

INSTYTUT FIZYKI POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Sławomir Drobczyński

**Polarymetria obrazowa z częstością nośną i możliwości jej zastosowania
w biomedycynie**

Praca doktorska wykonana pod kierunkiem
Prof. dr hab. Henryka Kasprzaka

Wrocław 2006

moim Rodzicom

Dziękuję:

- mojemu promotorowi profesorowi Henrykowi Kasprzakowi za prowadzenie mojej pracy oraz życzliwą krytykę,
- doktorowi Piotrowi Kurzynowskiemu za cenne uwagi podczas pisania pracy,
- całemu Zespołowi Optyki Fizjologicznej za pomoc podczas realizacji pracy,
- mojej żonie Dominice za wyrozumiałość,
- moim rodzicom za pomoc i wsparcie.

SPIS TREŚCI

| | | |
|-----------|--|----|
| 1. | Wstęp | 6 |
| 2. | Przejście fali elektromagnetycznej przez ośrodek anizotropowy | 11 |
| 2.1 | Fala świetlna w ośrodku izotropowym | 11 |
| 2.2 | Fala świetlna w ośrodku anizotropowym | 15 |
| 2.3 | Transformacja stanu polaryzacji światła przy przejściu przez ośrodki anizotropowe za pomocą formalizmu Muellera | 17 |
| 3. | Ciekłe kryształy | 19 |
| 4. | Polarymetria obrazowa z częstością nośną | 23 |
| 4.1 | Dyskretna transformata Fouriera | 23 |
| 4.2 | Zastosowanie transformaty Fouriera w polarymetrii obrazowej z częstością nośną | 25 |
| 4.3 | Wyznaczenie własności optycznych ośrodków liniowo dwójłomnych niedichroicznych | 27 |
| 4.4 | Wyznaczenie własności optycznych ośrodków liniowo dwójłomnych dichroicznych | 32 |
| 4.5 | Wyznaczenie własności optycznych ośrodków eliptycznie dwójłomnych niedichroicznych | 33 |
| 5. | Analiza dokładności metody polarymetrii obrazowej z częstością nośną | 37 |
| 5.1 | Analiza dokładności polarymetrii obrazowej z częstością nośną dla ośrodków liniowo dwójłomnych, niedichroicznych | 38 |
| 5.2 | Analiza dokładności polarymetrii obrazowej z częstością nośną dla ośrodków liniowo dwójłomnych, dichroicznych | 49 |
| 5.3 | Analiza dokładności polarymetrii obrazowej z częstością nośną dla ośrodków eliptycznie dwójłomnych, niedichroicznych | 55 |
| 6. | Układ pomiarowy | 58 |
| 6.1 | Układ optyczny | 58 |
| 6.2 | Układ elektroniczny | 60 |
| 6.3 | Oprogramowanie | 62 |
| 6.4 | Stanowisko pomiarowe | 63 |
| 7. | Pomiary dwójłomności | 64 |
| 7.1 | Pomiar charakterystyki modulatora ciekłokrystalicznego | 64 |
| 7.2 | Kalibracja układu pomiarowego | 66 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| 7.3 | Pomiar dwójłomności ćwierćfalówki..... | 69 |
| 7.4 | Pomiar dwójłomności ciekłego kryształu | 73 |
| 7.5 | Pomiar dwójłomności próbki elastooptycznej | 74 |
| 7.6 | Pomiar dwójłomności żelatyny spożywczej | 78 |
| 7.7 | Pomiar dwójłomności rogówki in vitro | 79 |
| 7.8 | Pomiar dwójłomności ciała szklistego in vitro | 81 |
| 8. | Podsumowanie | 83 |
| | Bibliografia | 85 |

1 Wstęp

Historia badań nad polaryzacją światła związana jest z historią badań natury światła. Od momentu, kiedy po raz pierwszy Duńczyk Erazm Bartholin w 1669 r.¹ zaobserwował, że w niektórych kryształach, np. szpatu islandzkiego (CaCO_3), podczas przechodzenia przez nie światła, wiązka ulega rozszczepieniu na dwa promienie, pojawiła się potrzeba opisu własności fizycznych materiałów wykazujących tę cechę. Zaobserwowane zjawisko nazwano dwójłomnością. Promień niezłamany nazwano wówczas zwyczajnym, a promień załamany nadzwyczajnym.

Analiza stanu polaryzacji światła przechodzącego lub odbitego od badanego przedmiotu pozwala na uzyskanie danych o jego naturze. Jeśli światło liniowo spolaryzowane odbija się od powierzchni próbki, w ogólnym przypadku otrzymuje się światło eliptycznie spolaryzowane. Stopień eliptyczności zależy od parametrów ośrodka odbijającego (np. współczynnika załamania, współczynnika absorpcji). Metodę pomiarową, określającą własności obiektu na podstawie pomiaru stopnia eliptyczności światła odbitego od badanego obiektu określa się mianem elipsometrii^{2,3}.

Pomiar własności dwójłomnych materiałów szybko znalazł zastosowanie w nauce i technice. W 1834 r. Talbot i Brewster budują pierwszy mikroskop polaryzacyjny⁴, który posłużył do badań minerałów. Początkowo mikroskopia polaryzacyjna znajdowała głównie zastosowanie w mineralogii i krystalografii⁵⁻⁹ do wyznaczenia osi krystalograficznych oraz określenia znaku optycznego kryształów. W tym celu badany kryształ umieszcza się między skrzyżowanymi polaryzatorami i obserwuje się figury konoskopowe. W miarę upływu czasu spektrum zastosowań polarymetrii ulegało poszerzeniu a urządzenia używane do pomiaru dwójłomności ogólnie nazywano polarymetrami. Techniki pomiarów polaryskopowych stały się cennym narzędziem w chemii^{10,11}, w przemyśle szklarskim i włókienniczym, metalografii oraz w pracy badawczej i laboratoryjnej. W ostatnim czasie mikroskopia polaryzacyjna znalazła szerokie zastosowanie w biologii¹²⁻²⁸ w badaniach biomedycznych i biofizycznych, w badaniach strukturalnych komórek i tkanek oraz zachodzących w nich procesach. Interesujące zastosowanie znalazła w muzealnictwie i konserwacji dzieł sztuki^{29,30}.

Obok dwójłomności naturalnej charakterystycznej dla kryształów, spotykamy się z dwójłomnością wymuszoną, która pojawia się również w materiałach z natury izotropowych pod wpływem działania czynników zewnętrznych. W praktyce zjawisko to wykorzystuje się np. do badania naprężeń w elementach konstrukcyjnych³¹. W tym celu przygotowuje się model danego elementu konstrukcyjnego z przezroczystego tworzywa (np. celulozoidu) i poddaje się go odpowiednim obciążeniom. Wartość indukowanej dwójłomności zależy od wartości różnicy naprężeń głównych. Analizując barwne prążki, które powstają podczas obserwacji badanej próbki przez skrzyżowane polaryzatory można określić rozkład naprężeń powstający w modelu. Takie metody analizy naprężeń określa się mianem metod elastooptycznych³²⁻³⁴.

Istnieje wiele metod pomiaru dwójłomności, każda metoda ma swoje wady i zalety, a jej wybór jest podyktowany konkretnym zastosowaniem. Szeroką gamę przyrządów służących do pomiaru dwójłomności stanowią kompensatory, opisane w pracach Jerarda³⁵ i Montarou³⁶. Dwójłomność można także mierzyć wykorzystując np. techniki interferencyjne³⁷ czy metody bazujące na wirujących polaryzatorach^{38,39}.

Uogólniony sposób pomiaru własności dwójłomnych został zaproponowany przez Ratajczyka i Urbańczyka⁴⁰, a jego zoptymalizowana wersja została opisana przez Woźniaka i Kurzynowskiego⁴¹. W zoptymalizowanej wersji ośrodek dwójłomny oświetla się kolejno światłem o trzech stanach polaryzacji a następnie określa się stan polaryzacji światła po przejściu przez badany obiekt. Do analizy stanu polaryzacji światła został wykorzystany algorytm oparty na ogólnym prawie Malusa. Algorytm wymaga przepuszczenia światła przez trzy różne polaryzatory.

Klasyczne metody polaryskopowe dla obiektów o niejednorodnej dwójłomności pozwalają na wyznaczanie ich własności dwójłomnych tylko w jednym punkcie. Aby wyznaczyć rozkład dwójłomności dla całej próbki, dwójłomność należy wyznaczać punkt po punkcie.

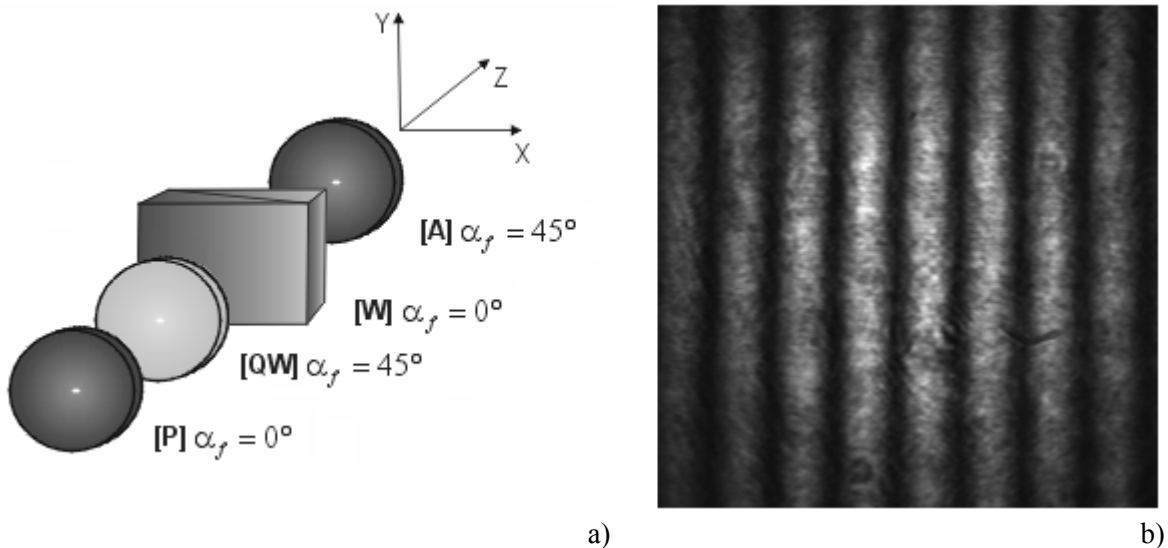
Z czasem jednak postęp technologiczny pozwalał rozwijać techniki polaryskopowe. Polarymetria obrazowa, o której będzie mowa w niniejszej pracy, jest następstwem pojawienia się techniki cyfrowego zapisu obrazu i zastosowania jej w pomiarach dwójłomności. Polarymetria obrazowa, w przeciwieństwie do metod stosowanych do tej pory, pozwala na równoczesne wyznaczenie własności ośrodka dwójłomnego w każdym jego punkcie. Poszerza ona możliwości analizy ilościowej w badaniach ośrodków anizotropowych. Istnieje wiele odmian polarymetrii obrazowej i jej

praktycznych realizacji. Różnią się one między innymi złożonością układu optycznego, dokładnością mierzonych wartości oraz czasem pomiaru.

W polarymetrii obrazowej głównie stosowane są algorytmy ze skokową zmianą stanu polaryzacji światła. Są one częściej nazywane algorytmami ze skokową zmianą fazy. Metody te polegają na rejestrowaniu kilku obrazów natężenia światła dla różnych konfiguracji układu optycznego, a następnie poddaniu ich komputerowej analizie. Zmianę stanu polaryzacji światła w układzie można uzyskać na przykład przez obrót płytek fazowych.

Jaroński i Kasprzak³⁴ zaproponowali algorytm, który wymaga zarejestrowania sześciu obrazów natężenia światła po przejściu przez układ optyczny. Metoda pozwala na otrzymanie dwuwymiarowych map rozkładu kąta azymutu pierwszego wektora własnego i różnicy faz wnoszonej przez ośrodek. Do zmiany stanu polaryzacji światła została wykorzystana obrotowa płytka fazowa. Zastosowanie mechanicznego obrotu płytek fazowych spowalnia pomiar i ogranicza go do pomiarów statycznych. Bueno przedstawił metodę¹⁶ wyznaczania własności obiektów dwójłomnych, która wymaga rejestracji szesnastu obrazów natężenia światła, ale do zmiany stanu polaryzacji światła w układzie wykorzystał już modulatory ciekłokrystaliczne. Ich użycie pozwala znacznie przyspieszyć pomiar.

Polarymetria obrazowa ze skokową zmianą fazy wykorzystuje zmianę stanu polaryzacji światła w czasie. Możliwa jest także przestrzenna modulacja stanu polaryzacji światła. Periodyczną zmianę stanu polaryzacji światła, można uzyskać na przykład używając pryzmatu Wollastona.



Rysunek 1.1. a) Układ polaryskopowy z pryzmatem Wollastona [W] b) obraz prążkowy obserwowany za analizatorem [A].

Jeśli wiązka kołowo spolaryzowanego światła otrzymana po przejściu przez polaryzator $[P]$ i ćwierćfalówkę $[QW]$ pada na pryzmat Wollastona $[W]$ (Rysunek 1.1 a), którego azymut fali szybszej jest prostopadły do osi y , to za pryzmatem otrzymuje się przestrzenną konfigurację stanów polaryzacji światła o różnej eliptyczności. Zmiany stanu polaryzacji światła powtarzają się periodycznie wzdłuż osi x . Wstawiając za pryzmatem Wollastona analizator $[A]$ tak, aby jego azymut nie był równoległy bądź prostopadły do osi x , zaobserwuje się prążki równoległe do osi y . Periodyczna zmiana stanu polaryzacji światła wzdłuż osi x , powoduje za analizatorem periodyczne zmiany natężenia światła, również wzdłuż osi x . Dlatego za analizatorem obserwuje się charakterystyczne obrazy prążkowe (Rysunek 1.1 b).

Polarymetrię obrazową wykorzystującą przestrzenną modulację stanu polaryzacji światła nazywa się polarymetrią obrazową z częstością nośną. Do analizy obrazów prążkowych z tzw. częstością nośną rejestrowanych na wyjściu układu pomiarowego, używany jest algorytm⁴² wykorzystujący transformatę Fouriera.

Oka⁴³ wykorzystał polarymetrię obrazową z częstością nośną do analizy stanu polaryzacji światła za badanym obiektem. Quan³³ polarymetrię obrazową z częstością nośną zastosował do analizy naprężeń w próbkach elastoptycznych. Zaproponowana przez niego metoda pozwala jednak na obliczenie rozkładu przesunięcia fazowego między falami własnymi w badanej próbce, jedynie przy założeniu, że jest to ośrodek liniowo dwójłomny, niedichroiczny oraz, że kąt azymut pierwszego wektora własnego jest stały i równy zero dla całej próbki.

W niniejszej rozprawie przedstawiono nową metodę polarymetrii obrazowej z częstością nośną⁴⁴. Metoda ta jest ogólniejsza niż metoda prezentowana przez Quana, ponieważ pozwala na obliczenie rozkładu kąta azymutu pierwszego wektora własnego oraz przesunięcia fazowego między falami własnymi dla ośrodka liniowo dwójłomnego niedichroicznego. Zastosowanie przestrzennej modulacji stanu polaryzacji światła, pozwala na zredukowanie liczby rejestrowanych obrazów natężenia światła, w stosunku do polarymetrii obrazowej ze skokową zmianą fazy. Metoda proponowana przez autora niniejszej pracy wymaga zarejestrowania tylko dwóch obrazów natężenia światła. Skraca to oczywiście czas pomiaru przez co metoda może być wykorzystana do statycznych i dynamicznych pomiarów dwójłomności.

Autor rozprawy opracował również metody do wyznaczania własności ośrodków liniowych dichroicznych oraz eliptycznie dwójłomnych niedichroicznych, przy użyciu polarymetrii obrazowej z częstością nośną.

Wynikiem pracy jest także praktyczna realizacja układu pomiarowego. Oprócz części optycznej, układ pomiarowy składa się z oprogramowania służącego do rejestracji obrazów przy pomocy kamery CCD i ich analizy, części elektronicznej odpowiedzialnej za sterowanie modulatorem ciekłokrystalicznym oraz badanie jego charakterystyki. System pomiarowy został z powodzeniem przetestowany zarówno na jednorodnym statycznym elemencie dwójłomnym jak i wykorzystany do badania niejednorodnych próbek elastoptycznych i tkanek oka.

2 Przejście fali elektromagnetycznej przez ośrodki anizotropowe

2.1 Fala świetlna w ośrodku izotropowym

Opis przejścia fali świetlnej przez ośrodki anizotropowe zostanie poprzedzony wyprowadzeniem równania falowego dla izotropowego dielektryka⁴⁵. Równanie falowe wyprowadza się w oparciu o równania Maxwella;

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = \rho, \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

oraz równania materiałowe;

$$\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H}, \quad (2.6)$$

gdzie \mathbf{E} - wektor natężenia pola elektrycznego, \mathbf{D} - wektor indukcji elektrycznej, \mathbf{H} - wektor natężenia pola magnetycznego, \mathbf{B} - wektor indukcji magnetycznej, ε - względna przenikalność elektryczna ośrodka, ε_0 - przenikalność elektryczna próżni, μ - względna przenikalność magnetyczna ośrodka, μ_0 - przenikalność magnetyczna próżni, ρ - gęstość ładunku swobodnego, σ - przewodnictwo właściwe.

W dielektryku gęstość ładunku swobodnego $\rho = 0$, przewodnictwo $\sigma = 0$, względna przenikalność elektryczna ε jest stała i nie zależy od kierunku wektora \mathbf{D} . Wówczas równania (2.1) i (2.3) przyjmują odpowiednio postać

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.7)$$

oraz

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = 0. \quad (2.8)$$

Aby znaleźć równanie fali pola elektrycznego oblicza się pochodną czasową wszystkich wyrażań z równania (2.7)

$$\operatorname{rot} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

oraz rotację równania (2.2)

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \mu_0 \operatorname{rot} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}. \quad (2.10)$$

Korzystając następnie z tożsamości

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (2.11)$$

gdzie ∇^2 - operator Laplace'a, otrzymuje się równanie falowe elektrycznej składowej fali elektromagnetycznej:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.12)$$

Jednym z rozwiązań równania (2.12) jest równanie fali płaskiej

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left[i \omega \left(t - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}}{c_n} \right) \right], \quad (2.13)$$

gdzie $c_n = \frac{1}{\sqrt{\mu \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0}}$ - prędkość fazowa fali w ośrodku o współczynniku załamania n ,

$\mathbf{E}_0 = \mathbf{m} \exp(-i\delta_0)$ - amplituda zespolona wektora \mathbf{E} , \mathbf{m} - rzeczywista amplituda wektora \mathbf{E}_0 , \mathbf{s} - wektor jednostkowy prostopadły do czoła fali, \mathbf{r} - promień wodzący, δ_0 - faza początkowa, ω - częstość kołowa, t - czas.

Jeśli kartezjański układ współrzędnych obróci się tak aby oś z była równoległa do wektora \mathbf{s} , wówczas rozwiązanie równania falowego (2.13) można zapisać w formie

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_{0x} \exp \left[i \omega \left(t - \frac{z}{c_n} \right) \right], \quad (2.14)$$

$$\mathbf{E}_y = \mathbf{E}_{0y} \exp \left[i \omega \left(t - \frac{z}{c_n} \right) \right]. \quad (2.15)$$

Aby zbadać zachowanie się płaskiej fali świetlnej w izotropowym ośrodku absorbującym, w którym $\sigma \neq 0$, oblicza się pochodne czasowe wszystkich wyrażen z równania (2.1)

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} - \varepsilon_0 \left(\varepsilon - \frac{i\sigma}{\varepsilon_0\omega} \right) \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = 0. \quad (2.16)$$

Jeśli $\underline{\varepsilon} = \varepsilon - \frac{i\sigma}{\varepsilon_0\omega}$ (zespolone) mamy

$$\operatorname{rot} \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} - \underline{\varepsilon}\varepsilon_0 \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.17)$$

Porównując równanie (2.17) z równaniem (2.9) dla dielektryków można analogicznie napisać wzór dla przewodnika

$$\underline{n} = \sqrt{\underline{\varepsilon}} = n \sqrt{1 - \frac{i\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0\omega}}, \quad (2.18)$$

gdzie $n = \sqrt{\varepsilon}$. Jeśli przy rozwinięciu w szereg zachowa się dwa pierwsze wyrazy, to otrzymuje się przybliżenie

$$\underline{n} = n(1 - i\kappa), \quad (2.19)$$

gdzie

$$\kappa = \frac{\sigma}{2\omega\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (2.20)$$

Równanie (2.13) reprezentuje fale biegnącą w kierunku $\mathbf{r} \cdot \mathbf{s} = z$ dla dielektryka. Dla ośrodka absorbującego można napisać

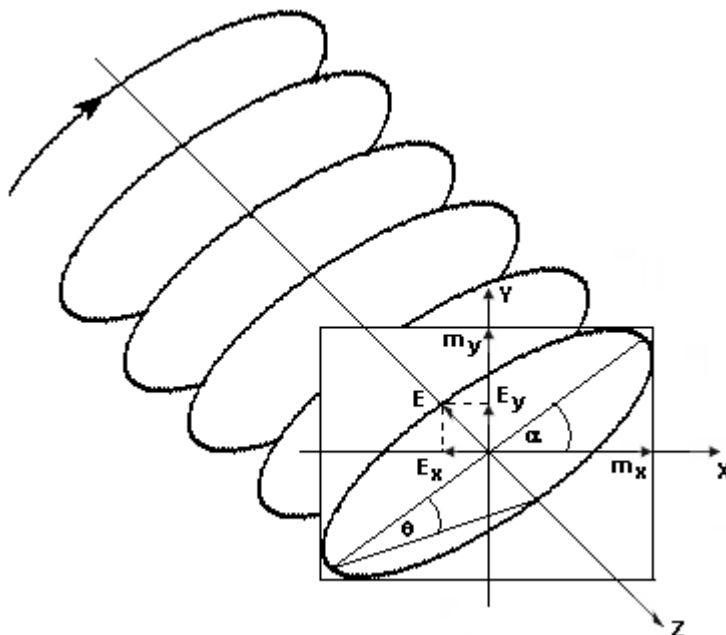
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left[i\omega \left(t - \frac{zn}{c} \right) \right]. \quad (2.21)$$

Uwzględniając zależności (2.19) i (2.20) otrzymuje się

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp \left(-\omega\kappa \frac{z}{c} n \right) \exp \left[i\omega \left(t - \frac{z}{c} n \right) \right]. \quad (2.22)$$

Analizując powyższe równanie widać, że podczas przechodzenia fali przez ośrodek absorbujący jej amplituda maleje wykładniczo. Absorbacja amplitudy dla danego materiału jest charakteryzowana za pomocą współczynnika absorpcji κ .

Z równań (2.14) i (2.15) wynika, że w ogólnym przypadku wzdłuż kierunku rozchodzenia się fali, wektor \mathbf{E} nie utrzymuje stałego kierunku ani długości. W zadanej płaszczyźnie $z = \text{const}$ koniec wektora \mathbf{E} kreśli na niej elipsę, którą nazywa się elipsą stanu polaryzacji światła (Rysunek 2.1). Fala świetlna opisana równaniem (2.13) nazywa się falą spolaryzowaną eliptycznie, przy czym wyróżnia się dwa przypadki szczególne, gdy elipsa stanu polaryzacji światła przechodzi w odcinek bądź w okrąg, wówczas odpowiednio mówi się o świetle spolaryzowanym liniowo oraz kołowo.



Rysunek 2.1. Elipsa stanu polaryzacji światła.

Odczytując z elipsy stanu polaryzacji światła kąty α i θ , można zdefiniować wektor Stokesa, który formalnie wyprowadza się z macierzy koherencji⁴⁶. Kąt α , między dużą osią elipsy stanu polaryzacji światła a osią x układu współrzędnych, nazywa się azymutem ($-90^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$). Kąt eliptyczności θ , dla polaryzacji liniowej $\theta = 0$, dla polaryzacji kołowej $|\theta| = 45^\circ$, dla skrętności prawej $0^\circ < \theta \leq 45^\circ$, dla skrętności lewej $-45^\circ \leq \theta < 0^\circ$. Przy pomocy wektora Stokesa można wygodnie opisywać stan polaryzacji światła. Równanie (2.23) opisuje wektor Stokesa dla światła całkowicie spolaryzowanego,

$$[S] = \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} = I \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \cos 2\alpha \\ \cos 2\theta \sin 2\alpha \\ \sin 2\theta \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

gdzie I – natężenie światła.

2.2 Fala świetlna w ośrodku anizotropowym

Rozróżnia się następujące rodzaje dwójłomności: liniową, kołową i eliptyczną (dwójłomność liniowa i kołowa są szczególnymi przypadkami dwójłomności eliptycznej). Oznacza to, że w ośrodku rozchodzą się odpowiednio dwie fale spolaryzowane: liniowo o wzajemnie prostopadłych płaszczyznach polaryzacji, kołowo o przeciwnej skrętności oraz eliptycznie o równej eliptyczności, prostopadłych osiach stanu polaryzacji i przeciwnej skrętności.

Równanie materiałowe (2.5) w ośrodkach anizotropowych nie jest już spełnione, ale przyjmuje ogólną postać⁴⁶ :

$$\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E} + i\varepsilon_0(\mathbf{G} \times \mathbf{E}). \quad (2.24)$$

ε - tensor dielektryczny, $\mathbf{G} = g\mathbf{s}$ - wektor obrotowy, g – tensor skręcenia, \mathbf{s} – wersor normalny do czoła fali. Wykorzystując zależność otrzymaną z równań Maxwella

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 n^2 [\mathbf{E} - \mathbf{s}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{s})] \quad (2.25)$$

oraz porównując odpowiednie składowe wzorów (2.24) i (2.25) otrzymuje się

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_x - (1 - s_x^2)n^2 & n^2 s_x s_y - iG_z & n^2 s_x s_z + iG_y \\ n^2 s_x s_y + iG_z & \varepsilon_y - (1 - s_y^2)n^2 & n^2 s_y s_z - iG_x \\ n^2 s_x s_z - iG_y & n^2 s_y s_z + iG_x & \varepsilon_z - (1 - s_z^2)n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0, \quad (2.26)$$

czyli

$$\det \begin{bmatrix} \varepsilon_x - (1 - s_x^2)n^2 & n^2 s_x s_y - iG_z & n^2 s_x s_z + iG_y \\ n^2 s_x s_y + iG_z & \varepsilon_y - (1 - s_y^2)n^2 & n^2 s_y s_z - iG_x \\ n^2 s_x s_z - iG_y & n^2 s_y s_z + iG_x & \varepsilon_z - (1 - s_z^2)n^2 \end{bmatrix} = 0, \quad (2.27)$$

gdzie s_x, s_y, s_z – cosinusy kierunkowe normalnej do czoła fali.

Rozwiązaniem równania (2.27) jest równanie dwukwadratowe:

$$\begin{aligned} n^4 (\varepsilon_x s_x^2 + \varepsilon_y s_y^2 + \varepsilon_z s_z^2) - n^2 [\varepsilon_y \varepsilon_z (s_y^2 + s_z^2) + \varepsilon_z \varepsilon_x (s_z^2 + s_x^2) + \varepsilon_x \varepsilon_y (s_x^2 + s_y^2) - |\mathbf{s} \times \mathbf{G}|^2] + \varepsilon_x \varepsilon_y s_z \\ - (\varepsilon_x G_x^2 + \varepsilon_y G_y^2 + \varepsilon_z G_z^2) = 0, \end{aligned} \quad (2.28)$$

z którego wynika, że w zadanym kierunku \mathbf{s} ośrodek może posiadać dwa różne współczynniki załamania, zatem mogą przemieszczać się dwie fale o różnych

prędkościach. Jeśli ośrodek jest liniowo dwójłomny ($\mathbf{G} = 0$) wówczas równanie (2.28) sprowadza się do równania Fresnela:

$$\frac{s_x^2}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{\varepsilon_x}} + \frac{s_y^2}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{\varepsilon_y}} + \frac{s_z^2}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{\varepsilon_z}} = 0, \quad (2.29)$$

o rozwiązaniach n'_0 i n''_0 .

Jeśli $\mathbf{G} \neq 0$ to równanie (2.28) możemy zapisać w postaci

$$(n^2 - n_0'^2)(n^2 - n_0''^2) = \frac{\varepsilon_x G_x^2 + \varepsilon_y G_y^2 + \varepsilon_z G_z^2 - n^2 |\mathbf{s} \times \mathbf{G}|^2}{\varepsilon_x s_x^2 + \varepsilon_y s_y^2 + \varepsilon_z s_z^2} = T^2. \quad (2.30)$$

T jest skalarnym parametrem obrotu. Równanie (2.30) ma dwa rozwiązania:

$$n'^2 = \frac{1}{2} \left[n_0'^2 + n_0''^2 + \sqrt{(n_0'^2 - n_0''^2) + 4T^2} \right], \quad (2.31)$$

$$n''^2 = \frac{1}{2} \left[n_0'^2 + n_0''^2 - \sqrt{(n_0'^2 - n_0''^2) + 4T^2} \right]. \quad (2.32)$$

Zatem na dwójłomność eliptyczną wpływa zarówno dwójłomność liniowa oraz kołowa.

2.3 Transformacja stanu polaryzacji światła przy przejściu przez ośrodki anizotropowe za pomocą formalizmu Muellera

Do wyznaczania zmiany stanu polaryzacji światła przechodzącego przez elementy dwójłomne, można posługiwać się kilkoma sposobami np. kulą Poincarego⁴⁶, macierzami Jonesa⁴⁶ lub Muellera⁴⁶⁻⁴⁸. W dalszej części pracy będzie wykorzystywany formalizm macierzy Muellera. Ponieważ w praktyce laboratoryjnej najczęściej spotyka się: z foliami polaryzacyjnymi, płytkami fazowymi, komórkami Pockelsa, Kerra i Faradaya; zakłada się, że elementy zmieniające stan polaryzacji mają postać płytek płasko-równoległych. Zakłada się ponadto, że fala świetlna jest falą płaską oraz pada prostopadle do powierzchni płytki. Jeśli znany jest wektor Stokesa $[S_{IN}]$ światła padającego na płytkę dwójłomną oraz jej własności optyczne to zmianę stanu polaryzacji oblicza się ze wzoru:

$$[S_{OUT}] = [M][S_{IN}], \quad (2.33)$$

gdzie $[M]$ - macierz Muellera danej płytki.

Jeżeli układ optyczny zawiera większą liczbę elementów dwójłomnych, macierz zastępczą układu oblicza się ze wzoru

$$[M] = [M_k] \cdot \dots \cdot [M_1], \quad (2.34)$$

gdzie $[M_k]$ - macierze Muellera poszczególnych płytek. Korzystając dalej z równania (2.33) znajduje się wektor Stokesa $[S_{OUT}]$ światła po przejściu przez układ optyczny.

Obecnie zostaną zdefiniowane macierze Muellera dla ośrodków dwójłomnych, o których będzie mowa w dalszej części pracy. W tym celu przyjmuje się następujące oznaczenia:

T_f – amplitudowy współczynnik transmisji fali szybszej,

T_s – amplitudowy współczynnik transmisji fali wolniejszej,

θ_f - kąt eliptyczności fali szybszej,

α_f - azymut stanu polaryzacji fali szybszej,

γ - różnica faz, wnoszona przez obiekt dwójłomny,

β - kąt dichroizmu⁴⁹,

$$T_M^2 = \frac{T_f^2 + T_s^2}{2}, \quad \tan \beta = \frac{T_s}{T_f}, \quad M = \cos 2\theta_f \cos 2\alpha_f, \quad C = \cos 2\theta_f \sin 2\alpha_f, \quad S = \sin 2\theta_f,$$

$$Z = 1 - X \sin 2\beta, \quad X = \cos \gamma, \quad Y = \sin \gamma.$$

Dla $T_f = T_s = T$, $\beta = 45^\circ$, $\theta_f = 0$ otrzymuje się macierz Muellera ośrodka absorbującego, liniowo dwójłomnego, niedichroicznego

$$[M] = T^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M^2 Z + X & CMZ & -YC \\ 0 & CMZ & C^2 M + X & YM \\ 0 & YC & -YM & X \end{bmatrix}. \quad (2.35)$$

Dla $\theta_f = 0$ otrzymuje się macierz Muellera ośrodka liniowo dwójłomnego dichroicznego

$$[M] = T_M^2 \begin{bmatrix} 1 & M \cos 2\beta & C \cos 2\beta & 0 \\ M \cos 2\beta & M^2 Z + X \sin 2\beta & CMZ & -YC \sin 2\beta \\ C \cos 2\beta & CMZ & C^2 M + X \sin 2\beta & YM \sin 2\beta \\ 0 & YC \sin 2\beta & -YM \sin 2\beta & X \sin 2\beta \end{bmatrix}. \quad (2.36)$$

Dla $T_f = T_s = T$, $\beta = 45^\circ$ otrzymuje się macierz Muellera ośrodka absorbującego, eliptycznie dwójłomnego, niedichroicznego

$$[M] = T^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M^2 Z + X & CMZ + YS & SMZ - YC \\ 0 & CMZ - YS & C^2 M + X & SCZ + YM \\ 0 & SMZ + YC & SCZ - YM & S^2 Z + X \end{bmatrix}. \quad (2.37)$$

3 Ciekłe kryształy

W praktycznych realizacjach układów polaryskopowych, zachodzi konieczność użycia elementów zmieniających stan polaryzacji światła. Do zmiany stanu polaryzacji światła używa się: obrotowych płytek fazowych^{14,21-23,25,34,50,51}, komórek Pockelsa²⁶⁻²⁸, modulatorów fotoelastycznych⁵²⁻⁵⁴ oraz modulatorów ciekłokrystalicznych^{15-17,44,55-57}.

Obrotowe płytki fazowe wykonywane są dla zadanej długości fali oraz ze względu na konieczność ich mechanicznego obrotu nadają się tylko do pomiarów statycznych. Do sterowania komórką Pockelsa konieczne jest użycie wysokonapięciowego zasilacza. Tych niepożądanych cech jest pozbawiony modulator ciekłokrystaliczny, który jest sterowany niskonapięciowym zasilaczem. Czas potrzebny na zmianę przesunięcia fazowego jest rzędu kilkunastu milisekund. Modulator ciekłokrystaliczny może działać dla różnych długości fali. Z tych właśnie powodów został on wykorzystany do budowy systemu pomiarowego zaproponowanego przez autora.

