.A," <http://phasicscorp.com/>.
87. "Tomocube," <http://www.tomocube.com/product/ht-microscope/>.
88. F. A. W. Coumans, E. Van Der Pol, and L. W. M. M. Terstappen, "Flat-Top Illumination Profile in an Epifluorescence Microscope by Dual Microlens Arrays," *Cytometry Part A* 81A, 324–331 (2012).
89. W. Yuan, L. H. Li, W. B. Lee, and C. Y. Chan, "Fabrication of Microlens Array and Its Application : A Review," *Chinese Journal of Mechanical Engineering* 31, (2018).
90. Y. Wei, Q. Yang, H. Bian, F. Chen, M. Li, Y. Dai, and X. Hou, "Fabrication of high integrated microlens arrays on a glass substrate for 3D micro-optical systems," *Applied Surface Science* 457, 1202–1207 (2018).
91. P. Abgrall and A.-M. Gué, "Lab-on-chip technologies : making a microfluidic network and coupling it into a complete microsystem — a review," *Journal of Micromechanics and Microengineering* 17, R14–R49 (2007).
92. M. C. Hutley, "Microlens arrays," *Physics Education* 29, 160–163 (1999).
93. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (Robert & Company Publishers, 2005).
94. P. Nussbaum and R. Voelkel, "Design, fabrication and testing of microlens arrays for sensors and microsystems," *Pure and Applied ...* 6, 617–636 (1997).
95. V. Gomez, Y.-S. Ghim, H. Ottevaere, N. Gardner, B. Bergner, K. Medicus, A. Davies, and H. Thienpont, "Micro-optic reflection and transmission interferometer for complete microlens characterization," *Measurement Science and Technology* 20, 025901 (2009).
96. "Lyndee Tec Reflection DHM," <http://www.lynceetec.com/reflection-dhm/>.
97. "Lyncee Tec Transmission DHM," <http://www.lynceetec.com/transmission-dhm/>.
98. F. Charrière, J. Kühn, T. Colomb, F. Montfort, E. Cuche, Y. Emery, K. Weible, P.

- Marquet, and C. Depeursinge, "Characterization of microlenses by digital holographic microscopy.," *Applied optics* 45, 829–835 (2006).
99. K. Liżewski and T. Kozacki, "On topography characterization of micro-optical elements with large numerical aperture using digital holographic microscopy," *SPIE Photonics ...* 3, 6–13 (2012).
 100. M. Paturzo, F. Merola, S. Grilli, S. De Nicola, A. Finizio, and P. Ferraro, "Super-resolution in digital holography by a two- dimensional dynamic phase grating," 16, 1900–1902 (2008).
 101. L. Granero, V. Micó, Z. Zalevsky, and J. García, "Superresolution imaging method using phase- shifting digital lensless Fourier holography," 17, 514–520 (2009).
 102. M. Józwik, T. Kozacki, K. Li, and J. Kostencka, "Digital holography with multidirectional illumination by LCoS SLM for topography measurement of high gradient reflective microstructures," 54, 11–15 (2015).
 103. K. Liżewski, T. Kozacki, and J. Kostencka, "Digital holographic microscope for measurement of high gradient deep topography object based on superresolution concept," 38, 1878–1880 (2013).
 104. J. Schwider, "Twyman-Green interferometer for testing microspheres," 34, (2017).
 105. T. Kozacki, K. Li, and J. Kostencka, "Absolute shape measurement of high NA focusing microobjects in digital holographic microscope with arbitrary spherical wave illumination," 22, 6448–6454 (2014).
 106. P. Nussbaum, R. Völkel, H. P. Herzig, M. Eisner, and S. Haselbeck, "Design, fabrication and testing of microlens arrays for sensors and microsystems," *Pure and Applied Optics (Print edition) (United Kingdom)* 6, 617–636 (1997).
 107. M.-S. Kim, T. Scharf, and H. P. Herzig, "Small-size microlens characterization by multiwavelength high-resolution interference microscopy.," *Optics express* 18, 14319–14329 (2010).
 108. P. Stępień, D. Korbuszewski, and M. Kujawińska, "Digital Holographic Microscopy with extended field of view using tool for generic image stitching," *ETRI Journal* 41, 73–83 (2019).
 109. T. Kozacki, K. Liżewski, and J. Kostencka, "Absolute shape measurement of high NA focusing microobjects in digital holographic microscope with arbitrary spherical wave illumination," 876902, 2680–2686 (2013).
 110. T. Kozacki, K. Liżewski, and J. Kostencka, "Absolute shape measurement of high NA focusing microobjects in digital holographic microscope with arbitrary spherical wave

- illumination.," *Optics express* 22, 16991–7005 (2014).
111. M. Mikula, T. Kozacki, M. Józwick, and J. Kostencka, "Holographic method of topography measurement based on interference of spherical reference and quasi - spherical object beams," *Imaging and Applied Optics* 2016 1, JW4A.53 (2016).
 112. T. Kozacki, M. Józwick, and K. Li, "High-numerical-aperture microlens shape measurement with digital holographic microscopy," 36, 4419–4421 (2011).
 113. M. Mikula, T. Kozacki, J. Kostencka, K. Liżewski, and M. Józwick, "On accuracy of holographic shape measurement method with spherical wave illumination," *Proc. of SPIE* 9290, 1–9 (2014).
 114. K. Liżewski, S. Tomczewski, T. Kozacki, and J. Kostencka, "High-precision topography measurement through accurate in-focus plane detection with hybrid digital holographic microscope and white light interferometer module.," *Applied optics* 53, 2446–54 (2014).
 115. M. Mikula, T. Kozacki, M. Józwick, and J. Kostencka, "Holographic method of topography measurement based on interference of spherical reference and quasi - spherical object beams," *Imaging and Applied Optics* 2016 1, JW4A.53 (2016).
 116. T. Kozacki, M. Józwick, and K. Liżewski, "High-numerical-aperture microlens shape measurement with digital holographic microscopy," *Optics Letters* 36, 4419 (2011).
 117. J. S. Zelenka and J. R. Varner, "Multiple-Index Holographic Contouring," 8, 1431–1434 (1969).
 118. A. Wada, M. Kato, and Y. Ishii, "Multiple-wavelength digital holographic interferometry using tunable laser diodes," *Applied Optics* 47, 2053–2060 (2008).
 119. K. Falaggis, D. P. Towers, and C. E. Towers, "Multiwavelength interferometry: extended range metrology," *Optics Letters* 34, 950 (2009).
 120. P. Ferraro, L. Miccio, S. Grilli, M. Paturzo, S. De Nicola, A. Finizio, R. Osellame, and P. Laporta, "Quantitative Phase Microscopy of microstructures with extended measurement range and correction of chromatic aberrations by multiwavelength digital holography," 15, 79–85 (2007).
 121. R. Onodera and Y. Ishii, "Two-wavelength interferometry that uses a Fourier-transform method," *Applied Optics* 37, 7988 (1998).
 122. J. W. Wagner, "High Resolution Holographic Contouring," 1177–1184 (n.d.).
 123. J. Dong, C. Jiang, and S. Jia, "Digital holographic metrology based on multi-angle interferometry," *Optics Letters* 41, 4301 (2016).
 124. J. Pomarico, R. Arizaga, H. Rabal, and R. Torroba, "Digital holographic contouring," 98, 257–260 (1993).

