



Politechnika Wroclawska

PRACA DOKTORSKA

Interferometr na wirach optycznych

AUTOR:
mgr inż. Ewa Frączek

PROMOTOR:
prof. dr hab. Jerzy Nowak

Wydział Podstawowych Problemów Techniki

Wrocław 2006

Spis treści

Spis treści	1
Cel pracy	3
1 Wstęp.....	4
2 Podstawy teoretyczne.....	6
2.1 Właściwości nieciągłości fazy w polu optycznym.....	6
2.2 Metody generowania wirów optycznych	14
2.2.1 Metoda holograficzna.....	14
2.2.3 Metoda soczewek cylindrycznych	17
2.2.4 Metoda spiralnej płytki fazowej.....	18
2.2.5 Metoda interferencyjna	18
2.3 Sieć wirów optycznych	22
2.3.1 Interferencja trzech fal płaskich	22
Przypadek 1	22
Przypadek 2	26
2.3.2 Interferencja dwóch fal płaskich z falą sferyczną.....	30
3 Interferometr na wirach optycznych IWO	34
3.1 Schemat układu pomiarowego:	34
3.2 Schematy pomiarowe	35
Schemat 1	35
Schemat 2	36
Schemat 3	36
Schemat 4	37
4 Analiza czynników mających wpływ na jakość rejestrowanych interferogramów	38
4.1 Natężenie interferujących fal	38
4.2 Różnica dróg optycznych	60
Pomiar I – w układzie interferometru IWO	63
Pomiar II – w układzie interferometru Michelsona	65
5 Metody lokalizacji wirów optycznych	68
5.1 Zasada działania metod lokalizacyjnych.....	69
Metoda minimów	69
Metoda amplitud	70
Metoda trójkątów	71
Metoda cosinusów	72
Metoda wektorów.....	73
5.2 Dokładność lokalizacji wirów optycznych	75
5.2.1 Obliczenia teoretyczne	75
A. Histogramy	76
Trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach.....	77
Trzy fale płaskie o różnych amplitudach	79
Trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach zaburzone innymi falami	80
Trzy fale płaskie o różnych amplitudach zaburzone innymi falami	82
Dwie fale płaskie oraz jedna fala płaska zaburzona fazowo o różnych amplitudach	84
B. Wykresy fazowe	87

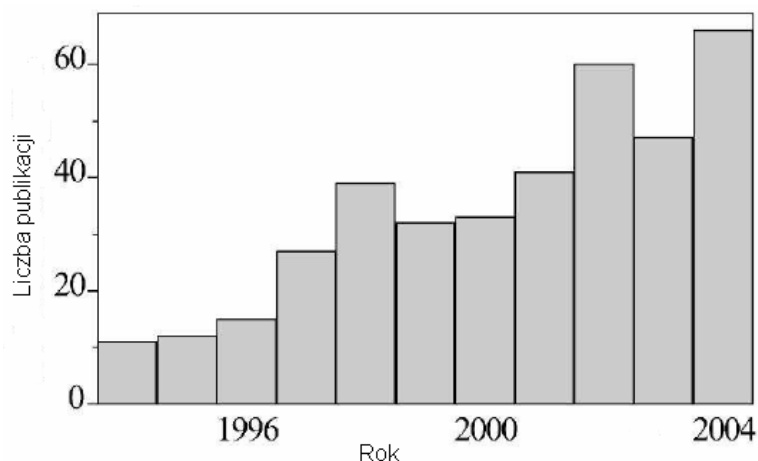
Podsumowanie	91
5.2.2 Wyniki eksperymentalne	91
Podsumowanie	95
6 Metody rozróżniania znaków wirów optycznych	97
Metoda I	99
Metoda II	101
Podsumowanie	104
7 Zastosowania regularnych sieci wirów optycznych	105
7.1 Metoda pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej	105
Oszacowanie niepewności pomiarowych metody pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej	108
A Małe tryplety	108
B Tryplety losowane	110
Podsumowanie	114
7.2 Mikroskop nadrozdzielczy	116
Model teoretyczny	117
Przebieg obliczeń	118
Wyniki obliczeń teoretycznych	119
Podsumowanie	122
Wyniki pomiarów	123
Wnioski	126
8 Podsumowanie	128
9 Bibliografia	131
10 Załącznik	138

Cel pracy

Celem niniejszej pracy jest określenie wpływu wybranych parametrów na pracę interferometru na wirach optycznych oraz rozwój metodologii analizy interferogramów uzyskanych przez ten interferometr.

1 Wstęp

Zainteresowanie wirami optycznymi zaczęło się w drugiej połowie lat 70-tych. Od prac opublikowanych przez Berry i Nye [Nye1974] poświęconych rozpraszaniu mikrofal na antarktycznej pokrywie lodowej. Okazało się, że w wiążkach rozproszonych propagują się liczne defekty fazowe, w tym punktowe nieciągłości nazywane wówczas osobliwościami śrubowymi. Zapoczątkowana przez tych autorów teoria stosuje się do całego zakresu widma fal elektromagnetycznych w tym również fal świetlnych. W latach 80-tych i 90-tych pojawiło się wiele prac poświęconych teorii i zastosowaniu wirów optycznych. Pod koniec lat 90-tych zaczęto mówić o nowej gałęzi współczesnej optyki, której nadano nazwę „singular optics”. J. Masajada przetłumaczył zwrot „singular optics” na „optyka nieciągłości” i choć nie jest to jeszcze powszechnie przyjęta propozycja, wobec braku innych będę się tym zwrotem posługiwała w niniejszej pracy. Z każdym rokiem liczba publikacji dotyczących wirów optycznych wzrasta. Dla przykładu zamieszczony jest poniżej wykres sporządzony przez A.S. Desyatnikov, L. Torner i Yu. S. Kivshar, przedstawiający ilość publikacji z dziedziny „nonlinear singular optics”, które ukazały się w czasopiśmie recenzowanych od 1994 roku [Desyatnikov2005].



Rysunek 1-1 Ilość publikacji z dziedziny „nonlinear singular optics”, które ukazały się w czasopiśmie recenzowanych od 1994 roku [Desyatnikov2005].

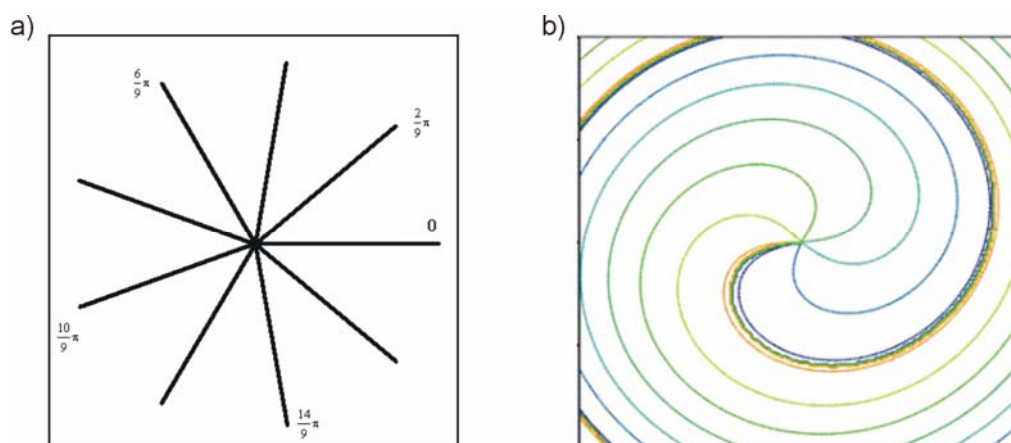
Warto wspomnieć, że wiry optyczne mają również swoją prehistorię. Prapoczątków optyki nieciągłości można się doszukiwać w opublikowanej w 1830 roku teorii tęczy i odwzorowania punktu przez osiowo symetryczny układ optyczny (plamka Aire’go) [Berry2000]. Wiry optyczne wpisują się w modny obecnie nurt badań nad nieciągłościami

w szerokiej klasie pól skalarnych i wektorowych obecnych w różnych gałęziach fizyki. (np. fizyka ciała stałego [Maierov2001], teoria fazy nadciekłej [Abrikosow2004], mechanika kwantowa [Bialynicki-Birula2000]). Obecnie najbardziej reprezentatywną pracą dotyczącą nieciągłości optycznych jest praca J.F Nye'a "Natural focusing and fine structure of light" [Nye1999].

2 Podstawy teoretyczne

2.1 Właściwości nieciągłości fazy w polu optycznym

Pojedynczy wir optyczny jest związany z punktową izolowaną, nieciągłością w rozkładzie fazy w polu świetlnym [Freund1994B, Vasnetsov1999]. Rysunek 2-1 przedstawia przekrój frontu falowego, który zawiera pojedynczy wir. Linie równej fazy zbiegają się w jednym punkcie, w którym wartość fazy jest nieokreślona (jest to izolowany punkt osobliwy w rozkładzie fazy pola optycznego), linie te mogą mieć wartości z przedziału $\langle 0, 2\pi \rangle$ lub $\langle -\pi, \pi \rangle$ (zależnie od przyjętej konwencji).



Rysunek 2-1 Linie równej fazy dla punktu, w którym znajduje się wir: (a) dla fali opisanej wzorem (2.1); (b) dla wiązki gaussowskiej z wirem (barwa fioletowa oznacza wartość fazy $-\pi$, barwa czerwona oznacza wartość fazy π).

Najprostsze równanie spełniające równanie Laplace'a, które opisuje monochromatyczną, liniowo spolaryzowaną falę przenoszącą wir optyczny ma następującą postać [Freund1994B]:

$$U_{\pm}^{(n)} = (x \pm iy)^n = A^{(n)} \exp(\pm in\theta) \quad (2.1)$$

gdzie U oznacza amplitudę zespoloną, A – amplitudę fali; liczba całkowita n określa wartość topologicznego ładunku wiru optycznego. Jeżeli wartości fazy wynosi $+n\theta$, to równanie 2.1 opisuje falę przenoszącą dodatni wir, zaś jeżeli wartości fazy wynosi $-n\theta$, to mamy ujemny

wir optyczny. Wyrażenie to jest rozbieżne przy x, y dążącym do nieskończoności, zatem powinno być traktowane jako przybliżony opis rzeczywistych wiązek.

Topologiczny znak wiru optycznego (ładunek topologiczny [Halperin1981, Berry1998]) definiuje się poprzez wyrażenie [Dennis2001, Senthilkumaran2003], przy użyciu następującej zależności:

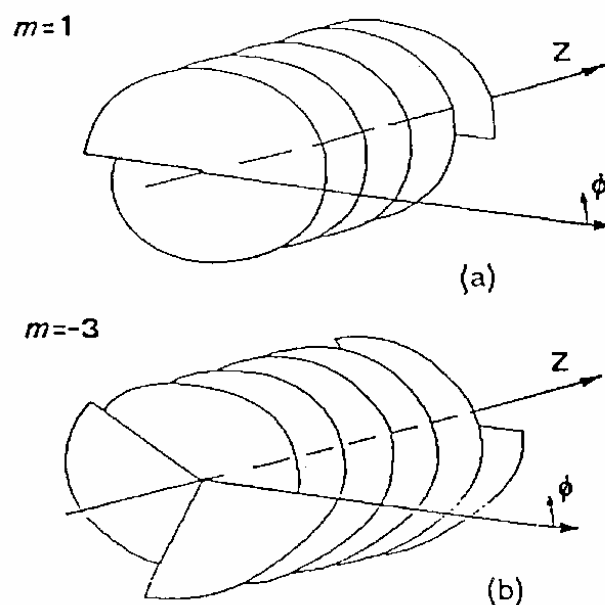
$$s = \frac{1}{2\pi} \oint_G d\theta = \frac{1}{2\pi} \oint_G \nabla\theta \cdot d\vec{R} \quad (3.2)$$

gdzie G jest nieprzecinającą się krzywą zamkniętą nie przechodzącą przez nieciągłość fazową i nie zawierającą innej nieciągłości oprócz badanej.

Wartością wyrażenia (3.2) są liczby całkowite, których znak określa znak ładunku topologicznego wiru, a wartość jest równa wartości tego ładunku.

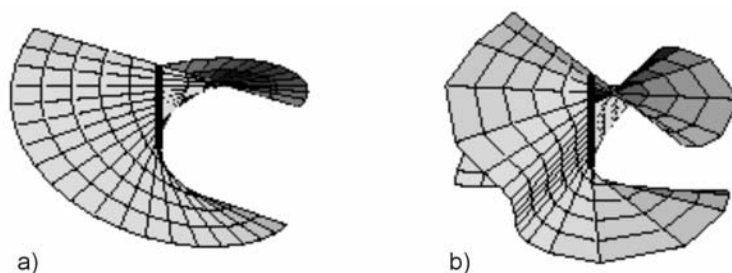
Z warunku ciągłości, jaki musi spełniać amplituda zespolona U fali świetlnej, wynika, że w punkcie, w którym jest wir optyczny amplituda (i natężenie) fali musi wynosić zero.

Kolejną charakterystyczną cechą wiązek przenoszących wir optyczny jest azymutalna faza określona wyrażeniem $\exp\{-in\theta\}$ (równanie 2-1). Wyrażenie to jest odpowiedzialne za helikalny kształt frontu falowego tych wiązek oraz za stowarzyszony z nimi niezerowy moment pędu (rysunek 2-2).



Rysunek 2-2 Helikalny front falowy: (a) ładunek wiru $m = 1$ (b) $m = -3$ [Velzel1999].

Oś helikoidy, przedstawionej na rysunku 2-2, leży wzdłuż kierunku rozchodzenia się fali i jest zbiorem punktów w których faza jest nieokreślona. W przekroju płaszczyzną otrzymujemy obraz linii równej fazy zbiegające się do punktu, czyli wir optyczny [Bazhenov1992, Soskin2001] (rys.2-1). Skręcony front falowy występujący w najbliższym otoczeniu wiru optycznego nie musi mieć kształtu regularnej helisy. Poniżej znajduje się przykład niejednorodnego rozkładu fazy w pobliżu wiru optycznego zaczerpnięty z pracy M. R. Dennis'a.



Rysunek 2-3 Powierzchnie równej fazy w otoczeniu wiru optycznego. a) jednorodny helikalny front falowy, b) niejednorodny front falowy [Dennis2004].

Kierunek obrotu helikalnego frontu falowego determinuje znak ładunku topologicznego. Jeśli front falowy ulega skręceniu zgodnym z kierunkiem wskazówek zegara, analizując wzdłuż kierunku propagacji, to znak wiru będącego w jego centrum jest dodatni, w przypadku lewoskrętnej helikoidy – wir ma znak ujemny [Basisty1995].

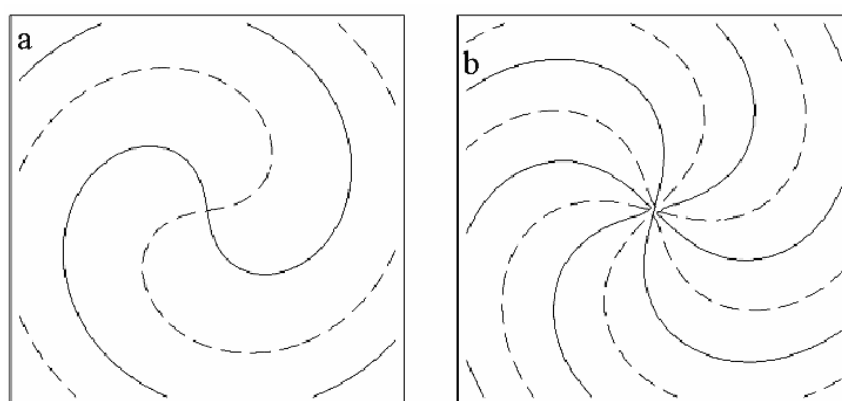
Helikalny kształt frontu falowego jest odpowiedzialny za niezerowy moment pędu fali świetlnej [Allen1999], który z kolei sprawia, że wiry są stabilną strukturą w ramach frontu falowego. W skład całkowitego momentu pędu fali świetlnej wchodzi również moment pędu związany z jej polaryzacją. Przez analogię do fizyki atomu, gdzie elektronowi krążącemu wokół jądra przypisuje się własny moment pędu – spin oraz orbitalny moment pędu, moment pędu fali świetlnej związany z wirem optycznym nazywamy orbitalnym momentem pędu. Z niezerowego moment pędu wynika również fakt, iż wiry optyczne powstają lub zanikają parami (dodatni z ujemnym). Ponieważ wiry optyczne wskazują wiele podobieństw do cząstek naładowanych, czasem określa się je mianem kwazicząstek.

Istnienie niezerowego momentu pędu w wiązках przenoszących wiry optyczne zostało potwierdzone doświadczalnie. Dobrym przykładem jest tu eksperyment wykonany przez H. He, M. Friese, N. Heckenberg'a i H. Rubinsztein-Dunlop'a [He1995]. Polegał on na tym, że zawieszinę drobnych cząstek, o wysokim współczynniku absorpcji, oświetlono falą

światłą przenoszącą wiry optyczne. Absorpcji fali świetlnej przez cząsteczki zawiesiny, towarzyszyło przekazanie momentu pędu z fali do cząsteczek. W efekcie czego zawiesiny wirowały w lewo lub w prawo zależnie od znaku oddziaływującego z nimi wiru.

W punkcie, w którym występuje osobliwość fazy fali świetlnej o amplitudzie zespolonej U wartość rzeczywista funkcji U ($\text{Re}(U)$) oraz wartość urojona funkcji U ($\text{Im}(U)$) wynoszą zero [Freund1994A, Freund1997A, Vasnetsov1999]:

$$\begin{cases} \text{Re}(U) = 0 \\ \text{Im}(U) = 0 \end{cases} \quad (2.3)$$



Rysunek 2-4 Przykłady ilustrujące przecięcie linii zerowych $\text{Re}(U)$ (linia ciągła) i $\text{Im}(U)$ (linia przerywana): (a) dla wiru o ładunku 1 i znaku „+”, (b) dla wiru o ładunku 3 i znaku „-” [Masajada2004 B].

Amplitudę zespoloną U fali świetlnej (gdy $z = \text{const.}$) można przedstawić w postaci:

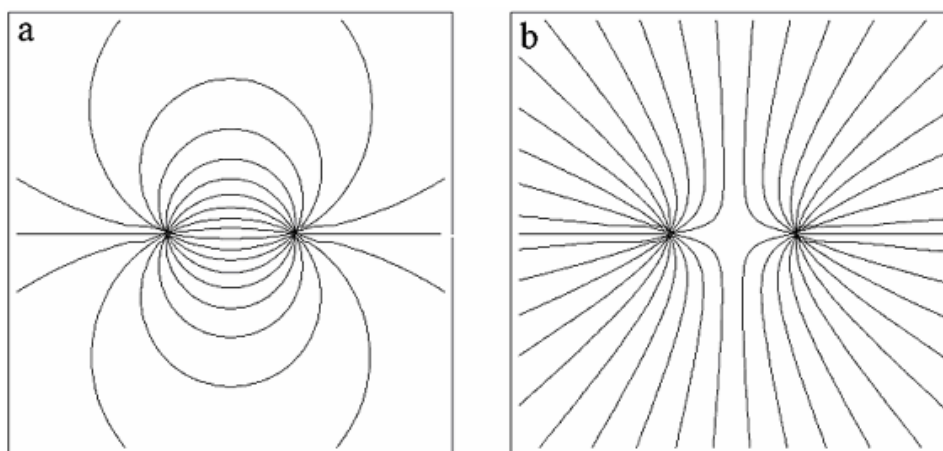
$$U(x, y) = U_{\text{Re}}(x, y) + i \cdot U_{\text{Im}}(x, y), \quad (2.4)$$

gdzie $U_{\text{Re}}(x, y)$ jest częścią rzeczywistą amplituda zespolona fali świetlnej $U(x, y)$, a $U_{\text{Im}}(x, y)$ – częścią urojoną.

W punkcie przecięcia linii zerowych funkcji U_{Re} i U_{Im} faza fali jest nieokreślona, a wokół tej osobliwości rozbudowuje się wir optyczny (rysunek 2-4). Należy podkreślić, że wir optyczny to nie tylko punkt osobliwy – nazywany „punktem wiru”, ale otoczenie tego punktu. W trójwymiarowym obrazie wir optyczny oznacza tą część frontu falowego, która ma heliakalną geometrię.

W czasie propagacji w wolnej przestrzeni wiry mogą być tworzone lub niszczone, lecz całkowity topologiczny ładunek zostaje zachowany [Freund1994B]. Ogólnie rzecz biorąc

w miejscach, w których występuje nieokreśloność fazy, tworzone są bliźniacze ładunki topologiczne o tej samej wartości, lecz przeciwnych znaków.



Rysunek 2-5 Linie równej fazy pomiędzy dwoma wirami optycznymi a) przeciwnych znaków (wir dodatni i ujemny); b) tych samych znaków (wiry dodatnie) [Masajada2004 B].

Na rysunku 2-5 przedstawione są dwa rozkłady fazy pola optycznego, dla dwóch par wirów. Łatwo zauważalne jest podobieństwo pomiędzy rozkładem fazy pola optycznego pomiędzy dwoma wirami a rozkładem linii sił pola elektrycznego wytworzonego przez dwa ładunki elektryczne o przeciwnych lub tych samych znakach. Rysunek 2-5b przedstawia dwa bliskie sobie wiry równoimienne, w sąsiedztwie których nie ma wirów przeciwnego znaku. Tego typu fronty falowe są trudne do uzyskania i utrzymania podczas propagacji fali. O możliwości praktycznej realizacji piszą I. Freund, N. Shvartsman oraz V. Freilikhen [Freund1993] opisując nieciągłości występujące w polach speklowych, np. układ wirów przedstawiony przez nazwany dyslokacją „combo”.

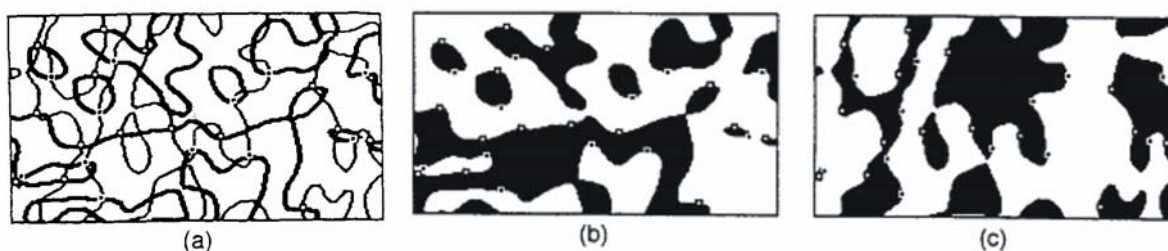
Dany front falowy może zawierać liczny zbiór wirów optycznych, dla których można sformułować następującą regułę znaków: *Dwa sąsiednie wiry, połączone linią równej fazy muszą być przeciwnych znaków* [Freund1994B].

Aby przedstawić proste zastosowanie reguły znaków rozważmy obszar, w którym znajdują się dwa sąsiednie wiry A i B ze znakami odpowiednio (+) i (-). Jeśli mamy wir-bliźniak stworzony pomiędzy A i B, to reguła znaków wymaga następującej konfiguracji: A (-)(+)B i zakazuje konfiguracji: A(+)(-)B.

Trzy wnioski wynikające z reguły znaków:

- i. Znak każdego pojedynczego wiru w polu falowym automatycznie ustala znaki wszystkich wirów w tym polu
- ii. Jeśli znak wiru znajdującego się w polu falowym zostanie zmieniony znaki wszystkich pozostałych wirów muszą ulec zmianie
- iii. Znak pierwszego wiru tworzonego podczas ewolucji pola falowego ustala znaki wszystkich przyszłych wirów [Freund1994B].

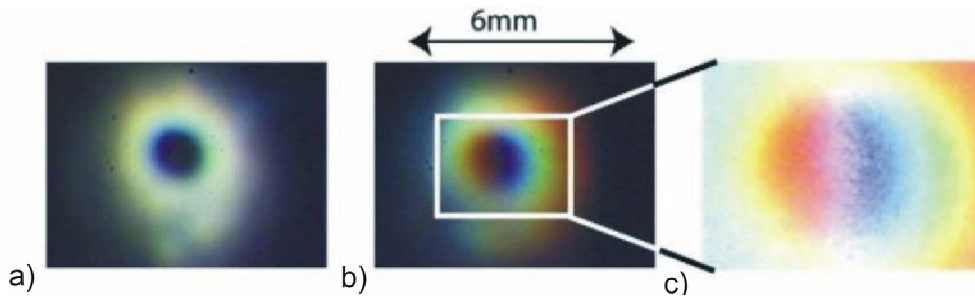
Jedną z metod zaproponowaną przez I. Freund i N. Shvartsman [Freund1994A, Freund1994B], służącą do określania znaków zbioru wirów optycznych powstałych w optycznym polu speklowym, jest metoda czarno-białych map. Metoda ta wymaga wykreślenia dwóch map. Jedna z tych map przedstawia część rzeczywistą funkcji U_{Re} , a druga – część urojoną U_{Im} . Po złożeniu ich razem powstaje wykres, na którym widoczne są punkty przecięcia U_{Re} z U_{Im} . Punkty te wyznaczają położenie wirów optycznych.



Rysunek 2-6 Przykład czarno-białych map. Mapa (a) przedstawia powstałe kontury z nałożenia dwóch map (b) i (c). Mapa (b) sporządzona jest dla f_x , zaś (c) – dla f_y (kolor czarny oznacza obszar dodatni, kolor biały – obszar ujemny) [Freund1997B].

Na rysunku 2.6 kolor biały przypisany jest obszarowi, w którym rozważana funkcja ma wartości dodatnie, kolor czarny oznacza, iż funkcja ma wartości ujemne. Analiza gradientu rozkładu przedstawionego na dwóch mapach (rysunek 2-6b i 2-6c) w okolicy punktu przecięcia pozwala określić znak wirów optycznych.

Pierwsze prace z tematyki wirów optycznych dotyczyły pól optycznych wytworzonych przez fale monochromatyczne. W roku 2002 M.V. Berry stwierdził, że możliwe jest obserwowanie różnobarwnego rozkładu natężenia w pobliżu wiru optycznego [Berry2002 A, Berry2002 B]. J. Leach oraz M.J. Padgett zaproponowali doświadczenie, w którym zaobserwowali ten efekt [Leach2004].



Rysunek 2-7 Wielobarwna wiązka gaussowska z wirem w środku; a) pokrywające się wiry optyczne; b) rozdzielone wiry optyczne; c) powiększony fragment rysunku przedstawiający rozdzielone wiry optyczne [Leach2004].

Rysunek 2-7 przedstawia polichromatyczną wiązkę gaussowską z wirem w środku. Na rysunku 2-7b i 2-7c przedstawiono rozdzielone wiry optyczne (po przejściu przez pryzmat). Fizycy z Uniwersytetu w Glasgow twierdzą, że światło białe zawierające wiry optyczne może być zastosowane w kwantowej komunikacji [Allen2003, Desyatnikov2005] oraz do pułapkowania i manipulowania mikrocząstkami w urządzeniach nazywanych „manipulatorami optycznymi” („optical tweezers”) [Allan2003, Ashkin1986, Grier2003].

Typowe pole optyczne zawiera dużą liczbę wirów optycznych. Wytworzenie pola wolnego od takich struktur wymaga precyzyjnie kontrolowanych warunków, a każde zaburzenie wprowadzone do tak wygenerowanej wiązki, powoduje powstanie wirów optycznych. Aby zdać sobie sprawę jak trudno jest uzyskać monochromatyczną wiązkę wolną od wirów optycznych wystarczy zdać sobie sprawę, że jest to równoważne z uzyskaniem pola wolnego od spekli, z którymi wiry optyczne są ściśle związane [Freund1994 A, Freund1995]. Ta własności wirów optycznych określana jest zwrotem „generic” [Nye1999], które nie ma jeszcze powszechnie przyjętego polskiego tłumaczenia.

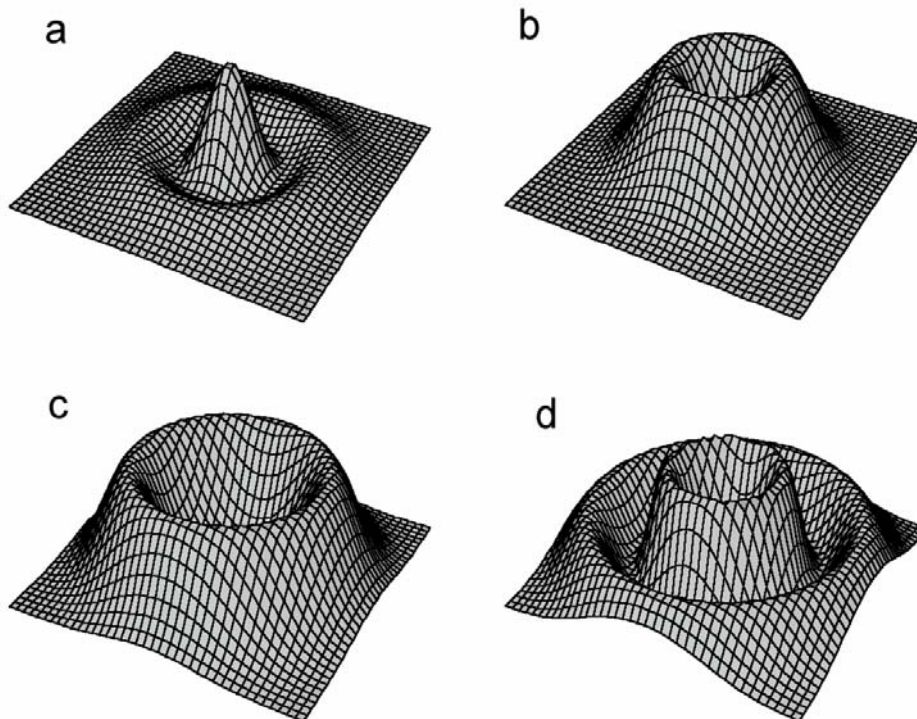
W typowym koherentnym polu optycznym wiry optyczne, podobnie jak spekle, występują w dużej ilości, ale rozpatrywane pojedynczo są drobnymi fragmentami całej wiązki. Łatwo jest również uzyskać wiązki, dla których pojedyncze wiry optyczne są dominującymi strukturami. Przykładem mogą tu być tak zwane mody Laguerre-Gausa (LG) promieniowania laserowego. Rozkład amplitudy w wiązce LG można przedstawić za pomocą następującego wyrażenia [Pearson1969]:

$$u_{mm}^{LG} = E_0 A_{lm}^L \frac{w_0}{w} \left(\frac{\sqrt{2\rho}}{w} \right)^l \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right) L_p^l\left(\frac{2\rho^2}{w^2}\right) \exp\left\{i\left[\frac{k\rho^2}{2R_z} + l\varphi - (2p + l + 1) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) + kz\right]\right\} \quad (2.5)$$

gdzie: E_0 – amplituda wiązki, A_{lm}^L – znormalizowana stała, w_0 – określa rozmiar „plamki” ($1/e$), $w_z = w_0 \sqrt{(1 + z^2/z_R^2)}$ jest to poprzeczny rozmiar wiązki w płaszczyźnie z . Ta wartość określa punkt, w którym amplituda osiąga wartości maksymalnej $\sqrt{I_0}$ w centrum wiązki ($\rho = 0$) osiąga wartość e razy mniejszą $\sqrt{I_0}/e$ ($\rho = w_z$); z_R – zakres Rayleigh’a ($z_R = k w_0^2/2$) – opisuje wartości, dla których natężenie osiąga połowę wartości; $\text{atan}(z/z_R)$ – faza Gouy’a, która zmienia się od 0 dla $z = 0$ do $-\pi/2$ dla $z \rightarrow \infty$; R_z – promień krzywizny, dla $z = 0$ mamy $R_z = \infty$ - front falowy jest płaski, dla $z \gg z_R$ front falowy staje się sferyczny; $L_p^l(x)$ – wielomian Laguerre’a, $l = m - n$ oraz $p = \min(n, m)$.

Zamiennie z oznaczeniem u_{mn}^{LG} stosowane jest również oznaczenie u_{lp}^{LG} .

Poniżej przedstawionych jest parę przykładów rozkładu natężenia światła w płaszczyźnie obserwacji modów LG_p^l .



Rysunek 2-8 Rozkład natężenia światła w płaszczyźnie obserwacji modów LG_p^l dla następujących wartości parametrów p i l : (a) $p = 1, l = 0$, (b) $p = 0, l = 1$, (c) $p = 0, l = 3$, (d) $p = 1, l = 2$. Wiązki b, c, d zawierają wir optyczny. Skala osi z nie jest zachowana.

2.2 Metody generowania wirów optycznych

Istnieje wiele metod generowania wirów optycznych. Poniżej, w sposób skrótowy, opisanych jest kilka najpopularniejszych metod, takich jak: metoda holograficzna, metoda soczewek cylindrycznych, metoda spiralnej płytki fazowej, metoda interferencyjna. Ze względu na znaczenie dla opisu działania interferometru na wirach optycznych najwięcej uwagi poświęcam metodzie interferencyjnej. Wśród metod otrzymywania helikalnych frontów falowych należy jeszcze wymienić metodę separacji modów laserowych [Heckenberg1992, Abramochkin1997, Allen1999, Vasnetsov1999] oraz metodę opierającą się na wykorzystaniu zjawisk nieliniowych [Ackemann1995, Mamaev1996].

2.2.1 Metoda holograficzna

Metoda holograficzna jest niewątpliwie najpopularniejsza i najczęściej opisywana w literaturze [Heckenberg1992, Masajada1999, Vasnetsov1999, Sacks1998]. Do generowania wiązek z wirami stosowane są specjalnie zaprojektowane hologramy syntetyczne. Zaletą metody holograficznej jest jej wysoka elastyczność, dzięki czemu w łatwy sposób można zaprojektować hologramy generujące nawet skomplikowane układy wirów optycznych. Ponadto przy niewysokich wymaganiach, co do parametrów hologramów procedura ta nie wymaga użycia wyspecjalizowanego sprzętu.

W metodzie holograficznej wiązka ulega dyfrakcji na specjalnie wytworzonym hologramie syntetycznym. Zamiast wytwarzać hologram klasyczną metodą zostaje on wygenerowany przy pomocy komputera (wyliczany jest układ prążków). Wydrukowanie tak powstałego układu prążków na folii, przy użyciu drukarki laserowej o rozdzielczości 600dpi, pozwala otrzymać hologramy o niskiej jakości nadające się na pokazy w pracowniach studenckich. Najwyższej jakości hologramy uzyskuje się dzięki zastosowaniu litografii elektronowej.

➤ *Przykład numerycznej generacji hologramów*

Rozpatrzmy przypadek, kiedy w płaszczyźnie obserwacji x, y interferują ze sobą płaska wiązka odniesienia:

$$U_r = U_0 \exp\{i \cdot (k_x r_x + k_z r_z + \delta_0)\} \quad (2.6)$$

z przedmiotową wiązką gaussowską przenoszącą wir optyczny:

$$I = U_0^2 + E_0^2 \frac{r^2}{w^2} \exp\left\{-2 \frac{r^2}{w^2}\right\} + 2U_0 E_0 \exp\left\{-\frac{r^2}{w^2}\right\} \cos(\theta - k_x x + \Phi_G + \delta_0), \quad (2.7)$$

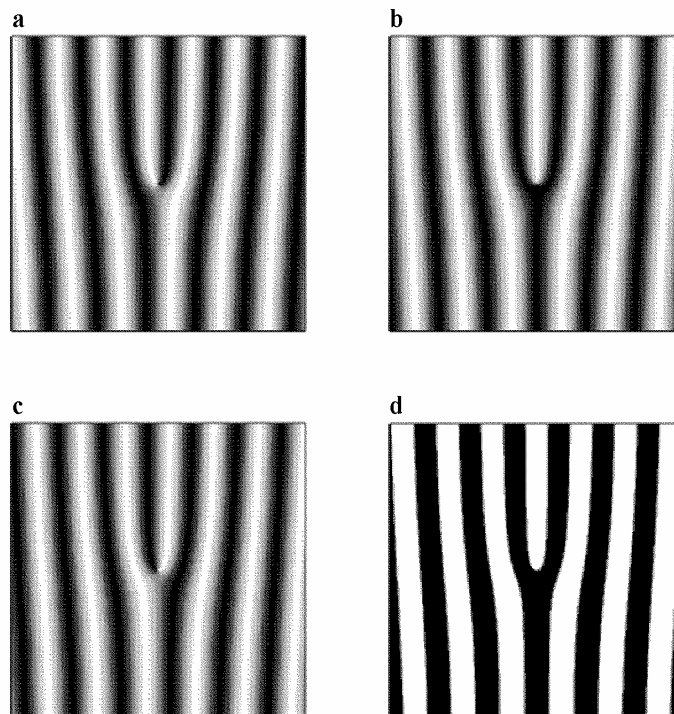
gdzie δ_0 jest różnicą faz pomiędzy wiązką odniesienia a przedmiotową.

Transmisja tak powstałego hologramu wynosi:

$$T = \frac{1}{2} (1 - \cos(\theta - k_x r_x + \delta_0)). \quad (2.8)$$

Po binaryzacji transmisja T przybiera postać:

$$T = \frac{1}{2} - \sum_{n=1}^{\infty} \text{sinc}\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cos[n(\theta - k_x r_x) + \delta_0]. \quad (2.9)$$

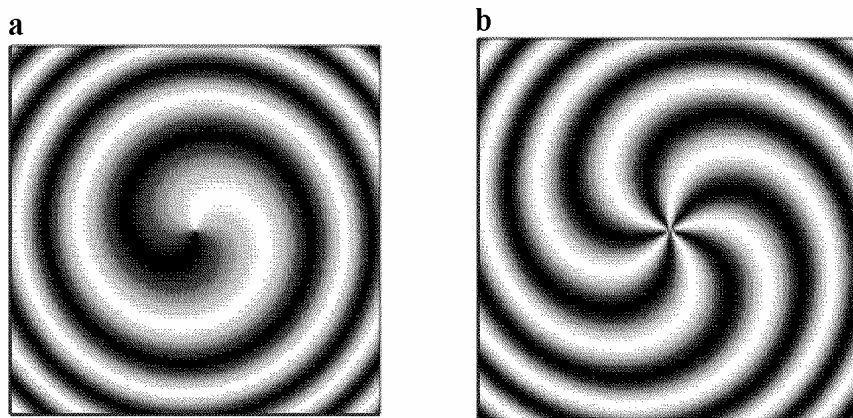


Rysunek 2-9 Przykładowe hologramy uzyskane przy wykorzystaniu zależności (2.8) (przypadek a, b, c) oraz (2.9) (przypadek d). Dla (a) $\theta = 0$, (b) $\theta = \pi/2$, (c) $\theta = \pi$, (d) $\theta = \pi/2$, $n = 9$ [Masajada2004 B].

Rysunek 2.9 przedstawia charakterystyczną strukturę prążków. W punkcie, w którym znajduje się wir optyczny obserwujemy rozwidlanie się prążka. Taki kształt prążków nazywa się również „widelcem”. Rysunki 2.9a, 2.9b, 2.9c ukazują też, że w zależności od wartości δ_0 „widelce” zmieniają nieco swój kształt oraz widać, że w zależności od fazy początkowej δ_0 rozwidlony prążek utworzony jest z minimalnego lub maksymalnego natężenia światła. Symetryczny kształt rozwidlający się prążek posiada, gdy różnica faz pomiędzy wiązką odniesienia a przedmiotową wynosi $\pi/2$. Przykład pokazany na rysunku 2.9d z kolei ilustruje

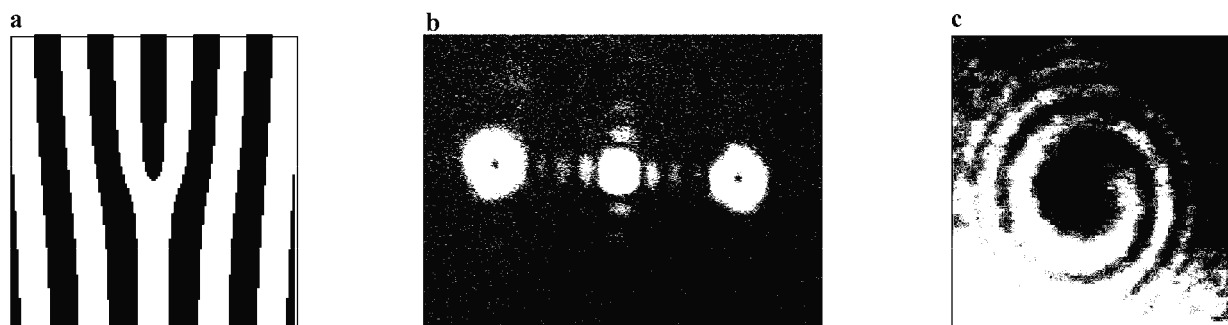
różnicę w wyglądzie prążków powstałą po binaryzacji wyrażenia 2.8. Obserwujemy tu wyraźną granicę pomiędzy prążkami jasnymi a ciemnymi.

Poniżej na rysunku 2.10 przedstawione są inne przykłady osiowych hologramów generujących: wir o ładunku 1 (rysunek 2.10a) oraz wir o ładunku 5 (rysunek 2.10b).



Rysunek 2-10 Przykład osiowych hologramów generujących wiry o ładunku 1 (a) oraz 5 (b) [Masajada2004 B].

Jeżeli wygenerowany hologram oświetlimy wiązką rekonstruującą, to otrzymamy wiązkę z wirem optycznym. Wir optyczny znajduje się w wiązkach wyższych rzędów, powstałych w skutek ugięcia (w wiązce zerowego rzędu nie obserwujemy wiru).



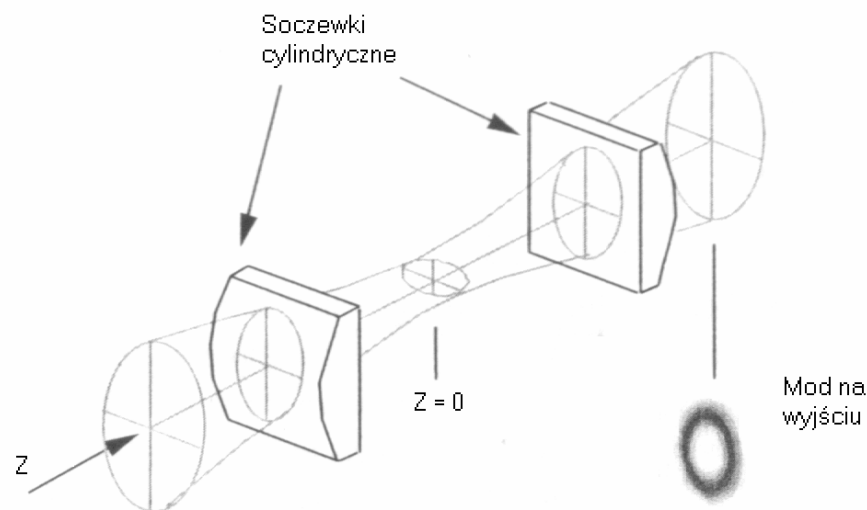
Rysunek 2-11 Przykład hologramu wygenerowanego komputerowo (a) oraz rekonstrukcji (b) poprzez oświetlenie go wiązką laserową. Przykład (c) przedstawia interferencję wiązki z wirem z płaską poosiową falą odniesienia.

Rysunek 2.11a przedstawia przykładowy hologram wygenerowany numerycznie i wydrukowany na folii. Rysunek 2.11b przedstawia obraz tego hologramu, przy oświetleniu wiązką laserową bez wirów. W rzędzie +1 i -1 widoczne są nieciągłości w postaci czarnych punktów świadczących o obecności wirów w tych wiązkach. W wyższych rzędach, nie pokazanych na fotografii, generują się wiry o wyższym ładunku topologicznym, które w wyniku propagacji rozpadają się na grupy wirów o jednostkowym ładunku. Rysunek 2.11c

przedstawia interferencję wiązki z wirem z płaską poosiową falą odniesienia. W wyniku tej interferencji otrzymujemy charakterystyczny spiralny kształt prążków.

2.2.3 Metoda soczewek cylindrycznych

Wiązkę z wirami optycznymi można również otrzymać używając dwóch jednakowych soczewek cylindrycznych [Allen1992, Allen1999, Allen2003, Courtial1999, Vasnetsov1999,]. Wynik działania układu soczewek cylindrycznych można porównać do wyniku działania płytki ćwierćfalowej, która zamienia światło liniowo spolaryzowane na kołowo spolaryzowane. Na poniższym rysunku przedstawiony jest układ dwóch soczewek cylindrycznych, które wytwarzają helikalny front falowy.

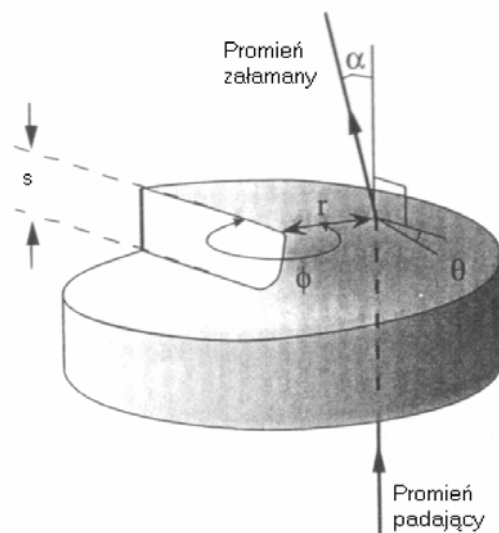


Rysunek 2-12 Układ dwóch cylindrycznych soczewek [Allen1999].

Soczewki cylindryczne o ogniskowej f , przedstawione na rysunku 2-12, oddalone są od siebie o odległość równą $\sqrt{2} f$. W takim układzie z wejściowej wiązki Hermite – Gaussa (HG) otrzymujemy wiązkę Laguerre – Gaussa (LG^1_0). Jeżeli odległość między soczewkami zwiększymy do $2f$ to układ działa analogicznie do półfalówki, tzn. np. wejściową helisę lewoskrętną zamieni na prawoskrętną na wyjściu.

2.2.4 Metoda spiralnej płytki fazowej

W następnej metodzie helikalny front falowy uzyskiwany jest przy użyciu przezroczystej spiralnej płytki fazowej [Allen1999, Allen2003, Beijersbergen1994, Khonina1992] przedstawiona na poniższym rysunku.



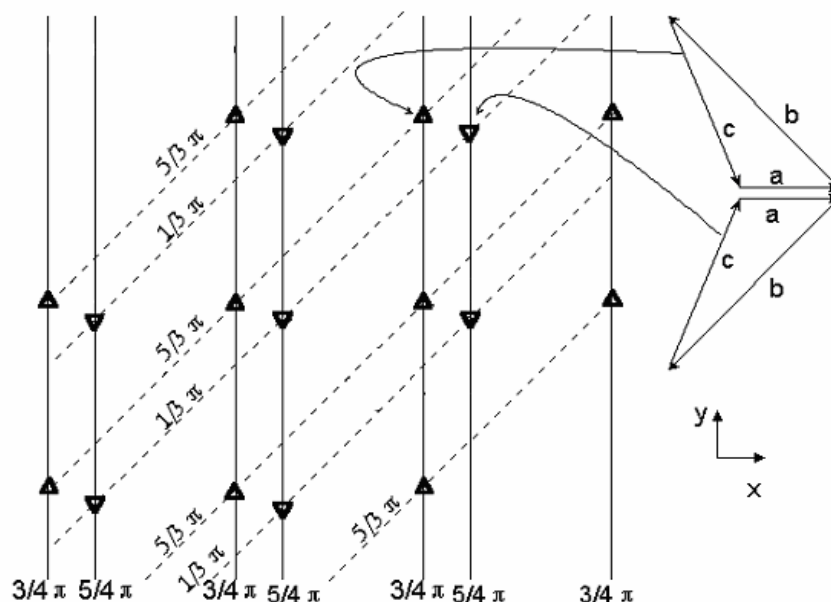
Rysunek 2-13 Spiralna płytka fazowa [Allen1999].

Przedstawiona na rysunku 2-13 płytka fazowa zaprojektowana jest tak, że skok oznaczony literką s jest rzędu całkowitej krotności długości fali oświetlającej płytkę λ . Na rysunku tym pokazany jest bieg przykładowego promienia świetlnego biegnącego wzdłuż osi optycznej. Kąt θ określa krzywiznę skróconej powierzchni płytki. Kąt α określa odchylenie przykładowego promienia świetlnego po przejściu przez spiralną płytkę fazową od osi optycznej. Wadą skróconych płytek fazowych jest to, że należy wykonywać je na określonej długości fali. Ponieważ do generacji wirów najczęściej wykorzystuje się światło z zakresu widzialnego, więc używane długości fali są rzędu kilkuset nanometrów. Tak małe długości używanych fal stanowią dodatkowe utrudnienia w wykonywaniu skróconych płytek fazowych.

2.2.5 Metoda interferencyjna

Interferencja dwóch lub większej ilości fal może dać efekt taki, że amplituda wypadkowa w izolowanych punktach będzie wynosić zero. W takich punktach powstają wiry

optyczne. Z punktu widzenia zastosowań szczególnie ciekawy jest przypadek interferencji trzech fal płaskich, w efekcie, czego powstaje regularna sieć wirów optycznych [Nicholls1987, Masajada2001,]. Poniżej pokazany jest schematycznie przykład wyniku nakładania się trzech fal płaskich.

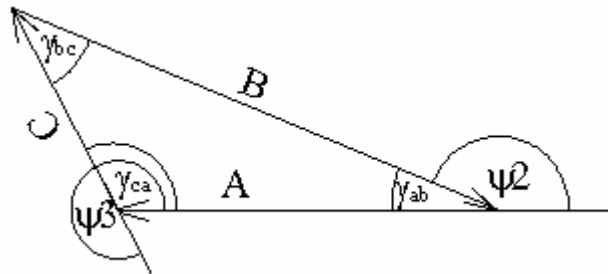


Rysunek 2-14 Linie równej fazy (w płaszczyźnie obserwacji) trzech interferujących fal płaskich [Masajada2002].

Rysunek 2-14 został wykonany dla fal o amplitudach $A = 1$, $B = 3.3$, $C = 2.7$ oraz odpowiednio wektorach falowych $\mathbf{k}_a(0, 0, k)$, $\mathbf{k}_b(0.01k, 0, k)$, $\mathbf{k}_c(0.01k, -0.01k, k)$, przy założeniu, że jednorodna fala płaska zadana jest poprzez amplitudę i kosinusy kierunkowe. O gęstości linii równej fazy będzie decydował kąt nachylenia wektora falowego \mathbf{k} do osi z . O orientacji tych linii zadecydują kąty pomiędzy wektorem falowym a osiami x i y . Orientację linii równej fazy wyznaczy nam linia będąca przecięciem powierzchni falowej fali płaskiej i płaszczyzny obserwacji.

W zilustrowanym powyżej przypadku (rysunek 2-14) zakładamy, że pierwsza fala pada prostopadle do płaszczyzny rejestracji. Wzdłuż kierunku propagacji tej fali orientujemy oś z . Druga fala pada pod pewnym, niewielkim kątem w stosunku do osi z . Oś x układu współrzędnych określamy tak, aby była prostopadła do linii równej fazy wyznaczonej dla drugiej fali w płaszczyźnie obserwacji (ciągłe linie na rysunku). Trzecia fala pada pod innym kątem w stosunku do osi z niż fala druga. Jej linie równej fazy, w płaszczyźnie obserwacji, wyznaczone są przez linie przerywane (rysunek 2-14). W punktach, w których wektory amplitudy zespolonej fal tworzą trójkąt powstają wiry optyczne. Suma wektorów amplitud

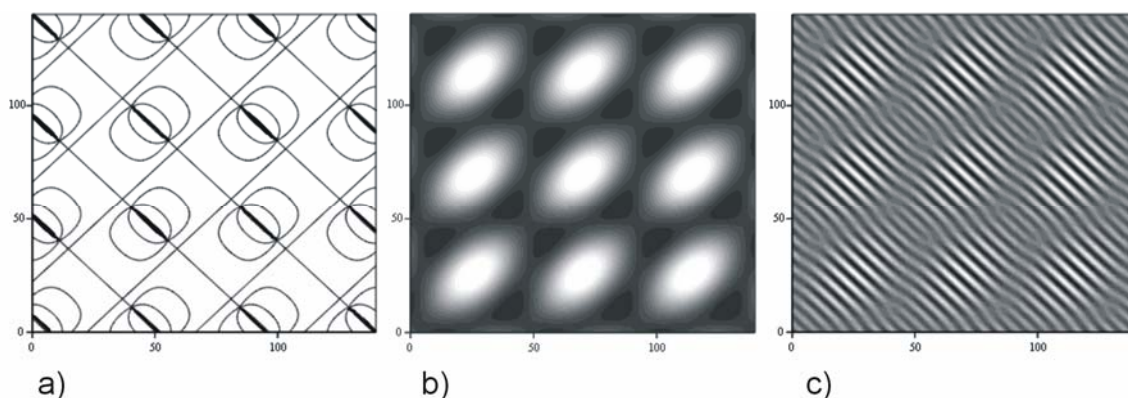
zespolonych A , B , C w punkcie, w którym utworzony jest trójkąt wynosi zero. Aby powstał trójkąt z wartości amplitud trzech interferujących fal, suma dowolnych dwóch wartości amplitud musi być większa od wartości trzeciej amplitudy [Masajada2001].



Rysunek 2-15 Trójkąt utworzony z wektorów amplitud A , B , C [Masajada2004 B].

Rysunek 2-15 przedstawia trójkąt utworzony z wektorów amplitudy zespolonej trzech interferujących fal. Przez symbole ψ_2 i ψ_3 oznaczona jest faza względna odpowiednio pomiędzy falami UA i UB oraz UA i UC. Jak widać z powyższego rysunku pomimo, iż faza jest nieokreślona w punkcie, w którym występuje zero amplitudy, to z geometrii trójkąta jesteśmy w stanie wyznaczyć fazę względną pomiędzy interferującymi falami.