Stany skupienia materii, do których jesteśmy przyzwyczajeni i które każdy z nas jest w stanie bez problemu rozpoznać to ciała stałe, ciecz i gaz. Ciała stałe mogą być krystaliczne i amorficzne. Ciała stałe krystaliczne charakteryzują się trójwymiarowym uporządkowaniem dalekiego zasięgu. W wyniku ogrzewania krystalicznych ciał stałych, w temperaturze topnienia następuje przemiana fazowa. Ruchy translacyjne jak i rotacyjne molekuł ulegają oswobodzeniu, wówczas kryształ przechodzi w izotropową ciecz. Cząsteczki cieczy mogą swobodnie przesuwać się i obracać względem siebie. W 1888 roku austriacki botanik Reinitzer zaobserwował, że w przyrodzie istnieją substancje, które nie podlegają tak prostej przemianie. Pomiedzy krystalicznym ciałem stałym a izotropową cieczą istnieje stan pośredni, który cechuje się płynnością cieczy izotropowej i anizotropią własności fizycznych, którą obserwuje się w ciałach krystalicznych. Faza ta nazywa się fazą ciekłokrystaliczną.

Do określenia średniego kierunku uporządkowania molekuł w danym obszarze ciekłego kryształu (LC – *Liquid Crystal*) używa się wektora n , zwanego директором⁵⁸. Kierunek uporządkowania molekuł LC w normalnych warunkach nie jest jednakowy w całej objętości, ale ma charakter domenowy. Jeśli spowoduje się, że orientacja molekuł będzie miała zasięg większy od domeny to mówimy o pojawieniu się tekstury.

Do niedawna ze względu na stopień orientacji molekuł, ciekłe kryształy dzielono na trzy zasadnicze grupy : smektyczne, nematyczne i cholestryczne. Obecnie dzieli się je na

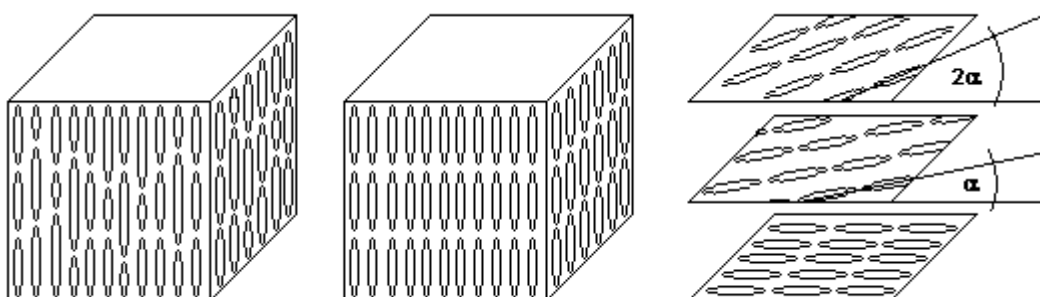
dwa typy nematyki i smektyki oraz ich pochodne chiralne: nematyki chiralne (dawniej cholesteryki) i smektyki chiralne.

Przyczyną dwójłomności ciekłych kryształów jest anizotropia przenikalności elektrycznej uporządkowanych molekuł mających stałe lub indukowane asymetrycznie rozłożone momenty dipolowe. Jej wielkość zależy od własności molekuł tworzących substancję ciekłokrystaliczną i typowy jej zakres wynosi $\Delta n = 0,05 \div 0,26$. Opóźnienie fazowe między promieniami zwyczajnym i nadzwyczajnym zależy od dwójłomności warstwy LC oraz długości fali :

$$\delta = \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \quad (3.1)$$

gdzie: Δn - różnica współczynników załamania promieni nadzwyczajnego i zwyczajnego, d – grubość warstwy LC, λ - długość fali.

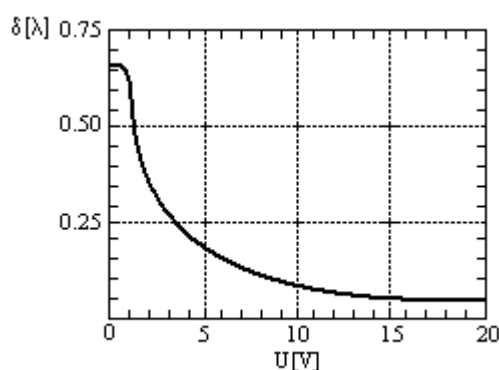
W kryształach nematycznych cząsteczki mają wydłużony kształt ich długość jest około 10 razy większa od ich szerokości, układają się one równolegle względem siebie (Rysunek 3.1 a). Nematyk jest optycznie jednoosiowy, dodatni. W kryształach smektycznych cząsteczki równolegle względem siebie są rozmieszczone warstwami. Osie długie tych cząsteczek są prostopadłe lub nieco nachylone względem tych warstw (Rysunek 3.1 b). Smektyk w zależności od stopnia uporządkowania w poszczególnych warstwach może być: jednoosiowy dodatni, jednoosiowy optycznie aktywny, jednoosiowy nieaktywny. W nematykach chiralnych (cholesterykach), cząsteczki układają się w równoległe warstwy, skręcone o pewien kąt przypominające śrubę prawo- lub lewoskrętną (Rysunek 3.1. c). Cholesteryk jest jednoosiowy, optycznie aktywny.



Rysunek 3.1. Struktury ciekłych kryształów: a) nematyk b) smektyk c) cholesteryk.

Teksturę ciekłego kryształu wymusza się stanem powierzchni płytek izotropowych między, którymi umieszczana jest cienka warstwa LC. Ze względu na duże zastosowanie, warto jest omówić strukturę skręconego nematyka (TN – *Twisted Nematic*). Otrzymuje się ją, jeśli płytki podłożowe zawierające teksturę planarną skręci się względem siebie o 90° , wtedy orientacja molekuł przylegających do płytek względem nich pozostaje zachowana, natomiast w warstwach pośrednich tworzy się linia śrubowa, podobna do cholesteryków.

Duże praktyczne znaczenia ma fakt, że w ciekłych kryształach mogą występować wielokrotnie silniejsze efekty niż w kryształach stałych oraz możliwość ich zmiany za pomocą niewielkich oddziaływań zewnętrznych. Najbardziej interesującym z punktu widzenia praktycznego jest efekt elektrooptyczny, uzyskiwany przez przyłożenie napięcia elektrycznego o odpowiednim kształcie i częstotliwości impulsów elektrycznych. Rysunek 3.2 przedstawia przykładową charakterystykę zależności wnoszonego przesunięcia fazowego przez modulator ciekłokrystaliczny od przyłożonego do niego napięcia elektrycznego.

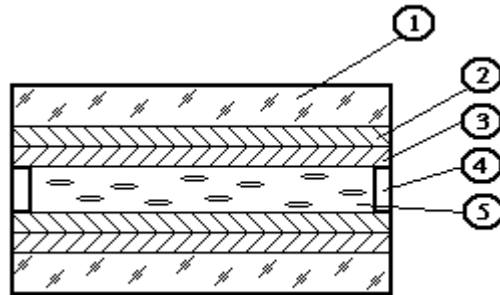


Rysunek 3.2. Charakterystyka modulatora ciekłokrystalicznego.

Modulator ciekłokrystaliczny (Rysunek 3.3) zbudowany jest z dwóch płytek szklanych (1) z przezroczystymi dla światła elektrodami (2). Elektrody wykonuje się np. z SnO_2 lub In_2O_3 . Warstwa orientująca (3) odpowiada za uzyskanie odpowiedniej tekstury. Przekładki dystansująco-klejące (4) wraz z płytkami szklanymi (1) tworzą naczynie płasko-równoległe, którym znajduje się ciekły kryształ (5). Za zmianę własności optycznych takiego przetwornika, odpowiada zmiana tekstury. Jej zmianę lub zaburzenie może powodować pole elektryczne, magnetyczne lub przepływ prądów jonowych.

Dlatego wyróżnia się dwie grupy efektów występujących w modulatorach ciekłokrystalicznych:

- polowe, wywołane tylko oddziaływaniami dielektrycznymi,
- prądowe, wywołane kombinacją oddziaływań dielektrycznych i przepływu ładunku.



Rysunek 3.3. Budowa modulatora ciekłokrystalicznego, 1- płytka szklana, 2 – elektroda, 3- warstwa orientująca, 4 – przekładka dystansująco-klejąca, 5 – ciekły kryształ.

Przy użyciu kryształu nematycznego oraz dwóch ćwierćfalówek można zbudować komórkę Faradaya. W tym celu należy umieścić nematyk pod kątem azymutu 45° między dwoma ćwierćfalówkami o kątach azymutów pierwszych wektorów własnych 0° i 90° . Obliczając macierz zastępcza takiego układu,

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma_{LC} & 0 & -\sin \gamma_{LC} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \gamma_{LC} & 0 & \cos \gamma_{LC} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma_{LC} & \sin \gamma_{LC} & 0 \\ 0 & -\sin \gamma_{LC} & \cos \gamma_{LC} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

otrzymuje się macierz opisującą komórkę Faradaya⁴⁶.

4 Polarymetria obrazowa z częstotliwością nośną

4.1 Dyskretna transformata Fouriera

Transformata Fouriera jest dziś powszechnie używanym narzędziem matematycznym w wielu zagadnieniach nauki i techniki. Również w prezentowanej pracy odgrywa kluczową rolę w analizie danych, dlatego w tym rozdziale zostaną opisane podstawowe równania, wykorzystywane w dalszej części pracy.

Prostą i odwrotną transformatę Fouriera⁵⁹ ciągłej funkcji $h(x)$ opisują odpowiednio równania (4.1) i (4.2):

$$H(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) \exp(-i\nu x) dx, \quad (4.1)$$

$$h(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(\nu) \exp(i\nu x) d\nu, \quad (4.2)$$

gdzie: x – zmienna położenia, ν – częstość przestrzenna.

Należy zwrócić uwagę, że istotnym jest aby iloczyn współczynników przed całkami wynosił $1/2\pi$ co zapewni symetrię prostej i odwrotnej transformaty Fouriera.

Przy analizie danych eksperymentalnych nie ma się już do czynienia z sygnałami ciągłymi, lecz sygnałami dyskretnymi, wynikającymi z natury działania urządzeń rejestrujących. Dyskretną prostą i odwrotną transformatę Fouriera ciągu próbek h_l definiują następujące równania:

$$H_k = \sum_{l=0}^{N-1} h_l \exp\left(-i \frac{2\pi}{N} kl\right), \quad (4.3)$$

$$h_l = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} H_k \exp\left(i \frac{2\pi}{N} kl\right). \quad (4.4)$$

W ogólnym przypadku ciągi wyznaczone przez dyskretną prostą i odwrotną transformatę Fouriera są ciągami zespolonymi, a liczba działań arytmetycznych (dodawania i mnożenia zespolonych) potrzebnych do ich wyznaczenia jest rzędu N^2 . Nawet w dobie dzisiejszych komputerów, istotne znaczenie mają procedury redukujące liczbę działań.

Algorytm *Fast Fourier Transform* (FFT) zaproponowany przez Cooleya i Tukeya⁶⁰ wymaga $N \log_2(N)$ dodawań i $\frac{N}{2} \log_2(N)$ mnożeń zespolonych, gdzie N jest potęgą liczby 2. Wszystkie algorytmy FFT polegają na zastąpieniu obliczeń dyskretnej transformaty Fouriera ciągu o długości N , obliczeniami transformaty odpowiednio krótszych ciągów. Dyskretna transformata Fouriera (DFT - *Discret Fourier Transform*) o długości N może być zapisana jako suma dwóch DFT, każda o długości $N/2$. Jedna z transformat opisuje nieparzyste punkty ze zbioru danych a druga parzyste punkty tego zbioru

$$\begin{aligned} H_k &= \sum_{l=0}^{N-1} h_l \exp\left(-i \frac{2\pi}{N} kl\right) = \\ &= \sum_{l=0}^{\frac{N}{2}-1} h_{2l} \exp\left(-i \frac{2\pi}{N} k2l\right) + \exp\left(-i \frac{2\pi}{N} k\right) \sum_{l=0}^{\frac{N}{2}-1} h_{2l+1} \exp\left(-i \frac{2\pi}{N} k(2l+1)\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Równania (4.3) i (4.4) opisują odpowiednio dyskretną prostą i odwrotną transformatę Fouriera jednowymiarowego sygnału dyskretnego h_l . W prezentowanej pracy analizie będą poddawane obrazy natężenia światła po przejściu przez układ pomiarowy. Sygnałem dyskretnym będą wartości h_{l_1, l_2} odpowiadające jasności piksela w rejestrowanym obrazie natężenia światła, indeksy l_1 i l_2 opisują numery wiersza i kolumny w obrazie. Konieczne jest zatem zdefiniowanie dwuwymiarowej dyskretnej prostej i odwrotnej transformaty Fouriera.

$$H_{k_1, k_2} = \sum_{l_1=0}^{N_1-1} \sum_{l_2=0}^{N_2-1} h_{l_1, l_2} \exp\left(-i \frac{2\pi}{N_1} k_1 l_1\right) \exp\left(-i \frac{2\pi}{N_2} k_2 l_2\right), \quad (4.6)$$

gdzie $k_1 = 0, 1, \dots, N_1 - 1$, $k_2 = 0, 1, \dots, N_2 - 1$, oraz

$$h_{l_1, l_2} = \sum_{k_1=0}^{N_1-1} \sum_{k_2=0}^{N_2-1} H_{k_1, k_2} \exp\left(i \frac{2\pi}{N_1} k_1 l_1\right) \exp\left(i \frac{2\pi}{N_2} k_2 l_2\right), \quad (4.7)$$

$l_1 = 0, 1, \dots, N_1 - 1$, $l_2 = 0, 1, \dots, N_2 - 1$.

Jeśli próbki dwuwymiarowej funkcji h_{l_1, l_2} umieszczone są w prostokątnej macierzy, gdzie indeks l_1 opisuje numer wiersza a indeks l_2 numer kolumny to obliczenie dwuwymiarowej transformaty Fouriera (4.6) będzie polegało na obliczaniu jednowymiarowej transformaty dla każdego wiersza macierzy a następnie dla tak przekształconej macierzy obliczane są

jednowymiarowe transformaty dla każdej kolumny. Dla ustalonego wiersza $l_1 = m$ transformuje się ciąg próbek $h_{m,l_2} = h_{m,0}, h_{m,1}, \dots, h_{m,N_2-1}$ otrzymując w ich miejsce ciąg $H'_{m,k_2} = H'_{m,0}, H'_{m,1}, \dots, H'_{m,N_2-1}$, gdzie $H'_{m,k_2} = \sum_{l_2=0}^{N_2-1} h_{m,l_2} \exp\left(-i \frac{2\pi}{N_1} k_2 l_2\right)$, operację tę wykonuje się dla $m = 0, 1, \dots, N_1 - 1$. Następnie dla kolumny o ustalonym indeksie $l_1 = n$ transformuje się ciąg $H'_{l_1,n} = H'_{0,n}, H'_{1,n}, \dots, H'_{N_1-1,n}$ otrzymując w jego miejsce ciąg $H_{k_1,n} = H_{0,n}, H_{1,n}, \dots, H_{N_1-1,n}$ gdzie $H_{k_1,n} = \sum_{l_1=0}^{N_2-1} H'_{l_1,n} \exp\left(-i \frac{2\pi}{N_2} k_1 l_1\right)$. Powtarzając ostatnie obliczenia dla $n = 0, 1, \dots, N_2 - 1$ ostatecznie otrzymuje się macierz gdzie każdy element będzie dany zależnością (4.6).

Oczywiście powyższe przekształcenie można wykonać zaczynając od obliczenia jednowymiarowych transformat dla każdej kolumny a następnie dla każdego wiersza. Jeżeli liczba wierszy i kolumn danej macierzy jest potęgą liczby 2 to do obliczenia poszczególnych transformat można wykorzystać algorytm FFT.

4.2 Zastosowanie transformaty Fouriera w polarymetrii obrazowej z częstotliwością nośną

Periodyczna zmiana stanu polaryzacji światła, stosowana w polarymetrii obrazowej z częstotliwością nośną, powoduje powstawanie na wyjściu układu pomiarowego, charakterystycznych obrazów prążkowych. Natężenie światła w obrazie prążkowym można opisać następującym równaniem:

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[2\pi f_0 x + \Phi(x, y)], \quad (4.8)$$

gdzie $a(x, y)$, $b(x, y)$ - funkcje tła i kontrastu, f_0 - częstota nośna w kierunku x , $\Phi(x, y)$ - szukana funkcja fazy. Aby jednoznacznie odtworzyć funkcję fazy muszą być spełnione następujące warunki:

- $2\pi|f_0| > \max|\text{grad}[\Phi(x, y)]|$,
- $2\pi|f_0| \gg \max|\text{grad}[a(x, y)]|$,
- $2\pi|f_0| \gg \max|\text{grad}[b(x, y)]|$,
- $f_0 < f_{\max} = \frac{1}{2\Delta x} = \frac{1}{2(x_{i+1} - x_i)}$.

Oznacza to, że największy gradient zmiany fazy musi być mniejszy od częstości nośnej, funkcje tła i kontrastu muszą być wolno zmienne w porównaniu do częstości nośnej oraz przestrzenna częstość nośna musi być mniejsza niż częstość graniczna Nyquista f_{max} próbkowania w kierunku x .

Równanie (4.8) można zapisać w postaci:

$$I(x, y) = a(x, y) + c(x, y)\exp(i2\pi f_0 x) + c^*(x, y)\exp(-i2\pi f_0 x), \quad (4.9)$$

gdzie

$$c(x, y) = \frac{1}{2}b(x, y)\exp[i\Phi(x, y)]. \quad (4.10)$$

Obliczając dwuwymiarową transformatę Fouriera funkcji (4.9), następnie filtrując pierwszy rząd w dziedzinie Fouriera, dalej przesuwając go do początku układu współrzędnych o wartość f_0 , a następnie obliczając odwrotne przekształcenie Fouriera otrzymuje się funkcję $c(x, y)$ opisaną równaniem (4.10).

Szukaną funkcję fazy wyznacza się z następującego równania:

$$\Phi(x, y) = \tan^{-1} \frac{\text{Im}[c(x, y)]}{\text{Re}[c(x, y)]}. \quad (4.11)$$

Uzyskany rozkład funkcji fazy jest ograniczony w przedziale $\left\langle -\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right\rangle$ i musi zostać skorygowany przy użyciu algorytmu sklejanja fazy⁶¹ (*phase unwrapping*).

Zaprezentowany algorytm analizy obrazów prążkowych podał Takeda⁴². Zastosował go w interferometrii w układach wprowadzających przestrzenną częstość nośną do odtworzenia rozkładu różnicy faz między interferującymi wiązkami. W dalszej części rozprawy opisana wyżej metoda analizy obrazów prążkowych, będzie nazywana algorytmem Takedy.

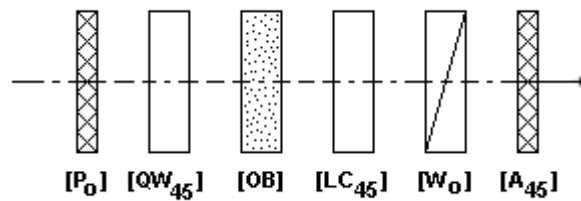
W polarymetrii obrazowej z częstością nośną również można zastosować algorytm Takedy, przy czym funkcja fazy zależęć będzie od własności ośrodka dwójłomnego. Wyznaczając zatem rozkład funkcji fazy będziemy mogli znaleźć parametry opisujące własności dwójłomne badanego ośrodka.

4.3 Wyznaczenie własności optycznych ośrodków liniowo dwójłomnych niedichroicznych

Do wyznaczenia własności ośrodków liniowo dwójłomnych, niedichroicznych, zostały zaproponowane dwie konfiguracje układu pomiarowego.

Konfiguracja nr 1

Rysunek 4.1 przedstawia pierwszą konfigurację układu optycznego⁴⁴, wraz z wartościami kątów azymutów pierwszych wektorów własnych odpowiednich elementów.



Rysunek 4.1. Schemat układu pomiarowego 1.

Niespolaryzowane światło opisane wektorem Stokesa $[S_{IN}]$ przechodzi przez liniowy polaryzator $[P_0]$ a następnie przez ćwierćfalówkę $[QW_{45}]$. Tak uzyskane światło kołowo spolaryzowane przechodzi przez badany obiekt $[OB]$ a następnie przez nematyczny modulator ciekłokrystaliczny $[LC_{45}]$. Kolejnym elementem jest pryzmat Wollastona $[W_0]$ wprowadzający przestrzenną modulację stanu polaryzacji światła, oraz liniowy analizator $[A_{45}]$. Dzięki oświetlaniu obiektu światłem kołowo spolaryzowanym, układ oświetlacza (polaryzator $[P_0]$ i ćwierćfalówka $[QW_{45}]$) może być dowolnie zorientowany względem pozostałych elementów optycznych. Zgodnie z równaniem (2.33) wektor Stokesa światła na wyjściu układu pomiarowego wynosi:

$$[S_{OUT}] = [A_{45}][W_0][LC_{45}][OB][QW_{45}][P_0][S_{IN}]. \quad (4.12)$$

Korzystając dalej z postaci macierzy Muellera⁴⁶ można napisać:

$$[S_{OUT}] = I_c \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(2\pi f_0 x + \phi) & \sin(2\pi f_0 x + \phi) \\ 0 & 0 & -\sin(2\pi f_0 x + \phi) & \cos(2\pi f_0 x + \phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma_{LC} & 0 & -\sin \gamma_{LC} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \gamma_{LC} & 0 & \cos \gamma_{LC} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ 0 & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ 0 & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

$$\text{gdzie } I_c(x, y) = \frac{1}{4} T_{QW}^2(x, y) I_{OB}^2(x, y) I_{LC}^2(x, y) I_W^2(x, y) I_0(x, y), \quad (4.14)$$

$$\phi = 2\pi f_0 k. \quad (4.15)$$

Oczywiście elementy macierzy Muellera obiektu są funkcjami położenia punktu x i y . Dla dalszej przejrzystości wzorów zostanie pominięty zapis $m_{ij}(x, y)$.

Zgodnie ze wzorem (2.23), pierwsza składowa wektora $[S_{OUT}]$ opisuje natężenie światła na wyjściu układu. Otrzymuje się zatem:

$$I(x, y) = I_c(x, y) [1 + m_{34} \cos(2\pi f_0 x + \phi) + m_{44} \cos \gamma_{LC} \sin(2\pi f_0 x + \phi) + m_{24} \sin \gamma_{LC} \sin(2\pi f_0 x + \phi)] \quad (4.16)$$

Aby wyznaczyć rozkłady kąta azymutu pierwszego wektora własnego oraz przesunięcia fazowego wnoszonego przez badany ośrodek, należy zarejestrować dwa obrazy natężenia światła. Pierwszy dla przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny $\gamma_{LC}=90^\circ$ i drugi dla $\gamma_{LC}=0^\circ$.

Wykorzystując fakt, że kombinacja liniowa kilku harmonik o tej samej częstotliwości jest również harmoniką o tej samej częstotliwości otrzymuje się:

$$A \cos(\omega t + \phi) = \sum_i a_i \cos(\omega t + \phi_i) \quad (4.17)$$

gdzie:

$$A^2 = \left(\sum_i a_i \cos \phi_i \right)^2 + \left(\sum_i a_i \sin \phi_i \right)^2, \quad (4.18)$$

$$\tan \phi = \frac{\sum_i a_i \sin \phi_i}{\sum_i a_i \cos \phi_i}. \quad (4.19)$$

Wyrażenia na natężenia światła dla danych dwóch konfiguracji parametru γ_{LC} można wyrazić w postaci równania (4.8). Stosując algorytm Takedy dla $\phi=0$ otrzymuje się odpowiednio dwa zespolone rozkłady $c_1(x,y)$ i $c_2(x,y)$. Na podstawie wzorów (4.11) i (4.19) można napisać:

$$\tan \Phi_1(x, y) = \frac{I_c(x, y) \sin \gamma_{OB}(x, y) \sin 2\alpha_{OB}(x, y)}{I_c(x, y) \sin \gamma_{OB}(x, y) \cos 2\alpha_{OB}(x, y)} = \frac{\text{Im}[c_1(x, y)]}{\text{Re}[c_1(x, y)]}, \quad (4.20)$$

$$\tan \Phi_2(x, y) = \frac{-I_c(x, y) \cos \gamma_{OB}(x, y)}{I_c(x, y) \sin \gamma_{OB}(x, y) \cos 2\alpha_{OB}(x, y)} = \frac{\text{Im}[c_2(x, y)]}{\text{Re}[c_2(x, y)]}. \quad (4.21)$$

Zatem rozkład kąta azymutu pierwszego wektora własnego badanego obiektu:

$$\tilde{\alpha}_{OB}(x, y) = 0.5 \tan^{-1} \left\{ \frac{\text{Im}[c_1(x, y)]}{\text{Re}[c_1(x, y)]} \right\}, \quad (4.22)$$

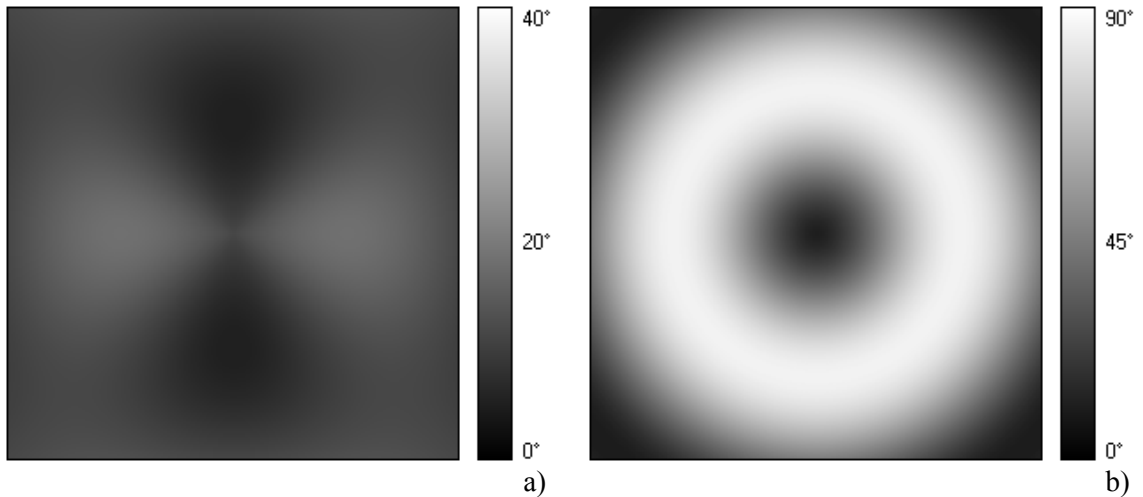
oraz rozkład przesunięcia fazowego między falami własnymi:

$$\tilde{\gamma}_{OB}(x, y) = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{\cos 2\tilde{\alpha}_{OB}} \cdot \frac{\text{Re}[c_2(x, y)]}{-\text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}. \quad (4.23)$$

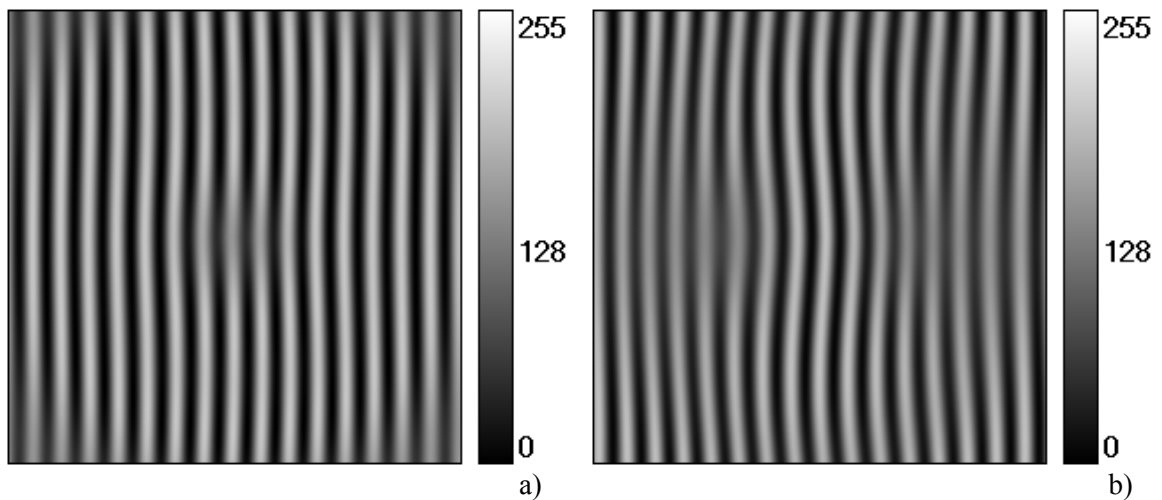
Wykorzystując algorytm Takedy traci się informację o rozkładzie funkcji I_c , czyli informacje o amplitudowych współczynnikach transmisji fali szybszej poszczególnych elementów optycznych, w tym również badanego obiektu. Jak wynika ze wzoru (4.14) traci się również informację o rozkładzie natężenia światła I_0 . Dzięki temu metoda pomiarowa nie jest wrażliwa na niejednorodności oświetlenia układu pomiarowego.

Jeśli rozkład kąta azymutu badanej próbki jest jednorodny i wynosi zero, wówczas do wyznaczenia rozkładu przesunięcia fazowego wystarczy tylko drugi pomiar.

Rysunek 4.2 przedstawia odpowiednio rozkłady azymutu pierwszego wektora własnego oraz opóźnienia fazowego obiektu testowego, dla którego została przeprowadzona symulacja działania układu pomiarowego przedstawionego na rysunku 4.1. Rysunek 4.3 przedstawia otrzymane rozkłady natężenia światła na wyjściu układu pomiarowego dla przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny $\gamma_{LC}=90^\circ$ i dla $\gamma_{LC}=0^\circ$.



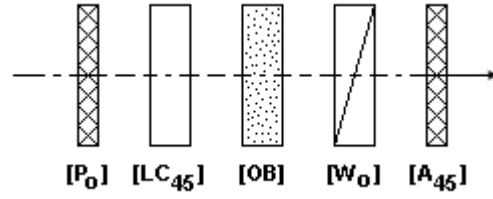
Rysunek 4.2. Rozkład a) azymutu pierwszego wektora własnego i b) opóźnienia fazowego obiektu testowego.



Rysunek 4.3. Rozkłady natężenia światła na wyjściu układu pomiarowego dla przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny a) $\gamma_{LC}=90^\circ$ i dla b) $\gamma_{LC}=0^\circ$.

Konfiguracja nr 2

Na rysunku 4.4 przedstawiona jest druga konfiguracja układu do pomiaru własności optycznych ośrodków liniowo dwójłomnych niedichroicznych. Może ona być również zastosowana dla ośrodków liniowo dwójłomnych dichroicznych, szerzej zostanie to opisane w następnym podrozdziale. W przeciwieństwie do układu prezentowanego na rysunku 4.1, w tej konfiguracji układu pomiarowego modulator ciekłokrystaliczny może być zastąpiony obrotową ćwierćfalówką.



Rysunek 4.4. Schemat układu pomiarowego 2.

Podobnie jak w poprzednim układzie zgodnie z równaniem (2.33) oblicza się wektor Stokesa światła na wyjściu układu pomiarowego:

$$[S_{OUT}] = [A_{45}][W_0][OB][LC_{45}][P_0][S_{IN}]. \quad (4.24)$$

Rozpisując dalej macierze Muellera poszczególnych elementów optycznych otrzymuje się:

$$[S_{OUT}] = I_c \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(2\pi f_0 x + \phi) & \sin(2\pi f_0 x + \phi) \\ 0 & 0 & -\sin(2\pi f_0 x + \phi) & \cos(2\pi f_0 x + \phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ 0 & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ 0 & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \\ \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma_{LC} & 0 & -\sin \gamma_{LC} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \gamma_{LC} & 0 & \cos \gamma_{LC} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

gdzie:

$$I_c(x, y) = \frac{1}{4} T_{LC}^2(x, y) T_{OB}^2(x, y) T_W^2(x, y) I_0(x, y). \quad (4.26)$$

Pierwsza składowa wektora Stokesa $[S_{OUT}]$ na wyjściu układu ma postać:

$$I(x, y) = I_c(x, y) [1 + m_{32} \cos \gamma_{LC} \cos(2\pi f_0 x + \phi) + m_{42} \cos \gamma_{LC} \sin(2\pi f_0 x + \phi) + m_{34} \sin \gamma_{LC} \cos(2\pi f_0 x + \phi) + m_{44} \sin \gamma_{LC} \sin(2\pi f_0 x + \phi)] \quad (4.27)$$

Do wyznaczenia rozkładów kąta azymutu pierwszego wektora własnego oraz przesunięcia fazowego fal własnych ośrodka należy zarejestrować dwa obrazy natężenia światła. Pierwszy dla $\gamma_{LC}=0^\circ$ i drugi dla $\gamma_{LC}=90^\circ$ stosując nematyczny modulator ciekłokrystaliczny lub przy użyciu obrotowej ćwierćfalówki, odpowiednio dla azymutów 0° i 45° . Stosując jak poprzednio algorytm Takedy dla $\phi=0$ otrzymuje się:

$$\tan \Phi_1(x, y) = \frac{-I_c(x, y) \sin \gamma_{OB}(x, y) \sin 2\alpha_{OB}(x, y)}{I_c(x, y) \sin^2 \frac{\gamma_{OB}(x, y)}{2} \sin 4\alpha_{OB}(x, y)} = \frac{\text{Im}[c_1(x, y)]}{\text{Re}[c_1(x, y)]}, \quad (4.28)$$

$$\tan \Phi_2(x, y) = \frac{-I_c(x, y) \cos \gamma_{OB}(x, y)}{I_c(x, y) \sin \gamma_{OB}(x, y) \cos 2\alpha_{OB}(x, y)} = \frac{\text{Im}[c_2(x, y)]}{\text{Re}[c_2(x, y)]}. \quad (4.29)$$

Ostatecznie rozkład kąta azymutu i przesunięcia fazowego:

$$\tilde{\alpha}_{OB}(x, y) = 0.5 \tan^{-1} \left\{ \frac{-\text{Im}[c_1(x, y)]}{\text{Re}[c_2(x, y)]} \right\}, \quad (4.30)$$

$$\tilde{\gamma}_{OB}(x, y) = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{\cos 2\tilde{\alpha}_{OB}} \cdot \frac{\text{Re}[c_2(x, y)]}{-\text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}. \quad (4.31)$$

Podobnie jak w poprzednim układzie jeśli obiekt ma jednorodny rozkład kąta azymutu i jego wartość wynosi zero, wówczas do wyznaczenia rozkładu przesunięcia fazowego należy zarejestrować natężenie światła tylko dla $\gamma_{LC}=90^\circ$.