125. I. Yamaguchi, S. Ohta, and J. I. Kato, "Surface contouring by phase-shifting digital holography," *Optics and Lasers in Engineering* 36, 417–428 (2001).
126. J. Rosen and M. Takeda, "Longitudinal spatial coherence applied for surface profilometry," *Applied Optics* 39, 4107 (2000).
127. M. Takeda, W. Wang, Z. Duan, and Y. Miyamoto, "Coherence holography," 13, 1–5 (2005).
128. V. Srivastava, S. Nandy, and D. Singh Mehta, "High-resolution full-field spatial coherence gated optical tomography using monochromatic light source," *Applied Physics Letters* 103, (2013).
129. W. Wang, H. Kozaki, J. Rosen, and M. Takeda, "Synthesis of longitudinal coherence functions by spatial modulation of an extended light source: a new interpretation and experimental verifications," *Applied Optics* 41, 1962 (2002).
130. M. Gokhler and J. Rosen, "Synthesis of a multiple-peak spatial degree of coherence for Imaging Through Absorbing Media," *Applied optics* 44, 2921–2927 (2005).
131. P. Pavliček, M. Halouzka, Z. Duan, and M. Takeda, "Spatial coherence profilometry on tilted surfaces," (2009).
132. "SUSS MicroOptics," <https://www.suss-microoptics.com/en/products>.
133. M. Baranski, N. Passilly, J. Albero, and C. Gorecki, "Fabrication of 100 % fill factor arrays of microlenses from silicon molds," 8428, 1–7 (2012).
134. "ContourGT 3D Optical Microscopes," https://www.m3.tuc.gr/EQUIPMENT/CONTOUR GT-K/ContourGT_3D_Optical_Microscopes-Brochure-B514-RevC0.pdf.
135. T. For and T. Micromachining, "TWO-PHOTON POLYMERIZATION," 3–4 (n.d.).
136. M. G. Guney and G. K. Fedder, "Estimation of line dimensions in 3D direct laser writing lithography," *Journal of Micromechanics and Microengineering* 26, 105011 (2016).
137. "Photonics Profesional GT2, Nanoscribe," <https://www.nanoscribe.com/en/solutions/photonic-professional-gt2>.
138. "Bruker 3D Optical Microscopes," <https://www.bruker.com/products/surface-and-dimensional-analysis/3d-optical-microscopes/wyko-veeco-history.html>.
139. M. K. Kim, *Digital Holographic Microscopy: Principles, Techniques, and Applications* (Springer US, 2011).
140. Z. Chen, F. Liu, W. Gong, and H. Wang, "Microscopy based on digital lensless Fourier transforms holography," *Holography, Diffractive Optics, and Applications IV* 7848, 784834 (2010).

141. R. K. Tyson, *Principles of Adaptive Optics* (Academic Press, 1991).
142. "CNI Laser," <http://www.cnilaser.com/MSL-III-532.htm>.
143. T. Kozacki and K. Falaggis, "Angular spectrum-based wave-propagation method with compact space bandwidth for large propagation distances.," *Optics Letters* 40, 3420–3 (2015).
144. T. Kozacki and K. Falaggis, "Angular spectrum method with compact space–bandwidth: generalization and full-field accuracy," *Applied Optics* 55, 5014 (2016).
145. J. Albero, L. Nieradko, C. Gorecki, H. Ottevaere, V. Gomez, H. Thienpont, J. Pietarinen, B. Päiväranta, and N. Passilly, "Fabrication of spherical microlenses by a combination of isotropic wet etching of silicon and molding techniques," *Optics Express* 17, 6283 (2009).
146. K. Dabov, A. Foi, V. Katkovnik, K. Egiazarian, and S. Member, "Image denoising by sparse 3D transform-domain collaborative ltering," 16, 1–16 (2007).
147. K. Dabov, A. Foi, V. Katkovnik, and K. Egiazarian, "Image denoising with block-matching and 3D filtering," 6064, 606414 (2006).
148. J. Rosen and M. Takeda, "Longitudinal spatial coherence applied for surface profilometry.," *Applied optics* 39, 4107–4111 (2000).
149. K. Falaggis, T. Kozacki, and M. Kujawinska, "Computation of highly off-axis diffracted fields using the band-limited angular spectrum method with suppressed Gibbs related artifacts," *Applied Optics* 52, 3288–3297 (2013).
150. J. Martinez-Carranza, M. Mikuła-Zdańkowska, M. Ziemczonok, and T. Kozacki, "Multi-incidence digital holographic profilometry with high axial resolution and enlarged measurement range," *Optics Express* 28, 8185 (2020).
151. "Holoeye Pluto2," <https://holoeye.com/slm-pluto-phase-only/>.
152. "Holoeye GAEA-4k phase only modulator," <https://holoeye.com/gaea-4k-phase-only-spatial-light-modulator/>.
153. "JAI GO-5101M-PGE," <https://www.jai.com/products/go-5101m-pge>.
154. R. MORAN, G. DARDIKMAN, S. K. MIRSKY, T. N. A., and N. T. SHAKED, "Six-pack off-axis holography," 42, 4611–4614 (2017).
155. P. Girshovitz and N. T. Shaked, "Doubling the field of view in off-axis low-coherence interferometric imaging," (2014).
156. M. Paturzo, P. Memmolo, A. Tulino, A. Finizio, and P. Ferraro, "Investigation of angular multiplexing and de-multiplexing of digital holograms recorded in microscope configuration," 17, 2356–2358 (2009).

