AUTOREFERAT

1. Imię i nazwisko :

Agnieszka Popiołek-Masajada

2. Posiadane stopnie naukowe

Doktora Instytut Fizyki, Politechnika Wrocławska, wrzesień 1999, Rozprawa doktorska: *„Numeryczne i eksperymentalne badanie właściwości refrakcyjnych układu optycznego oka”* Promotor: prof. dr hab. Henryk Kasprzak (praca obroniona z wyróżnieniem)

Magistra inż. Wydział Podstawowych Problemów Techniki Politechnika Wrocławska, wrzesień 1995, Praca dyplomowa: *„Zdolności refrakcyjne soczewki ocznej*” pod kierunkiem prof. dr hab. Henryka Kasprzaka

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu

VI –XII 2021	samodzielny fizyk, Wydział Fizyki, Politechnika Warszawska
XI 2015 – do dzisiaj	Adiunkt w Katedrze Optyki i Fotoniki, Wydział Podstawowych Problemów Techniki , Politechnika Wrocławska;
X.2000-X 2015	Adiunkt w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej;
X 1999-IX 2000	Asystent w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej;
X 1995-IX 1999	Studia doktoranckie w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej;

4. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 Ustawy

Jako osiągnięcie naukowe wskazuję monotematyczny cykl publikacji pt. „Wytwarzanie i wykorzystanie pól optycznych z nieciągłościami fazowymi do pomiarów optycznych ”

4. 1 W skład osiągnięcia naukowego wchodzą następujące publikacje

Lp		IF	Punktacja MSiNW
1	**A. Popiołek-Masajada**, M. Borwińska, W. Frączek, Testing a new method for small-angle rotation measurements with the optical vortex interferometer, Meas. Sci. Technol. 17, 653-658 (2006)	1.228	32
2	**A. Popiołek-Masajada**, M. Borwińska, , B. Dubik, Reconstruction of a plane wave's tilt and orientation using an optical vortex inteferometer. Opt. Engineering, 46, 073604 (2007)	0.757	20
3	J. Masajada, **A. Popiołek-Masajada**, M. Leniec, Creation of vortex lattices by wavefront division, Opt. Express, 15, 5196-5207 (2007)	3.709	32
4	I. Augustyniak, **A. Popiołek-Masajada**, J. Masajada, S. Drobczyński, New scanning technique for the optical vortex microscope, Appl. Opt. 51, C117-C124 (2012)	1.689	32
5	J. Masajada, I. Augustyniak, **A. Popiołek-Masajada**, Optical vortex dynamics induced by vortex lens shift—optical system error analysis, J. Opt., 15, 044031 (2013)	2.01	35
6	Ł. Plociniczak, **A. Popiołek-Masajada**, M. Szatkowski, D. Wojnowski, Transformation of the vortex beam in the optical vortex scanning microscope, Optics and Laser Technology, 81, 127-136 (2016)	2.109	30
7	Ł. Plociniczak, **A. Popiołek-Masajada**, J. Masajada, M. Szatkowski, Analytical model of the optical vortex microscope, Applied Optics, 55, B20 (2016)	1.65	30
8	**A. Popiołek-Masajada**, J. Masajada, P. Kurzynowski, Analytical Model of the Optical Vortex Scanning Microscope with a Simple Phase Object, Photonics 4, 38, (2017)	-	15
9	**A. Popiołek-Masajada**, J. Masajada, M.Szatkowski, Internal scanning method as unique imaging method of optical vortex scanning microscope, Optics and Lasers in Engineering, 105, 201–208 (2018)	4.059	30
10	M. Szatkowski, **A. Popiołek-Masajada**, J. Masajada, Optical vortex trajectory as a merit function for spatial light modulator correction, Optics and Laser in Engineering, 118, 1-6 (2019).	4.273	140

11	**A.Popiołek-Masajada,** J. Masajada, W. Lamperska, Phase recovery with the optical vortex microscope, Measurement Science and Technology, 30, 105202 (2019)	1.857	70
12	Ewa Frączek, **Agnieszka Popiołek-Masajada**, Sławomir SzczepaniakCharacterization of the vortex beam by Fermat's spiral, Photonics , 7, 102 (2020)	2.140	70
13	**Agnieszka Popiołek-Masajada**, Ewa Frączek, Emila Burnecka, Subpixel localization of optical vortices using artificial neural networks, Metrology and Measurement Systems, 28, 497-508 (2021)	1.115	100

Optyka nieciągłości optycznych (singular optics) to stosunkowo młoda gałąź nauki, zapoczątkowana artykułem „Dislocations in wave trains" opublikowanym w roku 1974 przez dwóch znanych w fizyce naukowców Johna Nye i Micheala Berryego [1]. Od tego czasu przeprowadzono wiele badań nad wiązkami zawierającymi nieciągłości fazowe lub polaryzacyjne w celu poznania ich podstawowych właściwości, wewnętrznej struktury czy sposobów propagacji [2-5]. Okazało się również, że takie egzotyczne struktury mogą znaleźć praktyczne zastosowanie np. w manipulatorach optycznych [6-7], metrologii optycznej [8-11], mikroskopii [12-13], koronografii gwiazdowej [14], telekomunikacji [15], detekcji czarnych dziur [16] czy badaniu fotonów splątanych [17-18].

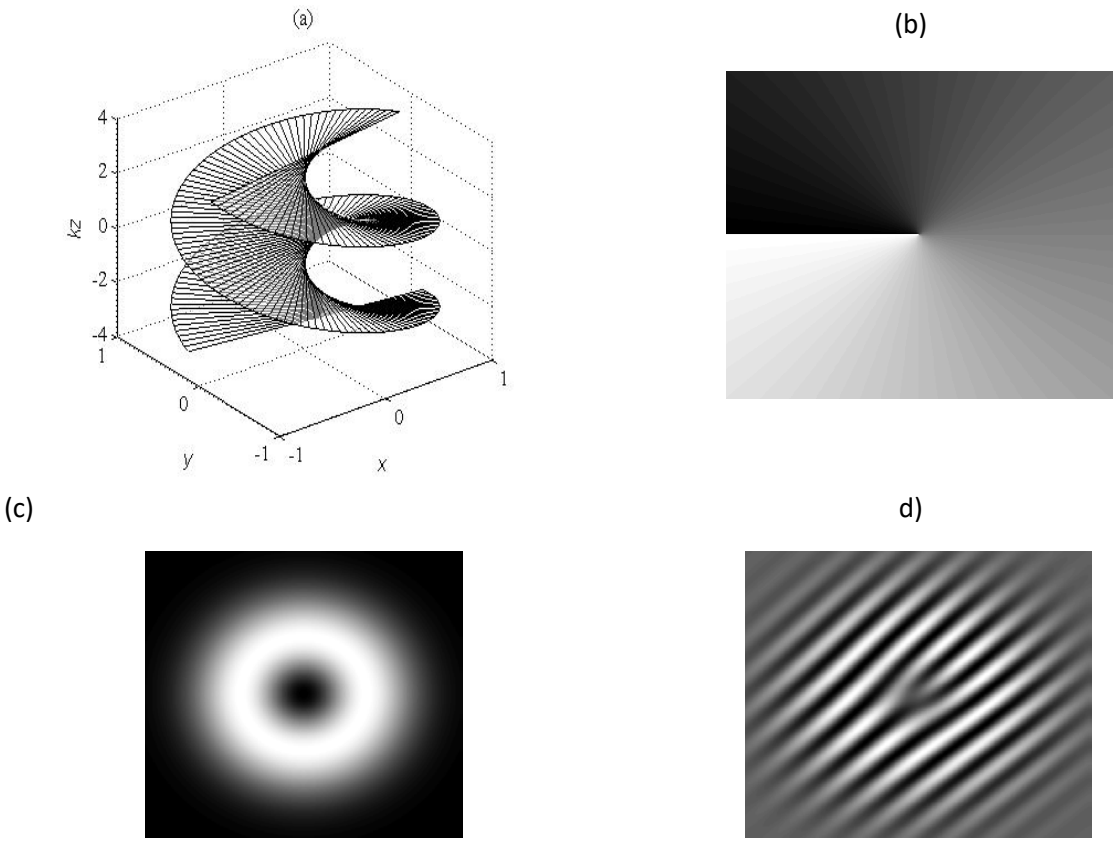
Przedstawiony zbiór prac obejmuje zagadnienia związane z możliwością wykorzystania nieciągłości fazowych w pomiarach optycznych. Prace **(1-2)** dotyczą wytworzenia regularnej sieci wirów w wyniku interferencji trzech fal (poprzez podział amplitudy) i wykorzystania takiej sieci do pomiaru deformacji frontu falowego jednej z interferujących wiązek. Praca **(3)** analizuje sieć wirów uzyskaną w wyniku interferencji wielu fal w interferencji z podziałem czoła fali. Natomiast prace **(4-13)** obejmują zagadnienia związane ze skaningowym mikroskopem na wirach optycznych, w którym wykorzystywana jest specyficzna geometria skręconego frontu falowego do oświetlenia badanej próbki.

Wyrażenie (1) przedstawia standardową postać amplitudy zespolonej pola świetlnego zawierającego nieciągłość fazową o gaussowskiej obwiedni, we współrzędnych cylindrycznych (r, z φ) [3]:

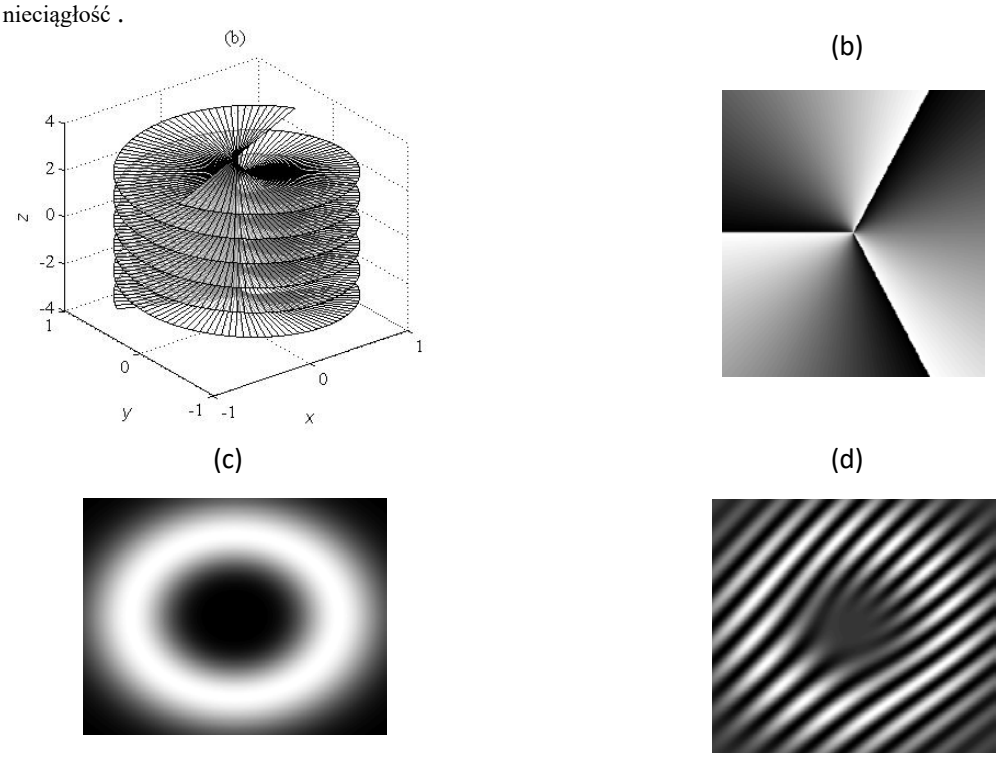
$$U(r,\varphi,z) = E_0 \cdot \frac{\omega_0}{\omega(z)} \cdot \left(\frac{r}{\omega(z)}\right)^{|m|} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{\omega(z)^2}\right) \cdot \exp\left\{i \cdot \left(k \cdot z + \frac{kr^2}{2R(z)} + m \cdot \varphi\right)\right\}, \qquad (1)$$

gdzie ω, R są odpowiednio szerokością i promieniem krzywizny frontu falowego wiązki gaussowskiej, w_0 jest jej przewężeniem, $k = 2\pi/\lambda$ -liczbą falową, a m-tzw ładunkiem topologicznym (m może przyjmować wartości liczb całkowitych, gdzie znak będzie określał skrętność wiązki).

Front falowy (powierzchnia stałej fazy) takiego pola świetlnego posiada spiralny kształt (rys. 1a przypadek m=1, rys. 2a przypadek m=3). Mapa fazowa takiej wiązki, zarejestrowana w określonej płaszczyźnie obserwacji z, przestawiona jest na rys. 1b i rys. 2b. Wędrując na mapie fazowej wzdłuż zamkniętej linii otaczającej centralny punkt, obserwujemy zmianę fazy od wartości 0 do $2m\pi$. Faza takiej fali jest określona wszędzie poza centralnym punktem. Ten punkt, w którym faza fali jest nieokreślona, nazywany jest punktem wiru lub punktem nieciągłości fazowej. Na przeciwnych stronach frontu falowego, faza fali różni się o $m\pi$, wobec czego podczas propagacji następuje destruktywna interferencja, która w obrazie natężeniowym przejawia się ciemnym obszarem w centrum wiązki. W miejscu, gdzie jest wir optyczny, amplituda fali wynosi zero (rys. 1c, rys. 2c). Zatem wiązka z nieciągłością fazową ma charakterystyczny obraz rozkładu intensywności zawierający jasny świecący pierścień wewnątrz którego znajduje się ciemny obszar z punktem o zerowej wartości amplitudy. Im większy jest ładunek topologiczny m, tym większa jest średnica jasnego pierścienia w tego typu wiązce. W wyniku interferencji fali płaskiej z falą zawierająca nieciągłość powstaje interferogram o charakterystycznym kształcie widelca. W miejscu, w którym występuje wir, obserwuje się rozdwojenie prążka (rys. 1d i rys. 2d).

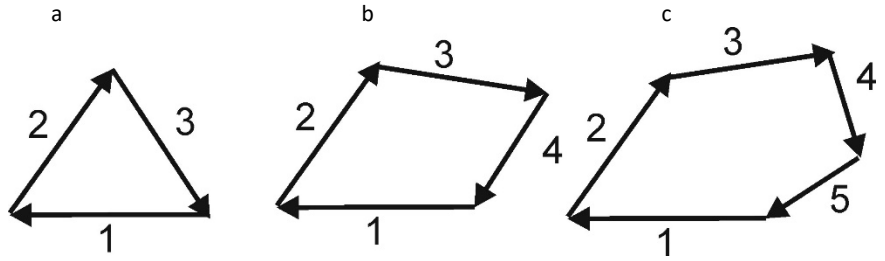


Rys. 1.Przypadek *m*=1 a) helikalny kształt czoła fali wiązki z nieciągłością fazową. b) mapa fazowa- wzdłuż zamkniętej linii dookoła centralnego punktu faza zmienia się w granicach 0-2π. c) rozkład intensywności, d) interferogram z charakterytycznym rozdwojeniem prążków (widelcem) w miejscu gdzie znajduje się nieciągłość .



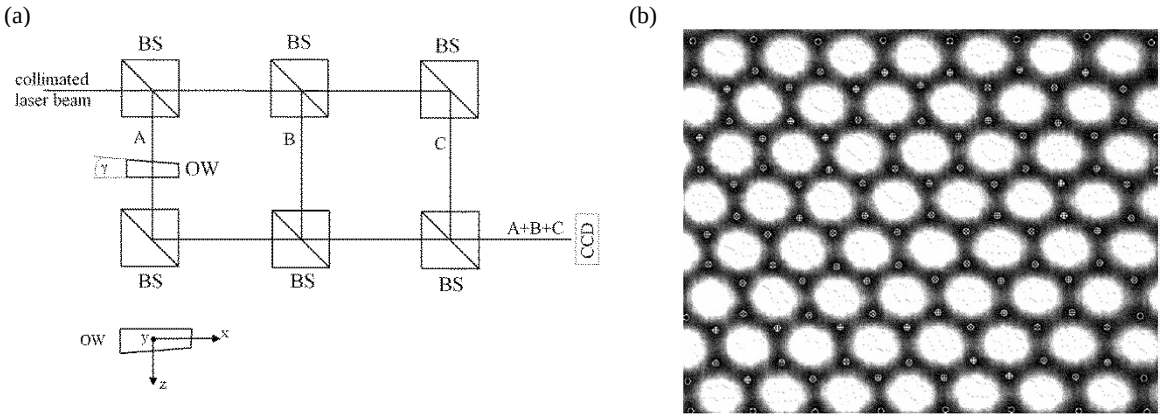
Rys. 2.Przypadek *m*=3 a) helikalny kształt czoła fali wiązki z nieciągłością fazową, b) mapa fazowa- wzdłuż zamknietej linii dookoła centralnego punktu faza zmienia się w granicach 0-6π, c) rozkład intensywności, d) interferogram z charakterytycznym potrojeniem prążków (widelcem) w miejscu gdzie znajduje się nieciągłość.

Zbiór nieciągłości fazowych można wytworzyć interferując ze sobą wiele fal [19-21]. W takim polu świetlnym można znaleźć punkty o zerowej wartości natężenia (w których fale interferują ze sobą destruktywnie) a zatem i o nieokreślonej fazie. Szczególnym przypadkiem jest interferencja trzech fal. Powstanie wiru optycznego jest tutaj jednoznacznie określone poprzez amplitudy i fazy interferujących fal [19]. Zilustrować to można schematycznie przy pomocy fazorów (strzałki, której wielkość reprezentuje wartość amplitudy pola w danym punkcie, a jej orientacja – fazę pola w tym punkcie). Jeśli w danym punkcie pola interferencyjnego fazory trzech interferujących fal utworzą trójkąt (rys. 3a), to powstanie tam punkt o zerowej wartości amplitudy i jednocześnie nieokreślonej fazie- wir optyczny. Podobna sytuacja może wystąpić w wyniku interferencji wielu fal (rys. 3b, c). Jednak tylko w przypadku superpozycji trzech fal relacje pomiędzy interferującymi falami są jednoznacznie określone, gdy znamy ich amplitudy [22].



Rys. 3. W wyniku superpozycji wielu fal w polu świetlnym mogą powstać punkty o zerowej wartości amplitudy. Są to miejsca, w których wzajemne relacje pomiędzy interferującymi falami są takie, w których fazory sumują się do zera. Schematyczne przedstawienie interferencji destruktywnej gdy interferują a) trzy fale, b) cztery fale, c) pięć fal. Tylko w przypadku interferencji destruktywnej trzech fal relacje pomiędzy interferującymi falami są jednoznacznie określone, gdy znamy ich amplitudy.

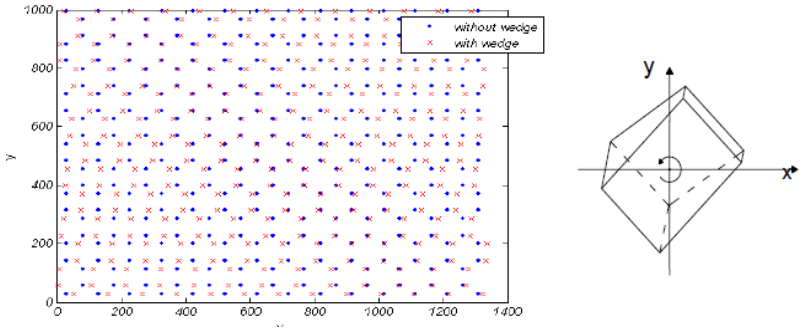
W pracach [22-24] zaprezentowano nowy typ układu- interferometr na wirach optycznych- w którym wykorzystano interferencję trzech fal płaskich do uzyskania pola interferencyjnego zawierającego regularną sieć wirów optycznych. Prace **(1-2)** przedłożonej rozprawy były rozwinięciem badań prowadzonych przy użyciu tego interferometru, w których skupiono się na odtworzeniu informacji o zaburzeniu wiązki przedmiotowej, wykorzystując unikalne właściwości nieciągłości optycznych powstających w tym układzie. Schemat układu eksperymentalnego tego nowego typu interferometru przedstawiono na rysunku 4a. Przykładowy interferogram uzyskany w takim układzie wraz ze zlokalizowanymi na nim wirami przedstawiono na rysunku 4b [23].



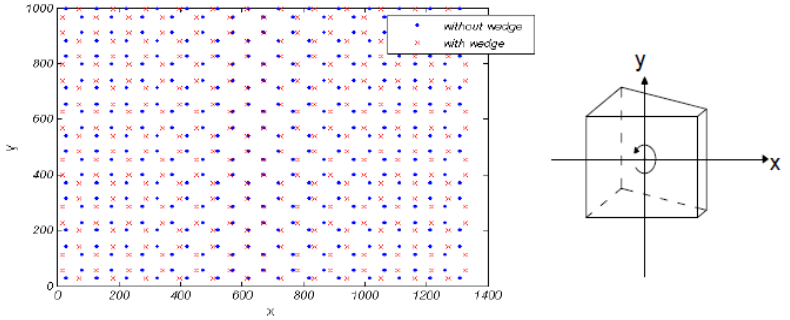
Rys. 4 a) Schemat interferometru na wirach optycznych. W wyniku interferencji trzech fal płaskich otrzymujemy pole świetlne z regularną siecią wirów optycznych, b) przykładowy interferogram z zaznaczonymi nieciągłościami.