4.4 Wyznaczenie własności optycznych ośrodków liniowo dwójłomnych dichroicznych

Korzystając z układu przedstawionego na rysunku 4.4 można wyznaczyć rozkłady kąta azymutu pierwszego wektora własnego, przesunięcia fazowego fal własnych ośrodka liniowo dwójłomnego dichroicznego oraz jego dichroizm. W tym przypadku badany obiekt opisany jest macierzą (2.36) a nie jak poprzednio (2.35). Pierwsza składowa wektora Stokesa $[S_{OUT}]$ na wyjściu układu ma postać:

$$\begin{aligned} I(x, y) = & I_c(x, y) [1 + m_{13} \sin 2\alpha_p + m_{12} \cos 2\alpha_p \cos \gamma_{LC} + m_{31} \cos(2\pi f_0 x + \phi) \\ & + m_{33} \sin 2\alpha_p \cos(2\pi f_0 x + \phi) + m_{43} \sin 2\alpha_p \sin(2\pi f_0 x + \phi) \\ & + m_{32} \cos 2\alpha_p \cos \gamma_{LC} \cos(2\pi f_0 x + \phi) + m_{42} \cos 2\alpha_p \cos \gamma_{LC} \sin(2\pi f_0 x + \phi) \\ & + m_{34} \cos 2\alpha_p \sin \gamma_{LC} \cos(2\pi f_0 x + \phi) + m_{44} \cos 2\alpha_p \sin \gamma_{LC} \sin(2\pi f_0 x + \phi)]. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Wykonując trzy pomiary natężenia światła, dwa identyczne jak w poprzednim przykładzie oraz trzeci dla $\gamma_{LC}=0^\circ$ i polaryzatora obróconego o kąt $\alpha_P=45^\circ$, a następnie stosując algorytm Takedy dla $\phi=0$ otrzymuje się:

$$\tan \Phi_1 = \frac{-I_c \sin 2\beta_{OB} \sin 2\alpha_{OB} \sin \gamma_{OB}}{I_c [\sin 2\alpha_{OB} (\cos 2\alpha_{OB} + \cos 2\beta_{OB}) - \frac{1}{2} \sin 2\beta_{OB} \sin 4\alpha_{OB} \cos \gamma_{OB}]} = \frac{\text{Im}[c_1]}{\text{Re}[c_1]}, \quad (4.33)$$

$$\tan \Phi_2 = \frac{-I_c \sin 2\beta_{OB} \cos \gamma_{OB}}{I_c (\cos 2\beta_{OB} \sin 2\alpha_{OB} + \sin 2\beta_{OB} \cos 2\alpha_{OB} \sin \gamma_{OB})} = \frac{\text{Im}[c_2]}{\text{Re}[c_2]}, \quad (4.34)$$

$$\tan \Phi_3 = \frac{I_c \sin 2\beta_{OB} \cos 2\alpha_{OB} \sin \gamma_{OB}}{I_c [\sin 2\alpha_{OB} (\sin 2\alpha_{OB} + \cos 2\beta_{OB}) + \sin 2\beta_{OB} \cos^2 2\alpha_{OB} \cos \gamma_{OB}]} = \frac{\text{Im}[c_3]}{\text{Re}[c_3]}. \quad (4.35)$$

We wzorach 4.33 – 4.35, dla uproszczenia pominięto zapis: $\Phi_i(x, y)$, $I_c(x, y)$, $\alpha_{OB}(x, y)$, $\gamma_{OB}(x, y)$, $\beta_{OB}(x, y)$, $c_i(x, y)$.

Szukane rozkłady kąta azymutu pierwszego wektora własnego α_{OB} , przesunięcia fazowego między falami własnymi γ_{OB} oraz kąta dichroizmu β_{OB} wyrażają się zależnościami :

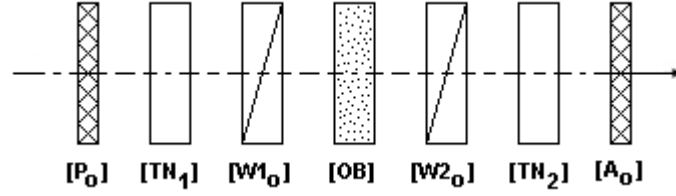
$$\tilde{\alpha}_{OB}(x, y) = 0.5 \tan^{-1} \left\{ \frac{-\text{Im}[c_1(x, y)]}{\text{Im}[c_3(x, y)]} \right\}, \quad (4.36)$$

$$\tilde{\gamma}_{OB}(x, y) = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{\sin 2\tilde{\alpha}_{OB}} \cdot \frac{\text{Im}[c_1(x, y)]}{\text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}, \quad (4.37)$$

$$\tilde{\beta}_{OB}(x, y) = 0.5 \tan^{-1} \left\{ \frac{\sin 2\tilde{\alpha}_{OB}}{\cos \tilde{\gamma}_{OB}} \cdot \frac{-\text{Im}[c_2(x, y)]}{\text{Re}[c_2(x, y)] - \text{Im}[c_3(x, y)]} \right\}. \quad (4.38)$$

4.5 Wyznaczenie własności optycznych ośrodków eliptycznie dwójłomnych niedichroicznych

Pomiar własności ośrodka eliptycznie dwójłomnego, niedichroicznego wykonuje się w układzie przedstawionym na rysunku 4.5. W układzie wykorzystano dwa pryzmaty Wollastona $[W1_0]$ i $[W2_0]$. Elementy $[TN1]$ oraz $[TN2]$ to dwa modulatory ciekłokrystaliczne skręconego nematyka (*Twisted Nematic*), które zmieniają azymut przechodzącego przez nie światła spolaryzowanego. Uzyskuje się zatem efekt identyczny jak w przypadku zastosowania komórki Faradaya. Zgodnie z tożsamością (3.2) elementy takie można zbudować z nematycznego modulatora ciekłokrystalicznego oraz dwóch ćwierćfalówek.



Rysunek 4.5. Schemat układu pomiarowego 3.

Wektor Stokesa światła na wyjściu układu opisuje równanie:

$$[S_{OUT}] = [A_0][TN2][W2_0][OB][W1_0][TN1][P_0][S_{IN}]. \quad (4.39)$$

Rozpisując dalej macierze Muellera otrzymuje się:

$$[S_{OUT}] = I_c \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma_{TN2} & \sin \gamma_{TN2} & 0 \\ 0 & -\sin \gamma_{TN2} & \cos \gamma_{TN2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(2\pi f_2 x + \phi_2) & \sin(2\pi f_2 x + \phi_2) \\ 0 & 0 & -\sin(2\pi f_2 x + \phi_2) & \cos(2\pi f_2 x + \phi_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ 0 & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ 0 & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(2\pi f_1 x + \phi_1) & \sin(2\pi f_1 x + \phi_1) \\ 0 & 0 & -\sin(2\pi f_1 x + \phi_1) & \cos(2\pi f_1 x + \phi_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma_{TN1} & \sin \gamma_{TN1} & 0 \\ 0 & -\sin \gamma_{TN1} & \cos \gamma_{TN1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.40)$$

gdzie:

$$I_c(x, y) = \frac{1}{4} T_{TN1}^2(x, y) T_{W1}^2(x, y) T_{OB}^2(x, y) T_{W2}^2(x, y) T_{TN2}^2(x, y) I_0(x, y), \quad (4.41)$$

$$\phi_1 = 2\pi f_0 k_1, \quad (4.42)$$

$$\phi_2 = 2\pi f_0 k_2. \quad (4.43)$$

Natężenie światła na wyjściu układu ma postać:

$$\begin{aligned} I(x, y) = I_c(x, y) & [1 + m_{22} \cos \gamma_{TN1} \cos \gamma_{TN2} + m_{32} \cos \gamma_{TN1} \sin \gamma_{TN2} \cos(2\pi f_2 x + \phi_2) \\ & + m_{42} \cos \gamma_{TN1} \sin \gamma_{TN2} \sin(2\pi f_2 x + \phi_2) - m_{23} \sin \gamma_{TN1} \cos \gamma_{TN2} \cos(2\pi f_1 x + \phi_1) \\ & - m_{33} \sin \gamma_{TN1} \sin \gamma_{TN2} \cos(2\pi f_1 x + \phi_1) \cos(2\pi f_2 x + \phi_2) \\ & - m_{43} \sin \gamma_{TN1} \sin \gamma_{TN2} \cos(2\pi f_1 x + \phi_1) \sin(2\pi f_2 x + \phi_2) + m_{24} \sin \gamma_{TN1} \cos \gamma_{TN2} \sin(2\pi f_1 x + \phi_1) \\ & + m_{34} \sin \gamma_{TN1} \sin \gamma_{TN2} \sin(2\pi f_1 x + \phi_1) \cos(2\pi f_2 x + \phi_2) \\ & + m_{44} \sin \gamma_{TN1} \sin \gamma_{TN2} \sin(2\pi f_1 x + \phi_1) \sin(2\pi f_2 x + \phi_2)] \end{aligned} \quad (4.44)$$

Pomiar polega na zarejestrowaniu trzech obrazów natężenia światła dla następujących konfiguracji parametrów γ_{TN1} i γ_{TN2} :

1. $\gamma_{TN1}=90^\circ$ i $\gamma_{TN2}=0^\circ$ ($P_{-45^\circ}, A_{0^\circ}$),
2. $\gamma_{TN1}=90^\circ$ i $\gamma_{TN2}=90^\circ$ ($P_{-45^\circ}, A_{45^\circ}$),
3. $\gamma_{TN1}=0^\circ$ i $\gamma_{TN2}=90^\circ$ ($P_{0^\circ}, A_{45^\circ}$).

Pomiar można zrealizować bez użycia elementów $[TN1]$ oraz $[TN2]$, obracając odpowiednio polaryzator $[P_0]$ i analizator $[A_0]$. Dlatego w nawiasach zostały podane wartości kątów o jakie należy obrócić polaryzator i analizator. Ponownie stosuje się algorytm Takedy dla $\phi_1=0$ i $\phi_2=0$. Należy zwrócić uwagę, że dla drugiego pomiaru częstość nośna, o którą należy przesunąć pierwszy rząd w dziedzinie Fouriera wynosić będzie $f_1 + f_2$. Otrzymuje się zatem:

$$\tan \Phi_1 = \frac{I_c \left(\cos 2\theta_{OB} \sin 2\alpha_{OB} \sin \gamma_{OB} - 4 \sin 4\theta_{OB} \cos 2\alpha_{OB} \sin^2 \frac{\gamma_{OB}}{2} \right)}{-I_c \left(\cos^2 2\theta_{OB} \sin 4\alpha_{OB} \sin^2 \frac{\gamma_{OB}}{2} + \sin 2\theta_{OB} \sin \gamma_{OB} \right)} = \frac{\text{Im}[c_1]}{\text{Re}[c_1]}, \quad (4.45)$$

$$\begin{aligned} \tan \Phi_2 &= \\ &= \frac{-I_c \cos 2\theta_{OB} \cos 2\alpha_{OB} \sin \gamma_{OB}}{-I_c \left[\frac{1}{16} (6 - 2 \cos 4\alpha_{OB} + 2 \cos 4\alpha_{OB} \cos \gamma_{OB} + 10 \cos \gamma_{OB}) - \frac{1}{2} \cos^2 2\alpha_{OB} \cos 4\theta_{OB} \sin^2 \frac{\gamma_{OB}}{2} \right]} \\ &= \frac{\text{Im}[c_2]}{\text{Re}[c_2]} \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$\tan \Phi_3 = \frac{-I_c \left(\cos 2\theta_{OB} \sin 2\alpha_{OB} \sin \gamma_{OB} + 4 \sin 4\theta_{OB} \cos 2\alpha_{OB} \sin^2 \frac{\gamma_{OB}}{2} \right)}{I_c \left(\cos^2 2\theta_{OB} \sin 4\alpha_{OB} \sin^2 \frac{\gamma_{OB}}{2} - \sin 2\theta_{OB} \sin \gamma_{OB} \right)} = \frac{\text{Im}[c_3]}{\text{Re}[c_3]}. \quad (4.47)$$

Podobnie jak w poprzednim przykładzie dla przejrzystości zapisu, we wzorach 4.45 – 4.47 pominięto oznaczenia $\Phi_i(x, y)$, $I_c(x, y)$, $\alpha_{OB}(x, y)$, $\gamma_{OB}(x, y)$, $\theta_{OB}(x, y)$, $c_i(x, y)$.

Szukane rozkłady kąta azymutu pierwszego wektora własnego, kąta eliptyczności oraz przesunięcia fazowego między falami własnymi oblicza się z następujących wyrażeń:

$$\tilde{\alpha}_{OB}(x, y) = 0.5 \tan^{-1} \left\{ \frac{\text{Im}[c_1(x, y)] - \text{Im}[c_3(x, y)]}{-2 \text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}, \quad (4.48)$$

$$\tilde{\theta}_{OB}(x, y) = 0.5 \tan^{-1} \left\{ \frac{\cos 2\tilde{\alpha}_{OB}}{2} \cdot \frac{\text{Re}[c_1(x, y)] + \text{Re}[c_3(x, y)]}{\text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}, \quad (4.49)$$

$$\tilde{\gamma}_{OB}(x, y) = 2 \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{2 \sin 2\tilde{\theta}_{OB}} \cdot \frac{\text{Im}[c_1(x, y)] + \text{Im}[c_3(x, y)]}{\text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}. \quad (4.50)$$

W układzie tym można, zrealizować pomiar ośrodków liniowo dwójłomnych niedichroicznych. W tym celu rejestruje się dwa natężenia światła dla konfiguracji 1 i 2, a rozkłady kąta azymutu pierwszego wektora własnego i przesunięcia fazowego wnoszonego przez badany obiekt wyznacza się ze wzorów:

$$\tilde{\alpha}_{OB}(x, y) = 0.5 \tan^{-1} \left\{ \frac{-\text{Im}[c_1(x, y)]}{\text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}, \quad (4.51)$$

$$\tilde{\gamma}_{OB}(x, y) = 2 \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{\sin 2\tilde{\alpha}_{OB}} \cdot \frac{\text{Re}[c_1(x, y)]}{\text{Im}[c_2(x, y)]} \right\}. \quad (4.52)$$

5 Analiza dokładności metody polarymetrii obrazowej z częstotliwością nośną

W rozdziale tym przeprowadzono analizę dokładności metody polarymetrii obrazowej z częstotliwością nośną. Działanie poszczególnych układów pomiarowych zostało zasymulowane w oparciu o równania (4.16), (4.27), (4.32), (4.44), opisujące rozkłady natężenia światła na wyjściu układów pomiarowych. W oparciu o model matematyczny układu pomiarowego zaprezentowano niedokładności w otrzymywanych wynikach jakie mogą powstać w rzeczywistym układzie pomiarowym. Błędy te mogą powstać w głównej mierze w wyniku niedokładnego ustawienia azymutów poszczególnych elementów optycznych. W symulacjach przyjęto zakresy zmian azymutów w zakresie $\pm 5^\circ$, choć w rzeczywistym układzie nie przekraczają one zakresu $\pm 2^\circ$.

Do filtracji pierwszego rzędu transformaty Fouriera analizowanych obrazów w dziedzinie częstotliwości przestrzennych została zastosowana funkcja okienkowa Hamminga. Szerokość funkcji okienkowej wpływa na rozdzielczość przestrzenną otrzymywanych obrazów po zastosowaniu odwrotnej transformaty Fouriera. Rozmiar funkcji okienkowej powinien być kompromisem między rozmiarem nie powodującym znacznej utraty informacji o szczegółach w obrazie a filtracją funkcji tła.

Założono ponadto, że we wzorach (4.14), (4.26), (4.41), amplitudowe współczynniki transmisji poszczególnych elementów optycznych wynoszą 1 oraz rozkład natężenia światła I_0 padającego na układ pomiarowy jest równomierny i wynosi 128 w skali 256 poziomów jasności.

Wpływ wartości częstotliwości nośnej f_0 na dokładność otrzymywanych wyników jest zauważalny jeśli rozkład natężenia światła I_0 jest niejednorodny. Im wartość f_0 jest większa tym dalej od początku układu współrzędnych jest pierwszy rząd transformaty Fouriera analizowanego obrazu. Otrzymuje się zatem możliwość skuteczniejszej filtracji funkcji tła. Symulacje dla płytki o jednorodnym rozkładzie dwójłomności przeprowadzono również przy użyciu niejednorodnego rozkładu natężenia światła I_0 . W tym celu zarejestrowano obraz natężenia światła za kolimatorem w rzeczywistym układzie pomiarowym i użyto go w symulacji jako rozkładu natężenia światła I_0 . Jednak w tym przypadku nie wpływało to na uzyskiwane wyniki.

Większa wartość f_0 , zgodnie z warunkami na jednoznaczność odtworzenia funkcji fazy przedstawionymi w rozdziale czwartym, umożliwi analizowanie obiektów o większym gradiencie zmienności kąta azymutu pierwszego wektora własnego oraz różnicy faz wnoszonej przez obiekt.

Należy jednak pamiętać, że im większa jest wartość f_0 tym układ pomiarowy jest bardziej wrażliwy na niedokładność ustawienia fazy początkowej.

Dla azymutu pierwszego wektora własnego pryzmatu Wollastona równego 0° , periodyczna modulacja stanu polaryzacji światła odbywa się tylko w kierunku osi x . Dzięki temu pierwszy rząd transformat Fouriera rejestrowanych obrazów natężenia światła, przesunięty jest tylko wzdłuż osi poziomej o wartość częstości nośnej od początku układu współrzędnych. Kilkustopniowa zmiana azymutu pryzmatu Wollastona od wartości 0° spowoduje przesunięcie pierwszego rzędu w dziedzinie Fouriera wzdłuż osi pionowej. Program do analizy rejestrowanych obrazów prążkowych, wykorzystując algorytm Takedy, przesuwa pierwszy rząd transformat Fouriera rejestrowanych obrazów tylko wzdłuż osi poziomej. Jeśli zatem pryzmat Wollastona nie jest prawidłowo ustawiony (prążki w rejestrowanych obrazach nie są równoległe do krawędzi obrazu), to zastosowane procedury spowodują błędne odtworzenie szukanych parametrów obiektu dwójłomnego.

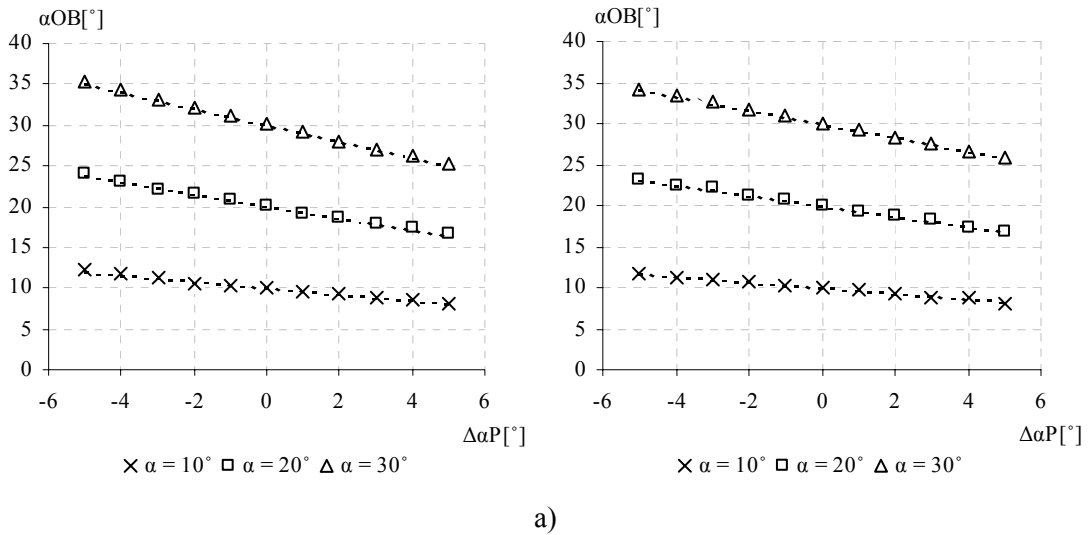
W rozdziale tym, przedstawiono również wyniki symulacji przeprowadzonych dla obiektów o niejednorodnych rozkładach dwójłomności.

5.1 Analiza dokładności polarymetrii obrazowej z częstością nośną dla ośrodków liniowo dwójłomnych, niedichroicznych

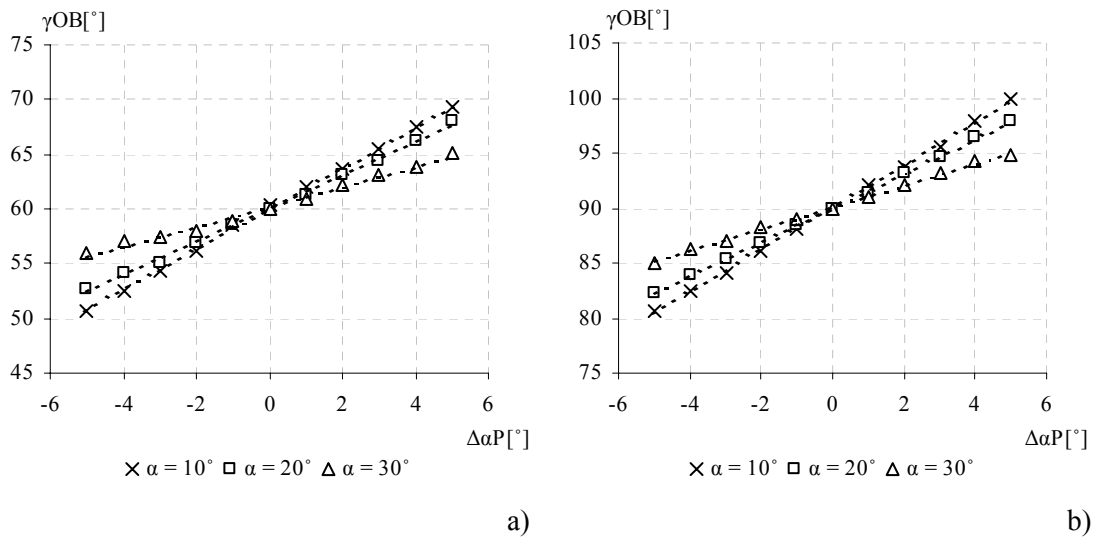
Rozkład natężenia światła na wyjściu układu pomiarowego pokazanego na rysunku 4.1 obliczono zgodnie ze wzorem (4.16). Symulacje przeprowadzono dla dwóch jednorodnych płytek wnoszących opóźnienie fazowe $\gamma_1=60^\circ$ i $\gamma_2=90^\circ$. Dla obu płytek przeprowadzono obliczenia dla trzech ustawień azymutu $\alpha_1=10^\circ$, $\alpha_2=20^\circ$ i $\alpha_3=30^\circ$.

Wynikiem symulacji są wartości średnie parametrów α_{OB} i γ_{OB} obliczone dla obrazu o rozmiarach 256x256 pikseli.

Rysunki 5.1 i 5.2 przedstawiają odpowiednio obliczone wartości kąta azymutu pierwszego wektora własnego α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha_P$ polaryzatora $[P_0]$ od wartości nominalnej.

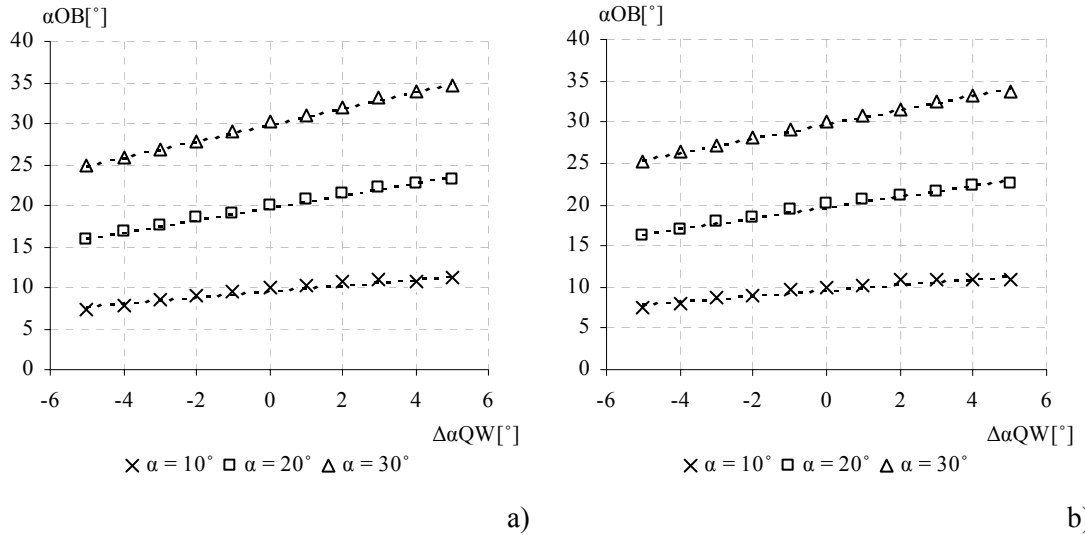


Rysunek 5.1. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_P$ polaryzatora $[P_0]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .

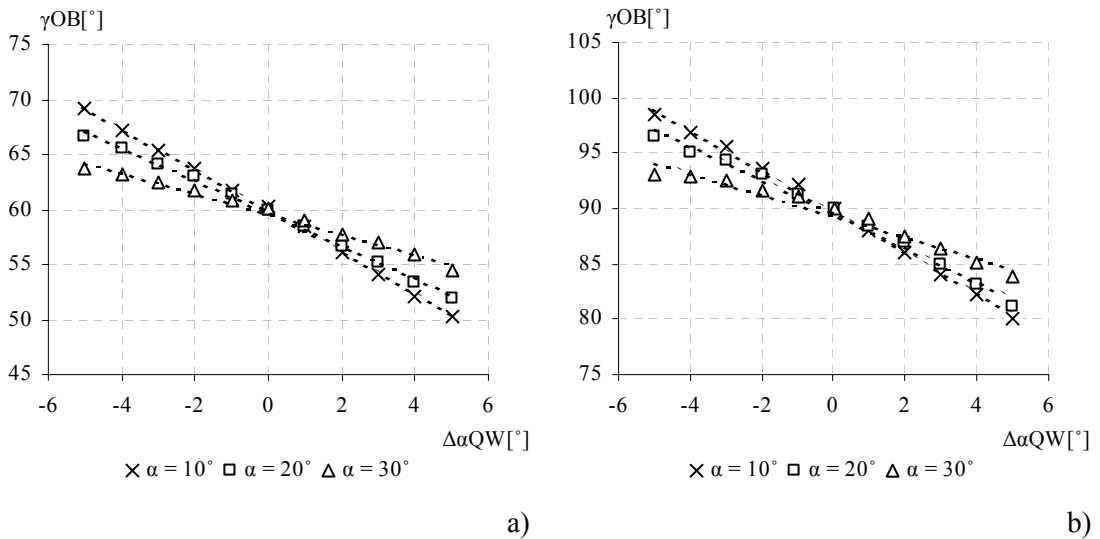


Rysunek 5.2. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_P$ polaryzatora $[P_0]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

Rysunki 5.3 i 5.4 przedstawiają odpowiednio obliczone wartości kąta azymutu pierwszego wektora własnego α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki $[QW_{45}]$ od wartości nominalnej.

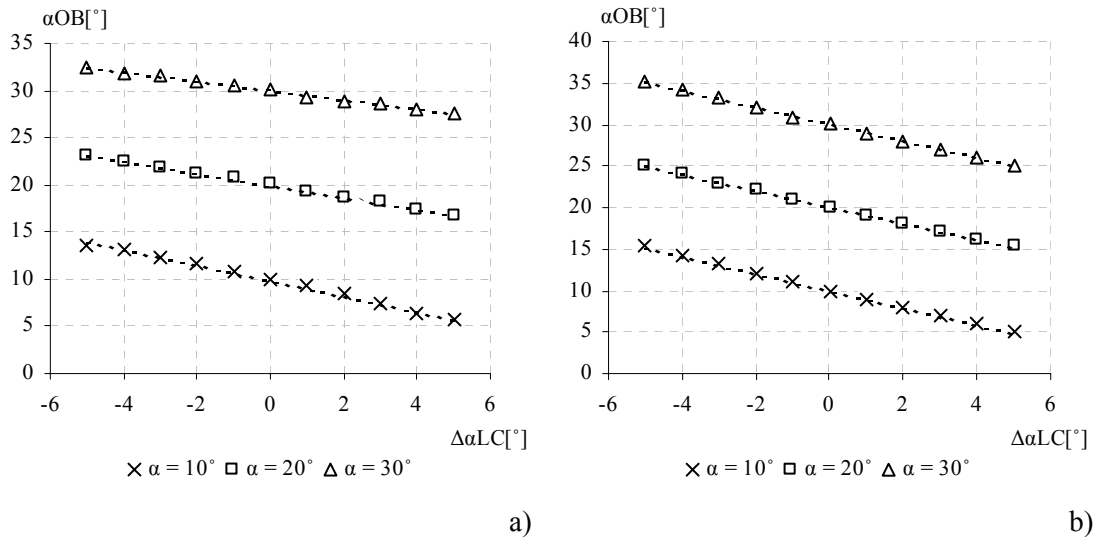


Rysunek 5.3. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki $[QW_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .



Rysunek 5.4. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki $[QW_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

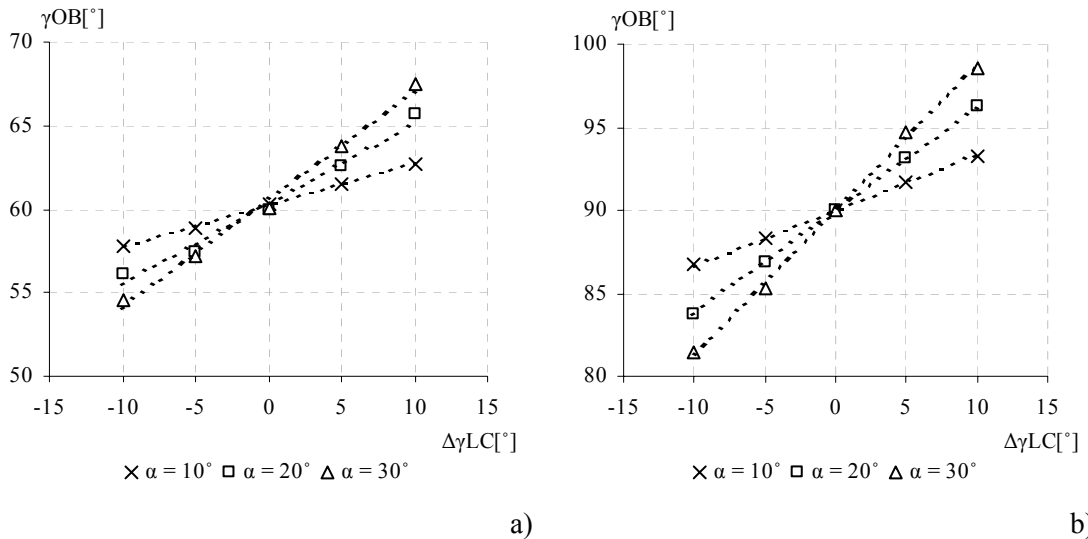
Rysunek 5.5 przedstawia obliczone wartości kąta azymutu α_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ od wartości nominalnej.



Rysunek 5.5. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .

Zmiany ustawienia azymutu modulatora ciekłokrystalicznego w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnej, nie wnoszą błędu większego niż $\pm 3^\circ$ w obliczanym opóźnieniu fazowym dla pierwszej płytki oraz nie wpływają na przesunięcie fazowe obliczane dla drugiej płytki.

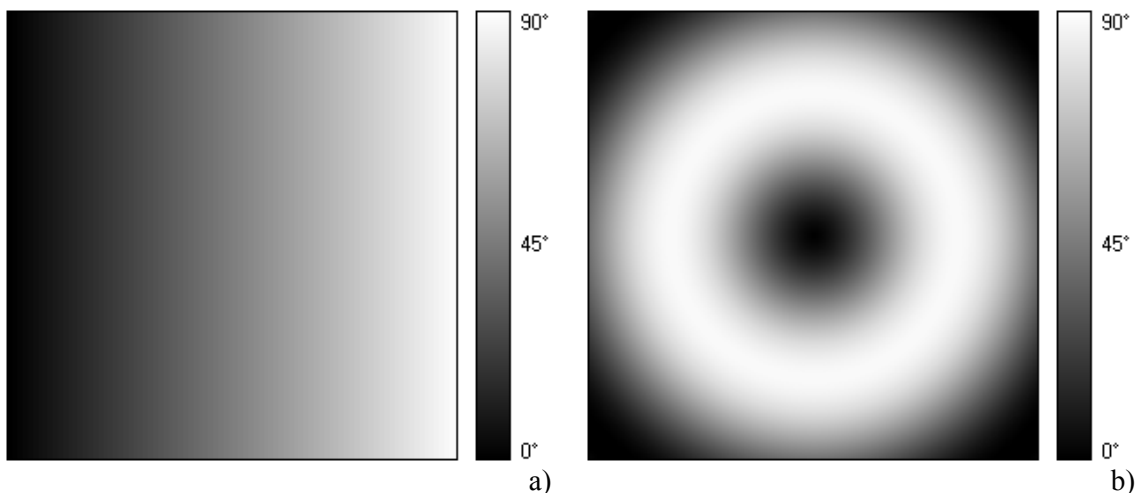
Zmiany wartości przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ w zakresie $\pm 10^\circ$ od wartości nominalnej, wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny dla pierwszego pomiaru natężenia światła, nie wnoszą błędu większego niż $\pm 2^\circ$ w obliczanych wartościach α_{OB} i γ_{OB} . Rysunek 5.6 przedstawia obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmiany przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny dla drugiego pomiaru natężenia światła. Zmiany parametru $\Delta\gamma_{LC}$ w zakresie $\pm 10^\circ$ nie wpływają na obliczane wartości azymutu α_{OB} .