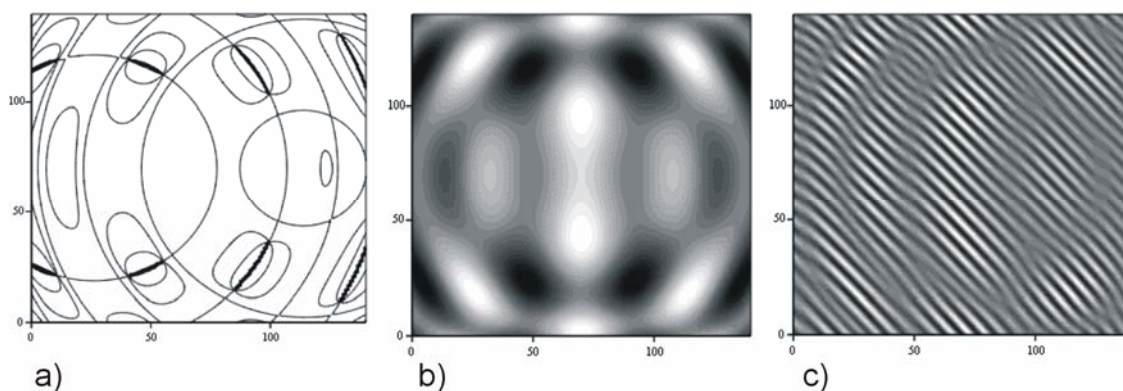
W wyniku interferencji trzech fal płaskich otrzymujemy charakterystyczną regularną sieć wirów optycznych, która jest dokładniej opisana w rozdziale 2.3. Na poniższym rysunku przedstawiono przykładowe wyniki interferencji trzech fal płaskich, uzyskane w symulacji numerycznej.



Rysunek 2-16 Rozkład fazy (a) i natężenia (b) powstały w wyniku interferencji trzech fal płaskich oraz rozkład natężenia (c) powstały w wyniku interferencji trzech fal płaskich z wiązką odniesienia (na osi X i Y znajdują się odległości podane w pikselach – rozmiar piksela wynosi $9 \mu\text{m}$).

Rysunek 2-16a i 2-16b przedstawia rozkład fazy oraz natężenie powstałe w wyniku interferencji trzech fal płaskich o równych amplitudach. Na rysunku 2-16c widać charakterystyczną strukturę prążków rozwidlonych w miejscach występowania nieciągłości fazy, powstałą w skutek dodania do trzech interferujących fal płaskich czwartej fali odniesienia o amplitudzie trzykrotnie większej od amplitudy jednej z trzech fal. Na interferogramie przedstawionym na rysunku 2-16b widać, że obszary o najmniejszym natężeniu, zawierające nieciągłości fazowe, są wyraźnie rozseparowane, co pozwala nam zorientować się, gdzie znajdują się wiry optyczne.

Sieć wirów optycznych powstaje nie tylko w przypadku interferencji trzech fal płaskich. Poniżej przedstawiony jest przykład symulacji numerycznej, w którym interferują ze sobą dwie fale płaskie oraz fala sferyczna.



Rysunek 2-17 Rozkład fazy (a) i natężenia (b) powstały w wyniku interferencji dwóch fal płaskich z falą sferyczną oraz rozkład natężenia (c) powstały w wyniku interferencji dwóch fal płaskich z falą sferyczną oraz wiązki odniesienia (na osi X i Y znajdują się odległości podane w pikselach – rozmiar piksela wynosi $9 \mu\text{m}$).

Rysunek 2-17, tak jak poprzedni, przedstawia rozkład fazy (2-17a) i natężenia (2-17b) trzech interferujących fal (dwóch płaskich i jednej sferycznej) bez wiązki odniesienia oraz wynik interferencji trzech fal z płaską falą odniesienia (2-17c) o amplitudzie trzykrotnie większej od amplitudy jednej z fal płaskich. Położenia powstałych wirów optycznych nie tworzą, tak jak w powyższym przykładzie, regularnej sieci. Można jednak dopatrzeć się pewnej prawidłowości w położeniach kolejnych par wirów optycznych po przeanalizowaniu rozkładu fazy. Obserwacja samego rozkładu natężenia trzech fal nie jest wystarczająca do wskazania położenia wirów optycznych. Dopiero położenia widelców (rysunek 2-16c) zdradzają rozmieszczenie nieciągłości fazowych.

2.3 Sieć wirów optycznych

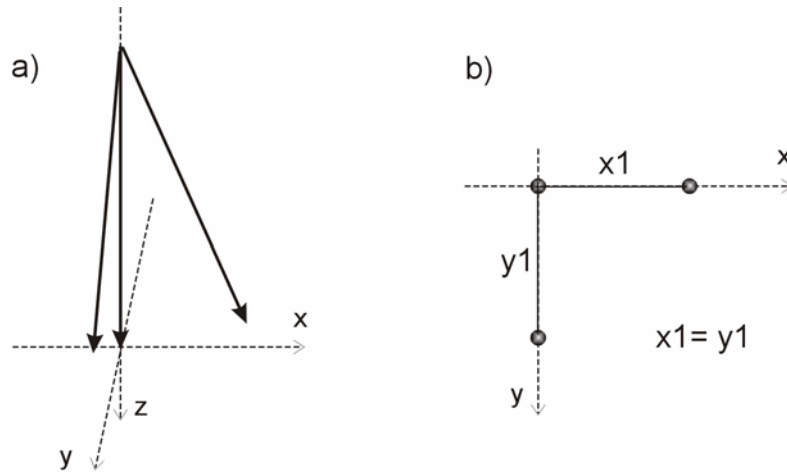
Istnieje kilka sposobów generowania regularnych sieci wirów optycznych, np. przestrzenne sieci wirów optycznych można uzyskać przy pomocy wygiętych płytek szklanych [Kim1998], w wyniku działania efektów nieliniowych generowanych w oparach rubidu [Dreishuh1998, Dreishuh2002, Tikhonenko1996] lub przy pomocy rotującego kondensatu Bosego-Einsteina ^{87}Rb [Madison2000], jak również regularna sieć wirów może być wygenerowana w układzie interferometrycznym [Masajada2001, Patra2006] lub przy pomocy odpowiednio przygotowanego hologramu [Sacks1998, Vasnetsov1999]. Regularne sieci wirów optycznych znalazły zastosowania np. do formowania dwuwymiarowych struktur fotonicznych z użyciem trzech fal eliptycznie spolaryzowanych [Mao2005]. W niniejszej pracy zostaną opisane regularne sieci wirów optycznych powstałe w wyniku interferencji trzech fal płaskich.

2.3.1 Interferencja trzech fal płaskich

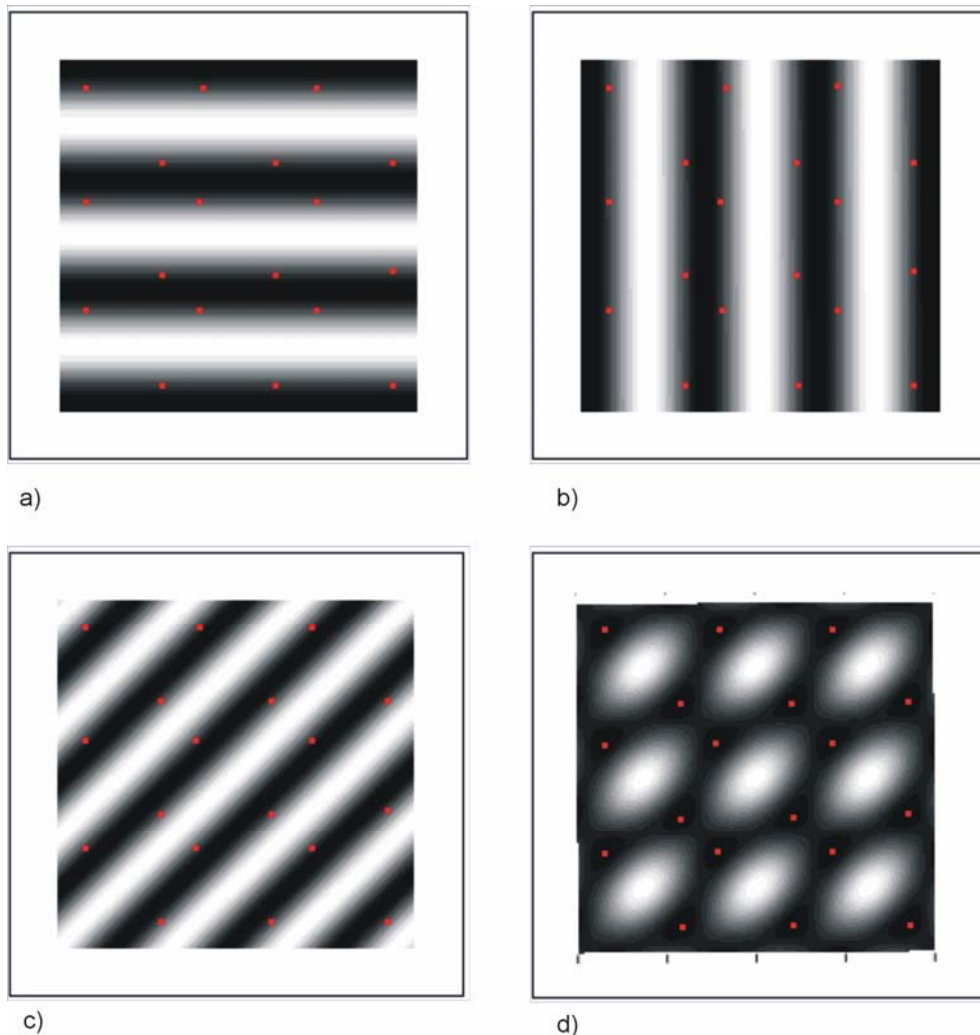
W wyniku interferencji trzech fal płaskich UA, UB i UC w płaszczyźnie obserwacji powstaje regularna sieć wirów optycznych. O odległościach między położeniami sąsiednich wirów decydują kierunki propagacji interferujących fal płaskich oraz wartości ich amplitud. Poniżej zostało przedstawionych kilka różnych przypadków sieci wirów powstałych na skutek interferencji trzech płaskich fal UA, UB i UC.

Przypadek 1

Przypadek 1 ilustruje sytuację, w której trzy fale płaskie rozchodzą się pod takimi kątami względem siebie, że w wyniku interferencji fal A i B powstają prążki pionowe; fal UA i UC – prążki poziome; fal UB i UC – prążki pochylone pod kątem 45° względem poprzednich prążków, przy czym prążki I_{AB} oraz I_{AC} mają taką samą gęstość. Przez „poziome” rozumiem tu zorientowane równoległe do dłuższego boku matrycy CCD. Przykładowe kierunki rozchodzenia się fal pokazane są schematycznie na poniższym rysunku.



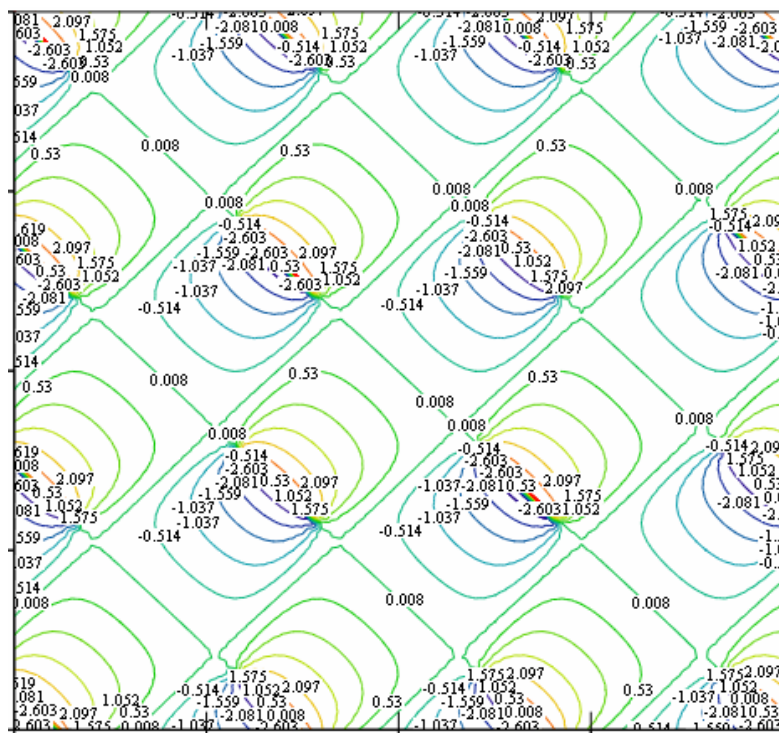
Rysunek 2-18 Wektory falowe trzech fal płaskich tworzące sieć par wirów optycznych (a) oraz punkty oznaczające rzuty końców wektorów falowych na poszczególne osie x i y (b).



Rysunek 2-19 Wynik interferencji trzech fal płaskich UA, UB i UC – sieć par wirów optycznych, a) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i UB; b) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i UC; c) prążki interferencyjne utworzone przez fale UB i UC; d) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA, UB i UC. Czerwone punkty wskazują położenia wirów optycznych (na osiach X i Y wartości odległości zostały pominięte).

Rysunek 2-19d przedstawia wynik symulacji numerycznej interferencji trzech fal płaskich o takich samych wartościach amplitud. Na rysunku 2-19a, 2-19b i 2-19c przedstawiono interferogramy I_{AB} , I_{AC} oraz I_{BC} z zaznaczonymi, przez czerwone punkty, położeniami wirów optycznych. Wiry optyczne powstają tylko w przypadku interferencji trzech fal. Na interferogramach przedstawiających interferencje pomiędzy każdą parą fal płaskich, naniesiono położenia wirów optycznych, ponieważ dane te wykorzystywane są w metodach lokalizacji oraz określania znaku wirów optycznych. Metody te opisane są w rozdziale 5 i 6.

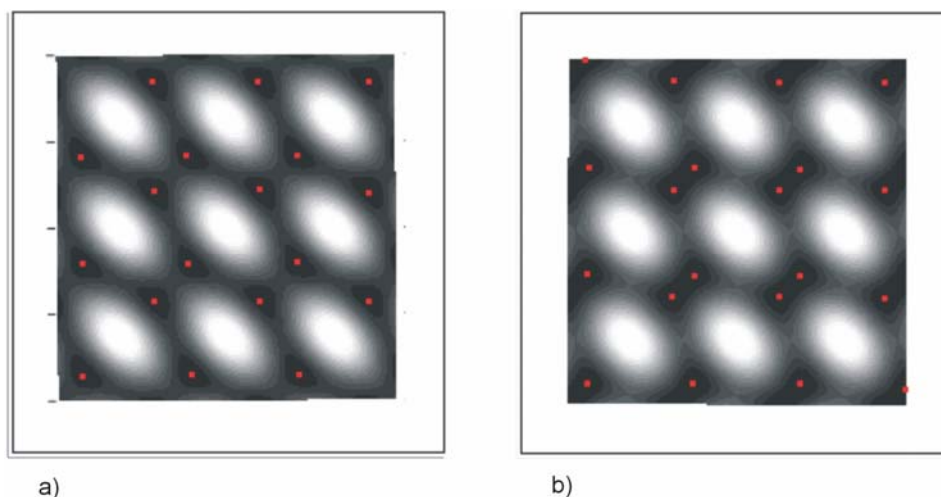
Powstała sieć została nazwana „siecią par”, ponieważ wyraźnie widać, które wiry optyczne tworzą parę wirów o przeciwnych znakach – są to wiry leżące najbliżej siebie. Poniżej przedstawiono przykładowy rozkład fazy pola optycznego tworzącego sieć par wirów.



Rysunek 2-20 Linie równej fazy pola optycznego zawierającego wiry optyczne rozmieszczone w sieci par wirów. Wartości fazy podane są w radianach. (na osiach X i Y wartości odległości zostały pominięte)

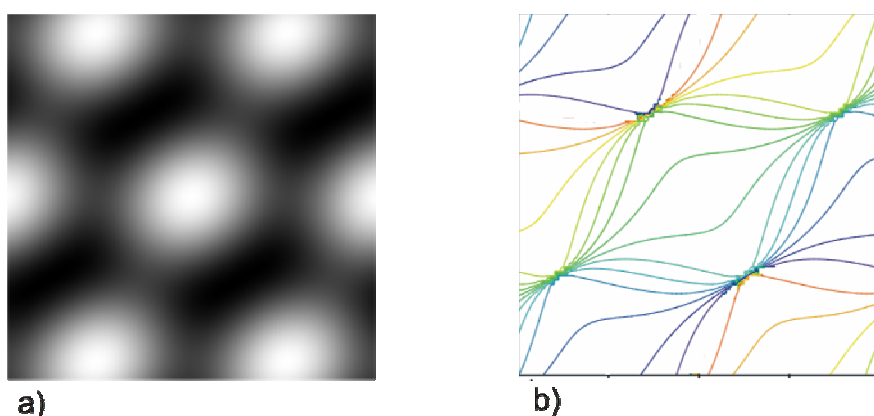
Na odległość między parą wirów mają wpływ wartości amplitud interferujących fal. Im większa jest różnica pomiędzy wartościami amplitud, tym bliżej siebie tworzą się sparowane wiry. Aby zilustrować to zjawisko wygenerowane zostały dwa interferogramy (rysunek 2-21). Na pierwszym z nich (rysunek 2-21a) widzimy wynik interferencji trzech fal

płaskich o takich samych wartościach amplitud, zaś na drugim (rysunek 2-21b) przedstawiony jest interferogram, w przypadku gdy amplituda jednej z fal jest większa od pozostałych ($A=1,7$, $B=C=1$). Duże różnice w wartościach amplitud interferujących fal mogą spowodować, że rozróżnienie położenia dwóch wirów optycznych o przeciwnych znakach stanie się praktycznie nie możliwe.



Rysunek 2-21 Rozkład natężenia trzech interferujących fal płaskich tworzących sieć par wirów optycznych o następujących wartościach amplitud: a) $A=B=C=1$, b) $A=1,7$ $B=C=1$. Czerwone punkty wskazują położenia wirów optycznych. (na osiach X i Y wartości odległości zostały pominięte)

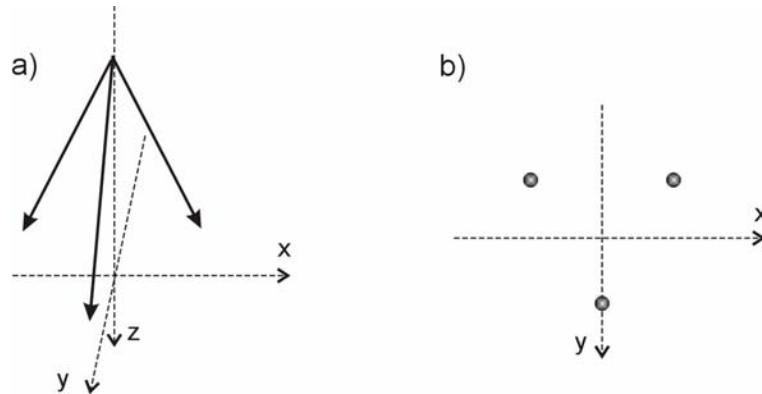
Jeżeli amplitudy interferujących trzech fal płaskich wynoszą $A=2$, $B=C=1$ to w miejscach, w których występują zera natężenia znajdują się nieciągłości fazowe, ale nie są to wiry optyczne. Przykładowy rozkład natężenia oraz fazy, dla wymienionego przypadku, pokazany jest na poniższym rysunku.



Rysunek 2-22 Wynik interferencji trzech fal płaskich o amplitudach $A=2$ oraz $B=C=1$; a) rozkład natężenia, b) linie równej fazy (kolor czerwony – wartość π , zielony – wartość 0 , granatowy – wartość $-\pi$). (na osiach X i Y wartości odległości zostały pominięte)

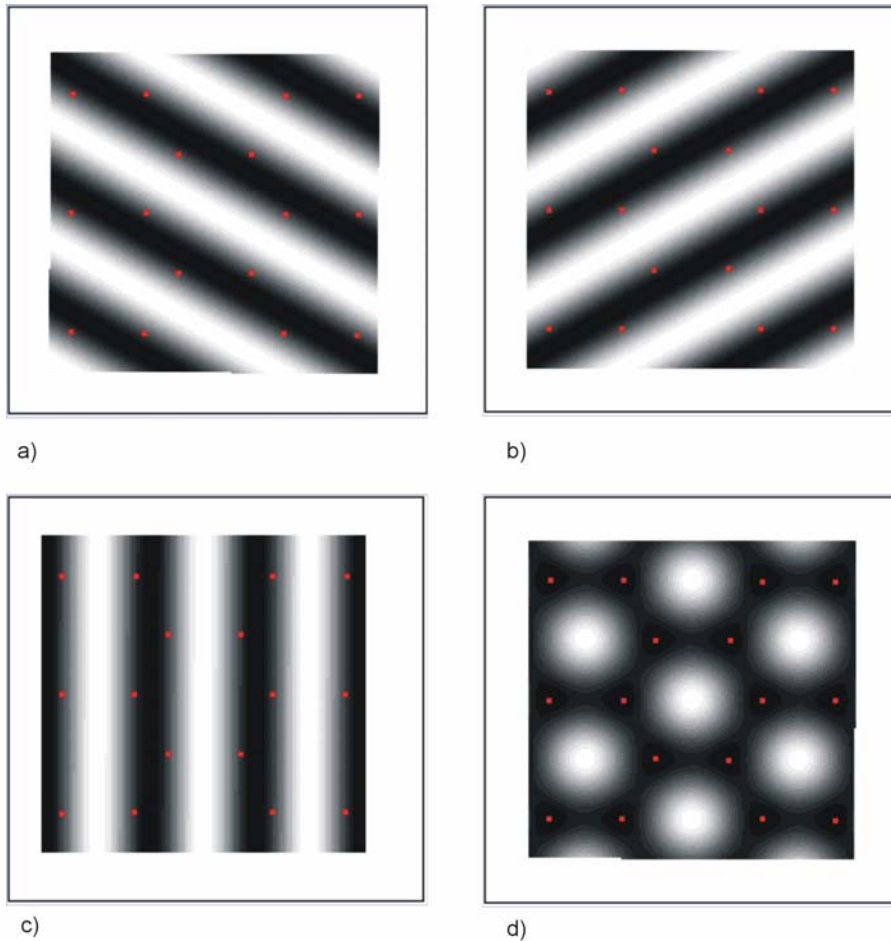
Przypadek 2

Przypadek 2 ilustruje sytuację, w której trzy fale płaskie rozchodzą się pod takimi względnymi kątami, że w wyniku interferencji fal UA i UB oraz UA i UC powstają prążki skośne, natomiast fal UB i UC – prążki pionowe, przy czym prążki I_{AB} oraz I_{AC} mają taką samą gęstość. Przykładowe kierunki rozchodzenia się fal pokazane są schematycznie na poniższym rysunku.



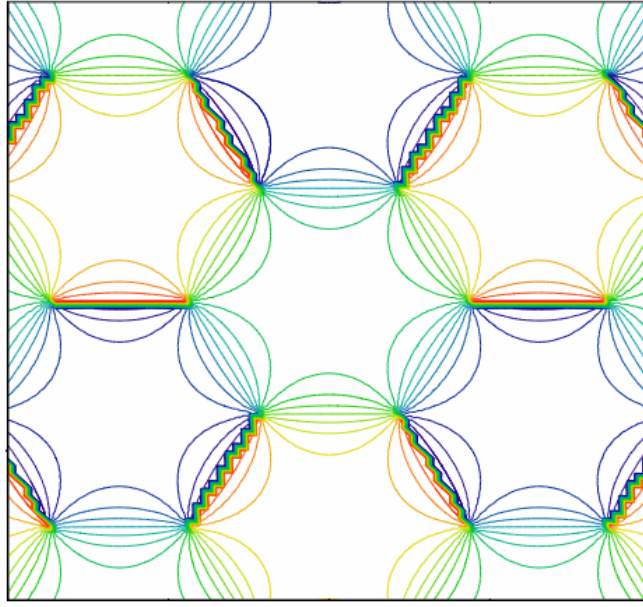
Rysunek 2-23 Wektory falowe trzech fal płaskich tworzące sześciokątną sieć wirów optycznych (a) oraz punkty oznaczające rzuty końców wektorów falowych na poszczególne osie x i y (b).

Na rysunku 2-23b rzuty końców wektorów falowych tworzą trójkąt równoboczny.



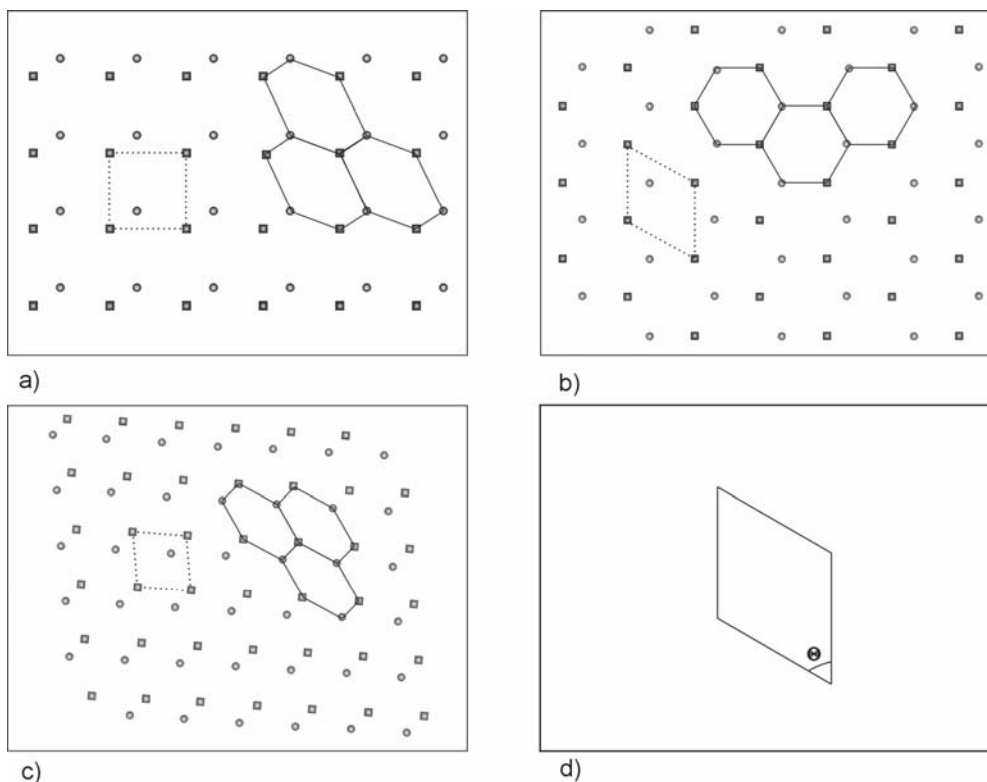
Rysunek 2-24 Wynik interferencji trzech fal płaskich UA, UB i UC – sieć sześciokątów, a) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i UB; b) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i UC; c) prążki interferencyjne utworzone przez fale UB i UC; d) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA, UB i UC. Czerwone punkty wskazują położenia wirów optycznych.

Rysunek 2-24d przedstawia wynik interferencji trzech fal płaskich o takich samych wartościach amplitud. Na rysunku 2-24a, 2-24b i 2-24c przedstawiono interferogramy I_{AB} , I_{AC} oraz I_{BC} z zaznaczonymi jako, czerwone kropki, położeniami wirów optycznych. Powstała sieć została nazwana „siecią sześciokątów”, ponieważ położenia wirów optycznych tworzą sześciokąty foremne. Ten rodzaj sieci wirów optycznych został przedstawiony przez K.W. Nicholls i J. F. Nye [Nicholls1987]. Poniżej przedstawiono przykładowy rozkład fazy pola optycznego tworzącego sieć par wirów.



Rysunek 2-25 Linie równej fazy pola optycznego zawierającego wiry optyczne rozmieszczone w sieci sześciokątów. Wartości fazy zmieniają się od $-\pi$ (barwa fioletowa) do π (barwa czerwona).

W powyższych przykładach pokazano sieci wirów optycznych, których uzyskanie w układzie pomiarowym jest dość proste i powtarzalne. Istnieje bardzo wiele możliwości ustawień kątów nachylenia wektorów falowych trzech fal płaskich, w wyniku interferencji których powstają sieci wirów o nieco innej geometrii. Jednak we wszystkich tych przypadkach sieci wirów optycznych wykazane są pewne cechy wspólne. Wiry dodatnie (ujemne) tworzą się na przecięciach układu linii równoległych. Kierunek tych linii jest zgodny z kierunkiem prążków interferencyjnych fal $UA+UB$, $UA+UC$, $UB+UC$. Niech komórka elementarna będzie najmniejszym równoległobokiem utworzonym z wirów optycznych tego samego znaku, którego ściany biegną zgodnie z kierunkiem prążków interferencyjnych fal UA i UB , UA i UC lub UB i UC . W efekcie otrzymujemy trzy rodzaje komórek elementarnych (z trzech fal możemy utworzyć trzy pary układów prążków interferencyjnych). Różnice pomiędzy sieciami wirów optycznych sprowadzają się do różnic pomiędzy geometrią elementarnych komórek, oraz różnic we wzajemnym położeniu podsieci złożonych z wirów dodatnich i ujemnych.. Na poniższym rysunku linią przerywaną oznaczono komórki podstawowe jednego rodzaju sieci wirów, lecz różnych typów sieci.



Rysunek 2-26 Przykładowe typy sieci wirów optycznych: a) sieć par wirów optycznych; przykładowa komórka elementarna zaznaczona jest linią przerywaną b) sieć sześciokątów; przykładowa komórka elementarna zaznaczona jest linią przerywaną c) inna sieć; przykładowa komórka elementarna zaznaczona jest linią przerywaną d) komórka podstawowa określająca typ sieci wirów.

Na rysunku 2-26 przedstawiono trzy typy sieci wirów optycznych oraz przykładowe komórki elementarne charakterystyczne dla danej sieci. Symbolem kwadratu i kółka zaznaczono wiry o przeciwnych znakach. Nie ma żadnej różnicy czy komórkę elementarną wybierzemy z wirów ujemnych, czy dodatnich. Linią ciągłą zaznaczono sześciokąty, w celu zwrócenia uwagi na fakt, że struktury sześciokątnej można dopatrzeć się praktycznie we wszystkich typach sieci tego rodzaju, ale tylko w jednym przypadku wiry utworzą sieć sześciokątów foremnych – podobną do plastra miodu. Na rysunku 2-26d zaznaczony jest kąt Θ wewnątrz komórki elementarnej. Wartość tego kąta może zmieniać się teoretycznie od paru do dziewięćdziesięciu stopni, przy czym w sieci sześciokątów $\Theta = 60^\circ$, a w sieci par wirów Θ wynosi 90° . Obecnie podejmowane są próby wykorzystania parametrów komórki elementarnej regularnej sieci wirów optycznych do odtworzenia frontu falowego jednej z interferujących fal.

Dwa typy regularnych sieci wirów optycznych: par wirów oraz sześciokątów zostały dokładnie omówione, ponieważ obie są wykorzystywane przy pomiarach testujących działanie interferometru IWO.

Powyższy sposób opisu sieci wirów optycznych był przeze mnie stosowany do uzyskania wyników przedstawionych w tej pracy. Interferometr na wirach optycznych jest urządzeniem nowym i szybko pojawiają się nowe wyniki będące owocem coraz większego doświadczenia w posługiwaniu się tym przyrządem. Bardziej dojrzałą formę przyjmuje również teoria sieci wirów, która zostanie pokrótce scharakteryzowana. W publikacjach [Masajada2006] przedstawiony został nowy opis sieci wirów optycznych. Praca zawiera szczegółowe wzory pozwalające, na podstawie znajomości wektorów falowych interferujących fal i ich amplitud wyliczyć położenie wirów dodatnich i ujemnych, jak również odległości pomiędzy dodatnią i ujemną podsiecią wirów. Pokazano również, że sieć wirów wygenerowana przez trzy fale płaskie posiada szereg szczególnych własności; to znaczy takich, które nie są obecne w sieciach wirów generowanych przez więcej niż trzy fale. Poniżej wyszczególniam te własności

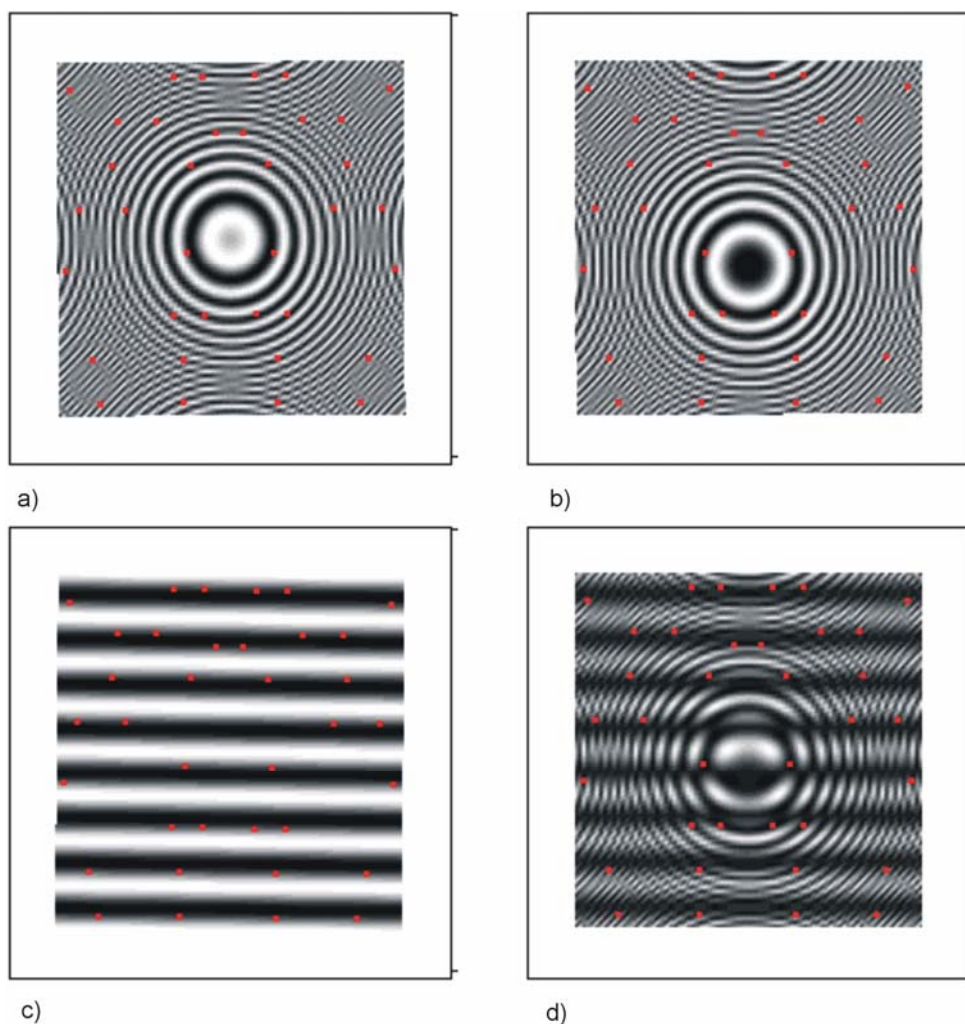
- Geometria dodatniej (ujemnej) podsieci wirów zależy tylko od współrzędnych wektorów falowych i nie zależy od amplitud i faz początkowych interferujących fal.
- Amplitudy trzech interferujących fal, w punktach gdzie faza jest nieciągła, w sposób jednoznaczny definiują względne kąty fazowe między tymi falami.
- Geometria sieci wirów (obejmująca wiry dodatnie i ujemne) nie zależy od fazy interferujących fal. Gdy zmienia się faza początkowa jednej, dwu lub trzech interferujących fal sieć przesuwa się jak ciało sztywne.
- Trzy końce wektorów falowych definiują płaszczyznę. Wiry optyczne propagują się prostopadle do tej płaszczyzny

Na bazie tych wyników rozpoczęto prace nad nowymi metodami analizy sieci wirów optycznych generowanych w interferometrze na wirach optycznych. Spodziewanym efektem tych prac, w które również biorę udział, jest zwiększenie rozdzielczości interferometru jak również poszerzenie zakresu jego zastosowań.

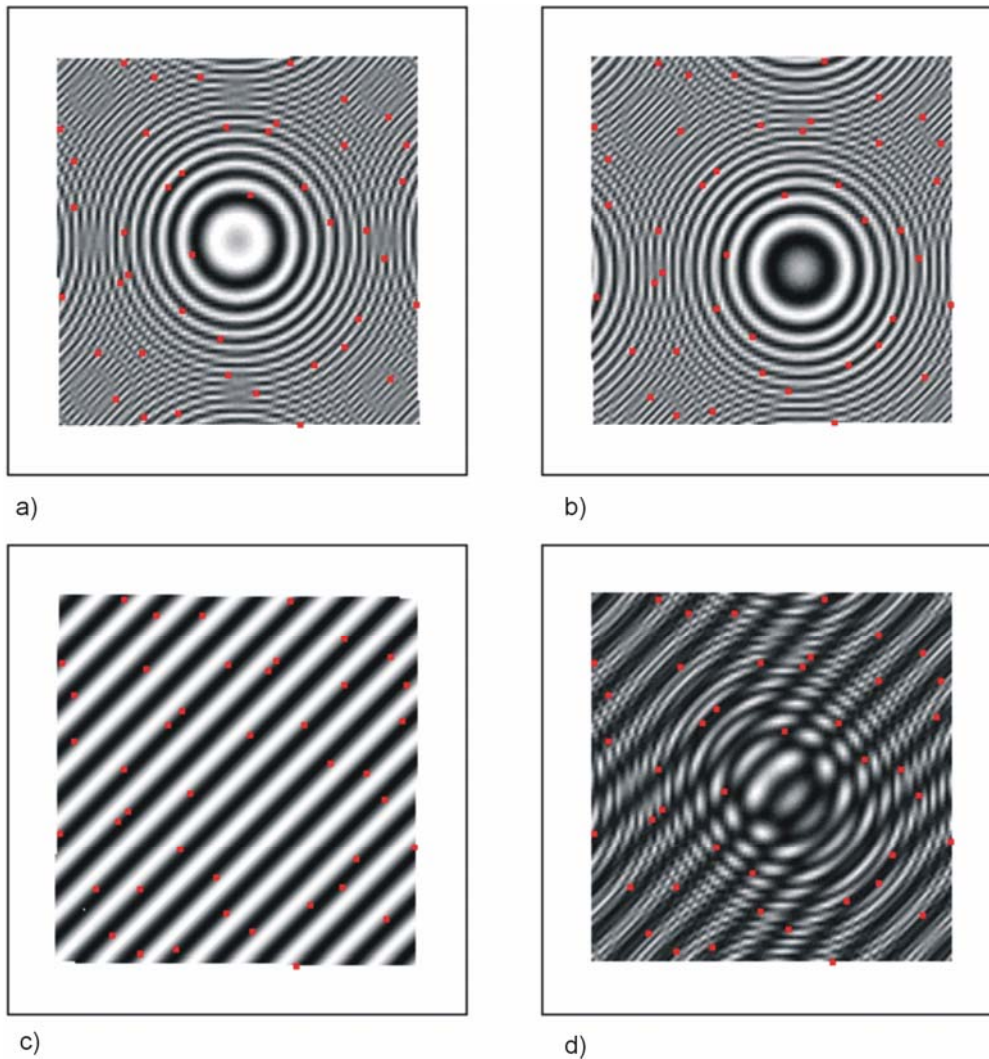
2.3.2 Interferencja dwóch fal płaskich z falą sferyczną

W wyniku interferencji dwóch fal płaskich U_A , U_B z falą sferyczną U_S w płaszczyźnie obserwacji powstaje również sieć wirów optycznych. O odległościach między położeniami sąsiednich punktów wirowych decydują kierunki propagacji interferujących fal

oraz wartości ich amplitud. Poniżej zostały przedstawione dwa przypadki interferencji trzech fal UA, UB i US.



Rysunek 2-27 Wynik interferencji dwóch fal płaskich UA, UB i fali sferycznej US – przykład I, a) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i US; b) prążki interferencyjne utworzone przez fale UB i US; c) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i UB; d) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA, UB i US. Czerwone punkty wskazują położenia wirów optycznych.



Rysunek 2-28 Wynik interferencji dwóch fal płaskich U_A , U_B i fali sferycznej U_S – przykład II, a) prążki interferencyjne utworzone przez fale U_A i U_S ; b) prążki interferencyjne utworzone przez fale U_B i U_S ; c) prążki interferencyjne utworzone przez fale U_A i U_B ; d) prążki interferencyjne utworzone przez fale U_A , U_B i U_S . Czerwone punkty wskazują położenia wirów optycznych.

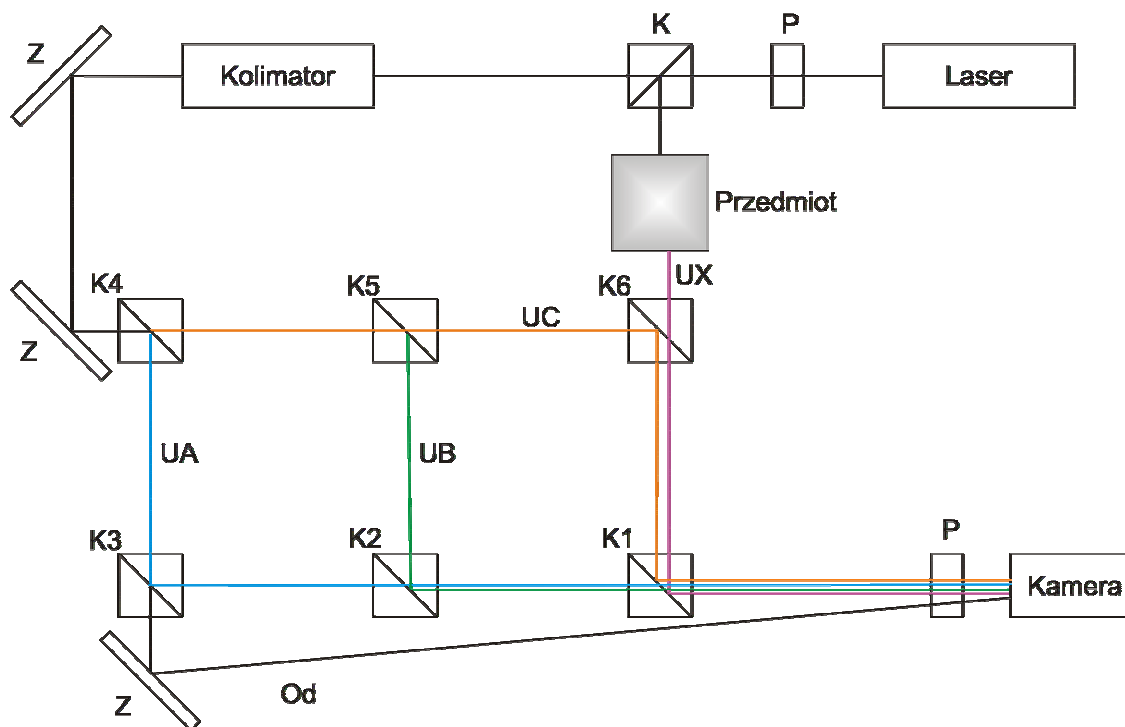
Rysunki 2-27 oraz 2-28 przedstawiają wyniki interferencji uzyskane z symulacji numerycznych, kolejno fali płaskiej z falą sferyczną I_{AS} (rysunki 2-26a i 2-27a) następnej fali płaskiej z tą samą falą sferyczną I_{BS} (rysunki 2-27b i 2-28b); dwóch fal płaskich I_{AB} (rysunki 2-27c i 2-28c); trzech fal I_{ABS} (rysunki 2-27d i 2-28d). Wartości amplitud wszystkich trzech fal, w płaszczyźnie obserwacji, były zbliżone do siebie. Tak jak poprzednio czerwone punkty oznaczają położenia wirów optycznych. Na powyższych dwóch rysunkach widać, że wiry tworzą sieci różnych wzorów, ale nie tak prostych jak w przypadku interferencji trzech fal płaskich. W zasadzie trudno jest przewidzieć rozmieszczenie wirów optycznych bez wcześniejszych obliczeń, dlatego ten rodzaj sieci nie został wykorzystany w pomiarach testujących działanie interferometru IWO. Znajomość układów wirów powstałych w wyniku

interferencji dwóch fal płaskich z falą sferyczną jest potrzebna do analizy wyników pomiarowych uzyskanych w pomiarach wykonywanych według schematu 3 i 4 opisanych w podrozdziale 3.1.

3 Interferometr na wirach optycznych IWO

Na przedstawionym poniżej schemacie układu interferometru, sieć wirów optycznych jest generowana w wyniku interferencji trzech fal płaskich (np. wiązki UA, UB, UC) [Masajada368665]. Metoda ta jest opisana w podrozdziale 2.2.5. Po przejściu przez kolimator, rozszerzona wiązka laserowa pada na układ sześciu kostek światłdzielących. Układ ten ma za zadanie podzielić wiązkę padającą na trzy fale płaskie, które pochylone są pod różnymi kątami do osi optycznej (opis sposobów kalibracji tego układu zamieszczony jest w podrozdziale „Schematy pomiarowe”). Odpowiednio skalibrowany układ umożliwia otrzymanie regularnej sieci wirów optycznych opisanej w rozdziale 2.3. Kostki światłdzielące w bloku interferometru rozmieszczone są w ten sposób, aby odległości między sąsiednimi kostkami były takie same. Takie ustawienie kostek umożliwia obserwację prążków o dużym kontraście, ponieważ różnica dróg optycznych fal UA, UB i UC jest mała (mniejsza od 3cm). Oś optyczną interferometru wyznaczają dwa punkty leżące w środku kostek K3 i K1.

3.1 Schemat układu pomiarowego:



Rysunek 3-1 Schemat ideowy układu interferometru.

Legenda:

K – kostka światłodzieląca;

Z – zwierciadło;

P – polaryzator;

UA, UB, UC – trzy fale płaskie;

Od – wiązka odniesienia;

UX – wiązka przedmiotowa.

Interferometr na wirach optycznych jest nowym instrumentem pomiarowym autorstwa J. Masajada [Masajada189431, Masajada189432, Masajada368666]. W konfiguracji przedstawionej na rysunku, został zbudowany przy moim znacznym udziale. Podstawową wersję IWO wykonałam w ramach pracy magisterskiej [Stefaniak2002]. W trakcie pracy doktorskiej uczestniczyłam w rozbudowanie interferometru. Rozbudowa obejmowała korekty samego układu optycznego jak i zastosowanie nowych elementów – przesłon sterowanych elektronicznie. Ponadto uczestniczyłam w pracach rozwojowych nad oprogramowaniem do analizy wyników uzyskanych przy pomocy IWO, jak również przeprowadziłam testy wpływu wybranych parametrów na pracę IWO. Wynik tych testów przedstawiam w rozdziale 5.

3.2 Schematy pomiarowe

Układ interferometru przedstawiony na rysunku 3-1 umożliwia wykonywanie pomiarów za pomocą kilku różnych schematów pomiarowych. We wszystkich pomiarach, możliwych do przeprowadzenia w układzie interferometru IWO, wytwarzana jest sieć wirów optycznych, których położenia są obserwowane i rejestrowane.

Schemat 1

Metoda ta wykorzystuje interferencje trzech fal UA, UB i UC. Kostka oznaczona na rysunku 3-1 symbolem K może być nieużywana. W bieg jednej z fal, np. UC wkładany jest przedmiot ($UC \rightarrow UC_x$), który nieznacznie deformuje lub obraca płaski front falowy fali UC. Ustawianie żądanej sieci wirów optycznych odbywa się bez przedmiotu badanego. Następnie, przy użyciu interferometru IWO, dokonujemy pomiaru natężenia fal UA+UB, UA+UC, UB+UC oraz UA+UB, UA+UC_x, UB+UC_x, czyli jedna seria pomiarowa wykonana jest bez

przedmiotu badanego, a druga z przedmiotem badanym. W punktach, w których znajdują się wiry optyczne, amplitudy interferujących fal tworzą trójkąt (rysunek 2.14), mamy następujące zależności: $I_A = I_{B+C}$ ($I_A = I_{B+C_x}$), $I_B = I_{A+C}$ ($I_B = I_{A+C_x}$) oraz $I_C = I_{C_x} = I_{B+A}$, gdzie I_A , I_B , I_C , I_{C_x} są intensywnościami pojedynczych fal, a I_{B+C} , I_{A+C} , I_{B+A} , I_{B+C_x} , I_{A+C_x} są intensywnościami kolejnych par fal. Pełny pomiar wymaga zmierzenia jeszcze intensywności trzech fal razem: $U_A+U_B+U_C$ oraz $U_A+U_B+U_{C_x}$. Przy tym pomiarze może nastąpić przesylenie detektora CCD w maksimach natężenia. Nie stanowi to jednak problemu, ponieważ w dalszej analizie rozpatrywane są tylko obszary zawierające minima interferencyjne. Serie pomiarowe można wykonać dodatkowo używając fali odniesienia U_d . Analiza otrzymanych wyników rozpoczyna się zawsze od zlokalizowania wirów optycznych (rozdział 5) powstałych w wyniku interferencji trzech fal U_A , U_B i U_C oraz U_A , U_B i U_{C_x} . Mając położenia wirów optycznych można następnie obliczyć, np. kąt klina optycznego (rozdział 7.1), deformacje płaskiego frontu falowego przez badany obiekt, np. płytkę płaskorównoległą.

Schemat 2

Metoda ta jest uproszczeniem metody opisanej w schemacie 1. W bieg jednej z fal, np. U_C wkładany jest przedmiot ($U_C \rightarrow U_{C_x}$), który, tak jak poprzednio, nieznacznie deformuje lub obraca płaski front falowy fali U_C . Różnica polega tylko na tym, iż rejestrowane są interferogramy $U_A+U_B+U_C$ oraz $U_A+U_B+U_{C_x}$. Metoda ta została wykorzystywana do pomiarów kąta pomiędzy dwoma płaszczyznami klina (rozdział 7.1). Zaletą tej metody jest to, że ilość rejestrowanych obrazów jest niewielka, natomiast mała ilość rejestrowanych interferogramów pogarsza dokładność lokalizacji wirów optycznych (rozdział 5).

Schemat 3

Metoda ta polega na interferencji trzech fal: dwóch fal płaskich o amplitudach, np. U_B i U_C oraz fali badanej U_X . Przy użyciu interferometru dokonujemy pomiaru natężenia fal U_B+U_X , U_C+U_X , U_B+U_C oraz $U_B+U_C+U_X$. Dalsza analiza odbywa się tak samo jak w schemacie pierwszym. Ponieważ na badany przedmiot pada wiązka gaussowska, więc w pomiarze tym można badać inne przedmioty niż w schemacie 1. Przedmiotem może być, np. kolimator, obiektyw długoogniskowy, hologram transmisyjny. Faza badanego frontu falowego U_X musi być wolnozmienna.

Schemat 4

Ta metoda polega na rejestracji obrazu interferencyjnego czterech fal: trzech fal odniesienia o amplitudach A, B, C oraz fali badanej o amplitudzie X. Tym razem dokonujemy więcej pomiarów. Mierzmy kolejno: $UA+UB$, $UA+UC$, $UB+UC$, $UA+UX$, $UB+UX$, $UC+UX$, pomiar $UA+UB+UC$ nie jest konieczny. Wszystkie pomiary należy wykonywać przy tym samym poziomie detekcji elementu CCD. Analiza, tak jak poprzednio, wymaga lokalizacji wirów, a następnie obliczenia względnej fazy pomiędzy falami UA, UB, UC. Z tak dokonanych pomiarami, do dalszych obliczeń wykorzystujących pomiary par, $UA+UX$, $UB+UX$, $UC+UX$, możemy wykorzystać metody klasycznej interferometrii „phase shifting” [Malacara1998, Robinson1993]. W tym przypadku liczba pomiarów jest większa, ale badany front falowy fali UX nie musi być regularny.

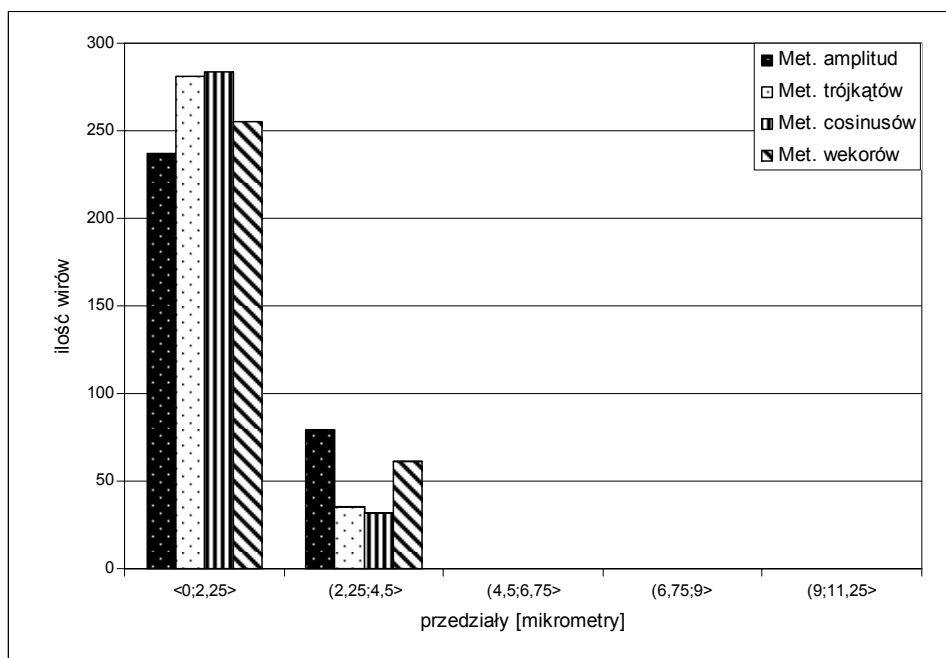
Metoda ta jest szczególnie łatwa w modyfikacji. Dla przykładu: można wykonać nowe pomiary dla fal $UA+UB+UX$, $UA+UC+UX$, $UB+UC+UX$, które są równoważne następującym pomiarom $-UC+UX$, $-UB+UX$, $-UA+UX$ (minus oznacza falę o fazie przesuniętej o π względem fali ze znakiem dodatnim), jednak większa ilość pomiarów wymaga bardziej stabilnego układu. Zamiast dodawać nowe pomiary można też zastąpić pomiary $UA+UB$, $UA+UC$, $UB+UC$ przez $UA+UB+UX$, $UA+UC+UX$, $UB+UC+UX$. Zmiana ta powoduje, że komplikuje się procedura lokalizacji wirów optycznych.