Jeśli jedna z interferujących wiązek zostanie zmodyfikowana (wiązka A na rys. 4(a)), to spowoduje to zmianę relacji amplitudowo-fazowych pomiędzy interferującymi falami, co będzie skutkowało zmianą geometrii sieci wirów (rys. 5). W pracach **(1-2)** przedłożonej rozprawy przedstawiono metody analizy pokazujące, w jaki sposób można odzyskać informację o wprowadzonym zaburzeniu. Rozważano zaburzenie w postaci pochylenia wiązki przedmiotowej A (rys. 4a) o niewielki kąt i o różnych orientacjach, co powodowało zmianę położenia wirów w sieci. Zmieniła się więc geometria sieci wirów w całym obserwowanym polu interferencyjnym. Rysunek 5a i b przedstawia nałożone na siebie dwie sieci, w których jedna (niebieska) jest siecią referencyjną (bez zaburzenia) a druga(czerwona) - siecią powstałą na skutek pochylenia fali A o niewielki kąt. Pochylenie wiązki następowało na skutek wstawienia klina o kącie łamiącym 5sekund, a przypadki 5a i 5b różnią się kierunkiem pochylenia wiązki.

(a)



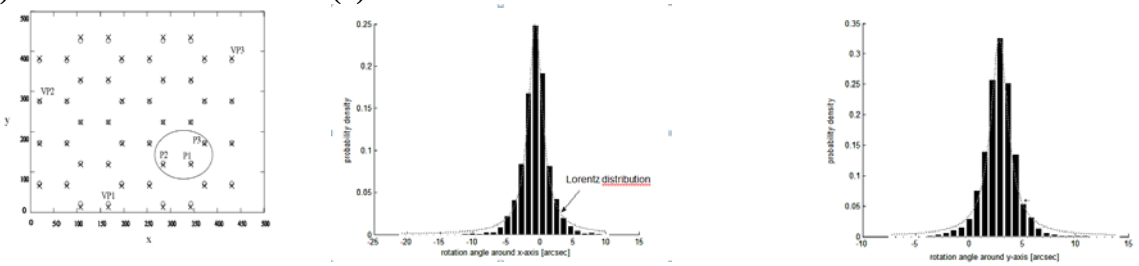
(b)



Rys. 5. Dwie sieci wirów zarejestrowane w układzie interferometru: odniesienia (niebieskie kropki) oraz zdeformowana na skutek wprowadzenia dodatkowego pochylenia do jednej z interferujących wiązek (czerwone krzyżyki). Przypadki (a) i (b) różnią się pochyleniem wiązki przedmiotowej.

Zaproponowano dwie metody analizy tak wytworzonej sieci: metodę trypletów i komórek. Przetestowano je zarówno na interferogramach wygenerowanych numerycznie jaki i otrzymanych w układzie eksperymentalnym. Pierwsza metoda analizuje zmianę geometrii dowolnej trójki sąsiadujących wirów (trypletów, rys. 6a). W pracy **(1)** przedstawiono formuły, które pozwalają wyznaczyć zmianę składowych wektora falowego wiązki przedmiotowej (wzory 1(a) i 1(b), **(1)**). Ponieważ w sieci wirów można odnaleźć tysiące trypletów, metoda ta dała możliwość analizy wyników prostymi metodami statystycznymi. Rysunek 6b przedstawia przykładowy wynik pomiaru składowych kąta odchylenia wiązki przedmiotowej na skutek wprowadzonego do niej klina (kąt łamiący klina 5”±2”, kąt odchylenia jest połową kąta łamiącego). Zanalizowano zmianę geometrii 3500 tysięcy trypletów i na jej podstawie można było wyznaczyć pochylenie wiązki. Okazało się, że rozrzut wyników opisywany może zostać za pomocą rozkładu Lorentza. Określenie szerokości połówkowej tego rozkładu umożliwiło w prosty sposób oszacowanie dokładności pomiaru, co w pomiarach interferometrycznych zazwyczaj stanowi problem.

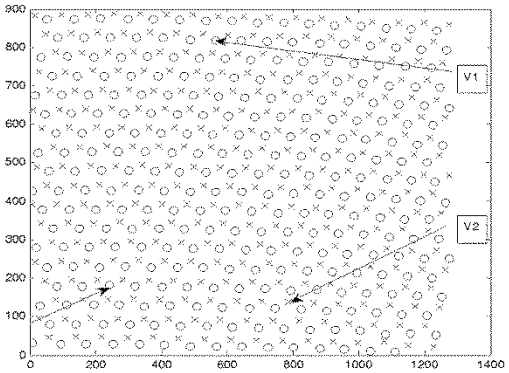
(a) (b)



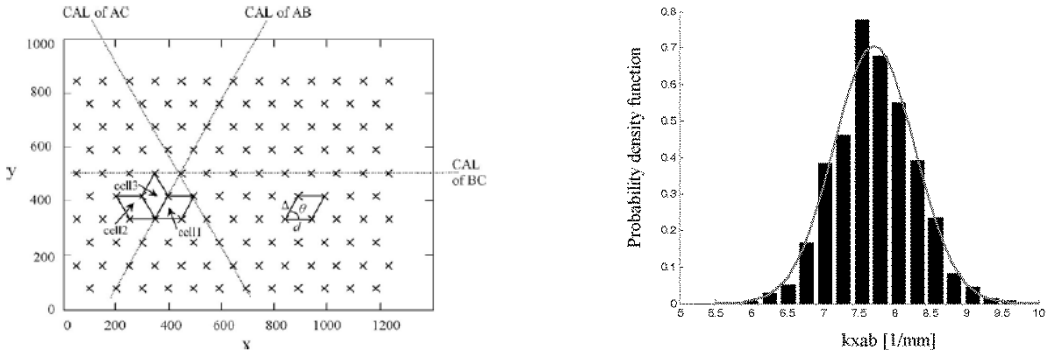
Rys. 6 a) Dwie sieci wirów nałożone na siebie : kółka-referencyjna, krzyżyki – po pochyleniu wiązki przedmiotowej. Zaznaczono dwa przykładowe tryplety(P1-P2-P3 i VP1-VP2-VP3); b) przykładowy wynik pomiaru pochylenia wiązki przedmiotowej przedstawiony w postaci rozkładu zmierzonych wartości może być opisany rozkładem Lorentza: obrót wokół osi x -0.5”±1.1”, obrót wokół osi y 1.8’’±1.1’’ (sytuacja z rys.5b).

Druga metoda- nazwana metodą komórek, bazuje na właściwości sieci nieciągłości fazowych, zgodnie z którą sąsiadują ze sobą wiry posiadają przeciwne ładunki topologiczne [25]. Zaproponowano zatem podział sieci wirów na dwie podsieci, każda zawierająca wiry o takim samym ładunku topologicznym. Przykładowy rysunek sieci z podziałem na dwie podsieci pokazano na rys 7a. W pracy **(2)** pokazano jak można na podstawie wielkości d, Δ i θ (rys. 7b), opisujących geometrię pojedynczej komórki, wyznaczyć zmianę składowych wektora falowego pochylenia wiązki przedmiotowej (wzory 3-5 w pracy **(2)**). Tutaj również można było wyodrębnić kilkaset komórek w zarejestrowanej sieci wirów i wykonać na ich podstawie prostą analizę statystyczną. Przykładowy wynik pomiaru jednej ze składowych wektora falowego wiązki przedmiotowej przedstawiono na rys. 7c.

(a)



(b) (c)

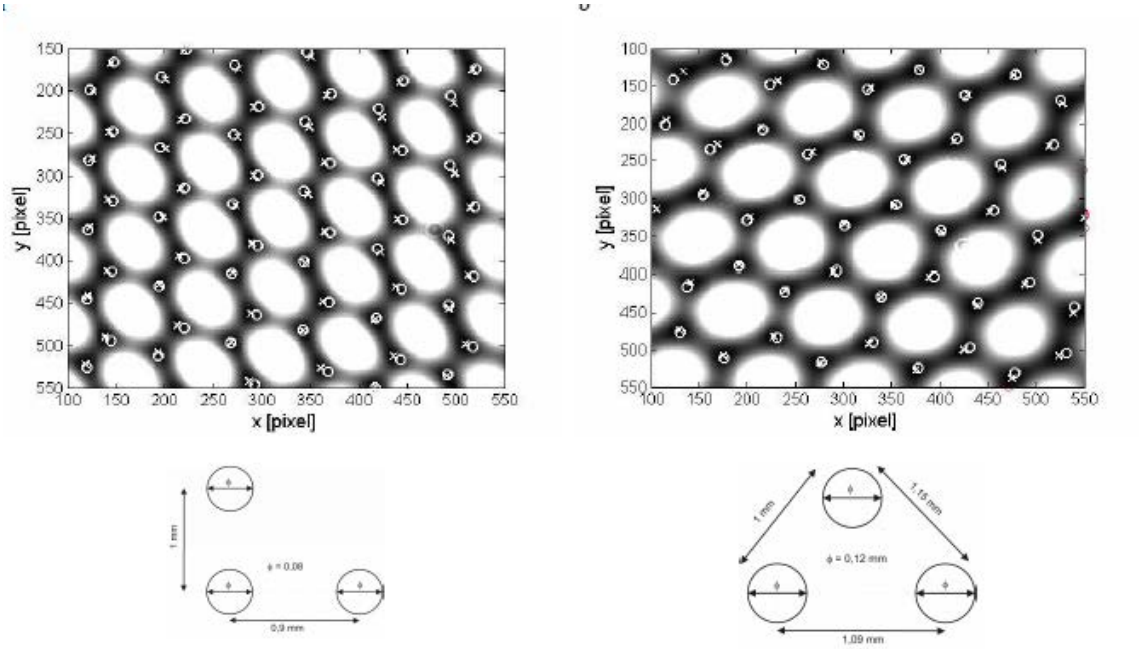


Rys.7 Analiza sieci wirów-metoda komórek; (a) sieć wirów z podziałem na dwie podsieci zawierające wiry o takim samym ładunku, b) jedna z podsieci z rysunku (a) z zaznaczoną podstawową komórką opisywaną przez wielkości d, Δ i θ, (c) rozkład zmierzonych wartości jednej ze składowych wektora falowego odchylanej wiązki (300 komórek, wartość średnia 7.71mm^{-1}, odchylenie standardowe 0.55mm^{-1})

Podsumowując: w pracach **(1-2)** pokazano , że regularna sieć nieciągłości fazowych wytworzonych w interferometrze na wirach optycznych może być z powodzeniem stosowana do pomiarów np. niewielkich pochyleń wiązki. Zaproponowane metody analizy pozwalają na odtworzenie zarówno kąta jak i kierunku pochylenia wiązki w jednym pomiarze, a uzyskane wyniki eksperymentalne były w zakresie oczekiwanych wartości. W przypadku wprowadzenia jednorodnego zaburzenia w całym polu, umożliwiają również oszacowanie niepewności pomiarowej przy pomocy prostych metod statystycznych wynikających z analizy wielu setek prostych struktur geometrycznych, które można wyodrębnić w sieci. Przy pomocy tego typu instrumentu możliwe jest również badanie lokalnych zaburzeń wiązki przedmiotowej, które mogą powstać na skutek przejścia wiązki przez bardziej złożoną amplitudowo -fazową strukturę przedmiotu. Sieć wirów jest wtedy zniekształcona lokalnie, i segmentowa analiza lokalnych zmian położeń wirów w sieci pozwala na odzyskanie informacji o strukturze fazowej niejednorodnego przedmiotu [9]

Mój udział w powstaniu publikacji (1-2) polegał na opracowaniu koncepcji badań, zaplanowaniu i przeprowadzeniu eksperymentu i przygotowaniu głównego szkicu manuskryptu.

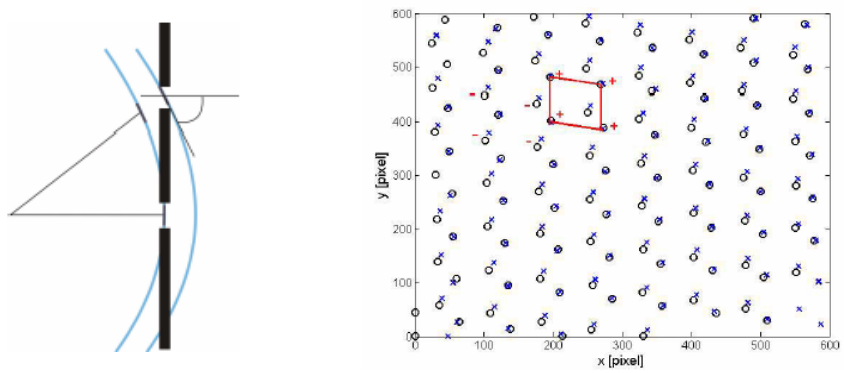
Rozszerzeniem prac (**1-2**) przedstawionej rozprawy jest praca (**3**), w której pokazano wyniki interferencji trzech i czterech fal w interferometrze z podziałem czoła fali (doświadczenie Younga na trzech/czterech otworach). W tego typu prostym interferometrze występuje interferencja trzech/czterech fal kulistych, która również skutkuje wytworzeniem regularnej sieci wirów optycznych. W pracy przedyskutowano powstawanie takiej sieci w zależności od rozmieszczenia otworów. Rozpatrzono dwa przypadki oświetlenia płytki z otworami: falą płaską oraz falą sferyczną. Podano formuły analityczne umożliwiające wyznaczenie położenia wirów (równania 5 w przedkładanym dorobku **(3)**) oraz porównano obliczenia teoretyczne z wynikami eksperymentalnymi. Przykładowe interferogramy przedstawiono na rys. 8. Są to interferogramy otrzymane w wyniku oświetlenia płytki z otworami falą płaską. Zaznaczono na nich położenia wirów wynikające z wyliczeń teoretycznych (kółka) oraz znalezione eksperymentalnie (krzyżyki).



Rys. 8 Sieć wirów optycznych wytworzona w interferometrze z podziałem czoła fali, przypadek trzech otworów o różnym wzajemnym ułożeniu; kółka – sieć wyznaczona teoretycznie, krzyżyki- zarejestrowana eksperymentalnie.

Przypadek oświetlenia płytki z otworami falą kulistą można wykorzystać do określenia geometrii frontu falowego. Powstające w tym przypadku pole interferencyjne będzie zależało od umiejscowienia płytki z otworami w oświetlającej wiązce (rys. 9a). Jeśli będziemy przesuwać płytkę z otworami prostopadle do osi optycznej, będą się zmieniały relacje pomiędzy wektorami falowymi padającymi na środki poszczególnych otworów. W efekcie spowoduje to przesunięcie względem siebie podsieci wirów (patrz rys.7a). Można to wykorzystać do wyznaczenia różnicy pomiędzy kierunkami wektorów falowych w otworach. Przykładowy wynik pomiaru przedstawiono na rys. 9b.

a) b)



Rys. 9. a) Płytka z trzema otworami oświetlona sferycznym frontem falowym. Otworki płytki są oświetlone falami które możemy lokalnie opisać jako fale płaskie o rożnych kierunkach wektorów falowych. Umieszczając płytkę z otworami i różnych miejscach wiązki oświetlającej wytworzymy sieć wirów o różnej geometrii, b) dwie zarejestrowane sieci otrzymane dla dwóch rożnych położeń płytki z otworami. Poprzez analizę przesunięcia podsieci wirów możliwa jest analiza geometrii frontu falowego

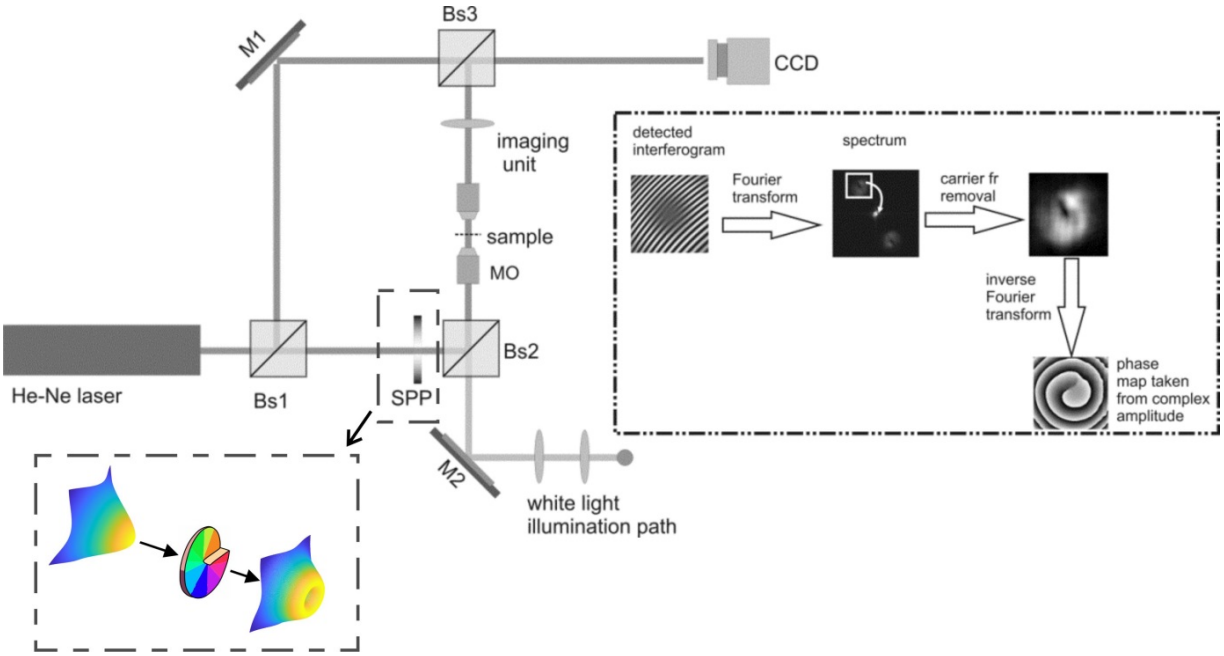
Mój wkład w powstanie publikacji (3) polegał na przygotowaniu i przeprowadzeniu eksperymentu, analizie wyników eksperymentalnych oraz korekcie tekstu manuskryptu.

Prace **(4-13)** przedłożonej rozprawy dotyczą mikroskopu skaningowego na wirach optycznych. Pierwsze próby wykorzystania wirów optycznych w obrazowaniu mikroskopowym pojawiły się w pracach [26-27], które następnie zaowocowały mikroskopem interferencyjnym wysokiej rozdzielczości (High Resolution Interference Microscopy, HRIM [28-29]). W pracach tych wykorzystuje się detekcje nieciągłości fazowych, które powstają podczas rozpraszania zogniskowanej wiązki na próbce. Defekty fazowe propagują się w zerowym rzędzie dyfrakcji i, przy zastosowaniu silnego powiększenia i technik interferometrycznych, można było uzyskać wysokiej rozdzielczości topografię badanego obiektu. Nieco inne podejście pojawiło się w pracach [30-31]. Tutaj wiązka oświetlająca była nośnikiem wiru optycznego. Zogniskowana wiązka oświetlała badany obiekt a rozproszone światło było rejestrowane na elemencie światłoczułym. Przesuwając obiekt wewnątrz wiązki można było analizować zmiany profilu intensywności wiązki rozproszonej. Umożliwiło to, z duża precyzją, możliwość lokalizacji obiektu np. fazowej krawędzi.

W mikroskopie przedstawionym rozprawie habilitacyjnej ustrukturyzowano wiązkę oświetlającą próbkę wprowadzając do niej helikalny/skrętny front falowy. Uzyskujemy w ten sposób charakterystyczny znacznik wewnątrz wiązki, który może zmieniać swoje cechy pod wpływem wprowadzanych do niej zaburzeń fazy czy amplitudy. W przedstawionych pracach badaliśmy teoretycznie i eksperymentalnie działanie tego typu urządzenia.

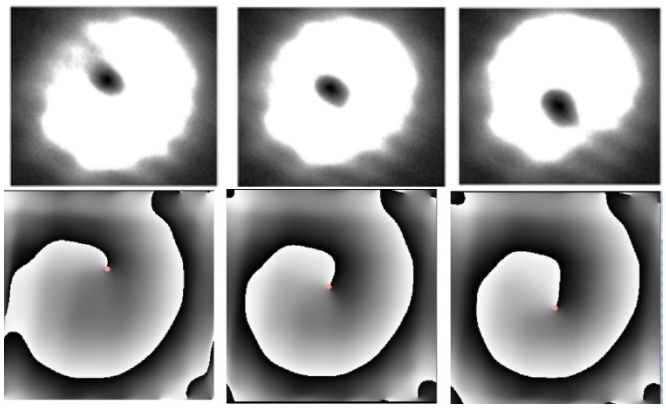
Opis tych prac rozpocznę od omówienia układu eksperymentalnego mikroskopu na wirach optycznych (Rys. 10). Wiązka gaussowska wychodząca z lasera He-Ne(633nm) przechodzi przez spiralną płytkę fazową (spiral phase plate SPP, rys. 10), wprowadzająca w pole świetlne nieciągłość fazową [32].

Wiązka ta następnie jest ogniskowana przez obiektyw mikroskopowy (MO). Tak zogniskowana wiązka oświetla próbkę. Zatem pole świetlne oświetlające próbkę ma w sobie wbudowaną wewnętrzną strukturę-zawiera obszar o szybko zmieniającej się fazie i niskiej wartości amplitudy oraz charakterystyczny punkt nieciągłości fazowej. Takie pole świetlne jest bardzo czułe na niewielkie zaburzenia fazy czy amplitudy, które są do niego wprowadzane. Płaszczyzna próbki jest następnie odwzorowywana na kamerę poprzez układ obrazujący (imaging unit, apertura numeryczna tego układu zmieniała się w różnych eksperymentach). Dodatkowo do wiązki obrazowej wprowadzana jest ścieżka światła białego (white light illumination path), która umożliwia odpowiednie wyjustowanie układu i właściwe wprowadzenie próbki w tor wiązki oświetlającej. Aby dostać informacje o fazie wiązki przedmiotowej, dodano ramię odniesienia. Na kamerze CCD rejestrujemy charakterystyczny interferogram „widelec". Informację o amplitudzie zespolonej wiązki przedmiotowej odzyskujemy metodą analizy Fourierowskiej [33] - po zastosowaniu transformaty Fouriera określamy wartość częstości nośnej, usuwamy ją, a następnie wykonujemy odwrotną transformatę Fouriera. Z tak uzyskanej amplitudy zespolonej wyciągamy następnie mapę fazową. Schematycznie proces ten został przedstawiony na wstawce po prawej stronie rysunku 10. Na odtworzonej mapie fazowej widać charakterystyczny spiralny kształt linii wyznaczającej skok fazy 2π. Koniec spirali wskazuje położenie wiru optycznego.