Rysunek 5.6. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny $[LC_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

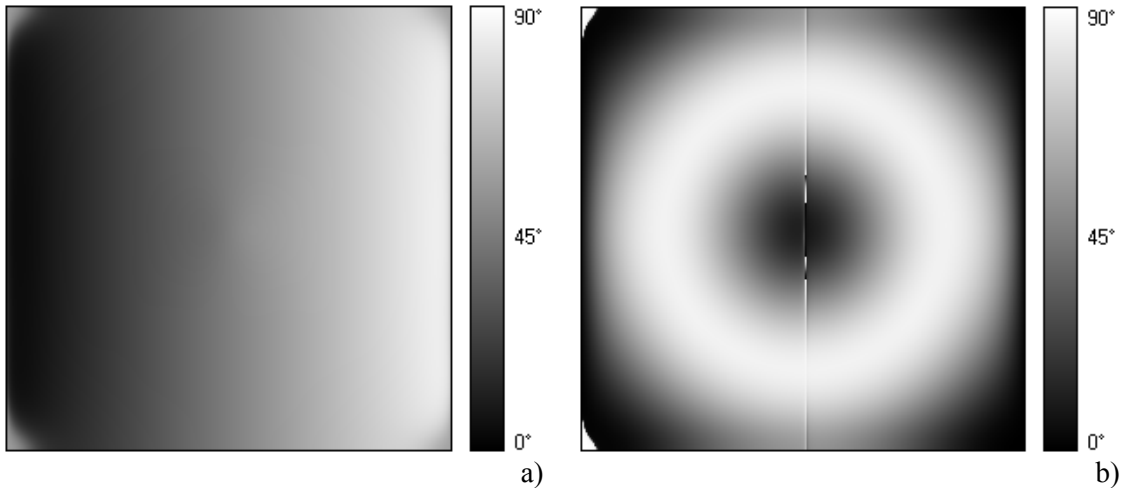
Zmiany ustawienia azymutu analizatora $[A_{45}]$ w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnej nie wpływają na obliczane wartości azymutu pierwszego wektora własnego α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} .

Rysunek 5.7 przedstawia rozkłady azymutu α oraz przesunięcia fazowego γ obiektu wzorcowego o niejednorodnym rozkładzie dwójłomności, dla którego została przeprowadzona symulacja działania układu. Wartości parametrów α i γ zmieniają się w zakresie $(0 \div \pi/2)$.

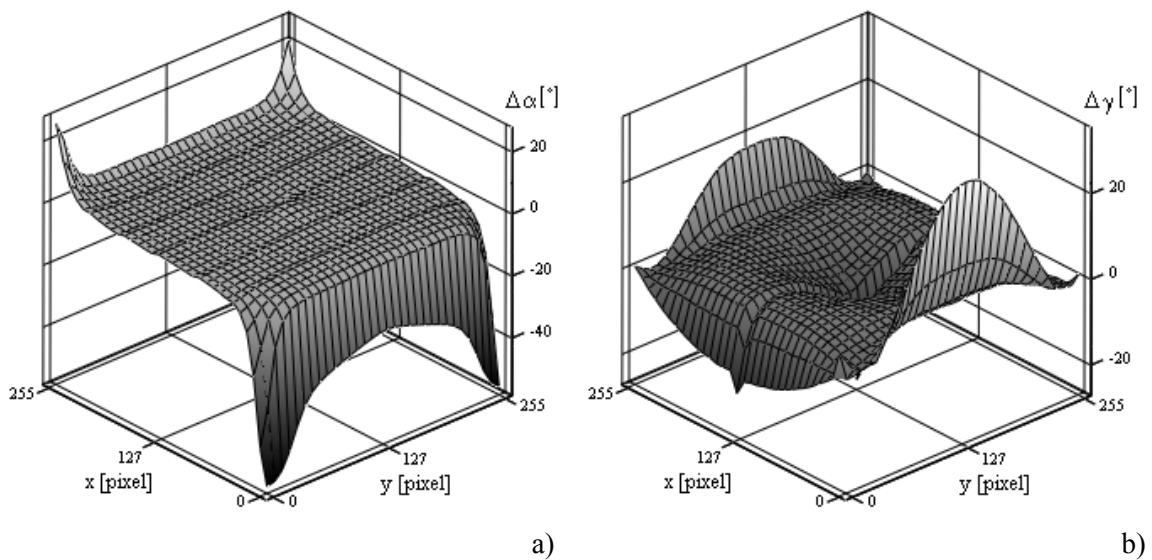


Rysunek 5.7. Rozkład a) azymutu α i b) przesunięcia fazowego γ obiektu wzorcowego.

Rysunek 5.8 przedstawia obliczone rozkłady kąta azymutu oraz opóźnienia fazowego jakie otrzymano w wyniku symulacji dla obiektu wzorcowego. Rysunek 5.9 przedstawia różnicę między wartościami wzorcowymi a obliczonymi.



Rysunek 5.8. Rozkład obliczonego a) azymutu α_{OB} i b) przesunięcia fazowego γ_{OB} .



Rysunek 5.9. Różnica między wzorcowym a obliczonym a) azymutem $\Delta\alpha$ i b) przesunięciem fazowym $\Delta\gamma$.

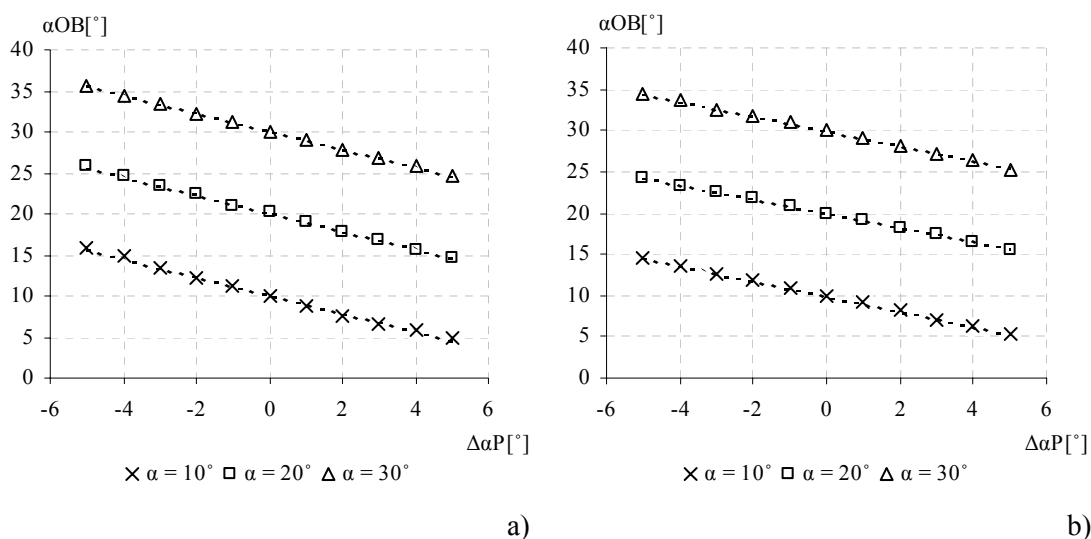
Wyniki symulacji przeprowadzonych dla układu pokazanego na rysunku 4.1, wskazują na konieczności prawidłowego ustawienia azymutów polaryzatora $[P_0]$ i ćwierćfalówki $[QW_{45}]$. Innymi słowy należy zadbać o uzyskanie wiązki światła kołowo spolaryzowanego, którym oświetla się badany obiekt $[OB]$. Zmiany wartości azymutów elementów $[P_0]$ i $[QW_{45}]$ od wartości nominalnych powodują uzyskanie wiązki światła eliptycznie spolaryzowanego, które wpływa niekorzystnie na dokładność otrzymywanych wartości kąta azymutu α_{OB} i opóźnienia fazowego γ_{OB} . Zmiany wartości azymutu

modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ od wartości nominalne w głównej mierze wpływają na dokładność uzyskanych wartości kąta azymutu α_{OB} . Natomiast zmiany przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator od wartości nominalnych wpływają na dokładność obliczanych wartości opóźnienia fazowego γ_{OB} .

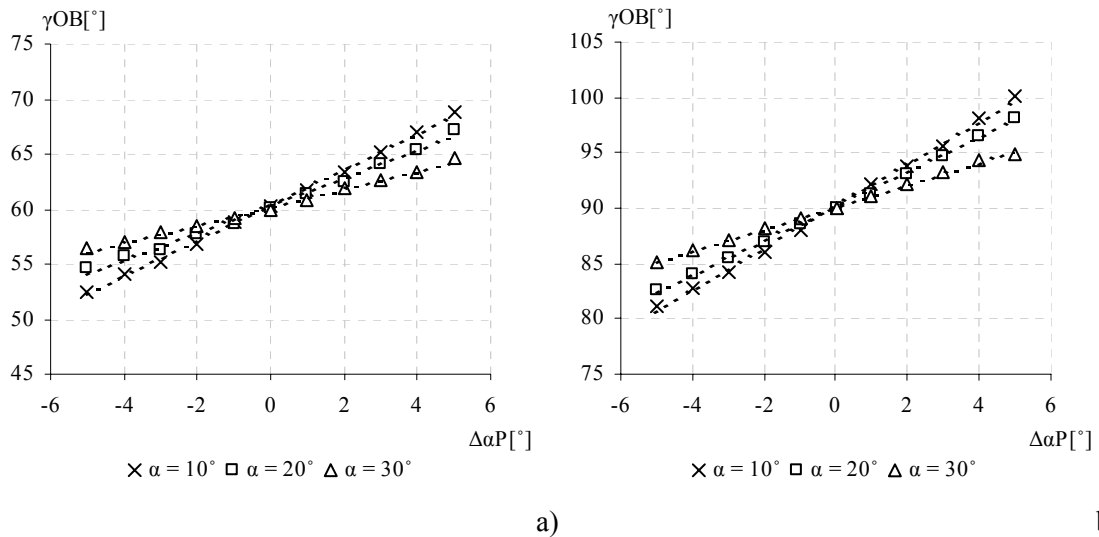
Analizując wyniki symulacji przeprowadzonej dla obiektu o niejednorodnym rozkładzie dwójłomności można stwierdzić, że największe niedokładności w obliczanych rozkładach azymutu α_{OB} i przesunięcia fazowego γ_{OB} pojawiają się przy krawędziach analizowanego obszaru. Jest to charakterystyczny efekt towarzyszący obliczeniom z wykorzystaniem transformaty Fouriera. Niedokładne odtworzenie wartości opóźnienia fazowego pojawia się w punktach, w których opóźnienie fazowe wnoszone przez badany obiekt jest bliskie zeru oraz w punktach, dla których azymut badanego obiektu równy jest 45° .

Równanie (4.27) opisuje rozkład natężenia światła, dla drugiej konfiguracji układu do pomiaru własności dwójłomnych ośrodków liniowo dwójłomnych niedichroicznych (Rysunek 4.4). Symulacje przeprowadzono również dla dwóch jednorodnych płytek wnoszących opóźnienie fazowe $\gamma_1=60^\circ$ i $\gamma_2=90^\circ$ dla trzech ustawień azymutu $\alpha_1=10^\circ$, $\alpha_2=20^\circ$ i $\alpha_3=30^\circ$.

Rysunki 5.10 i 5.11 przedstawiają odpowiednio obliczone wartości kąta azymutu α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha P$ polaryzatora $[P_0]$ od wartości nominalnej.

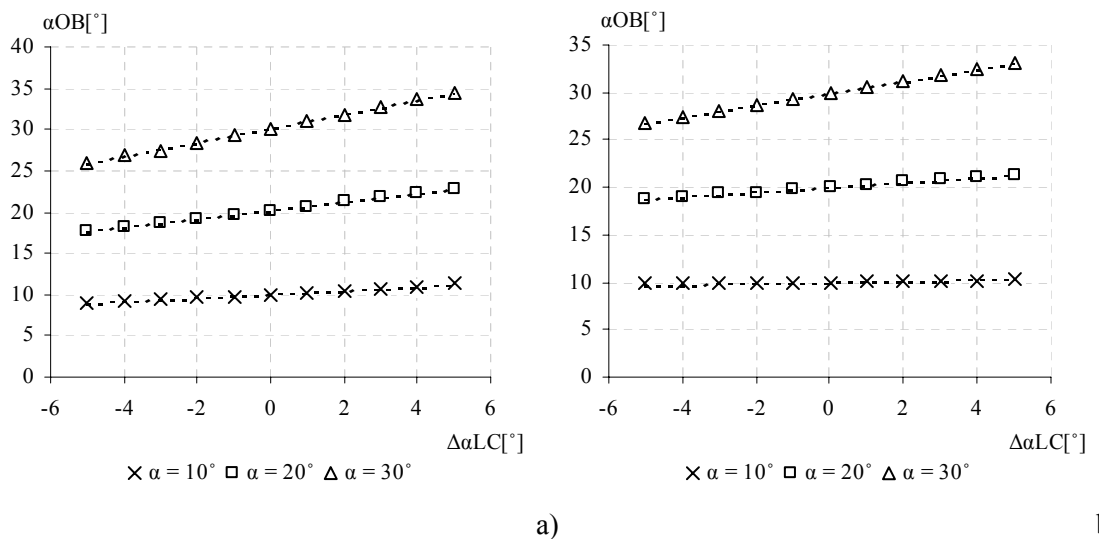


Rysunek 5.10. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha P$ polaryzatora $[P_0]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .

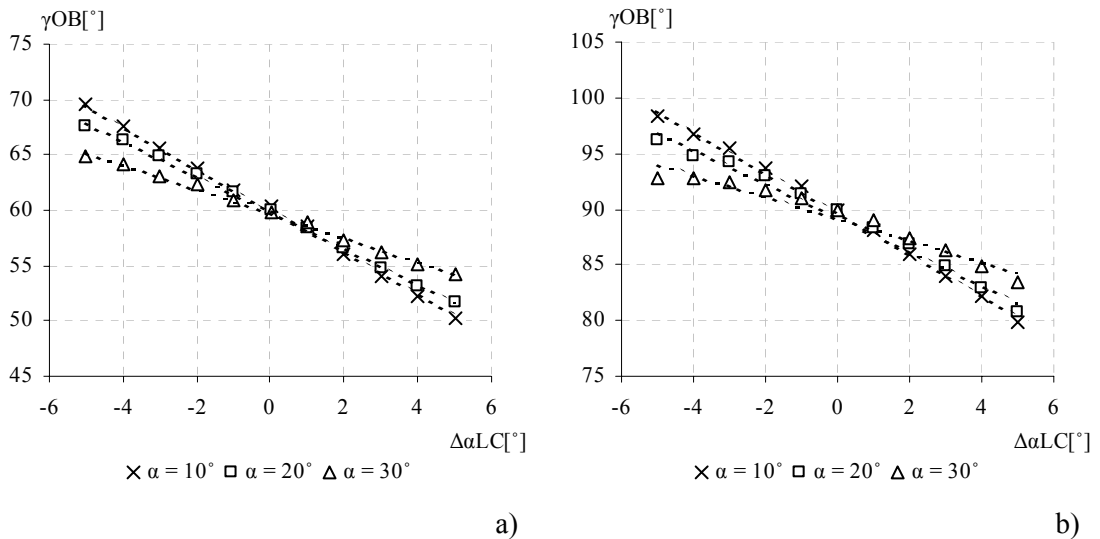


Rysunek 5.11. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_P$ polaryzatora $[P_0]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

Rysunki 5.12 i 5.13 przedstawiają odpowiednio obliczone wartości kąta azymutu α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ od wartości nominalnej.

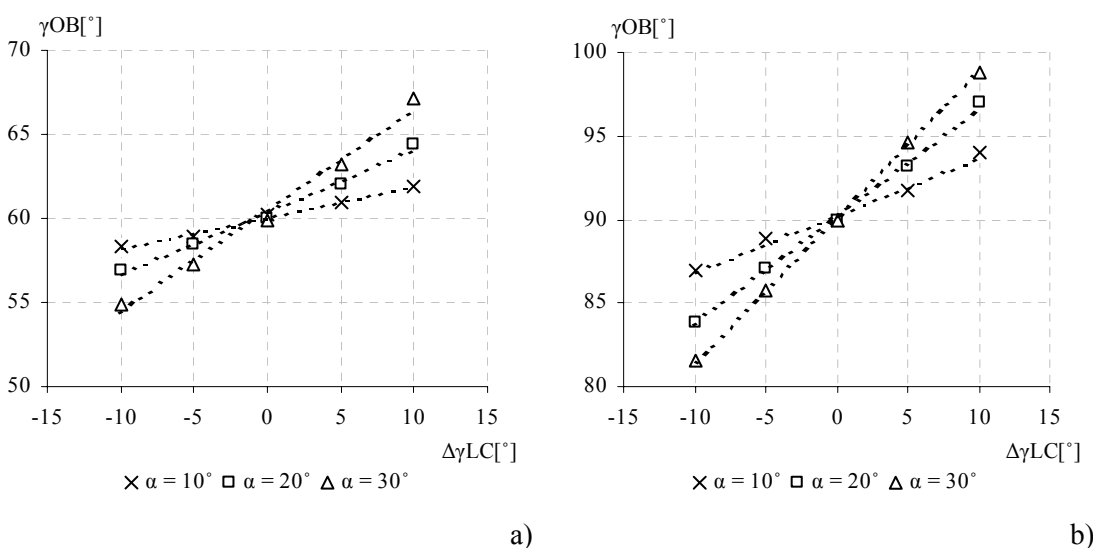


Rysunek 5.12. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .



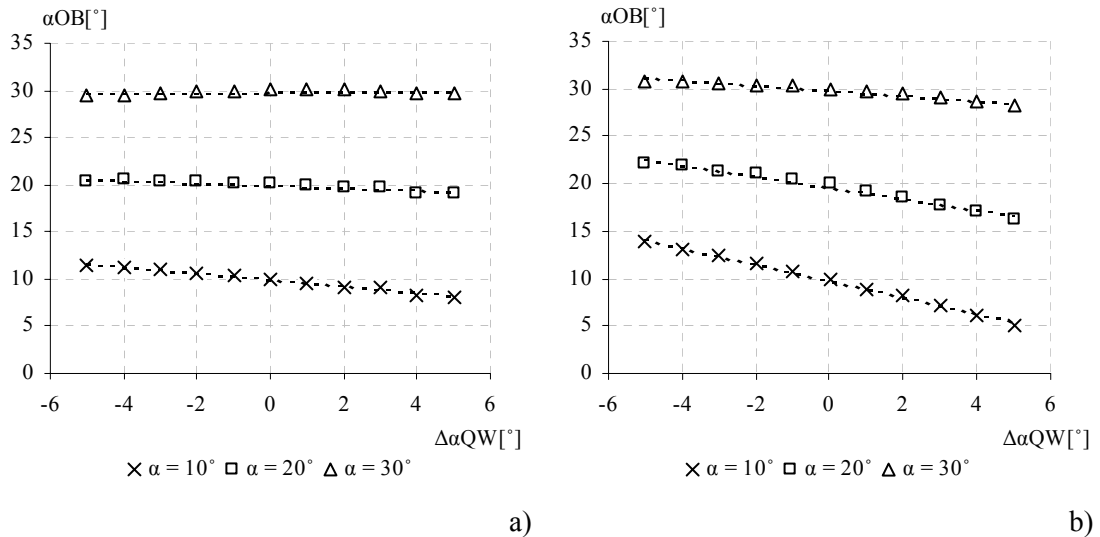
Rysunek 5.13. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

Zmiany wartości przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ w zakresie $\pm 10^\circ$ od wartości nominalnej, wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny dla pierwszego pomiaru natężenia światła, nie wnoszą błędu większego niż $\pm 2^\circ$ w obliczanych wartościach α_{OB} i γ_{OB} . Rysunek 5.14 przedstawia obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmiany przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny dla drugiego pomiaru natężenia światła. Zmiany parametru $\Delta\gamma_{LC}$ w zakresie $\pm 10^\circ$ nie wpływają na obliczane wartości azymutu α_{OB} .



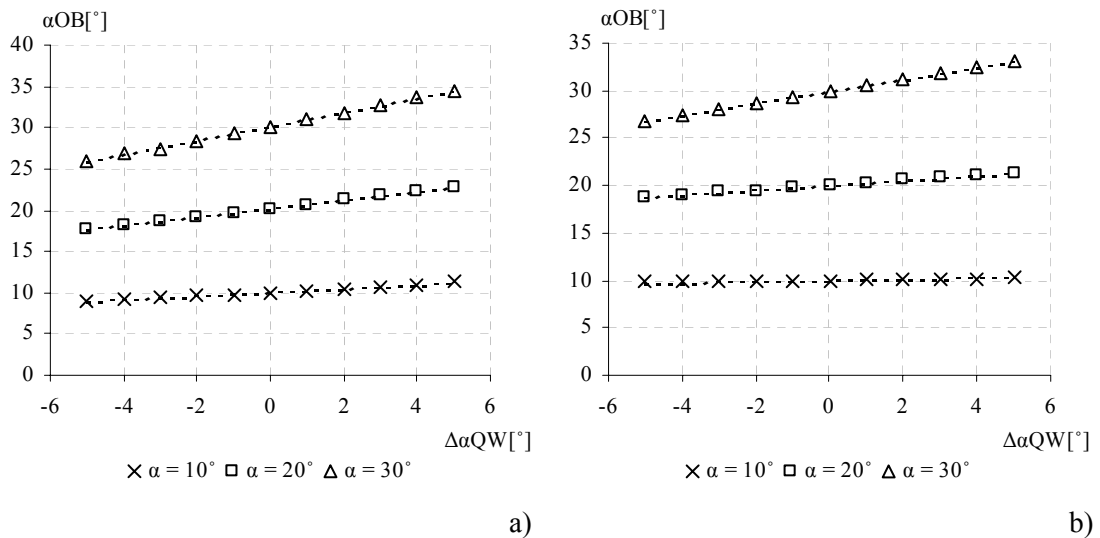
Rysunek 5.14. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny $[LC_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

W tej konfiguracji układu pomiarowego (Rysunek 4.4), modulator ciekłokrystaliczny można zastąpić obrotową ćwierćfalówką. Pierwszy pomiar natężenia światła wykonuje się dla azymutu ćwierćfalówki równego 0° , a drugi dla 45° . Zmiany azymutu ćwierćfalówki $\Delta\alpha_{QW}$ w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnej dla pierwszego pomiaru natężenia światła nie wpływają na obliczone wartości parametru γ_{OB} , natomiast wpływają na obliczane wartości azymutu α_{OB} ilustruje to rysunek 5.15.

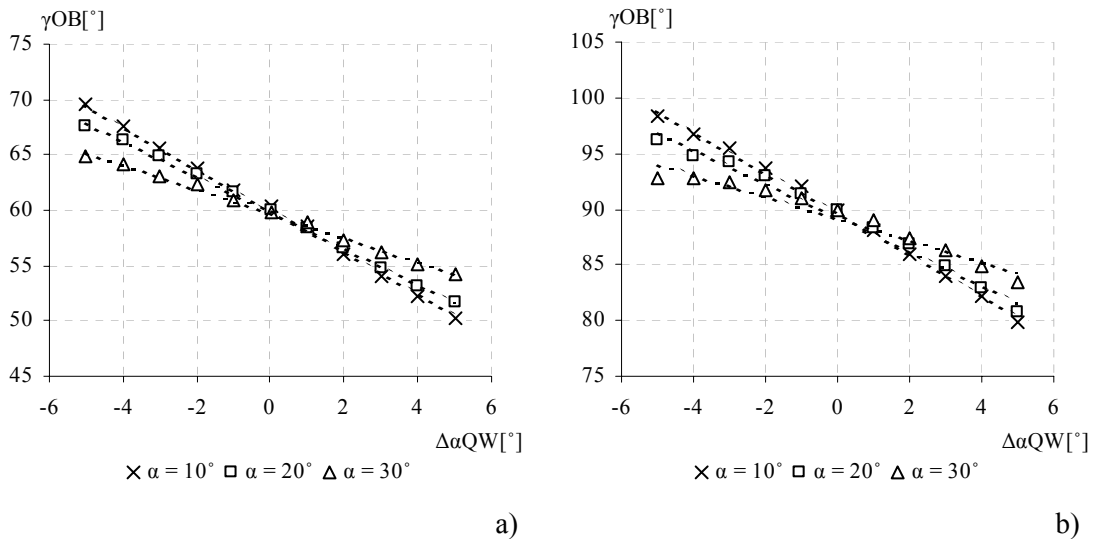


Rysunek 5.15. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .

Rysunki 5.16 i 5.17 przedstawiają odpowiednio obliczone wartości kąta azymutu α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki od wartości nominalnej dla drugiego pomiaru natężenia światła.



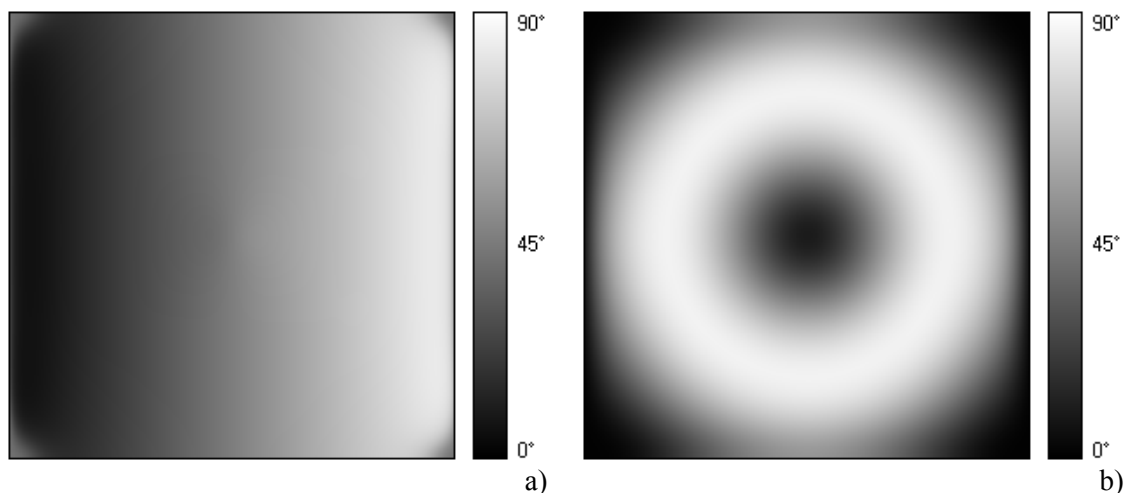
Rysunek 5.16. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .



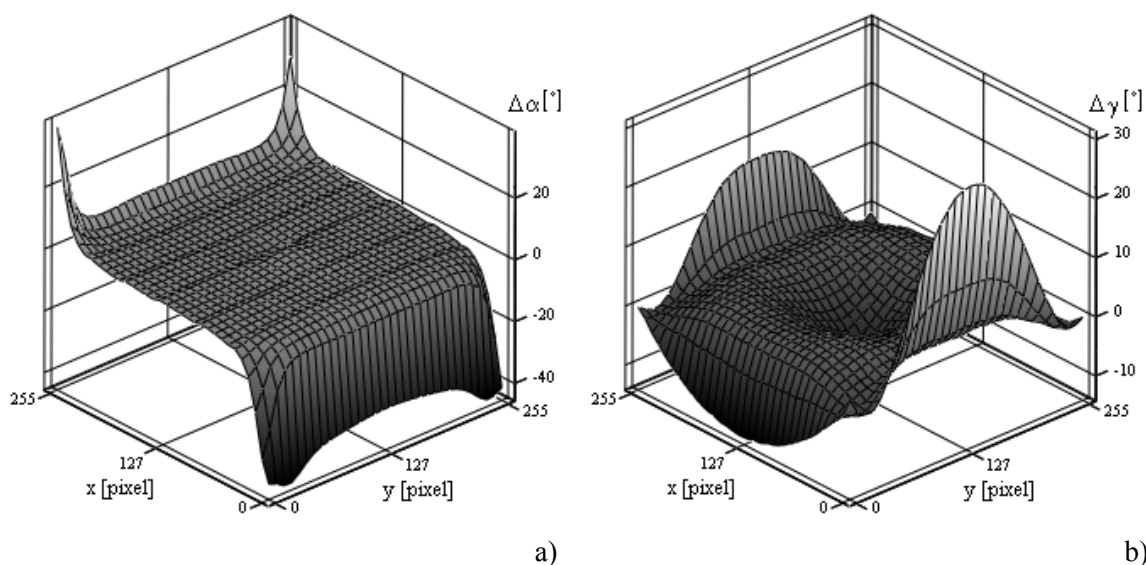
Rysunek 5.17. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

Podobnie jak w poprzednim układzie pomiarowym, zmiana ustawienia azymutu analizatora $[A_{45}]$ w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnej nie wpływa na obliczane wartości azymutu α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} .

Rysunek 5.18 przedstawia obliczone rozkłady azymutu oraz przesunięcia fazowego, dla obiektu wzorcowego o rozkładach parametrów α i γ przedstawionych na rysunku 5.7. Rysunek 5.19 przedstawia różnicę między wartościami wzorcowymi a obliczonymi.



Rysunek 5.18. Rozkład obliczonego a) azymutu α_{OB} i b) przesunięcia fazowego γ_{OB} .



Rysunek 5.19. Różnica między wzorcowym a obliczonym a) azymutem $\Delta\alpha$ i b) przesunięciem fazowym $\Delta\gamma$.

Polaryzator $[P_0]$ i modulator ciekłokrystaliczny $[LC_{45}]$ tworzą układ generatora stanu polaryzacji (GSP). Jego zadaniem jest wytworzenie dwóch stanów polaryzacji światła: liniowego dla pierwszego pomiaru natężenia światła oraz kołowego dla drugiego pomiaru. Zmiany wartości azymutów elementów $[P_0]$ i $[LC_{45}]$ jak również przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny od wartości nominalnych, spowodują zmianę eliptyczności światła na wyjściu układu GSP . Wyniki symulacji wskazują na wpływ zmiany eliptyczności wiązki światła otrzymanego na wyjściu GSP (zarówno w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym jak i obrotową ćwierćfalówką) na otrzymane wartości kąta azymutu α_{OB} oraz przesunięcia fazowego γ_{OB} .

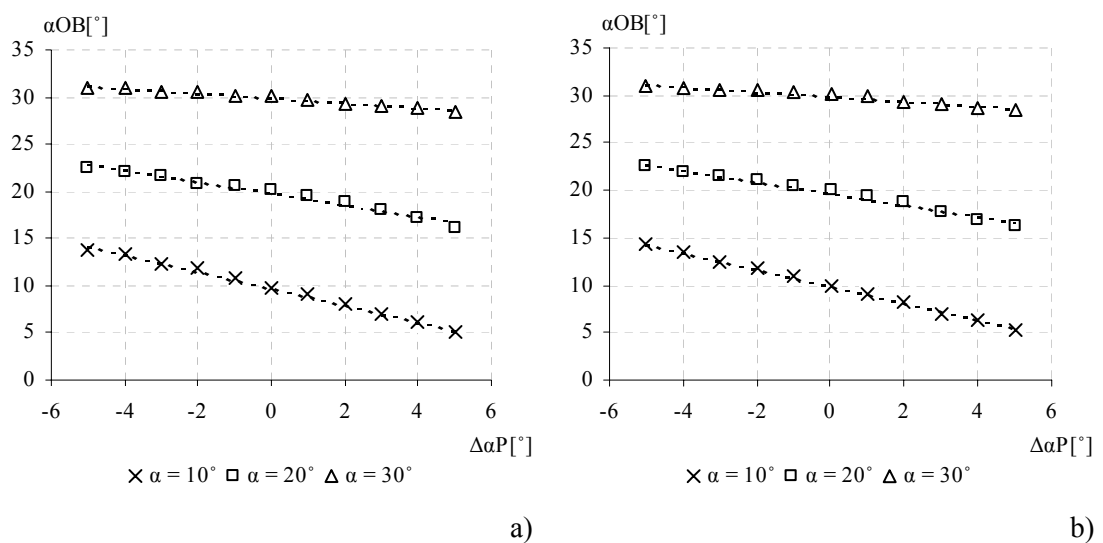
Podobnie jak w poprzednim układzie w wynikach symulacji uzyskanych dla obiektu o niejednorodnym rozkładzie dwójłomności ujawnia się efekt użycia transformaty Fouriera. Również niedokładne odtworzenie wartości opóźnienia fazowego pojawia się w punktach, w których opóźnienie fazowe wnoszone przez badany obiekt jest bliskie zeru.

5.2 Analiza dokładności polarymetrii obrazowej z częstością nośną dla ośrodków liniowo dwójłomnych, dichroicznych

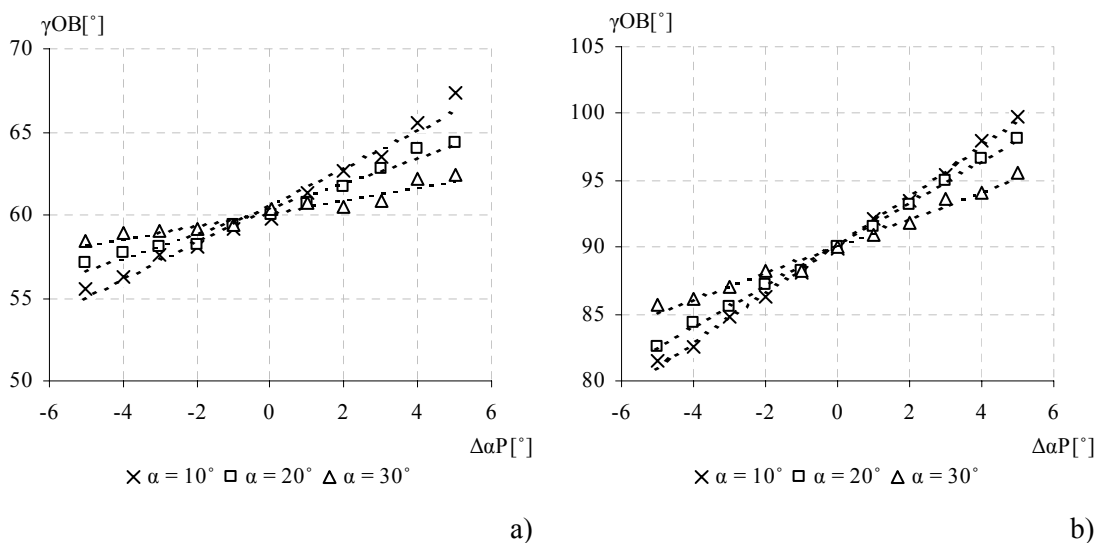
Pomiar własności optycznych ośrodków liniowo dwójłomnych, dichroicznych wykonuje się w układzie przedstawionym na rysunku 4.4. Rozkład natężenia światła na wyjściu układu pomiarowego opisuje równanie (4.32). Podobnie jak w poprzednich przykładach symulacje przeprowadzono dla dwóch jednorodnych płytek wnoszących

opóźnienie fazowe $\gamma_1=60^\circ$ i $\gamma_2=90^\circ$ dla trzech ustawień azymutu $\alpha_1=10^\circ$, $\alpha_2=20^\circ$ i $\alpha_3=30^\circ$ oraz kącie dichroizmu $\beta=15^\circ$.