4 Analiza czynników mających wpływ na jakość rejestrowanych interferogramów

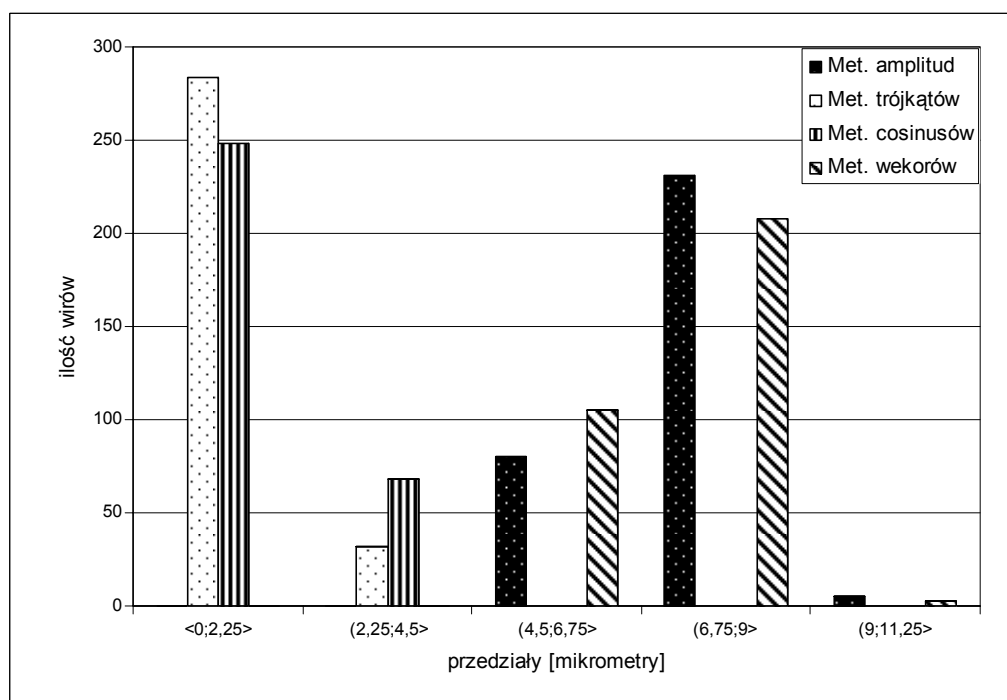
4.1 Natężenie interferujących fal

Jakość trzech interferujących wiązek ma duży wpływ na dokładność działania metod lokalizacji wirów optycznych (opisanych w rozdziale 5), a w konsekwencji na rozdzielczość IWO. Zbadanie wpływu podstawowych parametrów na pracę IWO było moim zadaniem. Wyniki tych prac prezentuję w niniejszym rozdziale.

Ważnym parametrem jest wartość natężenia trzech fal płaskich i równomierność rozkładu natężenia w rejestrowanym obszarze obrazu. Aby wszystkie, opracowane do tej pory, metody lokalizacji wirów optycznych poprawnie działały (żądamy aby błędy lokalizacji były mniejsze od rozmiarów jednego piksela, czyli w analizowanym przypadku od obszaru o wymiarach $9\ \mu\text{m}$ na $9\ \mu\text{m}$), należy spełnić warunek równości natężeń w trzech interferujących falach płaskich. Warunek ten jest spełniony, gdy różnica pomiędzy dwoma (największą i najmniejszą) wartościami natężania trzech interferujących fal jest mniejsza niż 30%. Na przykład, gdy natężenie trzech fal będzie wynosić $I_a = 0,9$, $I_b = 1,2$, $I_c = 1,0$, to wartość największa natężenia wynosi 1,2 a najmniejsza – 0,9, różnica natomiast wynosi $\Delta I_{a|b} = 0,3$ ($0,3 \cdot 100\% / 1,2 = 25\%$), czyli warunek $\Delta I_{a|b} < 30\%$ jest spełniony. Poniżej przedstawione są wykresy ilustrujące dokładność czterech metod lokalizacji wirów optycznych w zależności od parametru $\Delta I_{a|b}$.



Rysunek 4-1 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane trzy fale płaskie są zaburzone (amplitudy fal zaburzających nie przekraczają 10% najmniejszej wartości amplitudy jednej z fal UA, UB lub C) oraz gdy na interferogramie BC obserwujemy 15 prążków pionowych (316 wirów). Parametr $\Delta I_{alb} = 6\%$.



Rysunek 4-2 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane trzy fale płaskie są zaburzone (amplitudy fal zaburzających nie przekraczają 10% najmniejszej wartości amplitudy jednej z fal UA, UB lub C) oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 15 prążków pionowych (316 wirów). Parametr $\Delta I_{alb} = 26\%$.

Rysunki 4-1 i 4-2 przedstawiają wykresy ilustrujące dokładność działania czterech metod lokalizacji w zależności od parametru $\Delta I/I$. Przedstawione wyniki są uzyskane z symulacji numerycznych. Wygenerowane fale płaskie były zaburzone. Zaburzenie to polegało na tym, że do fali płaskiej U o amplitudzie np. 1 była dodawana druga fala płaska U_{zab} o amplitudzie mniejszej od wartości 0,1 (mniej niż 10%) i innym kącie nachylenia wektora falowego do osi optycznej (np. $U_A = U + U_{zab}$) – dokładniejszy opis znajduje się w rozdziale 5. Kierunki rozchodzenia się fal płaskich były tak dobrane, aby w wyniku interferencji fal U_B i U_C powstawało 15 prążków pionowych w obszarze elementu CCD (576 x 768 pikseli, rozmiar jednego piksela wynosi $9 \mu\text{m} \times 9 \mu\text{m}$). Jeżeli różnice w natężeniach interferujących wiązek są niewielkie (rzędu paru procent) to większość wirów optycznych zlokalizowanych jest w odległości mniejszej bądź równej $4,5 \mu\text{m}$, więc można wywnioskować, że jeżeli różnice w natężeniach interferujących wiązek są rzędu kilku procent to nie powodują one błędów lokalizacji wirów optycznych. Rysunek 4-2 przedstawia sytuację, gdy największa różnica w natężeniach interferujących wiązek wynosi 26%. W tym przypadku metody amplitud i wektorów lokalizują ponad 50% wirów optycznych w odległości większej niż $6,75 \mu\text{m}$. Na rysunku 4-2 widać również, że parę wirów optycznych zlokalizowanych jest z błędem większym od $9 \mu\text{m}$. Tak, więc w przypadku, gdy maksymalna różnica w natężeniach interferujących wiązek wynosi 26% bądź więcej, nie wszystkie metody lokalizacji poprawnie pracują. Analizując poprawność działania metod lokalizacji dochodzimy do wniosku, iż różnica pomiędzy największą i najmniejszą wartością natężenia dwóch interferujących fal powinna być mniejsza niż 30% (czyli kontrast musi być większy niż 0,985).

Współczynnik kontrastu K obserwowanych prążków zależy od relacji między maksymalną a minimalną wartością natężenia światła w obrazie interferencyjnym [Born1973, Nowak1998]. Michelson określił współczynnik kontrastu jako:

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4.1)$$

gdzie:

I_{\max} oraz I_{\min} – maksymalna i minimalna wartość natężenie światła.

W przypadku prążków interferencyjnych mamy:

$$K = \frac{2\sqrt{I_a I_b}}{I_a + I_b} = \frac{2AB}{A^2 + B^2} \quad (4.2)$$

gdzie:

I_a oraz I_b – natężenia dwóch interferujących fal;

A oraz B – amplitudy dwóch interferujących fal.

Poniżej przedstawiona jest tabela 4.1 zawierająca obliczone wartości współczynnika kontrastu dwóch interferujących fal dla czterech przykładów różnic amplitudy (ΔAB) oraz natężenia (ΔI_{ab}) pomiędzy interferującymi falami.

Tabela 4-1 Kontrast w zależności od różnicy pomiędzy maksymalną a minimalną wartością amplitudy i natężenia interferujących fal – wyniki teoretyczne.

Amplitudy			Natężenia			Współczynnik kontrastu			ΔAB	ΔI_{ab}
A	B	C	I_a	I_b	I_c	K_{ab}	K_{ac}	K_{bc}		
1,01	0,98	1,00	1,02	0,96	1,00	0,9995	0,9999	0,9998	3 %	6 %
1,02	0,96	1,00	1,04	0,92	1,00	0,9982	0,9998	0,9992	6 %	11 %
1,05	0,95	1,00	1,10	0,90	1,00	0,9950	0,9988	0,9987	9 %	18 %
1,10	0,95	1,00	1,21	0,90	1,00	0,9893	0,9954	0,9986	14 %	26 %
1,11	0,93	1,00	1,23	0,86	1,00	0,9845	0,9946	0,9974	19 %	30 %

Symbole ΔAB i ΔI_{ab} oznaczają różnicę pomiędzy największą a najmniejszą wartością amplitudy i natężenia dwóch interferujących fal. Wartości współczynnika kontrastu podane są z dużą dokładnością w celu pokazania występujących różnic w tych wartościach. Jak widać w powyższej tabeli, wartości kontrastu są większe niż 0,985 dla parametru ΔI_{ab} mniejszego od 30%.

Na różnicę w natężeniach trzech interferujących fal płaskich ma wpływ dokładność podziału fali świetlnej przez kostki światłodzielące. Każda fala płaska przechodzi przez cztery kostki światłodzielące. Każda kostka (z zestawu sześciu kostek) dzieli wiązkę w stosunku $50/50 \pm 5\%$ (dokładność podana przez producenta). W celu sprawdzenia faktycznej różnicy w natężeniach pomiędzy wiązką światła odbitego a załamanego przez kostki światłodzielące, została zmierzona moc w obydwu wiązkach, a następnie został policzony stosunek mocy wiązki przechodzącej do odbitej (p/o). Na podstawie wartości stosunku mocy wiązki przechodzącej do odbitej obliczono dokładność podziału kostek światłodzielących (tabela

4-2). Pomiar ten wykonano wykorzystując wiązkę laserową, w której propagują dwa mody polaryzacyjne o ortogonalnych płaszczyznach polaryzacji.

Tabela 4-2 Dokładność podziału wiązki światła przechodzącej przez kostki światłdzielące.

Kostka 1	Kostka 2	Kostka 3	Kostka 4	Kostka 5	Kostka 6
2 ± 1 [%]	2 ± 1 [%]	$0,2 \pm 0,2$ [%]	2 ± 1 [%]	$0,8 \pm 0,8$ [%]	1 ± 1 [%]

Uwaga: Oznaczenia kostek są zgodne z oznaczeniami użytymi na rysunku 3.1. Wyniki pomiarów i obliczenia przedstawiono w załączniku.

Jak widać z powyższej tabeli, zmierzona różnica natężeń w dwóch wiązkach rozdzielonych przez kostki światłdzielące, jest mniejsza niż sugerowana przez producenta.

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów (tabela 4-2) został zasymulowany bieg trzech fal płaskich przez układ sześciu kostek światłdzielących, a następnie został policzony kontrast pomiędzy wiązkami UA i UB, UA i UC oraz UB i UC. Wyniki przedstawione są w poniższej tabeli.

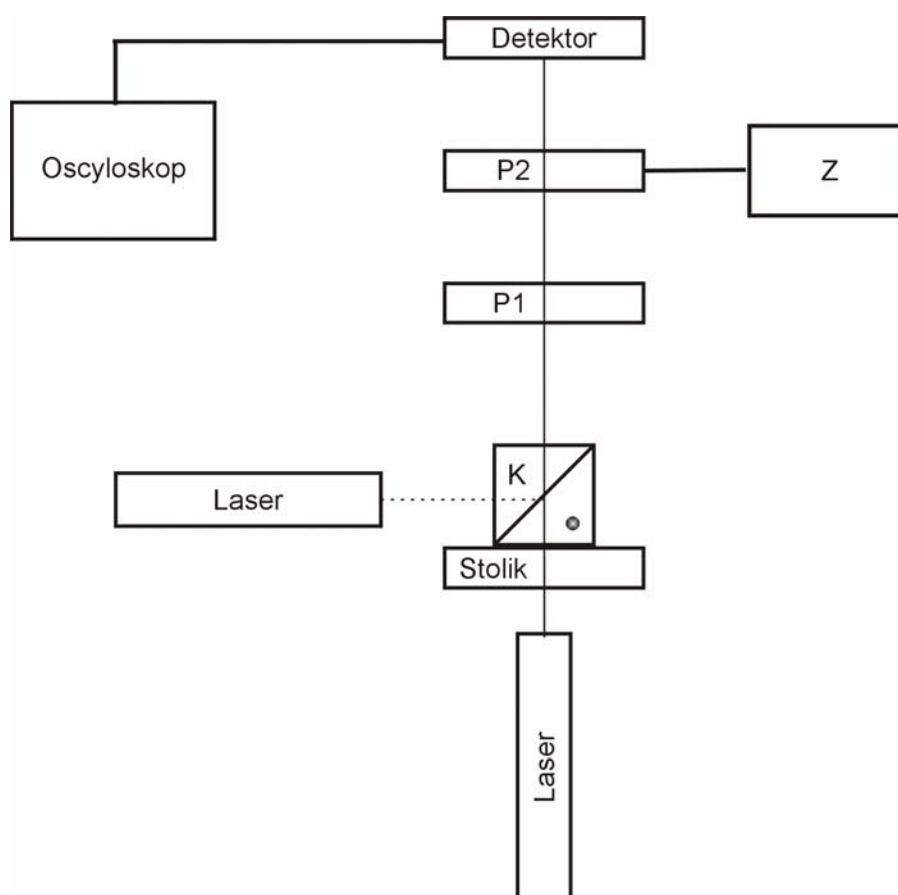
Tabela 4-3 Wyniki obliczeń kontrastu dla trzech par fal po przejściu przez interferometr IWO

K_{AB}	K_{AC}	K_{BC}
1,00000	0,99996	0,99994

Z wyników przedstawionych w tabeli 4-3 można wywnioskować, że pod względem podziału wiązki światła przez kostki światłdzielące, używane kostki spełniają wymagany warunek określający minimalną wartość kontrastu. Gdyby jednak zdarzył się taki przypadek, że, np. kostki 1, 2 i 6 (rysunek 3-1) dzieliłyby wiązkę światła z dokładnością 5%, a kostki 3, 4 i 5 dzieliłyby wiązkę światła z dokładnością 1% to kontrast $K_{AC} = 0,982 (<0,985)$. Podobnie w przypadku, gdy kostka 1 dzieliłaby wiązkę światła z dokładnością 1%, a pozostałe kostki dzieliłyby wiązkę światła z dokładnością 5% to kontrast $K_{BC} = 0,980 (<0,985)$. Istniała, więc taka możliwość, że zbyt mała dokładność podziału wiązek światła przez kostki światłdzielące, wymusiłaby stosowanie filtrów. Filtry natomiast deformują przechodzących przez nie front falowy fal płaskich. Stosowanie dodatkowych elementów optycznych w układzie, które deformują front falowy interferujących fal, ma wpływ na dokładność pracy interferometru, więc ważne jest złożenie układu pomiarowego z możliwie najmniejszej liczby elementów optycznych.

Dokładność podziału wiązek przez kostki światłodzielące nie jest jedynym parametrem, który ma wpływ na wartość natężenia trzech fal płaskich. W układzie pomiarowym zostały zaobserwowane efekty związane ze zjawiskiem występującym na warstwach przeciwodbiciowej i dzielącej kostek światłodzielących.

W układzie pomiarowym stosowane są kostki światłodzielące pokryte warstwami przeciwodblaskowymi oraz warstwą światłodzielącą. Warstwy te były wykonane dla długości fali $\lambda = 632,8$ nm (laser He-Ne). Niestety okazało się, że warstwy stosowane w używanych w interferometrze IWO kostkach niepolaryzacyjnych, zmieniają stan polaryzacji światła padającego. Gdy oświetlimy taką kostkę światłodzielącą światłem spolaryzowanym liniowo to na wyjściu otrzymamy światło spolaryzowane liniowo (eliptyczność poniżej 1%), ale o skręconej płaszczyźnie polaryzacji i innym natężeniu światła. W celu dokładnego zbadania opisanego efektu zostały przeprowadzone dodatkowe pomiary.



Rysunek 4-3 Schemat układu służącego do pomiaru zależności kąta skręcenia Γ płaszczyzny polaryzacji od kąta α płaszczyzny polaryzacji oraz zależności natężenia światła od kąta α płaszczyzny polaryzacji [Rzepka2004].

Legenda:

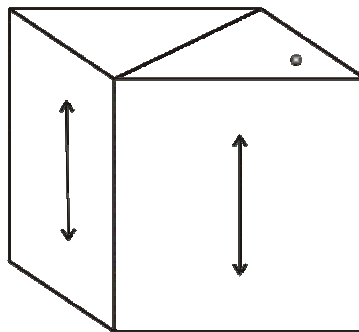
K – badana kostka światłodzieląca;

P1 – polaryzator;

P2 – polaryzator wirujący;

Z – zasilacz.

Przedstawiony układ pomiarowy (rysunek 4-3) służy do pomiaru stanu polaryzacji światła przechodzącego lub odbitego przez kostkę światłodzielącą oraz do pomiaru natężenia światła przechodzącego lub odbitego przez kostkę światłodzielącą. Wiązka światła wychodzącego z lasera (He-Ne) jest spolaryzowana liniowo. Kierunek polaryzacji początkowej ($\alpha = 0^\circ$) przedstawiony jest na rysunku 4-4.



Rysunek 4-4 Kostka światłodzieląca z zaznaczonym kierunkiem drgania wektora \mathbf{E} fali elektrycznej dla $\alpha = 0^\circ$.

Kierunek polaryzacji początkowej, w przypadku pomiaru parametrów światła przechodzącego przez kostkę światłodzielącą, jest taki sam jak w przypadku pomiaru parametrów światła odbitego przez kostkę światłodzielącą.

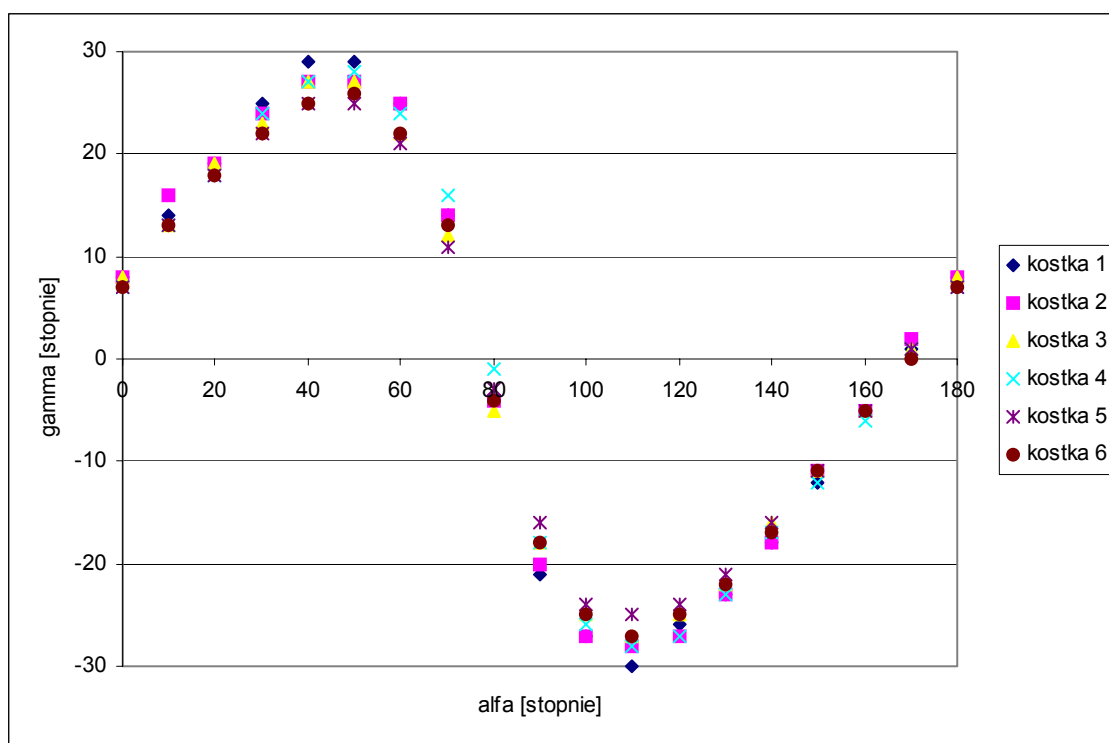
- *Zasada pomiaru zależności kąta skręcenia Γ płaszczyzny polaryzacji od kąta α płaszczyzny polaryzacji.*

Liniowo spolaryzowane światło o kierunku polaryzacji $\alpha = 0^\circ$ przechodzi przez badaną kostkę światłodzielącą. Polaryzator P1 ustawiony jest w taki sposób, aby w układzie bez kostki światłodzielącej nastąpiło wygaszenie światła. Polaryzator P2 wiruje z częstotliwością 40 Hz. Jeżeli kostka światłodzieląca nie zmienia stanu polaryzacji światła to na oscyloskopie obserwujemy sygnał stały, jeżeli kostka światłodzieląca zmienia stanu polaryzacji światła to na oscyloskopie obserwujemy sygnał sinusoidalny. W przypadku

obserwacji sygnału sinusoidalnego należy obracać polaryzator P1 aż znajdziemy położenie, przy którym, na oscyloskopie, obserwujemy sygnał stały. Jeżeli nie jest możliwe uzyskanie sygnału stałego to oznacza to, że światło spolaryzowane liniowo zostało zmienione na światło spolaryzowane eliptycznie. Mierząc amplitudę maksymalnego i minimalnego sygnału sinusoidalnego (przepuszczając przez badany obiekt, na przemian, dwa ortogonalne stany polaryzacji światła) możemy określić stosunek małej osi do dużej osi elipsy, a więc również kąt eliptyczności światła. Po znalezieniu takiego położenia polaryzatora P1, że na oscyloskopie obserwowany jest sygnał stały, odczytujemy ze skali umieszczonej na obudowie tegoż polaryzatora, kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji. W układzie¹ przedstawionym na rysunku 4-3 dokładność pomiaru kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji wynosi 1°. Pomiarów powtarzamy zmieniając kierunek polaryzacji przez obrót lasera co 10°. Zasada pomiaru stanu polaryzacji, w przypadku, gdy światło jest odbijane przez kostkę światłodzielącą, jest taka sama jak w przypadku, gdy światło przechodzi przez kostkę światłodzielącą. Różnica w wykonywaniu pomiaru polega na zmianie położenia lasera (laser w pozycji poziomej – jak na rysunku 4-3).

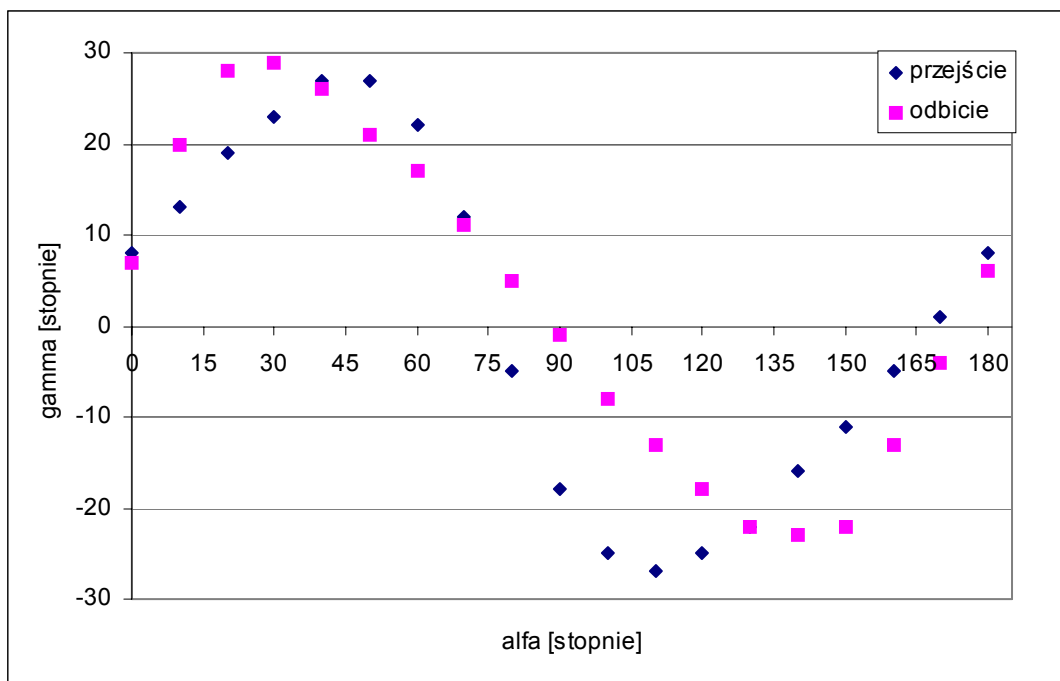
Na rysunku 4-5 przedstawiono wyniki pomiaru przeprowadzonego dla wszystkich sześciu kostek światłodzielących wykorzystywanych w układzie interferometru IWO.

¹ Układ został przeze mnie zmontowany dzięki uprzejmości firmy Lasertex, która udostępniła mi elementy optyczne i elektroniczne, oraz odnośne schematy pomiarowe.



Rysunek 4-5 Pomiar w świetle przechodzącym. Zależność kąta skręcenia Γ płaszczyzny polaryzacji od kąta α płaszczyzny polaryzacji.

Z wykresu przedstawionego na rysunku 4-5 można odczytać, że płaszczyzna polaryzacji światła liniowo spolaryzowanego może ulec skręceniu od -30° do $+30^\circ$ w zależności od kierunku polaryzacji fali przechodzącej przez badaną kostkę niepolaryzacyjną. Jak widać zależność kąta skręcenia Γ płaszczyzny polaryzacji od kąta α płaszczyzny polaryzacji, mierzona w świetle przechodzącym, ma taki sam charakter dla wszystkich sześciu kostek światłdzielących. Na powyższym wykresie widać, że płaszczyzna polaryzacji światła, po przejściu przez badaną kostkę, nie ulega skręceniu, jeżeli pada na nią pod kątem około 80° (170°). Wszystkie mierzone kostki światłdzielące w bardzo podobny sposób zmieniają stan polaryzacji światła przez nie przechodzącego, ponieważ stosowane w nich cienkie warstwy są takie same. Do zilustrowania zależności $\Gamma = f(\alpha)$ mierzonej w świetle odbitym przez badane kostki niepolaryzacyjnej, posłużono się wynikami pomiarów otrzymanymi dla kostki nr 3. Na rysunku 4-6 przedstawione są pomiary kostki nr 3 uzyskane w świetle przechodzącym i odbitym. Zgodnie z oczekiwaniami, światło odbite przez kostkę może również ulec skręceniu od -30° do $+30^\circ$ w zależności od kierunku polaryzacji fali przechodzącej przez kostkę niepolaryzacyjną. Podobnie jak w poprzednim przypadku płaszczyzna polaryzacji światła odbitego nie ulega skręceniu, jeżeli światło pada na kostkę pod kątem około 90° (170°).

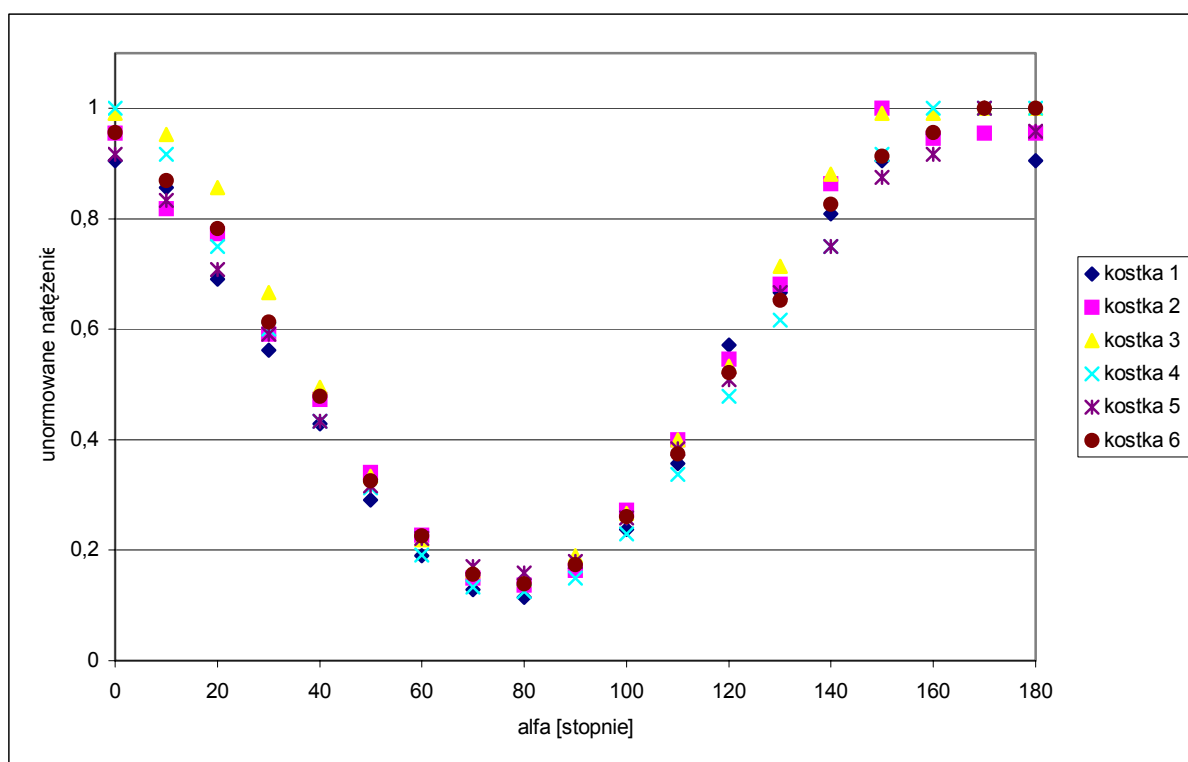


Rysunek 4-6 Zależność kąta skręcenia Γ płaszczyzny polaryzacji od kąta α płaszczyzny polaryzacji dla kostki światłodzielącej nr 3 (niebieskie romby – pomiar w świetle przechodzącym, różowe kwadraty – pomiar w świetle odbitym).

- *Zasada pomiaru zależności natężenia światła liniowo spolaryzowanego od kąta α płaszczyzny polaryzacji.*

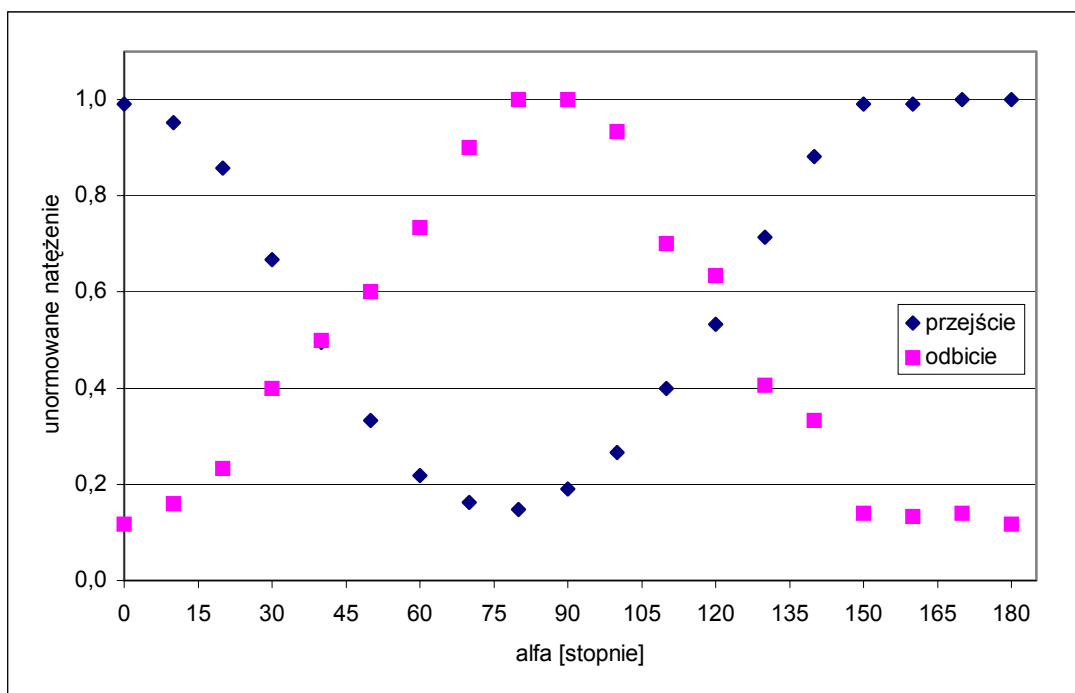
Pomiar zależności natężenia światła liniowo spolaryzowanego od kąta α płaszczyzny polaryzacji polega na znalezieniu kąta Γ skręcenia płaszczyzny polaryzacji (opis w poprzednim podpunkcie), a następnie przekręceniu polaryzatora P1 o kąt 90° (sygnał sinusoidalny o maksymalnej amplitudzie) i zmierzeniu amplitudy zmiennego sygnału obserwowanego na oscyloskopie. Tak jak poprzednio pomiary powtarzamy zmieniając kierunek polaryzacji poprzez obrót lasera co 10° . Zasada pomiaru natężenia światła, w przypadku, gdy światło jest odbijane przez kostkę światłodzielącą, jest taka sama jak w przypadku, gdy światło przechodzi przez kostkę światłodzielącą. Różnica w wykonywaniu pomiaru polega na zmianie położenia lasera.

Poniżej na rysunku 4-7 przedstawiono wyniki pomiaru zależności natężenia światła liniowo spolaryzowanego po przejściu przez kostkę światłodzielącą od kąta α płaszczyzny polaryzacji przeprowadzonego dla wszystkich sześciu kostek światłodzielących wykorzystywanych w układzie interferometru IWO.



Rysunek 4-7 Pomiar w świetle przechodzącym. Zależność natężenia światła liniowo spolaryzowanego po przejściu przez kostkę światłodzielącą od kąta α płaszczyzny polaryzacji.

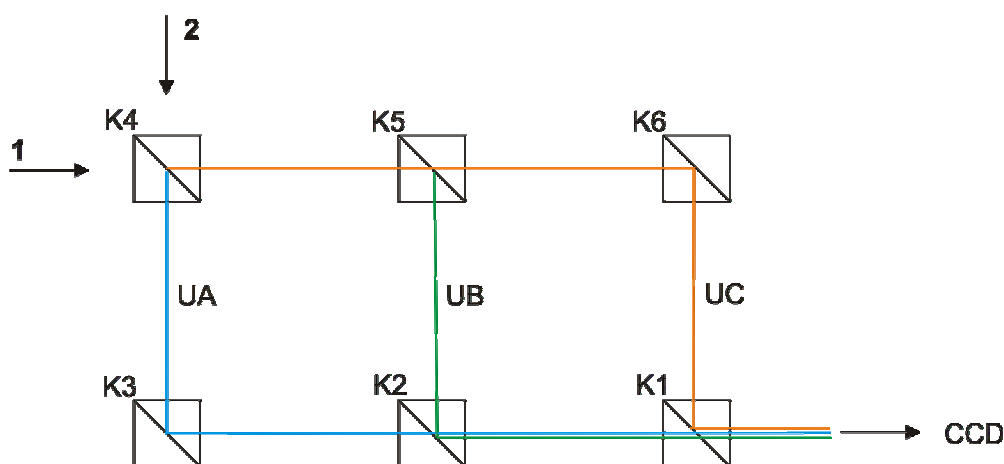
Z rysunku 4-7 można odczytać, że wartość natężenia światła spolaryzowanego liniowo po przejściu przez kostkę światłodzielącą zmienia się aż o jeden rząd w zależności od kąta płaszczyzny polaryzacji. Każda z sześciu kostek niepolaryzacyjnych w bardzo podobny sposób wpływa na zmianę amplitudy światła przez nią przechodzącego. Do przedstawienia wyników pomiarów zależności natężenia światła spolaryzowanego liniowo odbitego przez kostkę światłodzielącą wybrano kostkę nr 3.



Rysunek 4-8 Zależność natężenia światła liniowo spolaryzowanego po przejściu przez kostkę światłodziącą od kąta α płaszczyzny polaryzacji dla kostki światłodziącej nr 3 (niebieskie romby - pomiar w świetle przechodzącym, różowe kwadraty - pomiar w świetle odbitym).

Rysunek 4-8 przedstawia zmiany w natężeniu światła spolaryzowanego liniowo po odbiciu i przejściu przez kostkę nr 3. Widać tu wymianę energii w falach przechodzącej i odbitej przez kostkę. Zaobserwowana wymiana energii w falach przechodzącej i odbitej nie jest niespodzianką, natomiast niepokojący jest fakt, iż natężenie zmienia się od wartości 1 do 0,1 – jeden rząd wartości.

Opisane wyżej zjawisko było obserwowane w układzie pomiarowym i przyczyniało się do wielu trudności pomiarowych. Efekty zjawiska występującego na warstwach przeciwo odbiciowych i dzielących uwidoczniają się w zależności od konfiguracji układu pomiarowego. Poniżej przedstawione są dwie konfiguracje interferometru IWO zwane „symetryczną” i „niesymetryczną”.



Rysunek 4-9 Schemat układu sześciu kostek światłodziących z zaznaczonymi dwoma różnymi kierunkami padania fali wejściowej.

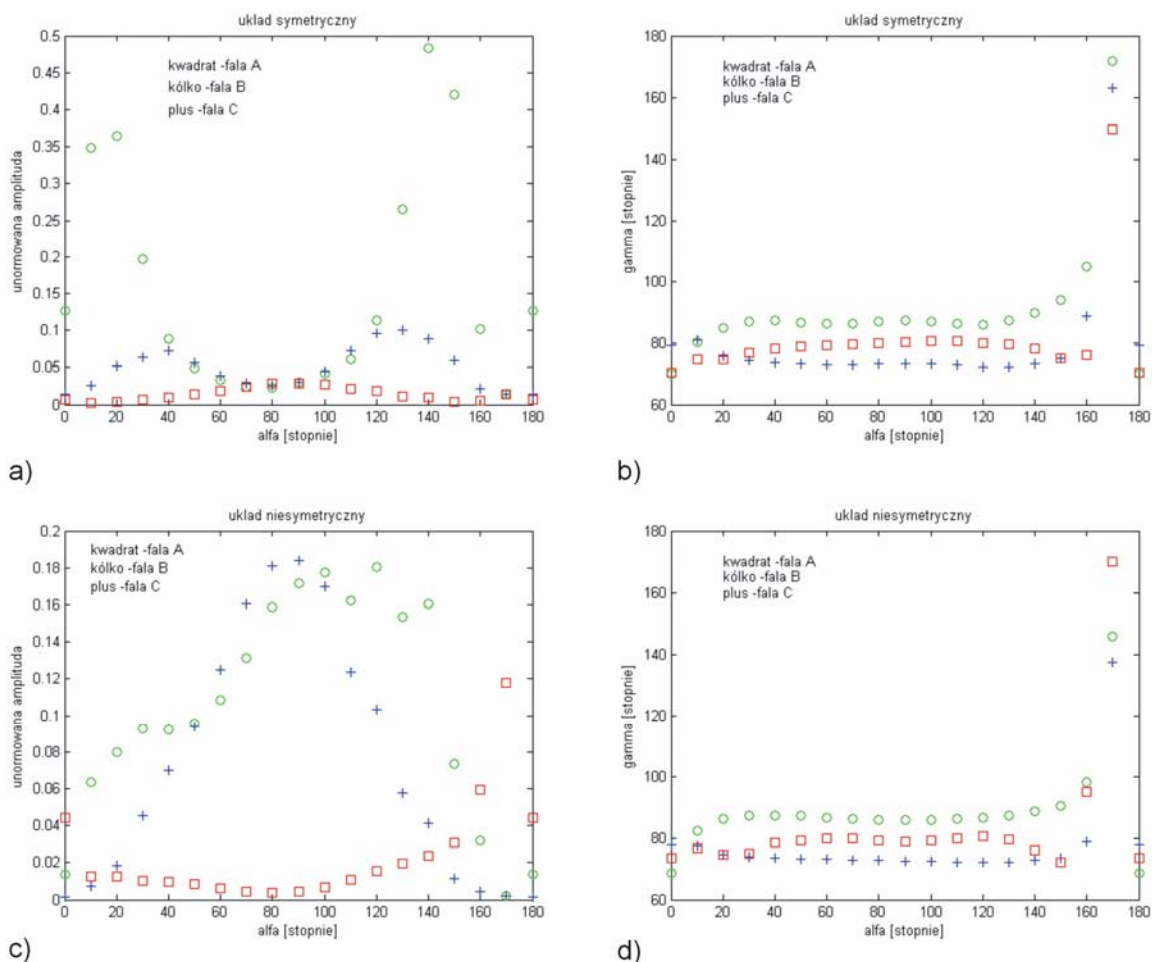
Na rysunku 4-9 zaznaczone są dwa kierunki padania fali płaskiej na kostkę nr 4. Gdy fala pada na kostkę K4 z lewej strony (kierunek 1) to każda fala UA, UB i UC ulegnie takiej samej liczbie odbić i przejść przez kostki światłodziące. Dla przykładu prześledźmy bieg wiązki UA: fala padająca z kierunku 1 zostaje podzielona przez kostkę K4, część natężenia światła zostaje odbita (o). Następnie fala UA odbija się od kostki K3 (o) oraz przechodzi przez kostki K2 (p) i K1 (p). Fala UA została dwukrotnie odbita i dwa razy przeszła przez kostki światłodziące (o o p p). Fala UB i UC też zostały dwukrotnie odbite i dwa razy przeszły przez kostki światłodziące (UB: p o o p, C: p p o o). Z uwagi na to, że każda z trzech fal uległa takiej samej ilości odbić i przejść przez kostki światłodziące interferometru układ ten został nazwany symetrycznym. W przypadku, gdy fala pada na kostkę K4 z kierunku 2 ilość odbić i przejść przez kostki światłodziące dla każdej z trzech fal nie jest taka sama. W tabeli 4-4 zilustrowano różnice w biegu fal w układzie symetrycznym i niesymetrycznym.

Tabela 4-4 Ilustracja ilości przejść (p) i odbić (o) fal UA, UB i UC przez układ kostek światłodziących interferometru IWO.

	Interferujące fale		
	UA	UB	UC
Układ symetryczny	o o p p	p o o p	p p o o
Układ niesymetryczny	p o p p	o o o p	o p o o

Ilość przejść i odbić światła przez kostki światłodziące, z uwagi na zjawisko pleochroizmu występujące na warstwach przeciwo odbiciowych, ma duży wpływ na natężenie trzech interferujących fal. Na podstawie pomiarów przedstawionych na rysunkach 4-5, 4-6,

4-7, 4-8 przeprowadzono obliczenia numeryczne, które miały na celu zilustrowanie, co dzieje się z natężeniem i stanem polaryzacji światła przechodzącego przez układ sześciu kostek światłodziących.



Rysunek 4-10 Wykresy zależności natężenia oraz stanu polaryzacji światła, w trzech interferujących falach po przejściu przez układ sześciu kostek światłodziących, od kierunku polaryzacji α fali wchodzącej do układu symetrycznego i niesymetrycznego kostek.

Na rysunku 4-10 przedstawione są cztery wykresy zależności amplitudy oraz stanu polaryzacji światła, w trzech interferujących falach po przejściu przez układ sześciu kostek światłodziących, od kierunku polaryzacji α fali wchodzącej do układu symetrycznego i niesymetrycznego kostek światłodziących. Wykresy 4-10b i 4-10d ilustrujące zależność kąta skręcenia Γ płaszczyzny polaryzacji od kąta α płaszczyzny polaryzacji dla dwóch układów symetrycznego i niesymetrycznego. Zależności przedstawione na obydwu tych wykresach są bardzo podobne, więc z punktu widzenia zmian płaszczyzny polaryzacji fal UA, UB i UC nie ma znaczenia, z jakiego kierunku fala świetlna pada na kostkę K4 (układ symetryczny czy niesymetryczny). W jednym i w drugim przypadku, jeśli kąt płaszczyzny

polaryzacji fali padającej na kostkę K4 będzie zawarty w przedziale od 0° do 150° to kąt płaszczyzny polaryzacji fal UA, UB i UC na wyjściu układu kostek będzie mieścił się w przedziale od 70° do 90° . Jak widać, pomimo tego, że pojedyncze kostki światłodzielące zmieniają kąt płaszczyzny polaryzacji od -30° do 30° , to po przejściu przez układ kostek różnice pomiędzy płaszczyznami polaryzacji fal UA, UB i UC są rzędu 20° . Większe różnice kąta α fal UA, UB i UC obserwujemy, gdy kąt płaszczyzny polaryzacji fali padającej na kostkę K4 będzie zawarty w przedziale od 150° do 170° . Warto zauważyć, iż nie istnieje taki kąt α fali wejściowej do układu kostek, że na wyjściu tego układu wszystkie trzy fale będą miały taką samą płaszczyznę polaryzacji. Wykresy 4-10a i 4-10c ilustrują zależność natężenia światła liniowo spolaryzowanego po przejściu przez dwa układy (symetryczny i niesymetryczny) kostek światłodzielących od kąta α płaszczyzny polaryzacji fali wejściowej. Tym razem nie obserwujemy podobieństw tych dwóch wykresów. Na wykresie 4-10a widać, że jeżeli kąt płaszczyzny polaryzacji liniowo spolaryzowanej fali wejściowej będzie wynosił 90° lub 170° pomiędzy wartościami natężenia w trzech falach UA, UB i UC jest niewielka różnica. Dla kąta 90° wartości natężeń wynoszą: $I_a = 0,0291$, $I_b = 0,0300$, $I_c = 0,0302$ oraz wartość kontrastu dla fal, np. UA i UC: $K_{AC} = 0,9998$; dla kąta 170° wartości natężeń wynoszą: $I_a = 0,0145$, $I_b = 0,0132$, $I_c = 0,0142$ oraz np. wartość kontrastu dla fal UA i UB: $K_{AB} = 0,9989$. Wartości natężeń trzech fal otrzymano z symulacji numerycznych zakładając, że natężenie fali wchodzącej do układu kostek wynosi 1. Z wykresu 4-10c widać, że nie istnieje taki kąt α kierunku polaryzacji światła wejściowego do układu, iż natężenia trzech fal płaskich po wyjściu z interferometru IWO, mają takie same wartości. Podczas gdy wartość kontrastu K_{AC} dla $\alpha = 90^\circ$ w układzie symetrycznym wynosiła 0,9998 to dla układu niesymetrycznego mamy $K_{AC} = 0,2979$. Z uwagi na duże różnice wartości natężeń fal po wyjściu z układu niesymetrycznego, układ ten nie był używany w pomiarach. Do pomiarów była stosowana konfiguracja, w której do układu symetrycznego kostek światłodzielących wchodziła fala liniowo spolaryzowana o kącie płaszczyzny polaryzacji równym 90° . Ta wartość kąta została wybrana, ponieważ dla $\alpha = 90^\circ$ różnice w natężeniach trzech fal są niewielkie i najmniejsze są też różnice w kątach płaszczyzn polaryzacji trzech fal.

Aby sprawdzić rozważania teoretyczne przeprowadzone powyżej, została zmierzona moc wiązki laserowej po przejściu przez układ interferometru. Tabela 4-5 przedstawia wyniki pomiarów.

Tabela 4-5 Pomiary moc wiązki laserowej po przejściu przez układ interferometru wykonane dla układu symetrycznego i niesymetrycznego (P – polaryzator, P (-) – $\alpha=90^\circ$, P (|) – $\alpha=0^\circ$, Bez P – światło niespolaryzowane).

<i>Układ symetryczny</i>						
Filtr szary			Bez filtru			
	P (-) [nW]	P () [nW]	Bez P [nW]	P (-) [nW]	P () [nW]	Bez P [μ W]
Ia	20 \pm 3	16 \pm 3	45 \pm 3	368 \pm 9	345 \pm 10	1,05 \pm 0,04
Ib	19 \pm 3	14 \pm 3	43 \pm 3	372 \pm 9	311 \pm 10	0,99 \pm 0,04
Ic	22 \pm 3	18 \pm 3	53 \pm 4	437 \pm 10	395 \pm 11	1,22 \pm 0,05
<i>Układ niesymetryczny</i>						
Filtr szary			Bez filtru			
	P (-) [nW]	P () [nW]	Bez P [nW]	P (-)	P ()	Bez P [μ W]
Ia	5 \pm 3	156 \pm 6	337 \pm 9	(58 \pm 4) nW	(2,88 \pm 0,08) μ W	5,42 \pm 0,13
Ib	262 \pm 8	6 \pm 3	368 \pm 10	(3,9 \pm 0,1) μ W	(85 \pm 4) nW	5,9 \pm 0,2
Ic	301 \pm 8	7 \pm 3	420 \pm 11	(4,5 \pm 0,1) μ W	(90 \pm 4) nW	6,8 \pm 0,2

Część pomiarów pokazanych w powyższej tabeli zostało wykonanych z użyciem filtru szarego, obniżającego moc w wiązce laserowej. Filtr szary używany jest ze względu na wysoką czułość kamery pomiarowej. Symbol „P (|)” oznacza, że przez układ kostek przechodziło światło spolaryzowane liniowo o kącie płaszczyzny polaryzacji $\alpha = 0^\circ$ (wektor **E** fali elektrycznej drga w płaszczyźnie pionowej); symbol „P(-)” – oznacza, że $\alpha = 90^\circ$. Symbol „Bez P” oznacza, że przez układ kostek przechodziło światło o dwóch ortogonalnych polaryzacjach liniowych o $\alpha = 45^\circ$ i $\alpha = 135^\circ$ – światło emitowane przez używany laser stabilizowany [Wysocki 2002].

Jak widać w tabeli 4-5 wyniki pomiarów potwierdzają rozważania teoretyczne. Po przejściu przez niesymetryczny układ kostek światłodzielących natężenia poszczególnych fal UA, UB i UC znacznie różnią się między sobą. Różnice pomiędzy natężeniami trzech fal są znacznie mniejsze, jeżeli układ pracuje w konfiguracji symetrycznej. W tabeli 4-6 przedstawiono wyliczone wartości kontrastu. Obliczenia zostały wykonane na podstawie danych przedstawionych na rysunku 4-10.

Tabela 4-6 Pomiary kontrastu wykonane dla układu symetrycznego i niesymetrycznego (P – polaryzator, P(-) – polaryzacja $\alpha=90^\circ$, P (|) – polaryzacja $\alpha=0^\circ$, Bez P – światło niespolaryzowane).

<i>Układ symetryczny</i>						
Filtr szary			Bez filtru			
	P (-)	P ()	Bez P	P (-)	P ()	Bez P
K _{AB}	1,00 \pm 0,01	1,00 \pm 0,02	1,000 \pm 0,002	1,0000 \pm 0,0002	0,999 \pm 0,002	0,9996 \pm 0,0012
K _{AC}	1,00 \pm 0,01	1,00 \pm 0,01	0,997 \pm 0,006	0,996 \pm 0,003	0,998 \pm 0,002	0,997 \pm 0,003
K _{BC}	1,00 \pm 0,01	0,99 \pm 0,03	0,994 \pm 0,007	0,997 \pm 0,002	0,993 \pm 0,004	0,995 \pm 0,005

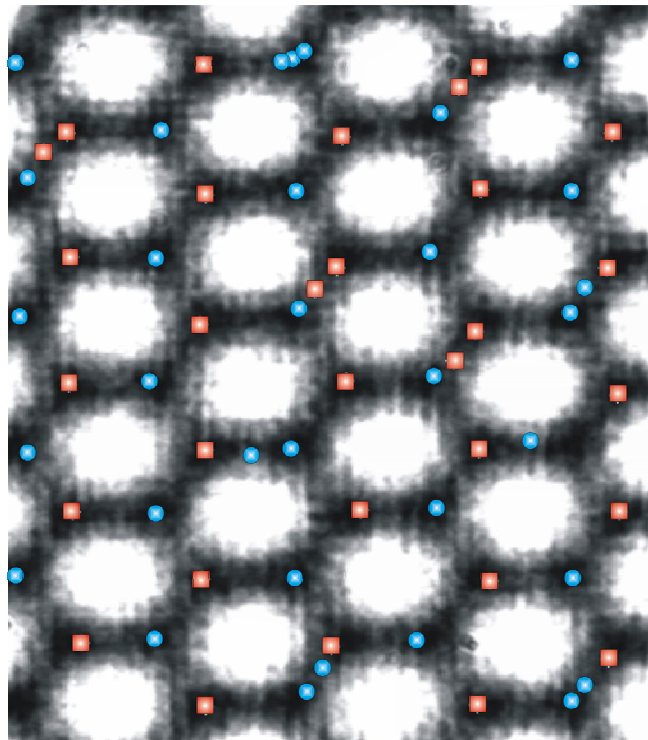
	Układ niesymetryczny					
	Filtr szary			Bez filtru		
	P (-)	P ()	Bez P	P (-)	P ()	Bez P
K_{AB}	0,27±0,09	0,40±0,09	0,9990±0,0012	0,483±0,012	0,334±0,012	0,9991±0,0012
K_{AC}	0,25±0,08	0,38±0,02	0,994±0,003	0,517±0,011	0,343±0,012	0,994±0,003
K_{BC}	0,998±0,002	0,99±0,04	0,998±0,002	0,997±0,002	0,9996±0,0013	0,997±0,003

Uwaga: obliczenia znajdują się w załączniku.