157. S. Chowdhury, W. J. Eldridge, A. Wax, and J. A. Izatt, "Spatial frequency-domain multiplexed microscopy for simultaneous, single-camera, one-shot, fluorescent, and quantitative-phase imaging," *Optics Letters* 40, 1–4 (2015).
158. V. Srivastava, S. Nandy, and D. Singh Mehta, "High-resolution full-field spatial coherence gated optical tomography using monochromatic light source," *Applied Physics Letters* 103, (2013).
159. X. Li, J. Liu, J. Jia, Y. Pan, and Y. Wang, "3D dynamic holographic display by modulating complex amplitude experimentally," 21, 2597–2603 (2013).
160. O. Mendoza-yero, G. Mínguez-vega, and J. Lancis, "Encoding complex fields by using a phase-only optical element," 39, 1740–1743 (2014).
161. J. Kacperski and M. Kujawinska, "Active, LCoS based laser interferometer for microelements studies.," *Optics express* 14, 9664–9678 (2006).
162. J. L. Martinez, E. J. Fernandez, P. M. Prieto, and P. Artal, "Chromatic aberration control with liquid crystal spatial phase modulators," *Optics Express* 25, 9793 (2017).
163. E. J. Fernández, P. M. Prieto, and P. Artal, "Wave-aberration control with a liquid crystal on silicon (LCOS) spatial phase modulator," *Optics Express* 17, 11013 (2009).
164. K. D. Wulff, D. G. Cole, R. L. Clark, R. DiLeonardo, J. Leach, J. Cooper, G. Gibson, and M. J. Padgett, "Aberration correction in holographic optical tweezers," *Optics Express* 14, 4170 (2006).
165. T. Kozacki, "Holographic display with tilted spatial light modulator," *Applied Optics* 50, 3579–3588 (2011).
166. W. Zaperty, T. Kozacki, and M. Kujawińska, "Multi-SLM Color Holographic 3D Display Based on RGB Spatial Filter," *Journal of Display Technology* 12, 1724–1731 (2016).
167. Z. Han, B. Yan, Y. Qi, Y. Wang, and Y. Wang, "Color holographic display using single chip LCOS," *Applied Optics* 58, 69 (2019).
168. H. Schenk, A. Wolter, U. Dauderstaedt, A. Gehner, and H. Lakner, "Micro-opto-electro-mechanical systems technology and its impact on photonic applications," *Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems* 4, 1–11 (2005).
169. D. Mikhaylov, T. Kiedrowski, and A. F. Lasagni, "Beam shaping using two spatial light modulators for ultrashort pulse laser ablation of metals," 1090615, 41 (2019).
170. I.-C. Khoo, *Liquid Crystals* (Wiley Series in Pure and Applied Optics, John Wiley & Sons, 2007).
171. "Phase SLM calibration Holoeye," <https://holoeye.com/slm-pluto-phase-only/>.

172. A. Bergeron, J. Gauvin, F. Gagnon, D. Gingras, H. H. Arsenault, and M. Doucet, "Phase calibration and applications of a liquid-crystal spatial light modulator," *Applied Optics* 34, 5133 (1995).
173. Z. Zhao, Z. Xiao, Y. Zhuang, H. Zhang, and H. Zhao, "An interferometric method for local phase modulation calibration of LC-SLM using self-generated phase grating," *Review of Scientific Instruments* 89, (2018).
174. X. Xun and R. W. Cohn, "Phase calibration of spatially nonuniform spatial light modulators," *Applied Optics* 43, 6400–6406 (2004).
175. F. P. Ferreira and M. S. Belsley, "Direct calibration of a spatial light modulator by lateral shearing interferometry," *Optics Express* 18, 7899 (2010).
176. A. E. M. Browar, M. Shusteff, B. E. Kelly, R. M. Panas, J. D. Ellis, and C. M. Spadaccini, "Overview and comparison of spatial light modulator calibration methods," *Proceedings - ASPE 2016 Annual Meeting* 293–299 (2016).
177. O. Mendoza-Yero, G. Minguez-Vega, L. Martinez-Leon, M. Carbonell-Leal, M. Fernandez-Alonso, C. Donate-Buendia, J. Perez-Vizcaino, and J. Lancis, "Diffraction-based phase calibration of spatial light modulators with binary phase fresnel lenses," *Journal of Display Technology* 12, 1027–1032 (2016).
178. J. E. Wolfe and R. A. Chipman, "Polarimetric characterization of liquid-crystal-on-silicon panels," *Applied Optics* 45, 1688–1703 (2006).
179. F. J. Martínez, A. Márquez, S. Gallego, M. Ortuño, J. Francés, A. Beléndez, and I. Pascual, "Averaged Stokes polarimetry applied to evaluate retardance and flicker in PALCoS devices," *Optics Express* 22, 15064 (2014).
180. D. Amaya, D. Actis, G. Rumi, and A. Lencina, "Least squares method for liquid crystal display characterization," *Applied Optics* 56, 1438 (2017).
181. J. Xia, C. Chang, Z. Chen, Z. Zhu, T. Zeng, P. Y. Liang, and J. Ding, "Pixel-addressable phase calibration of spatial light modulators: A common-path phase-shifting interferometric microscopy approach," *Journal of Optics (United Kingdom)* 19, (2017).
182. G. Pedrini, H. Li, A. Faridian, and W. Osten, "Digital holography of self-luminous objects by using a Mach–Zehnder setup," *Optics Letters* 37, 713 (2012).
183. K. Choi, J. Yim, and S.-W. Min, "Achromatic phase shifting self-interference incoherent digital holography using linear polarizer and geometric phase lens," *Optics Express* 26, 16212 (2018).
184. R. Y. Chiao and Y. S. Wu, "Manifestations of Berry's topological phase for the photon," *Physical Review Letters* 57, 933–936 (1986).