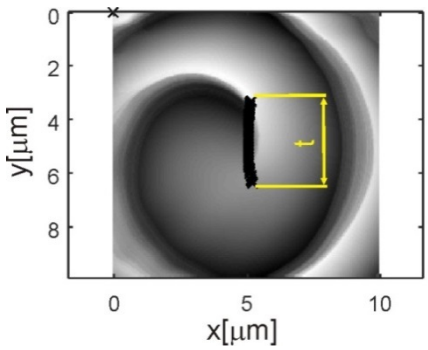


Rys. 10. Schemat układu optycznego skaningowego mikroskopu na wirach optycznych. Wiązka gaussowska z lasera He-Ne (633nm) przechodzi przez spiralną płytkę fazową SPP, która wprowadza nieciągłość fazową w pole świetlne. Ustrukturyzowana wiązka następnie jest ogniskowana przez obiektyw mikroskopowy MO. Zogniskowaną wiązką oświetlamy próbkę. Płaszczyzna próbki jest następnie odwzorowywana przez układ odwzorowujący (imaging unit) na element światłoczułym kamery CCD. Ścieżka światła białego umożliwia prawidłowe wyjustowanie i wykalibrowanie układu. Ramię referencyjne umożliwia detekcję interferogramu.

SPP jest ustawiona dodatkowo na stoliku, który umożliwia jej stopniowe, z określonym krokiem, przesunięcie w kierunku prostopadłym do osi optycznej. Przesuwając płytkę fazową SPP poza oś optyczną, uzyskujemy poprzeczne przesunięcie wiru optycznego w płaszczyźnie próbki. Na rys. 11 pokazano przykładowe rozkłady intensywności oraz mapy fazowe dla trzech różnych poprzecznych położeń SPP w wiązce gaussowskiej. Położenia wiru wewnątrz wiązki możemy wyznaczyć znajdując bądź to położenie środka ciemnej plamki bądź położenie końca spirali. Znajdując położenia wiru dla kolejnych położeń SPP wyznaczamy trajektorie wiru (rys. 12).



Rys 11 Przesuwając poprzecznie SPP (patrz rys. 10) względem wiązki gaussowskiej powodujemy przesunięcie wiru optycznego wewnątrz wiązki. U góry pokazano wygląd plamki oraz odtworzoną z interferogramu mapę fazową (na dole, zakres wartości 0-2π). Wraz z przesuwaniem się SPP przesuwa się ciemny punkt w wiązce, powodując również przesunięcie się środka spirali na mapie fazowej.



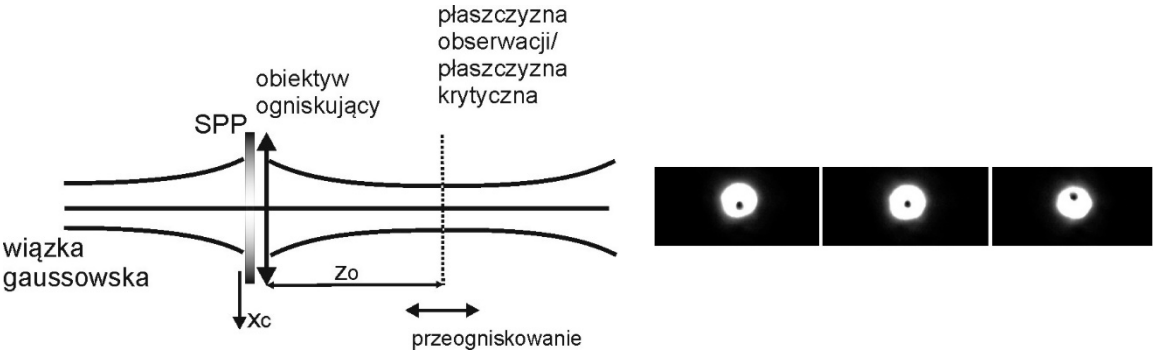
Rys. 12. Przykładowa trajektoria wiru wewnątrz wiązki (eksperyment) zarejestrowana podczas poprzecznego przesuwu SPP. Wir wewnątrz wiązki przesuwa się na pewną odległość t. Na rysunku nałożono na siebie poszczególne mapy fazowe.

Prace nad tym układem rozpoczęto od wyznaczenia amplitudy zespolonej pola świetlnego, w której wir jest wysunięty poza oś optyczną. Pierwszy krok dotyczył płaszczyzny próbki z_0 (rys. 13), a następne prace rozszerzono o kolejne etapy odwzorowania. W pracy **(4)** wyznaczono wyrażenia pozwalające wyznaczyć trajektorie wiru w płaszczyźnie próbki z_0 (rys. 13). W tym celu rozwiązano całkę dyfrakcyjną następującego zagadnienia. Wiązka gaussowska, o szerokości ω i promieniu krzywizny frontu falowego *R* opisywana wyrażeniem:

$$u_G\left(x,y\right)=\exp\left[\left(-\frac{1}{\omega^2\left(z\right)}-\frac{ik}{2R(z)}\right)\left(x^2+y^2\right)\right] \tag{2}$$

przechodzi przez przesuniętą o odległość x_c spiralną płytkę fazową SPP opisaną funkcją transmitancji

$$t_v\left(\phi\right)=\exp\left(i\cdot m\cdot Arg(x+iy)\right). \tag{3}$$



Rys. 13 Schemat układu optycznego ilustrujący pierwszy krok obliczeń amplitudy zespolonej

Tutaj *m* jest ładunkiem topologicznym wiru. Takie pole świetlne jest następnie ogniskowane przez soczewkę o ogniskowej *f* (obiektyw ogniskujący), o funkcji transmitancji :

$$t_L(\phi) = \exp\left(-\frac{ik}{2f}\left(x^2 + y^2\right)\right) \tag{4}$$

Chcemy wyznaczyć plamkę dyfrakcyjną w płaszczyźnie obserwacji, która jest w odległości z_0 od soczewki, w przypadku kiedy SPP jest wysunięta na odległość x_c względem środka wiązki. Zakładamy, że układ SPP+soczewka jest ”sklejony”, tzn. odległość pomiędzy płytką fazową a soczewką wynosi zero. Dla przeprowadzenia rachunków wygodniej było związać przesunięcie x_C z wiązką gaussowską u_G, soczewką t_L i członami całki Fresnela. Zatem amplituda zespolona w płaszczyźnie z_0 może być wyliczona na podstawie poniższej całki dyfrakcyjnej:

$$u(x_0, y_0) = \Omega \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} u_G(x - x_C, y)\cdot t_v(x, y)\cdot t_L(x - x_c, y)\cdot \exp\left[\frac{ik}{2z_0}\left((x - x_C)^2 + y^2\right)\right]\cdot \exp\left[-\frac{ik}{z_0}\left((x - x_C)x_0 + yy_0\right)\right]dxdy \tag{5}$$

gdzie stały człon Ω jest dany przez: $\Omega = \dfrac{\exp\left(i\dfrac{k}{2z_0}\left(x_0^2 + y_0^2\right)\right)}{i\lambda z_0}$.

Przedstawione w **(4)** obliczenia pozwoliły wyznaczyć parametry trajektorii wiru optycznego jako funkcji położenia SPP dla punktów leżących blisko osi układu optycznego i dla małych przesunięć x_c. Wyznaczenie amplitudy zespolonej umożliwiło wyliczenie położenia (x_0, y_0) wiru w tym polu świetlnym (punkt, w którym rzeczywista i urojona część amplitudy zespolonej jednocześnie jest równa zero). Pokazano, że położenie wiru w płaszczyźnie z_0 może być opisane wyrażeniem

$$x_0 = -z_0 x_C g(z) + x_C \tag{6}$$

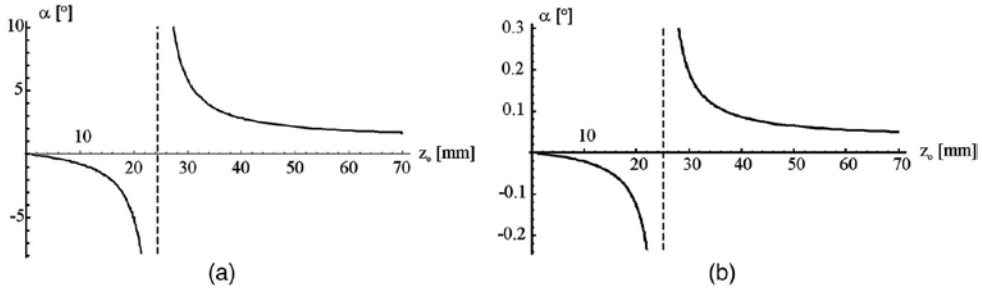
$$y_0 = \frac{2z_0}{k\omega^2(z)} x_C \tag{7}$$

gdzie $g(z) = \frac{1}{R(z)} + \frac{1}{f}$ (8)

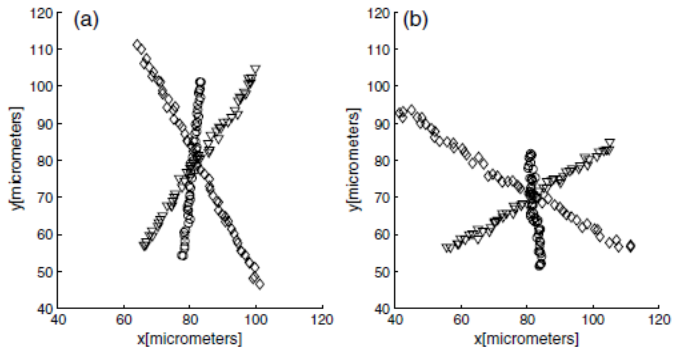
R(z) jest promieniem krzywizny frontu falowego padającego na soczewkę, a ω(z) jest szerokością wiązki gaussowskiej oświetlającej soczewkę. Z równań tych wynika, że liniowy przesuw SPP powoduje liniowy przesuw wiru w płaszczyźnie obserwacji –śledząc położenia wiru dla różnych przesunięć płytki fazowej wykreślić można trajektorię wiru, która w tym przypadku jest linią prostą. Kąt nachylenia trajektorii wynosi:

$$\tan(\alpha) = \frac{y_0}{x_0} \approx \frac{2}{k\omega^2(z)g(z)} \quad (9)$$

Na rys. 14 wykreślono zależność α od z_0 na podstawie równania (9). Można zauważyć, że kiedy z_0 osiąga wartość , $\frac{1}{z_0} = g(z)$ kąt α zmienia się bardzo szybko. Istnieje pewna płaszczyzna z_0, dla której kąt α=π/2, czyli trajektoria wiru jest prostopadła do przesuwu płytki fazowej. Płaszczyzna ta została nazwana płaszczyzną krytyczną. Szybkość zmiany nachylenia trajektorii zależy od rozmiaru i promienia krzywizny wiązki gaussowskiej oświetlającej soczewkę ogniskującą – im bardziej płaska wiązka, tym trajektoria szybciej obraca się wraz z przeogniskowaniem (rys. 14). Z równania (8) wynika również, że im krótsza ogniskowa soczewki, tym szybciej zmienia się kąt α (rys. 15).

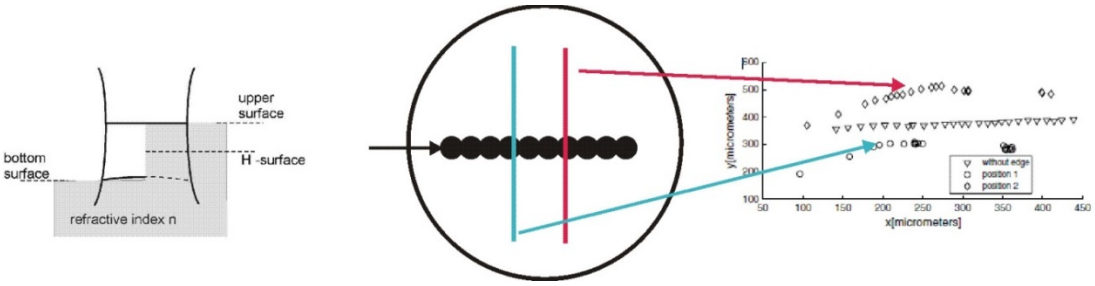


Rys. 14 Zależność kąta α nachylenia trajektorii wiru od położenia płaszczyzny obserwacji z_o. dla różnych szerokości ω wiązki oświetlającej soczewkę a) ω_0=3mm, b) ω_0=0.3mm. Przerywaną linią oznaczono położenie płaszczyzny krytycznej (w obu przypadkach λ=633nm, f=25mm, odległość przewężenia od SPP 600mm)



Rys. 15. Wykres trajektorii wiru zarejestrowany w układzie eksperymentalnym dla różnych wartości ogniskowej soczewki a) obiektyw mikroskopowy 5x, f=25mm; b) obiektyw mikroskopowy 10x, f=15mm. Na jednym wykresie oznaczono trzy trajektorie odpowiadające trzem różnym położeniom z_o. Trajektoria pionowa jest w płaszczyźnie krytycznej, dwie pozostałe przeogniskowane względem płaszczyzny krytycznej o odległość ±250μm.

Pokazano powyżej (analitycznie i eksperymentalnie), że kontrolowany przesuw spiralnej płytki fazowej w wiązce gaussowskiej powoduje liniowe przesunięcie wiru w płaszczyźnie obserwacji. Układ taki zatem może służyć jako pewnego rodzaju wiązka skanująca, która mogłaby skanować drobny przedmiot wstawiony w płaszczyznę krytyczną. Technikę tę nazwaliśmy skanowaniem wewnątrz-wiązkowym. W pracy **(4)** badano również wpływ obecności przedmiotu fazowego na trajektorie wiru. Próbka w postaci krawędzi (skoku) wstawiona została w płaszczyznę krytyczną i rejestrowano trajektorie wiru (kierunek trajektorii wiru i krawędzi były prostopadłe). Na rys. 16 przedstawiono schematycznie ideę takiego pomiaru. Krawędź została ustawiona prostopadle do kierunku skanowania. Trójkątami oznaczono trajektorie odniesienia wiru (przy braku przedmiotu w wiązce), w której wir przemieszcza się równomiernie po linii prostej. Następnie w wiązkę wstawiono krawędź w dwóch położeniach (niebieska i czerwona linia na rys. 16) i obserwowano przemieszczanie się wiru. Zaobserwowano, że przestrzenne tempo przemieszczania się wiru nie jest równomierne, w miarę zbliżania się do krawędzi, wir jest „hamowany" (jego położenie niewiele się zmienia), a następnie po przejściu przez krawędź obserwuje się jego przeskok.



Rys. 16. Schematyczne przedstawienie idei skanowania wewnątrz-wiązkowego. Gdy w płaszczyznę krytyczną wstawiono krawędź (wysokość h=0.25mm w szkle BK7), zmienia się charakter trajektorii wiru. Krawędź była wstawiana w dwóch położeniach w wiązce, odsuniętych od centrum wiązki o 1μm

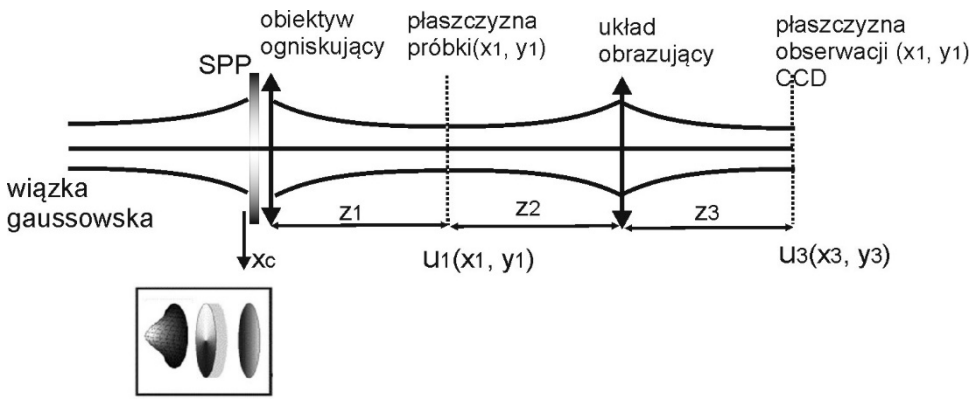
W pracy **(5)** niniejszej rozprawy analizowano wpływ różnych niedoskonałości układu na zaproponowaną wyżej technikę skanowania i położenie płaszczyzny krytycznej. Badano wpływ niedopasowania płytki fazowej do długości fali lasera, asymetrii rozkładu fazy w płytce czy astygmatyzmu wiązki oświetlającej płytkę. Spośród wymienionych wyżej czynników jedynie astygmatyzm wiązki istotnie wpływał na kąt trajektorii wiru i położenie płaszczyzny krytycznej.

Mój wkład do powstania publikacji **(4-5)** polegał na opracowaniu układu eksperymentalnego weryfikującego hipotezę badawczą, zestawieniu tego układu, przeprowadzeniu pomiarów, opracowaniu wyników pomiaru oraz korekcji tekstu manuskryptów.

Wyniki teoretyczne, pokazane powyżej, dotyczyły rozwiązań zagadnienia całkowego przedstawionego równaniem (5) w przypadku niewielkiego przesunięcia x_c. Udało się w ten sposób wyznaczyć położenie wiru w zogniskowanej wiązce na skutek przesunięcia SPP (co umożliwiło wyznaczenie trajektorii wiru), ale nie mieliśmy informacji o całej plamce dyfrakcyjnej. W pracach **(6-8)** rozwiązano zagadnienie opisujące propagacje pozaosiowego wiru w układzie przedstawionym na rys. 17, bez przybliżeń. Prace zostały podzielone na trzy etapy (rys. 17):

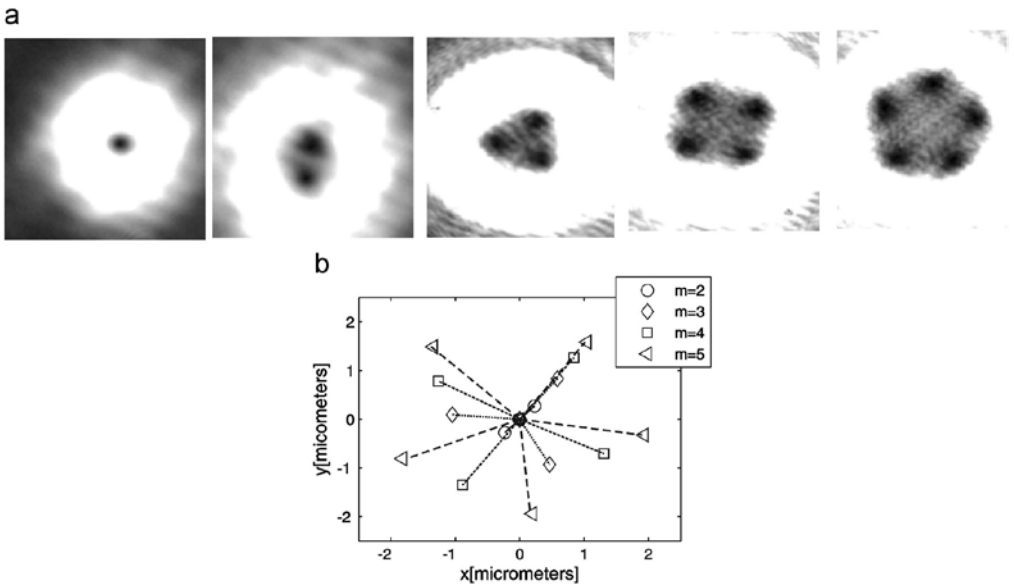
1. Propagacja wiązki do płaszczyzny próbki z_1, (praca **(6)**)
2. Propagacja wiązki przez układ obrazujący, do płaszczyzny z_3 (praca **(7)**)
3. Uwzględnienie podczas propagacji przedmiotu fazowego wstawionego w płaszczyznę próbki (praca **(8)**)

Takie rozłożenie rachunków umożliwiło w elastyczny sposób analizę wpływu przedmiotu wstawionego w płaszczyznę próbki na obserwowany na kamerze CCD obraz.