W obliczeniach numerycznych wartość kontrastu K_{AC} dla $\alpha = 90^\circ$, w układzie symetrycznym, wynosiła 0,9998, a dla układu niesymetrycznego mieliśmy $K_{AC} = 0,2979$. Wartości kontrastu otrzymane z pomiarów wynoszą: układ symetryczny $K_{AC} = 1,00$, układ niesymetryczny $K_{AC} = 0,25$ – wartości te są zbliżone do teoretycznych. W układzie symetrycznym otrzymane wartości kontrastu są duże, a najmniejsze różnice pomiędzy wartością najmniejszą a największą w natężeń fal UA, UB i UC występują w przypadku, gdy $\alpha = 90^\circ$. W przypadku, gdy kąt płaszczyzny polaryzacji wynosi $\alpha = 0^\circ$ różnicę w natężeniach trzech fal, przechodzących przez układ symetryczny, powinny być większe (rysunek 4-10c $I_a = 0,0070$, $I_b = 0,1265$, $I_c = 0,0140$). Wysokie wartości kontrastu, uzyskane w pomiarach, świadczą, iż kąt α był bliższy wartości 170° a nie $\alpha = 0^\circ$. Do błędu tego przyczyniło się niedokładne ustawienie polaryzatora liniowego w pomiarach mocy. Uchwyt polaryzatora liniowego nie posiadał podziałki kątowej. Jak widać niedokładne ustawienie polaryzatora liniowego ma duży wpływ na natężenie trzech interferujących fal, w momencie gdy zamierzamy wykorzystać światło o kącie płaszczyzny polaryzacji 0° . W pokazanym wyżej przykładzie błąd ten miał pozytywny efekt. Jednak tak być nie musiało. W przypadku, gdy kąt $\alpha = 90^\circ$ unikamy sytuacji, kiedy niewielki ruch obrotowy polaryzatora ma duży wpływ na natężenie fal UA, UB i UC.

W tabeli 4-6 przedstawione są również wyniki pomiarów, gdy w układzie nie było polaryzatora liniowego („Bez P”). W przypadku tym wartości współczynników kontrastu są dość wysokie i to niezależnie od tego, czy pomiary były wykonywane w układzie symetrycznym, czy niesymetrycznym. Pojawia się tu pytanie o sens stosowanie dodatkowych polaryzatorów w układzie pomiarowym. Laser stabilizowany, używany w układzie pomiarowym, emituje wiązkę światła o dwóch ortogonalnych polaryzacjach liniowych o $\alpha = 45^\circ$ i $\alpha = 135^\circ$. Jeżeli układ interferometru oświetlimy falą spolaryzowaną o $\alpha = 45^\circ$ to na elemencie CCD zarejestrujemy wynik interferencji trzech fal inny niż w przypadku, gdy układ interferometru oświetlimy falą spolaryzowaną o $\alpha = 135^\circ$. Ponieważ dwie wiązki

liniowo spolaryzowane, o drganiach w płaszczyznach ortogonalnych, nie interferują ze sobą (warunek sprecyzowany przez Fresnela i Arago) [Mayer-Arendt1977] nawet, gdy zostaną sprowadzone do tej samej płaszczyzny, po przejściu przez układ sześciu kostek, wytworzą dwa interferogramy, których natężenia dodadzą się na elemencie CCD. Efekt dwóch nakładających się sieci wirów optycznych został zauważony w pomiarach jako błąd w lokalizacji punktów wirowych. Poniżej znajduje się przykład zarejestrowanego interferogramu I_{ABC} w sytuacji, kiedy układ symetryczny interferometru IWO był oświetlony światłem o ortogonalnych płaszczyznach polaryzacji ($\alpha_1 = 0^\circ$ oraz $\alpha_2 = 90^\circ$).



Rysunek 4-11 Interferogram I_{ABC} zarejestrowany w sytuacji, gdy przez układ interferometru IWO przechodziło światło o dwóch ortogonalnych stanach polaryzacji (czerwony kwadrat – znak dodatni, niebieskie kółko – znak ujemny).

Na rysunku 4-11 przedstawiony jest interferogram I_{ABC} z zaznaczonymi punktami rozpoznanymi przez metodę trójkątów jako wiry optyczne. Procedura numeryczna szukająca wirów optycznych metodą trójkątów, posiada moduł rozpoznający znaki wirów („czerwony kwadrat” oznacza wir dodatni, „niebieskie kółko” oznacza wir ujemny). W przykładzie przedstawionym powyżej znaki wirów optycznych są źle rozpoznane, ponieważ pomiędzy niektórymi parami wirów optycznych pojawiają się dodatkowe obszary o minimalnym natężeniu, co nie powinno mieć miejsca w sieci sześciokątów oraz niektórym sąsiadnym wirom przypisane są takie same znaki, co również nie powinno mieć miejsca (reguła znaków

[Freund1994B]). W pomiarach wykonanych z użyciem światła liniowo spolaryzowanego ($\alpha = 90^\circ$) nie zaobserwowano takich nieregularności w sieci sześciokątów.

W celu wyjaśnienia pochodzenia błędów pomiarowych pokazanych na rysunku 4-11 przeprowadzono obliczenia numeryczne uwzględniające efekty wywołane oświetleniem układu interferometru światłem o ortogonalnych płaszczyznach polaryzacji. Z pomiarów przedstawionych na rysunku 4-10 odczytano wartości natężenia trzech fal UA, UB i UC po przejściu przez dwie różne konfiguracje układu interferometru w przypadku, gdy kierunki płaszczyzn polaryzacji dwóch fal wynosiły 0° i 90° oraz 45° i 135° . Wyniki obliczeń przedstawiono w poniższej tabeli.

Tabela 4-7 Tabela przedstawiająca wartości natężeń oraz kontrastu dla trzech fal przechodzących przez układ niesymetryczny i symetryczny interferometru IWO dla czterech wartości kąta α (0° , 90° , 45° , 135°).

<i>Układ niesymetryczny</i>						
Natężenia				Kontrast		
α [$^\circ$]	Ia	Ib	Ic	K_{AB}	K_{AC}	K_{BC}
0	0,0140	0,0443	0,0002	0,8543	0,2048	0,1160
90	0,1717	0,0004	0,1837	0,0998	0,9994	0,0965
45	0,0930	0,0090	0,0820	0,5673	0,9980	0,5971
135	0,1560	0,0210	0,0480	0,6467	0,8484	0,9203
<i>Układ symetryczny</i>						
Natężenia				Kontrast		
α [$^\circ$]	Ia	Ib	Ic	K_{AB}	K_{AC}	K_{BC}
0	0,1270	0,0006	0,0139	0,1402	0,5964	0,4073
90	0,0300	0,0290	0,0302	0,9999	1,0000	0,9998
45	0,6600	0,0100	0,0640	0,2425	0,5677	0,6837
135	0,2000	0,0100	0,0940	0,4259	0,9327	0,5896

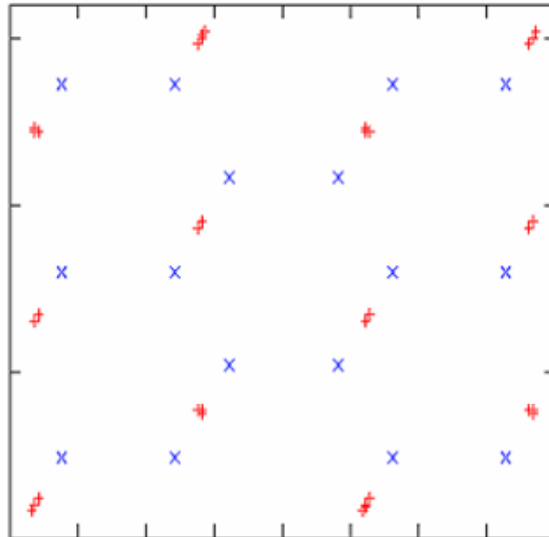
W tabeli 4-7 czcionką pogrubioną zaznaczono wartości kontrastu, pomiędzy którymi występują najmniejsze różnice (wartości te są największe). We wszystkich innych przypadkach różnice pomiędzy wartościami kontrastów są duże. Duże są też różnice pomiędzy wartościami natężeń trzech fal. Aby powstał wir optyczny wektory amplitud zespolonych muszą utworzyć trójkąt, a więc suma dowolnych dwóch wartości amplitud musi być większa od wartości trzeciej amplitudy, czyli np. $A + B - C > 0$ (parametry WTa , WTb i WTc). Wyniki obliczeń sprawdzających, czy powstaną trójkąty z wartości amplitud trzech fal przedstawione są poniżej.

Tabela 4-8 Tabela przedstawiająca wyniki obliczeń wartości amplitud trzech fal przechodzących przez układ niesymetryczny i symetryczny interferometru IWO dla czterech wartości kąta α (0° , 90° , 45° , 135°) oraz parametrów: WTa, WTb i WTc.

<i>Układ niesymetryczny</i>						
Amplitudy			WTa	WTb	WTc	
α [$^\circ$]	A	B	C	B+C-A	A+C-B	A+B-C
0	0,118	0,210	0,012	0,104	-0,080	0,316
90	0,414	0,021	0,429	0,035	0,822	0,006
45	0,305	0,095	0,286	0,076	0,496	0,114
135	0,395	0,145	0,219	-0,031	0,469	0,321
<i>Układ symetryczny</i>						
Amplitudy			WTa	WTb	WTc	
α [$^\circ$]	A	B	C	B+C-A	A+C-B	A+B-C
0	0,356	0,025	0,118	-0,213	0,449	0,264
90	0,173	0,170	0,174	0,171	0,177	0,170
45	0,812	0,100	0,253	-0,459	0,965	0,659
135	0,117	0,100	0,307	-0,041	0,654	0,241

W tabeli 4-8 pogrubioną czcionką zaznaczone są ujemne wartości parametru WT. Jeżeli suma dowolnych dwóch wartości amplitud jest mniejsza od wartości trzeciej amplitudy, to w takim przypadku wektory amplitudy zespolonej nie utworzą trójkąta, a co za tym idzie nie powstaną wiry optyczne. Spośród czterech wartości α wykazanych w tabeli, w układzie symetrycznym, powstanie regularna sieć wirów optycznych, gdy kąt $\alpha = 90^\circ$. W układzie niesymetrycznym powstaną nieciągłości optyczne, gdy $\alpha = 90^\circ$ oraz $\alpha = 45^\circ$ lecz nie będą to regularne sieci sześciokątów, ponieważ różnice w natężeniach fal UA, UB i UC są zbyt duże.

Rozpatrzmy przykład, gdy na układ symetryczny pada światło o dwóch ortogonalnych płaszczyznach polaryzacji takich, że $\alpha_1 = 0^\circ$ oraz $\alpha_2 = 90^\circ$ (interferogram przedstawiony na rysunku 4-11). Światło spolaryzowane liniowo o kącie $\alpha_2 = 90^\circ$ utworzy, po przejściu przez symetryczny układ interferometru, regularną, sześciokątną sieć wirów optycznych, do której zostanie dodane (na elemencie CCD kamery pomiarowej) zaburzenie pochodzące z interferencji trzech fal, powstałych poprzez podzielenie przez kostki światłdzielące światła spolaryzowanego o kącie $\alpha_1 = 0^\circ$. Aby zobrazować ten efekt, na poniższym rysunku, ukazane są wyniki wygenerowane na podstawie pomiarów efektów zmiany stanu polaryzacji światła przez warstwy przeciwoodbiciowe, przedstawiające miejsca, gdzie wartości części rzeczywistej i urojonej funkcji rozkładu amplitudy zespolonej przyjmuje wartości z przedziału $\langle 0, 0,0042 \rangle$ dla dwóch kątów α (0° – czerwony plus i 90° – niebieski krzyżyk) fal spolaryzowanych liniowo przechodzących przez układ symetryczny.



Rysunek 4-12 Wyniki generacji przedstawiające miejsca, gdzie wartości część rzeczywistej i urojonej funkcji rozkładu amplitudy zespolonej przyjmuje wartości z przedziału $\langle 0, 0,0042 \rangle$ dla dwóch kątów α (0° – czerwony plus i 90° – niebieski krzyżyk) fal spolaryzowanych przechodzących przez układ symetryczny.

W miejscach, w których są wiry optyczne część rzeczywista i urojona funkcji amplitudy zespolonej przyjmuje wartość zero. Na rysunku 4-12 widać, że punkty te występują w innym miejscu dla interferencji trzech fal pochodzących od dwóch fal o ortogonalnych stanach polaryzacji. W każdym sześciokącie utworzonym z wirów optycznych (niebieski „x”) obserwujemy dwa dodatkowe obszary (czerwone „+”) znajdujące się na przeciwległych bokach sześciokąta. Rysunek 4-12 przedstawia wyniki interferencji idealnych fal płaskich nie zaburzonych. Jak widać, w wyniku nakładania się dwóch interferogramów pomiędzy niektórymi wirami optycznymi, pojawiają się dodatkowe punkty, które deformują regularną sieć wirów optycznych. Punktów tych jest mniej niż wynikałoby to z obliczeń teoretycznych, ponieważ obliczenia numeryczne były wykonane dla przypadku, gdy wszystkie interferujące fale płaskie były idealne – nie były brane dodatkowe zaburzenia obecne w układzie pomiarowym. Opisane deformacje regularnej sieci wirów optycznych nie były obserwowane w przypadku, gdy na układ interferometru IWO padała fala liniowo spolaryzowana.

Podsumowanie

Nałożony warunek lokalizacji wirów optycznych z dokładnością mniejszą niż $9\mu\text{m}$ stawia układowi pomiarowemu, przy obecnie stosowanych metodach lokalizacji wirów optycznych, określone wymagania wobec układu optycznego. Konieczne jest użycie dobrej jakości kostek światłdzielących, ponieważ to przede wszystkim od nich zależy wartość

natężenia w trzech interferujących falach. Przy wyborze kostek należy zwrócić uwagę na następujące parametry:

- Różnica w natężeniach pomiędzy dwoma (największą i najmniejszą) wartościami natężania trzech interferujących fal powinna być mniejsza niż 20% ($K > 0,995$), więc każda kostka powinna dzielić falę na dwie (50/50) z dokładnością mniejszą niż 3%.
- Warstwy przeciwo odbiciowe i dzielące stosowane w kostkach światłodzielących mogą powodować występowanie niepożądanych efektów wpływających na wartości natężenia w falach UA, UB i UC. W naszym wypadku, aby zniwelować niepożądane efekty, wystarczyło oświetlić układ kostek falą liniowo spolaryzowaną o kącie płaszczyzny polaryzacji $\alpha = 90^\circ$.

W trakcie pomiarów efektów występujących na cienkich warstwach, przeprowadzanych na sześciu kostkach używanych w interferometrze IWO, tym samym pomiarom została poddana inna kostka niepolaryzacyjna innego producenta. Warstwa przeciwo odbiciowa naniesiona na tę kostkę w inny sposób wpływała na stan polaryzacji światła. Różnica natężeń w fali odbitej i przechodzącej przez kostkę wynosiła około 27% (kostki z IWO – około 87%). Stan polaryzacji fali przechodzącej nie ulegał zmianie (liniowo spolaryzowana fala o $\Delta\alpha = 2^\circ$ i eliptyczności poniżej 1%), natomiast stan polaryzacji fali odbitej ulegał zmianie. W zależności od kąta α płaszczyzny polaryzacji liniowo spolaryzowanej fali padającej na kostkę, fala odbita była falą eliptycznie spolaryzowaną o różnej eliptyczności. Stosunek długiej osi do krótkiej osi elipsy był różny w zależności od kąta α . W najgorszym przypadku zanotowano eliptyczność rzędu 11%. Różni producenci stosują różne technologie cienkich warstw. Istnieje też pewne prawdopodobieństwo, że kostki kupione u tego samego producenta, w innym terminie, będą miały warstwy, które inaczej będą wpływać na stan polaryzacji światła. Należy, więc za każdym razem sprawdzać nowe kostki przed wykonywaniem pomiarów i ustalać najbardziej korzystne warunki pracy tych kostek.

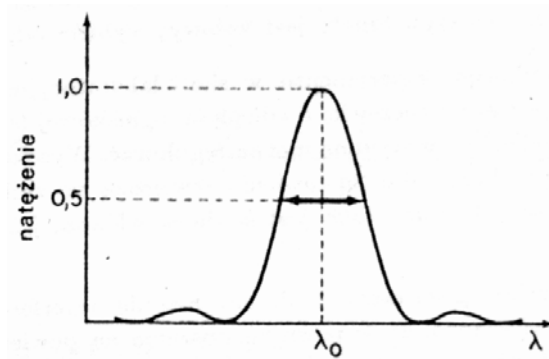
Warstwy dzielące w używanych w interferometrze IWO kostkach światłodzielących zostały sprawdzone przez mgr J. Gomulę oraz dr inż. P. Biegańskiego [Biegański2005]. Na podstawie pomiarów spektralnych dr inż. P. Biegański stwierdził, że warstwa dzieląca składa się ze srebra i dielektryka oraz, że to ta warstwa ma zasadniczy wpływ na zmiany polaryzacji padającego światła. Podczas konsultacji z mgr inż. M. Trnką [Trnka2006], jakie miałam okazję odbyć podczas wizyty w jego zakładzie, okazało się, że proces, w którym powstaje

cienka warstwa dzieląca składająca się z warstw dielektryk, srebro, dielektryk jest bardzo wrażliwy na czynniki takie jak: szybkość naporowywania, jakość próżni oraz temperatura [Trnka2006]. Niewielka zmiana jednego z tych czynników może spowodować duże zmiany w działaniu wykonanej warstwy dzielącej. Warstwy dzielące wykonane przez mgr inż. M. Trnkę nie obracają płaszczyzny polaryzacji światła padającego (dokładność podziału wynosi 3%). Warstwy dzielące w kostkach używanych w interferometrze IWO zostały wykonane w Chinach. W wyniku przeprowadzonej przeze mnie analizy pracy kostek światłodzielących w układzie IWO, interferometr ten zostanie w najbliższym czasie wyposażony w kostki z warstwami wytworzonymi przez mgr inż. M. Trnkę

4.2 Różnica dróg optycznych

Ze względu na swą budowę interferometr trójwiązkowy IWO będzie zawsze wprowadzał pewną różnicę dróg optycznych. W układzie pomiarowym zdarzyły się sytuacje, gdy różnica dróg optycznych wynosiła 2 a nawet 3 centymetry (droga każdej z fal UA, UB i UC przez układ sześciu kostek światłodzielących wynosiła około 60 cm). Różnice te powstawały przy próbach uzyskania konkretnej sieci wirów optycznych.

Różnica dróg optycznych, wytworzona po przejściu światła przez interferometr, nie może być większa od drogi koherencji, ponieważ indywidualne ciągi fal nie będą pokrywać się ze sobą – nie będzie interferencji. Pełna interferencja i najwyższy kontrast będą miały miejsce wtedy, gdy dwa ciągi fal biegnące obok siebie dokładnie i całkowicie się nakryją. Jeżeli nakładają się one, np. tylko połową swych długości to interferencja występuje, ale kontrast jest mniejszy o połowę [Mayer-Arendt1977]. W laserze He-Ne szerokość półwkowa linii widmowej $\Delta\nu$ ($\Delta\nu$ – szerokość mierzona dla natężenia równego połowie jej maksymalnego natężenia – rysunek 4-13) wynosi około 15 kHz, więc droga koherencji wynosi $\Delta s = c/\Delta\nu \approx 20\text{km}$.



Rysunek 4-13 Szerokość połówkowa linii widmowej [Mayer-Arendt1977].

Różnica dróg optycznych występująca w omawianym interferometrze może wynosić około 2 cm, co stanowi około 0,0001% drogi koherencji. Wpływ tak małej różnicy dróg optycznych na kontrast rejestrowanych prążków jest praktycznie niemierzalny. Różnica dróg optycznych rzędu paru centymetrów ma jednak wpływ na dokładność lokalizacji wirów optycznych. Droga koherencji jest parametrem zależnym tylko od szerokość połówkowej linii widmowej, czyli od typu lasera. Podczas pracy lasera obserwowane jest jeszcze „płynięcie” linii widmowej. Dla lasera He-Ne ($\lambda_0 = 632,82 \text{ nm}$, $\nu_0 = 4,7 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$) niestabilizowanego dryf częstotliwości ν_0 może wynosić około 600 MHz [Rzepka2004], co objawia się drganiem prążków interferencyjnych. Wielkość tych drgań zależna jest od różnicy dróg optycznych.

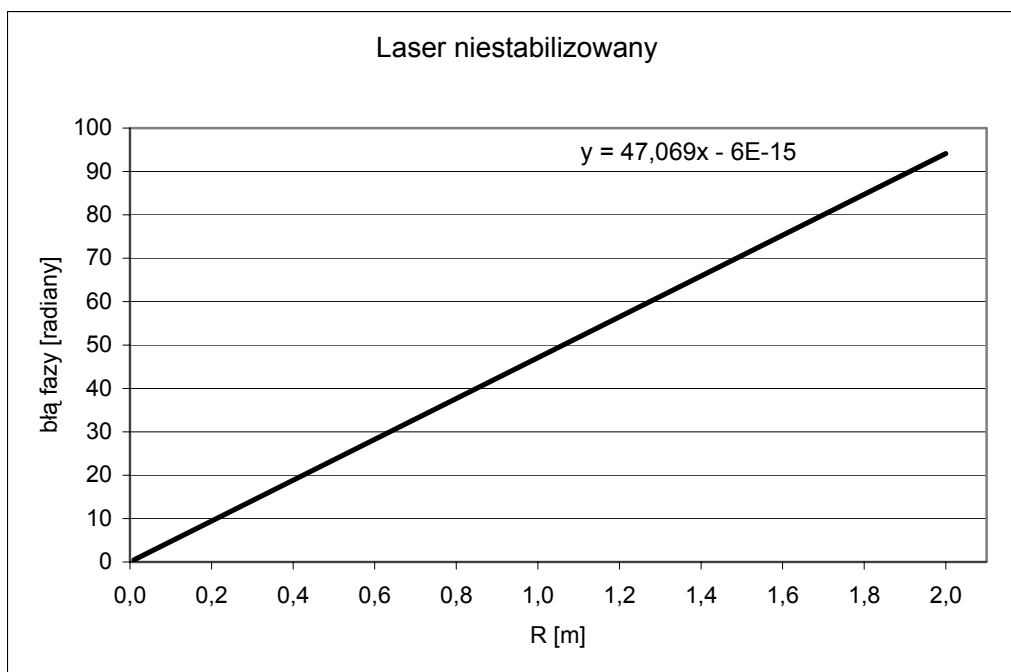
Różnica dróg optycznych R związana jest z różnicą faz δ w następujący sposób:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} R \quad (4.9)$$

Różniczkując otrzymujemy:

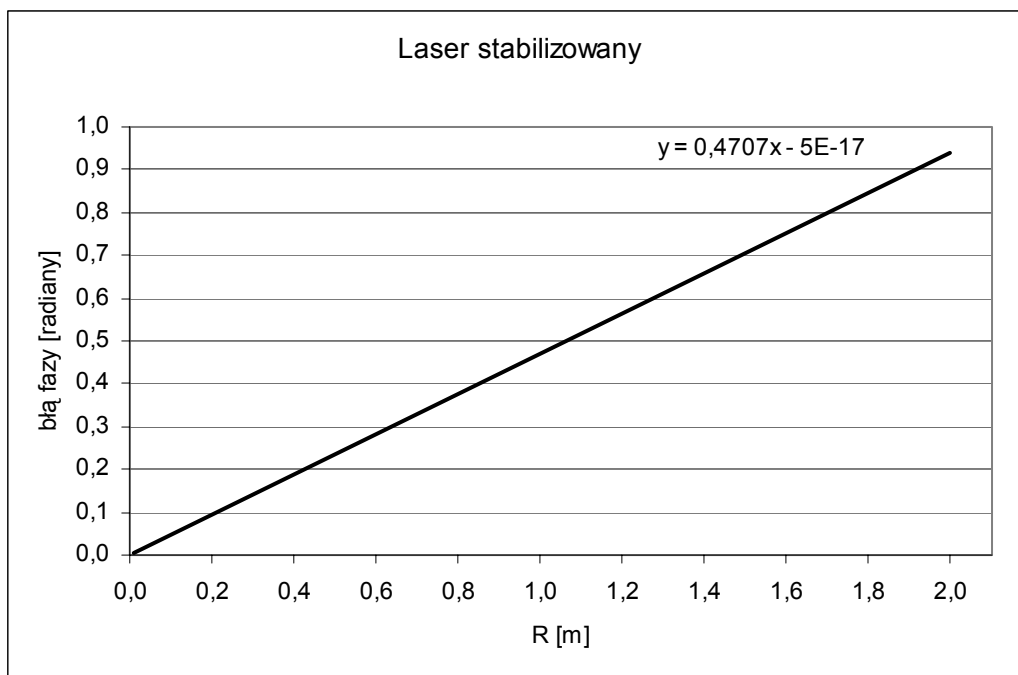
$$\Delta\delta = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} 2\pi R \quad (4.10)$$

Wielkość błędu fazy $\Delta\delta$ określa wielkość drgań prążków interferencyjnych. Poniżej, na rysunku 4-14 przedstawiona jest zależność, wyznaczona na podstawie wzoru 4.10.



Rysunek 4-14 Zależność pomiędzy różnicą dróg optycznych R, a błędem fazy wyznaczona dla lasera He-Ne niestabilizowanego.

Z wykresu przedstawionego na rysunku 4-14 można odczytać, że jeżeli $R = 20\text{cm}$ to $\Delta\delta = 9,4$ radiana, czyli prążek interferencyjny może przesunąć się o półtora prążka. Dla $R = 2\text{cm}$ $\Delta\delta = 0,94$ radiana, czyli prążek interferencyjny może przesunąć się o około 1/6 prążka. Tak duże drgania prążków interferencyjnych stawiają pod znakiem zapytania stosowanie wieloekspozycyjnych metod lokalizacji wirów optycznych. W układzie pomiarowym został, więc zastosowany stabilizowany laser He-Ne. W przypadku lasera niestabilizowanego długość fali świetlnej rozchodzącej się w powietrzu wynosiła $\lambda_0 = 632,82 \pm 0,03$ nm, natomiast dla zastosowanego lasera stabilizowanego mamy $\lambda_0 = (632,8200 \pm 0,0003)$ nm. Rysunek 4-15 przedstawia zależność pomiędzy różnicą dróg optycznych R a błędem fazy wyznaczona dla lasera He-Ne stabilizowanego [Budzyń2006]. Jak widać na wykresie tym razem dla $R = 20\text{cm}$ $\Delta\delta$ wynosi 0,094 radiana, a dla $R = 2\text{cm}$ $\Delta\delta$ wynosi 0,0094 radiana, czyli około 0,0015 prążka.

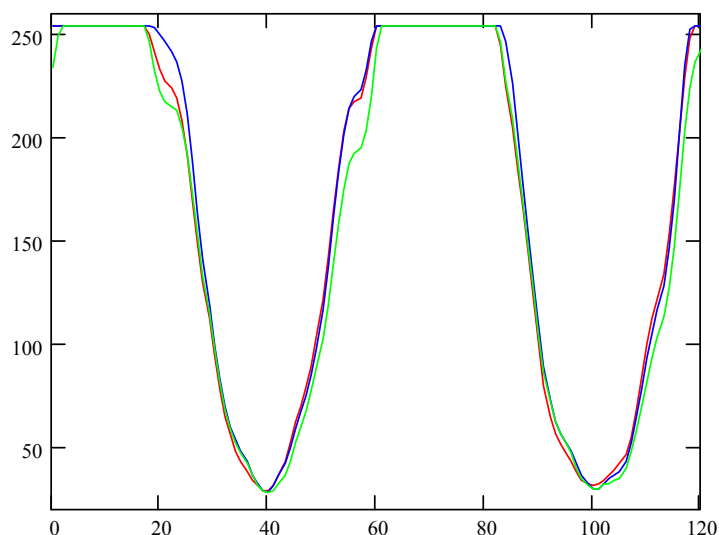


Rysunek 4-15 Zależność pomiędzy różnicą dróg optycznych R, a błędem fazy wyznaczona dla lasera He-Ne stabilizowanego.

W celu sprawdzenia obliczeń teoretycznych zostały przeprowadzone dwa eksperymenty.

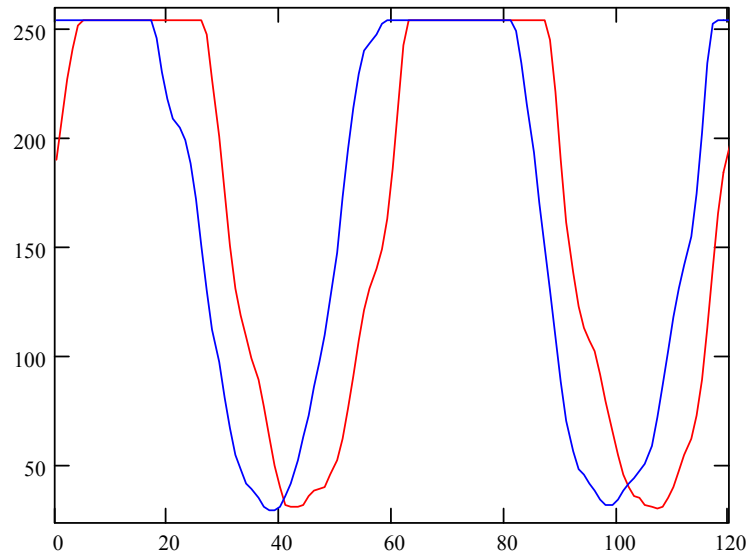
Pomiar I – w układzie interferometru IWO

W układzie zasilającym moduł stabilizacji lasera został zamontowany wyłącznik, który wyłączał stabilizację termiczną i częstotliwościową nie przerywając pracy lasera. W układzie interferometru IWO jedna z wiązek została przysłonięta. Pomędzy dwoma interferującymi falami UA i UC różnica dróg optycznych wynosiła około 2 cm. W wyniku interferencji fal płaskich UA i UC na elemencie CCD (576 x 768 pikseli) kamery pomiarowej wytworzyło się 13 prążków pionowych (czyli grubość jednego prążka wynosiła około 60 pikseli – 540 μm). Poniżej przedstawione są fragmenty przekrojów przez trzy interferogramy prążków pionowych, zarejestrowanych w różnych odstępach czasu (rejestracja interferogramów odbywała się przez 180 s w odstępach 5 sekundowych) z włączoną i wyłączoną stabilizacją lasera.



Rysunek 4-16 Przekroje przez natężenie w prążkach interferencyjnych zarejestrowane na trzech interferogramach (kolor zielony – 25 sekunda, kolor czerwony – 50 sekunda, kolor niebieski – 130 sekunda) przy włączonej stabilizacji lasera He-Ne. Na osi X oznaczone są odległości w pikselach, na osi Y – 256 poziomów szarości natężenia światła.

Na rysunku 4-16 przedstawione są przekroje przez prążki zarejestrowane na trzech różnych interferogramach przy włączonej stabilizacji lasera He-Ne. Pomiaru były wykonywane bez użycia filtra szarego osłabiającego wiązkę laserową, dlatego maksima interferencyjne są przesycone, co jednak nie ma wpływu na dalszą analizę. Jak wynikało z obliczeń teoretycznych, w przypadku gdy różnica dróg optycznych wynosi 2 cm oraz stabilizacja lasera jest włączona, nie powinniśmy obserwować drgań prążków interferencyjnych (drgania około 0,09 piksela) i rzeczywiście drgań takich nie obserwujemy (pomiaru były wykonywane wieczorem w dzień wolny od pracy w celu wyeliminowania drgań pochodzących z zewnątrz). Dla tej samej konfiguracji prążków interferencyjnych została wykonana rejestracja interferogramów z wyłączoną stabilizacją lasera. Na poniższym rysunku przedstawione są przekroje przez dwa interferogramy, które zostały zarejestrowane w odstępie 65 sekund.

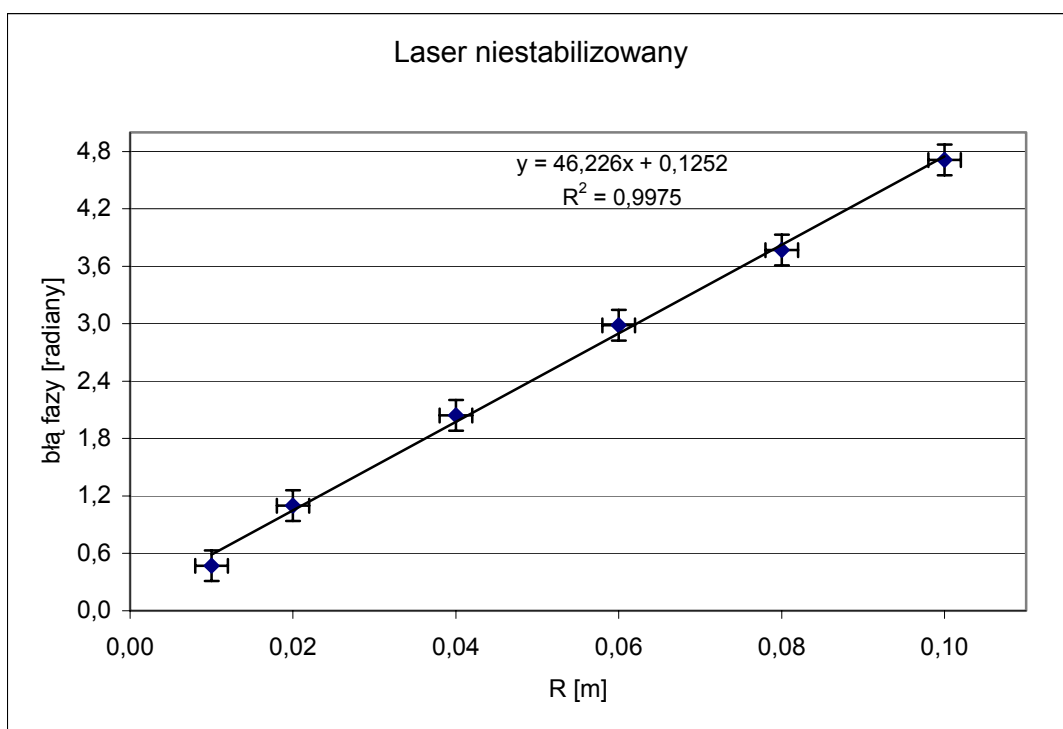


Rysunek 4-17 Przekroje przez natężenie w prążkach interferencyjnych zarejestrowane na dwóch interferogramach w odstępie 65 sekund przy wyłączonej stabilizacji lasera He-Ne. Na osi X oznaczone są odległości w pikselach, na osi Y – 256 poziomów szarości natężenia światła.

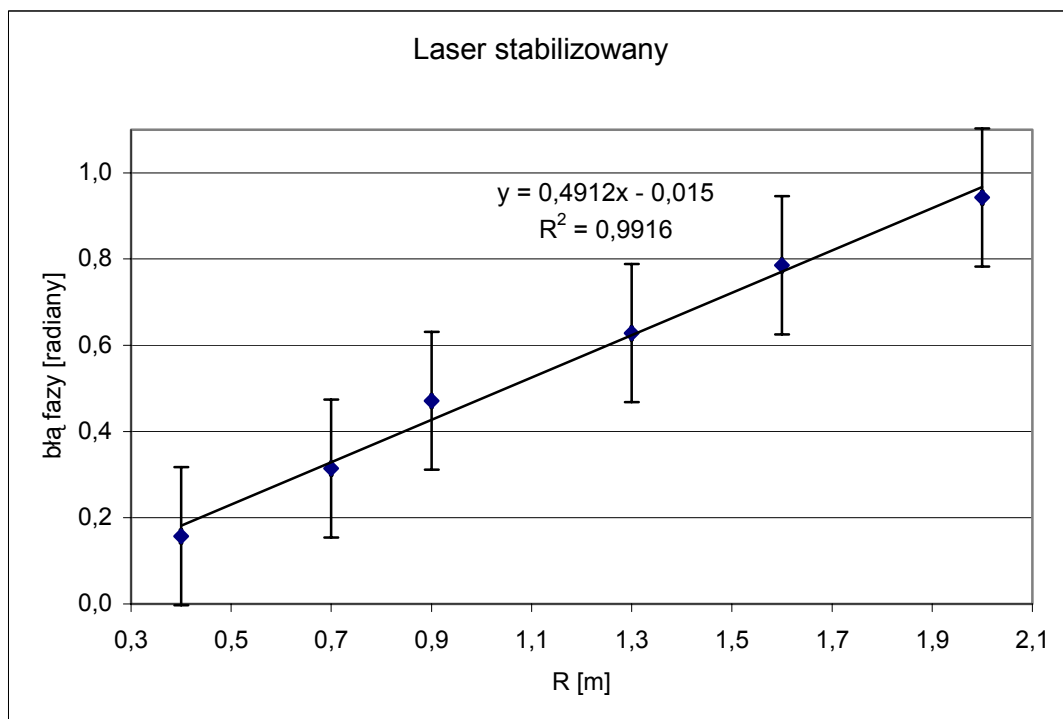
Rysunek 4-17 przedstawia dwa fragmenty przekrojów przez zarejestrowane natężenie w prążkach interferencyjnych, dla których różnice w położeniach minimów były największe (około 10 pikseli). Z obliczeń teoretycznych wynikało, że dla różnicy dróg optycznych wynoszącej 2 cm, w momencie, gdy układ będzie oświetlony promieniowaniem pochodzącym z lasera niestabilizowanego, prążki interferencyjne mogą wykonywać drgania o amplitudzie równej $1/6$ prążka. Różnica 10 pikseli w położeniach minimów interferencyjnych stanowi $1/6$ prążka, a więc pomiary potwierdziły przewidywania teoretyczne.

Pomiar II – w układzie interferometru Michelsona

Za pomocą prostego układu interferometru Michelsona został przeprowadzony pomiar, w którym obserwowano prążki interferencyjne o grubości około 40 pikseli ($360 \mu\text{m}$). Pomiary drgań prążków interferencyjnych były wykonane dla kilku różnic dróg optycznych (od 1 cm do 10 cm dla włączonej stabilizacji oraz od 0,2 m do 2 m dla wyłączonej stabilizacji). Przy wyłączonej stabilizacji lasera pomiar położenia prążków był bardzo trudny, ponieważ prążki interferencyjne zbyt szybko przemieszczały się w płaszczyźnie obserwacji, zatem na poniższym rysunku zostały przedstawione wyniki pomiarów dla różnic dróg optycznych mniejszych od 10 cm.



Rysunek 4-18 Zależność pomiędzy różnicą dróg optycznych R, a błędem fazy zmierzona dla lasera He-Ne niestabilizowanego.



Rysunek 4-19 Zależność pomiędzy różnicą dróg optycznych R, a błędem fazy zmierzona dla lasera He-Ne stabilizowanego.

Wyniki pomiarów przedstawione na rysunkach 4-18 i 4-19 tworzą zależności liniowe (wartość współczynnika korelacji R^2 bliska jest wartości jeden). Od grubości rejestrowanych prążków interferencyjnych zależy błąd pomiaru fazy. Dla prążków o grubości około 40 pikseli błąd pomiaru fazy ($\Delta\delta = 0,16$ radiana) jest większy niż dla prążków o grubości 60 pikseli ($\Delta\delta = 0,11$ radiana).

Podsumowanie

W tabeli 4-9 przedstawiono wyniki obliczeń teoretycznych mające zilustrować zależność dokładności lokalizacji wirów optycznych od wielkości różnicy dróg optycznych R .

Tabela 4-9 Zależność dokładności lokalizacji wirów optycznych od wielkości różnicy dróg optycznych R (grubość prążka interferencyjnego wynosiła około 60 pikseli – 540 μm).

Wielkość drgań [piksele]	< 1,00	< 0,50	< 0,25
	<i>Laser stabilizowany</i>		
R	< 20 cm	< 10 cm	< 6 cm
	<i>Laser niestabilizowany</i>		
R	< 2 mm	< 1 mm	< 0,6 mm

Z powyższej tabeli wynika, że jeśli w czasie pomiarów używany jest laser He-Ne bez układu stabilizacji, to niemożliwe jest lokalizowanie wirów optycznych, z użyciem metod wieloekspozycyjnych, z dokładnością mniejszą od 1 piksela ($1/60$ grubości prążka interferencyjnego), ponieważ różnica dróg optycznych powinna być mniejsza od około 2 mm. W przypadku, gdy w pomiarach używany jest laser stabilizowany, różnica dróg optycznych, wynikająca z budowy interferometru, wynosząca 2 lub 3 centymetry, nie wpływa na dokładność lokalizacji, ponieważ drgania wykonywane przez prążki są małe.

Z uwagi na występowanie różnicy dróg optycznych w interferometrze IWO i na to, iż wiry optyczne mają być lokalizowane z dokładnością mniejszą niż 9 μm , w układzie pomiarowym musi być użyty laser stabilizowany. Warto zaznaczyć, że w chwili składania tej pracy nie dysponowaliśmy jeszcze metodą jednoekspozycyjną, która mogłaby zlokalizować wiry optyczne z założoną dokładnością.

5 Metody lokalizacji wirów optycznych

Interferometr IWO wytwarza sieć wirów optycznych, które służą jako punkty charakterystyczne w polu interferencyjnym. Aby można było je w tym celu wykorzystać konieczne są precyzyjne metody lokalizacji położenia punktów wiru. Chcę podkreślić, że dokładność lokalizacji punktu wiru ma absolutnie kluczowe znaczenie dla rozdzielczości IWO. W literaturze można znaleźć kilka teoretycznych metod lokalizacji wirów optycznych [Aksenov2002, Freund1997B, Vasnetsov1999] oraz doświadczalne metody lokalizacji wirów optycznych [Masajada2002, Masajada2004A,B Wang2005A,B]. W punktach, w których występują wiry optyczne, obserwujemy minimum natężenia światła. Analiza obszarów minimalnej wartości natężenia światła jest trudna, ponieważ obszary te są najbardziej wrażliwe na szумы. Aby uniknąć przekłamań w oznaczeniu położenia wirów optycznych, omówione poniżej procedury lokalizacyjne bazują na właściwościach otoczenia punktów wiru.

W wyniku pracy SOG (Singular Optics Group) powstało i zostało przedstawionych pięć metod lokalizacji wirów optycznych:

- metoda minimów
- metoda amplitud
- metoda trójkątów
- metoda cosinusów
- metoda wektorów.

Na rzecz niniejszej pracy doktorskiej pozwolę sobie na dokładniejsze określenie autorstwa poszczególnych metod. Metody trójkątów i wektorów zostały pierwotnie zaproponowane przez J. Masajada i A. Popiołek-Masajada. Metody te zostały dopracowane przez A. Popiołek-Masajada i W. Frączka i przeze mnie. Pozostałe metody zostały opracowane przeze mnie oraz W. Frączka. Najnowsze testy i modyfikacje wszystkich metod zostały przeprowadzone przeze mnie i W. Frączka.

Podczas pracy nad metodami lokalizacji wirów optycznych, wykorzystywany był pierwszy schemat pomiarowy opisany w rozdziale 3.2 bez przedmiotu badanego. Schemat ten został wybrany, ponieważ przy jego prostocie występują w nim wszystkie podstawowe problemy utrudniające lokalizację wirów optycznych.

Metody amplitud, trójkątów, cosinusów i wektorów wymagają zarejestrowania czterech interferogramów (metody wieloekspozycyjne): I_{ABC} , I_{AB} , I_{AC} i I_{BC} oraz wstępnego oszacowania położenia wirów optycznych. Przy szacowaniu położenia wirów optycznych wykorzystywana jest metoda minimów (metoda jednoekspozycyjna).

5.1 Zasada działania metod lokalizacyjnych

Metoda minimów

Metoda minimów rozpoczyna swoje działanie od odcięcia brzegów wszystkich zarejestrowanych interferogramów. Następną czynnością jest określenie tła i usunięcie go z zarejestrowanych interferogramów. Ze względu na zmiany natężenia w okolicy wirów i bardzo małe obszary ciemne, modyfikacje wprowadzone przez tradycyjne metody filtracji obrazu [Służek1991, Wojnar1994] w interferogramie I_{ABC} mogą prowadzić do powstania dodatkowych błędów lokalizacji. Cyfrowa filtracja obrazu [Patorski2005] jest wykorzystywana do określenia wielkości obszarów zawierających wiry, natomiast do określenia położenia punktów o minimalnym natężeniu wykorzystywany jest niezmodyfikowany interferogram I_{ABC} .

Lokalizowanie obszarów o najmniejszym natężeniu podzielone jest na etapy. Najpierw na interferogramie I_{ABC} znajdowane są obszary o małej wartości natężenia. Obszary te nazwane zostały wyspami. Wyznaczenie wysp wymaga doboru granicznej wartości natężenia GWN , która decyduje o rozmiarze obszaru minimalnego natężenia, czyli wyspy, w których wartości natężenia należą do przedziału $< GWN, 0 >$. Parametr GWN dobierany jest w taki sposób, aby ilość rozróżnianych wysp była właściwa. Ilość powstałych wysp jest znana z geometrii sieci wirów optycznych. Następnie znajdowane są minima w każdej wyspie. Ilość tak wyznaczonych minimów może być większa niż ilość wirów optycznych. Dodatkowo występujące minima natężenia są uśredniane. O tym, które minima wysp zostaną uśrednione decyduje następujący parametr:

$$odl = \sqrt{P/nw} \quad (5.1)$$

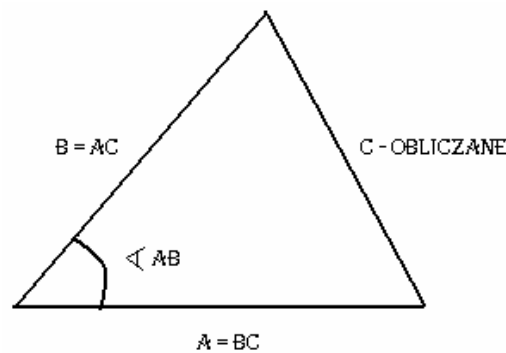
gdzie: P – powierzchnia analizowanego interferogramu, nw – ilość wszystkich wirów.

Testy numeryczne metody minimów przeprowadzane na teoretycznie wygenerowanych i w różny sposób zaburzanych falach płaskich, wykazały, że zlokalizowane położenia wirów optycznych różnią się od rzeczywistych o mniej niż 3 piksele ($< 27\mu\text{m}$).

Metoda amplitud

Metoda amplitud rozpoczyna swoje działanie od przeskalowania wartości natężeń odczytanych z interferogramów I_{AB} , I_{AC} oraz I_{BC} w taki sposób, aby wartość minimalna wynosiła -1 a maksymalna 1 . W ten sposób otrzymywane są wartości cosinusa fazy względnej pomiędzy falami U_{AB} , U_{AC} i U_{BC} . Następnie wydzielane są podmacierze, które w środku zawierają punkty wirowe, wyznaczone na podstawie lokalizacji metodą minimów. Kolejny krok to konstruowanie trójkątów z amplitud interferujących fal (z nieznormalizowanych interferogramów) i cosinusa fazy względnej (ze znormalizowanych interferogramów od -1 do 1). Aby wyjaśnić, w jaki sposób odbywa się konstruowanie trójkątów z amplitud i cosinusa fazy względnej, posłużę się przykładem:

Przykład:



Rysunek 5-1 Ilustracja konstrukcji trójkątów z amplitud i cosinusa fazy względnej interferujących fal wykorzystywana w metodzie amplitud.

Niech z interferogramów I_{AC} i I_{BC} odczytywane są długości boków B i A oraz cosinus kąta pomiędzy falami U_A i U_B (rysunek 5-1). Wszystkie operacje wykonywane są na wcześniej wydzielonych podmacierzach z punktami podejrzanymi w środku. Z twierdzenia cosinusów obliczamy bok C :

$$c = \sqrt{I_{BC} + I_{AC} - 2\sqrt{I_{BC} \cdot I_{AC}} \cdot \cos(\angle AB)} \quad (5.2)$$

Następnie wyznaczana jest różnica w wartościach pomiędzy amplitudą obliczoną C , a wartością odczytaną z interferogramu I_{AB} czyli $|C - AB|$ (rysunek 5-1: $C = AB$). W taki sam sposób wyznaczane są różnice wartości amplitud $|B - AC|$ oraz $|A - BC|$. W kolejnym kroku obliczana jest suma s :

$$s = \left| \frac{C - AB}{AB} \right| + \left| \frac{B - AC}{AC} \right| + \left| \frac{A - BC}{BC} \right| \quad (5.3)$$

Suma przedstawiana równaniem 5-3 obliczana jest dla każdego punktu podmacierzy zawierającej punkt podejrzany w środku. Ostatni krok polega na znalezieniu najmniejszej wartości sumy (równanie 5-3), która wskazuje położenie wiru optycznego.

Nie dysponujemy ścisłym dowodem poprawności działania zadanych z opisanych w tej pracy procedur lokalizacyjnych. Konstrukcja każdej z nich polegała na sformułowaniu pewnego szkieletu teoretycznego metody, a w następnym kroku na żmudnym szukaniu korekt pierwotnej postaci tych metod. Szukanie takich korekt opierało się często na metodzie prób i błędów. Kolejne wersje metod były intensywnie testowane na bazie zaszumianych interferogramów generowanych komputerowo, dzięki czemu można było dokładnie określić błąd wprowadzany przez kolejne wersje każdej metody. W pracy przedstawiam końcowy efekt tych działań, czyli te wersje poszczególnych metod, które spisywały się najlepiej. Takie drobne ale istotne, czysto inżynierskie poprawki wprowadzone do schematów teoretycznych są bardzo trudne do ścisłego dowodzenia (ścisłego w sensie matematycznym). Zgodnie z inżynierską praktyką zadowolamy się tutaj dowodem czysto praktycznym polegającym na przeprowadzeniu licznych testów. Od strony konstrukcji teoretycznej najlepiej uzasadniona jest metoda trójkątów. Jej uzasadnienie wymagało jednak wykonanie atlasu złożonego z około dwustu rysunków co było przedmiotem osobnej pracy dyplomowej [Jarosławski2003]

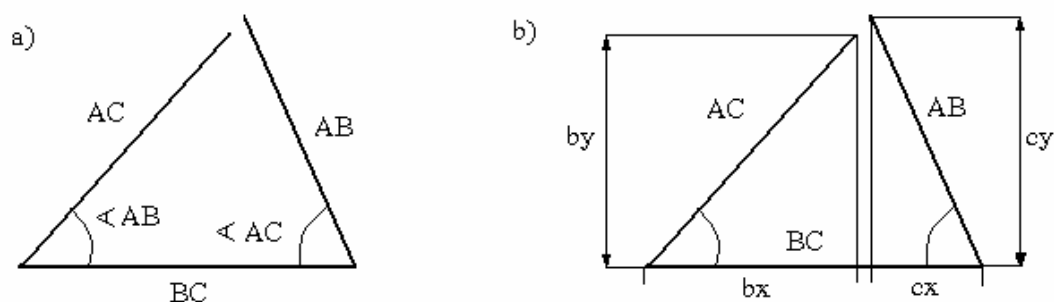
Metoda trójkątów

Metoda trójkątów rozpoczyna swoje działanie od przeskalowania wartości natężeń zarejestrowanych na interferogramach I_{AB} , I_{AC} oraz I_{BC} . Przeskalowanie odbywa się w taki sposób, aby wartości minimalne natężeń odczytanych z interferogramów przed skalowaniem

odpowiadały wartości 0 po skalowaniu, a wartości maksymalne przed skalowaniem odpowiadały wartości 255 po skalowaniu. Następnie, tak jak w poprzedniej metodzie, wydzielane są podmacierze zawierające punkty podejrzane w środku. W kolejnym kroku należy obliczyć różnice natężeń w każdym analizowanym podobzdarze: $|AB - BC| = T1$, $|AB - AC| = T2$, $|AC - BC| = T3$. Dla każdej współrzędnej z macierzy T1, T2, T3 wybierana jest wartość największa spośród wartości w tych trzech macierzach i zapisywana do nowej tablicy wynikowej W. Minimalna wartość w macierzy W wskazuje położenie wiru optycznego w analizowanym obszarze.

Metoda cosinusów

Metoda cosinusów rozpoczyna swoje działanie w taki sam sposób jak metoda amplitud, czyli od przeskalowania wartości natężeń odczytanych z interferogramów I_{AB} , I_{AC} oraz I_{BC} w taki sposób, aby wartość minimalna wynosiła -1 a maksymalna 1 . W ten sposób otrzymywane są wartości cosinusa fazy względnej pomiędzy falami U_{AB} , U_{AC} i U_{BC} , a następnie wydzielane są podmacierze zawierające punkty podejrzane w środku. W kolejnym kroku należy wybrać jeden z boków trójkąta za podstawę rzutów, np. $A(BC)$ – rysunek 5-2.



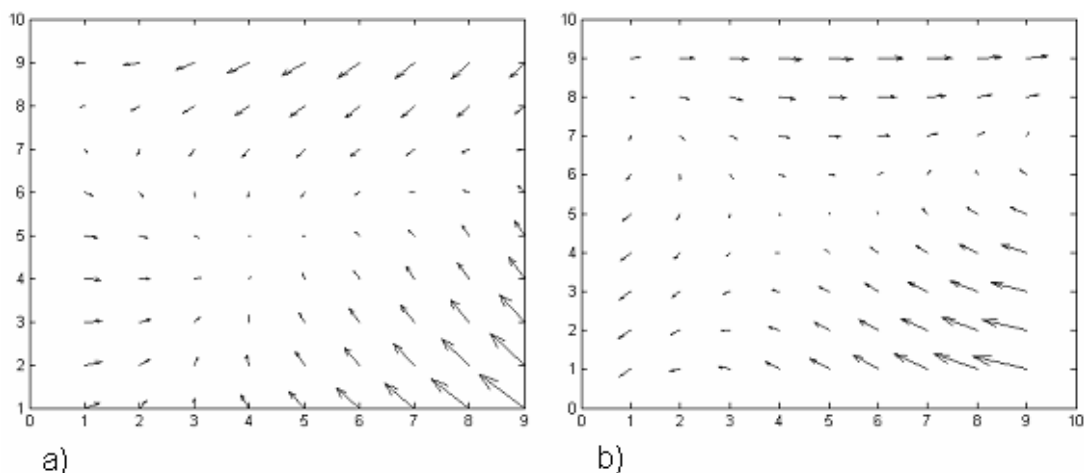
Rysunek 5-2 Ilustracja konstrukcji trójkątów z amplitud i cosinusów fazy względnej interferujących fal (a) oraz rzutów dwóch boków trójkąta na trzeci bok, wykorzystywana w metodzie cosinusów.