185. M. V Berry and P. R. S. L. A, "Quantal phase factors accompanying adiabatic changes," *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 392, 45–57 (1984).
186. L. Huang, X. Chen, H. Mühlenbernd, H. Zhang, S. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, K. W. Cheah, C. W. Qiu, J. Li, T. Zentgraf, and S. Zhang, "Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface," *Nature Communications* 4, 1–8 (2013).
187. K. Gao, H.-H. Cheng, A. K. Bhowmik, and P. J. Bos, "Thin-film Pancharatnam lens with low f-number and high quality," *Optics Express* 23, 26086 (2015).
188. B. Piccirillo, M. F. Picardi, L. Marrucci, and E. Santamato, "Flat polarization-controlled cylindrical lens based on the Pancharatnam-Berry geometric phase," *European Journal of Physics* 38, (2017).
189. "FLIR Blackfly S USB," <https://www.flir.com/products/blackfly-s-usb3/>.
190. L. A. DeMars, M. Mikuła-Zdańkowska, K. Falaggis, and R. Porras-Aguilar, "Single-shot phase calibration of a spatial light modulator using geometric phase interferometry," *Applied Optics* 59, D125 (2020).
191. L. Martínez-León, Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk, V. Durn, E. Tajahuerce, and J. Lancis, "Phase calibration of spatial light modulators by means of Fresnel images," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 11, (2009).
192. J. L. M. Fuentes, E. J. Fernández, P. M. Prieto, and P. Artal, "Interferometric method for phase calibration in liquid crystal spatial light modulators using a self-generated diffraction-grating," *Optics Express* 24, 14159 (2016).
193. Y. Dai, J. Antonello, and M. J. Booth, "Calibration of a phase-only spatial light modulator for both phase and retardance modulation," *Optics Express* 27, 17912 (2019).
194. L. Yang, J. Xia, C. Chang, X. Zhang, Z. Yang, and J. Chen, "Nonlinear dynamic phase response calibration by digital holographic microscopy," *Applied Optics* 54, 7799 (2015).
195. E. Ronzitti, M. Guillon, V. de Sars, and V. Emiliani, "LCoS nematic SLM characterization and modeling for diffraction efficiency optimization, zero and ghost orders suppression," *Optics Express* 20, 17843 (2012).
196. S. Mukhopadhyay, S. Sarkar, K. Bhattacharya, and L. Hazra, "Polarization phase shifting interferometric technique for phase calibration of a reflective phase spatial light modulator," *Optical Engineering* 52, 035602 (2013).
197. M. Mikuła, T. Kozacki, M. Józwick, P. Zdańkowski, M. Mikuła, T. Kozacki, M. Józwick, and J. Winnik, "Improvement of topography measurement using denoising approach in

- Fourier digital holographic microscopy Fourier digital holographic microscopy," Proc. SPIE 10749, 107491E (2018).
198. M. Józwik, M. Mikuła, T. Kozacki, J. Kostencka, and C. Gorecki, "Topography measurements of high NA aspherical microlenses by digital holographic microscopy with spherical illumination," in Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (2017), Vol. 10329.
 199. M. Mikuła, T. Kozacki, M. Józwik, J. Winnik, and P. Zdańkowski, "Improvement of topography measurement using denoising approach in Fourier digital holographic microscopy," in Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (2018), Vol. 10749.
 200. A. J. W. Whang, C. H. Chou, X. R. Wu, and H. C. Lin, "An innovative design of light collimator based on freeform microlens array," 2014 International Conference on Advanced Robotics and Intelligent Systems, ARIS 2014 53, 119–123 (2014).
 201. K. P. Thompson and J. P. Rolland, "Freeform Optical Surfaces A Revolution in Imaging Optical Design," Optics and Photonics News 23, 30–35 (2012).
 202. A. Bauer, E. M. Schiesser, and J. P. Rolland, "Starting geometry creation and design method for freeform optics," Nature Communications 9, 1–11 (2018).
 203. M. Mikuła, J. Martinez-Carranza, and T. Kozacki, "Digital holographic microscopy for thickness characterization using synthesized partially coherent holograms," in Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (2019), Vol. 11056.

10 Spis rysunków

- Rys. 1. Porównanie prążków dla pojedynczej długości fali światła $\lambda = 532$ nm oraz zmiany intensywności sygnału interferencyjnego dla światła białego powstałego w wyniku superpozycji prążków dla różnych długości fali. 13
- Rys. 2. Schemat profilometru światła białego bazującego na układzie interferometru Mirau [10]. PA – przysłona aperturowa, PP – przysłona polowa, BS – kostka światłodzieląca, L – soczewka obrazująca. 14
- Rys. 3. Schemat powstawania sygnału interferencyjnego w przekroju przez piksele w osi x dla obiektu o charakterze schodkowym podczas skanowania w WLI. 15
- Rys. 4. Schemat układu holograficznego do rejestracji przedmiotu odbijającego światło. Laser – źródło światła, MO – obiektyw mikroskopowy, SF – filtr przestrzenny (pinhol), C – kolimator, f_C – odległość ogniskowej soczewki kolimatora, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, CCD – kamera CCD (medium rejestrujące hologram). 16
- Rys. 5. (a) Cyfrowy hologram zarejestrowany w układzie DHM; (b) przekrój A-A przez zarejestrowany hologram. 17
- Rys. 6. Schemat obrazowania holograficznego obiektu. OB – obiekt, IRP – najlepszej ostrości, HP – rejestracji hologramu, z_H – odległość pomiędzy płaszczyznami IRP a HP. 18
- Rys. 7. Przykład 1-D ciągłego rozkładu fazy oraz rozkładu $\text{mod}(2\pi)$ 21
- Rys. 8. Schemat interferometru Twyman – Greena. Laser – monochromatyczne źródło światła, S – soczewka, SF – filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca wiązkę, f_C – odległości ogniskowej soczewki kolimującej, W – element światłodzielący – klin optyczny, M1 i M2 – zwierciadła. 24
- Rys. 9. Schemat interferometru Linnika z dwoma obiektywami mikroskopowymi. Laser – monochromatyczne źródło światła, L – obiektyw, SF – filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca wiązkę, f_C – odległość ogniskowej soczewki kolimującej, W – element światłodzielący, MO_1 i MO_2 – obiektywy mikroskopowe, OB – obiekt, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, CCD - kamera. 25
- Rys. 10. Schemat mikroskopu w konfiguracji interferometru Macha-Zehndera. Laser – monochromatyczne źródło światła, S – soczewka, SF – filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca wiązkę, f_C – odległość ogniskowej soczewki kolimującej, MO – obiektyw mikroskopowy, L – soczewka, f_{MO} – odległość ogniskowej MO, f_L – odległość ogniskowej soczewki L, W – element światłodzielący, OB – obiekt, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, CCD - kamera. 26