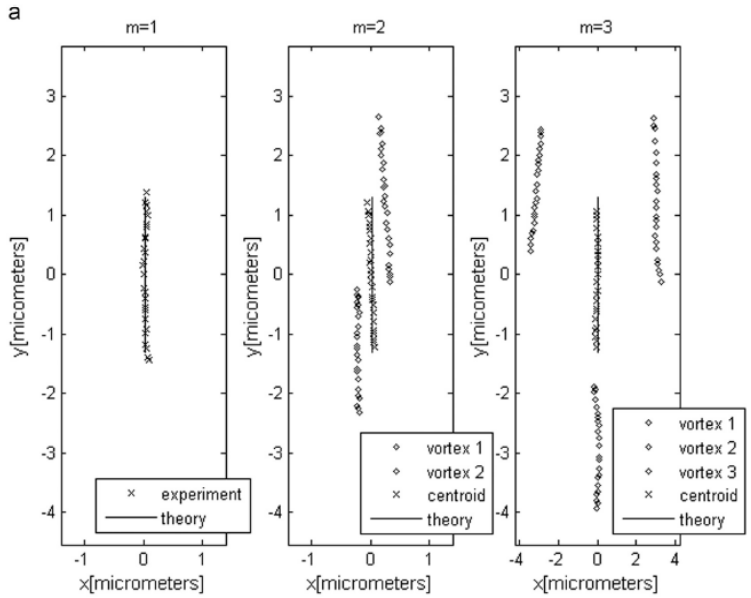


Rys. 17 Schematyczne przedstawienie kolejnych etapów obliczeń

Pracę **(6)** rozszerzono dodatkowo o zagadnienie propagacji wyższych ładunków topologicznych *m*. W pracy podane zostały analityczne wyrażenia opisujące kształt plamki dyfrakcyjnej $u_1(x_1,y_1)$ w płaszczyźnie obserwacji z_1 w postaci sumy pewnych funkcji specjalnych, wyznaczono również współrzędne (x_1, y_1) położenia wiru (trajektorii). W modelu analitycznym układu trajektoria wiru o wyższych ładunkach topologicznych nie różniła się od trajektorii wiru o *m*=1, również położenie płaszczyzny krytycznej było w tym samym miejscu. Podczas eksperymentalnej weryfikacji powyższych wyników natrafiono jednak na problem, ponieważ okazało się, że wiry wyższych rzędów są strukturami bardzo niestabilnymi i rozpadają się pod wpływem nawet bardzo niewielkich zaburzeń w charakterystyczne konstelacje wirów o ładunku *m*=1 (rys.18) [10]. Dla każdej konstelacji można wyznaczyć centroidę i rozpatrywać jej trajektorie pod wpływem przesunięcia SPP (rys.19). Wyniki przedstawione w tej pracy pokazały, że pomimo iż wiry wyższych rzędów oferują pewne dodatkowe możliwości śledzenia geometrii fazy w pobliżu nieciągłości, to jednak interpretacja tych wyników, jak również trudności w otrzymaniu stabilnej w eksperymencie struktury wyższych rzędów spowodowały, że nie rozwijaliśmy pomysłu wykorzystania ich w mikroskopie na wirach optycznych



Rys. 18 a) Wiry wyższych rzędów rozpadają się w charakterystyczne konstelacje wirów o ładunku *m*=1 (u góry od lewej *m*=1, 2,3,4,5). b) Konstelacje wirów wyższych rzędów narysowane we wspólnej centroidzie.

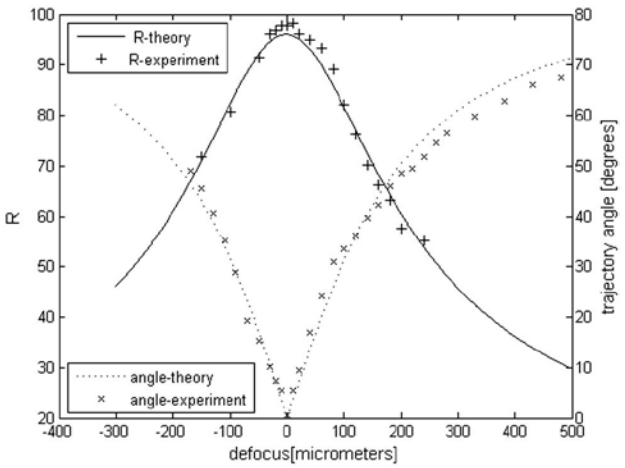


Rys. 19. Eksperymentalnie wyznaczone trajektorie wiru dla ładunków wyższych rzędów, krzyżykiem oznaczono trajektorie centroidy.

W pracy **(7)** wyznaczono analityczne formuły pozwalające wyznaczyć amplitudę zespoloną wiązki z wirem po każdym przejściu przez soczewkę. Pokazano, że może być ona opisana poprzez pewną wspólną funkcją G, ze współczynnikami A_s, $B_{s,x}$, $B_{s,y}$, C_s, Ω:

$$u_s\left(x_s, y_s\right) = \Omega \cdot \exp\left(\frac{ik}{2z_s}\left(x_s^2 + y_s^2\right)\right) \cdot G\left(A_{s,x}, B_{s,y}, C_s\right), \tag{10}$$

gdzie s numeruje nam poszczególne płaszczyzny obserwacji (patrz rys. 17), a wartości współczynników mogą być wyznaczone ze znajomości charakterystyk układu takich jak: parametry wiązki gaussowskiej, ogniskowe soczewek i odległości (patrz np. równania 9 w **(7)**). Pozwoliło to wyznaczyć pole świetlne w płaszczyźnie detekcji z_3, po przejściu przez układ odwzorowujący. Z uzyskanych formuł wynika, że układ odwzorowujący zachowuje kierunek trajektorii (płaszczyzna krytyczna odwzorowywana jest w płaszczyznę krytyczną), a zakres ruchu wiru jest przeskalowany/powiększony przez czynnik M $=z_3/z_2$, który odpowiada klasycznemu liniowemu powiększeniu układu. Zatem można powiedzieć, że pomiędzy płaszczyznami z1 i z3 trajektoria wiru zachowuje się jak klasyczny obiekt w klasycznym odwzorowaniu (orientacja trajektorii jest zachowana, następuje przeskalowanie zgodne z klasycznym powiększeniem układu). Wyniki te zweryfikowano eksperymentalnie w układzie przedstawionym na rys.10. Wiązka z lasera He-Ne (λ=633nm, w_0=0.2mm) została zogniskowana przez obiektyw ogniskujący (10x, NA=0.24, f=15.85mm). Płaszczyzna krytyczna została odwzorowana na kamerze CCD przez układ optyczny o powiększeniu 86x. Płytka fazowa SPP została przesunięta na odległość x_c= 0.24mm, a obiektyw ogniskujący zredukował ten przesuw do wielkości 2.5μm w płaszczyźnie krytycznej. Obiektyw ogniskujący umieszczono na stoliku, który umożliwiał jego przeogniskowanie, tak, żeby na kamerze CCD można było rejestrować również trajektorie wiru przed i za płaszczyzną krytyczną Zmierzono kąt trajektorii wiru w różnych płaszczyznach z_1 oraz ściśnięcie trajektorii R ($R = \frac{x_c}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}$) i porównano z wynikami teoretycznymi. Wyniki przedstawiono na rys. 20.



Rys. 20 Wyliczone i zmierzone kąty trajektorii wiru oraz ściśnięcie trajektorii R.

Prace **(8)** i **(9)** zostały uzupełnione o kolejną część obliczeń –w płaszczyznę próbki został wstawiony niewielki, prosty fazowy obiekt. Obiekt ten wprowadza przesunięcie fazowe ψ i jest w postaci małej, prostokątnej płytki o rozmiarach *sx*, *sy*, której środek znajduje się w położeniu x_s, y_s . Zakładamy, że obiekt jest małych rozmiarów, znacznie mniejszych od rozmiarów oświetlającej go wiązki. Funkcja transmitancji tego przedmiotu wynosi :

$$t_p\left(x_1, y_1\right) = a\left(x_1, y_1\right)\exp\left\{i \cdot \Pi\left(\frac{x_1 - x_s}{sx}, \frac{y_1 - y_s}{sy}\right)\psi\right\} \tag{11}$$

Π oznacza tutaj funkcję prostokątną. Przedmiot ten jest oświetlony zogniskowaną wiązką, której amplituda zespolona jest opisana w ogólny sposób:

$$u_1\left(x_1, y_1\right) = a\left(x_1, y_1\right)\exp\left\{i \cdot \varphi\left(x_1, y_1\right)\right\} \tag{12}$$

Pole świetlne tuż za próbką można zapisać w postaci:

$$u_1\left(x_1, y_1\right) = a\left(x_1, y_1\right)\exp\left\{i \cdot \Pi\left(\frac{x_1 - x_s}{sx}, \frac{y_1 - y_s}{sy}\right)\psi + i \cdot \varphi\left(x_1, y_1\right)\right\} \tag{13}$$

Wyrażenie (13) po rozbiciu w szereg względem przesunięcia fazowego ψ można zapisać jako:

$$u_1\left(x_1, y_1\right) = a\exp\left\{i \cdot \Pi\psi + i \cdot \varphi\right\} = \underbrace{a\exp\left(i\varphi\right)}_{u_{vortex}} + \underbrace{a\exp\left(i\varphi\right)\Pi\left(\exp\left(i\psi\right) - 1\right)}_{u_{przed}} \tag{14}$$

co oznacza, że pole propagujące się za płaszczyzną próbki można rozpatrywać jako sumę niezaburzonej wiązki z wirem u_{vortex} i wiązki niosącej informacje o przedmiocie u_{przed}. Amplitudę zespoloną wiązki przedmiotowej w płaszczyźnie obserwacji z_3 można zapisać jako:

$$u_{3przed}\left(x_3, y_3\right) =$$

$$\underbrace{a\left(x_3, y_3\right)\exp\left\{i \cdot \varphi\left(x_3, y_3\right)\right\}}_{u_3\left(x_3, y_3\right) = u_{vortex}} + \underbrace{a(x_c, y_c)\exp\left(i\varphi\left(x_s, y_s\right)\right) \cdot \left(\exp\left(i\psi\right) - 1\right) \cdot \Im\left\{\Pi\left(\frac{x_1 - x_s}{sx}, \frac{y_1 - y_s}{sy}\right)\right\}}_{u_{przed}}$$

(15)

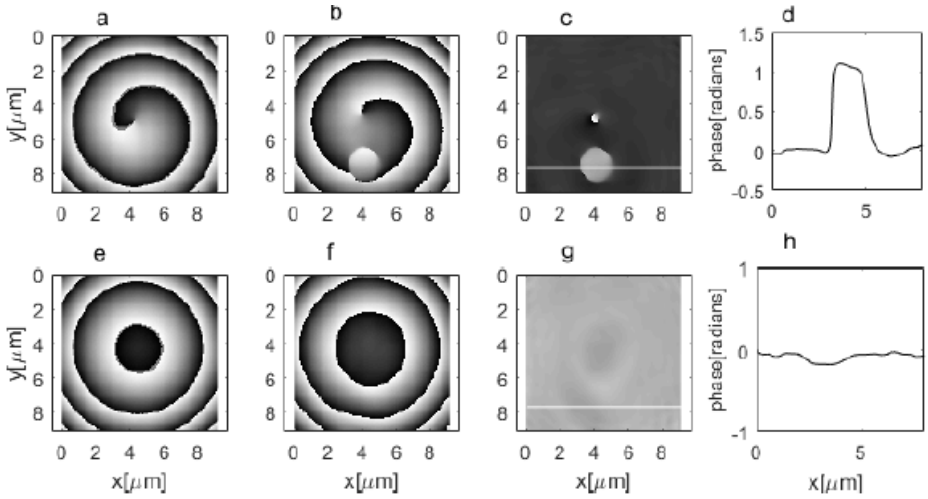
x_3, y_3, są tutaj współrzędnymi w płaszczyźnie obserwacji z_3 (na kamerze CCD, rys. 17), a u_3 reprezentuje amplitudę zespoloną czystej wiązki z wirem (niezaburzonej przedmiotem). Zakładaliśmy tu, że rozmiary *sx* i *sy* rozważanego przedmiotu są małe. Większy obiekt można skonstruować jako składający się z wielu takich małych elementów. Wyniki przedstawione powyżej pozwoliły na opracowanie procedury odtworzenia wiązki przedmiotowej z pomiarów w układzie eksperymentalnym przedstawionym na rys. 10. W pierwszym kroku rejestrowana jest wiązka $u_3(x_3, y_3)$ bez obecnego przedmiotu, co pozwala wyciągnąć informacje o amplitudzie i fazie u_{vortex} , w równaniu 15. Następnie w płaszczyznę próbki z_1 wstawiamy mały fazowy przedmiot i rejestrujemy u_{3przed} . W eksperymencie przedmiot był w postaci kwadratowego rowka o głębokości 250nm i rozmiarach 1μm x 1μm (rys. 21) wykonanego w polimerze. Tak mały przedmiot był ledwo widoczny przy oświetleniu światłem białym (rys.21a).

Rys. 21 Mały fazowy przedmiot – studnia wytrawiona w polimerze (n=1.49) o poprzecznych rozmiarach 1μm x 1μm i głębokości 250nm, a) wygląd przy oświetleniu światłem białym, NA układu obrazującego 0.4, powiększenie 160x; b) przekrój przez rowek wykonamy mikroskopem AFM.

Na rys. 22 pokazano wyniki rekonstrukcji mapy fazowej wiązki przedmiotowej zawierającej przedmiot pokazany na rys. 21. Na rys.22a nałożone są dwie mapy fazowe: bez przedmiotu (referencyjna) i z przedmiotem (uzyskane bezpośrednio z analizy fourierowskiej prążków interferencyjnych). Na rys. 22b odjęto wiązkę referencyjną, i tutaj widać ślad przedmiotu wstawionego w bieg wiązki. W następnym kroku tak uzyskaną amplitudę przemnażamy przez sprzężoną amplitudę zespoloną wiązki referencyjnej, żeby usunąć spiralny rozkład fazy. Wyniki tej operacji przedstawiono na rys 22c. Dla porównania taką samą procedurę zastosowano w przypadku oświetlenia przedmiotu samą wiązką gaussowską (SPP została wysunięta z biegu wiązki) (rys. 22e-h). Przy takim oświetleniu układ nie jest wystarczająco czuły, żeby uwidocznić strukturę przedmiotu

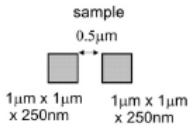
Mając opracowane procedury odtwarzania mapy fazowej wiązki przedmiotowej sprawdzono możliwość uzyskania lepszej zdolności rozdzielczej przy wykorzystaniu oświetlenia próbki światłem o spiralnym rozkładzie fazy. Wyniki zostały przedstawione w pracy **(9)**. Zdolność rozdzielcza układu optycznego zależy od trzech głównych czynników: apertury numerycznej NA, długości fali λ, oraz tego, czy przedmiot oświetlamy światłem niespójnym, spójnym czy częściowo spójnym. W przypadku oświetlenia światłem spójnym dwupunktowa zdolność rozdzielcza jest mniejsza niż w przypadku światła niespójnego i określona jest następującym wyrażeniem [34]

$$\delta = \frac{0.82\lambda}{NA} \tag{16}$$

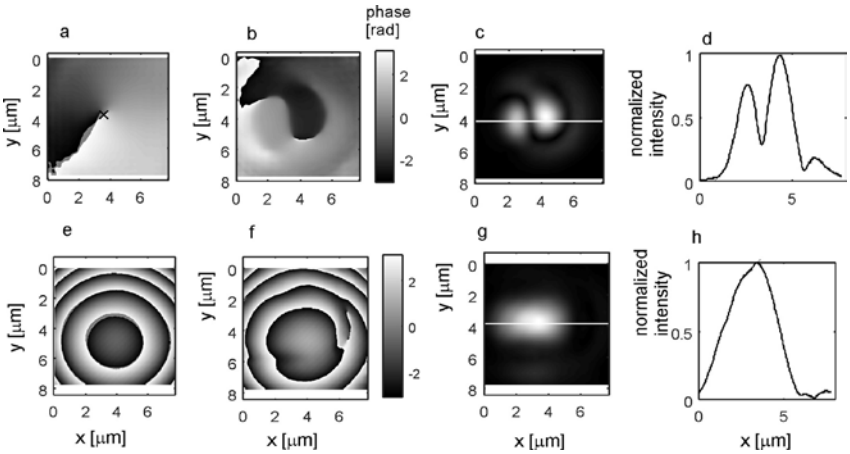


Rys. 22 Odtworzenie obrazu przedmiotu fazowego o kształcie studni o wymiarach 1μm x1μm i głębokości 250nm; a) nałożone na siebie mapy fazowe wiązki odniesienia i przedmiotowej; b) mapa fazowa uzyskana po odjęciu wiązki odniesienia; c) usunięcie czynnika spiralnego (przemnożenie amplitudy zespolonej stowarzyszonej z b przez sprzężenie wiązki odniesienia); d) przekrój wzdłuż białej linii pokazanej na c; e)-h) to samo co wyżej w przypadku, gdy SPP została wysunięta z biegu wiązki. Apertura numeryczna układu obrazującego NA=0.4

W płaszczyznę próbki wstawiono przedmiot składający się z dwóch rowków o rozmiarach 1μm x 1μm i głębokości 250nm (wykonany w PMMA) oddalonych od siebie na odległość 0.5μm (rys.23). Przedmiot ten był odwzorowywany przez układ o NA=0.24. Dla długości fali 0.633μm teoretyczna dwupunktowa zdolność rozdzielcza tego układu przy oświetleniu spójnym wynosi 2.2μm. Struktura odwzorowywanego przedmiot jest zatem drobniejsza niż teoretyczna zdolność rozdzielcza. Wyniki odtworzonej mapy fazowej przy oświetleniu spiralną wiązką, według procedury opisanej powyżej (patrz opis rys. 22), pokazano na rysunku 24 a-d. Rys. 24b jest odzyskaną mapą fazową, a rys. 24c amplitudą wiązki przedmiotowej. Wyniki te można porównać z sytuacją, gdy próbka oświetlona została wiązką gaussowską (bez wiru)- rys. 24 e-f. Przy oświetleniu wiązką z wirem, można rozróżnić strukturę przedmiotu zbudowanego z dwóch kwadratów, podczas gdy dla oświetlenia wiązką gaussowską przedmiot ten jest zbyt drobny, by uwidoczniły się jego szczegóły.

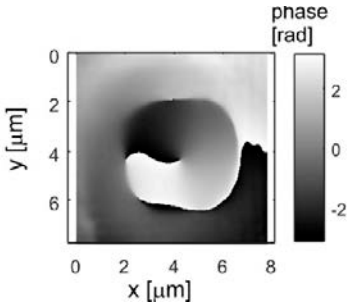


Rys. 23 Schemat przedmiotu badanego w pracy **(9)**



Rys. 24 Wyniki odtwarzania amplitudy zespolonej fali przedmiotowej zawierającej przedmiot przedstawiony na rys. 23. a)-d) oświetlenie próbki spiralnym frontem falowym; e)-h) oświetlenie wiązką gaussowską.

Powyższe wyniki porównaliśmy z wynikami uzyskanymi dla próbki zawierającej pojedynczy rowek o rozmiarach 3μm x3μm x 250nm, zbliżonych do rozmiaru próbki z rys. 23. Wyniki odtworzonej mapy fazowej przedstawiono na rys. 25, na którym wyraźnie odznacza się ślad badanego obiektu. Zatem wyniki przedstawione na rys. 24 nie są artefaktem, a odzwierciedlają specyficzną strukturę badanego przedmiotu pokazując, że układ mikroskopu na wirach optycznych posiada dodatkowe możliwości w badaniu struktur drobnych obiektów.

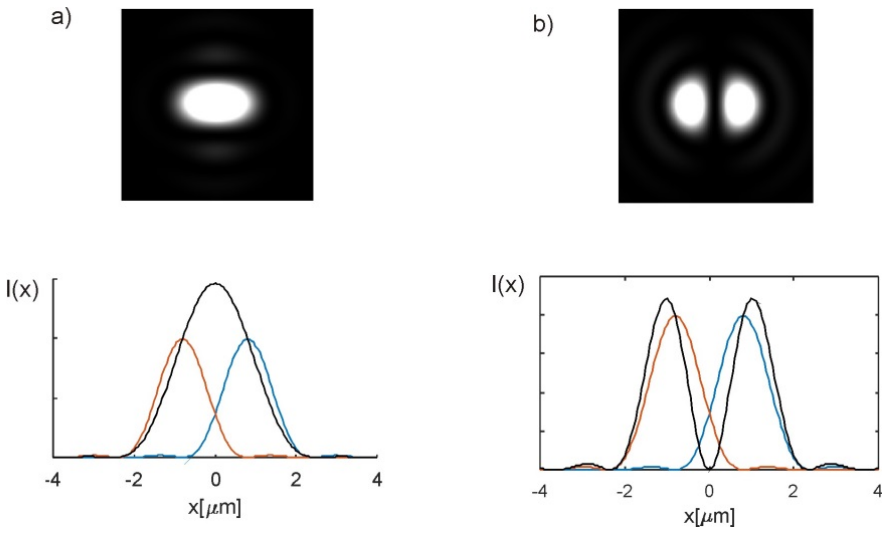


Rys. 25 Wyniki odwzorowania pojedynczego rowka o rozmiarach 3μm x3μm x 250nm.

Te dodatkowe możliwości związane są z tym, że przy oświetleniu przedmiotu wiązką ze spiralnym czołem fali, każdy punkt przedmiotu oświetlony jest falą o innej wartości amplitudy i fazy, w szczególności po przeciwnych stronach frontu falowego różnica faz wynosi π. W przypadku oświetlenia światłem koherentnym wypadkowy rozkład intensywności pochodzący od dwóch świecących punktów rozsuniętych na odległość Rayleigha (granica niekoherentnej zdolności rozdzielczej) wynosi [35]

$$I(x) = \left| 2\frac{J_1\left(\pi(x-0.61)\right)}{\pi(x-0.61)} + e^{i\phi} \cdot \frac{J_1\left(\pi(x+0.61)\right)}{\pi(x+0.61)} \right|^2 \tag{17}$$

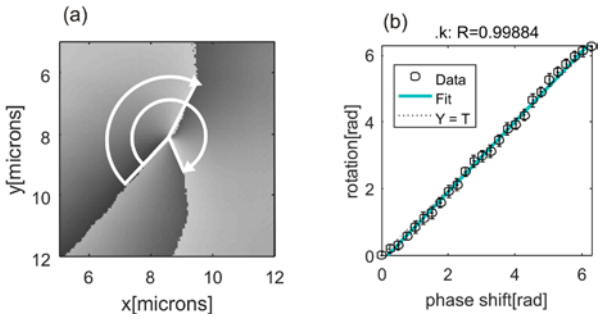
gdzie J_1 jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju, a ϕ jest różnicą faz pomiędzy świecącymi punktami. Na rys. 26 pokazano wypadkowy rozkład intensywności przy odwzorowaniu układem o NA=0.24 dwóch świecących punktów (granicy niekoherentnej zdolności rozdzielczej) gdy różnica faz ϕ=0 (rys. 26a), i gdy różnica faz ϕ=π (rys. 26b). W drugim przypadku widać, że dwa punkty, zostały wyraźnie rozdzielone.