Z danych odczytanych z interferogramów I_{AB} , I_{AC} oraz I_{BC} obliczane są długości rzutów b_x , b_y , c_x , c_y (rysunek 5-2b). Następnie wyznaczane są wartości Δx_a i Δy_a :

$$\begin{aligned} \Delta x_a &= BC - (b_x + c_x), \\ \Delta y_a &= b_y - c_y \end{aligned} \tag{5.4}$$

Wartości Δx_a i Δy_a obliczane są dla wszystkich punktów podmacierzy zawierających punkty podejrzane w środku. Wartości te są współrzędnymi wektora zwanego wektorem

pseudoamplitudy (\mathbf{paA}). W kolejnych krokach należy obrócić za podstawę rzutów kolejne dwa boki trójkąta i powtórzyć czynności doprowadzające do otrzymania kolejnych współrzędnych wektorów pseudoamplitudy (\mathbf{paB} oraz \mathbf{paC}). Na rysunku 5-3 pokazano przykład rozkładu wektorów pseudoamplitudy w otoczeniu wiru optycznego.

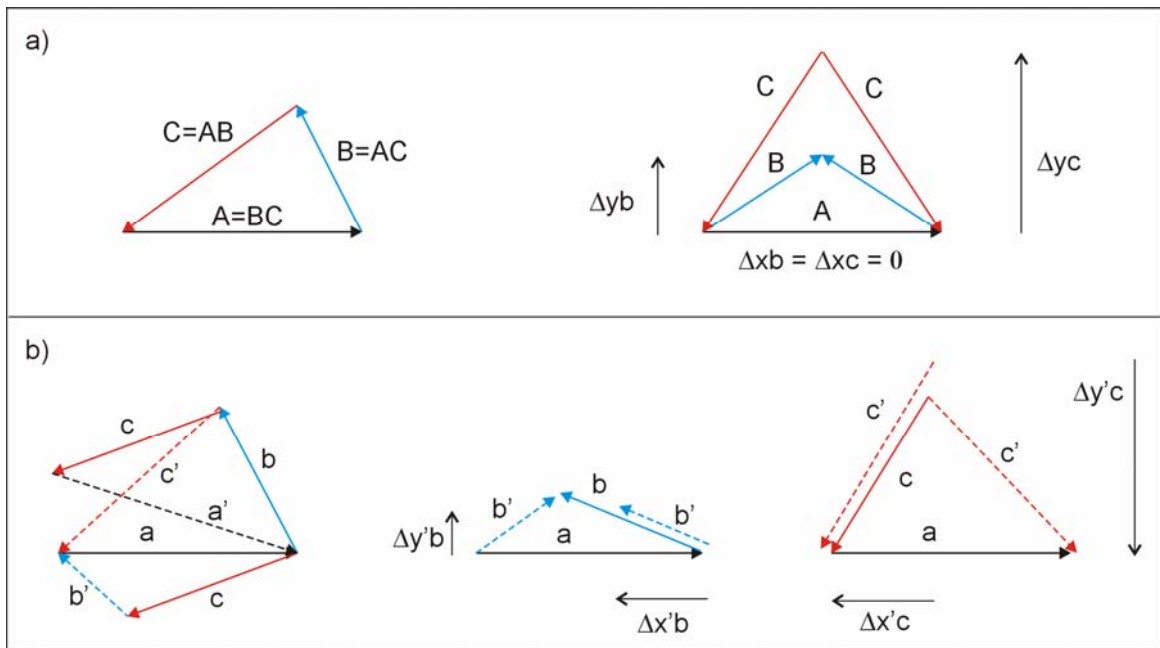


Rysunek 5-3 Ilustracja przykładowych rozkładów wektorów pseudoamplitudy w otoczeniu wiru optycznego.

Następnie należy przeanalizować zmiany kierunku wektora pseudoamplitudy w otoczeniu punktu podejrzanego osobno dla każdego bazowego boku trójkąta. Wir optyczny znajduje się w miejscu, wokół którego zmiany kierunku wektora pseudoamplitudy są największe. Dla każdego wiru otrzymujemy trzy współrzędne położenia (rzuty na trzy boki trójkąta), które, po uśrednieniu, wskazują położenie wiru optycznego.

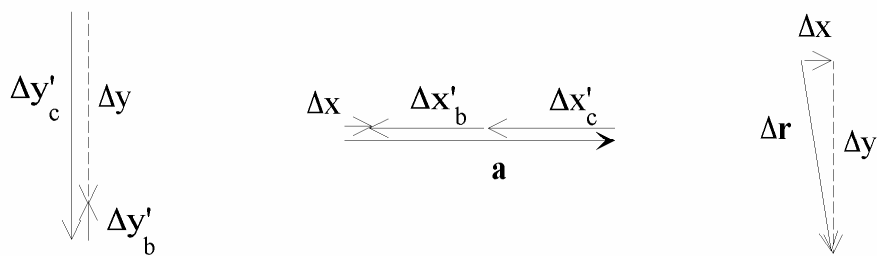
Metoda wektorów

Pierwszy krok w metodzie wektorów polega na wyznaczeniu amplitud fal U_A , U_B i U_C na podstawie interferogramów I_{AB} , I_{AC} oraz I_{BC} . Następnie wydzielane są podmacierze zawierające punkty podejrzanego w środku. W kolejnym kroku należy wybrać jeden z boków trójkąta za podstawę nowego trójkąta, np. bok A (rysunek 5-4a) i skonstruować dwa trójkąty o bokach B, A, B oraz C, A, C. Na rysunku 5-6a dużymi literami oznaczona jest wartość amplitudy odczytanej w punktach wirowych, natomiast małymi literami oznaczone są wartości amplitud odczytane w pobliżu punktów, w których znajduje się wir optyczny (rysunek 5-4b). W punktach znajdujących się w sąsiedztwie punktów wirowych dwa trójkąty zbudowane są z boków b' , a , b oraz c' , a , c .



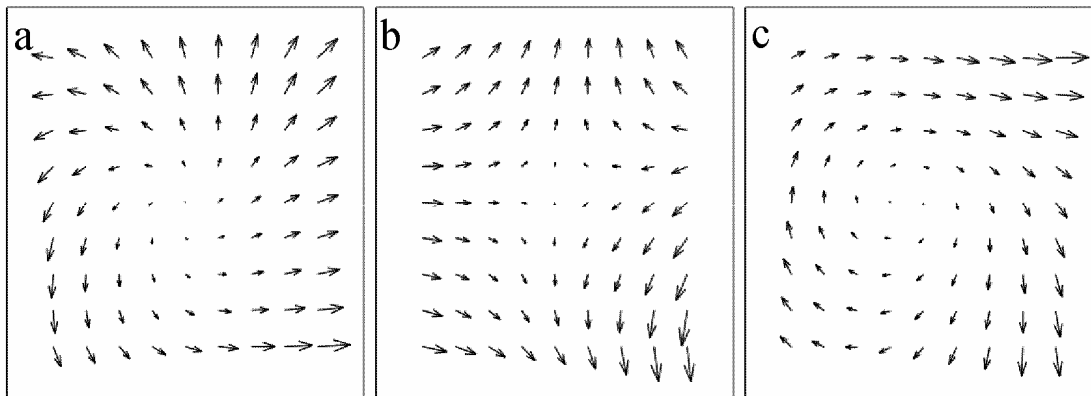
Rysunek 5-4 Ilustracja konstrukcji trójkątów z amplitud interferujących fal oraz rzutów wektora pseudofazy, wykorzystywana w metodzie wektorów. Przypadek a – amplitudy w punkcie wirowym, b – amplitudy w pobliżu punktu wirowego.

Na rysunku 5-4 przedstawione są przykładowe konstrukcje odcinków Δy_b , Δy_c , Δx_b , Δx_c w punkcie nieciągłości oraz $\Delta y'_b$, $\Delta y'_c$, $\Delta x'_b$, $\Delta x'_c$ w sąsiedztwie wiru optycznego. Odcinki te służą do wyznaczenia składowych wektora, który będzie nazywany na użytek tej pracy wektorem pseudofazy ($\Delta \mathbf{r}$). Poniższy rysunek 5-5 przedstawia zasadę konstrukcji wektora pseudofazy z odcinków $\Delta y'_b$, $\Delta y'_c$, $\Delta x'_b$, $\Delta x'_c$ wyznaczonych na bazie boku A.



Rysunek 5-5 Ilustracja konstrukcji wektora pseudofazy wykorzystywana w metodzie wektorów.

W kolejnych krokach należy obrać za podstawę rzutów kolejne dwa boki trójkąta i powtórzyć czynności doprowadzające do otrzymania kolejnych współrzędnych wektorów pseudofazy. Na rysunku 5-6 pokazano przykładowe rozkłady wektorów pseudofazy w otoczeniu wiru optycznego.



Rysunek 5-6 Ilustracja przykładowych rozkładów wektorów pseudofazy w otoczeniu wiru optycznego

Następnie należy przeanalizować zmiany kierunku wektora pseudofazy w otoczeniu punktu podejrzanego osobno dla każdego bazowego boku trójkąta. Wir optyczny znajduje się w miejscu, wokół którego zmiany kierunku wektora pseudofazy są największe. Dla każdego wiru otrzymujemy trzy współrzędne położenia (konstrukcje dla trzech boków trójkąta), które, po uśrednieniu, wskazują położenie wiru optycznego.

5.2 Dokładność lokalizacji wirów optycznych

W celu oszacowania błędów wynikających z algorytmów numerycznych procedur lokalizujących położenia wirów optycznych, zostały przeprowadzone symulacje numeryczne, a następnie wyniki symulacji zostały porównane z wynikami pomiarów.

5.2.1 Obliczenia teoretyczne

W symulacjach numerycznych interferogramy I_{AB} , I_{AC} , I_{BC} oraz I_{ABC} były generowane z równań falowych fal płaskich, przy czym kierunki rozchodzenia się fal płaskich były dobierane w taki sposób, aby w płaszczyźnie elementu CCD (576x768 pikseli o rozmiarach $9\mu\text{m}$ na $9\mu\text{m}$) otrzymać prążki interferencyjne o żądanej gęstości i nachyleniu. Tak wygenerowane interferogramy służyły do testowania metod lokalizacji.

Testy zostały przeprowadzone z użyciem następujących fal płaskich:

- a) Trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach

- b) Trzy fale płaskie o różnych amplitudach $A = 0,95$, $B = 1,05$, $C = 1,00$
- c) Trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach zaburzone innymi falami
- d) Trzy fale płaskie o różnych amplitudach $A = 0,95$, $B = 1,05$, $C = 1,00$ zaburzone innymi falami
- e) Dwie fale płaskie oraz jedna fala płaska zaburzona fazowo. Amplitudy wszystkich fal były jednakowe

We wszystkich wymienionych wyżej kombinacjach było generowanych kilka przypadków z różnymi gęstościami prążków wytworzonych z interferujących fal UB i UC (od 8,5 do 18 prążków mieszczących się na matrycy CCD, co około jeden prążek), czyli grubości pojedynczych prążków były następujące: 90,4 piksela (8,5 prążków pionowych; $768/8,5 = 90,4$), 73,1 piksela, 66,8 piksela, 56,9 piksela, 53,0 piksela, 50,0 piksela, 46,5 piksela, 42,7 piksela (18 prążków pionowych). Wraz ze wzrostem gęstości obserwowanych prążków interferencyjnych rośnie ilość wirów optycznych. Im więcej wytworzonych jest wirów tym dłużej działają procedury lokalizacji, natomiast zbyt mała ilość punktów nieciągłości fazy może okazać się niewystarczająca do przeprowadzenia części pomiarów (np. pomiar jakości płytek płaskorównoległych). Na etapie testowania nowych metod lokalizacji ustalone zostało, że 300-600 wirów optycznych jest wystarczającą ilością potrzebną do większości zastosowań IWO, dlatego też metody lokalizacyjne były testowane na interferogramach, na które obserwowano od 88 wirów optycznych (8,5 prążków pionowych) do 414 wirów optycznych (18 prążków pionowych). Metoda trójkątów była dodatkowo przetestowana aż do około 1800 wirów optycznych (37 prążków pionowych).

Metody lokalizacji były testowane dla sieci sześciokątów oraz par wirów optycznych, a ponieważ nie zaobserwowano różnic w działaniu procedur w zależności od typu sieci tylko od odległości między wirami, poniżej przykładu przedstawiono wykorzystując sieć sześciokątów. Na interferogramach I_{AB} , I_{AC} , I_{BC} oraz I_{ABC} obserwowany więc był taki układ prążków jak przedstawiony na rysunku 2-22.

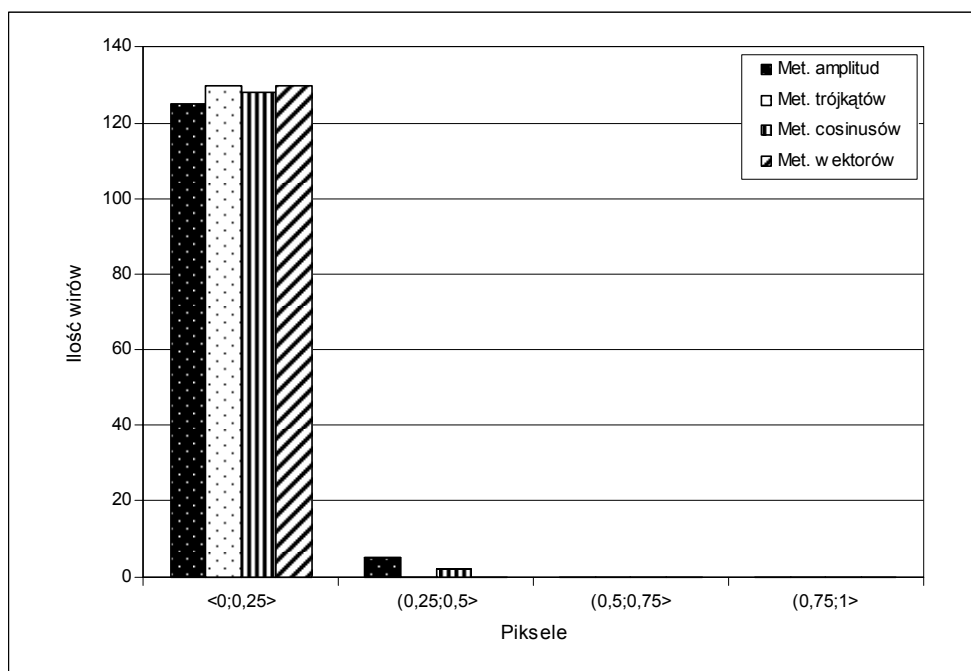
A. Histogramy

W trakcie tworzenia histogramów rzeczywiste położenia wirów optycznych wyznaczane były przy użyciu metody opisanej w rozdziale 2 polegającej na znalezieniu punktów przecięcia części rzeczywistej i urojonej funkcji U_{ABC} w zerze. Punkty te zostały

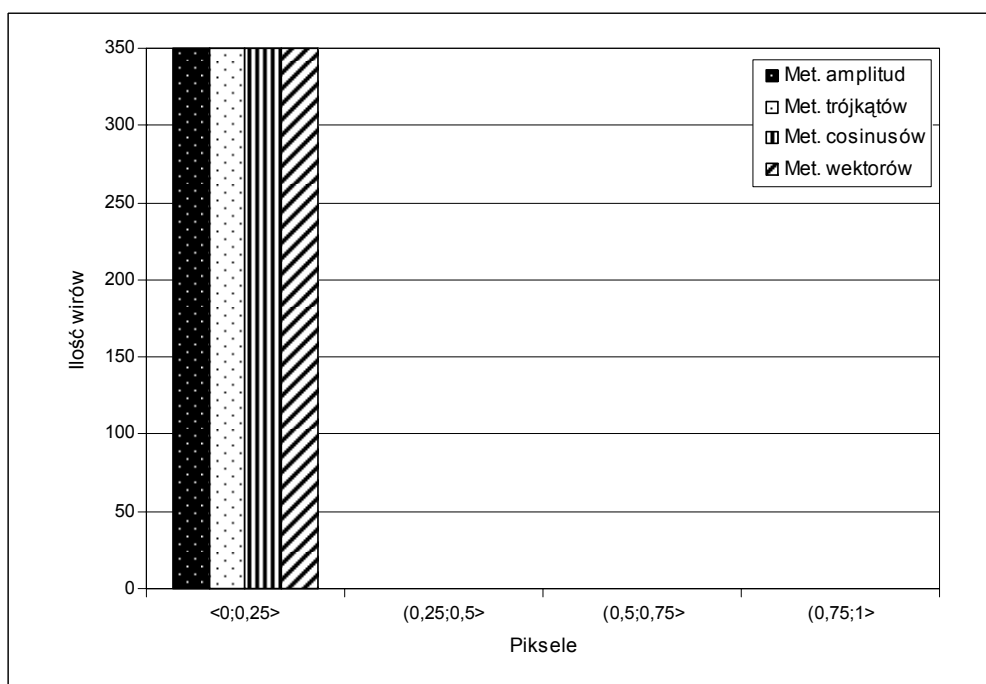
wyznaczone z dokładnością $0,9 \mu\text{m}$ ($1/10$ piksela – interpolacja dziesięciokrotna), natomiast położenia wirów optycznych, które znajdowały metody lokalizacji, były obliczane z dokładnością $2,25 \mu\text{m}$ ($1/4$ piksela – czterokrotna interpolacja podmacierzy zawierających punkty podejrzane w środku). Podział piksela na mniejsze części miał na celu ustalenie dokładności działania metod lokalizacji punktów wirowych, w przypadku użycia kamery cyfrowej o mniejszym rozmiarze piksela oraz potrzebny był do zaobserwowania niewielkich zmian w dokładności działania metod lokalizacji. Do wstępnego szacowania położenia punktów nieciągłych używana była metoda minimów, która określa położenia wirów z dokładnością rzędu $27 \mu\text{m}$ (3 piksele). Dlatego też podmacierze, które wydzielane są w początkowych etapach działania metod lokalizacji, zawierające punkty podejrzane w środku, są rozmiaru 9 na 9 pikseli.

Trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach

W przypadku, kiedy trzy interferujące fale płaskie są idealne i mają takie same amplitudy, wszystkie metody (amplitud, trójkątów, cosinusów, wektorów) działają prawidłowo. Prawie wszystkie wiry optyczne znajdowane są z dokładnością poniżej $4,5 \mu\text{m}$ ($1/2$ piksela) niezależnie od gęstości prążków. Poniżej zostały przedstawione dwa przykładowe wykresy ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji.



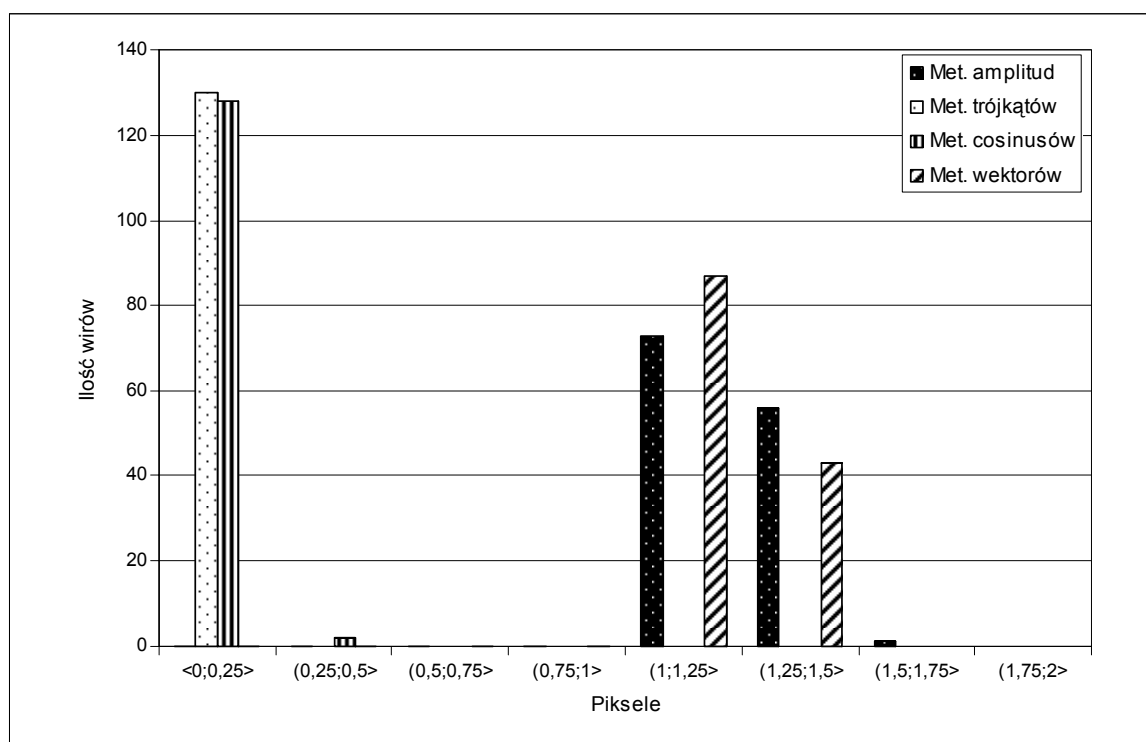
Rysunek 5-7 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie idealne o równych amplitudach oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 10,5 prążków pionowych (130 wirów).



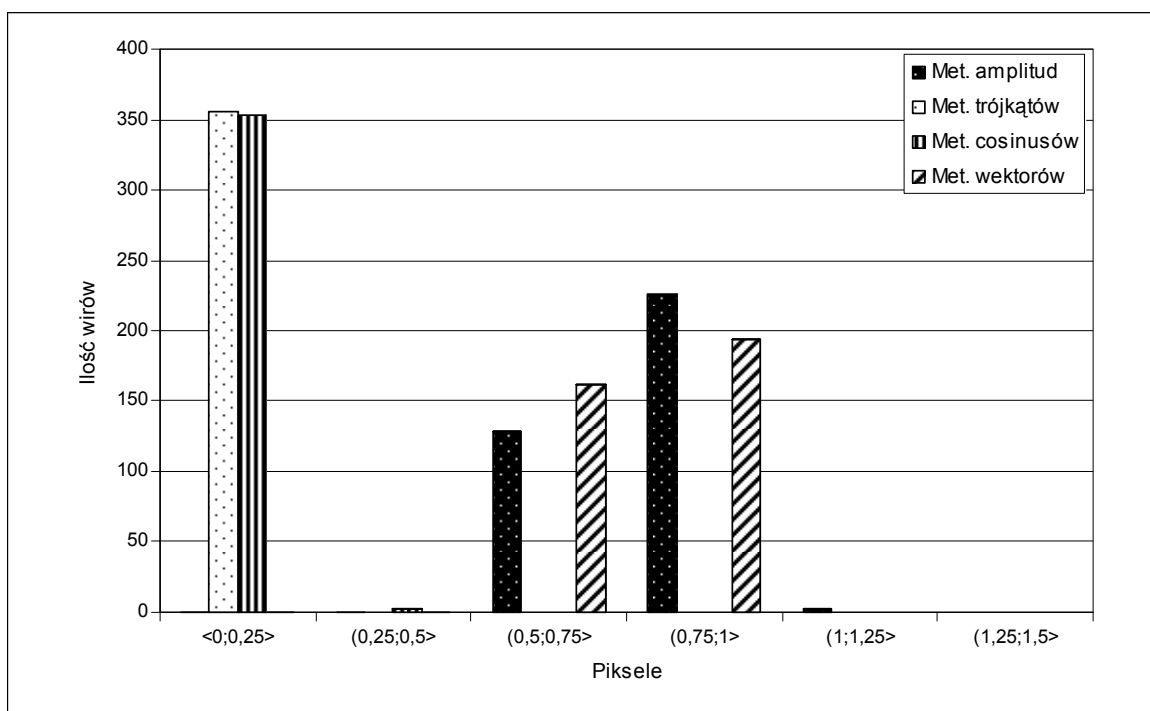
Rysunek 5-8 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie idealne o równych amplitudach oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 16,5 prążków pionowych (350 wirów).

Trzy fale płaskie o różnych amplitudach

W przypadku, kiedy trzy interferujące fale płaskie mają różne amplitudy, metody cosinusów i trójkątów działają prawidłowo. Prawie wszystkie wiry optyczne znajdujące się z dokładnością poniżej 4, 5 μm , niezależnie od gęstości prążków. Natomiast metody amplitud i wektorów lokalizują wiry optyczne z błędem około 9 μm . Metody te dają najlepsze wyniki, gdy ilość prążków pionowych I_{BC} jest większa od 14. Wartości amplitud dla poszczególnych fal wynoszące: $A = 0,95$, $B = 1,05$, $C = 1,00$ w przeliczeniu na natężenia mają następujące wartości: $I_a = 0,9$, $I_b = 1,1$ oraz $I_c = 1,0$. Wartości natężeń zostały dobrane tak aby zostały uwzględnione czynniki, które opisane są w rozdziale 4. Poniżej zostały przedstawione dwa przykładowe wykresy ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w tym przypadku.



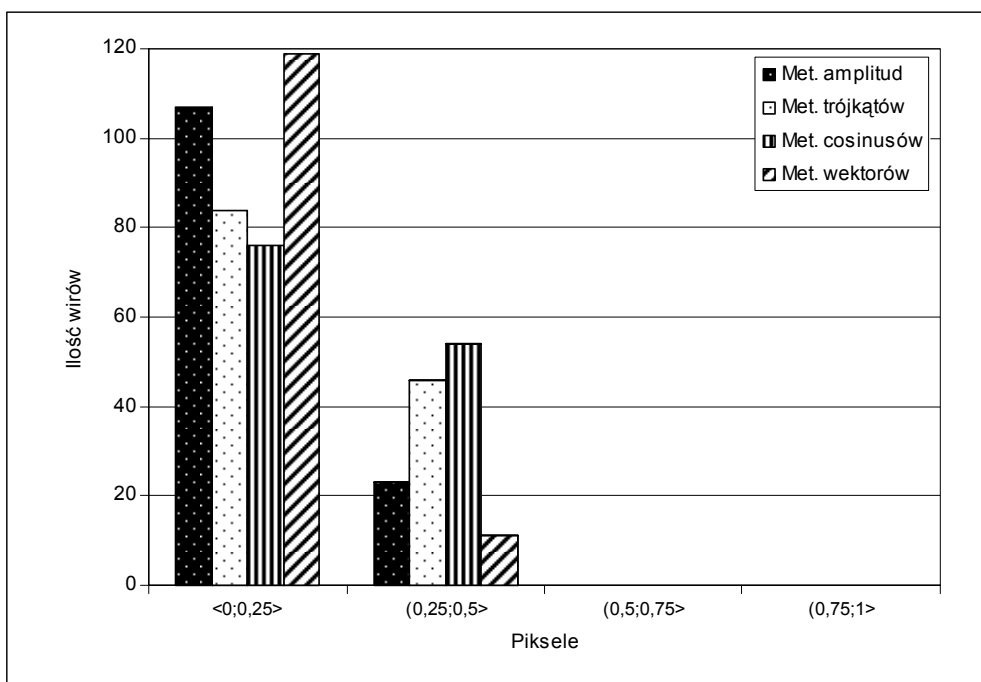
Rysunek 5-9 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie idealne o różnych amplitudach oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 10,5 prążków pionowych (130 wirów).



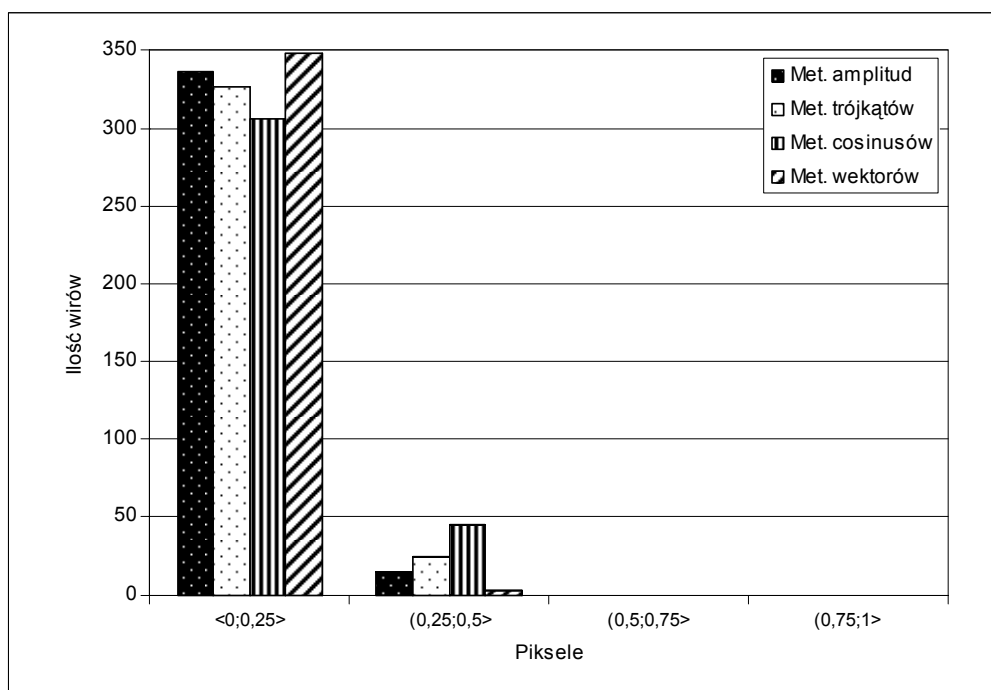
Rysunek 5-10 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie idealne o różnych amplitudach oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 16,5 prążków pionowych (350 wirów).

Trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach zaburzone innymi falami

W pomiarach eksperymentalnych nie mierzymy parametrów idealnych fal płaskich. W rzeczywistości zawsze występują zakłócenia. Aby interferogramy wygenerowane numerycznie były podobne do tych obserwowanych podczas pomiarów, do fal płaskich zostały dodane inne fale o amplitudach nie przekraczających 5% wartości amplitudy fali nośnej, czyli tym razem $U_A = 1 \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi) + A_z \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, $U_B = 1 \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi) + B_z \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ oraz $U_C = 1 \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi) + C_z \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ przy czym amplitudy A_z , B_z , C_z były mniejsze niż 0,05. Zbyt duże wartości amplitudy fal zaburzających mogą spowodować deformację sieci wirów optycznych, co nie było obserwowane na interferogramach eksperymentalnych. Podczas prób różnych generacji numerycznych były dodawane małe zaburzenia losowe ale nie zostały zaobserwowane zmiany w dokładności lokalizowania wirów optycznych. Poniżej zostały przedstawione dwa przykładowe wykresy ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji.



Rysunek 5-11 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach zaburzone innymi falami oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 10,5 prążków pionowych (130 wirów).



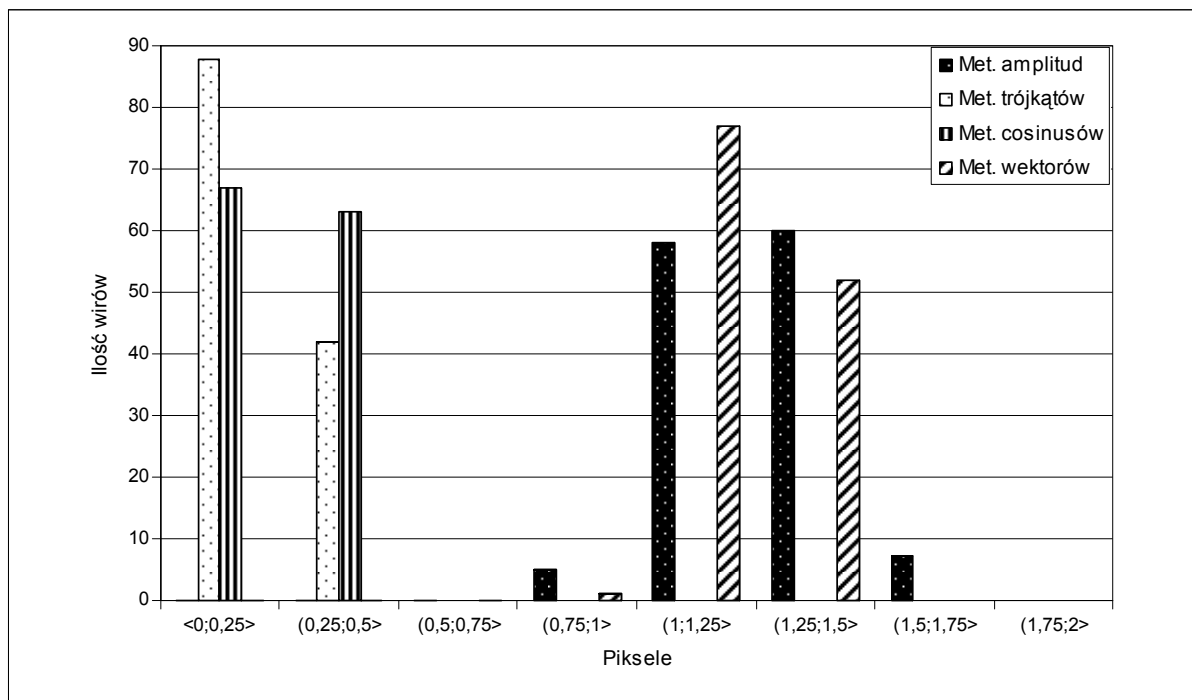
Rysunek 5-12 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie o jednakowych amplitudach zaburzone innymi falami oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 16,5 prążków pionowych (350 wirów).

W przypadku, kiedy trzy interferujące fale płaskie zaburzone innymi falami mają jednakowe amplitudy, Wszystkie metody (amplitud, cosinusów, trójkątów, wektorów)

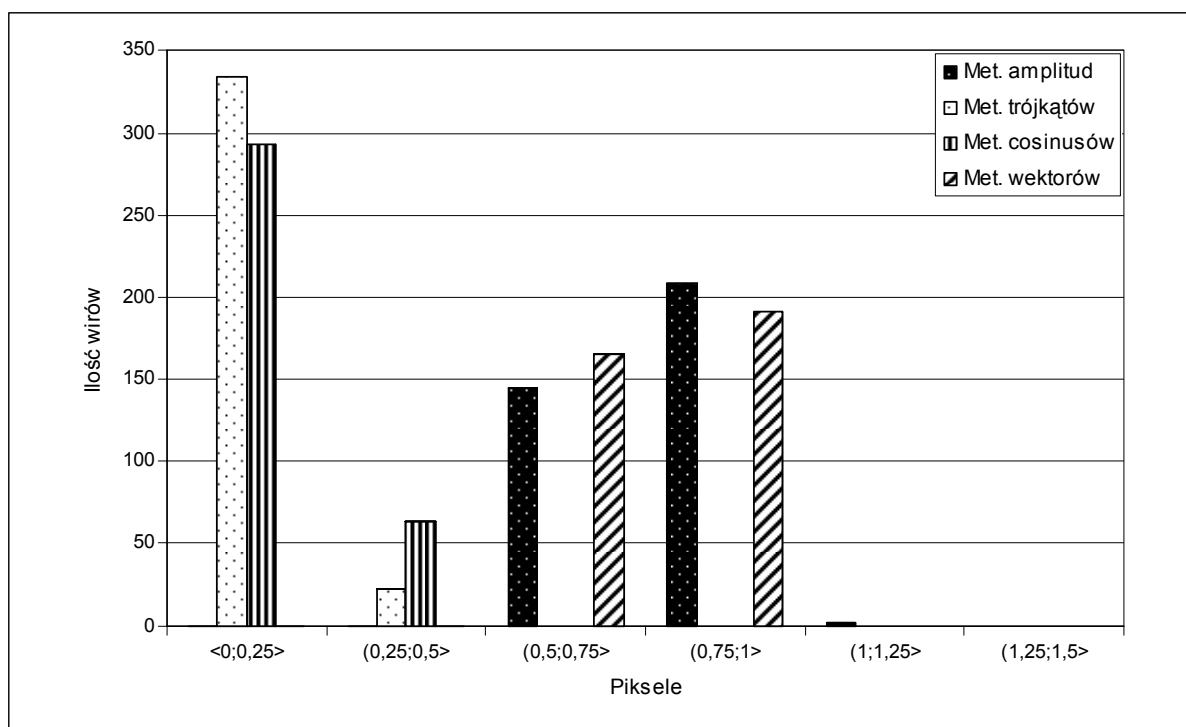
działają prawidłowo. Wszystkie wiry optyczne znajdowane są z dokładnością poniżej $4,5 \mu\text{m}$ ($\frac{1}{2}$ piksela) z wyjątkiem przypadku, gdy ilość prążków pionowych I_{BC} jest mniejsza od 9 prążków (grubość prążka wynosiła około 85 pikseli). W tym przypadku wiry optyczne znajdowane są w odległości do $6,75 \mu\text{m}$ ($\frac{3}{4}$ piksela) od położen rzeczywistych.

Trzy fale płaskie o różnych amplitudach zaburzone innymi falami

W przypadku, gdy trzy interferujące fale płaskie zaburzone innymi falami mają dodatkowo różne amplitudy, obserwujemy podobieństwa w działaniu metod amplitud i wektorów jak i w działaniu metod trójkątów i cosinusów – występuje błąd systematyczny widoczny na histogramach przedstawionych na rysunkach 5-13, 5-14, 5-15.

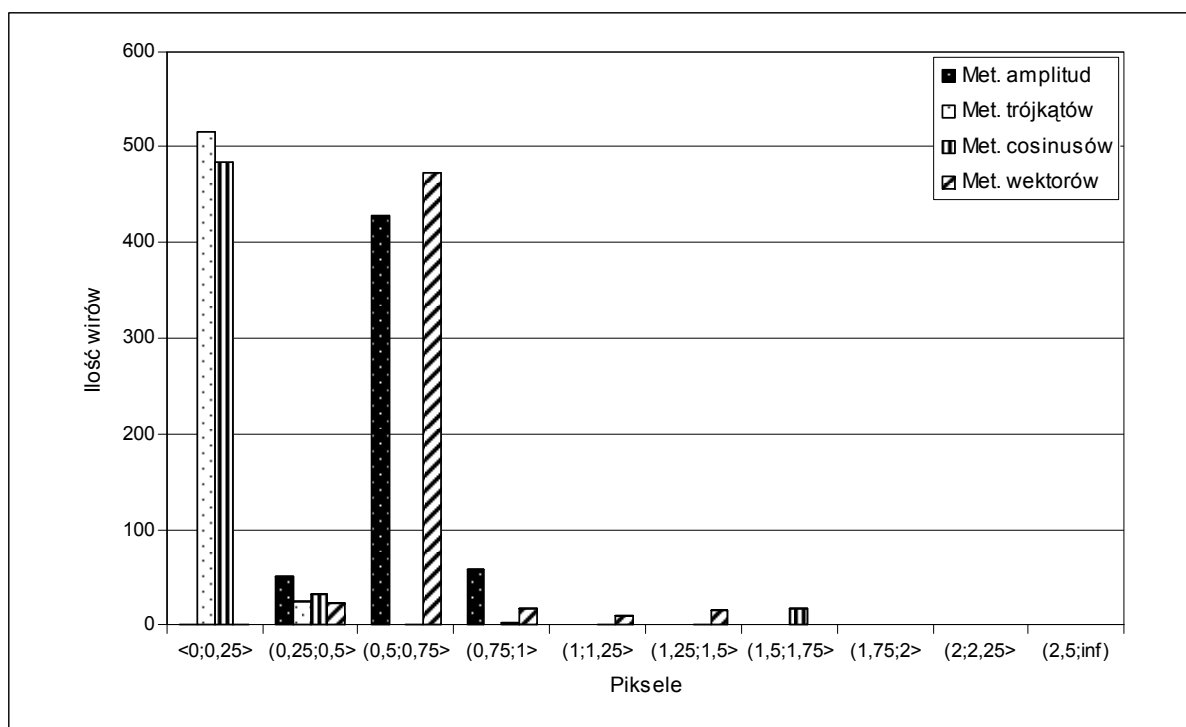


Rysunek 5-13 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie o różnych amplitudach zaburzone innymi falami oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 10,5 prążków pionowych (130 wirów).



Rysunek 5-14 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie o różnych amplitudach zaburzone innymi falami oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 16,5 prążków pionowych (350 wirów).

Na rysunkach 5-13 i 5-14 widać, że wraz ze wzrostem gęstości prążków pionowych I_{BC} zmniejsza się błąd lokalizacji wirów optycznych. Metody trójkątów i cosinusów lokalizują punkty nieciągłości fazowych z dokładnością $4,5 \mu\text{m}$ ($\frac{1}{2}$ piksela), przy czym dla gęstszych prążków więcej wirów optycznych znajdowanych jest w odległości około $2,25 \mu\text{m}$ ($\frac{1}{4}$ piksela) od rzeczywistego położenia. Metody amplitud i wektorów działają niepoprawnie, w przypadku gdy prążki pionowe są rzadkie – praktycznie wszystkie wiry optyczne znalezione są o ponad $9 \mu\text{m}$ (1 piksel) dalej od rzeczywistego położenia. Wraz ze wzrostem gęstości prążków I_{BC} błąd lokalizacji tych dwóch metod maleje. Na poniższym rysunku 5-15 przedstawiono wyniki uzyskane dla przypadku, gdy na interferogramie I_{ABC} wygenerowano 540 wirów optycznych.



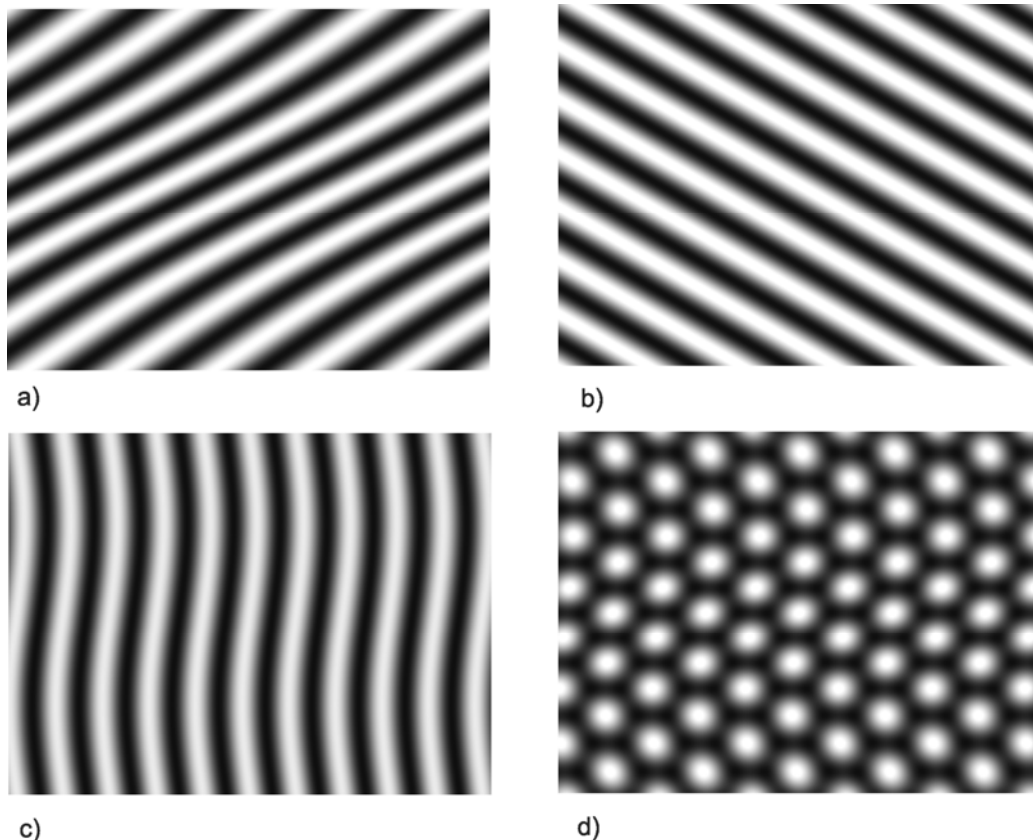
Rysunek 5-15 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są trzy fale płaskie o różnych amplitudach zaburzone innymi falami oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 20 prążków pionowych (540 wirów).

Na rysunku 5-15 przedstawiona jest dokładność lokalizacji metod, gdy ilość prążków pionowych zarejestrowanych na interferogramie I_{BC} wynosi 20. Jak widać, błąd systematyczny z jakim metody amplitud i wektorów lokalizują punkty nieciągłości fazowych, występuje niezależnie od gęstości rejestrowanych prążków interferencyjnych. Wielkość tego błędu zależna jest jednak od gęstości prążków: wraz ze wzrostem ilości wirów optycznych zmniejsza się błąd lokalizacji. Na rysunku 5-17 widać, że jeżeli sieć wirów optycznych będzie utworzona z 540 wirów, to w takim przypadku metoda cosinusów około 4% wirów lokalizuje dalej niż $9 \mu\text{m}$ (1 piksel). Metoda trójkątów pracuje bez zarzutów.

Dwie fale płaskie oraz jedna fala płaska zaburzona fazowo o różnych amplitudach

Ostatni rodzaj zaburzenia jakim zostawały poddawane metody lokalizacyjne to zaburzenie fazowe, przy czym sinusoidalnej zmianie fazy poddawana była tylko fala UB, a amplitudy trzech fal były różne. Wartości amplitud były takie same jak w poprzednich podrozdziałach ($A = 0,95$, $B = 1,05$, $C = 1,00$). Zaburzenie fazowe było testowane, ponieważ

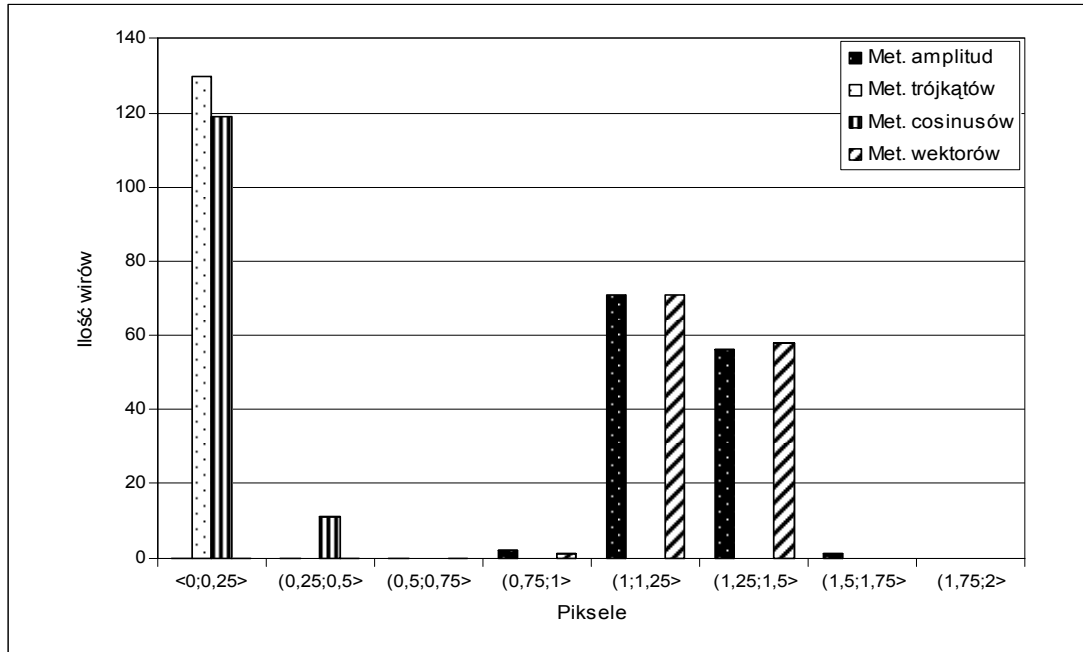
na interferogramach zarejestrowanych podczas eksperymentu obserwowane były drobne zakrzywienia prążków. Obserwowane deformacje prążków były mniejsze niż te wygenerowane w testach numerycznych. Poniżej na rysunku 5-16 przedstawione są interferogramy I_{AB} , I_{AC} , I_{BC} oraz I_{ABC} powstałe w wyniku interferencji dwóch fal płaskich i trzeciej fali płaskiej zaburzonej fazowo.



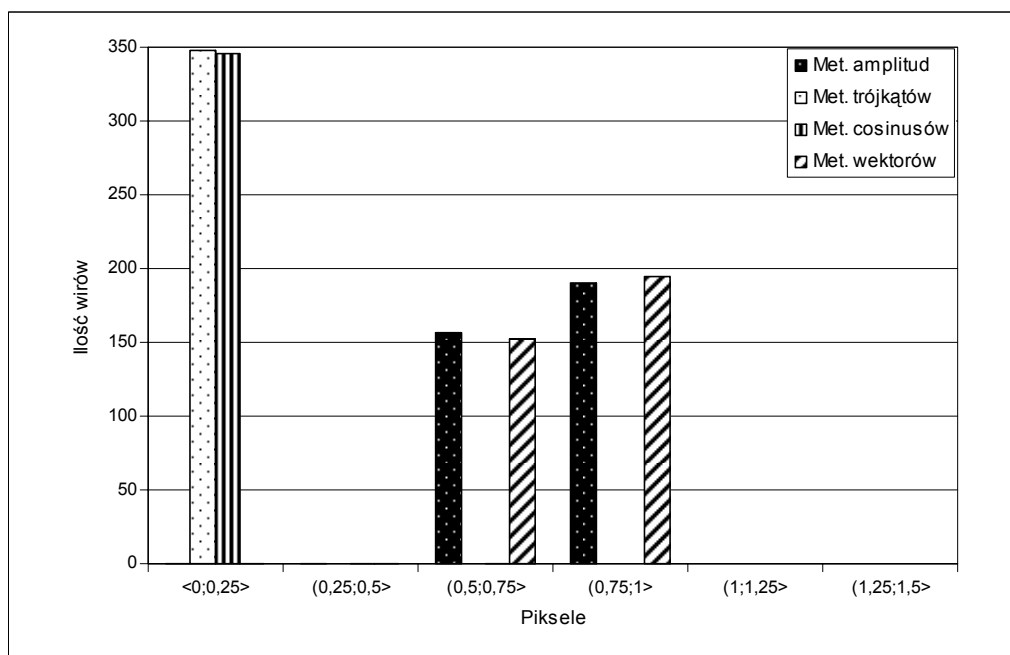
Rysunek 5-16 Wynik interferencji dwóch fal płaskich o różnych amplitudach A i C z trzecią falą płaską zaburzoną fazowo – sieć sześciokątów, a) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i UB; b) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA i UC; c) prążki interferencyjne utworzone przez fale UB i UC; d) prążki interferencyjne utworzone przez fale UA, UB i UC. Interferogram I_{BC} przedstawia 10,5 prążków pionowych (130 wirów).

W przypadku, gdy spośród trzech fal płaskich, których amplitudy są różne, jedną zaburzymy fazowo to metody trójkątów i cosinusów lokalizują wiry optyczne z dokładnością $4,5 \mu\text{m}$ ($\frac{1}{2}$ piksela) dla rzadszej sieci wirów (rysunek 5-17) oraz z dokładnością $2,25 \mu\text{m}$ ($\frac{1}{4}$ piksela) dla gęstszej sieci wirów (rysunek 5-18), przy czym błąd metody cosinusów rośnie, gdy ilość prążków pionowych przekracza liczbę 19 (rysunek 5-19). Natomiast metody amplitud i wektorów, tak jak w poprzednim punkcie (Trzy fale płaskie o różnych amplitudach zaburzone innymi falami), obarczone są błędem systematycznym. W tym przypadku również te dwie metody radzą sobie lepiej, gdy analizują interferogramy zawierające gęstsze prążki.

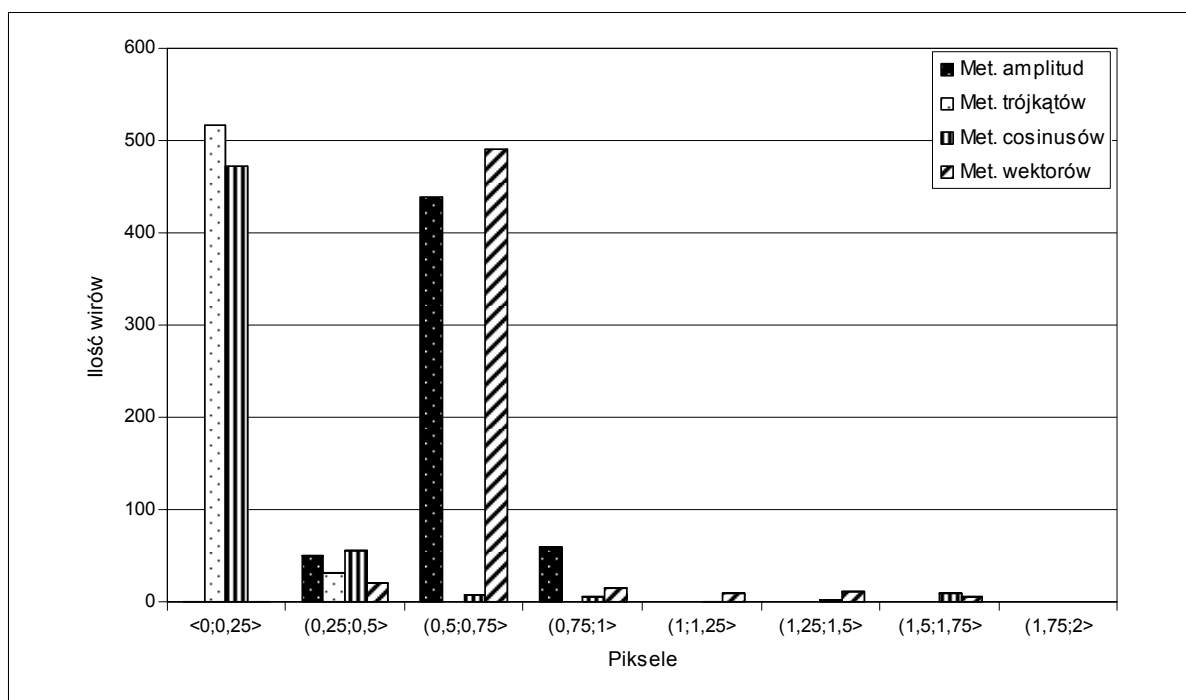
Błąd lokalizacji tych metod spada do 9 μm (1 piksela) dopiero, kiedy na interferogramie I_{BC} obserwujemy około 16 prążków (rysunek 2-19). Poniżej zostały przedstawione przykładowe wykresy ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji.