Rys. 11. Właściwości elementów wyznaczonych przy zastosowaniu techniki DHM.	26
Rys. 12. Schemat układu pomiarowego bazującego na konfiguracji interferometru Twyman-Greena do pomiaru mikrosfer [49].	29
Rys. 13. Schemat ustawienia pozycji podstawowej oraz cat's eye. OB – sferyczny obiekt mierzony, MO – obiektyw mikroskopowy, ROC_{OB} – promień krzywizny mierzonego obiektu, f_{MO} – ogniskowa MO.	30
Rys. 14. Schemat układu pomiarowego zbudowanego z dwóch układów interferometrycznych Twyman-Greena oraz Macha-Zehndera. HeNe – źródło światła, HWP – płytką półfalowa, pol – polaryzator, HALO – wysokoaperturowa soczewka laserowa, L – soczewka, M – zwierciadło, MO – obiektyw mikroskopowy, QWP – ćwierćfalówka, PBS – kostka światłodzielną, Cam – kamera [54].	31
Rys. 15. Schemat mikroskopu holograficznego w konfiguracji odbiciowej: (a) układ eksperymentalny, (b) zintegrowany obudowany układ. O – wiązka obiektowa, R – wiązka referencyjna, NF – filtr szary, PBS, BS – kostka światłodzielną, BE – ekspander wiązki, M – zwierciadło, OL – soczewka, CCD – kamera CCD [98].	31
Rys. 16. Klasyczny układ DHM z zastosowaniem wiązki o płaskim czole falowym w konfiguracji odbiciowej. SP – filtr przestrzenny, C – kolimator, W – klin optyczny, M_{REF} – zwierciadło referencyjne, PZT – kontroler piezoelektryczny, MO – obiektyw mikroskopowy, L – soczewka, CCD – kamera.	32
Rys. 17. Ograniczenie apertury numerycznej w pomiarach mikroobektów w klasycznym systemie DHM w konfiguracji: a) transmisyjnej oraz b) odbiciowej. u_1 – kąt utworzony przez promień oświetlający i oś optyczną układu, u_2 – kąt załamanego promienia z osią optyczną układu (dla konfiguracji odbiciowej $u_2 = u$).	33
Rys. 18. Schemat konfiguracji odbiciowej zmodyfikowanego mikroskopu cyfrowego holograficznego z oświetleniem obiektu realizowanego przez SLM. SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, P – polaryzator, HP – płytką półfalowa, BS, PBS – kostka światłodzielną, M – zwierciadło, SLM – ciekłokrystaliczny modulator światła, QP – płytką ćwierćfalowa, IL – soczewka, MO – obiektyw mikroskopowy, CCD – kamera CCD [102].	34
Rys. 19. Schemat układu DHM z wiązką przedmiotową o sferycznym froncie falowym. Laser – źródło światła, P – polaryzator, HWP – płytką półfalowa, SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, QWP – ćwierćfalówka, PBS – kostka polaryzacyjna, M – zwierciadła, MO – obiektyw mikroskopowy, L200 – soczewka, Micromold – obiekt pomiarowy, CCD – kamera [109–111].	35

Rys. 20. Obraz amplitudowy trójkątnej mikroformy zarejestrowany w systemie DHM z: (a) oświetleniem wiązką wzdłuż osi optycznej o płaskim czole falowym; (b) oświetleniem wiązką o sferycznym czole falowym; (c) rekonstrukcja kształtu 3D.....	36
Rys. 21. Schemat układu pomiarowego zbudowanego z ramienia klasycznego układu DHM oraz dobudowanego układu bazującego na świetle białym. LED – dioda LED, C – kolimator, BS – kostka światłodziela, HWP – płytką półfalowa, P – polaryzator, SP – filtr przestrzenny, MO – obiekty mikroskopowy, M – zwierciadło, CCD – kamera CCD [114].	37
Rys. 22. Schemat pomiaru obiektu schodkowego w układzie DHM w konfiguracji (a) transmisyjnej (b) odbiciowej.	38
Rys. 23. Schemat podstawowego eksperymentalnego układu optycznego wykorzystującego wiele źródeł światła (dwa lasery: Ne-Ne oraz Yag). BS – kostka światłodziela, L – soczewka, M – zwierciadło, CCD – kamera światłodziela [121].	39
Rys. 24. Schemat eksperymentalnego układu pomiarowego ze zwierciadłem obrotowym bazujący na MAI. BE – ekspander wiązki, BS – kostka światłodziela, Mirror – zwierciadło, CCD – kamera światłodziela [123].....	40
Rys. 25. Schemat eksperymentalnego system służy do profilometrii koherencyjnej [126].	41
Rys. 26. Zdjęcie przedstawiające a) matrycę macierzy krzemowych mikroform, b) obiekt o charakterze schodkowym, zamontowane w układzie DHM.	43
Rys. 27. Oznaczenia podstawowych parametrów geometrii powierzchni mierzonych mikroobektów o ciągłym rozkładzie kształtu: a) mikrosoczewka, b) mikroforma optyczna [135].	44
Rys. 28. Wynik 3D pomiaru obiektu o charakterze ciągłym (trójkątna mikroforma optyczna) – wynik uzyskany za pomocą koherencyjnego profilometru optycznego GT-X firmy Bruker [134].	44
Rys. 29. Wynik 3D pomiaru obiektu o charakterze schodkowym przeprowadzonym na urządzeniu Veeco NT2000.	45
Rys. 30. Elementy wchodzące w skład opracowanej metody: elementy konstrukcyjne oraz procedury numeryczne.	47
Rys. 31. Schemat eksperymentalnego systemu FDHM; P - polaryzator, HWP – płytką półfalowa, SF - filtr przestrzenny, C – soczewka kolimująca, W1, W2 - kliny optyczne, MO - obiektyw mikroskopowy, M _{REF} – zwierciadło referencyjne, PZT - przetwornik piezoelektryczny, L - soczewka, OB – obiekt, CCD – kamera, IRP – płaszczyzna najlepszej ostrości, SP – płaszczyzna źródła.	47