Rys. 26 Rozkład intensywności od dwóch koherentnie świecących punktów rozsuniętych na odległość Rayleigha (NA=0.24) a) różnica faz pomiędzy nimi wynosi 0; b) różnica faz wynosi π. Linie czerwona i niebieska – przekroje przez rozkłady intensywności od poszczególnych punktów, linia czarna- przekrój przez wypadkowy rozkład intensywności.

Mój wkład w powstanie prac **(6,7,8,9)** polegał na wykonaniu eksperymentalnej części badań- przeprowadzeniu eksperymentu, przygotowaniu próbek, opracowaniu technik analizy interferogramów, opracowaniu tekstu manuskryptu dotyczącego części eksperymentalnej oraz korekcie całego manuskryptu.

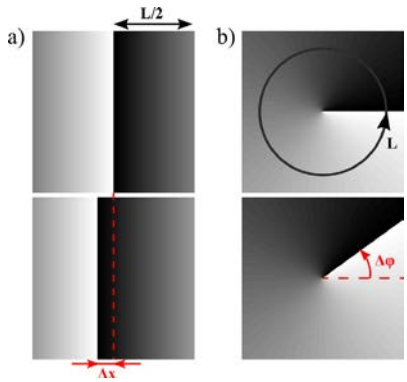
Przyglądając się rys. 25 wyraźnie widać, że wewnątrz kwadratowego rowka linia skoku fazy 0-2π obróciła się w porównaniu do obszaru będącego poza obszarem próbki. Ten obrót związany jest z różnym przesunięciem fazowym wprowadzanym do wiązki przechodzącej przez różne obszary próbki. To nasunęło pomysł zbadania, czy ten specyficzny efekt kręcenia się spirali można wykorzystać do pomiarów przesunięcia fazowego wprowadzanego przez próbkę. Wyniki dotyczące tego zagadnienia zostały przedstawione w pracy **(11)**. W tym celu wykorzystano układ przedstawiony na rys. 10, w którym obiektyw MO miał aperturę numeryczną 0.24 i tworzył w płaszczyźnie próbki plamkę, w której rozmiar jasnego pierścienia (rys. 1c) miał średnicę 4.3μm. W płaszczyźnie próbki wstawiono klin optyczny, o kącie łamiącym 90sek, wykonany ze szkła BK7. Wiązka przechodząc przez obszary klina o różnej grubości, doznaje różnego przesunięcia fazowego. To przesunięcie łatwo jest kontrolować. Klin umieszczony był na stoliku piezo-elektrycznym. Przesunięcie klina na odległość 2.8mm wprowadzało w wiązce przesunięcie fazy 2π. Przesuwając klin z krokiem 100μm na tej odległości, rejestrowano serię spiralnych map fazowych, które były obrócone względem siebie (rys. 27a), a kąt obrotu odpowiadał wprowadzonemu przesunięciu fazowemu (rys. 27b). W kolejnym eksperymencie sprawdziliśmy, jak drobne przesunięcie w fazie może być wykryte w tym układzie. W tym celu stolik piezoelektryczny, na którym umieszczono klin optyczny, był przesuwany z krokiem znacznie drobniejszym (10μm) powodującym przesunięcie fazy równe 1.3°. Analiza wyników pokazała, że w tym układzie eksperymentalnym możemy wykryć obrót spirali o 3° odpowiadający przesunięciu fazy równym λ/120. Uzyskanie lepszej rozdzielczości okazało się niemożliwe ze względu na niestabilność mechaniczną i termiczną układu pomiarowego. Ten wynik został porównany z pomiarami przesunięcia prążków w klasycznym interferometrze (wysunięta została SPP z biegu wiązki), w którym mierzy się przesunięcie prążków względem odległości międzyprążkowej powstające na skutek wprowadzenia przesunięcia fazowego w jedną z wiązek interferometru. Pokazaliśmy, że dokładność pomiaru klasycznego była mniejsza.



Rys. 27 a) Wprowadzając w bieg wiązki z wirem różne przesunięcie fazowe, powodujemy obrót mapy fazowej – spirali/krawędzi wyznaczonej przez skok fazy 0-2π; b) zmierzony obrót spirali względem wprowadzonego przesunięcia fazowego w układzie eksperymentalnym.

Wysoka dokładność odtworzenia fazy przy wykorzystaniu spiralnego frontu falowego wynika z faktu, że wir optyczny można potraktować jako pojedynczy prążek rozpięty wokół punktu nieciągłości. W klasycznym interferometrze mierzymy przesunięcie prążka spowodowane wprowadzonym przesunięciem fazowym (rys. 28). Obrót spirali może być wykryty z większą precyzją niż przesuw

prążka, ponieważ do analizy możemy wybrać okrąg, wzdłuż którego mamy więcej pikseli niż wzdłuż prążka (patrz rys. 4 w pracy **(11)**. W praktyce pomiar na interferogramie zawierającym jeden prążek jest mało precyzyjny na skutek dużego rozmycia prążka.



Rys. 28 a) W klasycznym interferometrze mierzymy przesunięcie prążka Δx a odpowiadające mu przesunięcie fazy wynosi $\Delta\varphi = 2\pi \cdot \Delta x / L$; b) specyficzny charakter wiązki z wirem oznacza, że możemy go traktować jak pojedynczy prążek rozpięty wokół punktu nieciągłości. Dla niewielkich wartości Δφ przesunięcie Δx z rys (a) może być niemierzalne (gdy wynosi mniej niż 1piksel), natomiast w przypadku b) można wybrać pomiar wzdłuż okręgu o średnicy zawierającej więcej pikseli, na którym obrót zostanie zauważony (patrz rys. 4 w pracy **(11)**). W obu przypadkach na tych rysunkach Δφ= 2π/10.

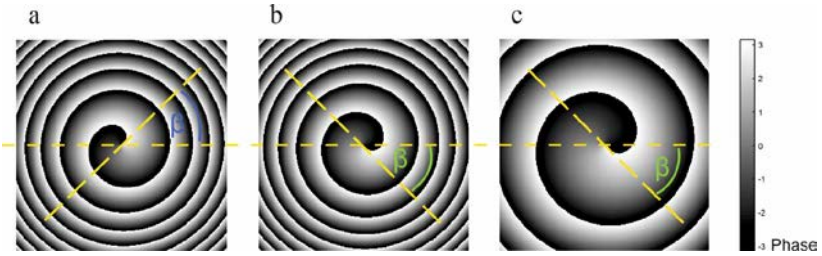
Wyniki przedstawione w pracy **(11)** nasunęły potrzebę bardziej ogólnego opisu kształtu spiralnej mapy fazowej. Wyniki pracy nad tym zagadnieniem zostały przedstawione w pracy **(12)**. Pokazano w niej, że do opisu linii stałej fazy w wiązce spiralnej typu Laguerra-Gaussa można wykorzystać równanie spirali Fermata. We współrzędnych biegunowych (r, φ) równanie to ma postać :

$$\varphi = \alpha r^2 + \beta \; ; \tag{18}$$

gdzie α jest parametrem odpowiedzialnym za gęstość spirali a β opisuje jej orientację (rys. 29). Pokazaliśmy, że parametr α mierzy krzywiznę frontu falowego wiązki gaussowskiej wewnątrz której wpisana jest spiralna faza

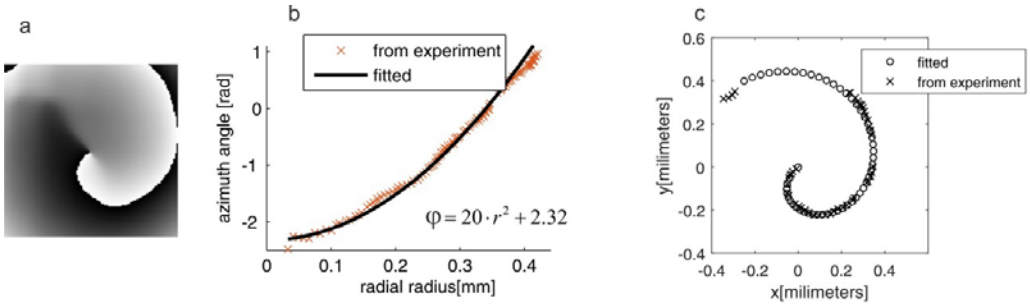
$$R = \frac{k}{2m\alpha} \; . \tag{19}$$

k jest liczbą falową a m ładunkiem topologicznym. Wartość parametru β natomiast odpowiada kątowi nachylenia stycznej do spirali w punkcie gdzie współrzędna r=0 (w początku spirali, rys. 29). Na rys.29 przedstawiono wygląd map fazowych dla różnych wartości parametrów α i β.



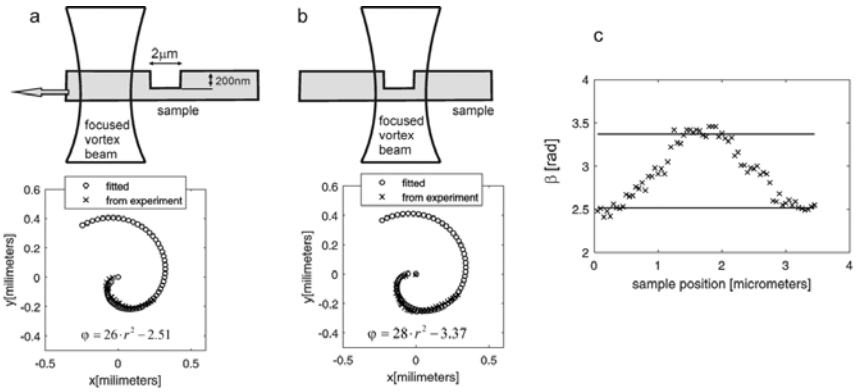
Rys. 29 Linie równej fazy w wiązce Laguerra-Gaussa tworzą zbiór spirali, których kształt może być opisany spiralą Fermata. Krawędź widoczna na tych mapach fazowych odpowiada jednej z nich - linii skoku fazy (0-2π) i jest linią, którą łatwo wyodrębnić; a) α=13.9[1/mm^2], β=0.77, b) α=13.9[1/mm^2], β=-0.79 , c) α=5.26[1/mm^2], β= -0.79.

W pracy **(12)** opisano sposób dopasowania spirali Fermata do linii równej fazy otrzymywanej ze spiralnej mapy fazowej. Algorytm ten następnie przetestowano na mapach fazowych otrzymanych w układzie eksperymentalnym. Wyniki dopasowania przedstawiono na rys. 30.



Rys. 30. a) mapa fazowa otrzymana w eksperymencie; b) spirala przedstawiona we współrzędnych biegunowych r, φ wraz z dopasowanymi parametrami α i β; c) wyrysowane razem spirale- eksperymentalna i dopasowana.

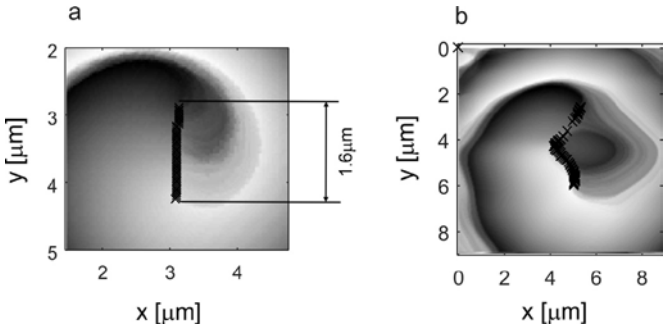
W kolejnym kroku pokazaliśmy, jak ten opis spiralnej wiązki może być wykorzystany w pomiarach. Korzystaliśmy z układu przedstawionego na rys. 10. Zogniskowana przez MO wiązka z wirem (średnica jasnego pierścienia 2.8μm) oświetlała próbkę w kształcie rowka o rozmiarach 2μm x 2μm x 200nm. Wiązka przechodząc przez próbkę doznaje zmiany fazy fali o wartość $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)\cdot h \cong\sim 0.9\text{rad}$, gdzie n jest współczynnikiem załamania próbki a h wysokością. Zatem, gdy cały rowek znajdzie się wewnątrz wiązki, spodziewamy się obrotu spirali o taki kąt. Z powodu małych rozmiarów próbki i trudności z jej precyzyjnym umieszczeniem centralnie w wiązce, została ona położona na stoliku piezo-elektrycznym i stopniowo, z małym krokiem (0.05μm) wsuwana w oświetlającą wiązkę. Dla każdego położenia rejestrowano mapę fazową, do której następnie dopasowywano parametry spirali Fermata (α, β). Wyniki przedstawiono na rys. 31. Na rys 31 a i b porównano dwie spirale: jedną zarejestrowaną gdy rowek znajdował się poza wiązką i drugą, gdy był wewnątrz wiązki. Można zaobserwować obrót spirali spowodowany różnymi drogami optycznymi, przez które przechodzi wiązka. Pełen zakres zmian podczas stopniowego przesuwania próbki przedstawiono na rys.31 c. Zmierzony maksymalny obrót spirali wyniósł 0.85±0.15rad, co dość dobrze koresponduje z wartością wynikającą z geometrii próbki.



Rys. 31. (a,b) Schematyczne przedstawienie eksperymentu: płytka z rowkiem o określonej geometrii stopniowo była przesuwana wewnątrz zogniskowanej wiązki z wirem; c) na skutek wprowadzenia w wiązkę różnych dróg optycznych, spirala obraca się.

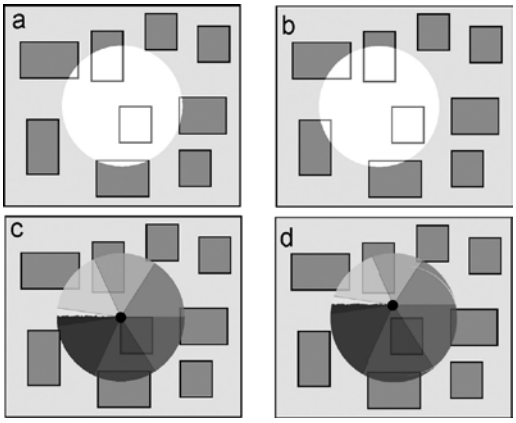
Mój wkład w powstanie publikacji (**11, 12**) polegał na stworzeniu hipotezy badawczej, opracowaniu koncepcji badań, przeprowadzeniu eksperymentów i napisaniu manuskryptów.

Innym zagadnieniem rozpatrywanym w pracach **(9, 11 i 13)** były rozważania dotyczące techniki skanowania wewnątrzwiązkowego opisanego wcześniej, która polega na tym, że przesuw SPP powoduje przesuw wiru wewnątrz wiązki. Wyznaczona trajektoria wiru w przypadku braku obiektu, jest linią prostą (prostopadłą do kierunku przesuwu SPP gdy obserwacji dokonujemy w płaszczyźnie krytycznej (rys. 32 a). W tym eksperymencie SPP była przesuwana na odległość 0.75mm z krokiem 0.01mm, a ten zakres przesuwu został zredukowany do wartości 1.6μm w płaszczyźnie krytycznej, gdzie poszczególne kroki przesuwu zostały zmniejszone do wartości 23nm. Obecność próbki wewnątrz wiązki powoduje zmianę położenia wiru i jego trajektoria zostaje zaburzona (rys. 32b). Przedmiotem tutaj był długi rowek o szerokości 1μm i głębokości 250nm (zakres przesuwu SPP był tu większy, żeby objąć całą szerokość rowka)

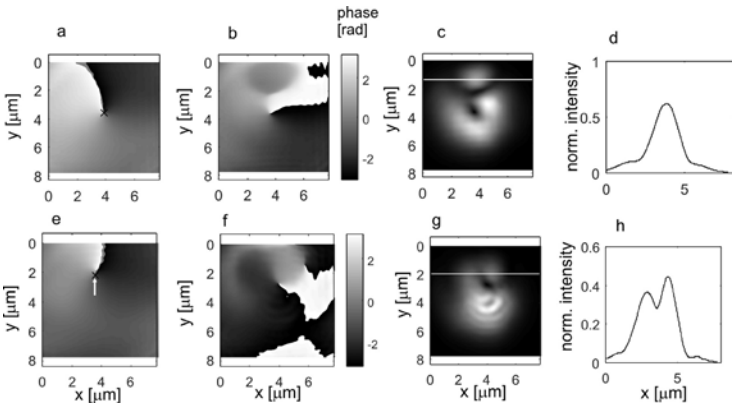


Rys. 32 Nałożone na siebie mapy fazowe dla różnych wysunięć SPP z zaznaczonym położeniem wiru; a) przy braku próbki (przesuw SPP równy 0.75mm został zredukowany do zakresu 1.6μm) b) w obecności próbki (długi rowek o szerokości 1μm) trajektoria wiru się zmienia (zakres przesuwu SPP był tutaj większy, żeby objąć z naddatkiem całą szerokość rowka)

Zatem w tej technice skanowania mamy nieruchomą wiązkę, a zmieniać możemy rozkład pola (amplitudy i fazy) wewnątrz niej. Jak wspomniano wcześniej, daje to możliwość oświetlania próbki lokalnie polem o różnej amplitudzie i fazie. Schematycznie zostało to przedstawione na rys. 33 a przykładowe wyniki eksperymentu są pokazane na rys. 34. Przedmiot o kształcie przedstawionym na rys. 23 został umieszczony w górnej części wiązki oświetlającej, i był przesunięty o 2μm od środka wiązki. Rys. 34a-d pokazuje wyniki, gdy wir znajduje się w centrum wiązki. W górnej części rysunków b-c widać ślad przedmiotu, nie jest widoczna jednak jego wewnętrzna struktura. Rys. 34e-h przedstawia natomiast wyniki w sytuacji, gdy wir został przesunięty o odległość 1.7μm w stronę próbki. W tej sytuacji, próbka została oświetloną częścią wiązki o innej amplitudzie i fazie, co pozwoliło na uwydatnienie większej ilości szczegółów oświetlanej próbki.



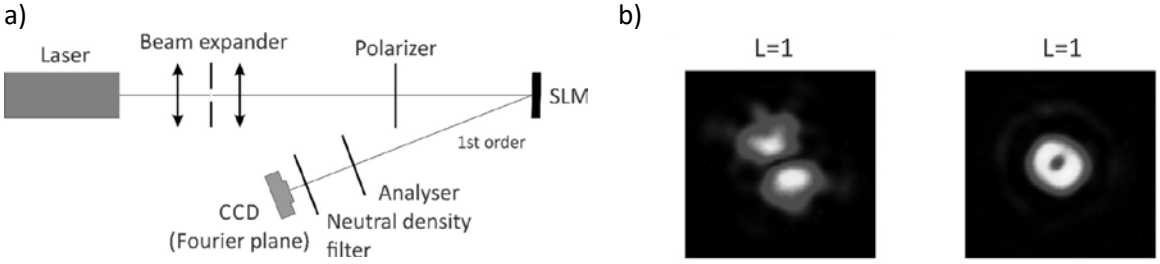
Rys.33 Schematyczne porównanie technik skanowania a) –b) gdy skanujemy przedmiot wiązką oświetlającą, oświetlane są różne obszary próbki; c)-d) Przesuw wiru wewnątrz wiązki spowoduje, że przy nieruchomej wiązce poszczególne elementy przedmiotu będą oświetlane polem o znacznie różnej fazie i amplitudzie



Rys.34. Przedmiot o kształcie przedstawionym na rys. 23 wstawiony w bieg wiązki z wirem. Przesuwając wir wewnątrz wiązki w różne położenia możemy uwypuklić niedostrzegalne cechy przedmiotu a)-d) przedmiot umieszczony z boku wiązki, a wir w centralnym położeniu e)-h) wiązka i przedmiot są nieruchome, a przesunięty został sam wir w wiązce. Zabieg ten pozwolił dostrzec złożoną strukturę przedmiotu (że składa się z dwóch rowków)

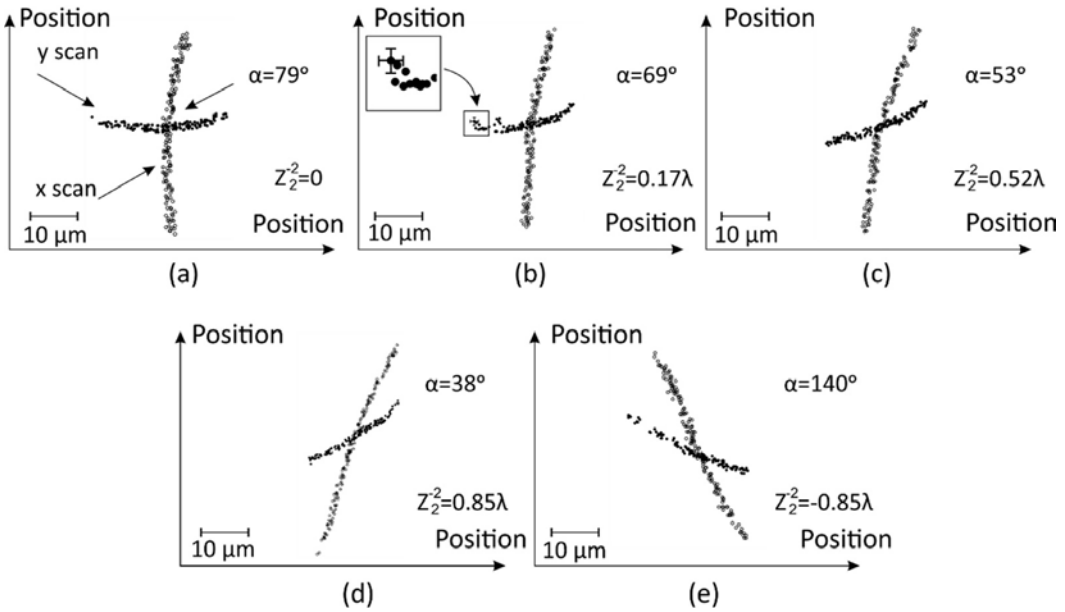
W pracy **(10)** przetestowano technikę skanowania wewnątrz-wiązkowego do oceny jakości korekcji przestrzennego modulatora światła (spatial light modulator, SLM). SLM jest nowoczesnym urządzeniem stosowanym do modulowania amplitudy i fazy padającego światła, w celu uzyskania pożądanego kształtu wiązki. Na rys. 35a przedstawiono schemat układu- poszerzona wiązka z lasera pada na SLM, na którym jest wyświetlana spiralna mapa fazowa z nałożoną strukturą siatki dyfrakcyjnej, a na kamerze CCD obserwuje się rozkład intensywności w pierwszym rzędzie ugięcia (zogniskowany). Rys. 35 b po lewej stronie przedstawia rozkład intensywności wiązki z wirem uzyskany przy pomocy SLM bez mapy korekcyjnej, natomiast po prawej stronie po korekcji. Kształt skorygowanej plamki można ocenić wizualnie, patrząc na jej symetrię. W pracy **(10)** zaproponowano, żeby na SLM wyświetlać serię map fazowych wiru optycznego poprzesuwanego wzdłuż linii poziomej i pionowej. Wówczas, podobnie jak w przypadku przesuwania SPP, w rozkładzie intensywności można będzie obserwować plamkę z przesuniętym wirem fazowym, którego położenie wewnątrz plamki można wyznaczyć, i na tej podstawie wykreślić trajektorię wiru. W przypadku wiązki idealnie skorygowanej, wyznaczone trajektorie pozioma i pionowa, powinny być do siebie prostopadłe.