Rysunek 5-17 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są dwie fale płaskie oraz jedna fala płaska zaburzona fazowo o różnych amplitudach oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 10,5 prążków pionowych (130 wirów).



Rysunek 5-18 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są dwie fale płaskie oraz jedna fala płaska zaburzona fazowo o różnych amplitudach oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 16,5 prążków pionowych (347 wirów).



Rysunek 5-19 Wykres ilustrujący dokładność działania metod lokalizacji w przypadku, gdy generowane są dwie fale płaskie oraz jedna fala płaska zaburzona fazowo o różnych amplitudach oraz gdy na interferogramie I_{BC} obserwujemy 20 prążków pionowych (548 wirów).

B. Wykresy fazowe

Sposób porównywania metod lokalizacji, który był przedstawiony w punkcie Histogramy nie może być zastosowany do analizy danych eksperymentalnych, ponieważ nie możemy tu zastosować metody opisanej w rozdziale 2 polegającej na znalezieniu punktów przecięcia części rzeczywistej i urojonej funkcji U_{ABC} w zerze (metoda teoretyczna). Zostanie więc przedstawiony drugi sposób oceny poprawności działania opracowanych metod lokalizacji. Polega on na wyliczeniu wartości fazy w zlokalizowanych punktach. Jeżeli punkty zostały poprawnie znalezione to powinny one utworzyć dwie płaszczyzny fazowe odpowiadające wirom dodatnim i ujemnym. Rozrzut punktów w takiej płaszczyźnie fazowej jest wyznacznikiem poprawności działania analizowanej metody lokalizacji. Dokładność tej metody jest ograniczona poprzez nierównomierność amplitud interferujących fal. Jednak dla starannie przygotowanych wiązek błędy wprowadzone przez zmienność amplitudy nie są duże i nie podważają wartości użytej metody testowej. Warto podkreślić, że zaburzenia fazowe interferujących fal płaskich nie mają wpływu na działanie zaproponowanej metody testowej.

Analiza wielkości rozrzutu punktów w płaszczyznach o równej wartości fazy została przedstawiona na przykładzie 11,5 prążków zajmujących przestrzeń 576 pikseli. Przy takiej gęstości jeden prążek zajmuje około 50 pikseli ($11,5 \cdot 50 = 575$). Wraz z krokiem równym jednemu pikselowi faza zmienia się o 0,126 radiana ($2\pi/50 \approx 0,126$ radiana). Biorąc pod uwagę fakt, iż w metodzie teoretycznej stosowana jest interpolacja dziesięciokrotna, więc jednemu krokowi w obliczeniach numerycznych odpowiada zmiana fazy o 0,0126 radiana. Faz względna pomiędzy falami UA i UC liczona jest z twierdzenia cosinusów.

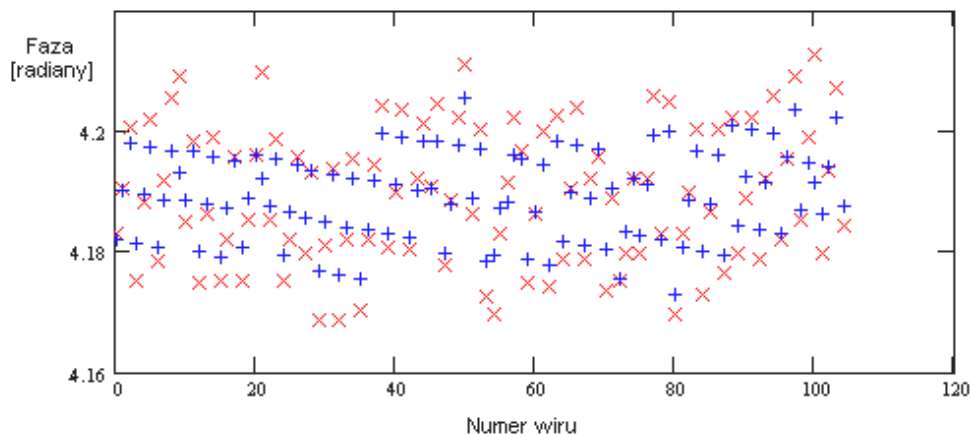
$$\gamma_{ca} = \arccos\left(\frac{(Ia)^2 + (Ic)^2 - (Ib)^2}{2 \cdot Ia \cdot Ic}\right) \quad (5.5)$$

gdzie wszystkie oznaczenia są zgodne z rysunkiem 2.15, a symbole Ia , Ib , Ic oznaczają natężenia fal czytane kolejno, w punktach wirowych, z odpowiednich interferogramów (np. $Ia = I_{BC}$).

Faza względna wyznaczana jest z następującej zależności (rysunek 2.15):

$$\psi_3 = \pi + \gamma_{ca} \quad (5.6)$$

Błąd bezwzględny wyznaczenia kąta pomiędzy falami UA i UC (twierdzenie cosinusów) oszacowany metodą różniczki zupełnej wynosi $\pm 0,020$ radiana. Sumując błąd kwantyzacji fazy z błędem wynikającym z metody obliczeniowej otrzymujemy: $0,0126 + 0,020 = 0,0326$ radiana. Na poniższym wykresie 5-20 przedstawione są wartości fazy względnej pomiędzy idealnymi falami UA i UC obliczone dla kolejnych wirów dodatnich. Niebieskim plusem oznaczono punkty otrzymane metodą teoretyczną, a czerwonym krzyżykiem – metodą trójkątów.



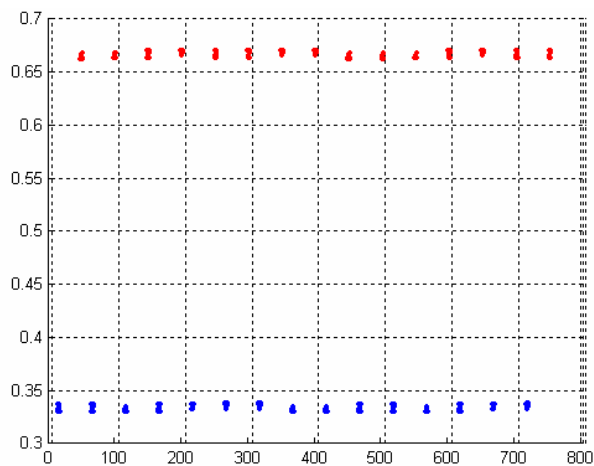
Rysunek 5-20 Wykres przedstawiający wartości fazy względnej pomiędzy falami UA i UB obliczone dla kolejnych wirów dodatnich. Niebieskim plusem oznaczono punkty otrzymane metodą teoretyczną, a czerwonym krzyżykiem – metodą trójkątów.

Z rysunku 5-20 można odczytać, że rozrzut punktów przedstawionych na wykresie wynosi:

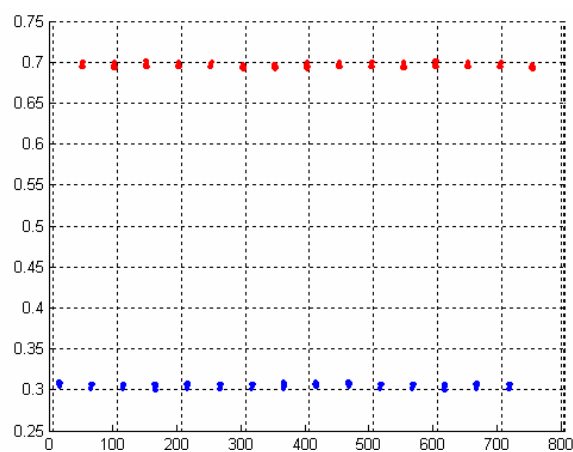
- dla metody teoretycznej: 0,033 radiana;
- dla metody trójkątów: 0,044 radiana.

Jak widać rozrzut wartości fazy wyznaczony metodą teoretyczną dla wirów tego samego znaku, zgadza się z przewidywaniami. Przedział wartości fazy wyznaczonych metodą trójkątów jest większy od przedziału otrzymanego metodą teoretyczną – metoda trójkątów jest mniej dokładna. Rozrzut wartości fazy względnej w płaszczyznach fazowych, otrzymanych w wyniku pracy metod lokalizacji, będzie większy niż w przypadku rozrzut wartości fazy wyznaczonych metodą teoretyczną, ponieważ do błędów wynikających z kwantyzacji fazy i metody obliczeniowej fazy dochodzą błędy poszczególnych metod lokalizacji.

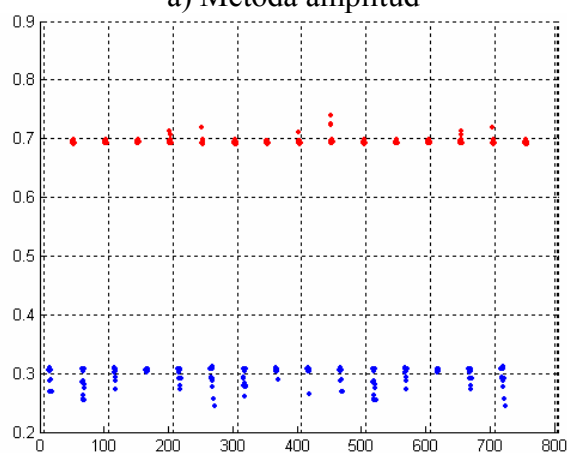
Rozrzut wartości fazy względnej pomiędzy dowolnie wybranymi dwoma falami w punktach wirowych może być wyznacznikiem poprawności działania metod lokalizacyjnych, w przypadku gdy nie mamy równań falowych, czyli w analizie danych eksperymentalnych. Poniżej przedstawione są przykładowe wykresy rozrzutu wartości fazy względnej otrzymanych z danych teoretycznych dla trzech fal płaskich o różnych amplitudach dla około 15 prążków pionowych. Na osi X są współrzędne wirów, na osi Y jest faza przeskalowana na części długości fali ($2\pi \rightarrow \lambda$).



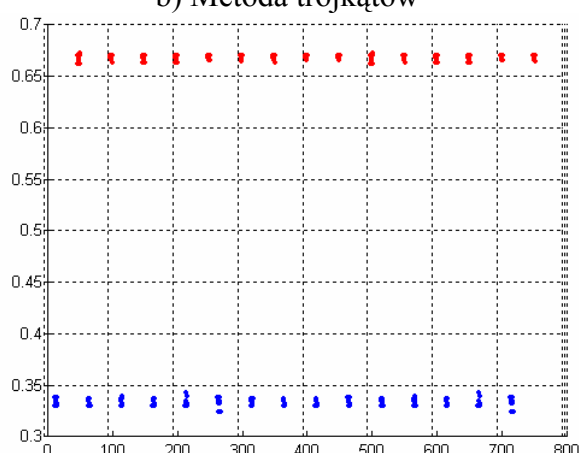
a) Metoda amplitud



b) Metoda trójkątów



c) Metoda cosinusów



d) Metoda wektorów

Rysunek 5-21 Wykresy rozrzutu wartości fazy względnej, przedstawione dla czterech metod lokalizacyjnych, otrzymane z danych teoretycznych dla trzech fal płaskich o różnych amplitudach oraz 15 prążków pionowych. Na osi X są współrzędne wirów, na osi Y jest faza przeskalowana na części długości fali ($2\pi \rightarrow \lambda$).

Na rysunku 5-21 widać, że najmniejszy rozrzut wartości fazy względnej występuje w płaszczyznach wirów zlokalizowanych metodą trójkątów. Rozrzut ten jest rzędu $0,04 \div 0,05$ radiana. Nieco większy rozrzut punktów obserwujemy w metodzie amplitud. Jest on większy o około 0,01 radiana. W metodzie tej obserwujemy przesunięcie wartości fazy. Płaszczyzny wirów dodatnich (czerwonych) oraz ujemnych (niebieskich) są przesunięte o około 0,04 radiana ku sobie. Przesunięcie to spowodowane jest systematycznym błędem metody występującym przy lokalizowaniu punktów osobliwych. To samo przesunięcie w wyznaczeniu wartości fazy obserwujemy w metodzie wektorów, jednak w tym przypadku występuje większy rozrzut punktów w płaszczyźnie. Jest on dwukrotnie większy niż w przypadku metody trójkątów, czyli może wynosić nawet 0,1 radiana. Najgorzej, w tym porównaniu, wypadła metoda cosinusów. Rozrzut fazy sięga kilku dziesiątych części radiana.

Podsumowanie

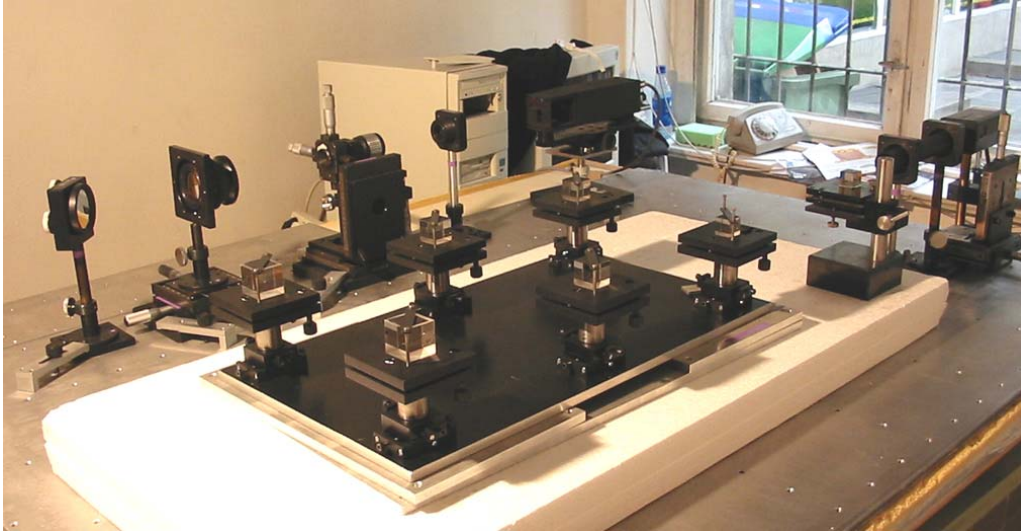
Ze wszystkich metod lokalizacji przedstawionych w tym rozdziale najlepiej działa metoda trójkątów. Niezależnie od gęstości rejestrowanych prążków oraz różnicy natężeń interferujących fal (różnica pomiędzy dwoma – największą i najmniejszą – wartościami natężania trzech interferujących fal jest mniejsza niż 30% - rozdział 4) metoda trójkątów lokalizuje wiry optyczne z dokładnością 4,5 μm . Metody amplitud i wektorów działają bardzo podobnie. Obydwie są czułe na zmiany natężeń w trzech interferujących falach i obydwie są obarczone błędem systematycznym, którego pochodzenia nie udało się do tej pory ustalić. Błąd z jakim lokalizowane są wiry optyczne przez metody amplitud oraz wektorów jest duży (wynikający przede wszystkim z błędu systematycznego) – większy niż 9 μm . Wartość błędu wynosi 9 μm , gdy gęstość prążków pionowych na interferogramie I_{BC} jest większa niż 16 (jeden prążek powinien zajmować mniej niż 48 pikseli). Metody te mogą być jednak używane do analizy przesunięć wirów, np. do metody pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej (rozdział 7), ponieważ w tym przypadku błąd systematyczny lokalizowania punktów wirowych nie ma znaczenia. Metoda cosinusów jest czuła na zaburzenia, które trudno jest wyeliminować w układzie pomiarowym (rysunek 5-21c). Ponieważ w symulacjach numerycznych, pomimo wielu prób, nie udało się wygenerować trzech fal zaburzonych w dokładnie taki sposób w jaki był obserwowany w danych eksperymentalnych, więc błąd tej metody szacuję na większy od 9 μm . Z symulacji numerycznych wynika, że metoda cosinusów lokalizuje wiry optyczne z małym błędem 4,5 μm , jeżeli grubość rejestrowanych prążków zawiera się w przedziale $\langle 45,40 \rangle$ pikseli (od 17 do 19 prążków pionowych). Niewielki przedział poprawnego działania metody cosinusów jest jej wadą.

Wyniki testów numerycznych wskazują jednoznacznie na poprawność koncepcji zaproponowanych metod lokalizacji. Ich ostateczna weryfikacja musi być oczywiście przeprowadzona poprzez eksperyment, co będzie tematem następnego paragrafu.

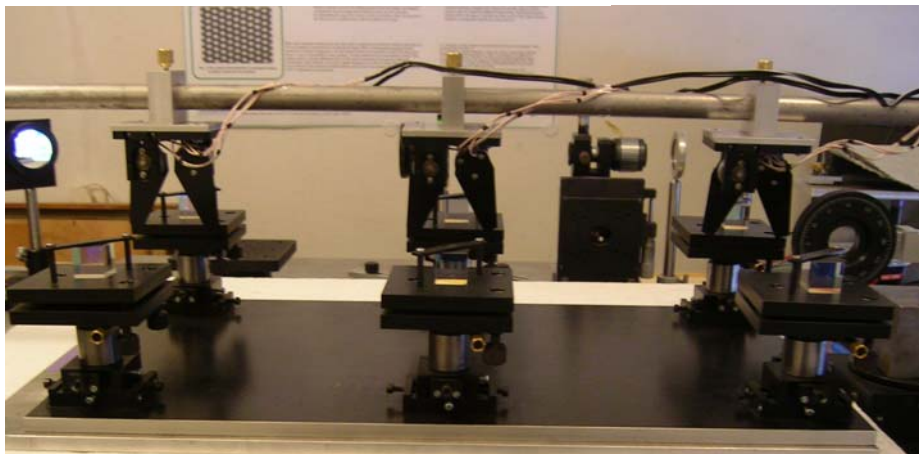
5.2.2 Wyniki eksperymentalne

W tym paragrafie zostaną przedstawione wykresy fazowe uzyskane przy pomocy nieautomatyzowanego układu interferometru IWO (rysunek 5.22) oraz układu, w którym

zamontowano automatyczny układ przesłon² (rysunek 5.23). Przesłony mechaniczne zostały zamocowane na stelażu w taki sposób aby nie dotykały stołu interferometrycznego, ponieważ w trakcie przełączania przesłony mogłyby wprowadzić do układu drgania.



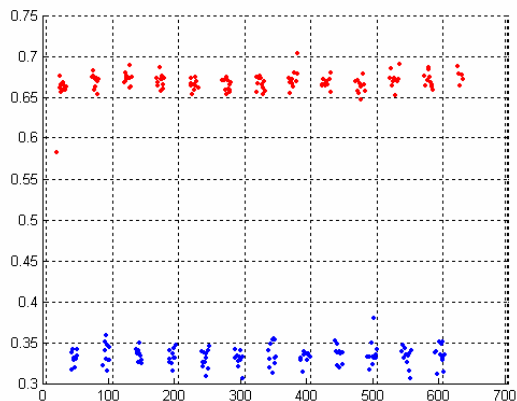
Rysunek 5-22 Nieautomatyzowany układu interferometru IWO.



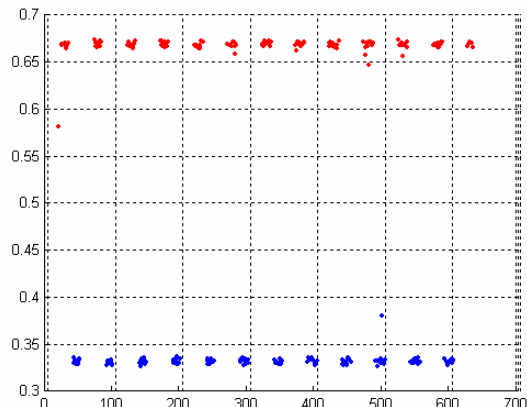
Rysunek 5-23 Układ interferometru IWO z zestawem automatycznych przesłon.

Na rysunku 5-24, pokazane są wykresy fazowe danych eksperymentalnych uzyskanych w nieautomatyzowanym układzie interferometru IWO. Interferogramy były zarejestrowane 8-bitową kamerą pomiarową o rozmiarach elementu CCD 768 x 576 pikseli (rozmiar piksela wynosił: 9 μm na 9 μm).

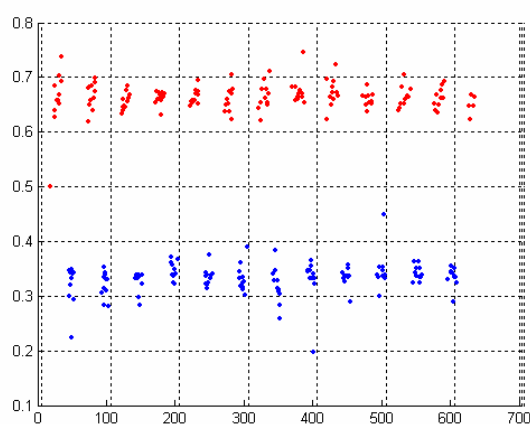
² Zestaw przesłon został zakupiony z grantu promotorskiego nr 3 T10C 019 29



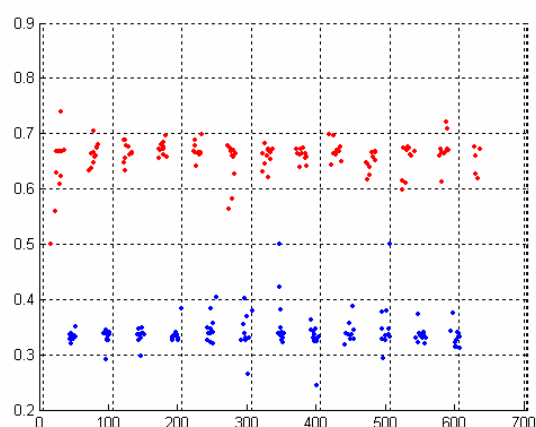
a) Metoda amplitud



b) Metoda trójkątów



c) Metoda cosinusów



d) Metoda wektorów

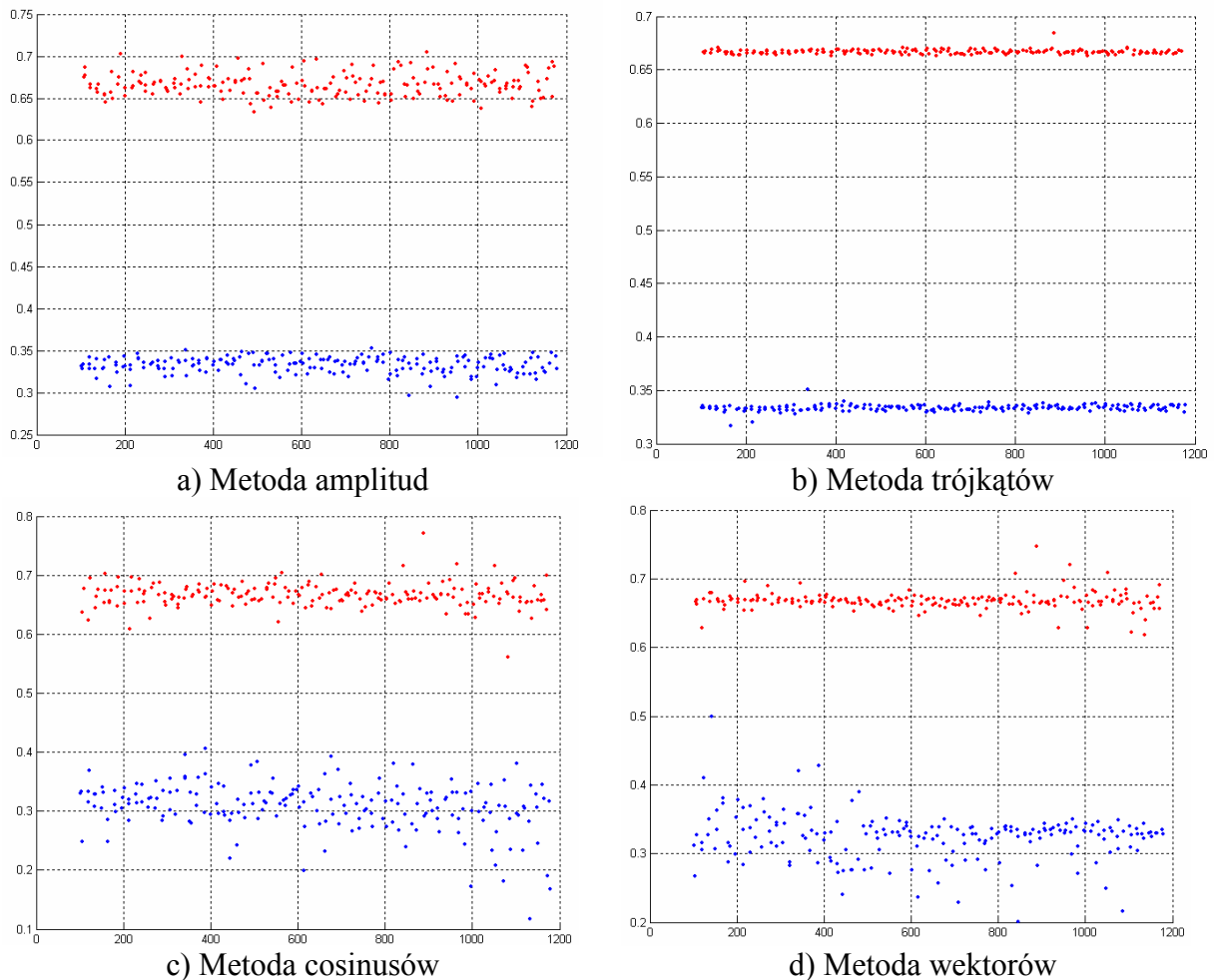
Rysunek 5-24 Wykresy rozrzutu wartości fazy względnej, przedstawione dla czterech metod lokalizacyjnych, otrzymane z danych eksperymentalnych dla około 14 prążków pionowych. Na osi X są współrzędne wirów, na osi Y jest faza przeskalowana na części długości fali ($2\pi \rightarrow \lambda$).

Jeżeli, w metodzie trójkątów, odrzucimy parę punktów, które wyraźnie odstają od pozostałych (powstałe z powodu pyłków na elementach optycznych – szczególnie dwa widoczne są we wszystkich metodach), to rozrzut punktów w płaszczyznach fazowych, rysunek 5-24b, wynosi 0,05 radiana. W pozostałych metodach obserwujemy duży rozrzut punktów. Jest to spowodowane zaburzeniami amplitudy, które wprowadza układ pomiarowy. Metoda trójkątów, jak widać, jest odporna na zaburzenia amplitudowe występujące w układzie pomiarowym. W metodzie cosinusów i wektorów występują dodatkowo błędy systematyczne.

Należy tu rozdzielić dwie sprawy. Jak wspomniałam zmienność amplitud interferujących fal zmniejsza dokładność metody amplitud, wektorów i cosinusów, czego można się było spodziewać na podstawie analizy numerycznej. Z drugiej strony zmienność amplitud powoduje, że w punktach wiru fazy względne interferujących fal nie są takie same.

Obserwowany rozrzut kąta fazowego otrzymany metodą trójkątów nie może być zatem podstawą do precyzyjnego określenia dokładności tej metody. Małego rozrzutu należy oczekiwać, ze względu na istniejącą zmienność amplitud. W wynikach otrzymanych za pomocą metody trójkątów obserwujemy najmniejszy rozrzut kąta fazowego. Błędy wykazane przez pozostałe metody wykraczają poza zakres zmienności względnych faz wynikający z zmienności amplitudowych interferujących fal.

Na rysunku 5-25, pokazane są wykresy fazowe danych eksperymentalnych uzyskanych w układzie z automatycznymi przesłonami. Interferogramy były zarejestrowane 12-bitową kamerą pomiarową o rozmiarach elementu CCD 1344 x 1024 pikseli (rozmiar piksela wynosił: 6,45 μm na 6,45 μm).



Rysunek 5-25 Wykresy rozrzutu wartości fazy względnej, przedstawione dla czterech metod lokalizacyjnych, otrzymane z danych eksperymentalnych dla 21 prążków poziomych (grubość prążka około 50 pikseli). Na osi X są współrzędne wirów, na osi Y jest faza przeskalowana na części długości fali ($2\pi \rightarrow \lambda$).

Rozrzuty fazy przedstawione na rysunku 5-25 są bardzo podobne do rozrzutów przedstawionych na rysunku 5-24. Interferogramy zarejestrowane z wykorzystaniem zestawu automatycznych przesłon nie różnią się jakościowo od tych zarejestrowanych bez korzystania z przesłon. W pomiarze drugim użyta była inna kamera pomiarowa, dzięki której zarejestrowano większą i gęstsza sieć wirów optycznych. W przypadku pierwszego pomiaru grubość prążków interferencyjnych wynosiła około 55 pikseli (około 0,5 mm), zaś obszar rejestracji wynosił 6,9 mm na 5,2 mm (zlokalizowano około 270 wirów optycznych); w przypadku drugiego pomiaru grubość prążków interferencyjnych wynosiła około 50 pikseli (około 0,3 mm), zaś obszar rejestracji wynosił 8,7 mm na 6,6 mm (zlokalizowano około 600 wirów optycznych).

Przy dobrej stabilizacji lasera dokładność działania metod lokalizacji nie zależy od sposobu przesłaniania wiązek laserowych, pod warunkiem, że użyte przesłony nie będą wprowadzać dodatkowych drgań do układu interferometru. Automatyczny układ przesłon znacznie wpływa na komfort wykonywania pomiarów. Pomiar wykonany z użyciem zestawu przesłon trwa krócej oraz może zostać wykonany przez jedną osobę. Kolejnym planowanym krokiem w rozbudowie IWO jest pełna integracja systemu (przesłony, kamera, inne opcjonalne elementy), poprzez moduły systemu LabView z komputerem.

Podsumowanie

Jak już zaznaczyłam metody lokalizacji wirów optycznych mają podstawowe znaczenie dla osiągnięć IWO. Na podstawie przeprowadzonych testów numerycznych i doświadczalnych, których typowe wyniki zostały przedstawione powyżej, można stwierdzić, że dysponujemy grupą metod, która pozwala na dokładne pomiary z użyciem IWO, co było najważniejszym zadaniem na drodze do jego praktycznych zastosowań. Z czysto praktycznego punktu widzenia dodatkową zaletą opracowanych metod jest to, że wykorzystują elementarne operacje na macierzach. W efekcie lokalizacja wirów, przy użyciu komputera klasy PC przebiega szybko.

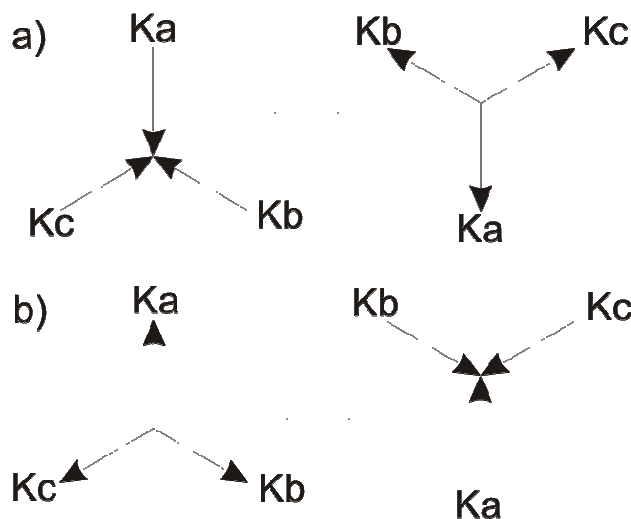
Temat lokalizacji będzie jednak ciągle obecny w pracach SOG. Można obecnie wyróżnić tu dwa kierunki działań. Jeden skoncentrowany jest na osiągnięciu jak największej precyzji lokalizacji, drugi na opracowaniu jak najszybszych metod bazujących na jednym interferogramie, zdolnych do działania na zaszumianych wiązkach. Osiągnięte ostatnio wstępne wyniki pokazują, że możliwy jest na tym polu dalszy istotny postęp. Warto również

podkreślić, że lokalizacja wirów optycznych w sieciach jest zagadnieniem nowym nie tylko w zakresie interferometrii. Oprócz wspomnianych już prac teoretycznych [Aksenov2002, Freund1997B, Vasnetsov1999], pojawiły się ostatnio prace o charakterze teoretyczno-ekseprymetalnym dotyczące lokalizacji wirów optycznych w polach speklowych [Wang2005B, Wang2006]. W porównaniu z tymi propozycjami nasze metody są prostsze, szybsze i dokładniejsze, choć ich zastosowanie ogranicza się do IWO.

6 Metody rozróżniania znaków wirów optycznych

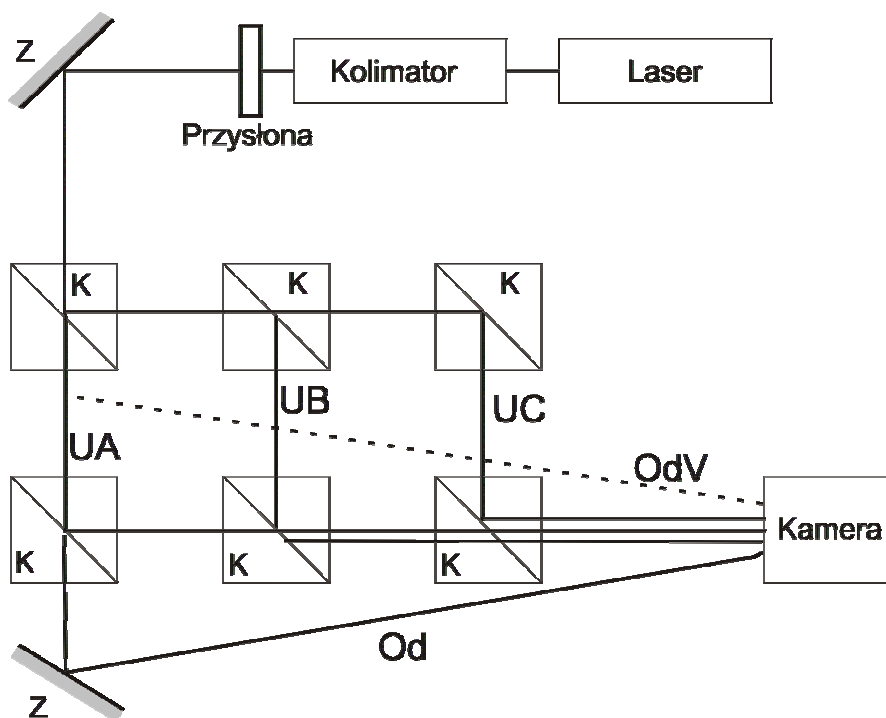
Znak wiru optycznego jest zdeterminowany, jak było to wspomniane w rozdziale 2.1, przez kierunek obrotu helikalnego frontu falowego [Basisty1995, Vasnetsov1999, Velzel1999]: jeśli front falowy ulega skręceniu zgodnym z kierunkiem wskazówek zegara to znak wiru będącego w jego centrum jest dodatni, w przypadku lewoskrętnej helikoidy – wir ma znak ujemny. Znajomość znaku wiru optycznego rozwiązuje problem sklejanie fazy [Malacara1998, Robinson1993] oraz jest pomocna przy rekonstrukcji frontu falowego. Analizy teoretyczne rozróżniania znaków wirów optycznych [Allen2003, Soskin1997] omówione w rozdziale 3 [Basisty1995, Freund1994A, Freund1997B] nie mogą być zastosowane do danych doświadczalnych, ponieważ wymagają one znajomości funkcji amplitudy zespolonej. Jedną z doświadczalnych metod rozróżniania znaków wirów optycznych zaproponowała H.V. Bogatyyova [Bogatyyova2003]. Jest to metoda umożliwiająca rozpoznanie znaku wiru przenoszonego w wiązce Laguerre – Gaussa. W niniejszym rozdziale zostaną przedstawione i omówione dwie eksperymentalne metody rozróżniania znaków wirów optycznych rozmieszczonych w regularnej sieci IWO [Frączek2004, Frączek2005 A, Frączek2005 B, Frączek 2005 C].

Informacje zapisane na interferogramach powstałych w wyniku interferencji trzech fal płaskich (I_{ABC} , I_{AB} , I_{AC} , I_{BC}) w interferometrze IWO są niewystarczające do określenia znaków wirów optycznych, ponieważ dwa interferogramy przedstawiające dwie sieci wirów różniące się tylko znakami, są takie same. Dwa identyczne interferogramy przedstawiające sieci wirów o dwóch konfiguracjach znaków można uzyskać z interferencji trzech fal płaskich w dwóch układach różniących się kierunkami rozchodzenia się tych fal. Na rysunku 6-1 przedstawione są dwa przykładowe ułożenia rzutów wektorów falowych na płaszczyznę obserwacji, w których powstają identyczne interferogramy z wirami o przeciwnych znakach.



Rysunek 6-1 Dwa przypadki rzutów wektorów falowych na płaszczyznę obserwacji a) i b) w których powstają wiry o przeciwnych znakach przy identycznych interferogramach I_{ABC} .

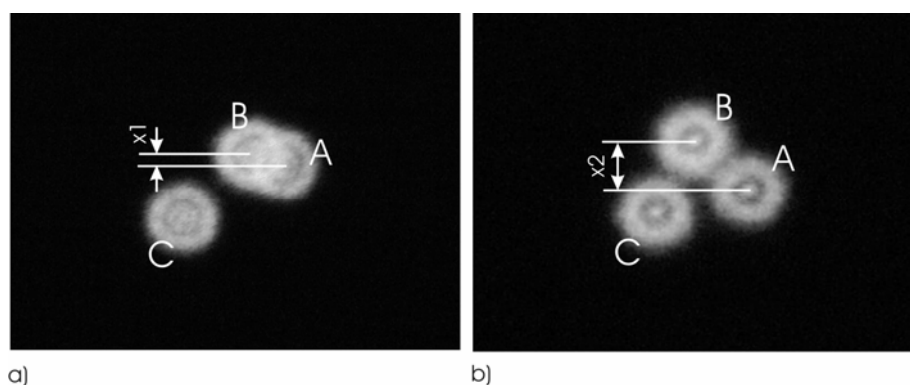
W wyniku interferencji trzech fal płaskich, których kierunki rozchodzenia się są takie jak pokazano na rysunku 6-1a i 6-1b, powstają dwa identyczne interferogramy. Wiry optyczne wprawdzie w obu przypadkach mają takie samo położenie ale różnią się znakami. W dalszej części tego rozdziału przedstawione są dwa eksperymentalne sposoby rozróżniania znaków wirów optycznych. Pomiar mający określić znak wirów był przeprowadzony za pomocą układu przedstawionego poniżej (rysunek 6-2).



Rysunek 6-2 Układ pomiarowy stosowany do określania znaków wirów optycznych.

Metoda I

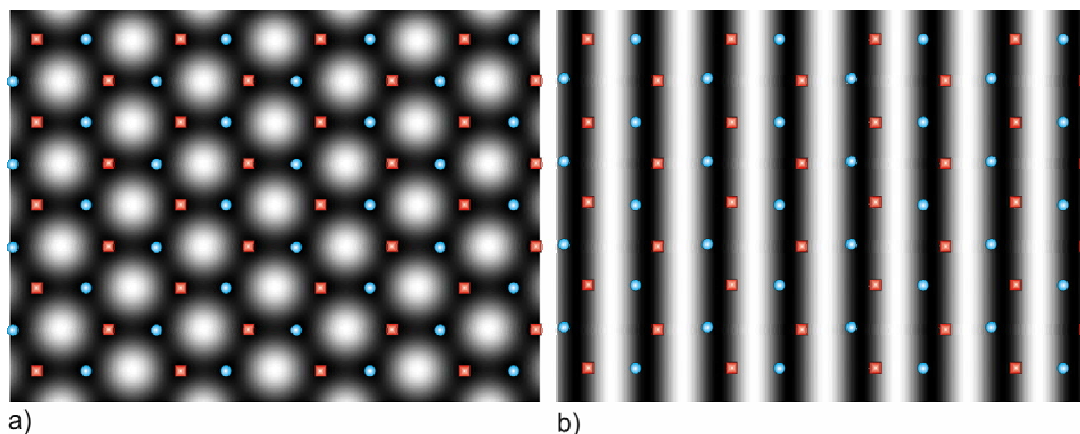
Analizując rysunek 6-1 można łatwo zauważyć, że w celu określenia ładunków topologicznych wirów optycznych należy sprawdzić kierunek propagacji, np. fali UA. Pomiar kierunku rozchodzenia się interferujących wiązek jest prosty – wystarczy zmniejszyć średnicę wiązki za kolimatorem, używając przesłony irysowej (rysunek 6-2) do takiej wielkości, aby wiązki były rozróżnialne. Następnie należy zarejestrować natężenia trzech fal w dwóch położeniach ekranu (rysunek 6-2).



Rysunek 6-3 Natężenia trzech fal UA, UB i UC zarejestrowane: a) w odległości około 10cm za interferometrem IWO b) w odległości około 110cm za interferometrem IWO. Średnica rejestrowanych wiązek wynosi około 6mm.

Na rysunku 6-3 pokazane są natężenia trzech fal UA, UB i UC zarejestrowane w odległości około 10 cm za interferometrem IWO (rysunek 6-3a) oraz w odległości około 110 cm za interferometrem IWO (rysunek 6-3b). Wektor falowy fali UA skierowany jest w dół ($x_2 > x_1$).

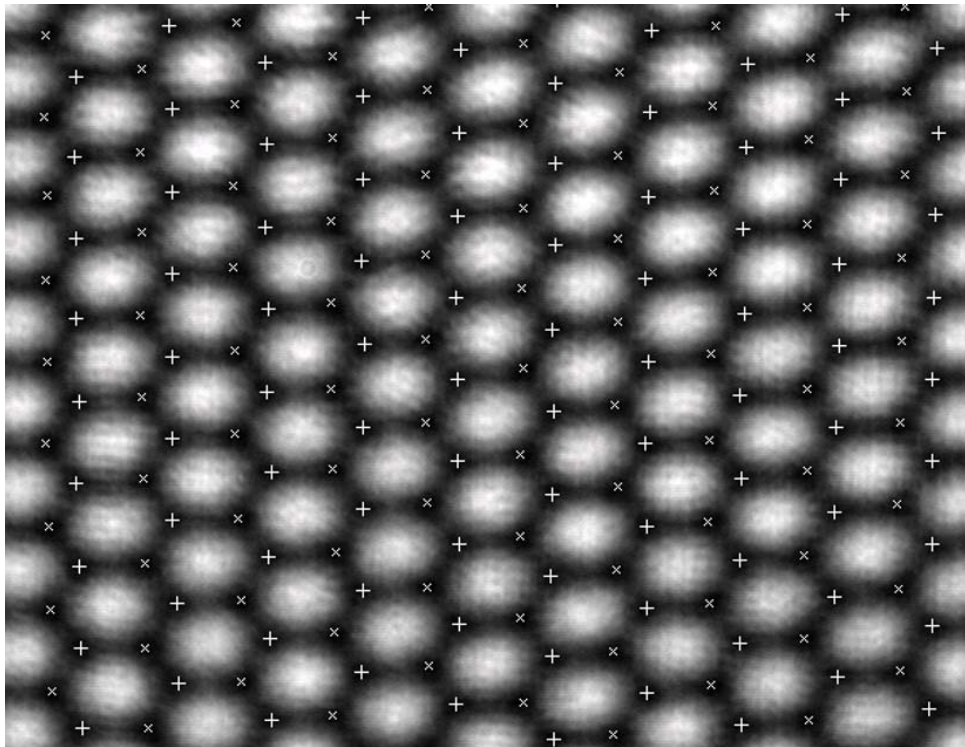
Do rozróżnienia dwóch grup wirów optycznych, różniących się ładunkiem topologicznym, używany jest interferogram fal UB i UC. W celu wyjaśnienia sposobu rozdziału dwóch grup wirów optycznych sporządzony został rysunek 6-4 przedstawiający interferogram I_{ABC} z zaznaczonymi położeniami wirów optycznych oraz interferogram I_{BC} z naniesionymi położeniami wirów optycznych.



Rysunek 6-4 Wygenerowane interferogramy a) I_{ABC} oraz b) I_{BC} z zaznaczonymi położeniami wirów optycznych (czerwone kwadraty oraz niebieskie kółka oznaczają wiry o przeciwnych znakach).

Na rysunku 6-4b widać, że wiry o różnych znakach (czerwone kwadraty i niebieskie kółka), naniesione na interferogram I_{BC} , leżą po dwóch przeciwnych stronach prążków interferencyjnych. Analiza rozkładu natężenia pola interferencyjnego dwóch fal płaskich UB i UC, w kierunku prostopadłym do prążków, wzdłuż osi x (z lewej do prawej), pozwala oddzielić wiry tworzące się, gdy wartość natężenia sumy tych dwóch fal wzrasta (czerwone kwadraty), od wirów tworzące się, gdy wartość natężenia sumy tych dwóch fal maleje (niebieskie kółka). W ten sposób rozdzielone wiry optyczne tworzą dwie grupy o różnych znakach. Znak przypisywany jest, po sprawdzeniu kierunku rozchodzenia się wiązki UA, na podstawie wyników symulacji teoretycznych. Jeżeli kierunek rozchodzenia się fali płaskiej jest taki jak na rysunku 6-1a (wektor falowy fali UA skierowany jest w dół) to wiry oznaczone czerwonymi kwadratami (rysunek 6-4) są dodatnie, w przeciwnym razie – rysunek 6-1b (wektor falowy fali UA skierowany jest do góry) – wiry oznaczone czerwonymi kwadratami (rysunek 6-4) są ujemne.

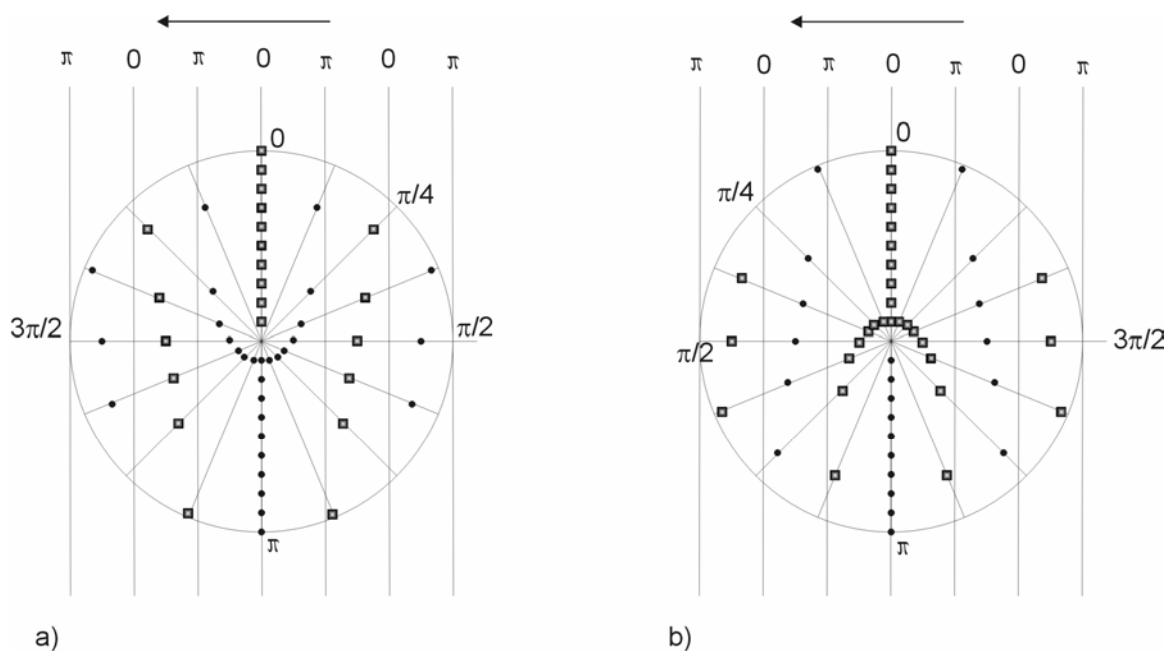
Na poniższym rysunku przedstawiony jest przykładowy interferogram I_{ABC} uzyskany doświadczalnie z zaznaczonymi położeniami i znakami („+” – wir dodatni, „x” – wir ujemny) wirów optycznych. Znaki wirów optycznych były wyznaczone metodą opisaną powyżej.



Rysunek 6-5 Zarejestrowany rozkład natężenia I_{ABC} z zaznaczonymi położeniami i znakami wirów optycznych. Znak „+” oznacza wir dodatni, znak „x” oznacza wir ujemny.

Metoda II

Druga metoda rozróżniania znaków wirów optycznych wymaga zarejestrowania dodatkowego interferogramu z wiązką odniesienia (na rysunku 6-1 oznaczona symbolem R), której wartość natężenia jest co najmniej równa sumie natężeń trzech interferujących fal. Warunek ten gwarantuje, że wiązka odniesienia nie wygeneruje dodatkowych wirów optycznych. W wyniku interferencji zaburzenia U_{ABC} z płaską falą odniesienia uzyskujemy charakterystyczny rozkład prążków z tak zwanymi „widelcami” [Freund1993, He1995, Vasnetsov1999]. Rozgałęzione prążki – widelce wskazują położenia wirów optycznych oraz ich znaki.

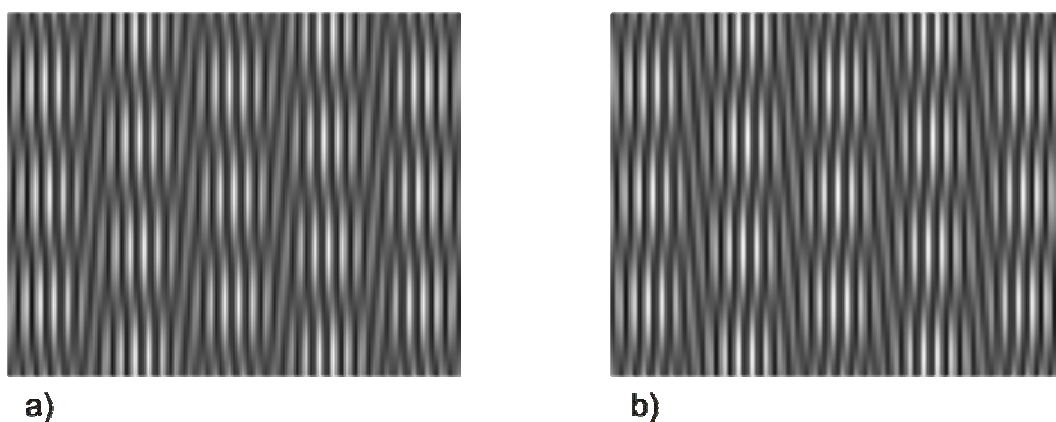


Rysunek 6-6 Przykład interferencji fali przenoszącej wir optyczny z falą płaską (o zaznaczonym strzałką rzucie wektora falowego płaskiej fali odniesienia) ilustrujący powstawanie widelców; a) widlec skierowany do góry – wir dodatni, b) widlec skierowany do dołu – wir ujemny. Czarne kółka wskazują minima, kwadraty – maksima natężenia światła. Wartości fazy są zaznaczone z dokładnością do dowolnej stałej.

Na rysunku 6-6 przedstawiono przykładowy rozkład fazy fali o helikalnym kształcie frontu falowego z nałożonym rozkładem fazy płaskiej fali odniesienia. Czarnymi kółkami zaznaczono kilka punktów, w których występują minima interferencyjne, zaś kwadratami oznaczono maksima interferencyjne. Na rysunku 6-6a widać kształt, utworzony z czarnych kółek, widelca skierowanego w górę, a na rysunku 6-6b widać kształt, utworzony z kwadratów, widelca skierowanego w dół. Na rysunku 6-6a znajduje się prawoskrętny helikalny front falowy więc wir optyczny znajdujący się w centrum wykreślonego okręgu ma znak dodatni [Basisty1995] patrzymy na interferogram, czyli w kierunku biegu interferujących wiązek), zatem widlec skierowany w górę oznacza wir o znaku dodatnim. Na rysunku 6-5b widać, że widlec skierowany w dół oznacza wir o znaku ujemnym. Na powyższym rysunku widać „czarny” widlec utworzony z minimów interferencyjnych (6-5a) oraz „biały” widlec utworzony z maksimów interferencyjnych (6-5b). To czy obserwowany widlec będzie miał czarną barwę lub białą zależy od różnicy faz pomiędzy falą przenoszącą wir optyczny a falą odniesienia.

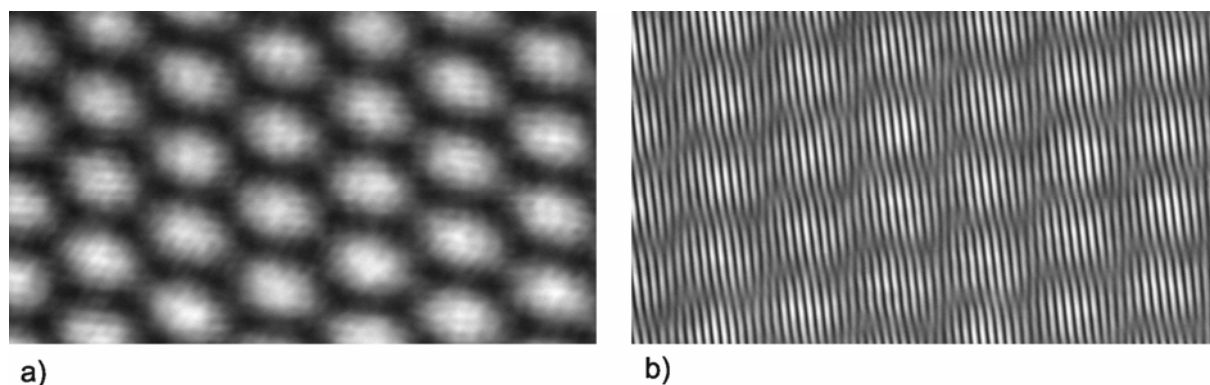
Układ widelców określający parę wirów o przeciwnych znakach („górze – plus” oraz „dół – minus”) zmienia się, jeżeli kierunek propagacji fali odniesienia zmieni się na przeciwny. Na poniższym rysunku przedstawione są dwa interferogramy pokazujące sieć

wirów optycznych powstałą w wyniku interferencji takich samych fal płaskich. Zmianie ulegał tylko kierunek propagacji fali odniesienia.