Rys. 32. Zdjęcie przedstawiające układ eksperymentalny FDHM z wyszczególnionymi blokami funkcjonalnymi: (1) układ dwóch klinów optycznych; (2) układ obrazowania optycznego; (3) układ do mocowania próbki pomiarowej; (4) układ do realizacji metod wieloramkowych; (5) układ rejestracji danych.	49
Rys. 33. Schemat ustawienie układu klinów optycznych.....	50
Rys. 34. Zdjęcie układu dwóch klinów w laboratoryjnym układzie FDHM.....	51
Rys. 35. Schemat teleskopowego układu odwzorowującego zastosowanego w laboratoryjnym układzie FDHM.	52
Rys. 36. Układ mocowania obiektu pomiarowego.....	53
Rys. 37. Schemat blokowy algorytmu pozycjonowania kamery oraz obiektu.....	56
Rys. 38. Interfejs opracowanego oprogramowania w środowisku Labview pozwalającego na sterowane układem pomiarowym.....	57
Rys. 39. Schemat warunków oświetlenia badanego obiektu, interferencji oraz rejestracji danych, rozpatrywany w dziedzinie obiektu.	59
Rys. 40. Schemat warunków pomiaru aberracji układu FDHM.....	62
Rys. 41. Schemat odbicia lokalnego promienia sferycznej wiązki oświetlającej z punktowym źródłem w SO od badanej powierzchni sferycznego wklęsłego obiektu [110].	63
Rys. 42. Schemat pierwszego kroku procesu kalibracji – wyznaczenie położenia płaszczyzny SP'.....	64
Rys. 43. Obrazy punkowego źródła S_R (kontrast odwrócony) zarejestrowane dla kolejnych położenia kamery CCD wzdłuż osi optycznej z wraz z wyznaczonym położeniem płaszczyzny SP'.....	64
Rys. 44. Pierwszy krok kalibracji – wyznaczone wartości intensywności dla kolejnych położenia detektora dla wiązki referencyjnej. Wynik uzyskany z oprogramowania Labview z procesu kalibracji.	65
Rys. 45. (a) Całkowita znormalizowana wartość intensywności dla kolejnych położenia rejestracji (czarna przerywana linia), dopasowana krzywa wielomianu czwartego rzędu dla szerokości połówkowej (niebieska linia); (b) powtarzalność wyznaczania punktu ostrości. ..	65
Rys. 46. (a) Punktowe źródło wiązki referencyjnej $SR(x_{1R}, y_{1R}, z_S)$ oraz obiektowej $SO'(x_{10}, y_{10}, z_S)$ (odwrócony kontrast); (b) przekrój A-A przez SR oraz SO'	66
Rys. 47. Schemat kalibracji układu FDHM: a) krok 2 - ustalenie położenia z_{SP} , ustawienie obiektu w pozycji cat's eye, rejestracja hologramu kompensacyjnego; b) krok 3 – ustawienie badanego obiektu w pozycji podstawowej; c) krok 4 – rejestracja hologramu obiektowego. MO – obiektyw mikroskopowy, OB – obiekt.	67

Rys. 48. Błędy rekonstrukcji kształtu dla (a) Δz_{SO} , (b) Δz_{SR} oraz (c) Δz_S	69
Rys. 49. Zarejestrowane hologramy (a) obiektowy, (b) kompensacyjny, w płaszczyźnie HP. Wybrane dwa kolejne obrazy z pięciu dla metody TPS.....	70
Rys. 50. Rekonstrukcja hologramu kompensacyjnego: a) amplituda i b) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie HP; c) amplituda i d) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie IRP (po propagacji). Rekonstrukcja hologramu obiektowego: e) amplituda oraz f) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie HP; g) amplituda oraz h) faza zrekonstruowana w płaszczyźnie IRP (po propagacji).....	71
Rys. 51. Wyniki rekonstrukcji kształtu kuli ceramicznej: (a) skompensowana faza wiązki obiektowej, b) odchyłka zrekonstruowanego kształtu od sferyczności po kompensacji aberracji sferycznej, c) przekroje poprzeczne przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu i dopasowaną sferę, d) odchyłka sferyczności zrekonstruowanego kształtu bez kompensacji aberracji sferycznej.	71
Rys. 52. Wyniki pomiaru mikroformy: a) wzór interferencyjny i b) faza dla metody TPS; c) wzór interferencyjny i d) faza dla metody FT; e) zrekonstruowana topografia; f) przekroje przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu obiektu przy użyciu TPS i FT.	72
Rys. 53. Wyniki rekonstrukcji topografii trójkątnej mikroformy: a) uzyskanie przy zastosowaniu koherencyjnego profilometru optycznego Kontur GT-X firmy Bruker, b) opracowanej metody pomiarowej.	73
Rys. 54. Wyniki pomiaru sferycznych mikrosoczewek: (a) obraz amplitudy; b) hologram; (c) zrekonstruowana faza; d) zrekonstruowana topografia; (e) przekrój A-A przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu (czerwona linia) i najlepiej dopasowanej sfery (niebieska linia); (f) odchyłka sferyczności zrekonstruowanego kształtu obiektu.	74
Rys. 55. Wyniki pomiaru mikrosoczewki asferycznej: a) obraz amplitudowy; b) hologram; c) zrekonstruowana faza; d) rekonstrukcja kształtu; e) przekrój A-A przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu (czerwona linia) i dopasowany kształt asferyczny (niebieska przerywana linia); f) odchylenie kształtu od najlepiej dopasowanej asfery.....	75
Rys. 56. Schemat blokowy procesu minimalizacji szumu z wykorzystaniem metody filtrowania BM3D.	76
Rys. 57. Schemat blokowy kroków procesu rekonstrukcji kształtu z filtracją szumów.	77
Rys. 58. Zarejestrowany hologram obiektowy i kompensacyjny w płaszczyźnie HP: a), d) bez filtracji szumu; b), e) z zastosowaniem metody filtracji BM3D; c) przekrój poprzeczny A-A i B-B przez obrazy hologramu obiektowego, f) przekrój poprzeczny C-C i D-D przez obraz hologramu kompensacyjnego.....	77

Rys. 59. Wyniki zrekonstruowanej fazy bez filtracji szumu: a) obiektu, d) hologramu kompensacyjnego oraz fazy zrekonstruowanej po zastosowaniu metody BM3D: (b) obiektu, (e) hologramu kompensacyjnego. Przekrój przez zrekonstruowane fazy: c) obiektu oraz f) hologramu kompensacyjnego: A-A, D-D bez filtracji szumu, B-B, D-D przy zastosowaniu metody BM3D..... 78

Rys. 60. Porównanie wyników pomiaru kształtu sfery metrologicznej. Zrekonstruowana topografia: a) bez filtracji szumów, oraz d) po filtracji szumów; b) pokazuje odchylenie kształtu od najlepiej dopasowanej sfery bez filtrowania szumów, oraz e) po filtrowaniu szumów; wykresy przedstawiają przekroje A-A i B-B przez wierzchołek zrekonstruowanych kształtów (czerwona linia), przy czym C-C jest przekrojem przez dopasowaną sferę (niebieska linia): a) bez filtrowania szumów; oraz c) po filtrowaniu szumów. 79

Rys. 61. Porównanie wyników pomiaru kształtu mikrosoczewki: a) hologram obiektowy, b) odchylenie kształtu od sfery, dla danych bez filtracji szumu; c) przekrój A-A B-B przez odchyłkę kształtu bez filtracji i z zastosowanym filtrem; d) hologram obiektowy, e) odchyłka kształtu po filtracji BM3D, f) przekrój przez rekonstrukcję kształtu C-C bez filtracji szumu (zielona linia), D-D z wykorzystaniem algorytmu BM3D (czerwona linia) oraz przekrój przez idealną sferę (niebieska linia)..... 80

Rys. 62. Wyniki pomiarów kuli ceramicznej: a) zarejestrowany hologram, b) zrekonstruowana faza, c) topografia kształtu, d) przekroje poprzeczne przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu i dopasowaną sferę. 81

Rys. 63. Wyniki pomiarów mikroformy optycznej: a) zarejestrowany hologram, b) zrekonstruowana faza, c) topografia kształtu, d) przekroje poprzeczne przez wierzchołek zrekonstruowanego kształtu i dopasowaną sferę. 82

Rys. 64. Porównanie pól pomiarowych pomiędzy metodą konwencjonalną a proponowaną metodą dla a) kuli ceramicznej – obiektu sferycznego; b) pomiaru mikroformy optycznej... 82

Rys. 65. Schemat koncepcji pomiarowej w zmodyfikowanym systemie Twymana-Greena. OB – obiektyw mikroskopowy, SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, BS – kostka światłdzieląca, SO – system obrazujący. 87

Rys. 66. Schemat przedstawiający etapy algorytmu rekonstrukcji kształtu..... 88

Rys. 67. Porównanie kształtu funkcji LSF powstałej w zastosowaniu modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku składowych wzdłużnych wektorów falowych dla różnej liczby zarejestrowanych hologramów: (a) $N = 6, 10, 17$ oraz (b) $N = 17, 23, 28$ 90

Rys. 68. Porównanie kształtu funkcji LSF powstałej w zastosowaniu modelu skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny: (a) dla różnej liczby

zarejestrowanych hologramów $N = 5$, $N = 6$ dla $R = 2$ oraz (b) dla różnej wartości geometrycznego współczynnika progresji $R = 2$, $R = 3$ dla $N = 5$	91
Rys. 69. Porównanie kształtu funkcji LSF powstałej w zastosowaniu w modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku wartości kąta dla $N = 6, 10, 15, 30$	92
Rys. 70. Porównanie kształtu funkcji LSF dla μ_{eq} , μ_M oraz μ_G [150].	94
Rys. 71. Eksperymentalny system MI-DHM do pomiaru obiektów o charakterze schodkowym. HP – płytki półfalowa, BS – kostka światłodzieląca, SF - filtr przestrzenny, P - polaryzator, ND - filtr szary, C - kolimator, SLM - przestrzenny modulator światła, L - soczewki, F – amplitudowy filtr przestrzenny, M - zwierciadła, W - klin optyczny, MO - obiektyw mikroskopowy, OB – obiekt [150].	95
Rys. 72. Zdjęcia przedstawiające eksperymentalny układ MI-DHM: (1) układ do modulacji przedmiotowego frontu falowego, (2) układ do filtracji w przestrzeni Fouriera, (3) układ obrazowania optycznego, (4) układ rejestracji danych.	96
Rys. 73. Ciekłokrystaliczny modulator światła a) PLUTO-2 [144] oraz b) GAEA2 firmy HOLOEYE Photonics AG [152].	97
Rys. 74. Schemat układu do filtracji pierwszego rzędu dyfrakcyjnego w płaszczyźnie Fouriera.	98
Rys. 75. Schemat układu odwzorowania zastosowanego w układzie MI-DHM.	99
Rys. 76. Zdjęcie obiektywu mikroskopowego (MO) oraz badanego obiektu umieszczonego w uchwycie.	99
Rys. 77. Eksperymentalnie zrekonstruowany kształt funkcji LSF odpowiednio dla zastosowanej strategii rejestracji hologramów dla zakresu kąтового $[0^\circ, 25^\circ]$ [150].	101
Rys. 78. a), d) Wynik rekonstrukcji kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 4 \mu m$ oraz $\Delta h = 0,5 \mu m$; b), e) poziome przekroje przez rekonstrukcję kształtu; c), f) pionowe przekroje przez rekonstrukcję kształtu [150].	102
Rys. 79. Obiekt schodkowy a) $\Delta h \sim 4 \mu m$, b) $\Delta h \sim 0,5 \mu m$ – wynik pomiaru otrzymany na systemie Veeco własności IMiF.	103
Rys. 80. Wynik rekonstrukcji kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 0,5 \mu m$ dla weryfikacji rozdzielczości metody pomiarowej [150].	104
Rys. 81. Schemat przedstawiający funkcję LSF dla parametrów: a) $N = 5$, $R = 2,74$, b) $N = 7$, $R = 1,82$	106
Rys. 82. Eksperymentalny system pomiarowy. ILS - system oświetlający, IMS - system obrazowania, SLM - przestrzenny modulator światła, L - soczewka, F - filtr amplitudy, M_{REF} -	

zwierciadło referencyjne, W - klin optyczny, MO - obiektyw mikroskopu, CMOS - detektor.	107
Rys. 83. a) Zarejestrowany hologram kompensacyjny IMULTI dla referencyjnego zwierciadła płaskiego; b) amplituda spektrum Fouriera dla zarejestrowanego hologramu kompensacyjnego, c) rząd -1 po przeprowadzonej filtracji – 5 wiązek obiektowych hologramu kompensacyjnego.	110
Rys. 84. Schemat procesu demultipleksingu hologramu.....	111
Rys. 85. a) Rozkład amplitudy w dziedzinie Fouriera $FT[O(x,y)]$; b) zastosowany filtr w dziedzinie Fouriera (wartości w częstotliwościach).....	112
Rys. 86. Wyniki rekonstrukcji hologramu kompensacyjnego kolejno dla wiązki: a) 1, b) 2, c) 3, d) 4, e) 5.	113
Rys. 87. Filtracja szumów w dziedzinie Fouriera.	114
Rys. 88. Porównanie zrekonstruowanej fazy dla wiązek 1,2 i 5 z zastosowaniem a) filtracji szumów oraz b) bez filtracji szumów w dziedzinie Fouriera dla hologramu obiektowego elementu o charakterze schodkowym.	114
Rys. 89. Wyniki eksperymentalne. Schemat wszystkich kroków rekonstrukcji wiązki obiektowej oraz kompensacyjnej: a) zmultipleksowany hologram wraz z powiększeniem wybranej części hologramu; rekonstrukcja fazy: b) wiązki 1, c) wiązki 3, d) wiązki 5; e) widmo Fouriera wiązki obiektowej dla -1 rzędu dyfrakcyjnego; zrekonstruowana faza hologramu obiektowego i kompensacyjnego: f) wiązki 1, g) wiązki 3, h) wiązki 5; i) widok dziedziny Fouriera po zastosowaniu filtru; proces demultipleksingu - dziedzina Fouriera dla: j) wiązki 1, k) wiązki 3, l) wiązki 5.....	115
Rys. 90. (a) Rekonstrukcja kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 0,5 \mu m$, (b) przekroje A-A oraz B-B przez rekonstrukcję.	116
Rys. 91. (a) Rekonstrukcja kształtu obiektu schodkowego o skoku wysokości $\Delta h = 4 \mu m$, (b) przekroje A-A oraz B-B przez rekonstrukcję.....	117
Rys. 92. Schemat konfiguracji układu optycznego do kalibracji odbiciowego fazowego SLM. MO – obiektyw mikroskopowy, SF – filtr przestrzenny, C – kolimator, F – filtr dwuszczelinowy, P – polaryzator, A – analizator, L – soczewka, CCD – detektor.....	122
Rys. 93. Schemat działania soczewki GP, padająca wiązka spolaryzowanego liniowo światła zostaje rozdzielona na wiązki zbieżną oraz rozbieżną.	123
Rys. 94. System pomiarowy do weryfikacji nieliniowości gammy SLM bazujący na interferometrze wspólnej drogi (element zaznaczony na czerwonej linii); OB. – obiektyw, SF –	

filtr przestrzenny, C – kolimator, f_c – ogniskowa kolimatora, HWP – płytką półfalowa, GP – soczewka GP, L – soczewka, Kamera – kamera polaryzacyjna [190].	124
Rys. 95. Rozkład fazy pokazujący odseparowanie przestrzenne obiektu oraz obrazu bliźniaczego dla poziomu szarości (a) 50 oraz (b) 200.	126
Rys. 96. Porównanie zrekonstruowanych faz. Zrekonstruowane fazy odpowiadające kolejno wartościom intensywności: 10, 20, 40, 100, 200 dla: a)-e) rekonstrukcji bez zastosowania metody filtracji; f) – j) z zastosowaniem metody filtracji [190].	126
Rys. 97. Różnica między dwiema mapami fazowymi bez filtracji i po filtracji dla obiektu fazowego odpowiadającego wartości intensywności 10.	127
Rys. 98. Zrekonstruowana krzywa gamma przy użyciu: (1) niefiltrowanych danych, (2) przefiltrowanych danych i (3) referencyjnej metody Fresnela [190].	128
Rys. 99. Wyznaczona średnia z każdej zmierzonej krzywej gamma przy użyciu: dane nieprzefiltrowane (linia czerwona), dane przefiltrowane (linia niebieska), oraz referencyjną metodę Fresnela (linia czarna) [190].	128

11 Spis tabel

Tab. 1. Parametry zastosowanych klinów optycznych.....	51
Tab. 2. Parametry obiektywu mikroskopowego zastosowanego w laboratoryjnym układzie FDHM.	51
Tab. 3. Parametry źródła światła zastosowanego w układzie FDHM.	54
Tab. 4. Parametry detektora zastosowanego w układzie FDHM.	54
Tab. 5. Parametry aktuatora piezoelektrycznego zastosowanego w układzie FDHM.	55
Tab. 6. Porównanie wyników rekonstrukcji trójkątnej mikroformy uzyskanych przy zastosowaniu opracowanej metody i koherencyjnego profilometru firmy Bruker.	73
Tab. 7. Porównanie wyników danych niefiltrowanych oraz danych po filtracji.	80
Tab. 8. Porównanie pomiarów realizowanych przez konwencjonalne systemy DHM z proponowanymi systemami FDHM.	83
Tab. 9. Zestawienie zakresu pomiarowego w zależności od liczby zarejestrowanych hologramów dla modelu skanowania falami płaskimi o równym skoku składowych wzdłużnych wektorów falowych.	90
Tab. 10. Zestawienie zakresu pomiarowego w zależności od liczby zarejestrowanych hologramów oraz geometrycznego współczynnika progresji dla modelu skanowania falami płaskimi o skoku rozłożonym w szereg geometryczny.....	91
Tab. 11. Parametry ciekłokrystalicznego modulatora światła.....	97
Tab. 12. Parametry obiektywu mikroskopowego zastosowanego w laboratoryjnym układzie MI-DHM.	99
Tab. 13. Parametry detektora zastosowanego w układzie MI-DHM.	99
Tab. 14. Zestawienie wyznaczonego odchylenia standardowego dla obiektu 100×100 pikseli.	127
Tab. 15. Zestawienie zalet i wad metod kalibracji SLM.	129