Rys. 36 przedstawia przykładowe trajektorie wiru dla zniekształceń plamki wywoływanych astygmatyzmem. Astygmatyzm (najczęściej występująca i przeszkadzająca wada SLM) był „wzbudzany" różnymi wagami wielomianu Zernike'a Z_2^{-2}. Na rysunku 36 a przedstawiono trajektorie, jakie zostały zmierzone przy najlepszej korekcji w układzie. Kąt pomiędzy trajektoriami wynosi 79°. Rysunki 36 b-d pokazują, że różne wartości astygmatyzmu w wiązce wpływają na nachylenie względem siebie trajektorii. Rysunek 37 natomiast pokazuje wygląd plamki zarejestrowany na kamerze CCD dla różnych wartości astygmatyzmu. Wizualnie kształt pierwszych dwóch plamek jest bardzo podobny i akceptowalny, natomiast kąty nachylenia trajektorii pokazują, że

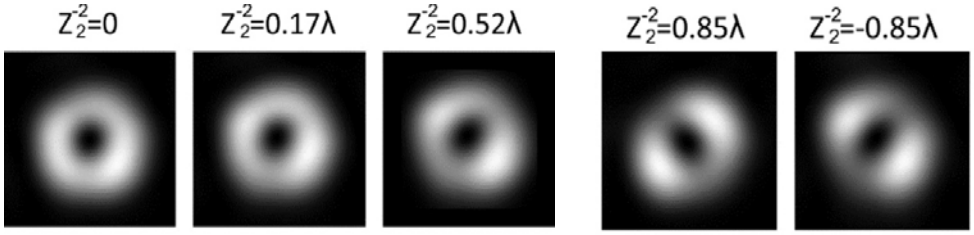


Rys. 35 a) Schemat układu pomiarowego, b) rozkład intensywności w zogniskowanej plamce (na CCD) bez korekcji (po lewej) i z korekcją (po prawej)

plamka ta jest obarczona astygmatyzmem. Do niedawna dominowała wizualna ocena jakości korekcji SLM-a i to oparta na obserwacji jakości obrazu wiązki gaussowskiej. Przy takiej metodzie wszystkie plamki uzyskane w miejsce tych pokazanych na rysunku (37) mogłyby przejść test jakości. Użycie wiru optycznego jako testowego obrazu poprawia jakość metody wizualnej. Obecnie jest to już za mało, stąd nasza propozycja wykorzystania trajektorii wirów optycznych, która wykazuje nawet bardzo małe asymetrie w plamce, które praktycznie nie dają się wykryć metodą wizualną.



Rys. 36. Na SLM wyświetlano serię map fazowych z wirem przesuwanym wzdłuż pionowej i poziomej osi. Na kamerze CCD rejestrowano rozkład intensywności, na którym wyznaczano położenie wiru na poszczególnych mapach- uzyskano w ten sposób dwie trajektorie wiru, odpowiadające pionowemu i poziomemu przesunięciu mapy fazowej; a) najlepsza uzyskana korekcja , b)-d) trajektorie wyznaczone przy różnych wagach wielomianu Zernike'a Z_2^{-2} .

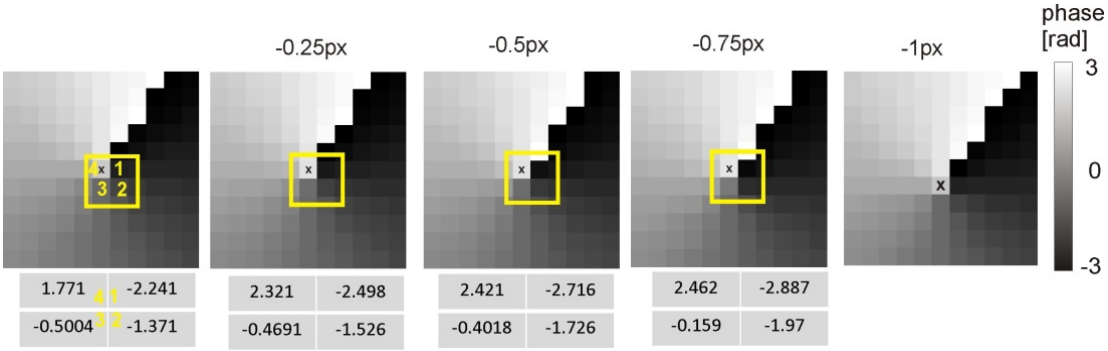


Rys. 37. Wygląd plamki zarejestrowany na CCD (wir w położeniu centralnym) dla różnych wartości wzbudzanego astygmatyzmu.

Mój wkład w powstanie tego manuskryptu polegał na udziale w opracowaniu i przygotowaniu eksperymentu, udziale w opracowaniu wyników pomiarów oraz korekcie manuskryptu.

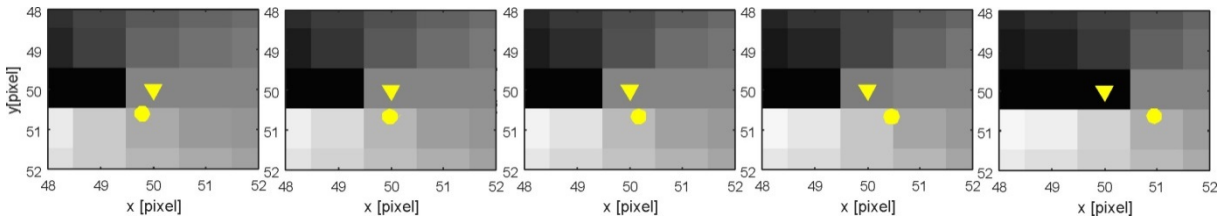
Praca **(13)** niniejszej rozprawy habilitacyjnej dotyczy zagadnienia dokładności lokalizacji wiru w wiązce. W niektórych pomiarach (np. w interferometrze na wirach optycznych prezentowanych pracach **(1-3)**, ale też w [9-11]), wir optyczny służy jako wskaźnik/marker położenia. Podobnie jest w przypadku skanowania wewnątrz-wiązkowego w mikroskopie na wirach optycznych. Korzystając z informacji zawartych w mapie fazowej, położenie wiru możemy wyznaczyć szukając położenia końca spirali. Dokładność wyznaczenia jego położenia będzie ograniczona wielkością piksela na

detektorze i wynosi ±2piksele. Jeśli wir pod wpływem zaburzenia przesunięty zostanie o ułamek piksela, nasze standardowe procedury lokalizacji nie wykryją tego przesunięcia. Rys. 38 przedstawia wygenerowane numerycznie mapy fazowe, w których wir był stopniowo przesuwany w wiązce (technika skanowania wewnątrz-wiązkowego) o odległość mniejszą niż jeden piksel. Koniec spirali znajduje się wizualnie w tym samym punkcie, jeśli jednak przyjrzymy się wartościom faz w punktach 1-4 otaczających wir, zaobserwujemy zmianę ich wartości.

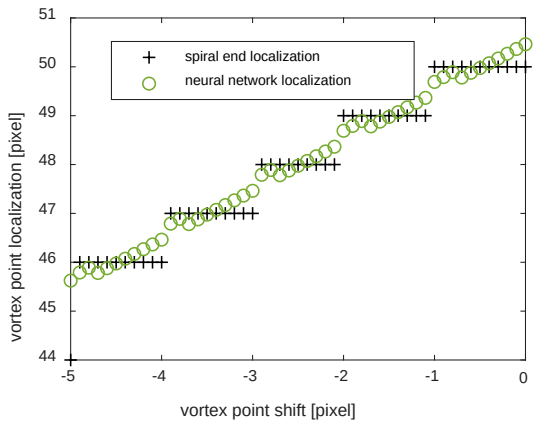


Rys. 38. Mały fragment mapy fazowej zawierającej wir optyczny. Czarny krzyżyk oznacza znalezione położenie wiru (szukamy końca spirali). Na poszczególnych mapach, wir przesuwany był wewnątrz wiązki o ¼ piksela. W przypadku przesunięcia wiru na odległość mniejszą niż 1 piksel, procedury lokalizacyjne wskazywały ten sam punkt na mapie fazowej. Jednak wartości fazy w otoczeniu tego punktu zmieniają się (liczby przedstawione poniżej map fazowych pokazują wartości fazy w punktach 1,2,3,4)

W pracy **(13)** pokazano, że odpowiednio nauczona sztuczna sieć neuronowa może wychwycić te drobne zmiany i zlokalizować położenie wiru z dokładnością sub-pikselową. W tym celu wytworzona została próbka ucząca składająca się z kilku tysięcy map fazowych (rozmiar 20x20 pikseli) różniących się orientacją spirali, jej krzywizną, rozmytych ruchem, z dodanym szumem. Głęboka sieć neuronowa z trzema ukrytymi warstwami, zawierającymi odpowiednio 36, 20 i 10 neuronów, dawała zadowalające wyniki zarówno dla map fazowych numerycznych jak i eksperymentalnych. Porównanie wyników lokalizacji przy pomocy obu metod pokazano na rys. 39 i rys. 40 (mapy fazowe wygenerowane numerycznie). Rys. 39 przedstawia fragmenty map fazowych z zaznaczonymi położeniami wiru znalezionymi dwoma metodami: szukania końca spirali i sieci neuronowych. Wir przesuwany był w wiązce na odległość mniejszą niż jeden piksel. Metoda końca spirali wskazywała to samo położenie na mapie fazowej, podczas gdy metoda sieci neuronowych potrafiła rozróżnić subtelne zmiany i wskazywała położenie zgodne z zadanym przesunięciem.

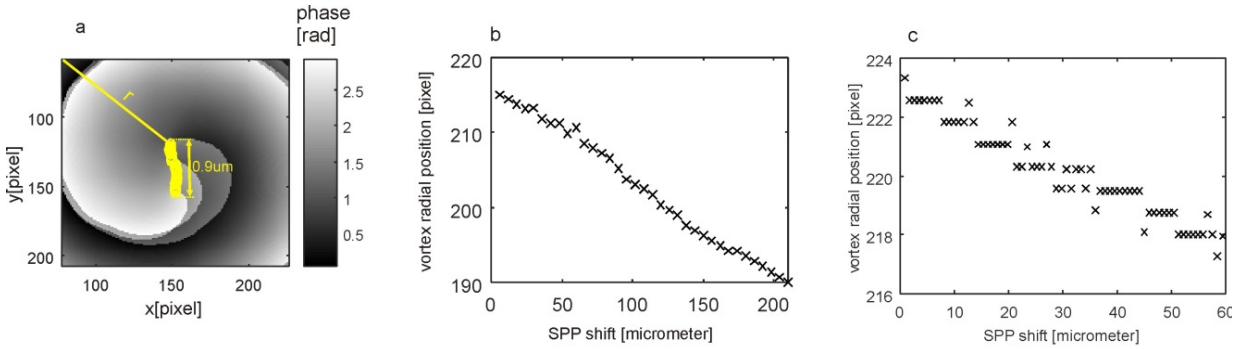


Rys. 39 Porównanie lokalizacji metodą szukania końca spirali (trójkąt) i sieci neuronowych (kółko). Wir przesuwany był wewnątrz wiązki o ułamek piksela.

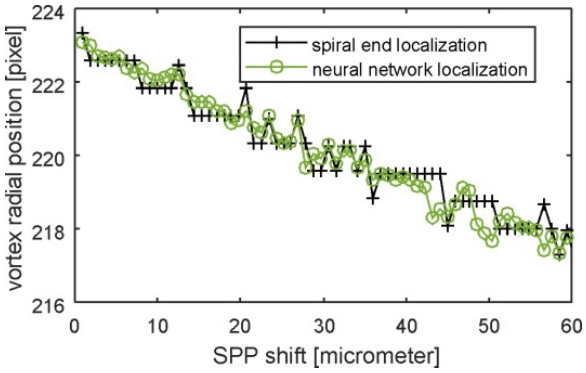


Rys. 40 Porównanie metod lokalizacji: krzyżyki- szukanie końca spirali, kółka-sieci neuronowe. Na osi poziomej pokazano zadane przesunięcie wiru (względem położenia centralnego), na osi pionowej- położenie wyznaczone przez procedury lokalizacyjne. Krzyżyki układają się w schodki, co oznacza, że pomimo stopniowego, drobnego przesuwania wiru, jego znalezione położenie na mapie jest takie samo. Algorytm sieci neuronowych wychwycił drobne zmiany na mapie fazowej i wskazuje lokalizację sub-pikselową.

Zachowanie to zostało zobrazowane na rys. 40, na którym wykreślono zależność znalezionego położenia wiru od wprowadzanego przesunięcia. Położenie wiru wskazane metodą sieci neuronowych zmienia się liniowo wraz z wprowadzanym przesunięciem. Metoda szukania końca spirali tworzy natomiast na wykresie charakterystyczne schodki wskazujące to samo położenie na mapie fazowej pomimo stopniowego przesuwania wiru w wiązce. Działanie metody sieci neuronowych sprawdzono również w układzie eksperymentalnym (rys. 10). SPP była przesuwana na odległość 0.2mm. Obiektyw mikroskopowy (20x) „ścisnął" ten przesuw do zakresu 0.9µm (rys. 41a) w płaszczyźnie próbki. Układ odwzorowujący (imaging unit) następnie powiększył plamkę na kamerze CCD 220x (rozmiar piksela kamery 5.85µm). SPP była przesuwana z dwoma krokami: większym (6µm) i drobniejszym (0.9µm). W przypadku większego kroku, kolejne położenia wiru trafiały na sąsiadujące na kamerze piksele, co przedstawione zostało na rys. 41b. Wykonując kalibrację układu przy pomocy podziałki mikrometrycznej wyznaczyliśmy ten skok (w płaszczyźnie próbki) równy 26nm. Dla drobniejszego kroku, przesuw wiru był mniejszy niż odległość między-pikselowa, co zobrazowane zostało jako linia schodkowa (rys. 41c), na której można dostrzec 4-5 punktów na schodku. Do map fazowych w przypadku drobnego kroku SPP (rys. 41c) zastosowano metodę lokalizacji sieci neuronowych. Wyniki przedstawiono na rys. 42. Widać na nim, że metoda ta „wygładza" schodki i pozwala na rozróżnienie kolejnych, między-pikselowych położeń wiru, pomimo szumu występującego w układzie. Szacowana dokładność lokalizacji przy pomocy tej metody wynosi ¼ piksela.



Rys. 41 Wyniki eksperymentalne a) trajektoria wiru narysowana na tle map fazowych, b) znalezione położenie wiru względem przesunięcia SPP, krok przesuwu 6µm (duży), c) znalezione położenie wiru względem przesunięcia SPP, krok przesuwu 0.9µm (mały). W przypadku c) poszczególne położenia wiru trafiają w ten sam punkt na kamerze, pomimo przesuwu SPP, co podobnie jak na rys. 40 przedstawiane jest linią schodkową.



Rys. 42.Porównanie metod lokalizacji w warunkach eksperymentalnych.

Mój wkład w powstanie tego manuskryptu polegał na opracowaniu hipotezy badawczej, przeprowadzeniu eksperymentu oraz napisaniu manuskryptu.

Przedstawiony wyżej zbiór prac obejmuje wyniki, jakie udało się uzyskać podczas prac nad nieciągłościami fazowymi zastosowanymi w polu świetlnym. W pierwszych trzech pracach udało się zademonstrować eksperymentalnie, że otrzymywana w kontrolowany sposób sieć wirów optycznych powstająca w wyniku superpozycji trzech fal może służyć do wyznaczenia deformacji wiązki przedmiotowej. Wykorzystano tu wiry fazowe jako wskaźniki położenia pozycji w sieci a unikalne właściwości wynikające z superpozycji trzech fal pozwoliły jednoznacznie wyznaczyć, jednocześnie w dwóch osiach, zmiany jakim poddana została jedna w interferujących wiązek. Warto zwrócić uwagę, że punkty pomiarowe to punkty nieciągłości fazowej, które w interferometrii traktowane są jako kłopotliwe (są to punkty, w których faza jest nieoznaczona). Nadto wykorzystanie sieci wirów optycznych pozwoliło na zastosowanie metod statystycznych do analizy pomiarów interferometrycznych. Badania dotyczące mikroskopu na wirach optycznych szły dwutorowo. Z jednej strony prowadzono prace nad teoretycznymi podstawami tego nowego urządzenia, które obejmowały analityczne i numeryczne wyznaczenie rozwiązań odpowiednich całek dyfrakcyjnych. Ta część wyników uzyskiwana była przez innych współautorów (Jan Masajada, Ireneusz Augustyniak, Łukasz Płocinniczak). Z drugiej strony, tworzona była eksperymentalna wersja urządzenia, w ramach której zbudowano taki układ, odpowiednio go justowano, optymalizowano, dostosowywano do kolejnych eksperymentów które weryfikowały teoretyczne rozważania, przeprowadzano eksperymenty i opracowano procedury do analizy tych wyników. W tej części prac byłam głównym wykonawcą, przyuczając przy okazji inne osoby (studentów i doktorantów) do pracy w laboratorium. Stąd wynika nacisk na wyniki prac eksperymentalnych w przedstawionym autoreferacie.

REFERENCJE

1. J. F. Nye, M. V. Berry, *Dislocations in wave trains*, Proc. Roy. Soc. Lond. A 336**,** 165-189 (1974).
2. L. Allen, M. Padgett and M. Babiker, *The orbital angular momentum of light*, Prog. Opt. 39, 291–372 (1999).
3. M. Vasnetsov, K. Staliunas, Optical Vortices; Nova Science: Commack, NY, USA, 1999.
4. G. Gbur, Singular Optics; CRC Press: Boca Raton, FL, USA, 2017.
5. D. Andrews, Structured Light and Its Applications; Academic Press: Burlington, MA, USA, 2008.
6. J. Ng , Z. Lin, C.T. Chan *Theory of optical trapping by an optical vortex beam*, Phys. Rev. Lett. 104, 103601 (2010).

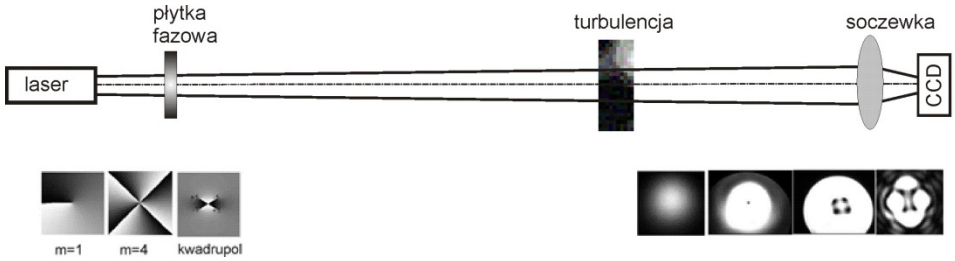
7. D. G. Grier *A revolution in optical manipulation*, Nature 424, 810–6 (2003).
8. W. Wang, T. Yokozeki, R. Ishijima, A. Wada, Y. Miyamoto, M. Takeda,S. Hanson, *Optical vortex metrology for nanometric speckle displacement measurement*, Opt. Express 14, 120–7 (2006).
9. S. A. Eastwood, A. I. Bishop, T. C. Petersen, D. M. Paganin, M. J. Morgan, *Phase measurement using an optical vortex lattice produced with a three-beam interferometer*, Opt. Express 20, 13947–57 (2012).
10. M. R. Dennis, J. B. Goette *Topological aberration of optical vortex beams: determining dielectric interfaces by optical singularity shifts* Phys. Rev. Lett. 109, 183903 (2012).
11. I. Fujimoto, S. Sato, M.Y. Kim, S. Ando *Optical vortex beams for optical displacement measurements in a surveying field*, Meas. Sci. Technol. 22, 105301 (2011).
12. P. Bouchal, L. Štrbková, Z. Dostál, Z. Bouchal *Vortex topographic microscopy for full-field reference-free imaging and testing* Opt. Express 25 21428–43 (2017).
13. A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, M. Ritsch-Marte *Shadow effects in spiral phase contrast microscopy*, Phys. Rev. Lett. 94, 233902 (2005).
14. E. Mari, F. Tamburini, G.A. Swartzlander, A. Bianchini, C. Barbieri, F. Romanato and B. Thidé, *Sub-Rayleigh optical vortex coronagraphy*, Opt. Express 20 2445–51 (2012).
15. J. Wang, *Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing*, Nat. Photon. 6, 488–96 (2012).
16. F. Tamburini, B. Thidé, G. Molina-Terriza and G. Anzolin Twisting of light around rotating black holes Nat. Phys. 7, 195–97 (2011).
17. R. Fickler, R. Lapkiewicz, W. Plick, M. Krenn, C. Schaeff, S. Ramelow, A. Zeilinger *Quantum entanglement of high angular momenta* Science 338, 640–3 (2012).
18. V.D'Ambrosio, G. Carvacho, F. Graffitti, C. Vitelli, B. Piccirillo, L. Marrucci, F. Sciarrino, *Entangled vector vortex beams*, Phys. Rev. A 94, 030304 (2016).
19. J. Masajada, B. Dubik, *Optical vortex generation by three plane wave interference*, Opt. Commun. 198, 21-27 (2001).
20. J. Masajada, *The interferometry based on regular net of optical vortices*, Opt. Appl. 37, 167-185, (2007).
21. K. O'Holleran, M. J. Padgett, M. R. Dennis, *Topology of optical vortex lines formed by the interference of three, four and five plane waves*, Opt. Express 14, 3039 - 3044 (2006).
22. J. Masajada, A. Popiołek-Masajada, D. Wieliczka, *The interferometric system using optical vortices as a phase markers*, Opt. Commun. 207, 85-93 (2002).
23. J. Masajada *Small angle rotation measurement with optical vortex interferometer* Opt. Commun. 234, 373–81 (2004).
24. J. Masajada, A. Popiołek-Masajada, E. Frączek, W. Frączek, *Vortex point localization problem in optical vortices interferometry*, Opt. Commun. 234, 23–8 (2004).
25. I. Freund and N. Shvartsman, *Wave-field phase singularities: The sign principle*, Phys. Rev. A 50(6), 5164–5172 (1994).
26. V. P. Tychinsky, *On superresolution of phase objects*, Opt. Commun. 74, 41-45 (1989).
27. M. Totzeck and H. J. Tiziani *Interference microscopy of sub-lambda structures: a rigorous computation method and measurements*, Opt. Commun. 136, 61–74 (1995).
28. C. Rockstuhl, I. Märki, T. Scharf, M. Salt, H. P. Herzig, R. Dändliker, *High Resolution Interference Microscopy: A Tool for Probing Optical Waves in the Far-Field on a Nanometric Length Scale*, Current Nanoscience 2, 337-350, (2006).
29. R. Dandliker, I. Marki, M. Salt, A. Nesci, *Measuring optical phase singularities at subwavelength resolution*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 6 189–196 (2004)

30. B. Spektor, A. Normatov, J. Shamir, *Singular beam microscopy*, Appl. Opt. 47, A78–A87 (2008).
31. A. Normatov, B. Spektor, J. Shamir, *Singular beam scanning microscopy: preliminary experimental results*, Opt. Eng. 49, 048001 (2010).
32. M. V. Beijersbergen, R. P. Coerwinkel, M. Kristensen, J. P. Woerdman, *Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phase plate*, Opt. Commun. 112 321–7 (1994).
33. M. Takeda, *Spatial-carrier fringe-pattern analysis and its applications to precision interferometry and profilometry: an overview*, Industrial Metrology. 1 79–99, (1990).
34. M. Pluta Mikroskopia optyczna, PWN, Warszawa 1982
35. J. Goodman, Introduction to Fourier optics, McGraw Hill, 1968.

5. Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej

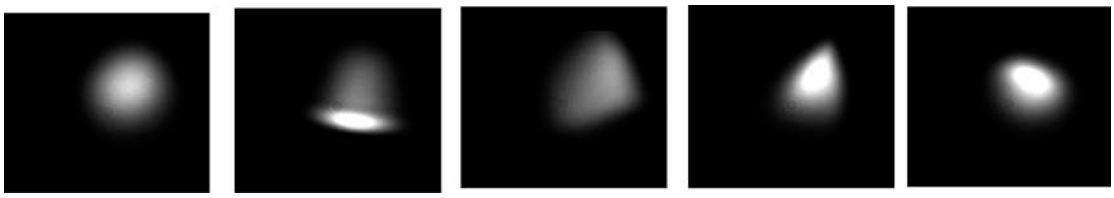
W ramach współpracy z Politechniką Warszawska biorę udział we wdrożeniowym projekcie „Opracowanie i budowa systemu do realizacji w czasie rzeczywistym trójwymiarowej wizualizacji meczów piłki nożnej". Jednym z zagadnień, które jest do rozwiązania w tym projekcie, to wzajemne pozycjonowanie kamer. Kiedy wiązka światła propaguje się przez atmosferę, odczuwa jej turbulencje spowodowane losowymi fluktuacjami współczynnika załamania powietrza. Amplituda i faza takiej wiązki ulega czasowym zmianom. W przypadku wiązek gaussowskich fluktuacje natężenia powodują, że precyzyjna lokalizacja jej środka jest utrudniona i obarczona dużym błędem. Stąd propozycja, żeby wpisać w wiązkę pewną wewnętrzną, dobrze określoną strukturę fazową, której śledzenie i lokalizacja będą łatwiejsze i dokładniejsze niż standardowej wiązki laserowej. Nieciągłość fazowa obecna w polu świetlnym jest charakterystycznym markerem, który może służyć do wyznaczenia pozycji wiązki. Badania pokazują, że obecność nawet niewielkich zaburzeń fazy podczas propagacji powoduje przesunięcie wiru wewnątrz wiązki niezależne od obwiedni całej wiązki. Są to obiecujące wyniki wskazujące na potencjalną możliwość wykorzystania takich znaczników do lokalizacji wiązki. W części badawczej tego projektu testujemy możliwość wykorzystania takich wiązek do pozycjonowania.

Schemat układ pomiarowego przedstawiono na rysunku 43. Wiązka gaussowska ze stabilizowanego częstotliwościowo lasera przechodzi przez płytkę fazową, która generuje odpowiednią strukturę fazowo-amplitudową wewnątrz wiązki. Jesteśmy na etapie testowania propagacji różnych struktur wpisanych w wiązkę- wiru o pojedynczym ładunku topologicznym (m=1), struktury wieloładunkowej (m=4) oraz tzw kwadrupola wirów. W odległości około 100 metrów od lasera umieszczono kamerę CCD, na której przez 10 sekund rejestrowano obraz plamki. Ponieważ wiązka gaussowska podczas propagacji ulega rozszerzeniu, przed kamerą została ustawiona soczewka, która ogniskuje plamkę na kamerze. Na rys. 43 przedstawiono również przykładowe obrazy plamek zarejestrowanych na CCD. Dodatkowo w część toru wiązki wprowadzano ośrodek turbulentny, ustawiając parujący pojemnik z ciepłą wodą.



Rys. 43 Schemat układu pomiarowego

Czysta wiązka gaussowska o przewężeniu w_0, ma pewną rozbieżność kątową $\theta=\lambda/(\pi w_0)$, powodującą, że ulega ona poszerzeniu podczas propagacji. Gdy przechodzi przez obszar turbulencji atmosferycznej, pojawiają się dodatkowe efekty. Jeśli zaburzenia są w skali większej niż szerokość wiązki, wiązka wtedy ulega odchyleniu. Jeśli zaburzenia są rzędu szerokości wiązki, to wiązka ulega dodatkowemu poszerzeniu oraz zmienia się rozkład intensywności w jej wnętrzu. Zatem obserwując na kamerze wiązkę gaussowską przechodzącą przez ośrodek turbulentny będziemy widzieć jej wędrowanie (związane z odchyleniem) oraz zmianę jej wewnętrznej symetrii (rys. 44)

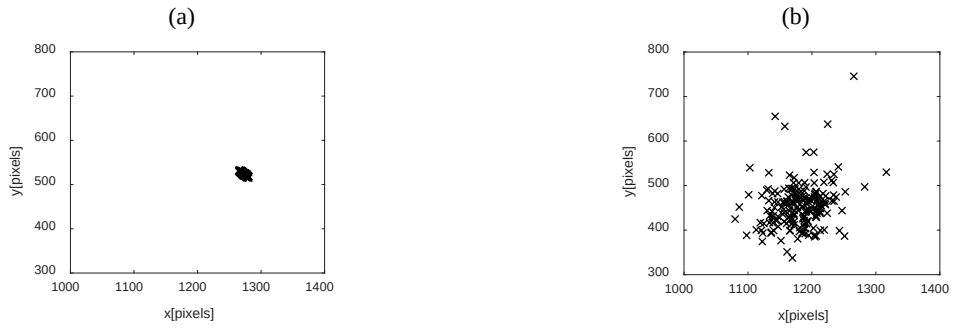


Rys. 44. Zarejestrowane w układzie eksperymentalnym zmiany struktury wiązki gaussowskiej pod wpływem ośrodka turbulentnego.

W przypadku wiązki gaussowskiej jej położenie może być wyznaczone przez algorytm CoG. Technika ta wyznacza położenie centroidy wiązki poprzez globalne uśrednienie rozkładu intensywności w wiązce. Jeśli mamy dwuwymiarowy obraz *I*(x,y) zawierający dyskretne wartości intensywności w punktach o współrzędnych $X_{ij}=(x_i,y_j)$, gdzie *i* oraz *j* numerują piksele, wówczas położenie centroidy jest wyznaczone przez:

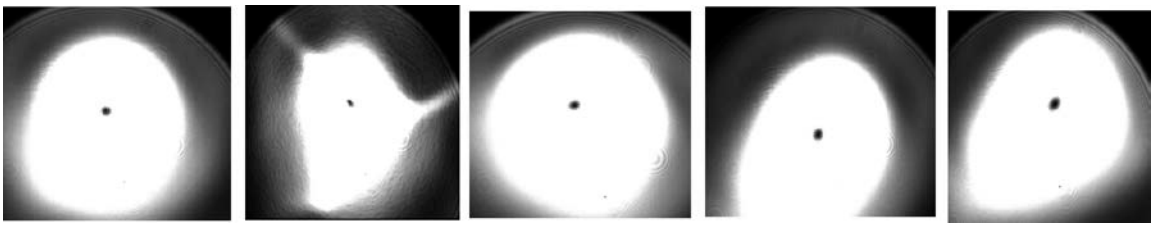
$$(x_c, y_c) = \frac{\sum_{ij} X_{ij} I_{ij}}{\sum_{ij} I_{ij}}$$

Oczywiście położenie centroidy jako znacznika środka wiązki staje się problematyczne, gdy kształt wiązki jest zdeformowany zaburzeniami.
Wyniki lokalizacji wiązki gaussowskiej metodą CoG, w układzie przedstawionym na rysunku 43, pokazano na rysunku 45. Gdy wiązka przechodzi przez ośrodek bez zaburzeń, nie zmienia swojego kształtu i niewiele wędruje na kamerze: odchylenia standardowe wyznaczonego położenia wzdłuż OX i OY wynoszą odpowiednio sdx=3.4 i sdy=3.8 piksela. Gdy wiązka przechodzi przez ośrodek turbulentny, wyznaczenie położenia jej środka jest obarczone większym rozrzutem (sdx=36 pikseli, sdy=50 pikseli).

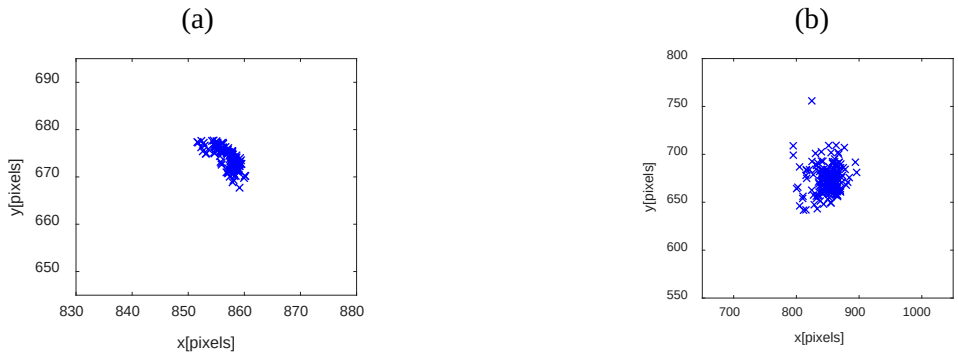


Rys. 45 Lokalizacja wiązki gaussowskiej metodą CoG a) bez turbulencji (sdx=4piksele, sdy=4 piksele); b) wiązka przechodziła przez ośrodek zaburzający (sdx=36 pikseli, sdy=50 pikseli)

Wiązka z wirem o ładunku *m*=1 pod wpływem mało-skalowych zaburzeń również będzie zmieniała swoją symetrię, ale dodatkowo będzie zawierała w środku dobrze zlokalizowany ciemny punkt, zmieniający swoje położenie wewnątrz wiązki (rys. 46). Na rysunku 47 przedstawiono wyniki lokalizacji wiązki na podstawie wiru wewnątrz plamki, w warunkach podobnych do tych w jakich propagowała się wiązka gaussowska. W przypadku braku zaburzeń wir optyczny wędrował na CCD z odchyleniem standardowym wzdłuż OX i OY wynoszącym odpowiednio sdx=2 piksele, sdy=2 piksele, czyli mniej niż w przypadku wiązki gaussowskiej. Również wyznaczenie położenia wiązki z wirem, gdy przechodziła ona przez ośrodek turbulentny, było obarczone mniejszym rozrzutem (sdx=17pikseli, sdy=15pikseli).

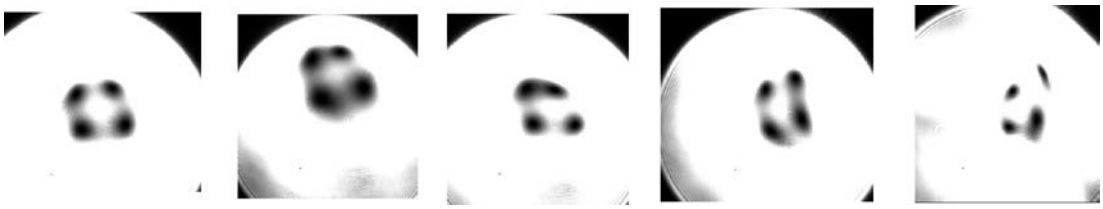


Rys. 46 Wiązka z wirem o ładunku topologicznym *m*=1 ulegająca deformacji w ośrodku turbulentnym – przykładowe plamki zarejestrowane w układzie eksperymentalnym.

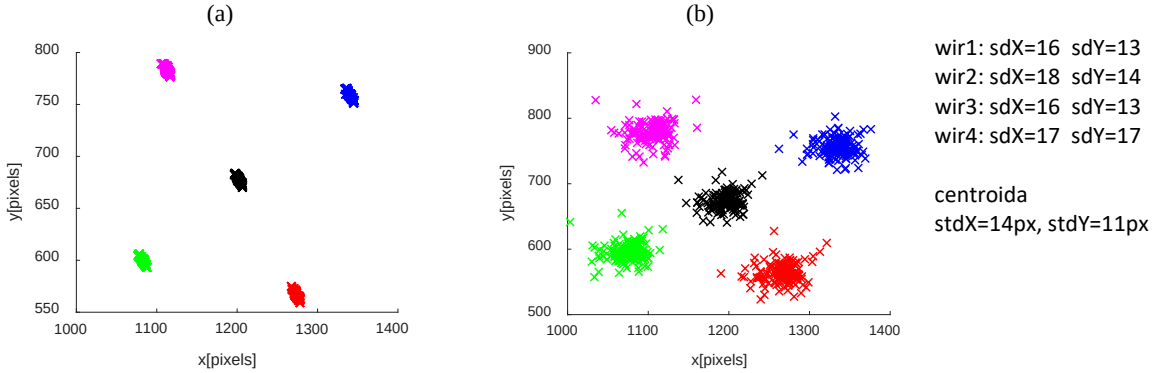


Rys. 47 Lokalizacja wiązki z wirem (*m*=1); a) bez turbulencji (sdx=2 piksele, sdy=2 piksele); b) wiązka przechodząca przez ośrodek zaburzający (sdx=17pikseli, sdy=15pikseli)

Wiry wyższych rzędów są bardzo niestabilne podczas propagacji i pod wpływem niewielkich zaburzeń rozpadają się w konstelację *m* wirów o takim samym, jednostkowym ładunku topologicznym. Zatem wir o *m*=4, rozpada się w zbiór 4 ciemnych punktów (patrz rys. 48). Fakt rozpadnięcia się ma w naszym przypadku pewną zaletę- z konstelacją wirów można związać punkt wyznaczający jej geometryczny środek (centroidę). Wiry fazowe są czułe na zaburzenia fazowe (np. zmiany gęstości czy temperatury powietrza) ośrodka, przez który propaguje się wiązka niosąca taką strukturę. Czułość ta wiąże się z przemieszczaniem się wiru wewnątrz wiązki pod wpływem zaburzeń, które napotyka na swojej drodze. Poszczególne wiry w konstelacji mogą niezależnie reagować na występujące po drodze zaburzenia, a położenie centroidy może mieć przy tym mniejszy rozrzut niż poszczególnych wirów. Przykładowe geometrie powstające pod wpływem niejednorodnych zaburzeń zarejestrowanych w układzie eksperymentalnym przedstawiono na rys. 48. Rysunek 49 przedstawia wyniki lokalizacji poszczególnych wirów w konstelacji oraz położeń centroidy w dwóch przypadkach: bez zaburzeń (rys. 49a) i przechodzącej przez ośrodek turbulentny(rys. 49b). Przy braku zaburzeń pozycjonowanie wiązki z wirem o ładunku 1 i 4 daje podobne rezultaty. Natomiast w przypadku występowania zaburzeń, położenie centroidy dla wiązki z ładunkiem *m*=4 ma mniejszy rozrzut niż w przypadku *m*=1.

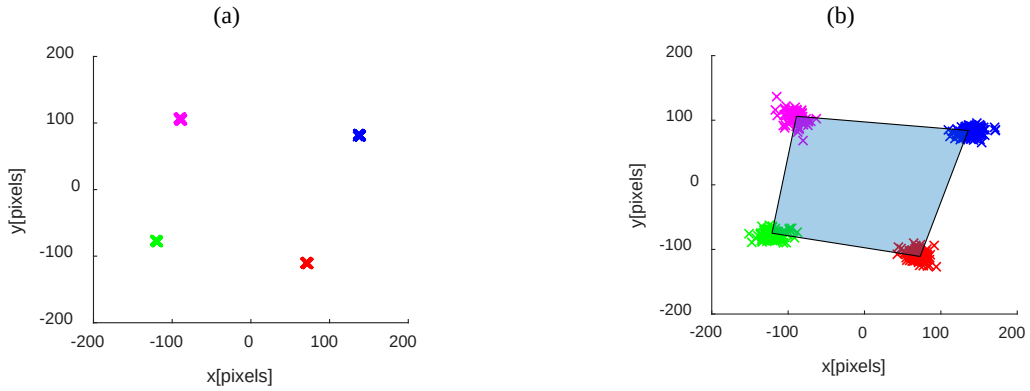


Rys. 48 Wiązka z wirem o ładunku m=4, wir wyższego rzędu rozpada się w konstelację 4 wirów o ładunku jednostkowym. Pod wpływem lokalnych zaburzeń geometria konstelacji ulega zmianie (eksperyment)



Rys. 49 Lokalizacja wiązki z wirem (m=4); kolory różowy, niebieski, zielony i czerwony odpowiadają położeniom poszczególnych wirów w konstelacji, kolor czarny-położenie centroidy; a) bez turbulencji (rozrzut położeń wszystkich wirów oraz centroidy: sdx=2 piksele, sdy=2 piksele); b) wiązka przechodząca przez ośrodek zaburzający (rozrzut położeń poszczególnych wirów oraz centroidy jest podany obok, w pikselach).

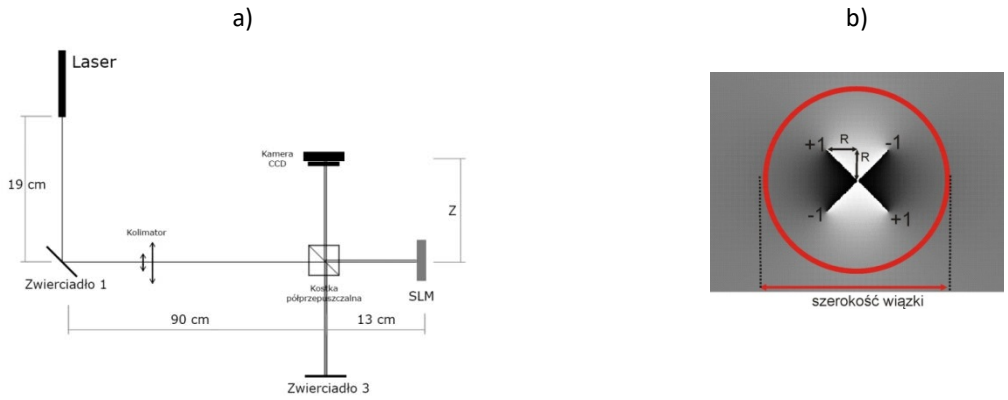
Jeśli wyrysujemy konstelacje wirów tak, że ich centroidy będą w tym samym punkcie, możemy zanalizować zmianę ich kształtu powstającą pod wpływem zaburzeń. Na rysunku 50 przedstawiono taką sytuację. Rysunek 50a przedstawia sytuację propagacji wiązki bez zaburzeń, na którym widać, że kształt konstelacji jest stabilny, co pozwala na zdefiniowanie pewnego kształtu odniesienia (czworokąt pokazany na rys. 50b), względem którego można mierzyć deformację powstająca pod wpływem zaburzeń. Rysunek 50b pokazuje, jak konstelacja zmienia swój kształt względem czworokąta odniesienia.



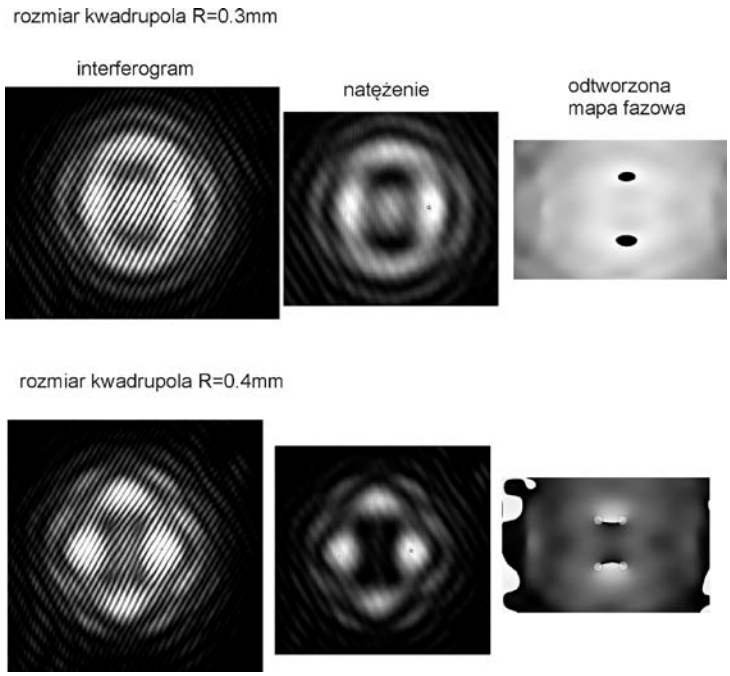
Rys. 50 Konstelacje wirów (*m*=4) z rysunku 49 wyrysowana z nieruchomą centroidą; a) bez zaburzeń; b) wiązka przechodząca przez ośrodek turbulentny. W przypadku (a) kształt konstelacji się nie zmienia, w przypadku przechodzenia wiązki przez ośrodek turbulentny natomiast widać wyraźną deformację wyjściowej geometrii. Wyrysowany wielokąt wyznacza kształt konstelacji przy braku zaburzeń.

Inną strukturą, którą testujemy, jest kwadrupol wirów. Jest to układ czterech wirów fazowych o pojedynczym ładunku topologicznym umieszczonych w wierzchołkach kwadratu w ten sposób, że każdy bok łączy ładunki różnego znaku (rys. 51). Wiry optyczne zachowują się jak naładowane pseudo-cząstki. Nie są pełnymi cząstkami, gdyż nie przenoszą ani masy ani energii. Podobnie jak w elektrostatyce, tak również w przypadku wirów optycznych układ kwadrupola powinien być strukturą stabilną i być może będzie ulegał deformacji w mniejszym stopniu, gdy wiązka niosąca go

ulegnie zaburzeniu. W przypadku wirów optycznych jest to struktura stosunkowo słabo zbadana, więc w początkowym etapie prac generowaliśmy ją na przestrzennym modulatorze światła (SLM), żeby sprawdzić, jak formuje się, gdy mamy różne wielkości kwadrupola w stosunku do szerokości oświetlającej wiązki. Układ eksperymentalny przedstawiono na rys. 51. Wiązka z lasera He-Ne (633nm) oświetlała modulator. Jej poprzeczny rozmiar na SLM wynosił 2.3mm. Wielkość ta jest potrzebna do określenia wielkości kwadrupola R (rys. 51b), takiej żeby boki równoległoboku mieściły się wewnątrz wiązki. Przykładowe zarejestrowane obrazy są pokazane na rys. 52. Dla rozmiaru kwadrupola R=0.3mm, wiry na wygenerowanej mapie fazowej znajdowały się zbyt blisko siebie, i kwadrupol się nie wytworzył (rys.52 u góry). Dla kwadrupola szerzej rozbitego (R=0.4mm; rys. 52 na dole), na interferogramie można zaobserwować cztery charakterystyczne widelce i cztery charakterystyczne punkty na odtworzonej mapie fazowej (oznaczone kółkami).



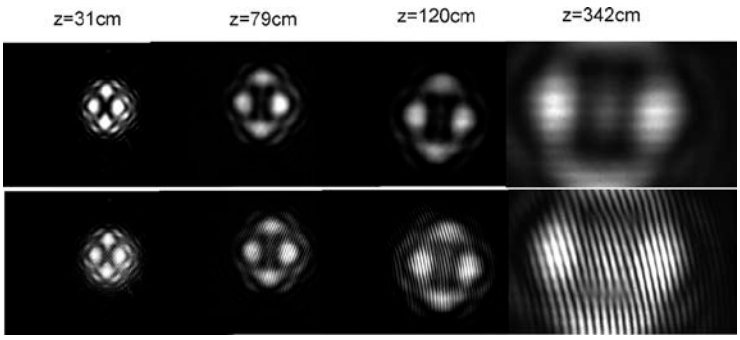
Rysunek 51. a) Schemat układu pomiarowego, mapa fazowa kwadrupola (rys. 51b) była wyświetlona na SLM, b) rozmiar kwadrupola względem szerokości wiązki oświetlającej (szerokość wiązki gaussowskiej na SLM w tym układzie – 2.3mm)



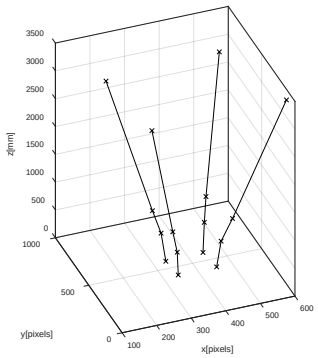
Rysunek 52.Przykładowe interferogramy, rozkłady natężenia oraz mapy fazowe dla kwadrupoli o dwóch różnych rozmiarach; u góry R=0.3mm, na dole R=0.4mm

W kolejnym kroku badaliśmy eksperymentalnie jak propaguje się kwadrupol na różnych odległościach. Wyniki (dla kwadrupola z dolnego rysunku 52) przedstawiono na rysunku 53. Dla tej konfiguracji wiązki kwadrupol podczas propagacji stopniowo się rozszerza (odległości pomiędzy poszczególnymi wirami zwiększają się).

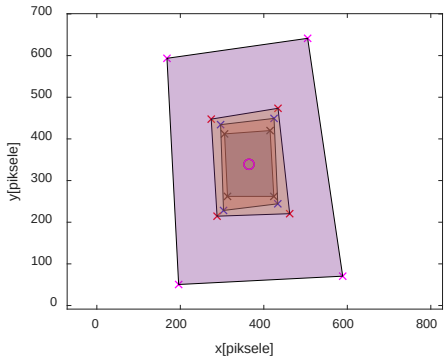
a)



b)



c)

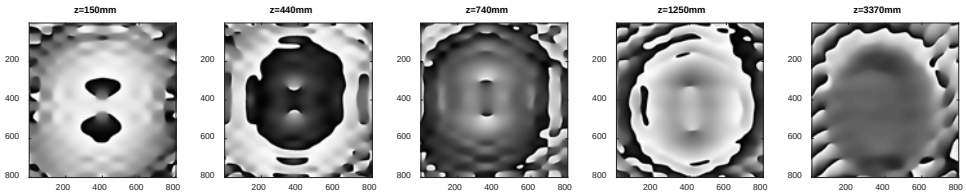


Rys. 53. Kwadrupol zarejestrowany podczas propagacji wzdłuż osi optycznej, a) rozkład intensywności oraz interferogram; b) trajektoria poszczególnych wirów w kwadrupolu podczas propagacji wzdłuż osi optycznej z, c) geometria kwadrupola w określonych wyżej płaszczyznach obserwacji - czworokąt utworzony przez wiry stopniowo rozszerza się podczas propagacji.

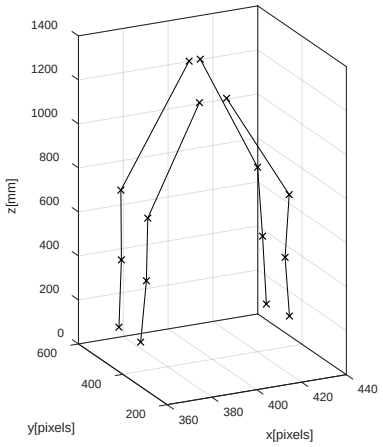
Dalsze etapy badań eksperymentalnych pokazały, że propagacja kwadrupola wzdłuż osi optycznej zależy od parametrów wiązki gaussowskiej, w którą jest on wpisany. Zaobserwowaliśmy, że dla wiązki gaussowskiej o większym przewężeniu i większym zakresie Rayleigha, następuje kolaps kwadrupola (rys. 54). Są to zaskakujące wyniki i jesteśmy teraz na etapie teoretycznej analizy propagacji kwadrupola w określonych warunkach brzegowych.

Prace są w toku. Obecnie czekamy na wytworzenie struktury dyfrakcyjnej trawionej metodą elektronolitografii odpowiadającej kwadrupolowi, aby można było ją przetestować w warunkach eksperymentalnych – propagacji na odległość 100m i w warunkach turbulentnych - takich jak pozostałe wyżej opisane struktury. Planujemy prace zakończyć dwoma publikacjami. Jedna będzie dotyczyła teoretycznego i eksperymentalnego badania propagacji kwadrupola. Druga publikacja będzie zawierała wyniki dotyczące wykorzystania wiązek z wbudowaną wewnętrzną strukturą fazową do pozycjonowania.

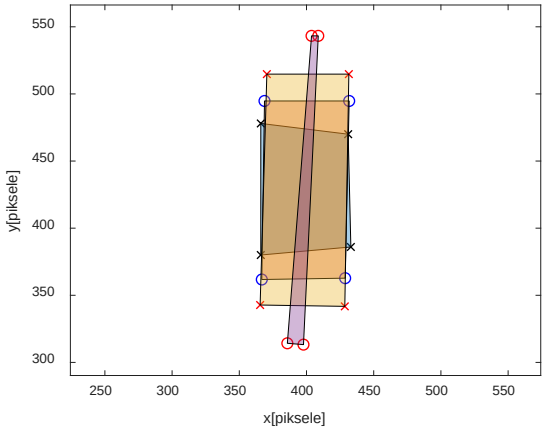
(a)



(b)



(c)



Rys. 54. Propagacja kwadrupola wpisanego w wiązkę gaussowską o większym przewężeniu i większym zakresie Rayleigha niż na rys. 53; a) odtworzona mapa fazowa pokazuje , że następuje kolaps kwadrupola; b) trajektoria poszczególnych wirów w kwadrupolu podczas propagacji wzdłuż osi optycznej *z*, c) geometria kwadrupola w określonych wyżej płaszczyznach obserwacji.

6. Dorobek dydaktyczny i popularyzatorski

6.1. Prowadzone zajęcia dydaktyczne

Wykłady:

- Optyka geometryczna (Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Kierunek Fizyka), Optyka geometryczna i przyrzą dy optyczne(Wydział Podstawowych Problemów Techniki, II stopień), Komputerowo wspomagane projektowanie układów optycznych (kierunek Optyka, I stopień), Teorie odwzorowań optycznych(kierunek Optyka, II stopień), Oko i widzenie (studia podyplomowe Optometria), Podstawy optyki falowej (Wydział Mechaniczny, kierunek Biomechanika inżynierska, I stopień)

Zajęcia ćwiczeniowe:

- Fizyka ogólna, Optyka geometryczna, Optyka falowa, Optyka instrumentalna

Zajęcia laboratoryjne

- Komputerowo wspomagane projektowanie układów optycznych (autorski program zajęć, kierunek Optyka, I stopień), Pomiary optyczne, Optyka falowa, Mikroskopia optyczna, Laboratorium Podstaw Fizyki, Metody Numeryczne w Optyce

6.2. Opieka nad studentami

Opiekun kilkudziesięciu prac inżynierskich i magisterskich wymienionych poniżej

1. Opracowanie i przetestowanie zestawu ćwiczeń laboratoryjnych z optyki do wykonania w domu w ramach zdalnej pracowni, Aleksandra Krystek (praca inżynierska 2021)
2. Obiektywy stosowane w aparatach fotograficznych telefonów komórkowych-analiza jakości odwzorowania, Aleksandra Kulesza (praca inżynierska, 2020)
3. Odtwarzanie rozmytych i rozogniskowanych obrazów technikami korelacyjnymi . Oliwia Trenzeluk (praca magisterska, 2019)
4. Mikroskopowe techniki obserwacji przedmiotów przezroczystych. Projekt i wykonanie modułu do obserwacji w ciemnym polu Marek Przybyła (praca inżynierska, 2019)
5. Filtracja optyczna przy pomocy filtru zawierającego nieciągłość fazową: model i eksperymentalna realizacja. Marta Pisera (praca magisterska, 2019)
6. Konwerter wiązki gaussowskiej w wiązkę z nieciągłościami przy użyciu podwójnego pryzmatu-analiza struktury nieciągłości podczas propagacji Zuzanna Korczak (praca magisterska,2019)
7. Interferencja pól świetlnych z nieciągłościami fazowymi o przeciwnych znakach- model numeryczny i eksperymentalna realizacja. Tymoteusz Wrzeszcz (praca inżynierska,2019)
8. Odtwarzanie fazy w mikroskopie na wirach optycznych, Mikołaj Wrona (praca inżynierska, 2017)
9. Transformacja prostych przedmiotów fazowych w układzie mikroskopu na wirach optycznych , Marta Pisera (praca inżynierska , 2017)

10. Właściwości optyczne wieloładunkowych wiązek z wirem, Zuzanna Korczak (praca inżynierska 2017)
11. Projekt i wykonanie modelu spektrometru, Oliwia Trenzeluk (praca inżynierska, 2017)
12.Model i eksperymentalna realizacja układu optycznego dioptromierza, Alina Jakubowicz (praca magisterska 2017)
Wrażenia barwne ilustrowane pokazami, Adrianna Cebula (praca magisterska 2016)
13. Sposoby pomiaru głębi ostrości oka, Magdalena Walczak (praca magisterska 2016)
14. Sposoby oceny jakości odwzorowania obiektywów fotograficznych, Katarzyna Piotrowska (praca inżynierska, 2016)
15. Rożne rozwiązania układu optycznego okularu lunety, Kinga Zimowska (praca inżynierska, 2016)
16. Propagacja wiązki gaussowskiej w układzie lunety Galileusza- model i eksperymentalna realizacja, Martna Kocik (praca inżynierska 2016)
17. Projekt lupy o określonych parametrach zmiennego powiększenia i odległości roboczej Marcelina Sobczak, (praca inżynierska, 2016)
18. Zaprojektowanie stanowiska studenckiego do badania lunet, Jakub Pabisiak (praca inżynierska 2015)
19. Rozproszone całkowite wewnętrzne odbicie (FTIR)-opracowanie materiałów dydaktycznych z pokazami , Katarzyna Biłous (praca inżynierska, 2015)
20. Projekt układu z przysłoną telecentryczną, Paweł Głowa (praca inżynierska , 2013)
21. Pomiar parametrów obciętych i nieobciętych wiązek gaussowskich, Izabela Garaszuk (praca inżynierska 2013)
22. Właściwości odwzorowujące ośrodków gradientowych, Marcin Strzeliński (praca magisterska 2011)
23. Mikroskop interferencyjny- przygotowanie ćwiczenia do pracowni studenckiej, Ewa Kasperkiewicz (praca inżynierska 2010)
24. Wyznaczenie charakterystyk amplitudowo fazowych modulatora LCoS, Agniesza Nowosiad (praca inżynierska, 2010)
25. Opracowanie eksperymentów przy użyciu przestrzennego modulatora światła, Anna Kośnik (praca inżynierska, 2010)
26. Przydatność metod diagnozujących zeza w zależności od wieku pacjenta, Iwona Chrząszcz (praca magisterska 2009)
27. Model układu optycznego soczewki oka ryby z uwzględnieniem aberracji chromatycznej, Paweł Kłosiński (praca magisterska 2009)
28. Badanie wpływu kąta pantoskopowego i kąta nachylenia tarcz oprawy okularowej na moce szkieł okularowych, Dariusz Karp (praca magisterska, 2009)
29. Opracowanie stanowiska pomiarowego do laboratorium pomiarów optycznych – fotometr Pulfricha, Marta Wronkowska (praca magisterska, 2007)

30. Oprogramowanie stanowiska doprojektowania układów dyfrakcyjnych i hybrydowych, Tomasz Wołowiec (praca magisterska 2006)
31. Obserwacja kaustyk przez mikroskop, Edyta Kuś (praca magisterska 2006)
32. Wpływ powierzchni asferycznych i atorycznych na aberracje soczewek okularowych, Tomasz Kątnik (praca magisterska 2005)
33. Odwzorowanie sieci wirów optycznych przez obiektywy mikroskopowe, Dominika Juszczyk (praca magisterska 2005)
34. Wpływ powierzchni asferycznych i atorycznych na aberracje soczewek okularowych, Tomasz Kątnik (praca magisterska 2005)
35. Produkcja mikrosoczewek metodą wytłaczania bezkontaktowego-studium parametryczne, Sławomir Ziółkowski (praca magisterska, 2002)
36. Pomiar zmiany mocy łamiącej rogówki podczas akomodacji, Tatiana Śliwińska (praca magisterska, 2001)
37. Pomiar wybranych właściwości optycznych oka wołu w funkcji zmiany jej kształtu, Urszula Bicz (praca magisterska 2001)
38. Bieg promienia w gradientowej soczewce ocznej o sferycznym rozkładzie współczynnika załamania, Antonina Urbanowicz (praca magisterska, 2000)

6.3. Wkład w tworzenie zaplecza dydaktycznego

- opracowanie instrukcji do ćwiczeń w Laboratorium Podstaw Fizyki: 1) *Wyznaczanie współczynnika szła za pomocą spektrometru* oraz 2) *Modulator ciekłokrystaliczny*
- Opracowanie programu nauczania do specjalistycznego wykładu *Komputerowo wspomagane projektowanie układów optycznych (Istopień)* i *Teorie odwzorowań optycznych(II stopień)* oraz programu ćwiczeń laboratoryjnych do tych zajęć prowadzonych na specjalistycznym oprogramowaniu do projektowania układów optycznych (ZEMAX, OSLO)
- Opracowanie materiałów dydaktycznych do kilku ćwiczeń w laboratoriach specjalistycznych (Optyka dla optometrystów, Mikroskopia optyczna, Optyka falowa, Optyka instrumentalna)
- Współautor zbioru zadań dla studentów: Zbiór zadań z optyki z rozwiązaniami (Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej , 2001)

6.4. Popularyzacja fizyki

- Wykłady w ramach Dolnośląskiego Festiwalu Nauki na tematy związane z okiem, widzeniem barwnych, mirażami, iluzjami optycznymi, naturą światła (**2001**-Oko doskonały zoom, **2006**-Czy Dalton był daltonistą, rzecz o widzeniu barwnym, **2007**-Oko i widzenie, **2010**- Światło i barwa w przyrodzie, **2014**-wykład na zakończenie DFN, **2015**-Opowieść o świetle, **2018**-zabawy ze światłem)
- Eye to eye with optical illusions, wykład dla Miss World **2006**
- Wykłady w ramach cyklu wykładów popularyzujących naukę w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej (**2001**, **2009**, **2012**, **2016**)
- seria wykładów z optyki i widzenia na SLOT ART FESTIVAL w Lubiążu (**2007**)
- czynny udział w zajęciach dla dzieci w ramach Akademii Młodych Odkrywców (**2009-2020**, wykłady, warsztaty, kilkanaście wystąpień)

- zajęcia dla młodzieży w ramach współpracy Politechniki Wrocławskiej ze szkołami (**2007, 2014, 2015, 2020**)
- artykuł popularno-naukowy: *Międzynarodowy Rok światła* w festiwalowej gazetce Na tropach wiedzy (**2015**)
- Warsztaty dla pacjentów leczonych w Klinice Transplantacji Szpiku, Onkologii i Hematologii dziecięcej (XX1 Festiwal Nauki, 2018)
- zajęcia warsztatowe dla młodzieży z Wrocławskiego Centrum Rozwoju Społecznego „Zbuduj własną lunetę" (**2018**)
- zajęcia warsztatowe dla młodzieży z Wrocławskiego Centrum Rozwoju Społecznego „Świat pod mikroskopem" (**2018**)
- zajęcia warsztatowe dla nauczycieli z Wrocławskiego Centrum Rozwoju Społecznego „Szkiełko i oko" (**2019**)
- Wykład na gali laureatów rankingu Perspektyw „Sztuczki światła na niebie" (**2020**)

6.5 Działalność organizacyjna

Członek Rady Wydziału Podstawowych Problemów Techniki 2016-2019.

7. Inne informacje dotyczące kariery zawodowej

Nagroda dziekana (2001)

Nagrody rektora Politechniki Wrocławskiej w uznaniu wyróżniającego wkładu w działalność uczelni, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2015, 2016, 2017, 2018, 2020

Agnieszka Popiołek-Masajada

(podpis autora)

PODPIS ZAUFANY
AGNIESZKA JOANNA
POPIOŁEK-MASAJADA
27.01.2022 10:08:43 [GMT+1]
Dokument podpisany elektronicznie podpisem zaufanym