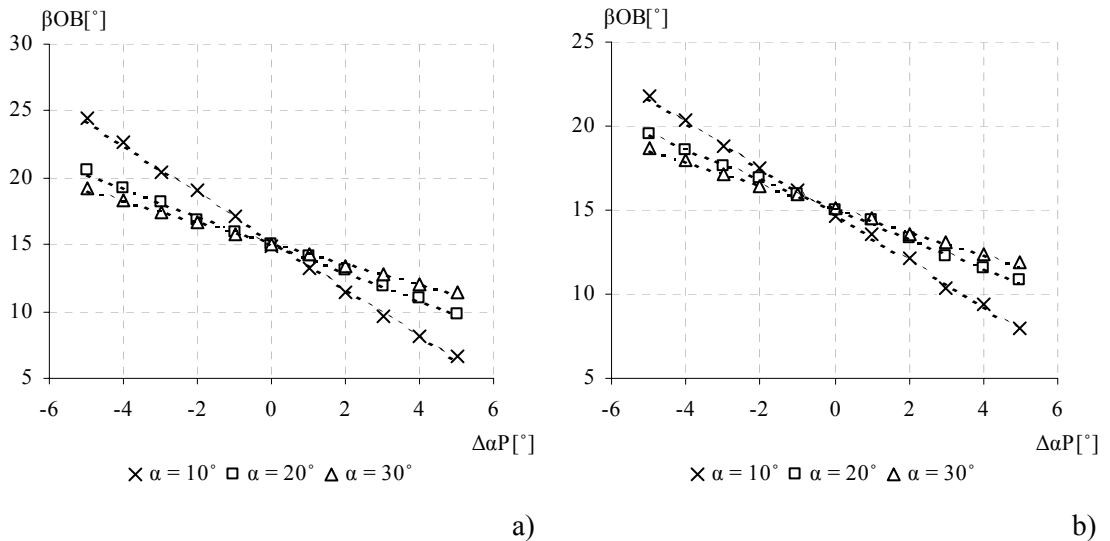
Rysunki 5.20, 5.21 i 5.22 przedstawiają odpowiednio obliczone wartości kąta azymutu α_{OB} , przesunięcia fazowego γ_{OB} oraz kąta dichroizmu β_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha P$ polaryzatora $[P_0]$ od wartości nominalnej dla dwóch pierwszych pomiarów natężenia światła. Zmiany azymutu polaryzatora od wartości nominalnej dla trzeciego pomiaru natężenia światła nie wnoszą błędu większego niż $\pm 2^\circ$ w obliczanych wartościach parametrów α_{OB} , γ_{OB} i β_{OB} .



Rysunek 5.20. Obliczone wartości azymutu α_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha P$ polaryzatora $[P_0]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .

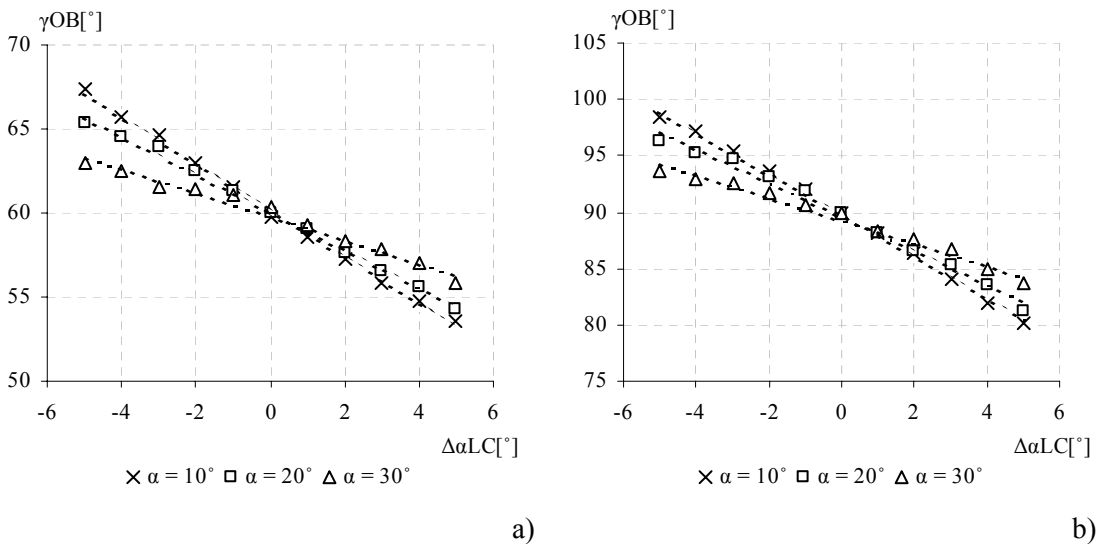


Rysunek 5.21. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha P$ polaryzatora $[P_0]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.



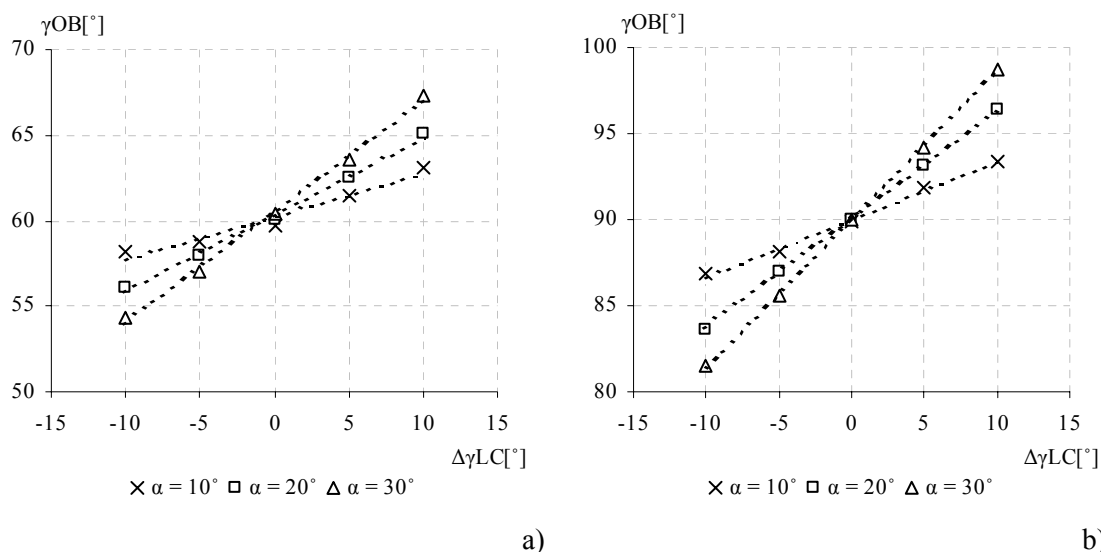
Rysunek 5.22. Obliczone wartości kąta dichroizmu β_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_P$ polaryzatora $[P_0]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) γ_1 i b) γ_2 .

Rysunek 5.23 przedstawia obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ od wartości nominalnej. Zmiany azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ nie wpływają na obliczone wartości azymutu α_{OB} , oraz nie wnoszą błędu większego niż $\pm 2^\circ$ w obliczanych wartościach kąta dichroizmu β_{OB} .



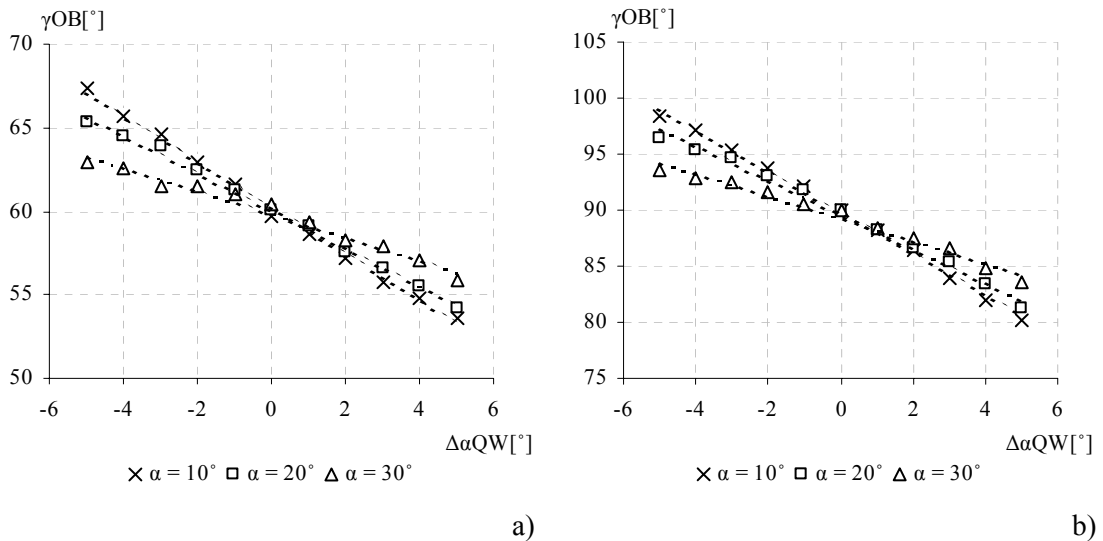
Rysunek 5.23. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{LC}$ modulatora ciekłokrystalicznego $[LC_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

Rysunek 5.24 przedstawia obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmiany wartości przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ w zakresie $\pm 10^\circ$ od wartości nominalnej, wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny dla drugiego pomiaru natężenia światła. W pozostałych przypadkach zmiany wartości przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ w zakresie $\pm 10^\circ$ od wartości nominalnej nie wnoszą błędu większego niż $\pm 2^\circ$ w obliczanych wartościach parametrów α_{OB} , γ_{OB} i β_{OB} .



Rysunek 5.24. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{LC}$ wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny $[LC_{45}]$ dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

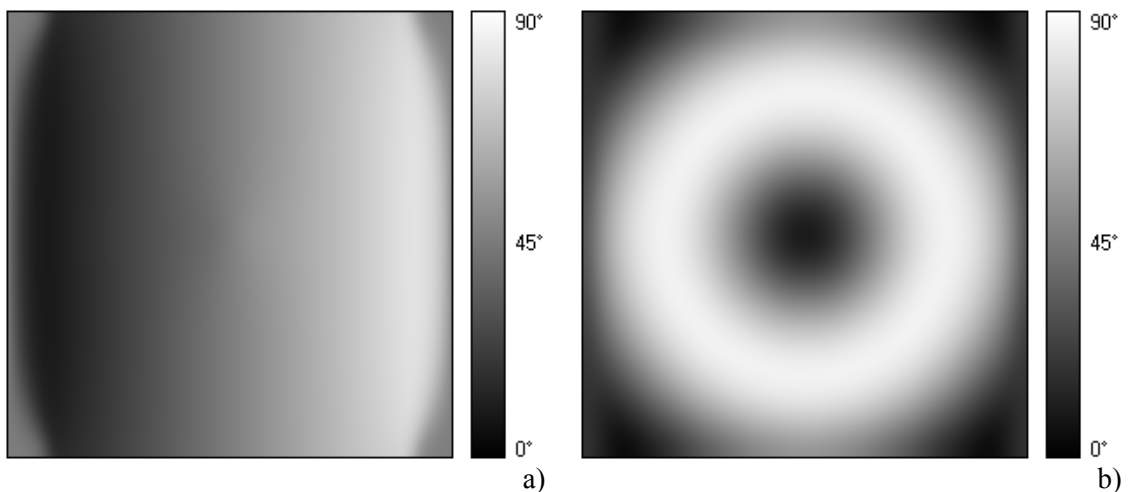
Podobnie jak w poprzednim przykładzie w tej konfiguracji układu pomiarowego, modulator ciekłokrystaliczny może zostać zastąpiony obrotową ćwierćfalówką. Azymut ćwierćfalówki, dla kolejnych trzech pomiarów natężenia światła wynosi odpowiednio: 0° , 45° , 45° . Rysunek 5.25 przedstawia obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} dla badanych płytek w zależności od zmian azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki od wartości nominalnej dla drugiego pomiaru natężenia światła. W pozostałych przypadkach zmiany azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnej nie wnoszą błędu większego niż $\pm 2^\circ$ w obliczanych wartościach parametrów α_{OB} , γ_{OB} i β_{OB} .



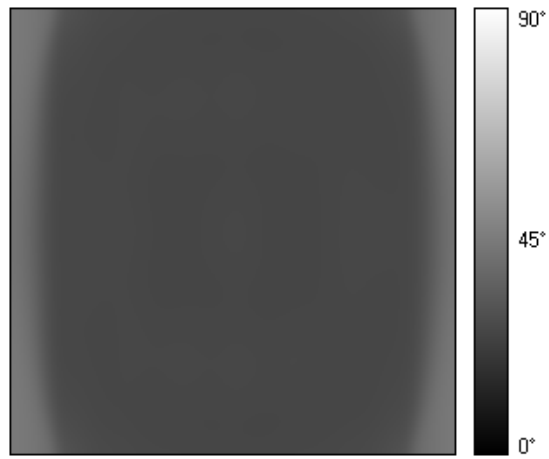
Rysunek 5.25. Obliczone wartości przesunięcia fazowego γ_{OB} w zależności od zmiany ustawienia azymutu $\Delta\alpha_{QW}$ ćwierćfalówki dla płytki wnoszącej opóźnienie fazowe a) $\gamma_1=60^\circ$ i b) $\gamma_2=90^\circ$.

Zmiany ustawienia azymutu analizatora $[A_{45}]$ w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnej nie wpływają na obliczane wartości parametrów α_{OB} , γ_{OB} i β_{OB} .

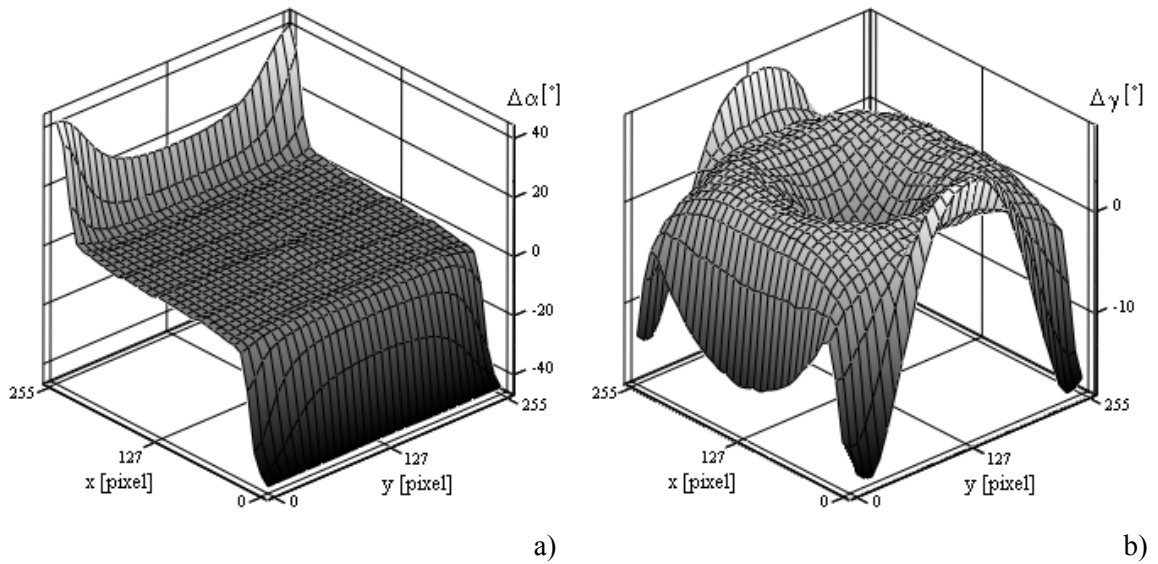
Rysunek 5.26 przedstawia obliczone rozkłady azymutu oraz przesunięcia fazowego, dla obiektu wzorcowego o rozkładach parametrów α i γ przedstawionych na rysunku 5.7. i jednorodnym rozkładzie parametru $\beta=25^\circ$. Rysunek 5.27 przedstawia rozkład obliczonego kąta dichroizmu β . Rysunek 5.28 i 5.29 przedstawia różnicę między wartościami wzorcowymi a obliczonymi.



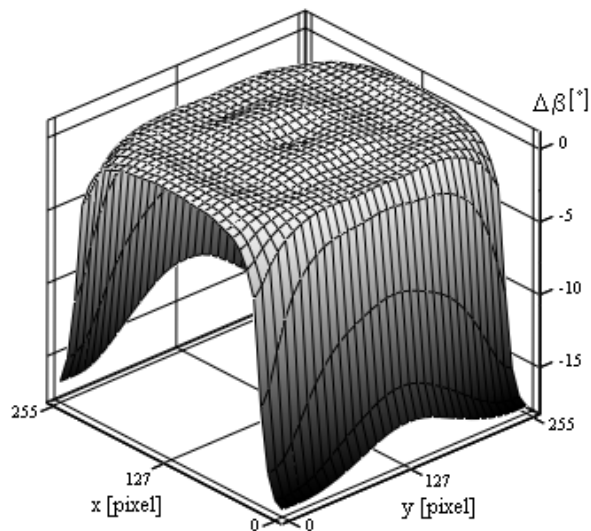
Rysunek 5.26. Rozkład obliczonego a) azymutu α_{OB} i b) przesunięcia fazowego γ_{OB} .



Rysunek 5.27. Rozkład obliczonego kąta dichroizmu β_{OB} .



Rysunek 5.28. Różnica między wzorcowym a obliczonym a) azymutem $\Delta\alpha$ i b) przesunięciem fazowym $\Delta\gamma$.



Rysunek 5.29. Różnica między wzorcowym a obliczonym rozkładem parametru $\Delta\beta$.

Pomiar dwójłomności ośrodków liniowo dwójłomnych, dichroicznych wykonuje się również w układzie pomiarowym przedstawionym na rysunku 4.4. Otrzymane wyniki symulacji, potwierdzają podobnie jak w poprzednim przykładzie wpływ zmiany eliptyczności wiązki światła na wyjściu układu generatora stanu polaryzacji na otrzymywane wartości parametrów α_{OB} , γ_{OB} i β_{OB} . Również i w tym przypadku w wynikach symulacji dla obiektu o niejednorodnym rozkładzie dwójłomności ujawnia się efekt użycia transformaty Fouriera. Dodatkowo można zauważyć wpływ wartości opóźnienia fazowego wnoszonego przez badany obiekt na dokładność uzyskiwanych wartości kąta dichroizmu.

5.3 Analiza dokładności polarymetrii obrazowej z częstością nośną dla ośrodków eliptycznie dwójłomnych, niedichroicznych

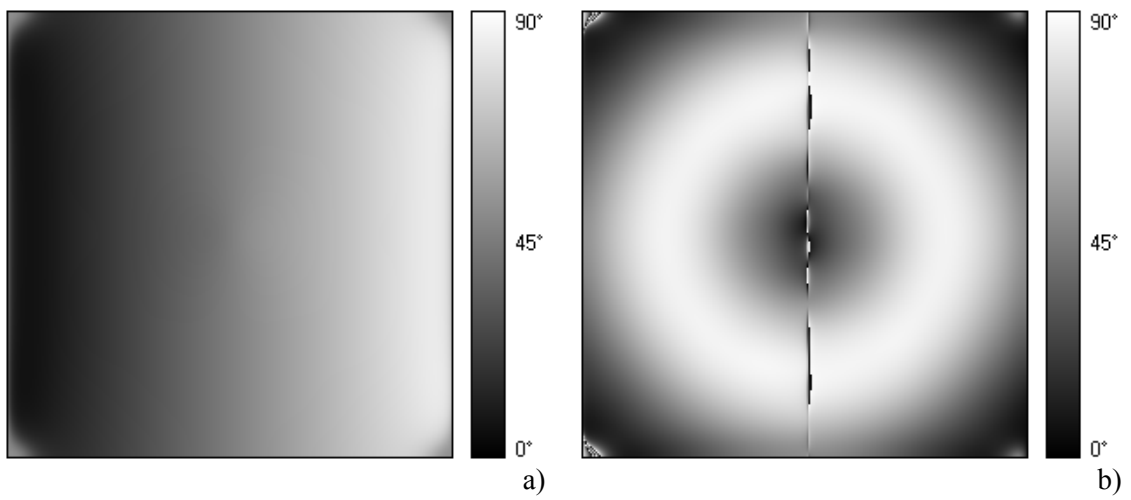
Rozkład natężenia światła na wyjściu układu do pomiaru dwójłomności ośrodków eliptycznie dwójłomnych, niedichroicznych (Rysunek 4.5) opisuje równanie (4.44). Symulacje przeprowadzono dla dwóch jednorodnych płytek wnoszących opóźnienie fazowe $\gamma_1=60^\circ$ i $\gamma_2=90^\circ$ dla trzech ustawień azymutu $\alpha_1=10^\circ$, $\alpha_2=20^\circ$ i $\alpha_3=30^\circ$ oraz kącie eliptyczności $\theta=15^\circ$.

Zmiany ustawienia azymutu polaryzatora $[P_0]$ oraz analizator $[A_0]$ w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnej nie wpływają na obliczane wartości parametrów α_{OB} , γ_{OB} i θ_{OB} . Zmiany wartości przesunięcia fazowego $\Delta\gamma_{TN1}$, $\Delta\gamma_{TN2}$ w zakresie $\pm 10^\circ$ od wartości nominalnej, wnoszone przez modulatory ciekłokrystaliczne $[TN1]$ i $[TN2]$ nie wnoszą błędu większego niż $\pm 2^\circ$ w obliczanych wartościach parametrów α_{OB} , γ_{OB} i θ_{OB} .

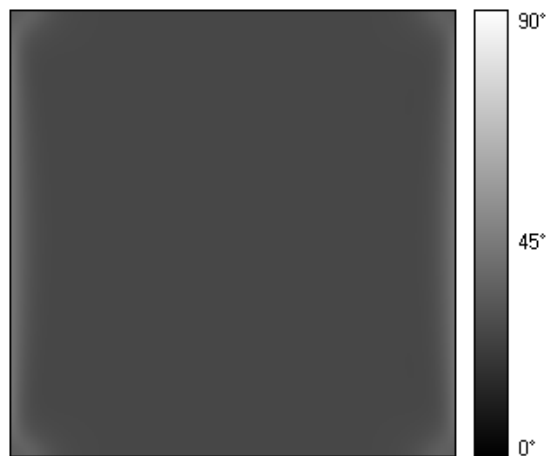
Pomiar parametrów α_{OB} , γ_{OB} , θ_{OB} badanego obiektu w układzie przedstawionym na rysunku 4.5, może być wykonany bez użycia modulatorów $[TN1]$ i $[TN2]$. Wówczas, zmianę stanu polaryzacji światła w układzie, uzyskuje się przez obroty polaryzatora $[P_0]$ i analizator $[A_0]$. Wartości ich azymutów dla kolejnych pomiarów natężenia światła zostały podane w podrozdziale 4.5. Zmiany azymutów polaryzatora i analizatora w zakresie $\pm 5^\circ$ od wartości nominalnych, nie wnoszą błędu większego niż $\pm 3^\circ$ w obliczanych wartościach parametrów α_{OB} , γ_{OB} i θ_{OB} .

Rysunek 5.30 przedstawia obliczone rozkłady azymutu oraz przesunięcia fazowego, dla obiektu wzorcowego o rozkładach parametrów α i γ przedstawionych na rysunku 5.7. i jednorodnym rozkładzie parametru $\theta=25^\circ$. Rysunek 5.31 przedstawia

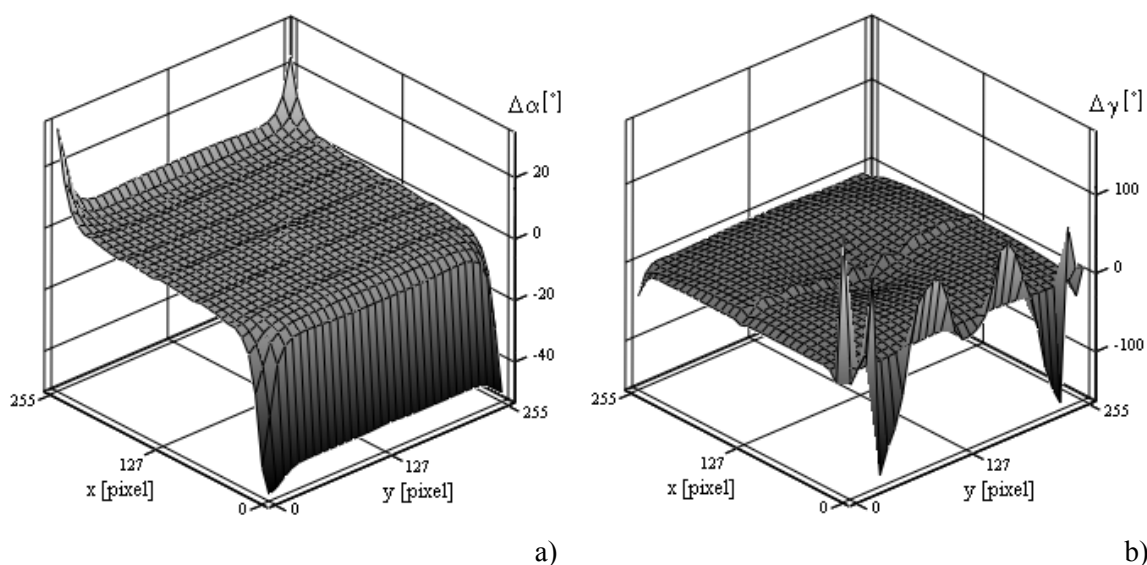
rozkład obliczonego kąta eliptyczności θ . Rysunek 5.32 i 5.33 przedstawia różnicę między wartościami wzorcowymi a obliczonymi.



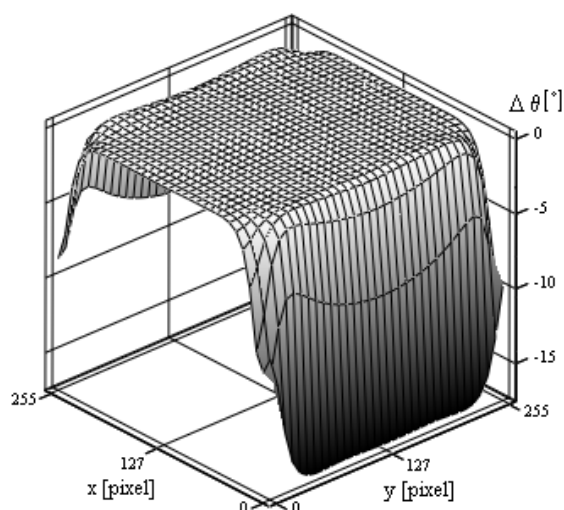
Rysunek 5.30. Rozkład obliczonego a) azymutu α_{OB} i b) przesunięcia fazowego γ_{OB} .



Rysunek 5.31. Rozkład obliczonego kąta eliptyczności θ_{OB} .



Rysunek 5.32. Różnica między wzorcowym a obliczonym a) azymutem $\Delta\alpha$ i b) przesunięciem fazowym $\Delta\gamma$.

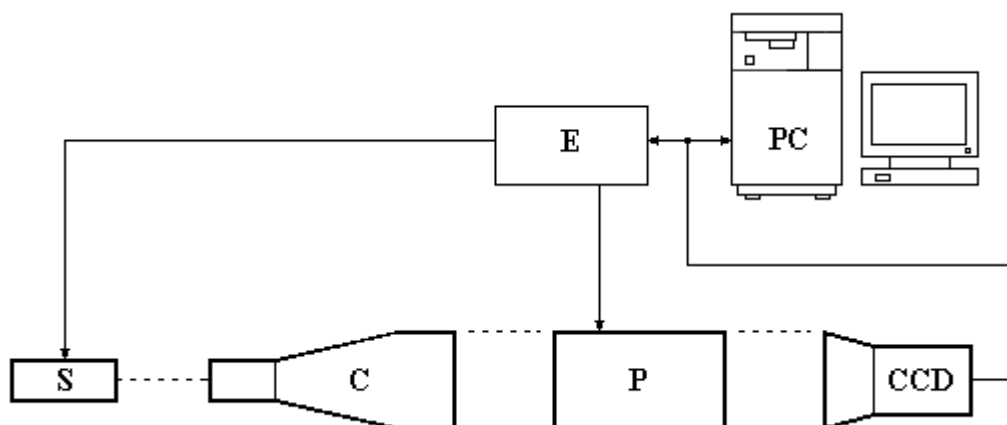


Rysunek 5.33. Różnica między wzorcowym a obliczonym rozkładem parametru $\Delta\theta$.

W układzie przedstawionym na rysunku 4.5, elementy $[P_0]$ i $[TN1]$ tworzą układ generatora stanu polaryzacji (*GSP*), a elementy $[A_0]$ i $[TN2]$ analizator stanu polaryzacji (*ASP*). Zmiany wartości azymutów polaryzatora $[P_0]$ i analizatora $[A_0]$ oraz zmiany wartości przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulatory ciekłokrystaliczne $[TN1]$ i $[TN2]$ od wartości nominalnych zmieniają działanie *GSP* i *ASP*. To oczywiście wpływa na dokładności uzyskiwanych wartości parametrów α_{OB} , γ_{OB} i θ_{OB} . Podobnie jak w poprzednich przykładach użycie transformaty Fouriera ujawnia się w uzyskiwanych rozkładach parametrów charakteryzujących badany obiekt o niejednorodnym rozkładzie dwójłomności.

6 Układ pomiarowy

W niniejszym rozdziale zostanie przedstawiony, opracowany i wykonany przez autora rozprawy układ pomiarowy. Układ pomiarowy można podzielić na dwie zasadnicze części: część sprzętową, w skład której wchodzi układ optyczny i układ elektroniczny oraz część programową. Rysunek 6.1 przedstawia schemat stanowiska pomiarowego.



Rysunek 6.1 Schemat stanowiska pomiarowego. S – źródło światła, C – kolimator, P – układ polaryskopu, CCD – kamera wideo, E – układ elektroniczny, PC – komputer.

6.1 Układ optyczny

Konfiguracja układu optycznego polaryskopu *P* (Rysunek 6.1) zależy od typu dwójłomności obiektu, dla którego będzie wykonywany pomiar. W rozdziale czwartym pokazano trzy konfiguracje polaryskopu dla trzech rodzajów obiektów: liniowo dwójłomnego niedichroicznego, liniowo dwójłomnego dichroicznego oraz eliptycznie dwójłomnego niedichroicznego.

Elementem wspólnym dla wszystkich konfiguracji polaryskopu jest źródło światła *S*. Zastosowanie koherentnego źródła światła pozwala na uzyskanie pola prążkowego dla większego obszaru niż w przypadku światła o niewielkiej koherencji. Działanie układu pomiarowego sprawdzono z dwoma rodzajami lasera, laserem HeNe o mocy 10 mW oraz laserem półprzewodnikowym (635 nm) również o mocy 10 mW.

Aby w pełni wykorzystać dynamikę elementu CCD kamery wideo, należy zadbać o możliwość regulacji ilości światła docierającego do elementu fotoczułego. Jedną z dróg jest wykorzystanie, podobnie jak ma to miejsce w aparacie fotograficznym, czasu otwarcia migawki. Jednak sterowanie migawką elektroniczną kamery wideo nie zawsze jest

dostępne dla użytkownika. Drugą możliwością jest wprowadzenie w bieg promieni elementu, który ograniczałby przechodzące przez niego światło. Elementami takimi mogą być np. filtry szare. Są one jednak mało skuteczne i nie pozwalają na uzyskanie płynnej regulacji natężenia światła. Do płynnej regulacji zmiany natężenia światła można wykorzystać element o zmiennej dwójłomności umieszczony w krzyżu polaryzacyjnym (np. komórkę Kerra lub Pockelsa). Jednak rozwiązanie takie ze względów ekonomicznych jest niekorzystne. Innym rozwiązaniem jest zastosowanie dodatkowego polaryzatora, umieszczonego między laserem a pierwszym polaryzatorem układu polaryskopowego. To rozwiązanie pozwala na uzyskanie skutecznej i płynnej zmiany natężenia światła. Kolejny sposób, to modulowanie pracy samego źródła światła. Stosując laser półprzewodnikowy, bądź laser na ciele stałym, w którym pompowanie optyczne odbywa się przy pomocy lasera półprzewodnikowego, uzyskuje się w prosty sposób możliwość modulacji wiązki poprzez zmiany prądu diody laserowej. Innymi słowy zmieniając czas trwania impulsu laserowego uzyskuje się efekt kontroli czasu otwarcia migawki. Za sterowanie impulsową pracą diody laserowej odpowiedzialny jest układ elektroniczny, opisany w kolejnym podrozdziale.