Rysunek 6-7 Wygenerowany rozkład natężenia powstały w wyniku interferencji trzech fal płaskich z płaską falą odniesienia, której kierunek propagacji jest taki jak pokazano na rysunku 6-2 a) linią przerywaną OdV b) linią ciągłą Od.

Na rysunku 6-7 widać zmiany orientacji widelców wskazujących wiry optyczne o tych samych znakach, która zależy tylko od kierunku propagacji fali odniesienia. Przypadek pokazany na rysunku 6-7a odpowiada sytuacji, gdy fala odniesienia OdV biegnie wzdłuż linii przerywanej zaznaczonej na rysunku 6-2; przypadek pokazany na rysunku 6-7b odpowiada zaś sytuacji, gdy fala odniesienia Od biegnie wzdłuż linii ciągłej zaznaczonej na rysunku 6-2. W układzie pomiarowym najprostszym rozwiązaniem jest skierowanie fali odniesienia w taki sposób jak pokazano na rysunku 3-1 oraz 6-2 – fala Od. W tym przypadku widelce skierowane do góry oznaczają wir o ładunku dodatnim, zaś widelce skierowane do dołu oznaczają wir o ładunku ujemnym. Na poniższym rysunku pokazane są wyniki eksperymentalne.



Rysunek 6-8 Zarejestrowany rozkład natężenia a) trzech fal płaskich I_{ABC} oraz b) trzech fal płaskich i fali odniesienia. Widelce skierowane do góry oznaczają wiry dodatnie, widelce skierowane do dołu – wiry ujemne.

Podsumowanie

Obydwie zaproponowane eksperymentalne metody rozpoznawania znaków wirów optycznych wymagają rejestracji interferogramu I_{ABC} – w celu lokalizacji położeń wirów optycznych. Metoda I wymaga rejestracji interferogramu I_{BC} oraz rozkładu natężenia trzech fal UA, UB i UC o zmniejszonych aperturach w dwóch położeniach. Metoda II wymaga rejestracji wyniku interferencji czterech fal I_{ABCOd} . Rezultaty obu metod są zgodne. Obydwie metody są proste w zastosowaniu i analizie. W tej sytuacji decyzja o zastosowaniu metody I lub drugiej zależy od konkretnego problemu pomiarowego; czy wygodniej jest dokonać pomiaru przesunięć zwężonych wiązek, w dwóch przesuniętych płaszczyznach, czy użyć dodatkowej fali odniesienia.

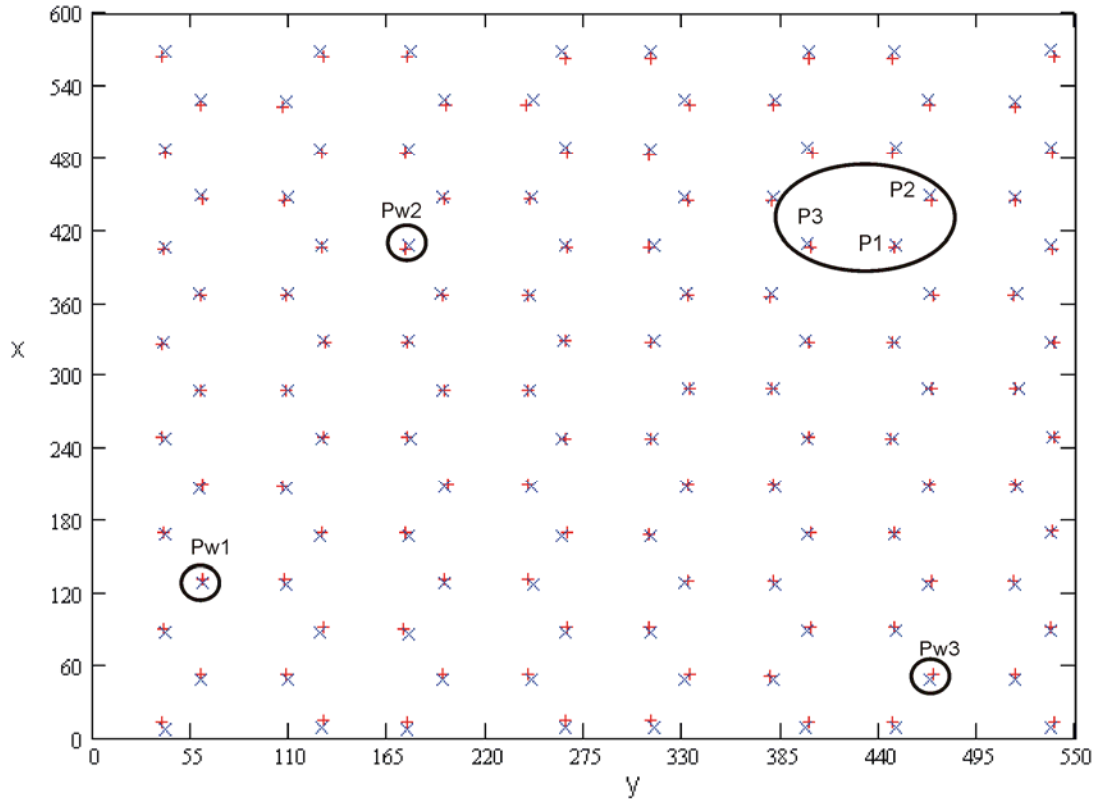
7 Zastosowania regularnych sieci wirów optycznych

W chwili obecnej najpopularniejszym zastosowaniem wirów optycznych są manipulatory służące do pułapkowania i manipulowania mikrocząsteczkami [Allen2003, Ashkin1986, Grier2003]. W opublikowanych pracach można też przeczytać o następujących sposobach wykorzystywania wirów optycznych: sprawdzaniu płaskości frontu falowego przy użyciu wiązki gaussowskiej przenoszącej wir optyczny [Senthilkumaran2003]; o rekonstrukcji frontu falowego [Aksenov1998, Kolenovic2005, Frączek2006]; do formowania dwuwymiarowych struktur fotonicznych z użyciem trzech fal eliptycznie spolaryzowanych [Mao2005], użyciu wirów optycznych do pomiaru mikroprzesunięć [Wang2005 A] oraz w laserach, których działanie oparte jest na efektach nieliniowych [Desyatnikov2005] np. wiązka zawierająca wiry optyczne użyta jako zewnętrznie sterowana wiązka pompująca parametrycznym zdegenerowanym oscylatorem optycznym [Desyatnikov2005, Oppo2001].

Niniejszy rozdział będzie poświęcony metodzie pomiaru małych kątów obrotu fal płaskich [Masajada 2004 C] oraz modelowi mikroskopu nadrozdzielczego.

7.1 Metoda pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej

Pomiar małych kątów obrotu fali płaskiej, przy użyciu interferometru IWO [Masajada368664], odbywa się według schematu 1 opisanego w rozdziale 3, czyli rejestrowane są interferogramy odniesienia: I_{AB} , I_{AC} , I_{BC} , I_{ABC} oraz po obrocie jednej z fal, np. fali UC: I_{AB} , I_{ACk} , I_{BCk} , I_{ABCk} . W bieg fali UC wkładany jest np. klin optyczny o wartości kąta łamiącego rzędu kilku sekund (mały kąt łamiący klina można zmierzyć np. przy użyciu metody zaproponowanej przez R. Castaneda i J. Garcia-Sucerquia [Castaneda1999]), który zmienia kierunek biegu fali płaskiej UCk powodując zmianę położenia wirów optycznych. Przesunięcia wirów optycznych spowodowane odchyleniem jednej z interferujących fal przedstawiono na poniższym rysunku.



Rysunek 7-1 Przesunięcia położenia wirów optycznych spowodowane odchyleniem jednej z trzech interferujących fal. Czerwony „+” oznacza położenia wirów optycznych wytworzonych przez fale UA, UB i UC, niebieski „x” – sieć wirów wytworzonych przez fale UA, UB i UCk (UCk – fala płaska odchylona przez klin optyczny). Na osi X i Y znajdują się numery pikseli.

Klin optyczny zmienia współrzędne wektora falowego \mathbf{kC} o wielkości Δk_{xC} oraz Δk_{yC} [Masajada2004 B, Masajada2004 C]:

$$\Delta k_{xC} = \frac{(\Delta x_2 \cdot \Delta y_{n1} + \Delta x_{n1} \cdot \Delta y_{n2} - \Delta x_1 \cdot \Delta y_{n2} - \Delta x_{n2} \cdot \Delta y_{n1}) \cdot k_{xBC}}{\Delta x_{n1} \cdot \Delta y_{n2} - \Delta y_{n1} \cdot \Delta x_{n2}} + \frac{(\Delta y_2 \cdot \Delta y_{n1} - \Delta y_1 \cdot \Delta y_{n2}) \cdot k_{yBC}}{\Delta x_{n1} \cdot \Delta y_{n2} - \Delta y_{n1} \cdot \Delta x_{n2}}$$

$$\Delta k_{yC} = \frac{(\Delta y_1 \cdot \Delta x_{n2} + \Delta x_{n1} \cdot \Delta y_{n2} - \Delta y_2 \cdot \Delta x_{n1} - \Delta y_{n1} \cdot \Delta x_{n2}) \cdot k_{yBC}}{\Delta x_{n1} \cdot \Delta y_{n2} - \Delta y_{n1} \cdot \Delta x_{n2}} + \frac{(\Delta x_1 \cdot \Delta x_{n2} - \Delta x_2 \cdot \Delta x_{n1}) \cdot k_{xBC}}{\Delta x_{n1} \cdot \Delta y_{n2} - \Delta y_{n1} \cdot \Delta x_{n2}} \quad (7.1)$$

Do obliczenia wielkości Δk_{xC} oraz Δk_{yC} potrzebne są współrzędne trzech punktów wirowych: PW1, PW2 i PW3 (rysunek 7-1), które tworzą tryplet. Symbole zawierająca „1” np., Δx_1 i Δx_{n1} oznaczają różnicę pomiędzy x i y współrzędną punktów Pw2 i Pw1, natomiast symbole zawierająca „2” oznaczają różnicę pomiędzy x i y współrzędną punktów Pw3 i P1. Literka „n” oznacza współrzędne wirów optycznych zlokalizowane po obrocie fali UC, np. Δx_{n1} . Symbole k_{xBC} oraz k_{yBC} oznaczają różnicę pomiędzy składowymi iksowymi i igrekowymi wektorów falowych \mathbf{kB} i \mathbf{kC} [Masajada2004 B]:

$$k_{xBC} = k_{xB} - k_{xC}, \quad k_{yBC} = k_{yB} - k_{yC} \quad (7.2)$$

Wielkości k_{xCB} oraz k_{yCB} można obliczyć korzystając z zarejestrowanych prążków interferencyjnych fal UB i UC lub przy pomocy położenia wirów optycznych. Drugi sposób polega na wyborze trypletów składających się ze współrzędnych najbliższych położonych punktów wirowych. Na rysunku 7-1 owalem znaczone taki przykładowy tryplet (punkty P1, P2, P3). Od punktu P1 do P3 oraz od punktu P1 do P2 różnica faz pomiędzy falami UB i UC wynosi $\Delta\varphi_{13} = \frac{2}{3}\pi$ oraz $\Delta\varphi_{12} = \frac{2}{3}\pi$. Wzory potrzebne do wyznaczenia wielkości k_{xBC} oraz k_{yBC} zostały wyprowadzone przez J. Masajadę [Masajada2004 C]:

$$k_{xBC} = \frac{\Delta y1 \cdot \Delta\varphi_{13} - \Delta y2 \cdot \Delta\varphi_{12}}{\Delta x2 \cdot \Delta y1 - \Delta y2 \cdot \Delta x1}, \quad k_{yBC} = \frac{\Delta x2 \cdot \Delta\varphi_{12} - \Delta x1 \cdot \Delta\varphi_{13}}{\Delta x2 \cdot \Delta y1 - \Delta y2 \cdot \Delta x1} \quad (7.3)$$

Do obliczeń wielkości k_{xBC} oraz k_{yBC} używane są współrzędne wirów optycznych zlokalizowanych przy użyciu interferogramu odniesienia (tzn. interferogramu zarejestrowanego przed obrotem). Oznaczenia stosowane w równaniach 7.3 są analogiczne jak w równaniach 7.1, czyli symbole zawierające „1” oznaczają różnicę pomiędzy x i y współrzędną punktów P2 i P1, „2” – oznacza różnicę pomiędzy x i y współrzędną punktów P3 i P1. Do wyznaczenia składowych wektora k_{BC} wykorzystywane są wszystkie możliwe tryplety utworzone z najbliższych współrzędnych punktów wirowych. Wielkości k_{xBC} i k_{yBC} , które stosowane są do dalszych obliczeń to wartości średnie, natomiast wielkości Δk_{xC} i Δk_{yC} wyznaczone są na podstawie kilku tysięcy wylosowanych trypletów.

Znając różnicę składowych wektora falowego fali UB powstałą w wyniku obrotu fali płaskiej przez klin optyczny można obliczyć kąt łamiący tego klina z następującej zależności [Popiołek-Masajada2005, Popiołek-Masajada2006A]:

$$\gamma = \arctan \left(\frac{\sin \left(\frac{\Delta k_{xC}}{k} \right)}{n - \cos \left(\frac{\Delta k_{xC}}{k} \right)} \right), \quad (7.4)$$

gdzie $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, $n = 1,515$.

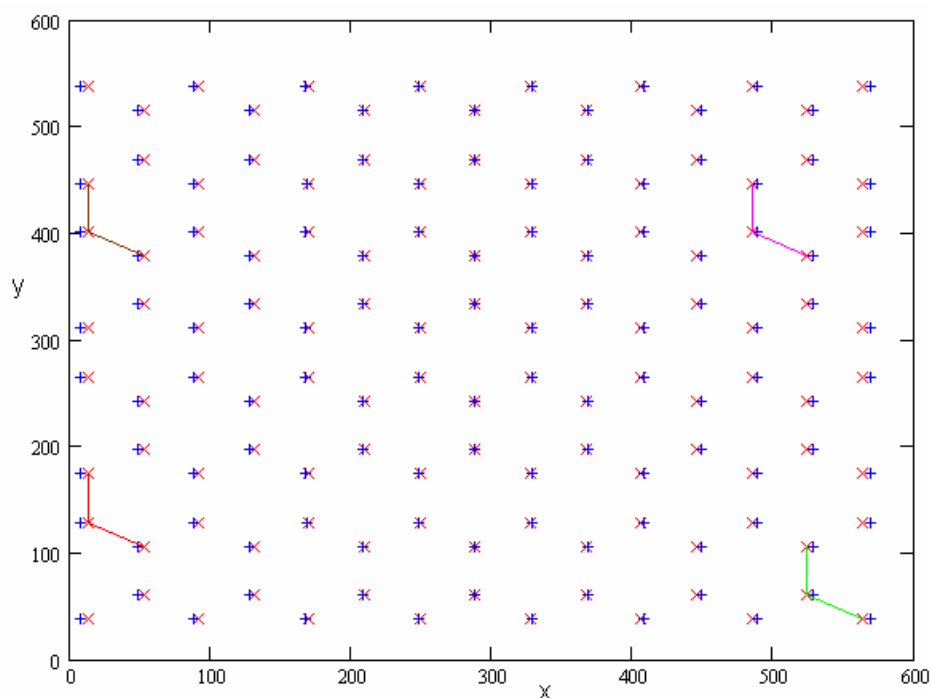
Wyrażenie 7.4 pozwala obliczyć kąt łamiący klina w jednej wybranej płaszczyźnie. Wymagane jest włożenie klina optycznego w wiązkę, tak aby jedna z płaszczyzn klina była prostopadła do padającej wiązki, ponadto prosta powstała z przecięcia płaszczyzn klina optycznego powinna być prostopadła do wybranej płaszczyzny, w której mierzony jest kąt. Należy zaznaczyć, że warunki dotyczące orientacji klina nie są konieczne, a mają na celu uproszczenie procedur obliczeniowych. Z użyciem IWO kąty obrotu można wyznaczyć niezależnie od orientacji osi obrotu.

Oszacowanie niepewności pomiarowych metody pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej

W metodzie pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej wykorzystywane są dwa sposoby wybierania trypletów wirów, więc oszacowanie niepewności pomiarowych podzielone jest na dwa etapy: obliczenia oparte na „małych” trypletach oraz obliczenia oparte na trypletach losowanych. Przez pojęcie „małe” tryplety będą rozumiane trójki punktów wirowych utworzone z najbliższych sobie wirów optycznych. Drugi rodzaj trypletów wybierany jest na podstawie losowania punktów według płaskiego rozkładu dyskretnego.

A Małe tryplety

W rozważanej metodzie pierwszą obliczaną wielkością jest k_{xBC} oraz k_{yBC} (wzór 7.3). Wielkości te są wyznaczane na bazie interferogramu odniesienia. Zlokalizowane punkty wirowe są grupowane w małe tryplety i na podstawie różnic pomiędzy współrzędnymi punktów w każdym tryplecie obliczane są wartości k_{xBC} oraz k_{yBC} . Na poniższym rysunku pokazano przykładowe cztery małe tryplety, dla których obliczone wartości k_{xBC} oraz k_{yBC} najbardziej odbiegały od wartości oczekiwanej. W tym przykładzie wartość oczekiwana k_{xBC} wynosiła $10,65 \text{ mm}^{-1}$, natomiast wartości skrajne wynosiły: $10,566 \text{ mm}^{-1}$ i $10,672 \text{ mm}^{-1}$; dla składowej igrekowej mamy $6,15 \text{ mm}^{-1}$ oraz wartości skrajne: $6,079 \text{ mm}^{-1}$ i $6,196 \text{ mm}^{-1}$. Wartości skrajne posłużą do wyznaczenia niepewności granicznych [Muciek2003].



Rysunek 7-2 Przykładowe cztery małe tryplety. Czerwony „x” oznacza położenia wirów optycznych wytworzonych przez fale UA, UB i UC, niebieski „+” – sieć wirów wytworzonych przez fale UA, UB i UCk (UCk – fala płaska odchylona przez klin optyczny). Na osi X i Y znajdują się numery pikseli.

Na rysunku 7-2 przedstawiono wyniki lokalizacji wirów optycznych otrzymanych w wyniku teoretycznej generacji interferencji trzech idealnych fal płaskich.

Dla paru takich przykładowych trypletów dokonano obliczeń wielkości k_{xBC} oraz k_{yBC} i metodą różniczki zupełnej [Poprawski1998] obliczono niepewność pojedynczego pomiaru dla każdego z wybranych trypletów. W obliczeniach przyjęto, że niepewność lokalizacji może wynosić 9 μm , 6,45 μm , 4,5 μm . Poniższa tabela przedstawia największe wartości niepewności wielkości k_{xBC} oraz k_{yBC} , w przypadku gdyby były one liczone z pojedynczego trypletu.

Tabela 7-1 Wartości niepewności wielkości k_{xBC} oraz k_{yBC} ($k_{xBC} = 10,65 \text{ mm}^{-1}$ oraz $k_{yBC} = 6,15 \text{ mm}^{-1}$).

	Niepewność lokalizacji wirów optycznych		
	4,5 μm	6,45 μm	9 μm
$\Delta k_{xBC} [\text{mm}^{-1}]$	0,53	0,75	1,1
$\Delta k_{yBC} [\text{mm}^{-1}]$	0,31	0,44	0,61

Wielkości przedstawiające różnicę pomiędzy składowymi iksowymi i igrekowymi wektorów falowych \mathbf{kB} i \mathbf{kC} są wyznaczane dla około 300 trypletów, więc niepewności dla

takiej serii pomiarowej (obliczone jako niepewność pojedynczego pomiaru przez pierwiastek z ilości pomiarów) wynoszą:

Tabela 7-2 Wartości niepewności wielkości k_{xBC} oraz k_{yBC} dla serii 300 trypletów.

	Niepewność lokalizacji wirów optycznych		
	4,5 μm	6,45 μm	9 μm
$\Delta_{\text{serii}}k_{xBC}$ [mm^{-1}]	0,031	0,043 (0,03)	0,064
$\Delta_{\text{serii}}k_{yBC}$ [mm^{-1}]	0,018	0,025 (0,01)	0,035

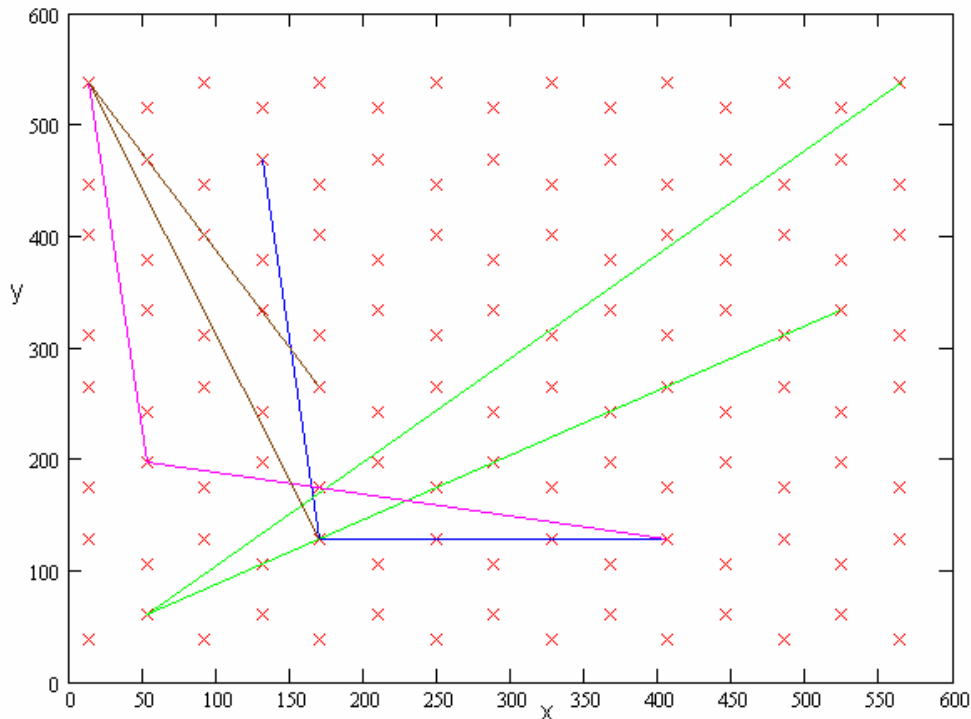
Pokazane w tabeli 7-2 wartości niepewności pomiarowych są wartościami maksymalnymi obliczonymi dla wartości granicznych. W przypadku fal idealnych, dla elementu CCD o wielkości piksela równej 6,45 μm wartości odchylenia standardowego są o około 0,01 mm^{-1} mniejsze – wartości w tabeli 7-2 podane w nawiasach pomniejszoną czcionką [Popiołek-Masajada2006A]. Wartości niepewności pomiarowych wielkości k_{xBC} i k_{yBC} są zależne od dokładności metody lokalizacji wirów optycznych.

B Tryplety losowane

Kolejną obliczaną wielkością są zmiany wektora falowego \mathbf{kC} . Wielkości te Δk_{xC} i Δk_{yC} wyznaczone są ze współrzędnych trypletów wylosowanych z sieci punktów wirowych otrzymanych z interferogramów odniesienia oraz z interferogramów zarejestrowanych po obrocie fali UC. Każdy tryplet wylosowany z sieci wirów zlokalizowanych z interferogramów odniesienia ma parę w postaci trypletu powstałego z punktów wirowych przesuniętych po obrocie fali UC. Z każdej takiej pary trypletów obliczane są wartości wielkości Δk_{xC} oraz Δk_{yC} . Jan Masajada ustalił parametr, który wyznacza wartości obliczanych kątów obrotu obarczonych największym błędem obliczeniowym. Parametr ten wyraża się wzorem [Masajada2004 C]:

$$\text{war} = |\Delta x_{n1} * \Delta y_{n2} - \Delta x_{n2} * \Delta y_{n1}| \quad (7.5)$$

Na poniższym rysunku pokazano przykładowe cztery wylosowane tryplety. Dla dwóch z nich obliczone wartości kąta łamiącego klina (na podstawie zależności 7.4) były skrajne, czyli najmniejsza wartość $\gamma = 7,171$ sekundy oraz największa wartość $\gamma = 8,394$ sekundy. Dwa pozostałe tryplety wybrane zostały w sposób przypadkowy.



Rysunek 7-3 Przykładowe cztery wylosowane tryplety przedstawione na tle sieci wirów optycznych wytworzonych przez fale UA, UB i UC. Na osi X i Y znajdują się numery pikseli.

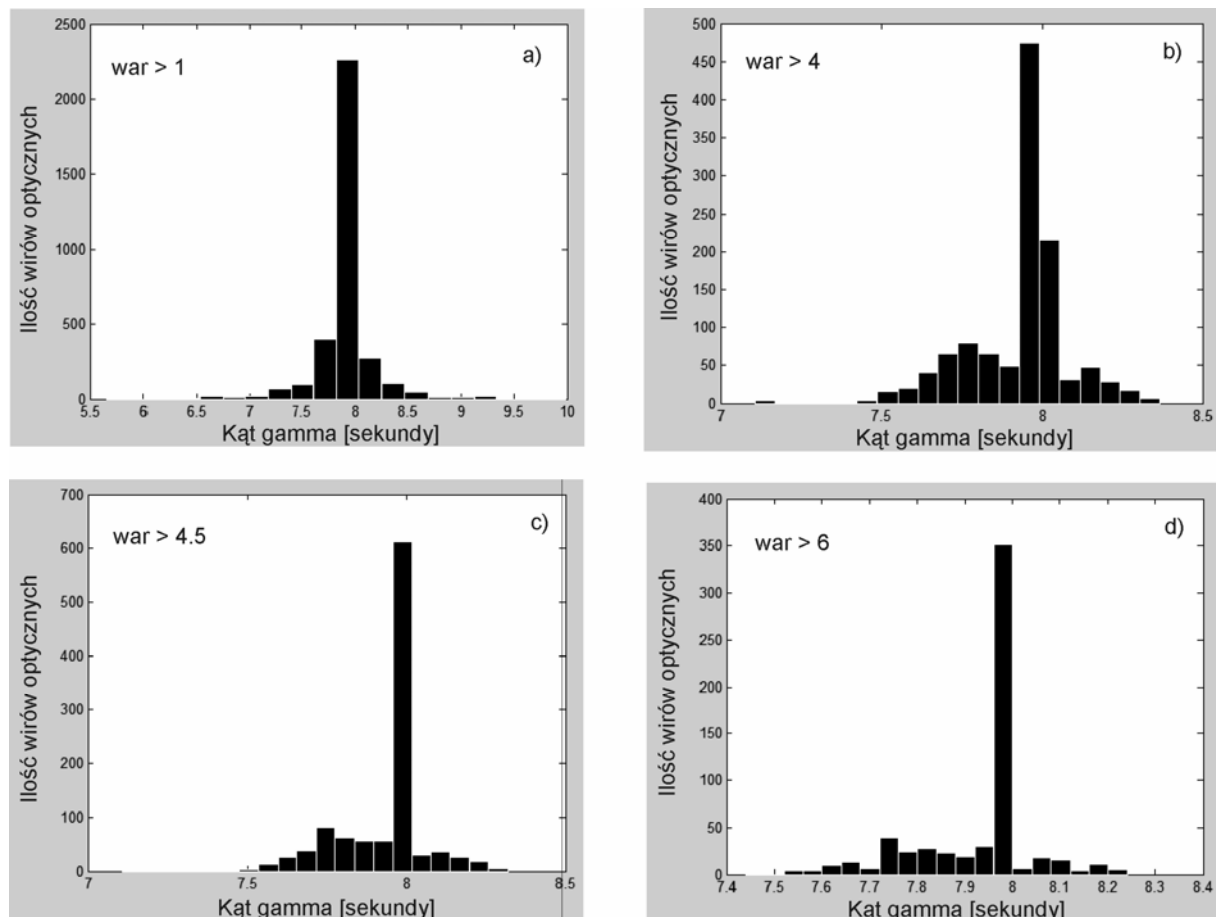
Na rysunku 7-3 tryplety zaznaczone kolorem niebieskim i zielonym są to tryplety, dla których obliczone wielkości kąta łamiącego pryzmatu wynosiły $\gamma = 7,171$ sekundy oraz $\gamma = 8,394$ sekundy. Tak jak poprzednio obliczenia wartości określonych zależnościami 7.1 zostały przeprowadzone dla wybranych trypletów, a następnie obliczone zostały niepewności pomiarowe dla serii trypletów. Uwzględniając wartości niepewności serii pomiarowych otrzymanych dla wielkości $\Delta k_{x,C}$, z zależności 7.4 został obliczony kąt łamiący pryzmatu γ . Z sieci wirów optycznych zlokalizowanych na podstawie danych pomiarowych losowanych jest około kilku tysięcy trypletów. Po zastosowaniu kryterium określonym nierównością 7.5 zostaje mniej niż 2000 trypletów. W poniższej tabeli podano wartości niepewności granicznych kąta łamiącego pryzmatu dla 1100 trypletów (wartość zadana kąta $\gamma = 8,00$ sekundy, otrzymana wartość średnia: $\gamma = 7,94$ sekundy) oraz niepewności granicznych kąta odchylenia badanej fali płaskiej β (dla małych wartości kątów, kąt odchylenia badanej fali płaskiej jest dwukrotnie mniejszy od kąta γ [Popiołek-Masajada2005, Popiołek-Masajada2006A]).

Tabela 7-3 Wartości niepewności kąta łamiącego pryzmatu dla serii 1100 trypletów.

	Niepewność lokalizacji wirów optycznych		
	4,5 μm	6,45 μm	9 μm
$\Delta_{\text{serii}} \gamma$ [sekunda]	0,36	0,50 (0,1)	0,71
$\Delta_{\text{serii}} \beta$ [sekunda]	0,18	0,25	0,36

Pokazane w tabeli 7-3 wartości niepewności pomiarowych są wartościami maksymalnymi obliczonymi dla wartości granicznych. W przypadku fal idealnych, dla elementu CCD o wielkości piksela równej 6,45 μm wartość odchylenia standardowego jest mniejsza od podanej wyżej niepewności i wynosi 0,01 sekundy – wartość w tabeli 7-3 podana w nawiasach pomniejszoną czcionką [Popiołek-Masajada2006A].

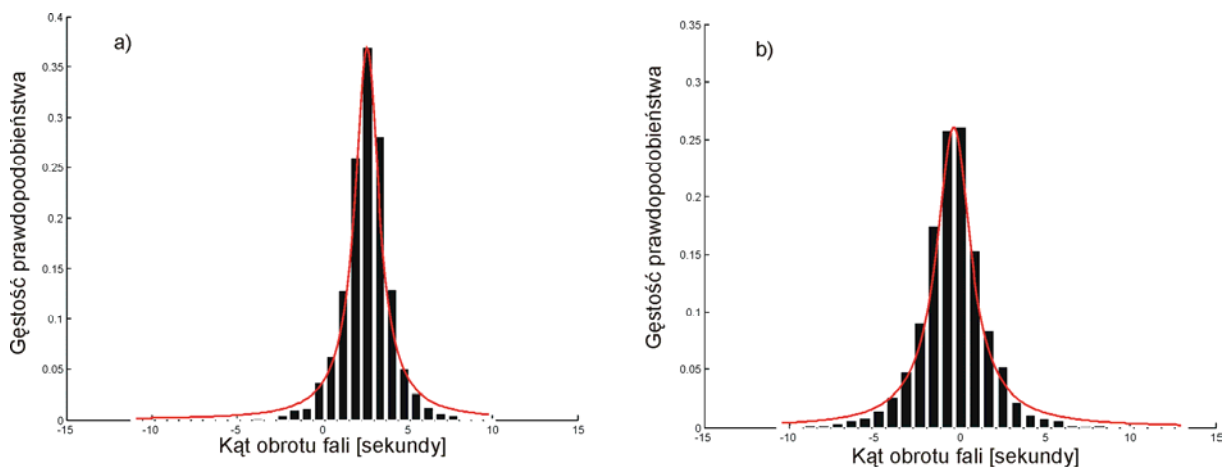
Wszystkie dotychczasowe obliczenia były wykonywane w oparciu o założenie, że rozkład opisywanych wyżej wielkości jest rozkładem Gaussa. Wielkość parametru opisanego równaniem 7.5 wpływa na charakter rozkładu wartości kąta łamiącego. Na poniższym rysunku pokazano cztery przykładowe rozkłady kąta γ w zależności od wielkości parametru *war*.



Rysunek 7-4 Rozkłady kąta łamiącego klina optycznego γ w zależności od wielkości parametru *war*.

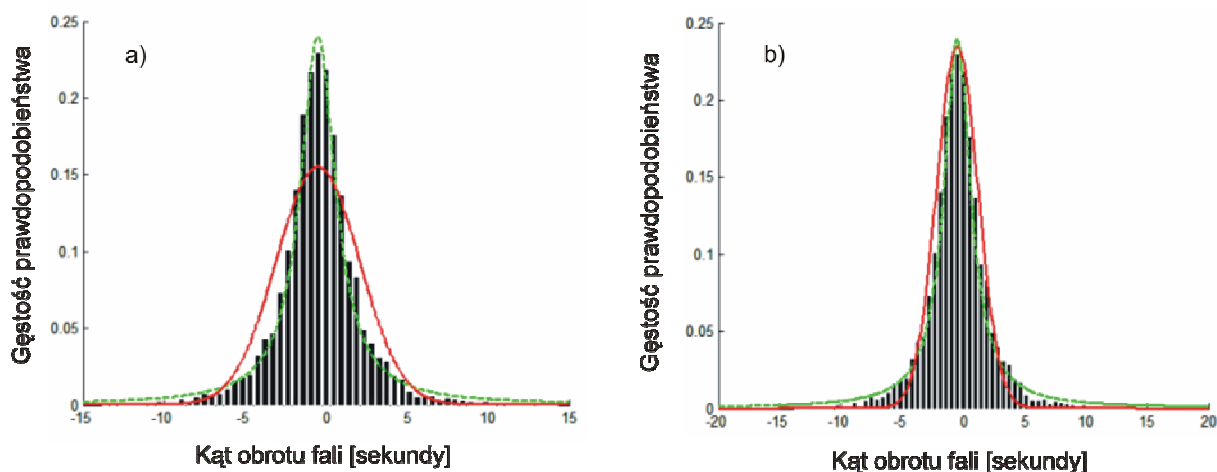
Rysunek 7-4 przedstawia przykładowe rozkłady wartości kąta γ w zależności od wielkości parametru opisanego zależnością 7.5. Powyższe rozkłady zostały wygenerowane na podstawie wyników interferencji trzech idealnych fal płaskich. Wykres przedstawiony na rysunku 7-4a jest najbardziej symetryczny i zbliżony do rozkładu gaussowskiego, ale rozrzut punktów jest największy. Przy większych wartościach parametru zostaje obserwowana wyraźna niesymetryczność rozkładu kąta γ . Dla rozkładów symetrycznych dominanta i wartość oczekiwana są sobie równe, ale w rozkładach niesymetrycznych wartość oczekiwana nie pokrywa się z dominantą [Nowak2002]. Wartość oczekiwana będzie przesunięta w stronę mniejszych kątów, czyli może wynosić około 7,8 sekundy. Wartość zadana kąta łamiącego pryzmatu wynosiła 8,0 sekund, więc widać, że korzystniej byłoby obliczać dominantę, która określiłaby kąt γ .

Podczas analizy danych eksperymentalnych zauważono, że przy dużej liczbie losowanych trypletów (więcej niż 3000) i parametrze war większym od 3, obserwowane rozkłady kąta nachylenia fali badanej są symetryczne. Rozkłady te są najlepiej przybliżane rozkładem Cauchy'ego. Na poniższym rysunku przedstawiono dwa histogramy przedstawiające wyniki eksperymentu, w którym badana fala została odchylona o 2,7 sekundy z naniesionym rozkładem Cauchy'ego o szerokości połówkowej γ równej 0,88 (3732 wylosowanych trypletów).



Rysunek 7-5 Dane eksperymentalne przedstawiające rozkłady kąta odchylenia badanej fali płaskiej a) w płaszczyźnie X oraz b) w płaszczyźnie Y dla 3732 losowanych trypletów i parametru $war > 3$. Czerwona linia – rozkład Cauchy'ego o szerokości połówkowej γ równej 0,88.

Ponieważ, w przypadku rozkładu Cauchy'ego, zarówno wartość oczekiwana, jak i wariancja zmiennej z tego rozkładu, a także współczynniki asymetrii i ekscesu nie są określone [Nowak2002], z danych pomiarowych policzono dominantę, która wynosiła 2,66.



Rysunek 7-6 Dane eksperymentalne przedstawiające rozkłady kąta odchylenia badanej fali płaskiej w płaszczyźnie Y dla 6111 losowanych trypletów i parametru $var > 0,3$. Zielona linia oznacz rozkład Cauchy'ego o szerokości połówkowej gamma równej 1,32, czerwona linia – rozkład Gaussa o parametrach $\mu = -0,45$ oraz a) $\sigma = 2,57$ b) $\sigma = 1,7$ (sekundy).

Na rysunku 7-6 można zauważyć, że rozkład Gaussa jest niewłaściwym przybliżeniem przedstawianych danych – czerwona krzywa. Na rysunku 7-6a przedstawiono rozkład Gaussa o parametrach: $\mu = -0,45$ sekundy oraz $\sigma = 2,57$ sekundy – są to wartości, które otrzymano dla przedstawionych wyżej danych. W celu dobrania najlepiej dopasowanego rozkładu Gaussa do danych eksperymentalnych zmieniono wartość odchylenia standardowego. Na wykresie 7-6b przedstawiono, czerwoną linią, rozkład Gaussa o parametrach: $\mu = -0,45$ sekundy oraz $\sigma = 1,7$ sekundy. Tym razem krzywa Gaussa jest lepiej dopasowana do danych eksperymentalnych lecz najlepszym przybliżeniem danych jest rozkład Cauchy'ego – zielona linia. Podczas analizy danych eksperymentalnych zauważono, że im większa jest ilość wylosowanych trypletów tym większa jest wartość szerokości połówkowej gamma.

Podsumowanie

Metoda obliczeniowa służąca do pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej podzielona jest na dwa etapy. W pierwszym kroku obliczane są różnice pomiędzy składowymi wektorów falowych dwóch fal, z których jest falą obracaną, w drugim kroku obliczany jest kąt obrotu fali. W pierwszym etapie obliczeń wykorzystywane są trójki

punktów wirowych utworzone z najbliższych wirów optycznych. Obliczenia oparte na małych trypletach są obarczone większymi błędami niż obliczenia, w których losowane są trójki punktów wirowych, lecz do wyznaczenia różnicy pomiędzy składowymi wektorów falowych dwóch fal dokładność uzyskana z obliczeń wykorzystujących małe tryplety jest wystarczająca. Algorytm stosowany do wyboru trójek najbliższych punktów wirowych działa szybciej od tego losującego tryplety. Małych trypletów jest wybieranych mniej niż losowanych trypletów. Wartości niepewności pomiarowych otrzymane metodą błędów granicznych oraz metodą statystyczną są zbliżone. Oczywiście błędy graniczne mają większą wartość od odchylenia standardowego. Rozrzut wartości wielkości Δk_{xC} oraz Δk_{yC} obliczonych dla kilkuset małych trypletów ma charakter gaussowski.

W drugim etapie obliczeń wyznaczany jest kąt obrotu fali płaskiej na podstawie paru tysięcy wylosowanych trypletów. Od wszystkich wylosowanych trypletów odrzucane są te, dla których wartość parametru *war* (zależność 7.5) nie osiąga wyznaczonej granicy. Im większa jest ta wartość graniczna tym, tryplety tworzące trójkąt o większym polu powierzchni, pozostają do dalszych obliczeń. Używany parametr ma wpływ na charakter rozkładu danych wykorzystywanych do wyznaczenia kąta obrotu fali. Aby rozkład wartości kąta obrotu fali był symetryczny należy ustalić granicę odcięcia na najwyższej 3 (*war* > 3), w przeciwnym razie otrzymany rozkład wartości kąta obrotu fali jest niesymetryczny, co utrudnia analizę statystyczną. Małe wartości graniczne parametru zwiększają rozrzut danych. Otrzymane wartości granicznych niepewności pomiarowych są duże – znacznie przekraczają wartość odchylenia standardowego. Wyznaczanie odchylenia standardowego zaś nie jest poprawną metodą określania wielkości niepewności pomiarowych, ponieważ rozrzuty wyznaczonych kątów odchylenia fali płaskiej nie mają charakteru gaussowskiego. Otrzymane dane dobrze przybliża rozkład Cauchy'ego. Szerokość połówkowa gamma, obliczona z tych samych danych co odchylenie standardowe, jest około dwukrotnie mniejsza. Przy analizie danych eksperymentalnych należy więc podawać wartość dominanty jako wartość kąta obrotu badanej fali oraz szerokości połówkową gamma, która informuje o wielkości rozrzutów analizowanych danych.

Opisane wyżej procedury zostały z powodzeniem wykorzystane w eksperymencie, omówionym w pracy [Popiołek-Masajada2006B]. W pracy tej wskazano również, na wyraźnie większą dokładność pomiarów z wykorzystaniem z IWO, w porównaniu z klasyczną interferometrią opartą o przyrząd o tej samej złożoności (prosty układ oparty o kostki światłodziące). Analiza przeprowadzona we wspomnianej pracy bazuje na metodzie minimów lokalizacji wirów optycznych. Metoda ta jest najmniej dokładna ale

najszybsza, gdyż wymaga dwóch interferogramów – jednego przed obrotem fali, a drugiego po obrocie fali. Uzyskane doświadczenia stały się podstawą do dalszego rozwoju metody trypletów oraz do opracowania nowej metody analizy wyników – metody komórek [Masajada2006]. Metoda komórek jest wyraźnie prostsza i pozwala na szybszą analizę danych, przy niewiele mniejszej dokładności. Wstępne rezultaty zastosowania nowych metod można znaleźć w pracy [Popiołek-Masajada2006B]. W pracy tej pokazano również, że IWO może mierzyć obroty, w dwóch niezależnych osiach jednocześnie, z rozdzielczością rzędu 150 milisekund, przy średnicy wiązki mierzącej 8mm.

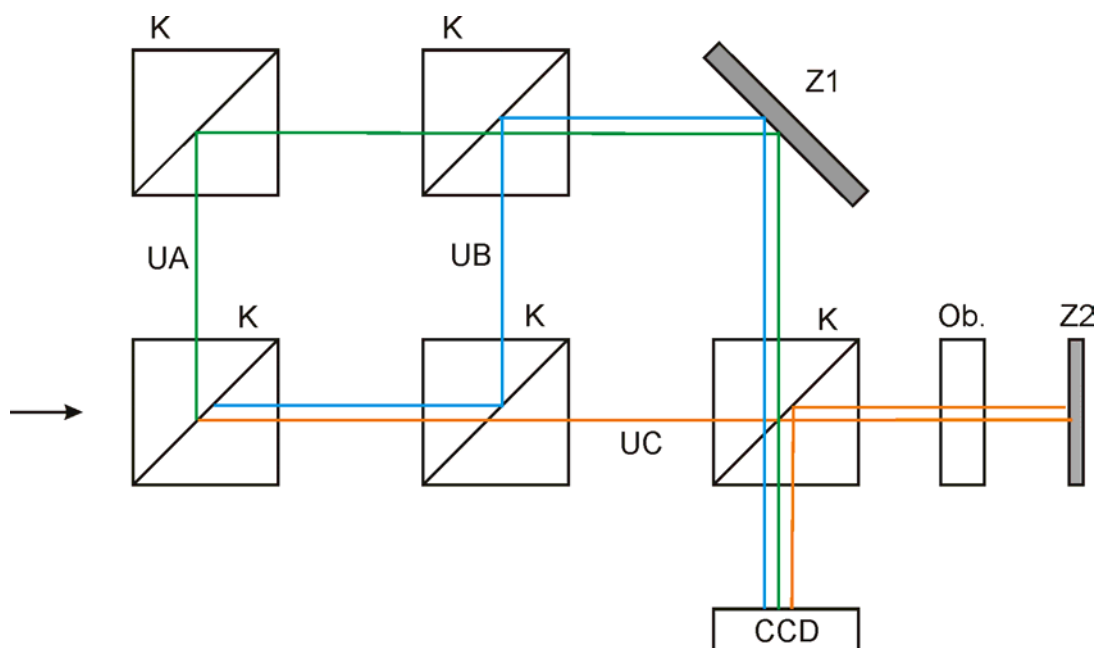
Omówiony tu pomiar testowy pokazuje, że zastosowanie IWO wymaga opracowania nowych specyficznych dla tej interferometrii metod analizy danych. Pierwsza rodzina takich metod obarczona była zbyt silnym przywiązaniem do metod znanych z klasycznej interferometrii. Nowe testowane obecnie metody w większym stopniu uwzględniają specyfikę IWO. Konieczna jest również dokładna analiza błędów jakimi obarczone są nowe metody. Część pracy związana z analizą błędów była moim udziałem, co starałam się zaprezentować w tym paragrafie.

7.2 Mikroskop nadrozdzielczy

Próby zastosowania nieciągłości fazowych, a w szczególności wirów optycznych do zbudowania mikroskopu nadrozdzielczego rozpoczęły się w późnych latach 80-tych ubiegłego wieku [Tychynsky1989, Tychynsky1994]. Próby te były również podejmowane w moim instytucie [Velzel1999, Masajada368666]. Opracowanie IWO zatrzymało prowadzone w tym kierunku prace. Jednak rozwój IWO ponownie przywołał temat mikroskopii nadrozdzielczej, tym razem z wykorzystaniem nowej interferometrii.

Rozdzielczość w obrazie klasycznego mikroskopu zależy w pierwszym rzędzie od granicznej zdolności rozdzielczej obiektywu, która jest określona przez aperturę numeryczną obiektywu i długości fali stosowanego światła [Pluta1982]. Mikroskopy optyczne umożliwiają rozróżnienie szczegółów w obrazie oddalonych o około kilkaset nanometrów. Mikroskop nadrozdzielczy powinien umożliwić rozróżnienie elementów o wielkości mniejszej niż 100 nanometrów (przy użyciu światła widzialnego), czyli co najmniej 5 razy mniejszych [Velzel1999]. W niniejszym rozdziale zostaną przedstawione wyniki moich wstępnych prac nad koncepcją układu mikroskopu nadrozdzielczego opartego na

interferometrze IWO pracującego w świetle odbitym, w którym jedna fala jest falą skanującą. Na poniższym rysunku pokazano schemat przyrządu.



Rysunek 7-7 Schemat mikroskopu nadrozdzielczego.

W układzie przedstawionym na rysunku 7-7 jedną z kostek światłodzielnycch interferometru IWO zastąpiono zwierciadłem, w celu wyrównania natężeń dwóch fal UA i UB. W bieg fali UC wstawiono obiektyw ze zwierciadłem. Fale UA i UB skierowane są w taki sposób, aby każda z nich ulegała takiej samej ilości odbić co przejść przez kostki światłodzielnycch. Skupiona wiązka UC odbijana jest od zwierciadła, które umieszczone jest w odległości bliskiej odległości ogniskowej obiektywu, następnie interferuje z falami UA i UB. Zwierciadło Z2 umocowane jest na stoliku, który umożliwia jego obroty, odchylenie oraz przesuwanie. Podczas justowania układu zwierciadło Z2 ustawiane jest tak aby odbita fala, po przejściu przez obiektyw, była falą płaską (zwierciadło znajduje się w ognisku obiektywu Ob) – pozycja początkowa.

Model teoretyczny

W obliczeniach teoretycznych skupiono się na analizie zmian wywołanych ruchem zwierciadła Z2 we fronce falowej fali UC. W tym celu został stworzony model, w którym fala płaska po przejściu przez bezaberracyjny obiektyw zostaje skupiona, odbita przez

zwierciadło i po powtórny przejściu przez ten sam obiektyw interferuje z falami płaskimi UA i UB. Opracowanie modelu jest pierwszym krokiem, który będzie wykorzystywany w dalszych etapach pracy nad mikroskopem nadrozdzielczym. Podczas analizy teoretycznej zostały rozpatrzone dwa przypadki w zależności od położenia zwierciadła Z2. Przypadek 1: fala UC skupiana jest dokładnie na płaszczyźnie zwierciadła, przypadek 2: płaszczyzna zwierciadła jest oddalona o mniej niż 1mm od odległości ogniskowej.

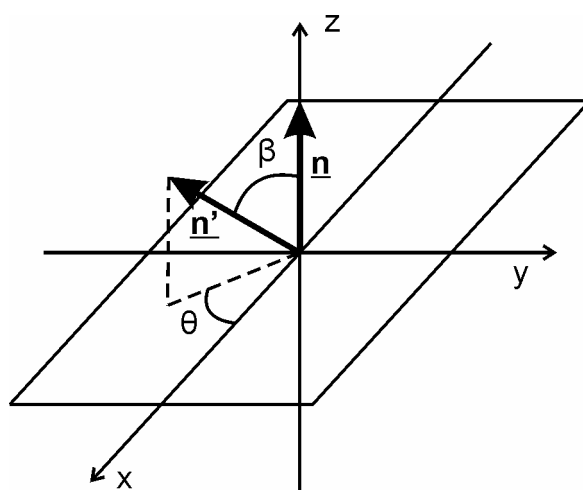
Przebieg obliczeń

Fala płaska UC po przejściu przez bezaberracyjny obiektyw zostaje skupiona do plamki Airy'ego [Mayer-Arendt1977, Pluta1982, Stamnes1986]. W obliczeniach teoretycznych przyjęto następujące uproszczenie: fala zostaje skupiona do plamki w kształcie koła i o średnicy równej $20\mu\text{m}$. Następnie każdy punkt tego koła jest źródłem nowej fali sferycznej – zasada Huygensa-Fresnela [Gniadek1992]. Jeżeli zwierciadło leży dalej lub bliżej niż odległość ogniskowa obiektywu to średnica krążka powiększa się, a rozmiar krążka wyznaczany jest na podstawie wielkości apertury obiektywu. W płaszczyźnie obiektywu amplitudy zespolone wszystkich fal sferycznych, mających swoje źródła w płaszczyźnie krążka, sumują się tworząc amplitudę zespoloną fali oświetlającej obiektyw UCo. Po przejściu przez obiektyw fala może być falą płaską lub sferyczną w zależności od położenia zwierciadła. Jeżeli zwierciadło leży w płaszczyźnie ogniskowej, to fala odbita od niego, po przejściu przez obiektyw, jest falą płaską. W przeciwnym wypadku mamy falę sferyczną rozbieżną lub zbieżną do punktu, w którym powstaje obraz geometryczny wszystkich punktów świecących. Aby uwzględnić wymienione przypadki w dalszych obliczeniach wykorzystano zasadę superpozycji mówiącą, że dowolne rozwiązanie równania falowego może być przedstawione w postaci superpozycji monochromatycznych fal płaskich o różnych częstościach, amplitudach, fazach i kierunkach propagacji [Gniadek1992]. Tak więc każdy punkt, do którego dotarła fala UCo jest źródłem fali płaskiej o amplitudzie równej co do wartości amplitudy fali UCo i fazie początkowej równej fazie fali UCo w tym punkcie. Kierunek wszystkich fal płaskich jest wyznaczany na podstawie położenia obrazów punktów świecących, czyli ze wzoru soczewkowego [Born1973, Nowak1998]. Amplitudy zespolone wszystkich tych fal płaskich są sumowane w odległości około 50cm licząc od zwierciadła Z2 – odległość rejestracji interferogramów. Jeżeli zwierciadło leży w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu to za obiektywem otrzymujemy falę płaską propagującą wzdłuż osi z. Po

wykonaniu wszystkich opisanych kroków obliczeniowych otrzymujemy amplitudę zespoloną fali UCx, która przenosi informacje o położeniu zwierciadła Z2. W ostatnim kroku sumowane są amplitudy zespolone fal UA, UB i UCx.

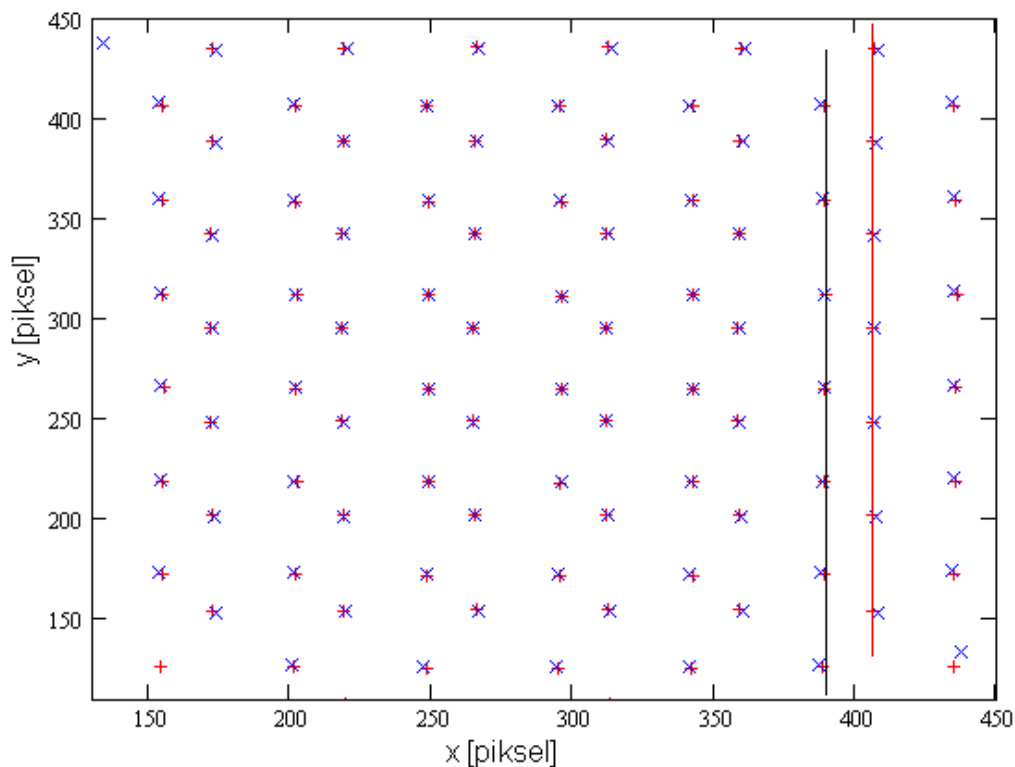
Wyniki obliczeń teoretycznych

Wyniki obliczeń numerycznych będą reprezentowane przez wykresy przedstawiające położenia wirów optycznych w zależności od przemieszczeń zwierciadła Z2. Wykresy te będą przedstawione w sytuacji, gdy zwierciadło nie było umieszczone w ognisku obiektywu, ponieważ wtedy były obserwowane zmiany w położeniach punktów wirowych podczas wykonywania obrotów zwierciadłem. W sytuacji, gdy zwierciadło było umieszczone w ognisku nie obserwowano zmian w położeniach wirów optycznych w zależności od obrotu zwierciadła o małe kąty. Obszar i gęstość prążków w wygenerowanych teoretycznie interferogramach nie był tak duży jak obszar elementu CCD ze względu na zmniejszenie czasu obliczeń. W obliczeniach teoretycznych obroty zwierciadłem były określone przez dwa kąty β oraz θ – rysunek 7-8. Kąty te określały obrót wektora normalnego prostopadłego do powierzchni zwierciadła. W symulacjach numerycznych wartości kątów β oraz θ dobrano tak aby odpowiadały one wartościom kątów, które można kontrolować w pomiarach. Wartość kąta β nie przekraczała 2° .