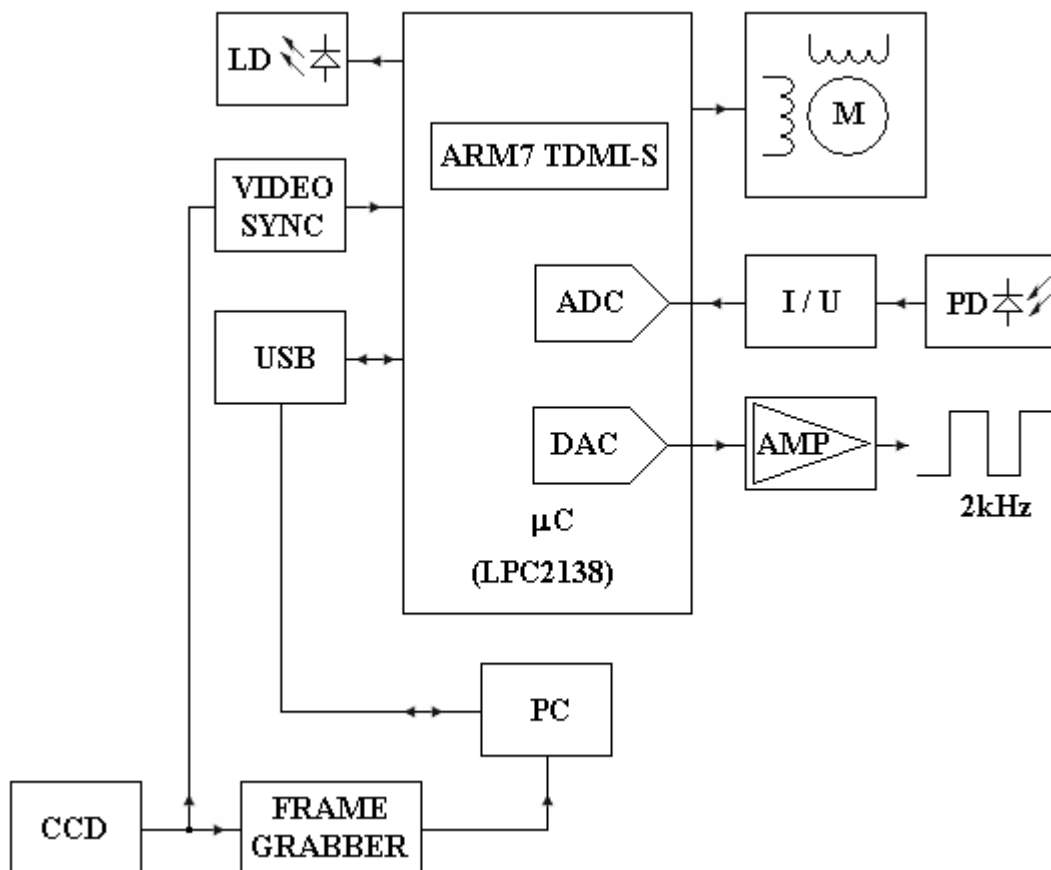
Wiązka laserowa przy pomocy obiektywu mikroskopowego o powiększeniu $P = 20x$ wprowadzana jest do jednomodowego światłowodu. Wyjście światłowodu połączone jest z miniaturowym układem kolimatora (*F260FC-B*), na wyjściu którego otrzymuje się równoległą wiązkę światła o średnicy około 3 mm i jednakowym natężeniu w przekroju poprzecznym wiązki. Za pomocą kolimatora *C* wiązka światła o średnicy około 3mm przekształcana jest w wiązkę o średnicy około 20 mm. Jako kolimatory najczęściej stosuje się układy odwróconej lunety Keplera. Układ kolimatora składa się z obiektywu mikroskopowego o powiększeniu $P = 5x$ oraz obiektywu o ogniskowej $f = 105mm$.

Po wyjściu z kolimatora wiązka kierowana jest na układ polaryskopu *P*. W polaryskopie zastosowano polaryzatory foliowe. Pryzmat Wollastona został wykonany z kwarcu krystalicznego. W układzie testowane były dwa pryzmaty o kątach łamiących 3° i 10° . Oczywiście wartość kąta łamiącego determinuje wartość uzyskiwanej częstości nośnej f_0 w obrazie prążkowym. Kamera wideo (*JAI CV-M50*) współpracuje z obiektywem zmiennoogniskowym (*Computar MHL-10x*). Ostrość ustawiana jest na badany obiekt. Dzięki zastosowaniu obiektywu zmiennoogniskowego możliwa jest zmiana częstości nośnej przez zmianę powiększenia układu optycznego. Zmiana wartości częstości nośnej w rejestrowanych obrazach prążkowych możliwa jest również przez zastosowanie procedur skalowania obrazu. Zostanie to szczegółowo omówione w rozdziale poświęconym kalibracji układu pomiarowego.

6.2 Układ elektroniczny

Jednymi z najczęściej stosowanych dzisiaj scalonych układów cyfrowych w urządzeniach elektronicznych są mikrokontrolery. Znajdują one szerokie zastosowanie w elektronicznym sprzęcie powszechnego użytku, aparaturze kontrolno-pomiarowej, systemach automatyki przemysłowej oraz telekomunikacji. Technika mikroprocesorowa pozwala na zbudowanie układu o niewielkiej liczbie elementów, prostej konstrukcji i charakteryzującego się małym poborem mocy i dużymi możliwościami obliczeniowymi.

Rysunek 6.2. przedstawia schemat blokowy układu elektronicznego wykonanego przez autora niniejszej rozprawy. Układ zbudowany jest w oparciu o nowoczesny 32 bitowy mikrokontroler z rdzeniem ARM7 TDMI-S.



Rysunek 6.2. Schemat blokowy układu elektronicznego.

Jedną z funkcji mikrokontrolera μC jest sterowanie pracą silnika krokowego **M**. Silnik krokowy napędza mechanizm obrotu elementu polaryzującego. W rozdziale 4

pokazano dla poszczególnych konfiguracji układów optycznych możliwość zastąpienia modulatora ciekłokrystalicznego obrotowym elementem polaryzującym.

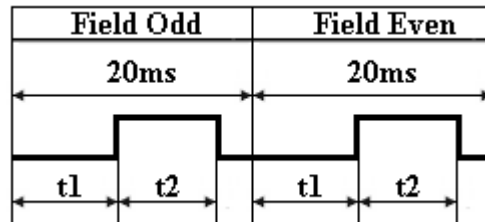
Kolejną funkcją układu jest pomiar natężenia światła. Sygnał prądowy z fotodiody **PD** przy pomocy przetwornika prąd-napięcie **I/U** podawany jest na wejście 10 bitowego przetwornika analogowo-cyfrowego **ADC**. Dzięki temu otrzymuje się cyfrową reprezentację natężenia światła docierającego do elementu fotoczułego **PD**. Pomiar natężenia światła wykorzystywany jest do badania charakterystyki modulatora ciekłokrystalicznego. Szczegółowy opis badania tej charakterystyki zostanie przedstawiony w rozdziale 7.

Zmianę przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny otrzymuje się przez zmianę amplitudy napięcia przebiegu prostokątnego o częstotliwości ok. 2kHz. Przy pomocy przetwornika cyfrowo-analogowego **DAC** oraz układu wzmacniacza **AMP** otrzymuje się sygnał sterujący pracą modulatora ciekłokrystalicznego.

Układ **USB** realizuje komunikację mikrokontrolera z komputerem **PC** przy pomocy interfejsu USB 2.0. Dzięki temu możliwa jest wymiana danych między komputerem a mikrokontrolerem. Przy pomocy programu komputerowego, który jest integralną częścią systemu pomiarowego steruje się pracą mikrokontrolera.

W standardowych kamerach wideo, element CCD pracuje najczęściej w trybie wybierania międzyliniowego. Wybieranie międzyliniowe polega na tym że, na początku wybierane są wszystkie linie nieparzyste, a następnie wszystkie linie parzyste. Otrzymuje się w ten sposób dwa obrazy cząstkowe zwane półobrazami, tworzące siatkę obrazową trwające 1/50 sekundy, które są wpasowane w siebie i tworzą jeden obraz. Oko rejestruje więc w ciągu 1/25 sekundy dwa obrazy częściowe, bez zwiększania liczby przekazywanych obrazów w ciągu sekundy. Ma to na celu zmniejszenie wrażenia migotania. Zmniejszenie migotania w filmie realizuje się przez dwukrotne oświetlenie obrazu filmowego, stąd uzyskuje się częstotliwość pozorną 48 obrazów na sekundę, mimo że częstotliwość zmian obrazu wynosi 24 obrazy na sekundę (widz uzyskuje ciągłość ruchu na ekranie).

Sygnał z kamery wideo doprowadzany jest do modułu **VIDEO SYNC**, dzięki któremu możliwa jest synchronizacja pracy diody laserowej **LD** z pracą detektora CCD. Moduł synchronizacji wideo wysyła sygnał informujący o rozpoczęciu półobrazu. Na tej podstawie mikrokontroler generuje dwa impulsy laserowe o czasie trwania t_2 , z opóźnieniem t_1 względem początku półobrazu (Rysunek 6.3).



Rysunek 6.3. Wyzwalanie wiązki laserowej podczas pracy z kamerą standardową.
FIELD ODD – półobraz nieparzysty, FIEL EVEN – półobraz parzysty.

Zmieniając czas trwania impulsu laserowego t_2 , możliwa jest regulacja natężenia światła rejestrowanego przez kamerę. Uzyskuje się zatem klasyczny układ PWM (Pulse Width Modulation).

6.3 Oprogramowanie

Opracowany program komputerowy tworzy wirtualne stanowisko pomiarowe. Służy on do rejestracji i analizy obrazów prążkowych oraz do obsługi części elektronicznej stanowiska pomiarowego.

Do zadań programu należą:

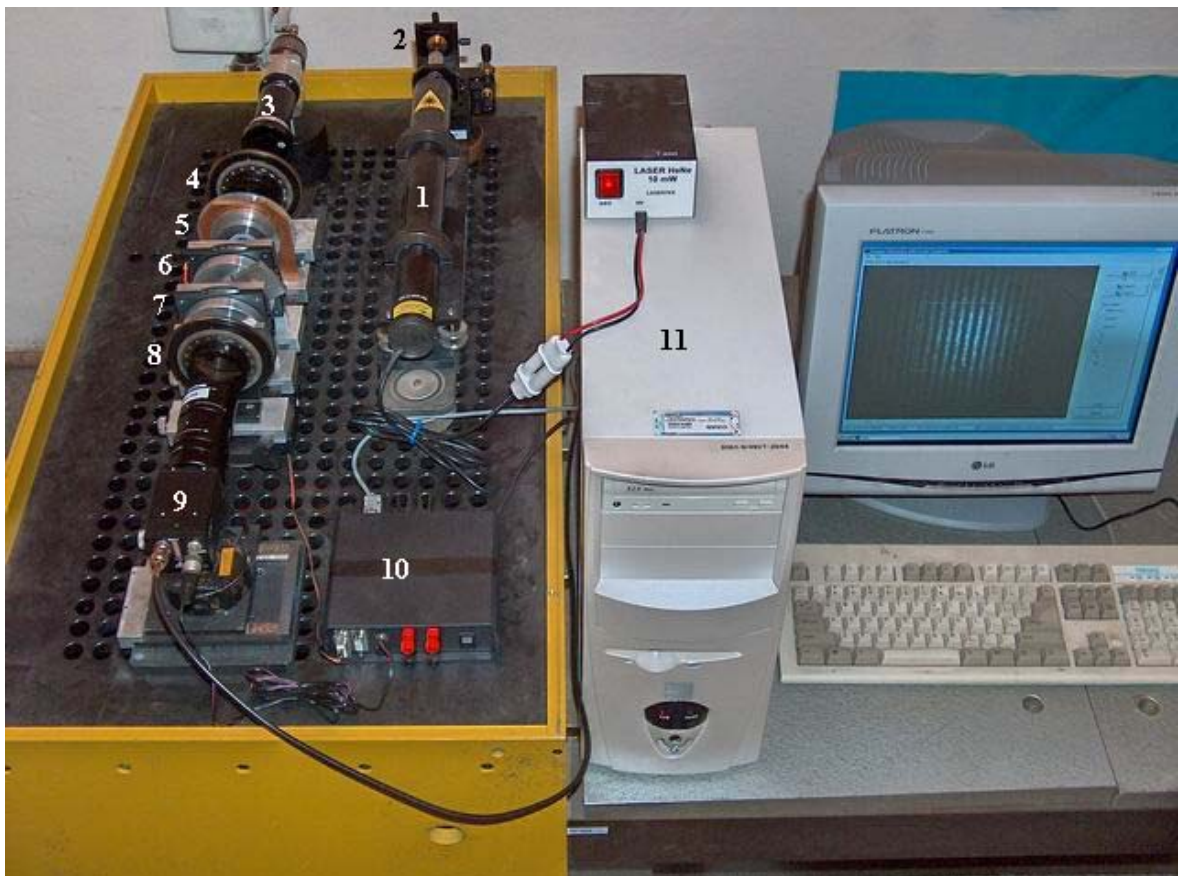
- obsługa kart akwizycji obrazu (ang. *frame grabber*),
- obróbka i analiza obrazu,
- wizualizacja wyników pomiaru,
- obsługa części elektronicznej stanowiska pomiarowego.

Program komputerowy został napisany przez autora niniejszej rozprawy w języku C++, w środowisku Borland Builder 5 C++. W programie wykorzystano następujące biblioteki:

- MIL 6.1 (Matrox Imaging Library), obsługującą karty *frame grabber* firmy Matrox,
- DirectShow, obsługującą karty *frame grabber*, korzystające ze sterowników WDM,
- IPL (Intel Image Processing Library), służącą do obróbki obrazu,
- SPL (Intel Signal Processing Library) do analizy obrazów,
- OpenGL do trójwymiarowej wizualizacji wyników pomiarów.

6.4 Stanowisko pomiarowe

Rysunek 6.4 przedstawia fotografię stanowiska pomiarowego. Wiązkę światła z lasera HeNe (1), przy pomocy obiektywu mikroskopowego (2) wprowadzono do jednomodowego światłowodu. Laser HeNe może zostać zastąpiony laserem półprzewodnikowym. Możliwe jest użycie modułu laserowego składającego się z lasera półprzewodnikowego oraz sprzężonego z nim światłowodu. Światło z wyjścia światłowodu wprowadzono do układu kolimatora (3). Poszerzona wiązka światła przechodzi kolejno przez: polaryzator (4), obrotową ćwierćfalówkę (5), badany obiekt (6), pryzmat Wollastona (7) i analizator (8). Obrazy prążkowe rejestrowano kamerą wideo (9), które dalej analizowano przy pomocy komputera (11). W prezentowanej konfiguracji układu pomiarowego, układ elektroniczny (10) steruje tylko pracą silnika krokowego zmieniającego położenie obrotowej ćwierćfalówki (5).



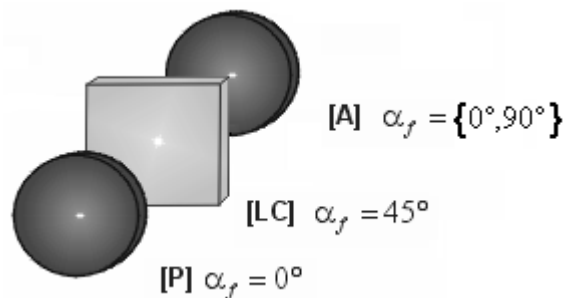
Rysunek 6.4. Stanowisko pomiarowe. 1 – laser HeNe, 2 – układ wprowadzenia światła do światłowodu, 3 – kolimator, 4 – polaryzator, 5 – obrotowa ćwierćfalówka, 6 – badany obiekt, 7 – pryzmat Wollastona, 8 – analizator, 9 – kamera wideo, 10 – układ elektroniczny, 11 – komputer.

7 Pomiary dwójłomności

Wszystkie pomiary prezentowane w niniejszym rozdziale zostały wykonane w konfiguracji polaryskopu pokazanej na rysunku 4.4. Do wyznaczenia rozkładów kąta azymutu pierwszego wektora własnego oraz przesunięcia fazowego fal własnych badanego ośrodka należy zarejestrować dwa obrazy natężenia światła. Pierwszy pomiar wykonuje się dla przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny $\gamma_{LC}=0^\circ$ i drugi dla $\gamma_{LC}=90^\circ$. W tej konfiguracji układu pomiarowego modulator ciekłokrystaliczny może być zastąpiony obrotową ćwierćfalówką. Wówczas pierwszy pomiar natężenia światła wykonuje się dla azymutu ćwierćfalówki równego 0° i drugi dla azymutu 45° .

7.1 Pomiar charakterystyki modulatora ciekłokrystalicznego

Jeśli w układzie pomiarowym będzie wykorzystany modulator ciekłokrystaliczny, przed pomiarem należy wyznaczyć wartości napięć, dla których przesunięcia fazowe wnoszone przez modulator będą równe 0° i 90° . Charakterystykę modulatora ciekłokrystalicznego wyznacza się w danych warunkach pomiarowych ze względu na zmianę własności fizycznych ciekłego kryształu w zależności od temperatury. Rysunek 7.1 przedstawia układ pomiarowy do badania charakterystyki modulatora.



Rysunek 7.1. Układ do pomiaru charakterystyki modulatora ciekłokrystalicznego.

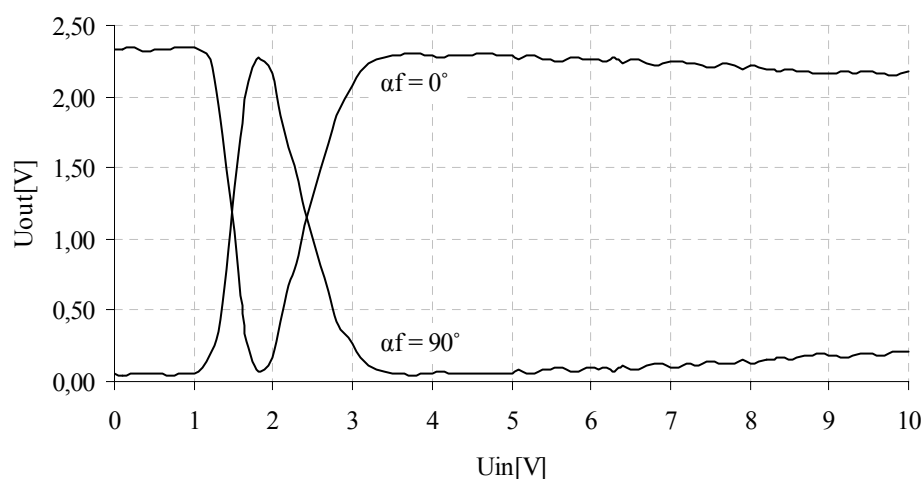
Układ elektroniczny opisany w poprzednim rozdziale, automatycznie zmienia napięcie U_{in} przykładane do elektrod modulatora i przy pomocy fotodiody rejestruje zmiany natężenia światła po przejściu przez układ optyczny, które są proporcjonalne do napięcia U_{out} rejestrowanego przez układ elektroniczny. Na początku rejestrowane są zmiany natężenia światła w układzie polaryskopu równoległego ($\alpha_f = 0^\circ$) a następnie skrzyżowanego ($\alpha_f = 90^\circ$).

Zależność natężenia światła I od wartości przesunięcia fazowego wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny dla polaryskopu równoległego i skrzyżowanego opisują odpowiednio równania :

$$I(\gamma_{LC}) = I_{\max} \left(1 - \sin^2 \frac{\gamma_{LC}}{2} \right), \quad (7.1)$$

$$I(\gamma_{LC}) = I_{\max} \sin^2 \frac{\gamma_{LC}}{2}. \quad (7.2)$$

Rysunek 7.2 przedstawia przykładowe charakterystyki modulatora ciekłokrystalicznego zarejestrowane w układzie polaryskopu równoległego oraz skrzyżowanego.



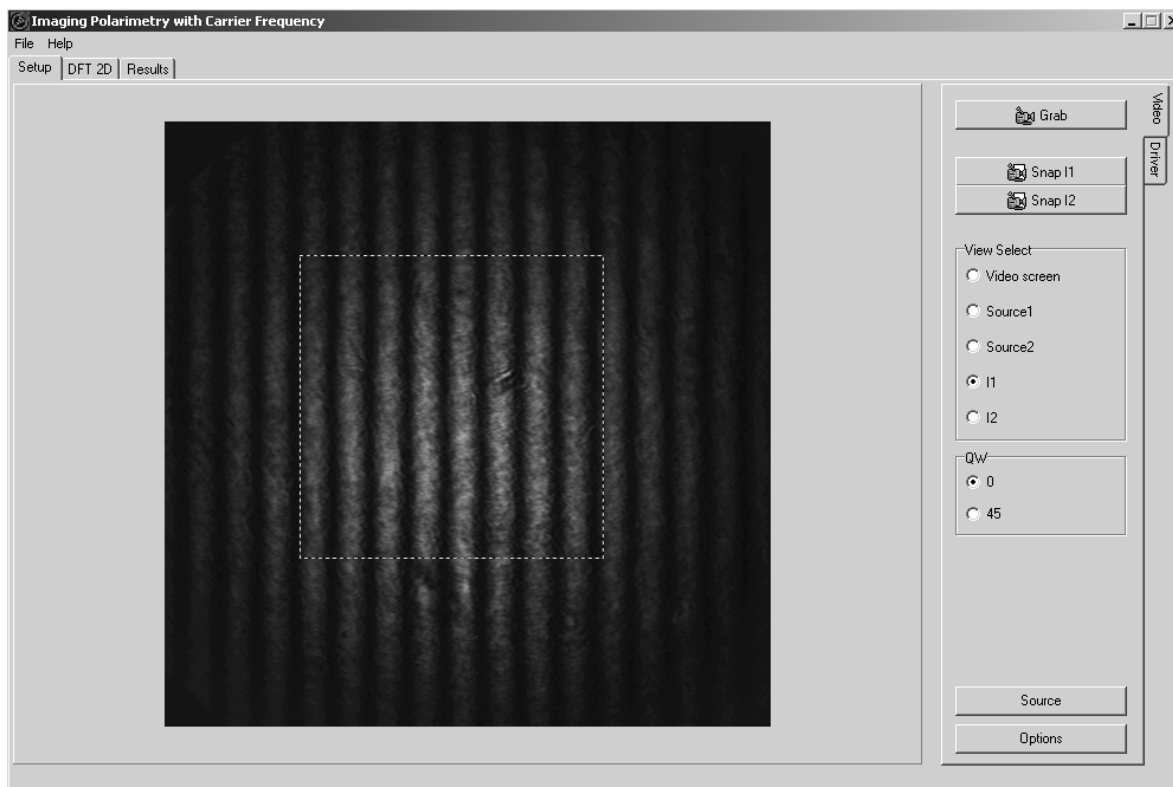
Rysunek 7.2. Charakterystyka modulatora ciekłokrystalicznego.

Podczas pomiaru własności dwójłomnych badanego obiektu wykorzystywane są dwa stany modulatora ciekłokrystalicznego: $\gamma_{LC}=0^\circ$ oraz $\gamma_{LC}=90^\circ$. Pierwszy stan odpowiada punktom o maksymalnym napięciu na charakterystyce $\alpha_f = 0^\circ$ i minimalnym napięciu na charakterystyce $\alpha_f = 90^\circ$. Drugi stan modulatora znajduje się w punktach przecięcia się obu charakterystyk.

7.2 Kalibracja układu pomiarowego

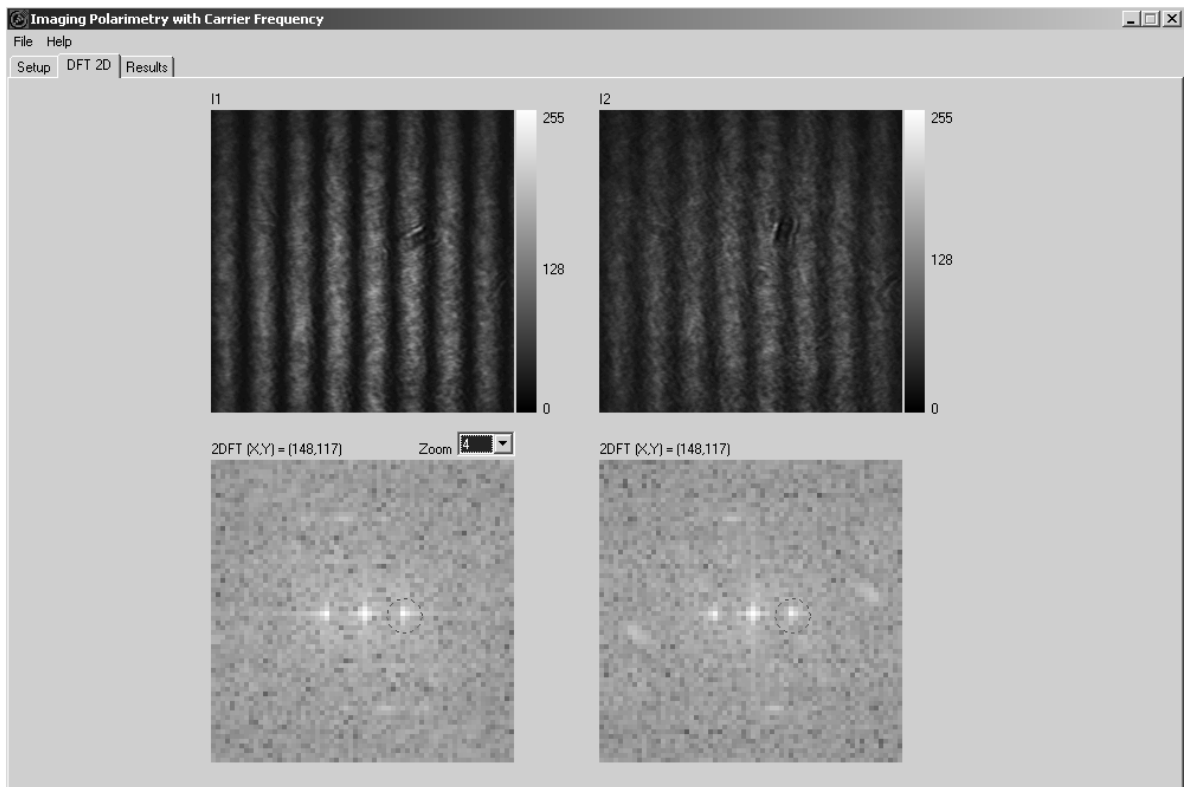
Kalibrację układu pomiarowego rozpoczyna się od ustawienia azymutów poszczególnych elementów optycznych. W pierwszym kroku należy tak obracać polaryzatory oraz pryzmat Wollastona aby otrzymać prążki równoległe do krawędzi obrazu. Następnie obracając analizator doprowadza się do zaniku obrazu prążkowego, wówczas azymut analizatora będzie równy 0° bądź 90° . Teraz należy obrócić analizator o 45° i ponownie pojawią się prążki. Analizator oraz pryzmat Wollastona są zatem prawidłowo ustawione. Aby ustawić azymutu polaryzator na 0° należy obracać polaryzatorem aż do momentu zaniku obrazu prążkowego. Następnie umieszczany jest modulator ciekłokrystaliczny pod azymutem 45° . Modulatory ciekłokrystaliczne mają zaznaczony azymut pierwszego wektora własnego. Jeśli w układzie będzie używana obrotowa ćwierćfalówka zamiast modulatora ciekłokrystalicznego, należy wyznaczyć położenia azymutu ćwierćfalówki dla 0° i 45° . Obracając ćwierćfalówką należy doprowadzić do zaniku obrazu prążkowego. Wówczas azymut pierwszego wektora własnego ćwierćfalówki wynosi 0° lub 90° .

Przed rozpoczęciem wykonywania pomiarów dwójłomności należy wykonać pomiar wzorcowy. Pomiar wzorcowy wykonuje się przy pomocy obiektu dwójłomnego o znanych własnościach. Takim obiektem może być ćwierćfalówka. Spodziewanym wynikiem pomiaru będzie jednorodny rozkład azymutu pierwszego wektora własnego oraz przesunięcia fazowego. W pierwszym kroku pomiaru wzorcowego należy ustalić wartość częstości nośnej. Ze względu na użycie algorytmu FFT rozmiar analizowanego obszaru obrazu prążkowego musi być kwadratem o boku równym potędze liczby dwa (Rysunek 7.3).

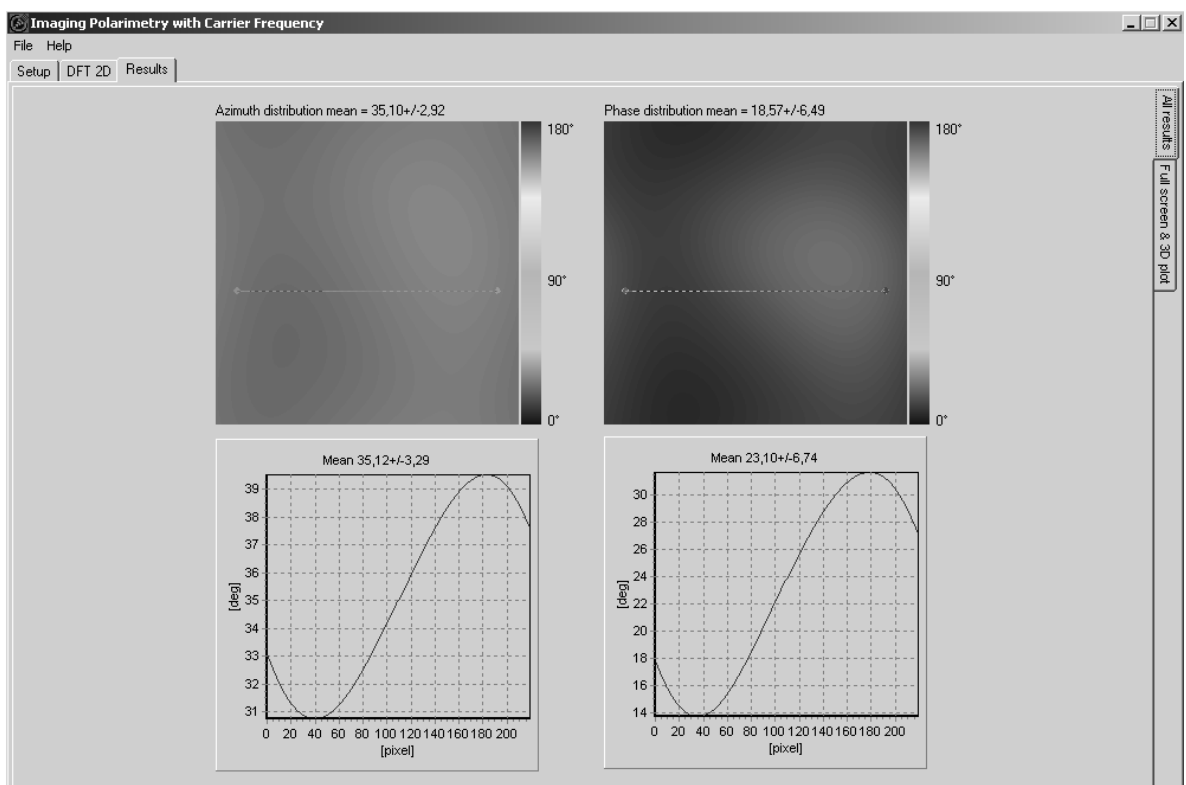


Rysunek 7.3. Obszar analizy obrazu prążkowego.

Wartość częstotliwości nośnej musi spełniać warunek: iloczyn długości boku kwadratu i częstotliwości nośnej musi być liczbą naturalną. W celu sprawdzenia wartości częstotliwości nośnej należy zarejestrować obrazy prążkowe a następnie obliczyć ich dwuwymiarowe transformaty Fouriera (Rysunek 7.4). Program automatycznie znajduje położenie maksimum pierwszego rzędu w dziedzinie Fouriera a następnie wykonuje algorytm Takedy. Jeśli krzywe, pokazane na rysunku 7.5, wzdłuż zaznaczonych profili na wynikach pomiaru są nachylone oznacza to, że wartość częstotliwości nośnej nie spełnia wspomnianego wyżej warunku. Należy przy pomocy zmiany powiększenia układu optycznego lub używając procedur skalowania obrazu (opcja zawarta w programie) usunąć ich nachylenie. Następnie należy skorygować ustawienie pryzmatu Wollastona, w tym celu obserwuje się nachylenie krzywych wzdłuż profili prostopadłych do pokazanych na rysunku 7.5. W ostatnim kroku pomiaru wzorcowego należy ustalić położenie obszaru analizy (fazy początkowej) względem obrazu prążkowego. W tym celu ustawia się wzorcową ćwierćfalówkę na zadany azymut, a następnie przesuwa się obszar analizy w lewo lub w prawo aż do momentu uzyskania zadanego azymutu. Program podaje współrzędne położenia obszaru analizy oraz na podstawie znajomości wartości częstotliwości nośnej podaje położenia dla których spełniony jest warunek fazy początkowej.



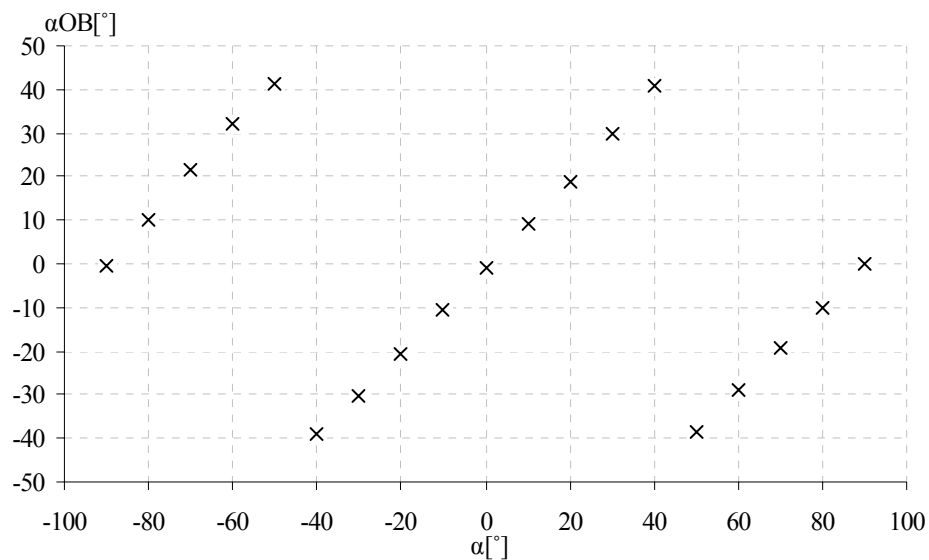
Rysunek 7.4. Analizowane obrazy prążkowe oraz ich transformaty Fouriera.



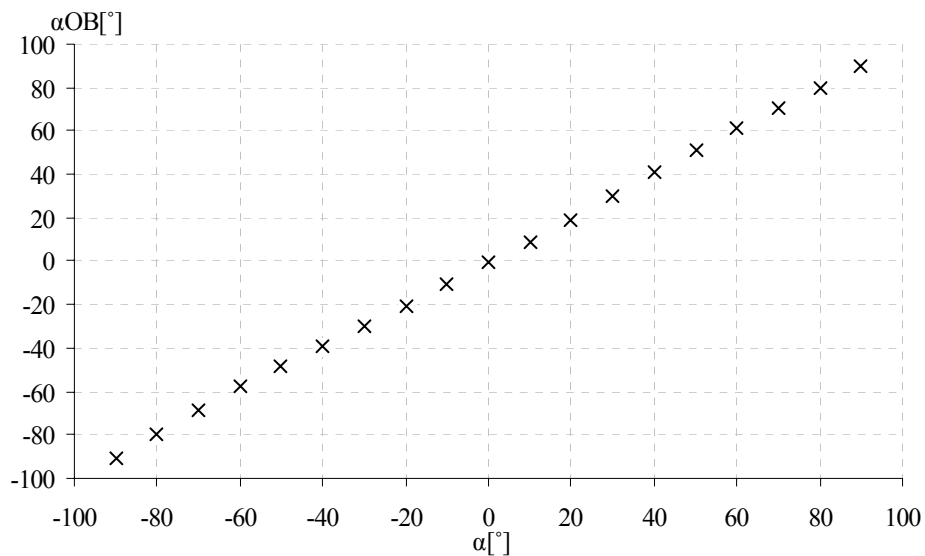
Rysunek 7.5. Wyniki pomiaru kalibracyjnego.