Rysunek 7-8 Kąty β i θ określające obrót wektora normalnego prostopadłego do powierzchni zwierciadła.

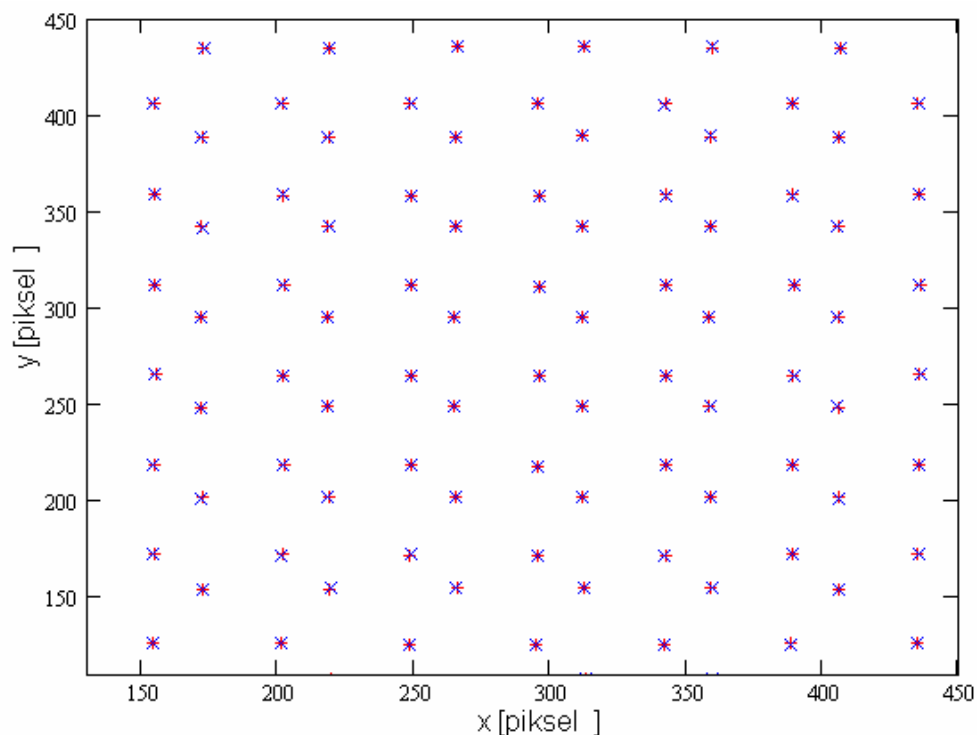
Pierwszy wykres przedstawia sytuację, w której wartości kątów β i θ wynosiły zero, a zmianie uległo położenie zwierciadła: $\Delta z = 0,1$ mm przed ogniskiem.



Rysunek 7-9 Sieci wirów optycznych wygenerowane dla sytuacji, zwierciadło zostało przesunięte wzdłuż osi z bez obrotu. Czerwony „+” – położenie $z = 0,05$ mm, niebieski „x” – położenie $z = 0,15$ mm.

Na rysunku 7-9 widać, że w części centralnej przesunięcia wirów optycznych są niezauważalne. Im dalej od środka obszaru rejestracji tym większe jest przesunięcie wirów optycznych. Obserwowana jest symetryczność wzajemnych przesunięć wirów optycznych względem pewnego obszaru (w tym przypadku względem środka). Dzieje się tak, ponieważ fala UCx jest falą sferyczną. Pionową linią czarną i czerwoną zaznaczono wiry o dwóch przeciwnych znakach. Obie linie przechodzą przez czerwone „+”. Jak można zauważyć punkty wirowe, zlokalizowane po przesunięciu zwierciadła o 0,1 mm w kierunku obiektywu, przesuwają się w różnych kierunkach w zależności od ich znaku.

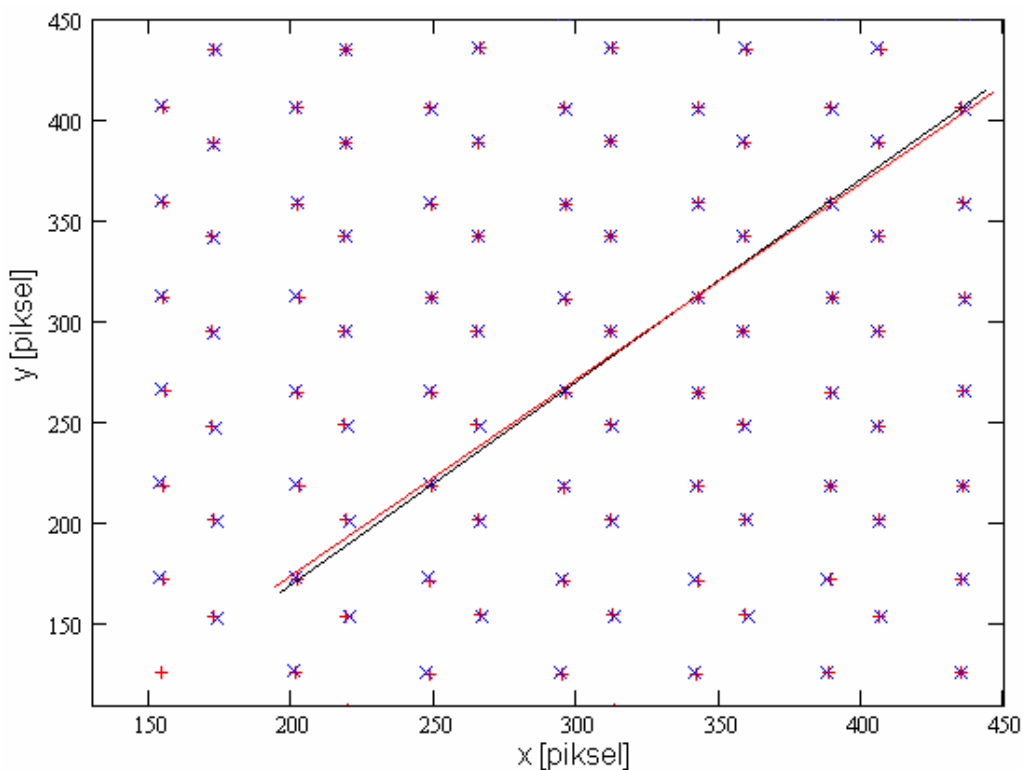
Następny wykres przedstawia sytuację, w której wartości kątów wynoszą $\beta = 0,1^\circ$ oraz $\theta = 0^\circ$, zaś położenie zwierciadła nie ulegało zmianie ($\Delta z = 0$ mm). Zwierciadło zostało ustawione w odległości 0,15 mm przed ogniskiem obiektywu.



Rysunek 7-10 Sieci wirów optycznych wygenerowane dla sytuacji, w której zwierciadło zostało obrócone o kąt $\beta = 0,1^\circ$. Czerwony „+” – kąt $\beta = 0^\circ$, niebieski „x” – kąt $\beta = 0,1^\circ$ ($\theta = 0^\circ$). Zwierciadło zostało ustawione w pozycji $z = 0,15\text{mm}$ przed obiektywem.

Na rysunku 7-10 widać, że wiry optyczne zmieniły położenie po obrocie zwierciadłem; jak poprzednio wiry o przeciwnych znakach przesuwają się w przeciwnych kierunkach, lecz kłopotliwe jest wywnioskować, przez analizę przesunięć punktów wirowych, że zwierciadło zostało odchylone o kąt $0,1^\circ$ w kierunku jednej z osi. W rozkładzie wzajemnych położenia obu sieci punktów wirowych nie widać symetryczności względem środka przedstawionego obszaru, jak to można było zauważyć na rysunku 7-9. Fakt ten świadczy o tym, iż dwie generacje interferogramów były przeprowadzone bez zmiany położenia na osi z zwierciadła.

Następny wykres przedstawia sytuację, w której wartości kątów wynoszą $\beta = 0,5^\circ$ i $\theta = 45^\circ$, zaś położenie zwierciadła nie uległo zmianie ($\Delta z = 0\text{ mm}$). Zwierciadło zostało ustawione w odległości $0,05\text{ mm}$ przed ogniskiem obiektywu.



Rysunek 7-11 Sieci wirów optycznych wygenerowane dla sytuacji, w której zwierciadło zostało obrócone o kąt $\beta = 0,5^\circ$ oraz $\theta = 45^\circ$. Czerwony „+” – kąt $\beta = 0^\circ$, niebieski „x” – kąt $\beta = 0,5^\circ$. Zwierciadło zostało ustawione w pozycji $z = 0,05$ mm przed obiektywem.

Na rysunku 7-11 przedstawiono przesunięcia położenia wirów optycznych w przypadku, gdy zwierciadło znajdowało się w odległości 0,05mm przed ogniskiem oraz zostało pochylone, w innym kierunku niż w poprzednim przykładzie, o pięciokrotnie większy kąt β . Tak jak poprzednio w rozkładzie wzajemnych położenia obu sieci punktów wirowych nie widać symetryczności, więc położenie wzdłuż osi z zwierciadła nie było zmieniane. Na rysunku 7-11 dwiema liniami połączono wiry optyczne o tym samym ładunku topologicznym. Linia czarna przechodzi przez punkty oznaczone symbolem „+”, linia czerwona przechodzi przez punkty oznaczone jako „x”. Widać, że linie te są nachylone względem siebie. Wartość tego kąta nachylenia zależy od kąta β obrotu zwierciadła.

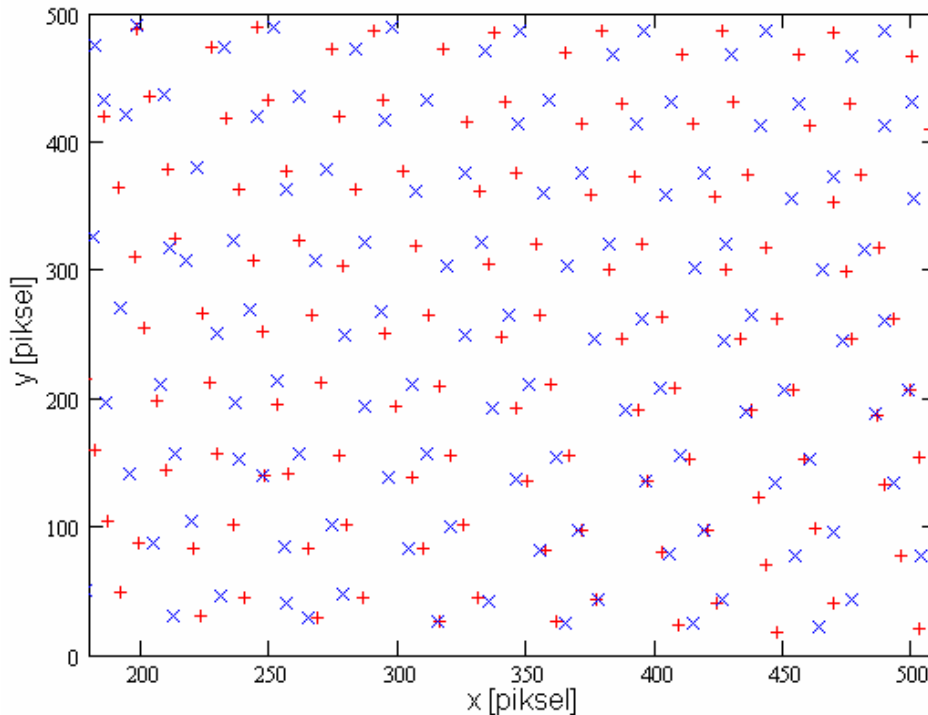
Podsumowanie

Powyżej przedstawiono trzy przykładowe rysunki pokazujące zmiany w położeniach wirów optycznych w zależności od przesunięcia i obrotu zwierciadła. Z informacji ukrytych w zmianach położenia wirów optycznych należy odczytać zmiany w pozycji zwierciadła. Z przedstawionych wyżej przykładów można wywnioskować, że jeżeli zwierciadło było

ustawione w odległości od ogniska obiektywu większej niż 0,1mm i dodatkowo było obracane (rysunek 7-10), to analiza przesunięć wirów jest trudniejsza niż w przypadku, gdy zwierciadło znajdowało się bliżej ogniska obiektywu (rysunek 7-11). Odległość zwierciadła od ogniska wpływa na kształt frontu falowego odbijanej fali. Im ta odległość jest większa tym większa jest krzywizna czoła fali. Wzrost krzywizny frontu falowego fali skanującej jest niepożądany, więc przedmioty mierzone powinny być precyzyjnie ustawiane, tak aby najwyższy punkt przedmiotu badanego nie leżał dalej niż 0,1 mm od ogniska obiektywu. Wysokość szczegółów skanowanego przedmiotu nie powinna przekraczać 100 μm . Z uwagi na sposób testowania mikroskopu na razie nie można przewidzieć jak na położenia wirów optycznych wpłyną krawędzie i uskoki na powierzchni przedmiotu. Taka analiza planowana jest w przyszłości. Na obecnym etapie pracy można powiedzieć, że przedstawiany mikroskop może posłużyć do np. pomiaru kątów pochylenia odbijających powierzchni o małych rozmiarach. Wielkość badanej odbijających powierzchni może wynosić około 50 μm na 50 μm . Zakres mierzalnych kątów pochylenia przedmiotu, wyznaczony na podstawie testów numerycznych, wynosi od około 10 sekund do około 2 stopni.

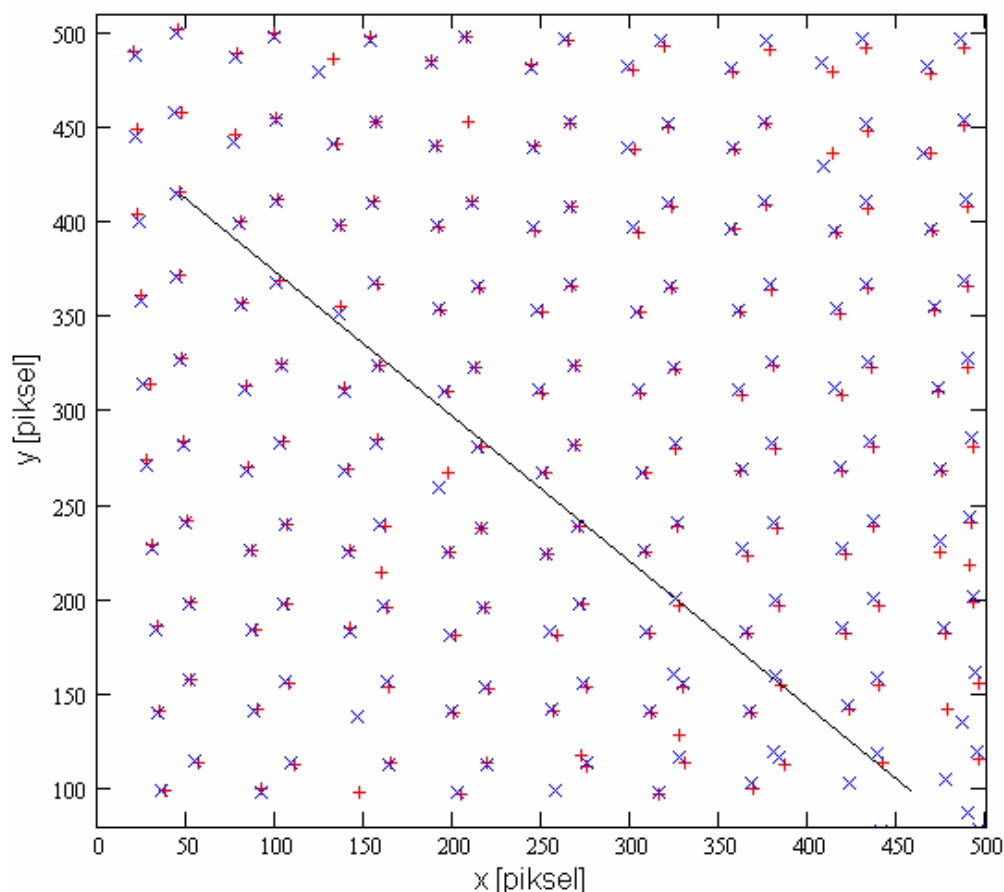
Wyniki pomiarów

W układzie pomiarowym zestawionym według rysunku 7-7 wykonano serię pomiarów testowych. Wyniki eksperymentu nie były zadowalające. Natężenie fali UCx było niejednorodne, co spowodowane było deformacją frontu falowego tej fali po dwukrotnym przejściu przez obiektyw. Pole, które oświetlała wiązka UCx było mniejsze od pół pozostałych fal, co sprawia, że obszar interferencji trzech fal był mniejszy. Rozmiar obszaru interferencji był zbliżony do rozmiary elementu CCD, więc w polu rejestracji obserwowane były efekty ugięcia fal na krawędziach elementów optycznych. Justowanie interferometru IWO, w którym tor jednej z fal (UC) jest ściśle określony jest czynnością wymagającą wiele cierpliwości. Podczas wielu prób justowania układu pomiarowego tylko jeden raz udało się uzyskać sieć sześciokątów. Poniżej przedstawione są punkty zlokalizowanych wirów optycznych rozmieszczonych w sieci par.



Rysunek 7-12 Wyniki pomiaru uzyskane podczas przesuwania zwierciadła wzdłuż osi z. Niebieski „x” – sieć wirów optycznych powstałych przy położeniu $z = 0,05\text{mm}$, czerwony „+” – $z = 0,45\text{ mm}$ ($\Delta z = 0,3\text{ mm}$).

Rysunek 7-12 przedstawia fragment obszaru z zaznaczonymi położeniami punktów wirowych uzyskanych, przy użyciu metody trójkątów, z interferogramów pomiarowych. Odległości pomiędzy położeniami punktów oznaczonych przez czerwone „+”, analizując wzdłuż osi y, są mniejsze niż położenia punktów oznaczonych przez niebieski „x”. Takie zmiany położen punktów były obserwowane podczas testów numerycznych (np. rysunek 7-9) – podczas rozogniskowywania układu punkty wirowe zmieniają swoje położenia wzdłuż promieni rozchodzących się z obszaru centralnego, w którym położenia obu zarejestrowanych sieci wirów optycznych są takie same. Na rysunku 7-12 obszar centralny znajduje się w pobliżu punktu o współrzędnych (370,90) pikseli. Analiza ruchu wirów oznaczony przez symbol „+” wskazuje, że zwierciadło nie było tylko odsuwane ale również uległo odchyleniu. Podczas pomiaru starano się tylko odsunąć zwierciadło, ale z powodu braku odpowiedniego stolika dokładna kontrola przemieszczeń zwierciadła była niemożliwa. Przedstawione w tym rozdziale wyniki pomiarów nie służyły do dokładnych pomiarów lecz do sprawdzenia poprawności działania stworzonego modelu teoretycznego.

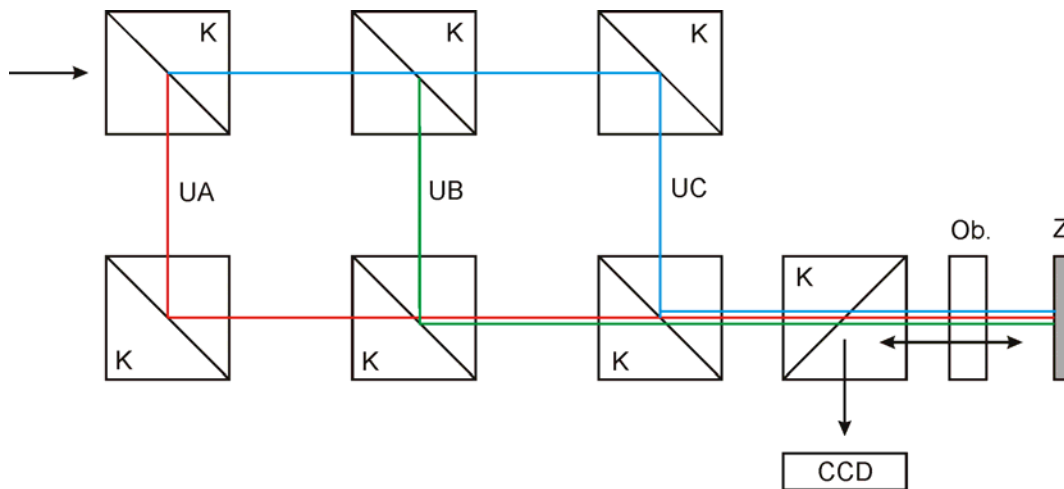


Rysunek 7-13 Wyniki pomiarów uzyskane podczas obrotu zwierciadłem o kąt $\theta \approx 45^\circ$ oraz o kąt: dla „x” $\beta \approx 0,3^\circ$; dla „+” $\beta \approx 0,6^\circ$ ($\Delta\beta \approx 0,3^\circ$).

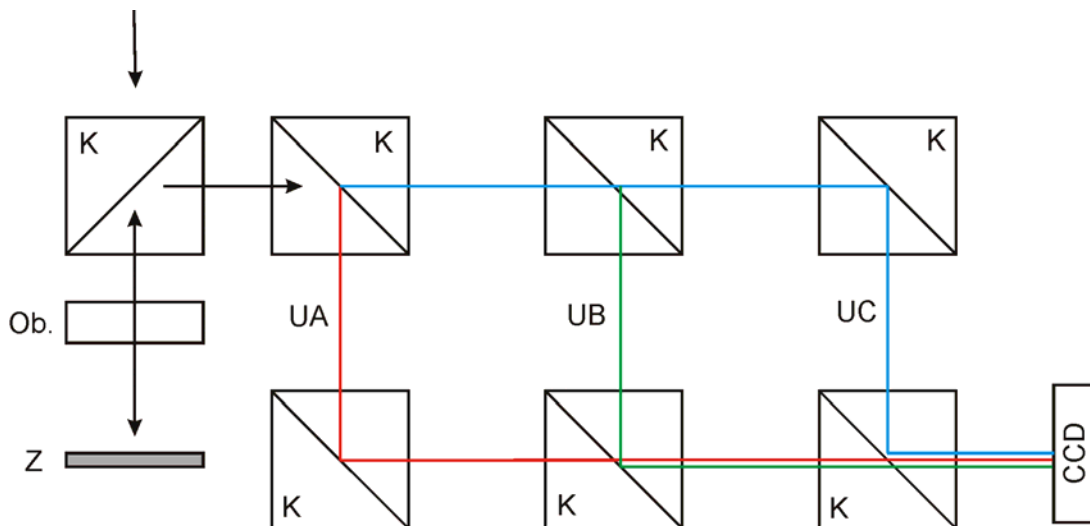
Na rysunku 7-13 przedstawiono przemieszczenia w położeniach wirów optycznych w przypadku, gdy obracamy zwierciadłem. Pomimo zniekształceń frontu falowego fali UCx, które wpływają na deformację sieci par wirów, można zauważyć, że przemieszczenia punktów mają taki sam charakter jak przedstawione na rysunku 7-11. Na powyższym rysunku czarną linią starano się połączyć wiry jednego znaku oznaczone przez symbol „+”. Wiry optyczne oznaczone przez symbol „x”, w górnej części prostej położone są po jej lewej stronie, zaś w dolnej części czarnej prostej wiry, oznaczone przez symbol „x”, znajdują się po jej prawej stronie. Niestety zakłócenia w interferujących falach są na tyle duże, że trudno jest analizować położenia wirów optycznych. Podczas pomiarów, kąty obrotu zwierciadła były zmieniane również o większe wartości, od tych przedstawionych powyżej. Zarejestrowane interferogramy I_{ABCx} , uzyskane dla różnych kątów obrotu, były układane w jedną sekwencję. W ten sposób, wyświetlając taką sekwencję interferogramów, można było zaobserwować zmiany sieci wirów. Zaobserwowane zmiany w położeniach wyrów optycznych na interferogramach pomiarowych mają taki sam charakter jak te w generacjach numerycznych.

Wnioski

Na jakość interferogramów rejestrowanych przy pomocy układu mikroskopu nadrozdzielczego przedstawionego na rysunku 7-7, ma wpływ jakość użytego obiektywu. Deformacja frontu falowego przez obiektyw ma mniejszy wpływ na zniekształcenia sieci wirów optycznych, gdy przez obiektyw przejdą tory wszystkich interferujących fal. Z tego powodu należały zmienić układ mikroskopu nadrozdzielczego. Poniżej zostały pokazane dwie inne propozycje układu pomiarowego.



Rysunek 7-14 Schemat II mikroskopu nadrozdzielczego.



Rysunek 7-15 Schemat III mikroskopu nadrozdzielczego.

Dwa powyżej przedstawione układy pomiarowe różnią się tym, że w pierwszym przykładzie: trzy fale płaskie tworzące regularną sieć wirów optycznych przechodzą przez obiektyw i są odbijane od zwierciadła; w drugim przykładzie: wiązka przed wejściem do interferometru IWO jest ogniskowana i odchylana przez zwierciadło. Przetestowanie teoretyczne i praktyczne przedstawionych dwóch układów mikroskopu nie jest celem niniejszej pracy doktorskiej. Przedstawione w bieżącym rozdziale wyniki rozpoczynają pracę nad mikroskopem nadrozdzielczym. Analiza teoretyczna i testy praktyczne są planowane w najbliższej przyszłości.

8 Podsumowanie

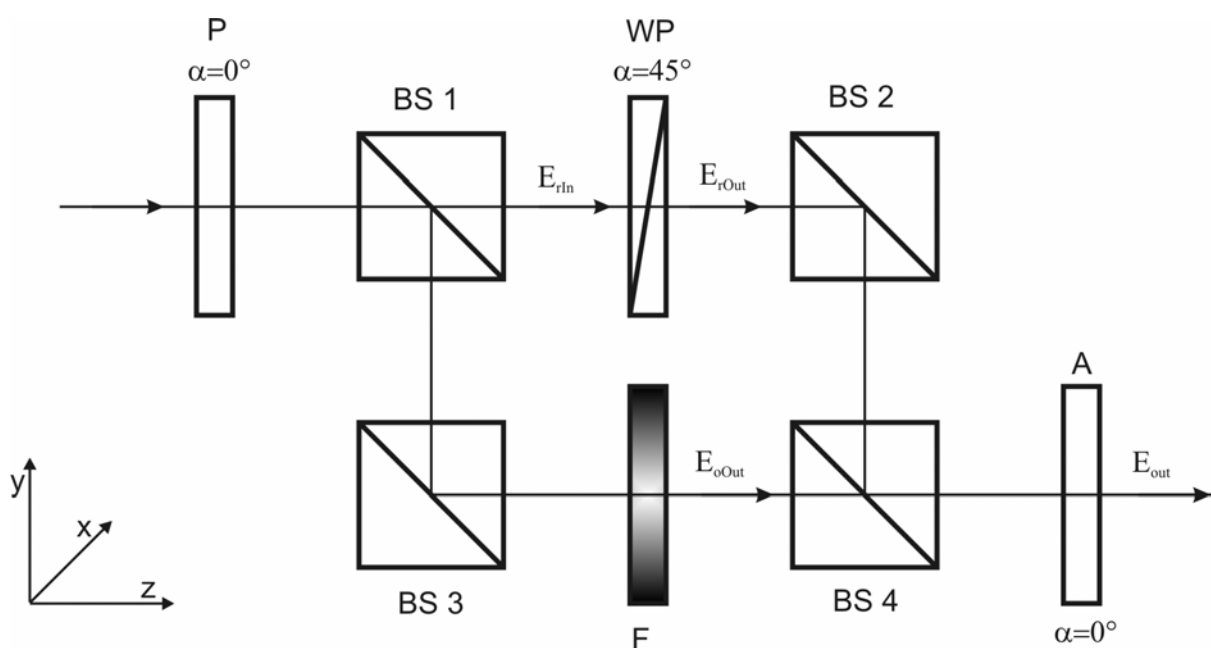
Wyniki przedstawione w niniejszej pracy są częścią szerszego programu badawczego dotyczącego interferometru na wirach optycznych. Staralam się przedstawić te wyniki, które zostały uzyskane przy moim wyraźnym współudziale. Oczywiście, przez wzgląd na spójność wyводу, praca zawiera również wyniki innych członków zespołu, ale przy tak ścisłej współpracy jest to nieuniknione. W wyniku mojej pracy powstał układ pomiarowy interferometru IWO (jak już wspomniałam w rozdziale 3). Podczas pracy nad redukcją błędów pomiarowych (rozdział 4) przeanalizowałam i wyeliminowałam czynnik mające największy wpływ na występujące w pomiarach nieprawidłowości. W pracy nad metodami lokalizacji (rozdział 5) moim udziałem było zaproponowanie zasady działania metody amplitud oraz przetestowanie i poprawianie pozostałych metod lokalizacji wirów optycznych. Testowanie metod lokalizacji odbywało się przy użyciu teoretycznie wygenerowanych interferogramów. Moim zadaniem było dobranie zaburzeń interferujących fal tak, aby korespondowały one z zakłóceniami obserwowanymi w danych eksperymentalnych oraz zaproponowanie metod analizy błędów lokalizacji wirów optycznych popełnianych przez metody lokalizacji. Na podstawie przeprowadzonej analizy wyznaczyłam optymalne gęstości prążków (ze względu na najmniejsze wartości błędów lokalizacji) na rejestrowanych interferogramach z uwzględnieniem rozmiarów pojedynczych pikseli matrycy CCD. W rozdziale 6 przedstawione są metody rozróżniania znaków wirów optycznych, które powstały w wyniku mojej ścisłej współpracy z W. Frączkiem.

Moim wkładem do pracy nad zastosowaniami regularnych sieci wirów optycznych jest przeanalizowanie niepewności pomiarowych metody pomiaru małych kątów obrotu fali płaskiej (rozdział 7.1) oraz stworzenie modelu teoretycznego mikroskopu nadrozdzielczego (rozdział 7.2). Opracowałam trzy układy pomiarowe interferometru IWO będącego modulem mikroskopu nadrozdzielczego w taki sposób aby wartości natężeń trzech interferujących fal były jednakowe oraz wykonałam wstępne pomiary. W niniejszej pracy zostały pokazane wyniki wstępnej, przeprowadzonej przeze mnie, analizy położenia wirów optycznych podczas zmiany frontu falowego jednej z trzech fal płaskich.

Praca nad IWO przyniosła dwa rodzaje ważnych rezultatów. Do pierwszego rodzaju należy zaliczyć wszystkie konkretne wyniki i wnioski, w tym również te które tu zostały zaprezentowane. W szczególności metody lokalizacji wirów optycznych (rozdział 5), analizę

wpływu parametrów wiązek świetlnych na pracę IWO oraz analizę błędów pomiarowych (rozdział 4), metody określania znaku wiru (rozdział 6). Drugi rodzaj rezultatów to doświadczenie związane z dokładnym poznaniem specyfiki nowej techniki pomiarowej. Ten drugi rodzaj rezultatów pozwala określać dalsze cele, bywa że znacznie przekraczające pierwotne oczekiwania związane z IWO. Mam nadzieję, że nowe metody lokalizacji, nowe bardziej zaawansowane techniki analizy danych, ulepszony interferometr zarówno od strony optyki jak i elektroniki, w perspektywie najbliższych lat, odeśle większość omawianych tu metod do lamusa. Już dziś wiele wskazuje na to, że tak się właśnie stanie. Niemniej bez tych wyników, które możemy zaprezentować na dziś nic z tych możliwych przyszłych zdarzeń nie mogło być nawet pomyślane.

W chwili zakończenia redakcji niniejszej pracy badania nad IWO przyniosły kolejne ciekawe rezultaty. Tutaj pozwolę sobie zaprezentować pierwszą wersję IWO z wykorzystaniem elementów polaryzacyjnych powstałą przy moim współudziale (rys. 8-1) [Kurzynowski2006].



Rysunek 8-1 Schemat interferometru wytwarzającego regularną sieć wirów optycznych. P – polaryzator, A – analizator, WP – pryzmat Wollastona, BS – cztery kostki światłdzielące, F – filtr transmisyjny. [Kurzynowski2006]

Prowadzone są również zaawansowane prace nad lepszymi metodami lokalizacji wirów optycznych oraz nowymi metodami analizy danych pomiarowych, które w pełniejszy sposób pozwolą wykorzystać potencjał nowego interferometru. Bardzo obiecującym kierunkiem jest zastosowanie w IWO techniki przesuwu fazowego („phase shifting”)

[Masajada2005]. Badania teoretyczne i numeryczne wykazały, że taki interferometr umożliwi dokładniejszą lokalizację wirów optycznych, zwiększy liczbę punktów pomiarowych (punktów wiru) oraz otworzy nowe możliwości pomiarowe. W pierwszym kwartale 2006 powinny rozpocząć się eksperymentalne testy tej techniki.

9 Bibliografia

- [Abramochkin1997] E.G. Abramochkin, N. Losevsky, V. Volostnikov, "Generation of spiral-type laser beams", *Opt. Comm.*, **141**, 59-64 (1997)
- [Abrikosow2004] A.A. Abrikosow, „Nadprzewodniki drugiego rodzaju i sieci wirów“, *Postępy Fizyki*, Tom 55, Zeszyt 5 (2004)
- [Ackemann1995] T. Ackemann, E. Kriege, W. Lange, "Phase singularities via nonlinear beam propagation in sodium vapor", *Opt. Comm.* **155**, 339 (1995)
- [Aksenov1998] V.P. Aksenov, V. Banakh, O. Tikhomirowa, "Potential and vortex features of optical speckle fields and visualization of wave-front singularities", *Opt. Appl.* **37**, 4536-4540 (1998)
- [Aksenov2002] V.P. Aksenov, O. Tikhomirowa, "Theory of singular-phase reconstruction for an optical speckle field in the turbulent atmosphere", *J. Opt. Soc. Am. A*. vol. **19**, No. 2, 351-359 (2002)
- [Allen2003] L. Allen, S.M. Barnett, M.J. Padgett, „Optical Angular Momentum“, Institute of Physics Publishing, London 2003
- [Allen1999] L. Allen, M.J. Padgett, M. Babiker, "The orbital angular momentum of light" *Progress in Optics*, E. Wolf (Ed.), Vol. XXXIX Chapter IV (1999)
- [Ashkin1986] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, S. Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles", *Optics Letters* **11**, 288-290 (1986)
- [Basisty1995] I.V. Basisty, M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov, "Optical wavefront dislocation and their properties" *Opt. Comm.*, **199**, 604-612 (1995)
- [Berry1998] M.V. Berry. Much ado about nothing: optical dislocation lines (phase singularities, zeros, vortices...). In M.S. Soskin, editor, *International Conference on Singular Optics*, SPIE, vol. 3487, pages 1–15 (1998)
- [Berry2000] M.V. Berry "Making waves in physics. Three wave singularities from the miraculous 1830s", *Nature* vol. **403**, 21 (2000)
- [Berry2002 A] M.V. Berry, "Coloured phase singularities", *New Journal of Physics* **4**, 66.1-66.14 (2002)
- [Berry2002 B] M.V. Berry, "Exploring the colours of dark light", *New Journal of Physics* **4**, 74.1-74.14 (2002)
- [Bazhenov1992] V.Yu. Bazhenov, M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov, „Screw dislocations in light wavefronts“, *J. Mod. Opt.* **39**, 985-990 (1992)

- [Beijersbergen1994] M.W. Beijersbergen, R.P.C Coerwinkel, M. Kristensen, J.P. Woerdman “Helical-wavefront laser beam produced with a spiral phaseplate”, *Opt. Comm.*, **112**, 321-327 (1994)
- [Bialynicki-Birula2000] I. Bialynicki-Birula, Z. Bialynicka-Birula, C. Śliwa, “Motion of vortex lines in quantum mechanics”, *Phys. Rev. A*, Vol. **61**, 032110 (2000)
- [Biegański2005] P. Biegański, J. Gomuła – konsultacje, Wrocław 2005
- [Bogatiryova2003] H.V. Bogatiryova, C.V. Felde, P.V. Polyanskii, “Referenceless testing of vortex optical beams.” *Optica Applicata*, vol. XXXIII, No. 4 (2003)
- [Born1973] М. Борн, Э. Вольф „Основы оптики”, Издательство НАУКА, Москва 1973
- [Budzyń2006] G.Budzyń, E. Frączek, W. Frączek, J. Mroczka, „The influence of a laser beam frequency stability on vortex points dislocation in an Optical Vortices Interferometer”, *App. Optics*, In Press
- [Castaneda1999] R. Castaneda, J. Garcia-Sucerquia, “Fourier analysis applied to the characterization of optical wedges with small angles”, *App. Opt.* **38**, No. 31 (1999)
- [Courtial1999] J. Courtial, M.J. Padgett, “Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes”, *Opt. Comm.* **159**, 13-18 (1999)
- [Dennis2001] M.R. Dennis „Topological Singularities in Wave Fields” University of Bristol, praca doktorska, November 2001
- [Dennis2004] M.R. Dennis “Local phase structure of wave dislocation lines: twist and twirl” *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** S202-S208 (2004)
- [Desyatnikov2005] A.S. Desyatnikov, L. Torner, Yu.S. Kivshar, “Optical Vortices and Vortex Solitons” *Progress in Optics*, E. Wolf (Ed.), 47 (2005)
- [Dreischuh1998] A. Dreischuh, G.G. Paulus, F. Zacher, “Quasi-two-dimensional dark spatial solitons and generation of mixed phase dislocations” *Appl. Physics B*, **69**, 107-11 (1999)
- [Dreischuh2002] A. Dreischuh, S. Chervenkov, D. Neshev, G.G. Paulus, H. Walther, “Generation of lattice structures of optical vortices”, *Opt. Soc. America* **19**(3), 550-6 (2002)
- [Frączek2004] E. Frączek, W. Frączek, “The experimental method to recognize signs of optical vortices”, *SPIE Proc.* 5945 (2004)
- [Frączek2005 A] E. Frączek, W. Frączek, J. Mroczka, “The experimental method for topological charge determination of optical vortices in a regular net” *Optical Engineering* 44(2), 25601 (2005)

- [Frączek2005 B] E. Frączek, W. Frączek J. Masajada, "The new method of topological charge determination of optical vortices in the interference field of the optical vortex interferometer", *Optik*, (w druku)
- [Frączek2005 C] E. Frączek, W. Frączek, "Two methods to determination topological charge in regular net of optical vortices" *SPIE Proc.*5858 (2005)
- [Frączek2006] W. Frączek, E. Frączek, J. Mrocza, "High precision parallel glass plate test with the use of the optical vortex interferometer", *SPIE* (w druku) (2006)
- [Freund1993] I. Freund, N. Shvartsman, V. Freilikhen, „Optical dislocation networks in highly random media”, *Opt. Comm.* **101**, 247-264 (1993)
- [Freund1994 A] I. Freund, „Optical vortices in Gaussian random wave fields: statistical probability densities”, *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 1644-1652 (1994)
- [Freund1994 B] I. Freund, N. Shvartsman, „Wave-field phase singularities: The sign principle”, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 5164 (1994)
- [Freund1995] I. Freund, „Saddles, singularities, and extrema in random phase fields”, *Phys. Rev. E*, **52**, 2348-2360 (1995)
- [Freund1997A] I. Freund, V. Freilikher, „Parametrization of anisotropic vortices”, *J. Opt. Soc. Am. A*. vol. **14**, No. 8, 351-359 (1997)
- [Freund1997B] I. Freund, „Vortex derivatives“, *Opt. Comm.* **137**, 118-126 (1997)
- [Gniadek1992] K. Gniadek, „Optyczne przetwarzanie informacji”, PWN, Warszawa 1992
- [Grier2003] D.G. Grier, „A revolution in optical manipulation, *Nature* **424**, 810-816 (2003)
- [Halperin1981] B.I. Halperin. Statistical mechanics of topological defects. In R. Balian, M. Kléman, and J.-P. Poirier, editors, *Les Houches Session XXV – Physics of Defects*, pages 813–857. North-Holland, Amsterdam 1981
- [He1995] H. He, M.E.J. Friese, N.R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop „Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity“, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 826 (1995)
- [Heckenberg1992] N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, A.G. White, „Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms“, *Opt. Lett.* **17**, 221-223 (1992)
- [Jarosławski2003] R. Jarosławski, „Lokalizacja wirów optycznych w polu interferencyjnym trzech fal płaskich”, praca dyplomowa wykonana w Instytucie Fizyki na Politechnice Wrocławskiej, 2003

- [Khonina1992] S.N. Khonina, V.V. Shinkaryev, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev, "The phase rotor filter", *J. Mod. Opt.*, **39**, 1147-1154 (1992)
- [Kim1998] G.H. Kim, J.H. Jeon, Y.C. Noh, K.H. Ko, H.J. Moon, J.H. Lee, J.S. Chang, "An array of phase singularities in a self-defocusing medium", *Opt. Comm.*, **147**, 131-7 (1998)
- [Kolenovic2005] E. Kolenovic, „Correlation between intensity and phase in monochromatic light” *J. Opt. Soc. Am. A.* vol. **22**, No. 5, 899-906 (2005)
- [Kurzynowski2006] P. Kurzynowski, W.A. Woźniak, E. Frączek „Optical vortices generation using Wollstone prism”, *App. Optics*, In Press (2006)
- [Leach2004] J. Leach, M.J. Padgett, "Chromatic effects near a white-light vortex" *Europhysics News* (2004) vol. 35, No. 2
- [Madison2000] K.W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben. J. Dalibard, "Vortex formation in a stirred Bose-Einstein condensate", *Phys. Rev. Lett*, **84**, 806-809 (2000)
- [Maierov2001] B. Maierov, E. Osquiguil, "Vortex solid state in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ twinned crystals" *Phys. Rev B*, vol. **64**, 052511 (2001)
- [Mamaev1996] A.V. Mamaev, M. Saffman, A.A. Zazulya „Propagation of dark stripe beams in nonlinear media; snake instability and creation of optical vortices", *Phys. Rev. Lett* **76**, 2262 (1996)
- [Malacara1998] D. Malacara, M. Servín, Z. Malacara, "Interferogram Analysis for Optical Testing", Marcel Dekker, New York 1998
- [Masajada1998] J. Masajada "Simple synthetic holograms for optical vortices generation", *SPIE Proc.* 3820, 96-102 (1998)
- [Masajada1999] J. Masajada "Synthetic holograms for optical vortices generation – Image evaluation" *Optik*, **110**, 554-558 (1999)
- [Masajada2001] J. Masajada, B. Dubik, "Optical vortex generation by three plane wave interference", *Opt. Comm.* **198**, 21-27 (2001)
- [Masajada2002] J. Masajada, A. Popiołek-Masajada, D.M. Wieliczka, "The interferometric system using optical vortices as phase marks" *Opt. Comm.* **207**, 85-93 (2002)
- [Masajada2004 A] J. Masajada, A. Popiołek-Masajada, E. Frączek, W. Frączek, "Vortex point localization problem in optical vortices interferometry" *Opt. Comm.* **234**, 23-28 (2004)
- [Masajada2004 B] J. Masajada, „Optical vortices and their application to interferometry”, OWPW Wrocław 2004

- [Masajada2004 C] J. Masajada, „Small-angle rotation measurement using optical vortex interferometer”, *Opt. Comm.* **239**, 373-381 (2004)
- [Masajada2005] J. Masajada The internal scanning method with optical vortex interferometer, *SPIE, Proc.*, 5958, 433-442 (2005)
- [Masajada2006] J. Masajada, “The interferometry based on regular net of optical vortices” submitted to *Review of Scientific Instruments*.
- [Masajada189431] J. Masajada, Sposób odwzorowania powierzchni w nadrozdzielczym optycznym mikroskopie skaningowym i nadrozdzielczy optyczny mikroskop skaningowy, PL 189431 B1
- [Masajada189432] J. Masajada, Sposób odwzorowania powierzchni w nadrozdzielczym optycznym mikroskopie skaningowym i nadrozdzielczy optyczny mikroskop skaningowy, PL 189432 B1
- [Masajada338664] J. Masajada, Układ Interferometru zwłaszcza do pomiaru małych przemieszczeń kątowych i sposób pomiaru małych przemieszczeń kątowych, zgłoszenie nr. P368664
- [Masajada338665] J. Masajada, Interferometr optyczny i sposób wytwarzania obrazu interferencyjnego, zgłoszenie nr. P368665
- [Masajada368666] J. Masajada, Optyczny mikroskop skaningowy i sposób odwzorowania powierzchni w optycznym mikroskopie skaningowym, zgłoszenie nr 368666
- [Mayer-Arendt1977] J.R. Mayer-Arendt, „Wstęp do optyki”, PWN, Warszawa 1977
- [Muciek2003] A. Muciek, „Mathematical models of measurement uncertainty propagation in indirect measurements”, *Metrology and Measurement Systems*, vol. X, no. 2 (2003)
- [Moa2005] W. Moa, Y. Zhong, J. Dong, H. Wang, „Crystallography of two-dimensional photonic lattices formed by holography of three noncoplanar beams” *J. Opt. Soc. Am. B.* vol. **22**, No. 5, 1085-1091 (2005)
- [Nicholls1987] K.W. Nicholls, J.F. Nye, “Three-beam model for studying dislocations in wave pulses”, *J. Phys. A: Math. Gen.* **20**, 4673-4696 (1987)
- [Nowak1998] J. Nowak, M. Zając „Optyka kurs elementarny”, OWPW, Wrocław 1998
- [Nowak2002] R. Nowak, „Statystyka dla fizyków”, PWN, Warszawa 2002
- [Nye1974] J.F. Nye, M.V. Berry, “Dislocations in wave trains”, *Proc. R. Soc. Lond. A.* **336**, 165-190 (1974)
- [Nye1999] J.F. Nye, “Natural focusing and fine structure of light”, IOP Bristol 1999

- [Oppo2001] G.-L. Oppo, A.J. Scroggie, W.J. Firth, „Characterization, dynamics and stabilization of diffractive domain walls and dark ring cavity solitons in parametric oscillators”, *Phys. Rev. E* **63**, 066209 (2001)
- [Padgett1996] M. Padgett, J. Arlt, N. Simpson, L. Allen, “An experiment to observe the intensity and phase structure of Laguerre-Gaussian laser modes”. *Am. J. Phys.* **64**, 1, 77-82 (1996)
- [Patorski2005] K. Patorski, M. Kujawińska, L. Salbut, „Interferometria laserowa”, OWPW, Warszawa 2005
- [Patra2006] A.S. Patra, A. Khare, “Interferometric array generation”, *Opt. Comm.* **38**, 37-45 (2006)
- [Pearson1969] J.E. Pearson, T.C. McGill, S. Kurtin, A. Yariv, “Diffraction of Gaussian Laser Beams by a Semi-Infinite Plane”, *J. Opt. Soc. Am.* **59**, 1440-1445 (1969)
- [Pluta1982] M. Pluta, “Mikroskopia optyczna”, PWN, Warszawa 1982
- [Popiołek-Masajada2005] A. Popiołek-Masajada, M. Borwińska, B. Dubik, „Testing a new method for small- angle rotation measurements”, *SPIE Proc.* **5858** (2005)
- [Popiołek-Masajada2006A] A. Popiołek-Masajada, M. Borwińska, W. Frączek, „Testing a new method for small-angle rotation measurements with the optical vortex interferometer”, *Meas. Sci. Techno.* **17**, 653-658 (2006)
- [Popiołek-Masajada2006B] A. Popiołek-Masajada, M. Borwińska „High sensitivity wave tilt measurements with Optical Vortex Interferometer” *SPIE In Press*
- [Poprawski1998] R. Poprawski. W. Salejda, “Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki cz.1”, OWPW, Wrocław 1998
- [Robinson1993] Edit by D.W. Robinson, G.T Reid, “Interferogram Analysis”, Institute of Physics Publishing, London 1993
- [Rzepka2004] J. Rzepka – konsultacje, Wrocław 2004.
- [Sacks1998] Z.S. Sacks, D. Rozas, G.A. Swartzlander, “Holographic formation of optical-vortex filaments”, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, No. 8, 2226-2234 (1998)
- [Senthilkumaran2003] P. Senthilkumaran, “Optical phase singularities in detection of laser beam collimation” *Appl. Opt.* **42**, 6314-6320 (2003)
- [Służek1991] A. Służek „Komputerowa analiza obrazów”, Wydawnictwo Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1991
- [Soskin1997] M.S. Soskin, V.N. Gorshkov, M.V. Vasnetsov, J.T. Malos, N.R. Heckenberg, “Topological charge and angular momentum of light

- beams carrying optical vortices”, *Physical Review A*, **56**, 4064-75, (1997)
- [Soskin2001] M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov, „Singular optics”, *Progress in Optics* **42**, Chapter 4, (2001)
- [Stamnes1986] J.J. Stamnes, “Waves in Focal Regions”, A. Hilger Series on Optics and Optoelectronics, Bristol and Boston, 1986
- [Stefaniak2002] E. Stefaniak, „Interferometryczny pomiar rozkładu fazy pola optycznego z użyciem wirów optycznych jako znaczników”, praca magisterska wykonana w Instytucie Fizyki na Politechnice Wrocławskiej, 2002
- [Tikhonenko1996] V. Tikhonenko, J. Christou, B. Luther-Davies, Y.S. Kivshar, “Observation of vortex solitons created by the instability of dark soliton stripes”, *Opt. Letters*, **21**, 1129-31 (1996)
- [Trnka2006] M. Trnka – konsultacje, Warszawa 2006
- [Tychynsky1989] V.P. Tychynsky, “On Superresolution of Phase Objects”. *Opt. Comm.*, **74**, 41-45 (1989)
- [Tychynsky1994] V.P. Tychynsky, C.H.F. Velzel, “Super-resolution in Microscopy”, [in:] *Current trends in optics*, Academic Press, chapter 18 (1994)
- [Vasnetsov1999] M. Vasnetsov, K. Staliunas, “Optical vortices”, Nova Science Publishers 1999
- [Velzel1999] C. Velzel, J. Masajada, “Superresolution phase image microscope”, *Opt. Appl.* **39**, 293-300 (1999)
- [Wang2005 A] W. Wang, N. Ishii, S.G. Hanson, Y. Miyamoto, M. Takeda, “Phase singularities in analytic signal of white-light speckle pattern with application to micro-displacement measurement”, *Opt. Comm.* **248**, 59-68 (2005)
- [Wang2005 B] W. Wang, S.G. Hanson, Y. Miyamoto, M. Takeda, „Experimental Investigation of Local Properties and Statistics of Optical Vortices in Random Wave Fields“, *PRL* **94**, 103902 (2005)
- [Wang2006] W. Wang, T. Yokozeki, R. Ishijima, A. Wada, Y. Miyamoto, M. Takeda, “Optical vortex metrology for nanometric speckle displacement measurement”, *Opt. Express*, Vol. 14, No. 1, 120-127 (2006)
- [Wojnar1994] L. Wojnar, M. Majorek „Komputerowa analiza obrazu”, Fotobit-Design, Kraków 1994
- [Wysocki2002] G. Wysocki, K. Abramski, “Frequency stability of twin orthogonal mode He-Ne laser”, *Optica Applicata*, Vol. 32, No. 1-2, 207-213 (2002)

10 Załącznik

1. Wyniki pomiarów i obliczenia zamieszczone w tabeli 4-2 – Dokładność podziału kostek.

Wyniki pomiarów mocy (p – fala przechodząca przez kostkę, o – fala odbita)

	p [μ W]	o [μ W]
Kostka 1	67,6 \pm 1,4	72,0 \pm 1,5
Kostka 2	67,2 \pm 1,4	72,0 \pm 1,5
Kostka 3	70,0 \pm 1,4	69,5 \pm 1,4
Kostka 4	67,5 \pm 1,4	72,8 \pm 1,5
Kostka 5	68,5 \pm 1,4	70,6 \pm 1,4
Kostka 6	68,0 \pm 1,4	71,0 \pm 1,5

Niepewność pomiaru została wyznaczona z zależności:

$$\Delta p = \Delta o = 2\% + 2\text{cyfry} \quad (z1)$$

Wszystkie pomiary mocy były wykonywane za pomocą tego samego miernika, więc niepewności pomiarowe zamieszczone w tabeli 4-5 zostały wyznaczone też z zależności z1

Podział procentowy wiązki przez kostki został wyznaczony z zależności:

$$R = (p+o)/2 - o \quad (z2)$$

$$\text{Pod} = R * 100\% / (p+o) \quad (z3)$$

Niepewność podziału została wyznaczona z błędów granicznych [Muciek 2003].

2. Wyniki obliczeń zamieszczone w tabeli 4-6 – Pomiary kontrastu wykonane dla układu symetrycznego i niesymetrycznego (P – polaryzator, P(-) – polaryzacja $\alpha = 90^\circ$, P(|) – polaryzacja $\alpha = 0^\circ$, Bez P – światło niespolaryzowane).

Kontrast został wyznaczony na podstawie zależności 4.2:
$$K = \frac{2\sqrt{I_a I_b}}{I_a + I_b}$$

Niepewność ΔK została wyznaczona przy użyciu różniczki zupełnej [Poprawski 1998]