7.3 Pomiar dwójłomności ćwierćfalówki

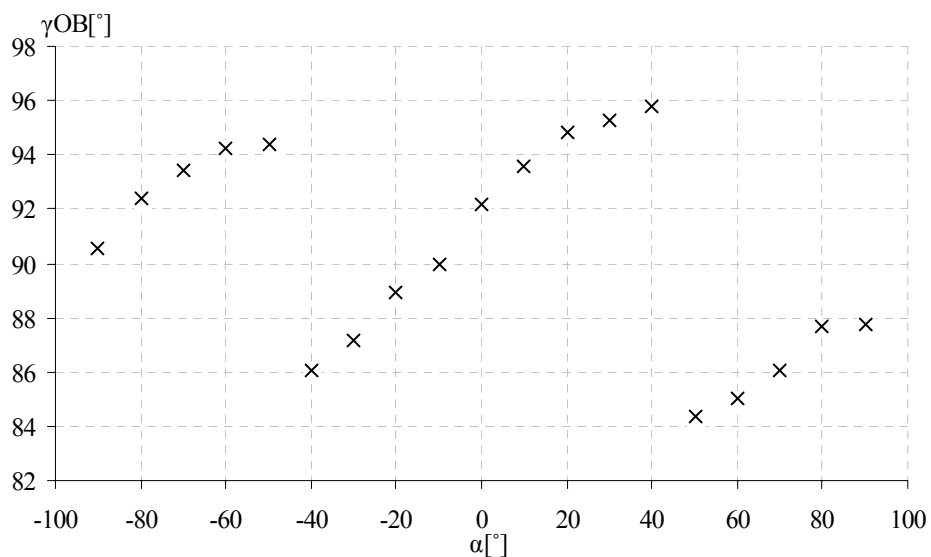
Aby eksperymentalnie potwierdzić działanie metody oraz ocenić jej dokładność, jako obiektu należy użyć elementu dwójłomnego o znanych właściwościach. W tym celu dla różnych kątów azymutu pierwszego wektora własnego ćwierćfalówki wykonano pomiary jej dwójłomności. Pomiary dwójłomności ćwierćfalówki wykonano w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym oraz w układzie, w którym modulator zastąpiono obrotową ćwierćfalówką. Dla każdego ustawienia azymutu badanej ćwierćfalówki α obliczano wartość średnią z uzyskanego rozkładu azymutu α_{OB} oraz opóźnienia fazowego γ_{OB} . Rysunki 7.6, 7.7 i 7.8 przedstawiają odpowiednio uzyskane wartości: azymutu, azymutu po zastosowaniu procedury sklejania oraz opóźnienia fazowego badanej ćwierćfalówki w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym.



Rysunek 7.6. Uzyskane wartości kąta azymutu badanej ćwierćfalówki w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym.

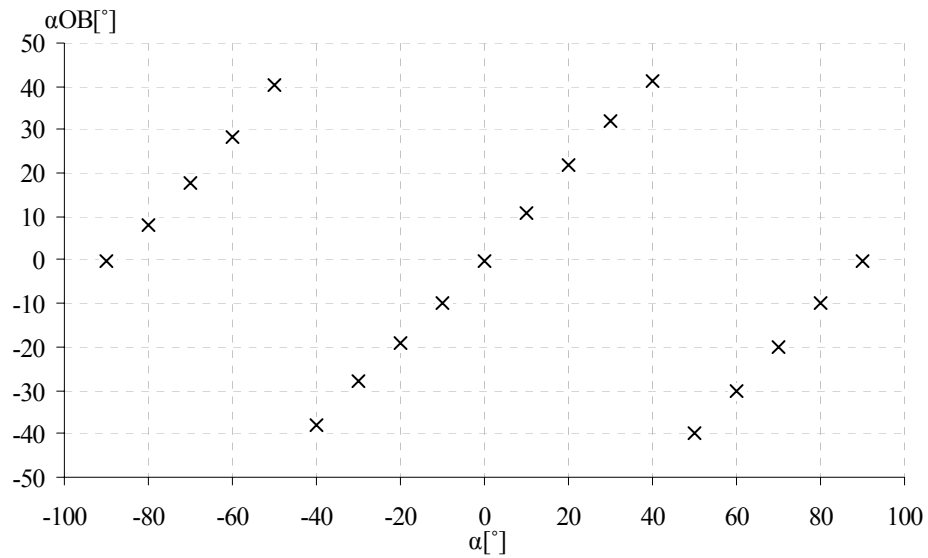


Rysunek 7.7. Uzyskane wartości kąta azymutu badanej ćwierćfalówki po zastosowaniu procedury sklejanja w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym.

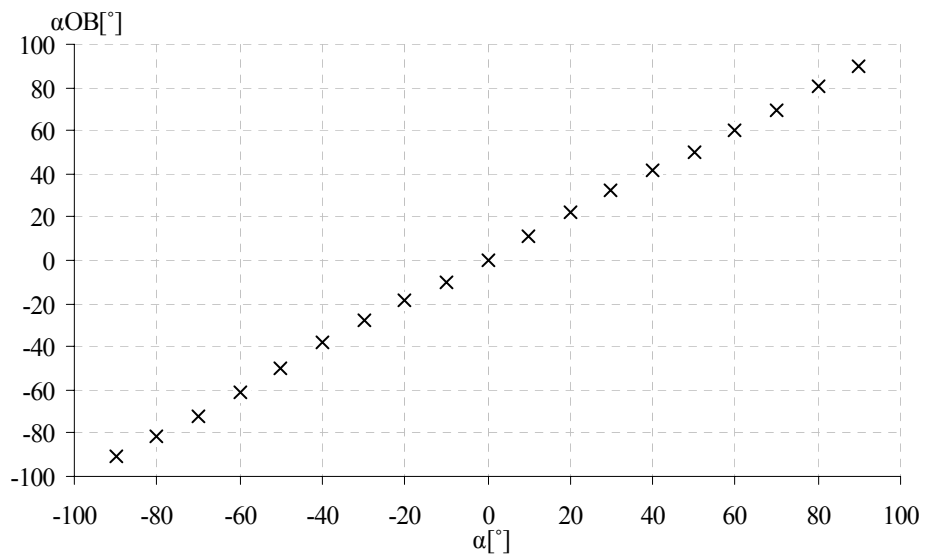


Rysunek 7.8. Uzyskane wartości opóźnienia fazowego badanej ćwierćfalówki w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym.

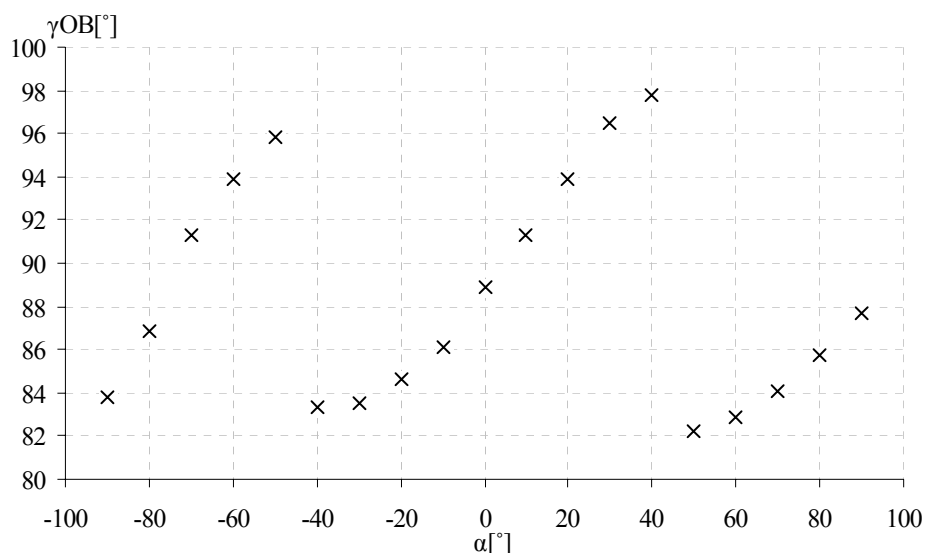
Rysunki 7.9, 7.10 i 7.11 przedstawiają odpowiednio uzyskane wartości: azymutu, azymutu po zastosowaniu procedury sklejania oraz opóźnienia fazowego badanej ćwierćfalówki w układzie z obrotową ćwierćfalówką.



Rysunek 7.9. Uzyskane wartości kąta azymutu badanej ćwierćfalówki w układzie z obrotową ćwierćfalówką.



Rysunek 7.10. Uzyskane wartości kąta azymutu badanej ćwierćfalówki po zastosowaniu procedury sklejania w układzie z obrotową ćwierćfalówką.



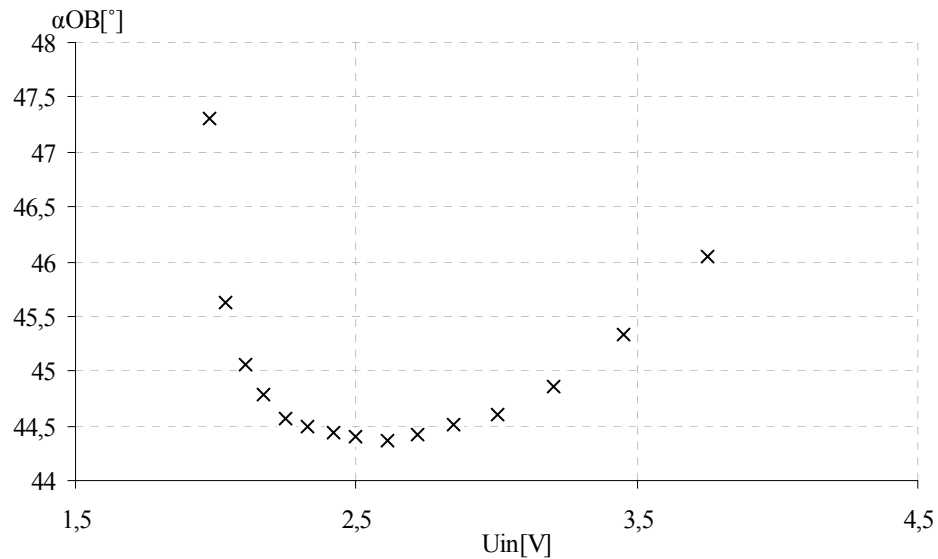
Rysunek 7.11. Uzyskane wartości opóźnienia fazowego badanej ćwierćfalówki w układzie z obrotową ćwierćfalówką.

Uzyskane wyniki pomiarów potwierdzają działanie metody, zarówno w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym jak i obrotową ćwierćfalówką. Dokładności zmierzonych wartości azymutu α_{OB} badanej ćwierćfalówki jakie uzyskano w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym jak również z obrotową ćwierćfalówką są takie same (Rysunki 7.7 i 7.10). Uzyskane wartości opóźnienia fazowego γ_{OB} (Rysunki 7.8 i 7.11) potwierdzają wpływ (równanie 4.31) wartości zmierzonego azymutu α_{OB} (Rysunki 7.6 i 7.9). Porównując wyniki przedstawione na rysunkach 7.8 i 7.11 można stwierdzić, że opóźnienie fazowe γ_{OB} badanej ćwierćfalówki uzyskuje się z większą dokładności w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym.

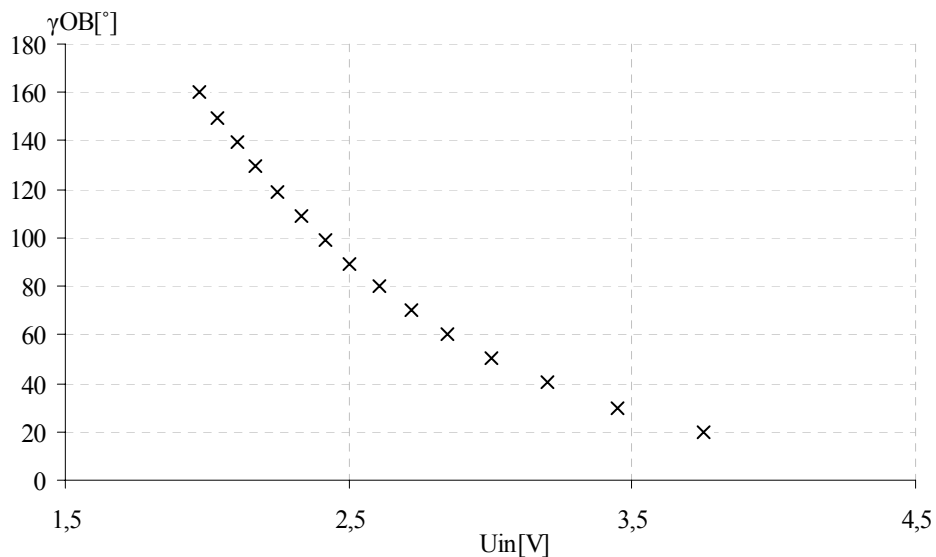
Formalizm Muellera, który został wykorzystany do opisu działania układu zakłada, że padająca wiązka światła jest prostopadła do powierzchni elementu dwójłomnego. Rozbieżność uzyskanych wyników opóźnienia fazowego γ_{OB} od wartości 90° , może być spowodowana zmianą kąta między powierzchnią badanej ćwierćfalówki a wiązką światła podczas jej obrotu. Wynikać to może z niedokładnego wyjustowania układu pomiarowego lub niedokładnego umieszczenia badanej ćwierćfalówki w mechanizmie służącym do jej obrotu.

7.4 Pomiar dwójłomności ciekłego kryształu

Modulator ciekłokrystaliczny został również wykorzystany w układzie pomiarowym jako badany obiekt. Dla kilku wartości napięcia przykładanego do elektrod modulatora wykonano pomiar jego dwójłomności. Azymut pierwszego wektora własnego modulatora ustawiono na 45° . Rysunki 7.12 i 7.13 przedstawiają otrzymane wyniki pomiaru.



Rysunek 7.12. Uzyskane wartości kąta azymutu α_{OB} modulatora ciekłokrystalicznego w zależności od napięcia U_{in} przykładanego do jego elektrod.

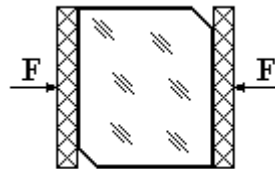


Rysunek 7.13. Uzyskane wartości opóźnienia fazowego γ_{OB} wprowadzanego przez modulator ciekłokrystaliczny w zależności od napięcia U_{in} przykładanego do jego elektrod.

Uzyskane wartości mierzonego azymutu α_{OB} modulatora ciekłokrystalicznego potwierdzają poprawne działanie metody pomiarowej. Uzyskane wyniki pomiaru przesunięcia fazowego γ_{OB} wnoszonego przez modulator ciekłokrystaliczny są zgodne z kształtem charakterystyką modulatora podawaną przez producenta (Rysunek 3.2).

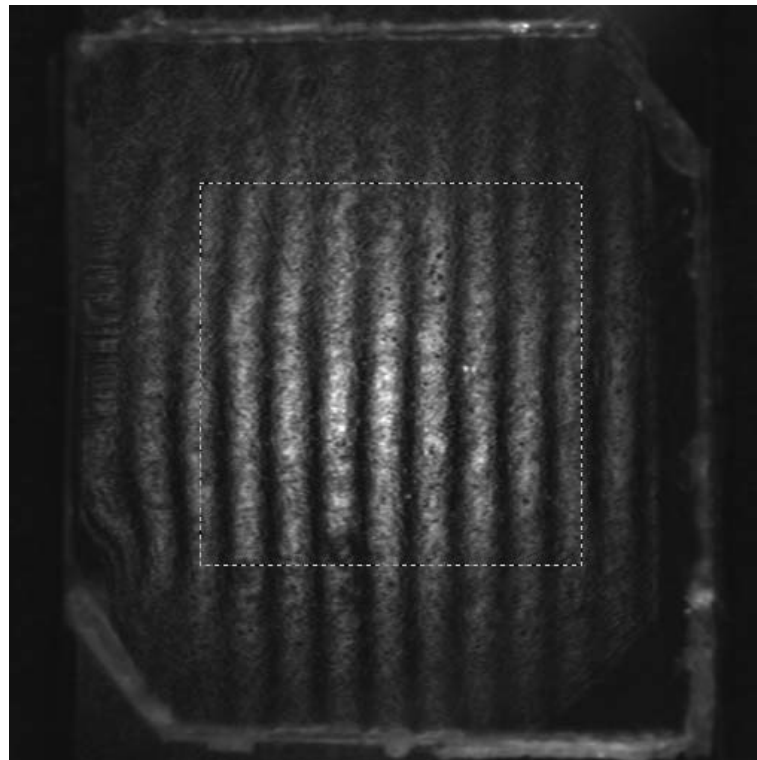
7.5 Pomiar dwójłomności próbki elastoptycznej

Kolejny pomiar dwójłomności wykonano dla próbki elastoptycznej o wymiarach 14x13 mm i grubości 1 mm wykonanej z plexiglasu. Rysunek 7.14 przedstawia sposób przyłożenia siły do badanej próbki elastoptycznej.



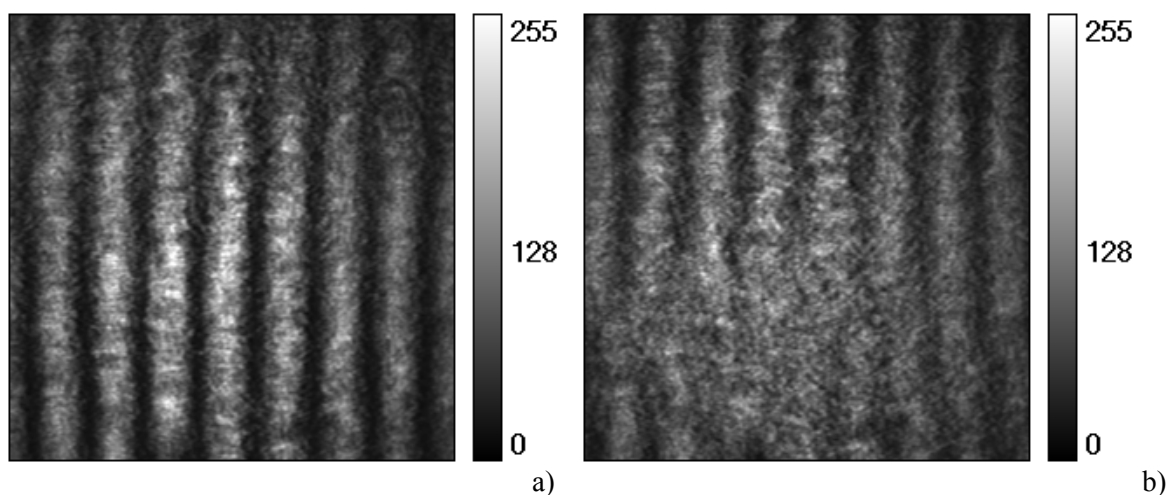
Rysunek 7.14. Schemat przyłożenia siły do próbki elastoptycznej.

Rysunek 7.15 przedstawia analizowany obszar badanej próbki, który odpowiada obszarowi o wymiarach 8x8 mm.

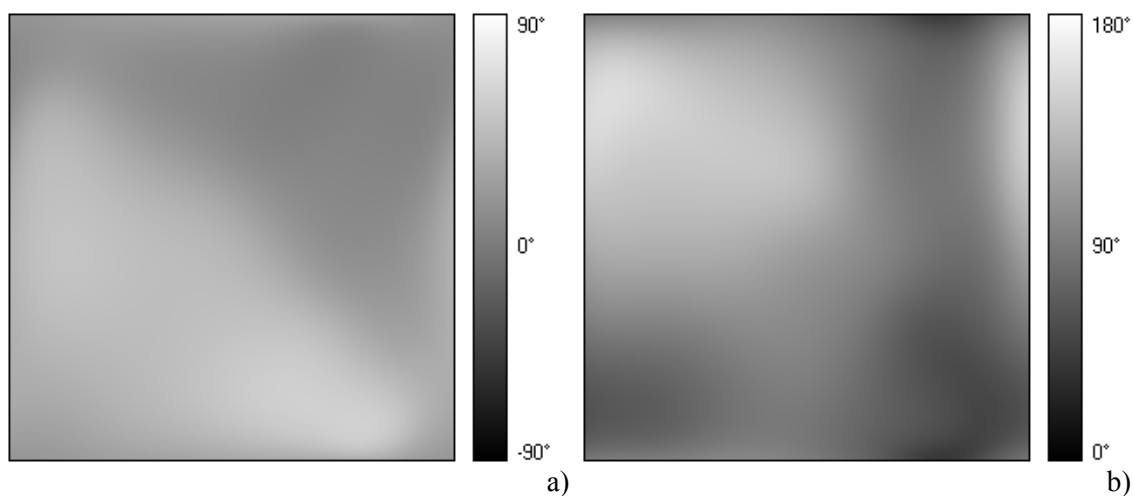


Rysunek 7.15. Analizowany obszar badanej próbki elastoptycznej.

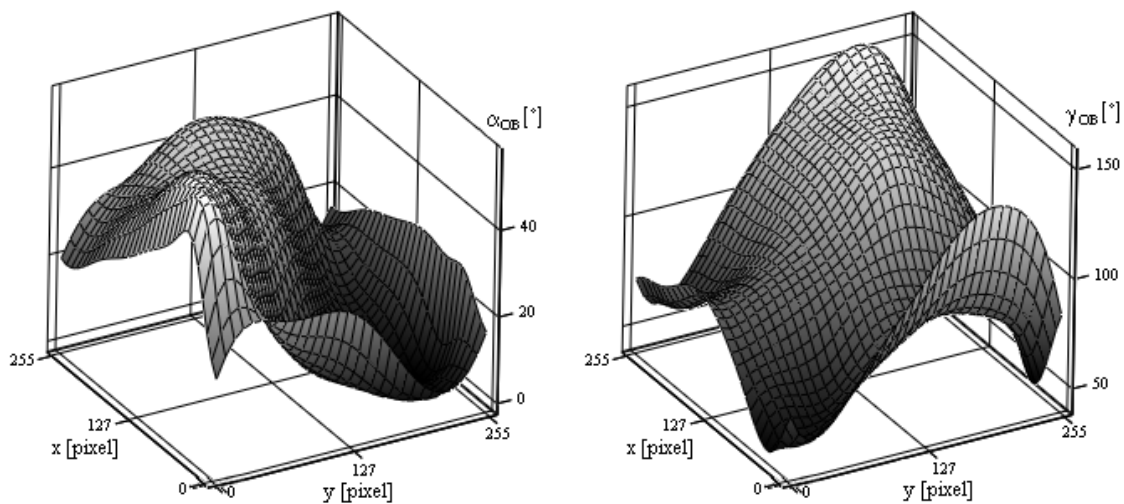
Pomiar dwójłomności próbki elastoptycznej wykonano w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym oraz z obrotową ćwierćfalówką. Rysunek 7.16 przedstawia zarejestrowane rozkłady natężenia światła w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym. Otrzymane wyniki pomiaru przedstawiają rysunki 7.17 i 7.18.



Rysunek 7.16. Obrazy prążkowe dla pierwszego a) oraz dla drugiego b) pomiaru natężenia światła zarejestrowane w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym dla próbki elastoptycznej.

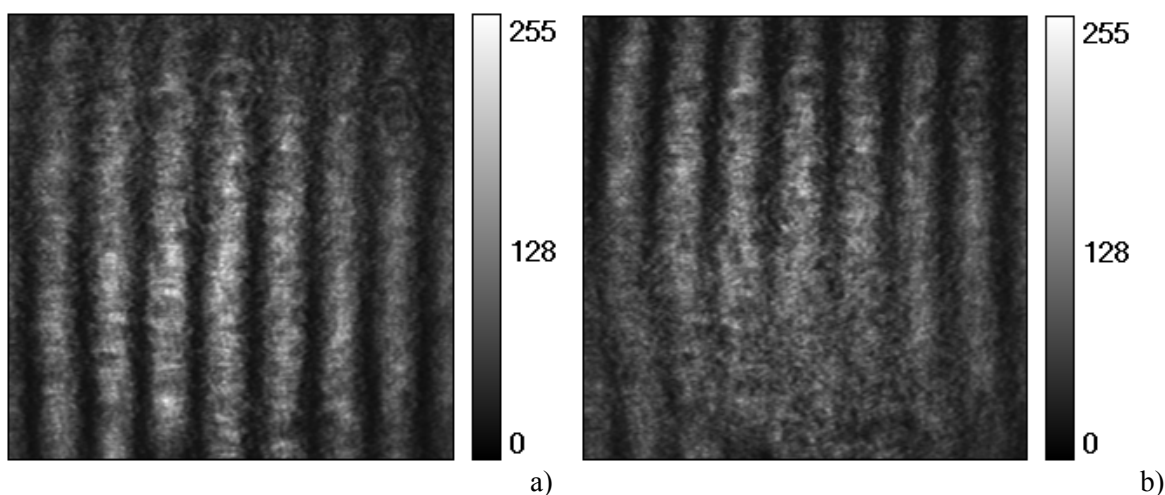


Rysunek 7.17. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) uzyskane dla próbki elastoptycznej w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym.

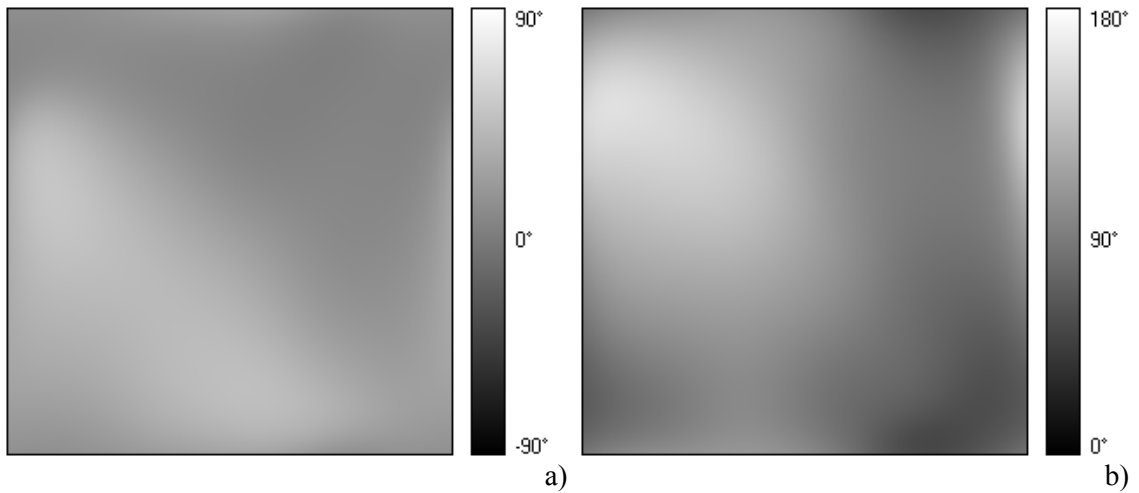


Rysunek 7.18. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) w reprezentacji 3D uzyskane dla próbki elastoptycznej w układzie z modulatorem ciekłokrystalicznym.

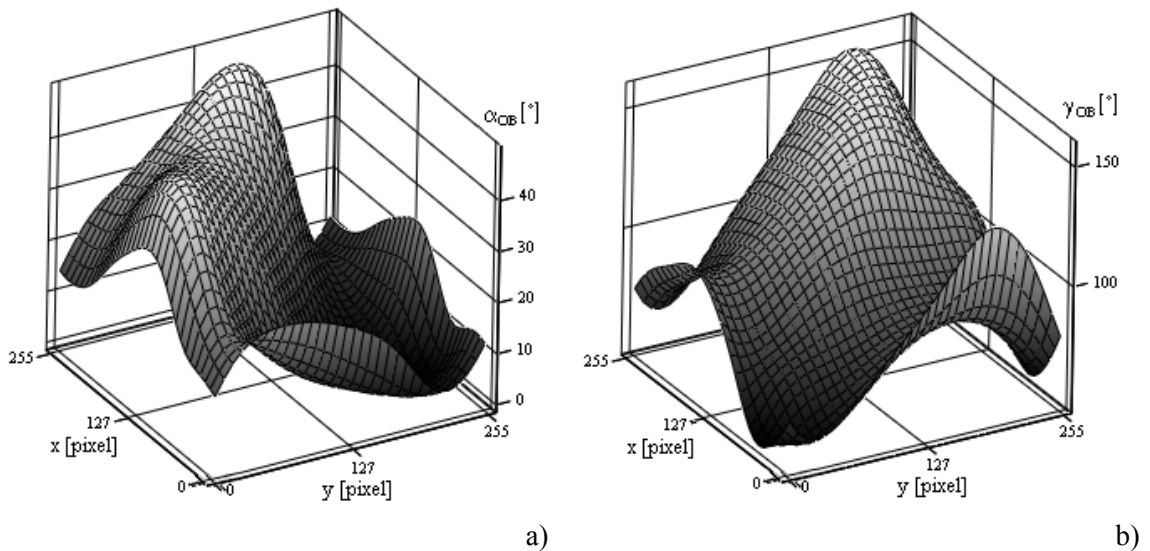
Rysunek 7.19 przedstawia zarejestrowane rozkłady natężenia światła w układzie z obrotową ćwierćfalówką. Otrzymane wyniki pomiaru przedstawiają rysunki 7.20 i 7.21.



Rysunek 7.19. Obrazy prążkowe dla pierwszego a) oraz dla drugiego b) pomiaru natężenia światła zarejestrowane w układzie z obrotową ćwierćfalówką dla próbki elastoptycznej.



Rysunek 7.20. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) uzyskane dla próbki elastoptycznej w układzie z obrotową ćwierćfalówką.

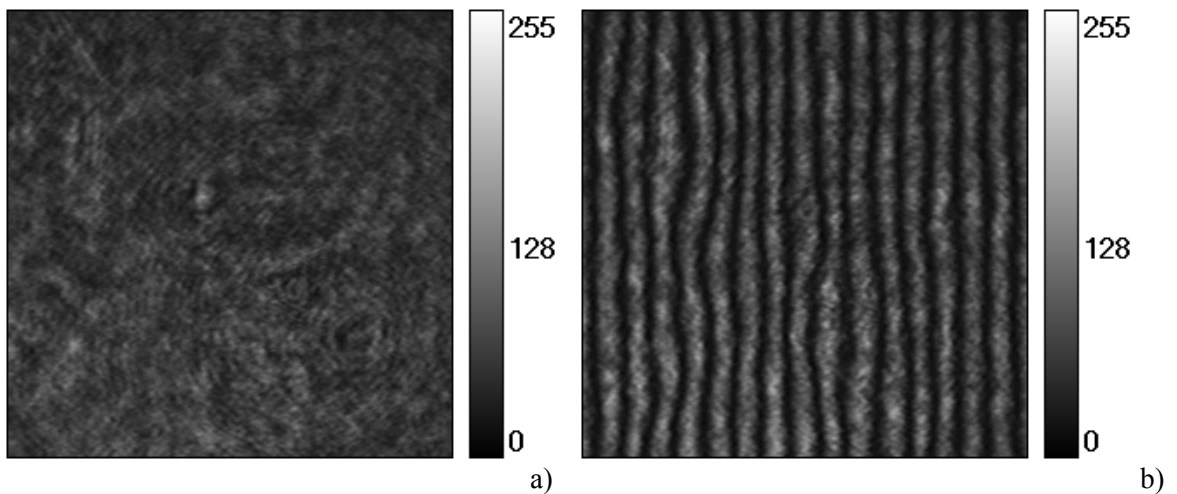


Rysunek 7.21. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) w reprezentacji 3D uzyskane dla próbki elastoptycznej w układzie z obrotową ćwierćfalówką.

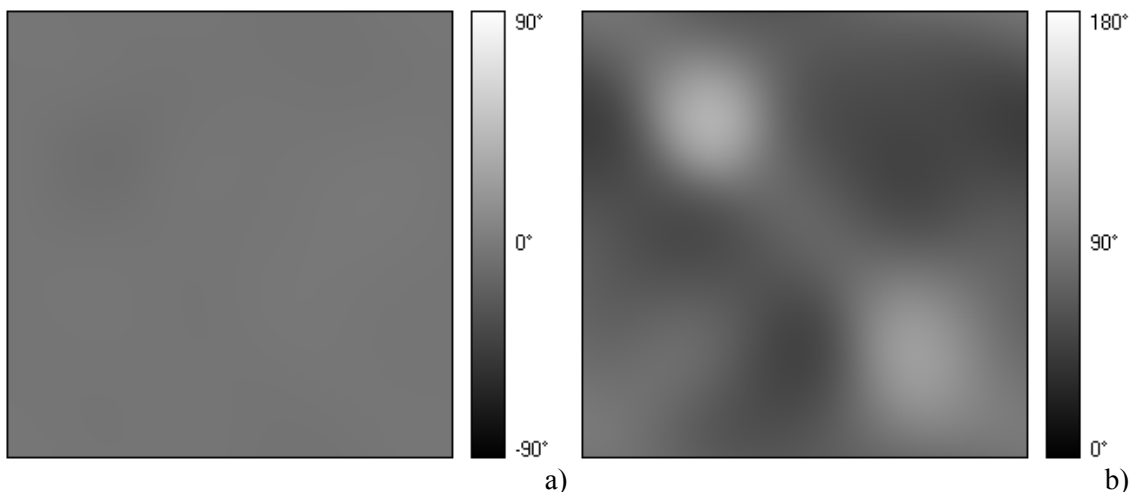
Uzyskane wyniki pomiaru potwierdzają możliwość zamiennego wykorzystania w układzie pomiarowym modulatora ciekłokrystalicznego oraz obrotowej ćwierćfalówki. Zastosowanie modulatora ciekłokrystalicznego pozwala jednak znacznie skrócić czas pomiaru. Dzięki temu metoda może znaleźć zastosowanie w dynamicznych pomiarach zmian naprężeń w modelach konstrukcyjnych wykonanych z materiałów elastoptycznych.

7.6 Pomiar dwójłomności żelatyny spożywczej

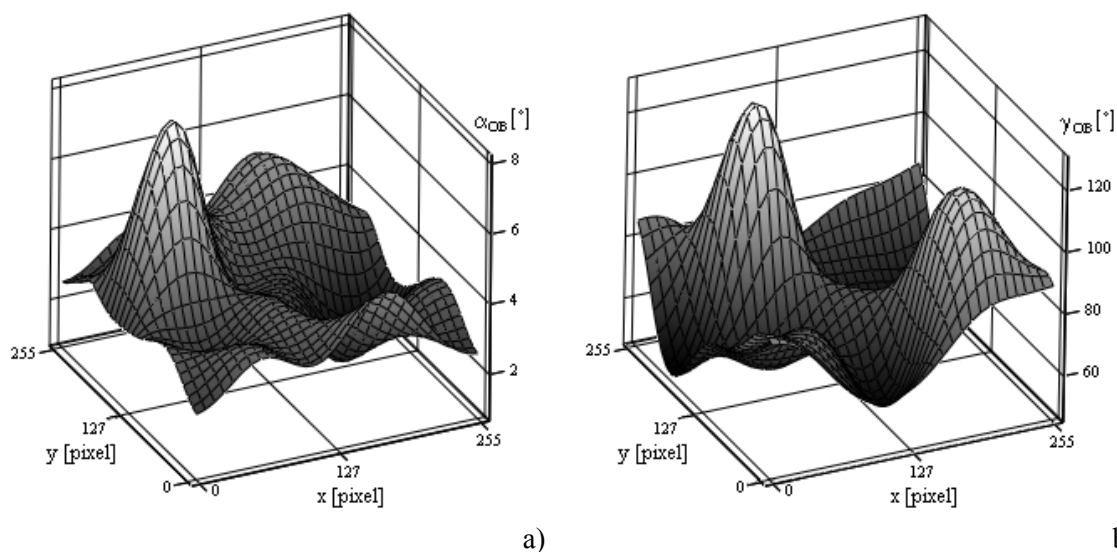
Kolejny pomiar wykonano dla 80% roztworu żelatyny spożywczej rozpuszczonej w wodzie, która została umieszczona w kuwecie szklanej o grubości 10 mm. Pomiar dwójłomności roztworu żelatyny miał na celu sprawdzenie możliwości wykorzystania jej jako medium, w którym można umieścić obiekty biologiczne. Rysunek 7.22 przedstawia rozkłady natężenia światła zarejestrowane dla roztworu żelatyny, rysunki 7.23 i 7.24 przedstawiają otrzymane wyniki pomiaru.



Rysunek 7.22. Obrazy prążkowe dla pierwszego a) oraz dla drugiego b) pomiaru natężenia światła zarejestrowane dla roztworu żelatyny.



Rysunek 7.23. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) uzyskane dla roztworu żelatyny.

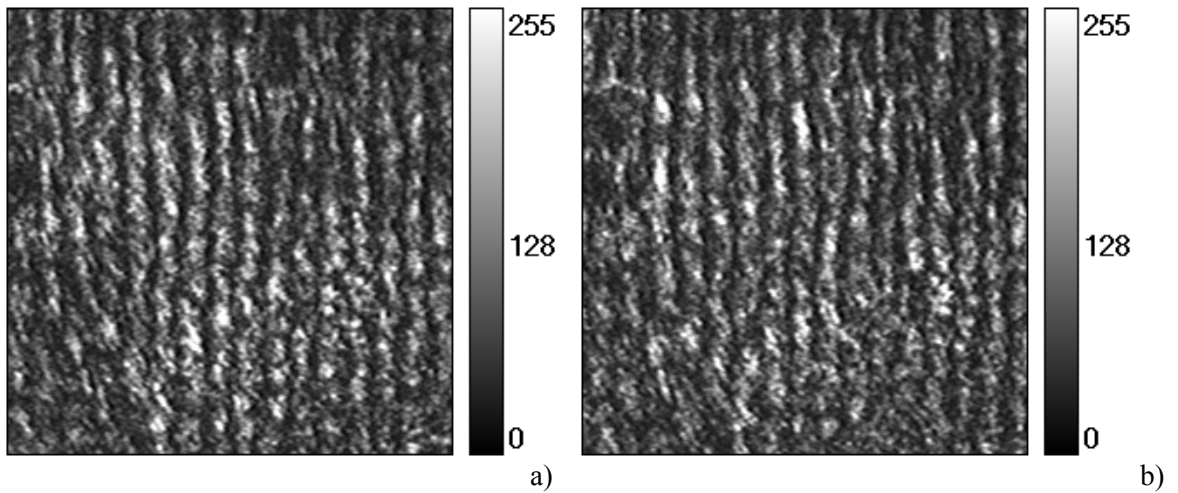


Rysunek 7.24. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) w reprezentacji 3D uzyskane dla roztworu żelatyny.

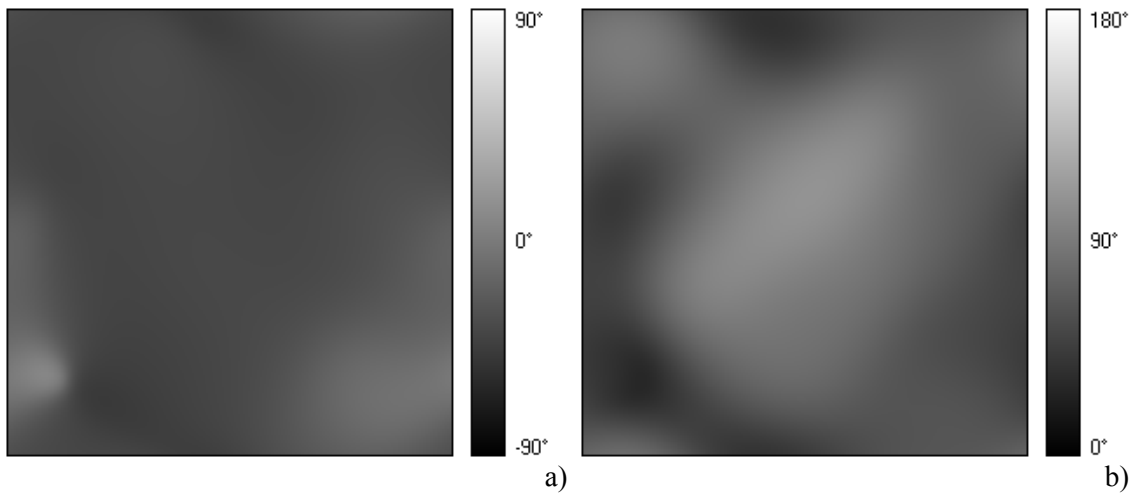
Uzyskane wyniki wskazują na dwójłomność roztworu żelatyny. Zatem nie może być ona wykorzystana jako substancja, w której umieszcza się obiekty biologiczne w celu wykonania pomiaru ich dwójłomności.

7.7 Pomiar dwójłomności rogówki *in vitro*

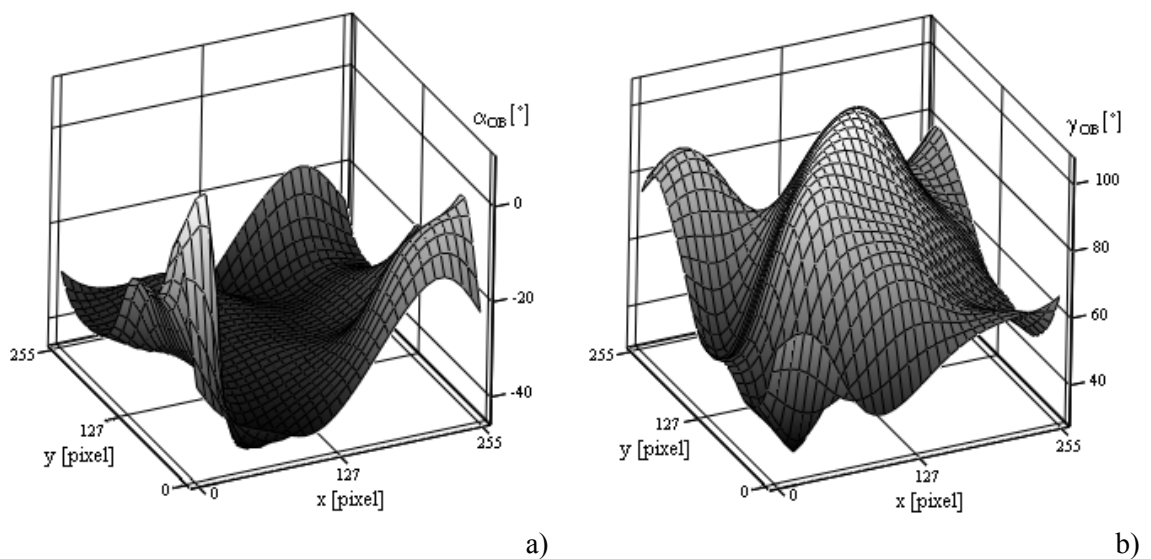
W celu sprawdzenia przydatności metody w pomiarach dwójłomności obiektów biologicznych, wykonano pomiar dwójłomności rogówki wieprzowej. Wyniki pomiaru dwójłomności żelatyny wykazały, że ze względu na swoją dwójłomność nie może być ona wykorzystana jako substancja, w której będą umieszczane próbki biologiczne. Dlatego też wypreparowaną rogówkę umieszczono między szkiełkami mikroskopowymi. Analizowany obszar odpowiada kwadratowi o wymiarach 3x3 mm. Rysunek 7.25 przedstawia zarejestrowane rozkłady natężenia światła, natomiast rysunki 7.26 i 7.27 wyniki pomiaru.



Rysunek 7.25. Obrazy prążkowe dla pierwszego a) oraz dla drugiego b) pomiaru natężenia światła zarejestrowane dla rogówki wieprzowej.



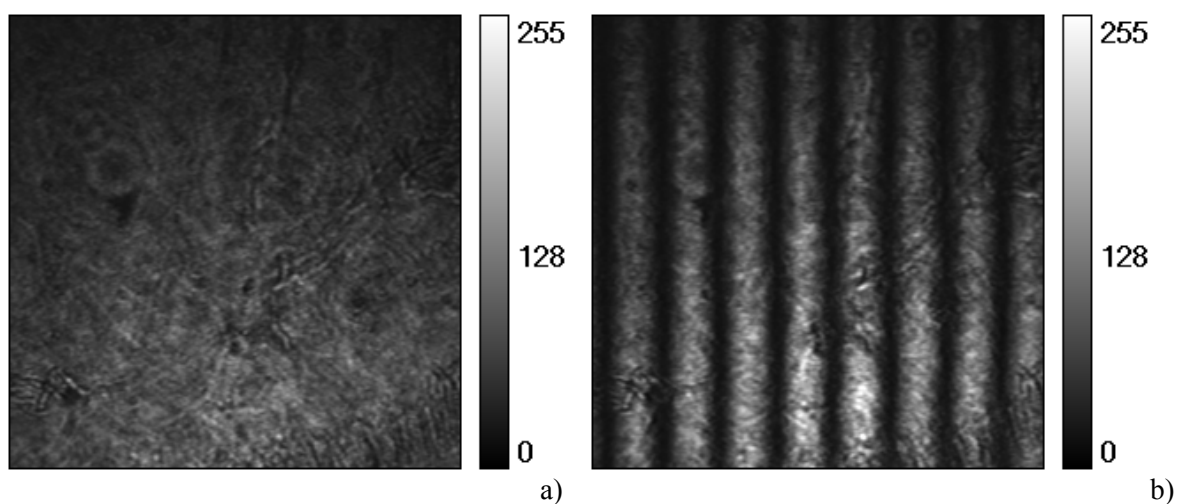
Rysunek 7.26. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) uzyskane dla rogówki wieprzowej.



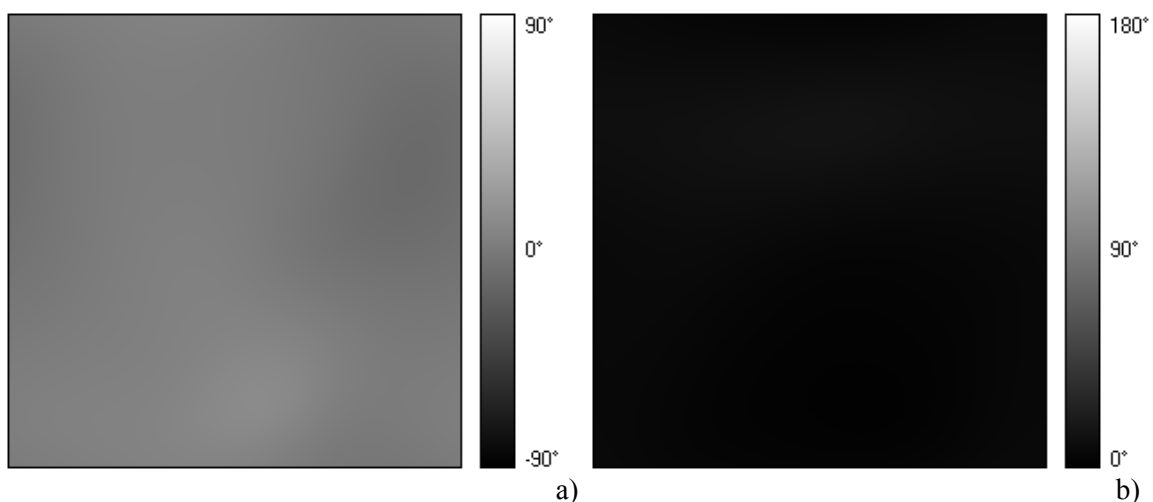
Rysunek 7.27. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) w reprezentacji 3D uzyskane dla rogówki wieprzowej.

7.8 Pomiar dwójłomności ciała szklanego in vitro

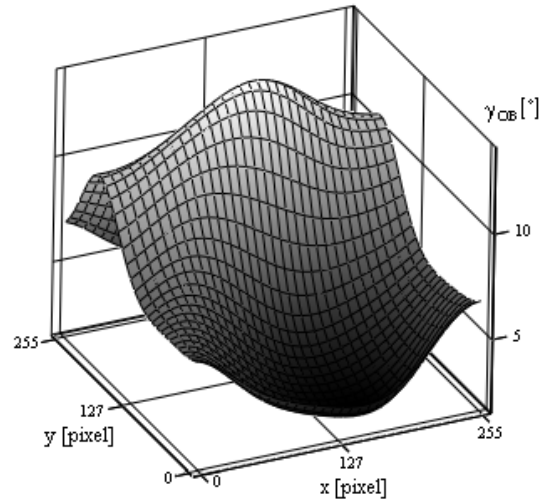
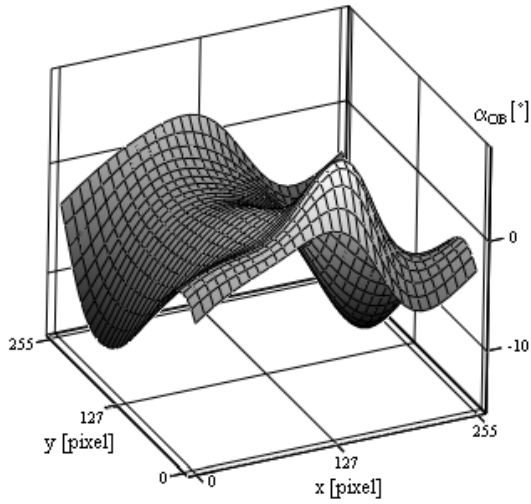
Pomiarowi dwójłomności zostało poddane również ciało szkliste oka wieprzowego. Podobnie jak w przypadku pomiaru dwójłomności roztworu żelatyny, ciało szkliste zostało umieszczone w kuwecie szklanej o grubości 1 mm. Rysunek 7.28 przedstawia zarejestrowane rozkłady natężenia światła. Rysunki 7.29 i 7.30 przedstawiają wyniki pomiaru.



Rysunek 7.28. Obrazy prążkowe dla pierwszego a) oraz dla drugiego b) pomiaru natężenia światła zarejestrowane dla ciała szklanego oka wieprzowego.



Rysunek 7.29. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) uzyskane dla ciała szklanego oka wieprzowego.



a)

b)

Rysunek 7.30. Rozkłady kąta azymutu a) i opóźnienia fazowego b) w reprezentacji 3D uzyskane dla ciała szklanego oka wieprzowego.

8 Podsumowanie

W niniejszej rozprawie zaprezentowano nową metodę polarymetrii obrazowej z częstością nośną. W przeciwieństwie do znanych zastosowań polarymetrii obrazowej z częstością nośną, prezentowana metoda pozwala na pomiar dwójłomności obiektów nie tylko z jednorodnym rozkładem azymut. Część teoretyczna zawiera opracowania prezentowanej metody dla trzech rodzajów ośrodków dwójłomnych: liniowo dwójłomnych niedichroicznych; liniowo dwójłomnych dichroicznych; eliptycznie dwójłomnych niedichroicznych. Opracowana metoda pozwala na uzyskanie dwuwymiarowych rozkładów parametrów charakteryzujących badane ośrodki dwójłomne. W stosunku do polarymetrii obrazowej ze skokową zmianą fazy prezentowana metoda jest konkurencyjna pod względem liczby rejestrowanych obrazów natężenia światła co oczywiście wpływa na szybkość wykonania pomiaru dwójłomności. Dla ośrodków liniowo dwójłomnych niedichroicznych wymagane jest zarejestrowanie tylko dwóch obrazów natężenia światła.

Zastosowana procedura analizy rejestrowanych obrazów z tzw. częstością nośną, wykonuje filtrację funkcji tła, dzięki czemu metoda jest mało wrażliwa na niejednorodności w układzie optycznym i w rozkładzie natężenia światła przechodzącego przez układ pomiarowy.

W oparciu o model matematyczny, przeprowadzono symulację działania proponowanych układów pomiarowych. Wskazano wszystkie najistotniejsze czynniki wpływające na poprawne działanie układu oraz na dokładność otrzymywanych wyników.

Oprócz części teoretycznej autor rozprawy opracował i wykonał praktyczną realizację układu pomiarowego. W skład układu pomiarowego wchodzi: układ elektroniczny, układ optyczny oraz oprogramowanie komputerowe. Zaprojektowany i wykonany przez autora niniejszej rozprawy układ elektroniczny może służyć do sterowania pracą układu pomiarowego wykorzystującego modulator ciekłokrystaliczny jak również obrotowe elementy polaryzujące. Umożliwia pomiar charakterystyki modulatora ciekłokrystalicznego oraz synchronizację pracy lasera półprzewodnikowego z kamerą wideo. Impulsowa praca lasera, zsynchronizowana z sygnałem wideo pozwala na płynną regulację natężenia światła przechodzącego przez układ pomiarowy. Układ optyczny charakteryzuje się nieskomplikowaną budową. W celu skrócenia czasu pomiaru dwójłomności w układzie pomiarowym zastosowano modulator ciekłokrystaliczny. Omówiono również możliwości zastąpienia modulatora ciekłokrystalicznego obrotowymi

elementami polaryzującymi. Czas potrzebny do zmiany przesunięcia fazowego wnoszonego przez nematyczny ciekły kryształ wynosi kilka milisekund. Wykorzystując standardową kamerę wideo, której czas rejestracji pojedynczego obrazu wynosi 40 ms, pomiar można wykonać w czasie 120 ms.

Opracowany przez autora program komputerowy, który jest integralną częścią układu pomiarowego, służy do rejestracji obrazów prążkowych, ich analizy oraz wizualizacji i archiwizacji otrzymywanych wyników. Steruje on także pracą układu elektronicznego.

Opracowana metoda z powodzeniem została wykorzystana w pomiarach dwójłomności elementów optycznych wykonanych z kwarcu krystalicznego, próbek elastoptycznych oraz materiałów biologicznych. Krótki czas pomiaru stwarza potencjalne możliwości wykorzystania metody do monitorowania zmian rozkładów dwójłomności w próbkach elastoptycznych w czasie. Możliwa jest zatem obserwacja dynamicznych zmian naprężeń w modelach elementów konstrukcyjnych wykonanych z materiałów elastoptycznych.

Konfiguracja układu optycznego pracującego w wiązce przechodzącej doskonale nadaje się do wykorzystania metody w mikroskopie polaryzacyjnym. Wykonane pomiary dwójłomności rogówki oraz ciała szklistego oka wieprzowego wskazują na możliwość wykorzystania metody w pomiarach dwójłomności materiałów biologicznych.

Prezentowana metoda może znaleźć zastosowanie w badaniach struktury oraz diagnozowaniu stanu rogówek przechowywanych w bankach rogówek. Po usunięciu rogówki z gałki ocznej, rogówka zmienia swoje właściwości. W fizjologii, znane jest zjawisko pęcznienia rogówki wywołane wchłanianiem wody z otoczenia. Natomiast wystawiona na działanie powietrza szybko kurczy się i wysycha. Prawdopodobnie dwójłomność rogówki uzależniona jest od gęstości warstw i włókien istoty właściwej, których właściwości zmieniają się pod wpływem działania czynników zewnętrznych.

Pomiar dwójłomności rogówki wykonywany przy pomocy prezentowanej metody, może znaleźć również zastosowanie podczas zabiegu transplantacji rogówki. Pomiar dwójłomności umożliwiłby orientację wszczepianej rogówki na co do tej pory nie zwracano uwagi. Podobnie nie są znane dokładnie zmiany zachodzące w strukturze rogówki po zabiegu korekcji wad wzroku przy pomocy chirurgii refrakcyjnej. Prezentowana metoda pomiaru dwójłomności może zatem znaleźć zastosowanie we współczesnej okulistyce jako nowe narzędzie do oceny zmian zachodzących w strukturze rogówki.

Bibliografia

1. Szczeniowski Sz., *Fizyka doświadczalna cz. IV – Optyka*. PWN, Warszawa 1963,
2. Jenkins T. E., Multiple-angle-of-incidence ellipsometry, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** (1999),
3. Bureau A., Weber H. J., Pavlov V. V., Determination of the dielectric function of strongly anisotropic crystals in reflection, *J. Opt. Soc. Am. A* **1**, 13 (1996),
4. Pluta M., *Mikroskopia optyczna*. PWN, Warszawa 1982,
5. Chojnacki J., *Krystalografia chemiczna i fizyczna*. PWN, Warszawa 1961,
6. Gay P., *An introduction to crystal optics*. Longmans, Green and Co. Ltd. London 1967,
7. Hartshorne N. H., Stuart A., *Practical optical crystallography*. Edward Arnold (Publishers) Ltd., London 1964,
8. Marshall C. E., *Introduction to crystal optics*. Cook, Troughton and Simms, Ltd., York, England 1970,
9. Penkala T., *Optyka kryształów*. PWN, Warszawa 1971,
10. Thetford A., Simmens S. C., Birefringence phenomena in cylindrical fibers. *J. Microscopy*, **90**, 107-125 (1969),
11. Knibbs R., H., The use of polarized light microscopy in examining the structure of carbon fibers. *J. Microscopy*, **94**, 273-282 (1971),
12. Schmidt W. J., Keil A., *Polarizing microscopy of dental tissues*. Pergamon Press Inc., New York 1971,
13. Wolman M., Polarized light microscopy as a tool of diagnostic pathology, A review. *J. Histochem. Cytochem.*, **23**, 21-50 (1975),
14. Jaronski J., Kasprzak H., Haszcz D., Zagorski J., Investigation of the corneal structure by use of phase stepping imaging polarimetry, in *Proceedings of the European Optical Society Topical Meeting in Physiological Optics*, (European Optical Society, Wrocław, Poland, 23-25 September, 1999), pp. 21-22,
15. Bueno J., Vargas-Martin F., Measurements of the corneal birefringence with a liquid-crystal imaging polariscope, *Applied Optics* **41** (1), 116-124 (2002),
16. Bueno J., Measurement of parameters of polarization in the living human eye using imaging polarimetry, *Vision Research* **40**, 3791-3799 (2002),

17. Shirai T., Liquid-crystal adaptive optics based on feedback interferometry for high-resolution retinal imaging, *Applied Optics* **41** (19), 4013-4023 (2002),
18. Jiao S., Wang L. V., Two-dimensional depth-resolved Mueller matrix of biological tissue measured with double-beam polarization-sensitive optical coherence tomography. *Opt. Lett.* **27**, 101-103 (2002),
19. De Boer J. F., Milner T. E., Review of polarization sensitive optical coherence tomography and stokes vector determination, *J. Biom. Opt.* **7**, 359-371 (2002),
20. Baba J. S., Chung J. R., DeLaughter A. H., Cameron B. D., Coté G. L., Development and calibration of an automated Mueller matrix polarization imaging system, *J. Biom. Opt.* **7**, 341-349 (2002),
21. Van Blokland G. J., Ellipsometry of the human retina in vivo: preservation of polarization, *J. Opt. Soc. Am. A* **2**, 72-75 (1985),
22. Brink H. B., Van Blokland G. J., Birefringence of the human foveal area assessed in vivo with Mueller-matrix ellipsometry, *J. Opt. Soc. Am. A* **5**, 49-57 (1988),
23. Brink H. B., Birefringence of the human crystalline lens in vivo, *J. Opt. Soc. Am. A* **8**, 1788-1793 (1991),
24. Bueno J., Artal P., Double-pass imaging polarimetry in the human eye, *Opt. Lett.* **24**, 64-66 (1999),
25. Bueno J., Campbell M. C. W., Confocal scanning laser ophthalmoscopy improvement by use of Mueller-matrix polarimetry, *Opt. Lett.* **27**, 830-832 (2002),
26. Pelz B., Weschenmoser C., Goelz S., Fischer J. P., Burk R. O. W., Bille J. F., In vivo measurement of the retinal birefringence with regard on corneal effects using an electro-optical ellipsometer, in *Lasers in Ophthalmology IV*, R. Birngruber, A. F. Fercher and P. Sourdille, eds., Proc. SPIE **2930**, 92-101 (1996),
27. Greenfield D. S., Knighton R. W., Huang X. R., Effect of corneal polarization axis on assessment of retinal nerve fiber layer thickness by scanning laser polarimetry, *Am. J. Ophthalmol.* **129**, 715-722 (2000),
28. Zhou Q., Weinreb R. N., Individualized compensation of anterior segment birefringence during scanning laser polarimetry, *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.* **43**, 2221-2228 (2002),
29. Butler M., Polarized light microscopy in the conservation of works. *The Microscope*, **20**, 292 (1972),

30. Butler M., Applications of the polarizing microscope in the conservation of printings and other works of art. *The Microscope*, **21**, 101-105 (1973),
31. Będziński R., Chomiak Ł., Dudek K., *Pomiary naprężeń metodą elastoptyczną*. Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1975,
32. Gomes J. F. S., *Photoelasticity in Optical Metrology*, O. D. D. Soares ed. (Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht, 1987),
33. Quan C., Bryanston-Cross P., Judge T., Photoelasticity Stress Analysis Using Carrier Fringe and FFT Techniques, *Optics and Lasers in Engineering* **18**, 79-108 (1993),
34. Jaronski J., Kasprzak H., Generalized algorithm for photoelastic measurements based on phase-stepping imaging polarimetry, *Applied Optics* **38**, 7018-7025 (1999),
35. Jerrard H. G., Optical Compensators for Measurement of Elliptical Polarization, *J. Opt. Soc. Am.* **1**, 38 (1948),
36. Montarou C., Gaylord T., Two-wave-plate compensator method for single-point retardation measurements, *Applied Optics* **36**, 43 (2004),
37. Chou C., Huang Y., Chang M., Polarized Common Path Optical Heterodyne Interferometer for Measuring the Elliptical Birefringence of Quartz Wave Plate, *Jpn. J. Appl. Phys.* **10**, 35 (1996),
38. Geday M., Kaminsky W., Lewis J., Glazer A., Images of absolute retardance $L \cdot \Delta n$, using the rotating polariser method, *J. Microscopy*, **198** (2000),
39. Berezhna S., Berezhnyy I., Takashi M., High-resolution birefringence imaging in three-dimensional stressed models by Fourier polarimetry, *Applied Optics* **40** (28), 4940-4946 (2001),
40. Ratajczyk F., Urbańczyk W., Some Methods of Optical Properties of Birefringent Media Measurement, *Optik* **79**, 4, 183 (1988),
41. Woźniak W. A., Kurzynowski P., The Method of Measurement of Optical Properties of Birefringent Media, *Optik* **96**, 147 (1994),
42. Takeda M., Ina H., Kobayashi S., Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry, *JOSA* **72**, 156-160 (1982),
43. Oka K., Toshiaki K., Compact complete imaging polarimeter using birefringent wedge prism, *Optics Express* **11** (13), 1510-1519 (2003),

44. Drobczynski S., Kasprzak H., Application of space periodic variation of light polarization in imaging polarimetry, *Applied Optics* **44** (16), 3160-3166 (2005),
45. Born M., Wolf E., *Principles of Optics*, wyd. IV, Pergamon Press, Oxford-London-Edinburgh-New York-Paris-Frankfurt 1968,
46. Ratajczyk F., *Dwójłomności i polaryzacja optyczna*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2000,
47. Chipman R. A., *Polarimetry*, in *Handbook of Optics*, (M. Bass, ed. McGraw-Hill, New York, 1995) Vol. 2, 2nd ed., Chap. 22,
48. Theocaris P. S., Gdoutos E. E., *Matrix Theory of Photoelasticity*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York), 1979,
49. Kurzynowski P., Wozniak W. A., Phase difference superposition rule of dichroic media, *Optik* **2**, 103 (1996),
50. Azzam R. M. A., Photopolarimetric measurements of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal, *Opt. Lett.* **2**, 148-150 (1978),
51. Pezzaniti J. L., Chipman R. A., Mueller matrix imaging polarimetry, *Opt. Eng.* **34**, 1558-1568 (1995),
52. Thompson R. C., Bottinger J. R., Fry E. S., Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix, *Applied Optics*. **19**, 1323-1332 (1980),
53. Compain E., Drévillon B., High-frequency modulation of four states of polarization of light with a single phase modulator, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 1547-1580 (1998),
54. Jellison G. E., Griffiths C. O., Holcomb D. E., Rouleau C. M., Transmission two-modulator generalized ellipsometry measurements, *Applied Optics* **41**, 6555-6566 (2002),
55. Bueno J., Polarimetry using liquid-crystal variable retarders: Theory and calibration, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **2**, 216-222 (2000),
56. De Martino A., Kim Y. K., Garcia-Caurel E., Laude B., Drévillon B., Optimized Mueller polarimeter with liquid crystals, *Opt. Lett.* **28**, 616-618 (2003),
57. Laude-Boulesteix B., De Martino A., Drévillon B., L. Schwartz L., Mueller polarimetric imaging system with liquid crystals, *Applied Optics* **43**, 2824-2832 (2004),
58. Żmija J., Zieliński J., Parka J., Nowakowski-Kruszelnicki E., *Displeje ciekłokrystaliczne. Fizyka, technologia, zastosowanie*. PWN, Warszawa 1993,
59. Bracewell R., *Przekształcenie Fouriera i jego zastosowania*, PWN 1990,

60. Cooley, J. W. and J. W. Tukey, "An Algorithm for the Machine Computation of the Complex Fourier Series," *Mathematics of Computation*, Vol. 19, April 1965, pp. 297-301,
61. Ghiglia D., *Two-Dimensional Phase Unwrapping*, (John Wiley & Sons, Inc., New York),1998.

SPIS DOTYCHCZASOWYCH PUBLIKACJI

1. Drobczynski, S., Kasprzak, H., "Application of space periodic variation of light polarization in imaging polarimetry", *Applied Optics* **44** (16), 3160-3166 (2005),
2. Drobczynski, S., Kasprzak, H., "Modeling of influence of Liquid Crystal Modulator adjustment on reconstruction of birefringence and azimuth angle in imaging polarimetry with carrier frequency", in *Proceedings of the Optical Security and Safety*, Vol. 5566, (International Conference on Systems of Optical Security, Warszawa, Poland, 11-12 December, 2003), pp. 273-277,
3. Drobczynski, S., Kasprzak, H., "Imaging polarimetry with carrier frequency for the linearly birefringent media", in *Proceedings of the 106-th Conference of the DGAO*, (106-th Conference of the DgaO, Wrocław, Poland, 17-20 May, 2005),
4. Drobczynski, S., Kasprzak, H., "Some remarks on accuracy of imaging polarimetry with carrier frequency", in *Proceedings of the 5-th International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns*, (The 5-th International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns, Stuttgart, Germany, 12- 14 September, 2005), pp. 204-207,
5. Drobczyński, S., Kasprzak, H., *Sposób wyznaczania map rozkładu przesunięcia fazowego ośrodków liniowo dwójłomnych, niedichroicznych oraz układ do wyznaczania map rozkładu przesunięcia fazowego ośrodków liniowo dwójłomnych, niedichroicznych – Zgłoszenie patentowe nr P 363727*,
6. Drobczyński, S., Kasprzak, H., *Sposób wyznaczania map rozkładu przesunięcia fazowego ośrodków eliptycznie dwójłomnych, niedichroicznych oraz układ do wyznaczania map rozkładu przesunięcia fazowego ośrodków eliptycznie dwójłomnych, niedichroicznych – Zgłoszenie patentowe nr P 367375*,
7. Drobczynski, S., Bueno, J., Artal, P., Kasprzak, H., "Transmission imaging polarimetry for a linear birefringent medium using a carrier fringe method"- wysłana do druku (*Applied Optics*),
8. Kurzynowski, P., Wozniak, W. A., Drobczynski, S., "A new phase difference compensation method for elliptically birefringent media" – wysłana do druku (*Opt. Comm.*).

UDZIAŁ W KONFERENCJACH NAUKOWYCH

1. International Conference on Systems of Optical Security, Warszawa, Poland, 11-12 December, 2003,
2. 106-th Conference of the DgaO, Wrocław, Poland, 17-20 May, 2005,
3. The 5-th International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns, Stuttgart, Germany, 12- 14 September, 2005.

WYGŁOSZONE REFERARY

1. Polarymetria obrazowa z częstotliwością nośną – seminarium w Instytucie Mikromechaniki i Fotoniki na Wydziale Mechatroniki Politechniki Warszawskiej,
2. The imaging polarimetry – Laboratorio De Optica, Universidad De Murcia,
3. The imaging polarimetry with carrier frequency – experimental results – Laboratorio De Optica, Universidad De Murcia.
4. Polarymetria obrazowa z częstotliwością nośną – seminarium w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu.