



Politechnika Wrocławska

DZIEDZINA: Nauki ścisłe i przyrodnicze

DYSCYPLINA: Nauki fizyczne

ROZPRAWA DOKTORSKA

Innowacyjne rozwiązania układów do pomiaru parametrów ośrodków dwójtomnych przy użyciu przesuwników ciekłokrystalicznych z uwzględnieniem skręconych nematycznych ciekłych kryształów

Mgr inż. Monika Salamaga

Promotor:

prof. dr hab. Władysław Artur Woźniak, prof. uczelni

Słowa kluczowe: polaryzacja światła, dwójtomność, polarymetria Muellera, przesuwniki ciekłokrystaliczne, skręcone nematyczne ciekłe kryształy

WROCŁAW 2026

mojej C6reczce Elizie

PODZIĘKOWANIA

Pragnę podziękować mojemu Promotorowi dr hab. inż. Władysławowi Arturowi Woźniakowi za poświęcony czas, opiekę merytoryczną, cenne uwagi i cierpliwość okazywaną na każdym etapie powstawania niniejszej rozprawy doktorskiej.

Serdecznie dziękuję dr inż. Michałowi Kwaśnemu za nieodpłatne przekazanie do badań komórek TNLC, które umożliwiły realizację istotnych etapów pracy.

Podziękowania kieruję również do dr hab. inż. Sławomira Drobczyńskiego, który zawsze służył swoją wiedzą i pomocą, gdy napotykałam problemy przy oprogramowaniu stanowisk laboratoryjnych.

Wyrazy wdzięczności kieruję do Panów z Warsztatu Mechanicznego za wszystkie godziny spędzone nad realizacją mechanicznych komponentów do zestawianych w ramach tej pracy układów pomiarowych.

Dziękuję Członkom Zespołu Optyki Widzenia za życzliwość, wsparcie motywacyjne i dobre słowo w chwilach zwątpienia.

Najbliższym składam serdeczne podziękowania za wyrozumiałość, wiarę we mnie i obecność w chwilach trudnych i pełnych wyzwań. Bez Waszej pomocy i zrozumienia powstanie tej pracy nie byłoby możliwe.

SPIS TREŚCI

1. Wprowadzenie	1
1.1 Uzasadnienie podjęcia tematu rozprawy doktorskiej	3
1.2 Pytania i hipotezy badawcze.....	5
2. Światło spolaryzowane i jego transformacja przez ośrodki anizotropowe	9
2.1. Stany polaryzacji światła	9
2.2. Opis propagacji fal świetlnych w ośrodkach anizotropowych	12
2.2.1. Fala świetlna w ośrodku eliptycznie anizotropowym.....	13
2.2.2. Fala świetlna w ośrodku liniowo anizotropowym	14
2.2.3. Fala świetlna w ośrodku kołowo anizotropowym	15
2.2.4. Ośrodki optycznie anizotropowe i ich klasyfikacja	16
2.3. Metody obliczania zmian stanu polaryzacji przy przejściu przez ośrodki dwójłomne .	17
2.3.1. Formalizm Muellera-Stokesa.....	17
2.3.2. Formalizm Jonesa	21
2.3.3. Konwersja macierzy Jonesa na macierz Muellera	23
2.4. Metody pomiarowe.....	25
2.4.1. Polarymetria macierzowa Muellera	25
2.4.2. Optymalizacje w polarymetrii.....	29
3. Ciekłe kryształy.....	33
3.1. Rodzaje ciekłych kryształów	33
3.2. Komórka ciekłokrystaliczna jako przesuwnik fazowy	34
3.3. Skręcone nematyczne ciekłe kryształy	36
3.4. Wykorzystanie ciekłych kryształów w polarymetrii	39
4. Częściowy polarymetr Muellera wykorzystujący przesuwniki ciekłokrystaliczne	41
4.1. Opis układu polarymetrycznego	41
4.2. Odtworzenie 9 elementów macierzy Muellera-Ścierskiego	43
4.3. Odtworzenie informacji o własnościach badanego ośrodka.....	44
4.3.1. Rozwiązanie dla ośrodka niedichroicznego	45
4.3.1.1. Symulacje	47
4.3.2. Numeryczna metoda odtwarzania parametrów ośrodka dwójłomnego	48
4.3.2.1. Symulacje	50

4.3.2.2. Rozstrzygnięcie problemu niejednoznaczności rozwiązań.....	52
4.3.2.3. Weryfikacja numerycznej metody rozwiązań dla 9 i 16 elementowej macierzy	54
4.4. Doświadczalna weryfikacja układu polarymetrycznego	56
4.4.1. Układ pomiarowy.....	56
4.4.2. Oprogramowanie stanowiska.....	57
4.4.3. Weryfikacja jakości zestawionego układu pomiarowego pod względem dokładności odtwarzania poszczególnych konfiguracji.....	59
4.4.4. Ocena wpływu ustawienia elementów układu na mierzone natężenia	61
4.4.5. Weryfikacja eksperymentalna algorytmu dla ośrodków niedichroicznych	63
4.4.6. Weryfikacja eksperymentalna metody numerycznej	64
4.5. Podsumowanie.....	66
5. Charakterystyka skręconych nematycznych ciekłych kryształów.....	69
5.1. Metoda pomiaru elementów macierzy Muellera-Ścierskiego	69
5.2. Metoda obliczania parametrów wektorów własnych ośrodka dwójłomnego.....	72
5.3. Metoda wyznaczania kąta skręcenia i orientacji direktora w płaszczyźnie wejściowej	73
5.4. Metoda wyznaczania charakterystyki fazowo-napięciowej TNLC.....	74
5.5. Wyniki pomiarów parametrów TNLC	77
5.5.1. Komórka TNLC wytworzona w firmie Thorlabs	77
5.5.2. Komórka TNLC wytworzona na Politechnice Warszawskiej	82
5.6. Podsumowanie.....	87
6. Skręcone nematyczne ciekłe kryształy jako elementy jednokierunkowego polarymetru podwójnego przejścia.....	89
6.1. Opis układu polarymetrycznego	90
6.2. Stany własne generatora i analizatora	91
6.2.1. Model teoretyczny	91
6.2.2. Doświadczalne wyznaczenie wektora Stokesa stanu generatora.....	92
6.2.3. Doświadczalne wyznaczenie wektora Stokesa stanu analizatora	93
6.2.4. Wyniki pomiarów parametrów fal własnych generatora i analizatora	94
6.3. Optymalizacja.....	96
6.3.1. Algorytm optymalizacji	97
6.3.2. Wyniki.....	98

6.4. Czynniki wpływające na stany PSG i PSA oraz stabilność układu.....	103
6.4.1. Wpływ elementów układu	103
6.4.2. Wpływ sygnału modulującego komórkę TNLC	107
6.5. Ocena zdolności odtwarzania pełnej macierzy Muellera	109
6.6. Podsumowanie.....	112
7. Oprogramowanie do obsługi przesuwników ciekłokrystalicznych	115
7.1. Program LCdevice	115
7.2. Program CharacteristicLC	117
8. Podsumowanie i wnioski	119
Bibliografia.....	125
Dorobek naukowy.....	141

SPIS WAŻNIEJSZYCH SKRÓTÓW I OZNACZEŃ

$a_{n,i}$	– składowe wektorów Stokesa reprezentujących analizatory w poszczególnych pomiarach
A	– światło spolaryzowane liniowo o kącie azymutu -45°
$[A_n]$	– wektor Stokesa analizatora w n -tym pomiarze
$[A]$	– macierz pomiarowa analizatora
CN	– liczba warunkowa macierzy, z ang. Condition Number
d	– grubość ośrodka
D	– światło spolaryzowane liniowo o kącie azymutu 45°
e	– eliptyczność
E	– wektor natężenia pola elektrycznego
$[E]$	– wektor Jonesa
EWV	– równo ważona wariancja, z ang. Equally Weighted Variance
$g_{n,i}$	– składowe wektorów Stokesa reprezentujących generatory w poszczególnych pomiarach
$[G_n]$	– wektor Stokesa generatora w n -tym pomiarze
$[G]$	– macierz pomiarowa generatora
H	– światło liniowo spolaryzowane o kącie azymutu 0° , z ang. horizontally polarized light
I	– natężenie światła, sygnał wyjściowy
$[J]$	– macierz Jonesa
L	– światło spolaryzowane kołowo lewoskrętnie, z ang. left-handed circularly polarized light
LCVR	– liniowy przesuwnik ciekłokrystaliczny, z ang. Liquid Crystal Variable Retarder
m_{ij}	– element macierzy Muellera
$[M]$	– macierz Muellera
n	– współczynnik załamania
P	– liniowy polaryzator
PSA	– analizator stanów polaryzacji światła, z ang. Polarization State Generator
PSG	– generator stanów polaryzacji światła, z ang. Polarization State Analyzer
R	– światło spolaryzowane kołowo prawoskrętnie, z ang. right-handed circularly polarized light

	– rząd macierzy
$[R(\alpha')]$	– macierz obrotu o kąt α'
T	– transmisja światła
T_f	– amplitudowy współczynnik transmisji fali szybkiej
T_s	– amplitudowy współczynnik transmisji fali wolnej
TNLC	– skręcony nematyczny ciekły kryształ, z ang. Twisted Nematic Liquid Crystal
U	– napięcie
V_1, V_2, V_3, V_4	– składowe wektora Stokesa
$[V]$	– wektor Stokesa
V	– światło spolaryzowane liniowo o kącie azymutu 90° , z ang. vertically polarized light
w_{ij}	– współczynnik wpływu danej konfiguracji generatora i analizatora na element macierzy m_{ij}
$[W]$	– macierz pomiaru polarymetrycznego
α	– kąt azymutu
α_f	– kąt azymutu fali szybkiej
α_s	– kąt azymutu fali wolnej
β	– parametr odpowiadający połowie wartości liniowej składowej różnicy faz TNLC
γ	– różnica faz wprowadzana przez ośrodek między falami własnymi
Γ	– liniowa składowa różnicy faz wprowadzanej przez TNLC
θ	– kąt eliptyczności
θ_f	– kąt eliptyczności fali szybkiej
θ_s	– kąt eliptyczności fali wolnej
ϑ	– kąt pochylenia cząsteczek w TNLC
ψ_D	– kąt orientacji direktora TNLC na powierzchni wejściowej
\emptyset	– kąt skręcenia
λ	– długość fali świetlnej
Δn	– liczbowa miara dwójłomności

ROZDZIAŁ 1

WPROWADZENIE

„Ważne jest, by nigdy nie przestawać pytać. Ciekawość nie istnieje bez przyczyny.”

Albert Einstein

Przytoczone słowa słynnego fizyka dobrze tłumaczą motywację stojącą za niniejszą pracą, skupioną na analizie zjawisk polaryzacyjnych w ośrodkach optycznie anizotropowych. Kiedy w 1669 r. Erasmus Bartholinus zaobserwował podwójne załamanie w kryształach kalcytu, nie umiał wyjaśnić przyczyn tego zjawiska [1, 2]. Jego odkrycie stało się jednak natchnieniem dla innych i zapoczątkowało badania nad polaryzacją światła oraz dwójłomnością przez m.in. Chrystiaana Huygensa [3, 4], Étienne Louisa Malusa [3, 5, 6], Dawida Brewstera [7, 8], Françoisisa Jean Arago [5]. Ostatecznie na początku XIX wieku Augustin Jean Fresnel w oparciu o teorię falową wytłumaczył zjawisko polaryzacji oraz dwójłomności w kryształach [9]. Z kolei James Clark Maxwell powiązał polaryzację światła z orientacją i ewolucją wektora pola elektrycznego fali elektromagnetycznej, za którą z punktu widzenia elektrodynamiki klasycznej uznawane jest światło [10]. Tym samym już od ponad 350 lat polaryzacja światła i jej zmiany na skutek interakcji z materią stanowią obiekty licznych badań. Prace te prowadzone są zarówno z przyczyn poznawczych, jak i zastosowań aplikacyjnych. Doprowadziły one do ukształtowania się wciąż dynamicznie rozwijającej się gałęzi techniki – polarymetrii.

Polarymetria znajduje zastosowanie w takich dziedzinach jak np. medycyna [11, 12], teledetekcja, astronomia [13, 14], czy materiałoznawstwo [15, 16]. Okazuje się ona kluczowa przy ocenie wpływu różnych czynników zewnętrznych (m.in. naprężeń, pól elektrycznych i magnetycznych) na parametry ośrodka, a w konsekwencji umożliwia pomiar tych własności [17, 18]. Wykorzystywana jest do monitorowania warunków glebowych i wzrostu upraw [19], jak również jest nieodzownym narzędziem do obrazowania komórek i tkanek, stąd też liczne zastosowania biomedyczne i kliniczne [20-26]. Polarymetry wykorzystuje się również w badaniach *in vivo*, w celu poznania złożonych właściwości optycznych oka [27-29].

Na przestrzeni lat opracowano wiele rozwiązań konstrukcyjnych i metrologicznych układów polarymetrycznych. Urządzenia służące do pomiaru stanu polaryzacji światła zawierają moduł zwany analizatorem (PSA – z ang. Polarization State Analyzer). W literaturze przyjęło się nazywać je polarymetrami Stokesa [30-35]. Z kolei, aby określić właściwości ośrodka dwójłomnego, konieczne jest wykorzystanie dodatkowego układu, wytwarzającego różne wejściowe stany polaryzacji światła, tzw. generatora (PSG – z ang. Polarization State

Generator). Ogólna idea polega bowiem na wyznaczeniu zależności pomiędzy natężeniem i stanem polaryzacji światła przed i po jego przejściu przez badany obiekt. Można mówić wówczas o polarymetrach typu Muellera [36-40].

Liczna grupa PSG i PSA konstruowana była przy użyciu polaryzatorów i obracanych azymutalnie płytek fazowych [36, 41, 42]. Wadą takich rozwiązań są jednak błędy związane z orientacją azymutalną elementów [43], drganiami układu, wibracją wiązki [44], a również ograniczeniem maksymalnych prędkości pomiarów (np. poprzez obracanie poszczególnych elementów). Stosunkowo szybkie pomiary polarymetryczne przy jednoczesnym zachowaniu dużej dokładności są możliwe w układach opartych na modulatorach elektrooptycznych [37, 45]. Za sprawą prostej regulacji napięć, przykładanych do wykorzystywanych komórek elektrooptycznych, możliwe jest dokonywanie pomiarów dla różnych długościach fali. W aplikacjach wymagających wysokiej czułości i wydajności modulacji polaryzacji, stabilności wprowadzanego opóźnienia, a zarazem szerokiego zakresu działania wykorzystuje się modulatory fotosprężyste [46, 47]. Szczególnie sprawdzają się one do badań światła rozproszonego, gdzie poziom sygnału jest niski i wymagany jest szeroki zakres dynamiczny. Nie nadają się jednak one do zastosowań obrazowych. Dobrze przystosowane do obrazowania polarymetrycznego są urządzenia z przesuwnikami ciekłokrystalicznymi (LCVR – z ang. Liquid Crystal Variable Retarder), zapewniającymi szerokie kąty akceptacji i niskie aberracje [48, 49]. Wyjątkowość zastosowania ciekłych kryształów wynika przede wszystkim z ich właściwości optycznych, a w szczególności łatwo dającej się sterować dwójłomności. Dzięki sterowaniu napięciem można szybko i płynnie zmieniać wprowadzaną przez LCVR różnicę faz, co pozwala na dynamiczną regulację stanu polaryzacji przechodzącej wiązki światła. Działają one przy niskich napięciach z częstotliwością przełączania wystarczającą do akwizycji danych przy użyciu standardowych detektorów CCD. Niestety, LCVR nie umożliwiają zmian parametrów fal własnych (kąta azymutu i kąta eliptyczności) pod wpływem napięcia i z tego powodu należy je mechanicznie obracać albo używać zestawu wielu takich elementów. Stąd też na uwagę zasługują, dotychczas rzadko spotykane w rozwiązaniach polarymetrycznych, modulatory fazy oparte na tzw. skręconych nematycznych ciekłych kryształach TNLC (z ang. Twisted Nematic Liquid Crystal) [33, 50, 51]. Ze względu na specyficzną strukturę i właściwości, przyłożenie napięcia powoduje zmianę nie tylko różnicy faz powstającą pomiędzy ich falami własnymi, ale również eliptyczności tych fal. Niestety wielkości tych nie można kontrolować niezależnie.

Informacje o stanie polaryzacji światła lub właściwościach ośrodków dwójłomnych odtwarzane są na podstawie pomiarów radiometrycznych, realizowanych dla różnych

konfiguracji stanów własnych generatora i analizatora (lub tylko analizatora w polarymetrii Stokesa). Nie zawsze prowadzą one do uzyskania pełnej informacji o właściwościach ośrodka lub stanie polaryzacji światła. Uproszczone konstrukcje polarymetrów często wymagają wprowadzenia ograniczeń co do zakresu ich przydatności.

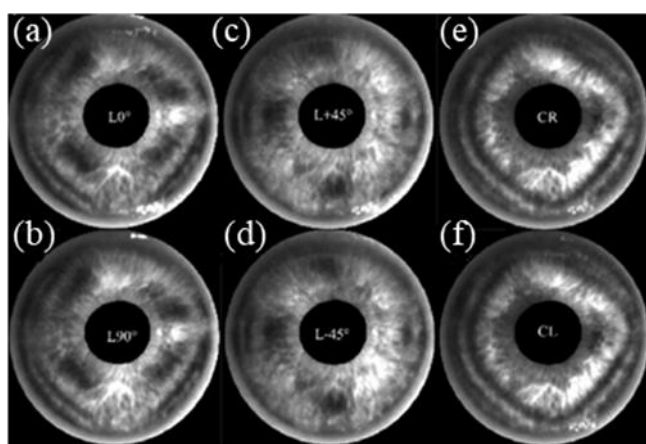
1.1 UZASADNIENIE PODJĘCIA TEMATU ROZPRAWY DOKTORSKIEJ

Polarymetryczne metody pomiarowe są szczególnie atrakcyjne ze względu na nieinwazyjny charakter (bezkontaktowość, bezpieczna długość fali światła). Wraz z dynamicznym rozwojem techniki i nowymi możliwościami sprzętowymi dąży się do poprawy dokładności pomiarów, jak również minimalizacji ich ilości. Istotnymi kryteriami są także łatwość automatyzacji i odporność na możliwe zakłócenia. Dobrze, aby proponowane rozwiązania były jednocześnie szybkie, tanie i proste w realizacji oraz jak najbardziej uniwersalne. Wiele spośród tych aspektów może zostać osiągniętych poprzez wykorzystanie przesuwników ciekłokrystalicznych.

Układy wykorzystujące przesuwniki ciekłokrystaliczne są używane w polarymetrii Muellera. Aby bezpośrednio z pomiarów możliwe było odtworzenie pełnej macierzy Muellera, konieczne jest wykorzystanie dwóch liniowych polaryzatorów i aż czterech przesuwników ciekłokrystalicznych [48, 52]. Możliwe jest uzyskanie kompletnego generatora (analogicznie analizatora) z jednym LCVR, ale konieczne zestawienie z płytką fazową wprowadzającą różnicę dróg optycznych $\lambda/4$ tzw. ćwierćfalówką [53, 54]. Ograniczenie układu wyłącznie do dwóch LCVR prowadzi do odtworzenia niekompletnej macierzy Muellera z 9 elementami [54]. Uzupełnienie jej do pełnej postaci wymaga wykonania dodatkowych pomiarów [54]. Znane metody odtwarzania brakujących elementów na podstawie 9 wartości uzyskanych z eksperymentu, nie sprawdzają się w przypadku, gdy brakujący wiersz i kolumna mają taki sam indeks [55].

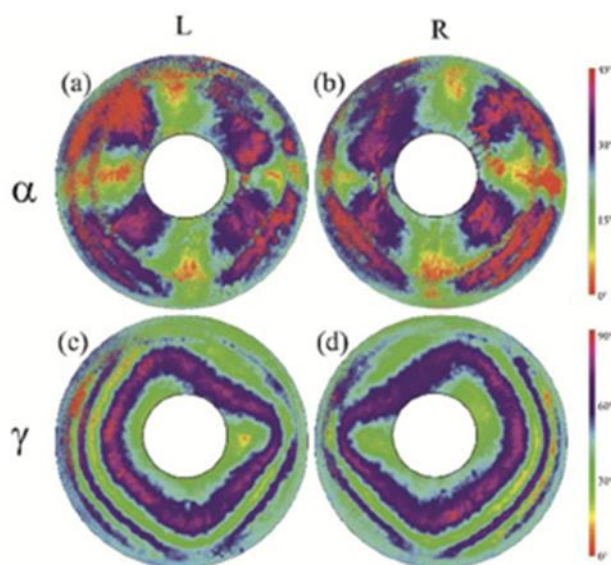
Pomiary polarymetryczne są niezbyt skomplikowane, gdy mamy dostęp do obu stron badanego obiektu to znaczy, gdy możliwy jest pomiar stanu polaryzacji światła przed i po przejściu przez próbkę. Istnieją jednak ośrodki, do których taki dostęp jest ograniczony lub wręcz niemożliwy. Przykładem może być rogówka oka żywego człowieka. W takich przypadkach budowane są układy, w których polaryzator i analizator umieszcza się po tej samej stronie, a analizie poddawane jest światło odbite od badanego obiektu [56, 57] lub zwierciadła za próbką [58]. Bueno zaproponował polarymetr do pomiaru dwójłomności rogówki in-vivo z generatorem i analizatorem umieszczonymi w prostopadłych ramionach układu [27, 28]. Czynnie uczestniczyłam przy opracowaniu i przetestowaniu innej konstrukcji polarymetru typu

Muellera, w której ten sam moduł PSG/PSA jest wykorzystywany do generowania i analizy różnych stanów polaryzacji światła [59]. Zwierciadło zostało umieszczone za próbką, co prowadzi do podwójnego przejścia światła przez ośrodek i PSG/PSA. Układ PSG/PSA został zbudowany z liniowego polaryzatora i dwóch liniowych przesuwników ciekłokrystalicznych, za pomocą których wygenerowano światła spolaryzowane liniowo 0° , 90° , $\pm 45^\circ$ oraz kołowo prawoskrętnie i lewoskrętnie. Takie same stany analizatorów doprowadziły do czterech konfiguracji polaryskopów liniowych równoległych i dwóch kołowych skrzyżowanych. Metoda opierała się na sześciu pomiarach natężenia. Jednak ze względu na konfigurację urządzenia możliwości układu zostały ograniczone do pomiaru wyłącznie ośrodków liniowo dwójłomnych, których różnica faz została ograniczona do przedziału $0^\circ < \gamma < 90^\circ$, a kąt azymutu $0^\circ \leq \alpha < 45^\circ$. Zweryfikowana została przydatność takiego polarymetru do pomiaru ośrodków jednorodnych i niejednorodnych. Wspomniany układ został również z powodzeniem wykorzystany do pomiaru dwójłomności rogówki oka ludzkiego in vivo [29] (rys.1.1, rys.1.2). Do odbicia światła dochodzi wówczas najprawdopodobniej od tęczówki.



Rys.1.1. Rozkład natężenia światła uzyskany w pomiarach oka ludzkiego in-vivo dla różnych stanów polaryzacji: liniowej o kącie azymutu (a) $\alpha=0^\circ$, (b) $\alpha=90^\circ$, (c) $\alpha=45^\circ$, (d) $\alpha=-45^\circ$, kołowej (e) prawoskrętniej, (f) lewoskrętniej [29].

Brałam czynny udział w prowadzonych badaniach w ramach realizowanego doktoratu. Testy jednoznacznie potwierdziły, że możliwe jest wykorzystanie tego samego modułu do generowania i analizowania różnych stanów polaryzacji światła, a opracowany polarymetr ma potencjalne zastosowania kliniczne.



Rys.1.2. Wyniki rozkładu: (a), (b) kąta azymutu i (c), (d) różnicy faz dla oka człowieka in-vivo.

Lewa kolumna – prawe oko, prawa kolumna – lewe oko [29].

W ramach niniejszej rozprawy zdecydowano się przetestować możliwości innowacyjnego użycia TNLC w konstrukcji nieklasycznych układów polarymetrycznych, zapewniających użyteczność również w przypadku ośrodków z jednostronnym lub utrudnionym obustronnym dostępem. Taka polarymetria może znaleźć zastosowanie przy badaniach dwójłomności rogówki oka człowieka in-vivo (ważne np. w procesie diagnozy i korekcji jaskry), w dermatologii (przy wykrywaniu raka skóry), do ośrodków zamkniętych (badania rozkładu plazmy w reaktorach jądrowych). Proponowane rozwiązanie zachowuje charakter transmisyjny, ale będzie mogło być również wykorzystane w elipsometrii, gdzie do odbicia dochodzi bezpośrednio od badanego materiału. Do tej pory zaproponowano niewielką liczbę konkretnych konfiguracji układów, które wykorzystują TNLC i wciąż są poszukiwane nowe rozwiązania lub optymalizowane już istniejące. Raportowane są prace, gdzie stanowią one element polarymetru Stokesa [50, 33], ale w polarymetrii Muellera ich użycie jest ledwo zauważalne [51].

1.2 PYTANIA I HIPOTEZY BADAWCZE

Głównym celem badań, prowadzonych w ramach doktoratu, było opracowanie rozwiązań układów polarymetrycznych do badania ośrodków dwójłomnych przy użyciu przesuwników ciekłokrystalicznych, z uwzględnieniem skręconych nematycznych ciekłych kryształów. Spośród wielu możliwości zdecydowałam się w swojej pracy przeanalizować dwa układy polarymetryczne. Pierwszy z nich stanowi uproszczoną do dwóch liniowych przesuwników

ciekłoekrystalicznych konfigurację polarymetru Muellera. Prowadzi to do możliwości stworzenia taniego, prostego i kompaktowego urządzenia dedykowanego do badania ośrodków z obustronnym dostępem. Z kolei drugi rozważany układ stanowi alternatywę, gdy ten dostęp jest ograniczony. Sprawdzona została sposobność wykorzystania skręconych nematycznych ciekłych kryształów TNLC w jednokierunkowym polarymetrze podwójnego przejścia.

W przypadku urządzenia złożonego wyłącznie z dwóch polaryzatorów i dwóch LCVR (rozdział 4) przyjęto, że elementy ciekłoekrystaliczne wprowadzają takie różnice faz, które pozwalają uzyskać powszechne w pomiarach polarymetrycznych stany światła spolaryzowane liniowo o kątach azymutu 0° i 90° oraz kołowo prawoskrętnie i lewoskrętnie. Dążąc do maksymalnego uproszczenia konstrukcji proponowanego układu i jego stabilności, żadne elementy nie są usuwane ani obracane. W związku z tym przyjęta konfiguracja prowadzi do uzyskania macierzy, w której jednocześnie brakuje trzeciego wiersza i trzeciej kolumny. Zagadnienie staje się o tyle ciekawe, że pierwszy wiersz i pierwsza kolumna macierzy Muellera-Ścierskiego są sobie równe i wobec tego różnych elementów w tej macierzy pozostaje tylko siedem. Na tym etapie pracy postawiłam sobie następujące pytania:

- Czy na podstawie niepełnej macierzy, w której jednocześnie brakuje trzeciego wiersza i trzeciej kolumny wciąż można scharakteryzować ośrodek?
- Czy można uzupełnić taką macierz do pełnej postaci?
- Jeżeli nie, to jakie założenia upraszczające należy przyjąć, aby było to możliwe?

Druga część badań (rozdziały 5 i 6) poświęcona została układom, w których ten sam moduł pełni rolę generatora (PSG) i analizatora (PSA) różnych stanów polaryzacji, a światło dwukrotnie przechodzi przez ośrodek dzięki odbiciu za próbką. Układ zachowuje charakter transmisyjny, ale jednocześnie umożliwia badanie ośrodków z utrudnionym lub niemożliwym obustronnym dostępem (np. rogówka oka człowieka *in vivo*). W ramach pracy założono opracowanie i przeanalizowanie modułów pełniących jednocześnie rolę PSG i PSA, złożonych z liniowego polaryzatora w połączeniu z: jednym TNLC, dwoma TNLC oraz układem TNLC z LCVR. Przyjęłam następujące hipotezy:

- Poprzez zastosowanie skręconych nematycznych ciekłych kryształów możliwe jest uzyskanie układów pomiarowych nowej jakości, złożonych z niewielkiej liczby elementów. Takie rozwiązanie powinno zminimalizować błędy i obniżyć koszty budowy takiego polarymetru bez utraty jakości, szybkości i precyzji pomiarów.
- Efekt końcowy będzie w znacznym stopniu uzależniony od właściwości fizycznych dostępnych skręconych nematycznych ciekłych kryształów. Warto więc sformułować

szczegółowe wymagania dotyczące takich nematyków zwłaszcza, że technologia wytwarzania takich elementów jest wciąż rozwijana.

Analizę tego zagadnienia oparłam na próbie odpowiedzi na następujące pytania:

- Czy wykorzystanie TNLC pozwoli opracować układ polarymetryczny, niezakładający żadnych ograniczeń co do właściwości ośrodka, optymalny pod względem dokładności i czułości?
- Czy będzie można wskazać istotne różnice w jakości pomiarów, wykonanych w nieklasycznym układzie zbudowanym na bazie wyłącznie LCVR, a tym wykorzystującym TNLC?

Możliwe, że ze względu na specyficzną strukturę układu, zawsze będzie trzeba przyjąć pewne założenie upraszczające związane z właściwościami próbki (np. linowość lub brak dichroizmu).

Określone w ramach rozprawy pytania badawcze nie znalazły dotychczas odpowiedzi w literaturze. Realizowane badania miały charakter zarówno teoretyczny, jak i praktyczny. Dokładna ocena możliwości użycia TNLC w nieklasycznych układach do badania próbek dwójłomnych, uzyskane wyniki, analizy, opracowane algorytmy i metody pomiarowe stanowią mój oryginalny wkład w rozwój badań polarymetrycznych. W rozdziale 7 przedstawione zostało również stworzone przeze mnie oprogramowanie do obsługi przesuwników ciekłokrystalicznych.

ROZDZIAŁ 2

ŚWIATŁO SPOLARYZOWANE I JEGO TRANSFORMACJA PRZEZ OŚRODKI ANIZOTROPOWE

Światło jest nie tylko nośnikiem energii i informacji, ale również narzędziem nowoczesnych technologii. Światło możemy opisać jako poprzeczną falę elektromagnetyczną. W kierunku prostopadłym do kierunku propagacji odbywają się drgania dwóch ortogonalnych wektorów – natężeń pola elektrycznego \mathbf{E} i magnetycznego \mathbf{H} . Pole elektryczne bezpośrednio oddziałuje z materią, wprawiając w ruch ładunki elektryczne, a przenoszona energia jest rejestrowana przez różnego rodzaju detektory (w tym oko) jako natężenie światła. Dlatego też w optyce analizuje się zachowanie wyłącznie wektora pola elektrycznego, nazywanego wektorem świetlnym. Uporządkowanie jego drgań w taki sposób, że zachodzą one w określony sposób, nazywa się polaryzacją. Zjawiska fizyczne takie jak: odbicie rozpraszanie, selektywna absorpcja i dwójłomność odpowiadają za przekształcenie światła niespolaryzowanego w spolaryzowane (częściowo lub całkowicie), ale również mogą doprowadzić do zmiany np. skrętności, rodzaju i stopnia polaryzacji [60, 61]. Analiza stanu polaryzacji światła i jego zmian na skutek oddziaływania z różnymi ośrodkami dostarcza informacji o właściwościach tych obiektów.

2.1. STANY POLARYZACJI ŚWIATŁA

Punktem wyjścia do opisu charakteru drgań wektora pola elektrycznego jest równanie fali płaskiej, które wyprowadza się w oparciu o równania Maxwella:

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

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.2)$$

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

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

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{D} – wektor indukcji elektrycznej, \mathbf{B} – wektor indukcji magnetycznej, t – czas, ε – względna przenikalność elektryczna ośrodka, ε_0 – przenikalność elektryczna próżni, μ – względna przenikalność magnetyczna ośrodka, μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni. Przyjmuje się, że gęstość ładunku swobodnego (ρ) i przewodnictwo właściwe (σ)

w dielektrykach są równe 0. Najprostszym rozwiązaniem tego równania jest fala płaska, opisana równaniem:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}}{c_n}\right)\right], \quad (2.7)$$

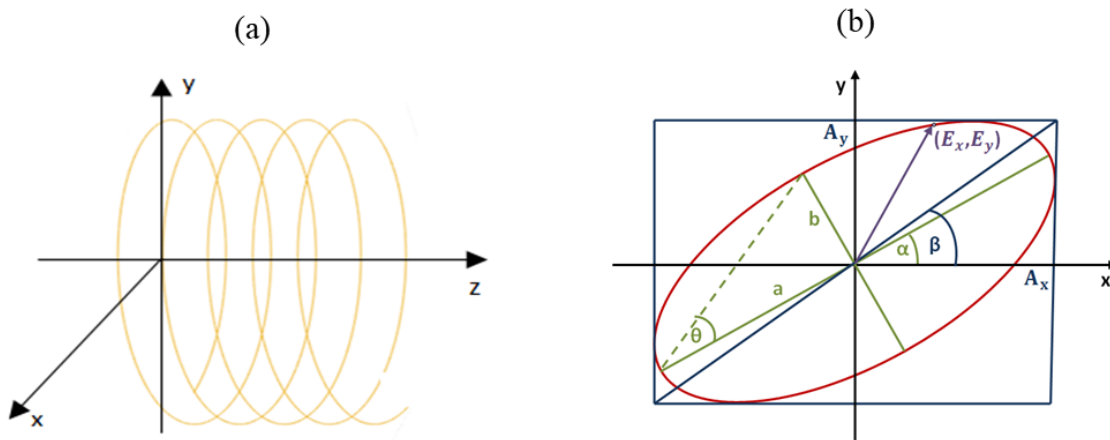
gdzie: $\mathbf{E}_0 = A e^{-i\delta_0}$ – amplituda zespolona wektora \mathbf{E} , A – rzeczywista amplituda wektora \mathbf{E}_0 , δ_0 – faza początkowa, ω – częstość kołowa, t – czas, \mathbf{r} – promień wodzący, \mathbf{s} – wektor jednostkowy prostopadły do czoła fali, $c_n = 1/\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$ – prędkość fazowa fali w ośrodku o współczynniku załamania n . Drgania wektora \mathbf{E} w płaszczyźnie detekcji opisują równania:

$$E_x = A_x \cos(\omega t), \quad (2.8)$$

$$E_y = A_y \cos(\omega t + \delta), \quad (2.9)$$

gdzie: A_x, A_y – wektory składowe amplitudy rzeczywistej wektora \mathbf{E} , δ – przesunięcie fazowe między składowymi. W trakcie propagacji koniec wektora pola elektrycznego kreśli eliptyczną helisę (rys.2.1a), której rzut na płaszczyznę ortogonalną do wektora falowego \mathbf{k} (płaszczyznę detektora) nazywa się elipsą stanu polaryzacji (rys.2.1b):

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 - \frac{2E_x E_y}{A_x A_y} \cos\delta + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 = \sin^2\delta. \quad (2.10)$$



Rys.2.1. (a) Eliptyczna helisa. (b) Elipsa stanu polaryzacji światła (czerwona krzywa).

Najogólniejszym przypadkiem polaryzacji jest polaryzacja eliptyczna, a jej szczególnymi przypadkami są polaryzacja liniowa i kołowa. Wzajemna relacja między składowymi E_x i E_y dokładnie definiuje te stany polaryzacji.

Jeżeli drgania wektora \mathbf{E} odbywają się w jednej stałej płaszczyźnie drgań (tym samym oscylacje wektora \mathbf{H} zachodzą w płaszczyźnie polaryzacji), to trajektoria jego końca jest linią prostą (rys.2.2a), przesunięcie fazowe stanowi całkowitą wielokrotność π , a tym samym zależność pomiędzy składowymi E_y i E_x jest liniowa:

$$E_y = \pm \frac{A_y}{A_x} E_x.$$

(2.11)

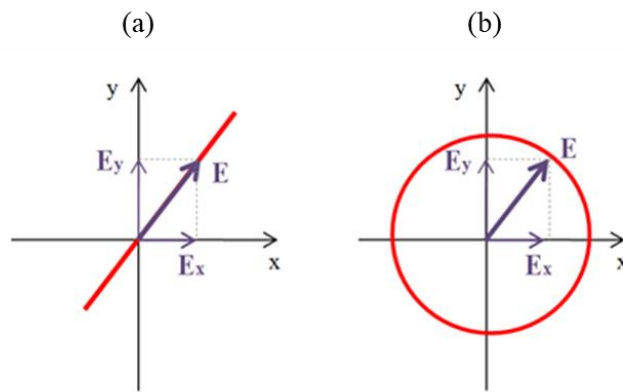
Takie światło jest spolaryzowane liniowo.

W przypadku światła spolaryzowanego kołowo wektor świetlny ma stałą wartość, ale zmienny kierunek (rys.2.2b). Jego składowe są równej długości i przesunięte w fazie o nieparzystą wielokrotność π . Wyrażenie (2.10) sprowadza się do równania okręgu:

$$E_y^2 + E_x^2 = A_0^2,$$

(2.12)

gdzie: $A_0 = A_x = A_y$.



Rys.2.2. Rzut wektora natężenia pola elektrycznego E na płaszczyznę prostopadłą do kierunku propagacji fali świetlnej dla polaryzacji (a) liniowej, (b) kołowej.

Dla fal spolaryzowanych eliptycznie i kołowo dodatkowo określa się skrętność polaryzacji, która definiuje w którą stronę obraca się wektor pola elektrycznego. Istnieją dwie przeciwstawne konwencje tego opisu w zależności, czy patrzymy „w kierunku źródła”, czy „w kierunku rozchodzenia się fali”. W tej pracy przyjęta została druga z nich, dlatego też, jeżeli kierunek jest zgodny z ruchem wskazówek zegara to fala jest spolaryzowana prawoskrętnie, a w przeciwnym wypadku – lewoskrętnie [6, 60].

Aby dopełnić opis stanu polaryzacji fali świetlnej należy wprowadzić powszechnie wykorzystywane w literaturze wielkości, które można zdefiniować w oparciu o elipsę stanu polaryzacji (rys.2.1b). Należy zwrócić uwagę, że niezależnie od różnicy faz δ jest ona wpisana w prostokąt ograniczony przez amplitudy A_x i A_y . Stosunek tych wymiarów pozwala obliczyć kąt przekątnej β , który jest zawarty pomiędzy przekątną, a wybraną osią odniesienia (zgodnie z rys.2.1b – osią odciętych):

$$\tan\beta = \frac{A_y}{A_x}. \quad (2.13)$$

Informacji o orientacji głównej osi elipsy dostarcza kąt azymutu α , określony między dużą osią elipsy a osią x . Zakres zmian tej wielkości wynosi 180° i bywa ona wyrażona w dwóch równoważnych przedziałach: $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ lub $-90^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$. Kąt azymutu pozostaje nieokreślony dla światła spolaryzowanego kołowo. Trzecim równie ważnym parametrem jest kąt eliptyczności θ , który jest miarą spłaszczenia elipsy względem okręgu:

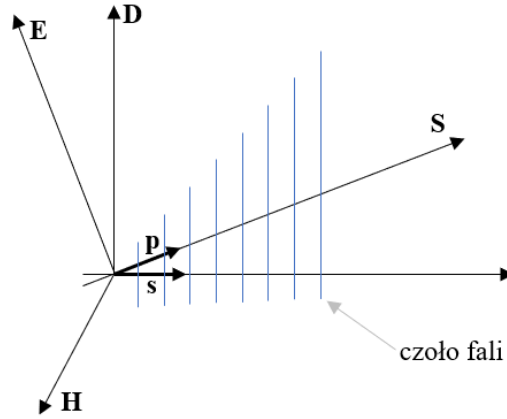
$$\theta = \arctan\left(\frac{b}{a}\right), \quad (2.14)$$

gdzie: a, b – długości osi elipsy. Na podstawie jego wartości można określić rodzaj i skrętność polaryzacji, ponieważ dla światła spolaryzowanego liniowo przyjmuje się $\theta=0^\circ$, kołowo $\theta=\pm 45^\circ$, przy czym dla polaryzacji eliptycznej prawoskrętnej $0^\circ < \theta \leq 45^\circ$ i lewoskrętnej $45^\circ \leq \theta < 90^\circ$.

Wprowadzona na podstawie elipsy charakterystyka stanu polaryzacji światła jest prawidłowa w przypadku światła całkowicie spolaryzowanego i wyłącznie w bardzo krótkim przedziale czasu (rzędu 10^{-15}). Dlatego też w praktyce wykorzystuje się alternatywne opisy np. wektor Stokesa i wektor Jonesa, które bazują na wprowadzonym zestawie wielkości. Ponieważ opisy te wykorzystywane są w niniejszej rozprawie, zostaną one omówione w dalszej części pracy.

2.2. OPIS PROPAGACJI FAL ŚWIETLNYCH W OŚRODKACH ANIZOTROPOWYCH

W ośrodkach anizotropowych obserwuje się zjawisko podwójnego załamania światła, co nazywa się dwójłomnością. Geneza takiego zachowania wynika z zależności współczynnika załamania od stanu polaryzacji i kierunku propagacji fali świetlnej. W takich materiałach kierunek transportu energii (\mathbf{p}) jest prostopadły do drgań wektora natężenia pola elektrycznego. Z kolei wektor indukcji elektrycznej jest styczny do czoła fali ($\mathbf{D} \perp \mathbf{s}$). Tym samym prędkość, z jaką jest przenoszona energia oraz prędkość fazowa na ogół nie są takie same. Wektory $\mathbf{E}, \mathbf{D}, \mathbf{s}, \mathbf{p}$ leżą w jednej płaszczyźnie ortogonalnej do \mathbf{H} [61], co przedstawiono schematycznie na rys.2.3.



Rys.2.3. Orientacja wektorów E , D , p , s w ośrodku anizotropowym.

Kompleksowy opis propagacji fal w ośrodkach anizotropowych można przeprowadzić bazując na dwójłomności eliptycznej, której szczególnymi przypadkami są liniowa i kołowa.

2.2.1. Fala świetlna w ośrodku eliptycznie anizotropowym

Dla materiałów eliptycznie anizotropowych równanie materiałowe (2.5) przestaje być prawidłowe i przyjmuje bardziej złożoną postać, wynikającą z tensorowej zależności nie współliniowych (nie kolinearnych) wektorów D i E :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \bar{\varepsilon} \mathbf{E} + i \varepsilon_0 (\mathbf{G} \times \mathbf{E}), \quad (2.15)$$

gdzie: $\bar{\varepsilon}$ – tensor przenikalności elektrycznej ośrodka, \mathbf{G} – wektor obrotowy ($\mathbf{G} = \bar{g} \mathbf{s}$), \bar{g} – tensor skręcenia, \mathbf{s} – wersor normalny do czoła fali. Z równań Maxwella, stosując przybliżenie współczynnika załamania $n^2 = \bar{\varepsilon}$, można wyprowadzić zależność:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 n^2 [\mathbf{E} - \mathbf{s}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{s})]. \quad (2.16)$$

Zestawienie odpowiednich składowych wzorów (2.15) i (2.16) pozwala zapisać równanie:

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_x - (1 - s_x^2)n^2 & (n^2 s_x s_y - iG_z) & (n^2 s_x s_z + iG_y) \\ (n^2 s_x s_y + iG_z) & \varepsilon_y - (1 - s_y^2)n^2 & (n^2 s_y s_z - iG_x) \\ (n^2 s_x s_z - iG_y) & (n^2 s_y s_z + iG_x) & \varepsilon_z - (1 - s_z^2)n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0, \quad (2.17)$$

gdzie: s_x, s_y, s_z – cosinusy kierunkowe \mathbf{s} . Przyrównując wyznacznik macierzy współczynników do zera:

$$\det \begin{bmatrix} \varepsilon_x - (1 - s_x^2)n^2 & (n^2 s_x s_y - iG_z) & (n^2 s_x s_z + iG_y) \\ (n^2 s_x s_y + iG_z) & \varepsilon_y - (1 - s_y^2)n^2 & (n^2 s_y s_z - iG_x) \\ (n^2 s_x s_z - iG_y) & (n^2 s_y s_z + iG_x) & \varepsilon_z - (1 - s_z^2)n^2 \end{bmatrix} = 0 \quad (2.18)$$

oraz uwzględniając warunek $\mathbf{D} \perp \mathbf{s}$ otrzymuje się równanie dwukwadratowe:

$$n^4(\varepsilon_x s_x^2 + \varepsilon_y s_y^2 + \varepsilon_z s_z^2) - n^2[\varepsilon_y \varepsilon_z (s_y^2 + s_z^2) + \varepsilon_z \varepsilon_x (s_z^2 + s_x^2) + \varepsilon_x \varepsilon_y (s_x^2 + s_y^2)] - (\mathbf{s} \times \mathbf{G})^2 + \varepsilon_x \varepsilon_y \varepsilon_z - (\varepsilon_x G_x^2 + \varepsilon_y G_y^2 + \varepsilon_z G_z^2) = 0. \quad (2.19)$$

Kwadratowy charakter równania (2.19) oznacza, że dla każdego kierunku \mathbf{s} propagacji fali świetlnej w ośrodku anizotropowym mogą istnieć dwa współczynniki załamania n' i n'' . W ogólności mogą rozchodzić się w nim dwie fale z różnymi prędkościami fazowymi i dlatego też nazywamy te ośrodki dwójłomnymi. Te fale przyjęło nazywać się falami własnymi (pierwszą – szybką i drugą – wolną). Mają one ortogonalne stany polaryzacji (stany własne). Tłumaczy to tym samym fakt podwójnego załamania. Za miarę dwójłomności uznaje się bezwzględną różnicę współczynników załamania:

$$\Delta n = |n' - n''|. \quad (2.20)$$

Kiedy jeden ze stanów własnych próbki odpowiada stanowi polaryzacji światła padającego, to dwójłomność nie występuje.

Efektom przejścia przez próbkę dwójłomną jest różnica faz powstająca między falami własnymi:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} R, \quad (2.21)$$

gdzie: λ – długość fali świetlnej. Zależy ona od różnicy dróg optycznych przebytych przez te fale (retardacji):

$$R = d|n'' - n'|, \quad (2.22)$$

gdzie: d – droga geometryczna równa w tym wypadku grubości próbki. Po wyjściu z ośrodka nie propagują one już oddzielnie, ale interferują ze sobą, tworząc jedną falę o na ogół innym stanie polaryzacji niż ten, który miała ona przed rozpoczęciem tego biegu.

W ośrodku eliptycznie dwójłomnym fale własne są spolaryzowane eliptycznie. Charakteryzują się one jednakowymi bezwzględnymi wartościami eliptyczności, przeciwnymi skrętnościami, a ich elipsy stanu polaryzacji są zorientowane ortogonalnie względem siebie [6].

2.2.2. Fala świetlna w ośrodku liniowo anizotropowym

W ośrodkach liniowo anizotropowych $\mathbf{G}=0$, dlatego też przybliżenie tensorowe zależności pomiędzy wektorem indukcji elektrycznej i natężeniem pola elektrycznego przyjmuje postać:

$$\mathbf{D}_k = \varepsilon_0 \varepsilon_{k,l} \mathbf{E}_l, \quad (2.23)$$

gdzie: $k=x, y, z$; $l=x, y, z$; $\varepsilon_{k,l}=\varepsilon_{l,k}$ (symetryczny). Równanie (2.19) sprowadza się wówczas do równania Fresnela:

$$\frac{s_x^2}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{\varepsilon_x}} + \frac{s_y^2}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{\varepsilon_y}} + \frac{s_z^2}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{\varepsilon_z}} = 0, \quad (2.24)$$

którego rozwiązaniem są dwa współczynniki załamania n'_0 i n''_0 . W takim materiale w zadanym kierunku s mogą rozchodzić się z różnymi prędkościami fazowymi dwie ortogonalne fale spolaryzowane liniowo [62].

2.2.3. Fala świetlna w ośrodku kołowo anizotropowym

Ośrodki, dla których $\mathbf{G} \neq 0$ są kołowo anizotropowe, wykazują zdolność skręcania elipsy stanu polaryzacji padającego światła, co nazywane jest w literaturze aktywnością optyczną. Możliwe jest wówczas wprowadzenie wielkości będącej funkcją kierunku propagacji fali – skalarnego parametru obrotu (T_r):

$$T_r^2 = (\mathbf{G} \cdot \mathbf{s})^2. \quad (2.25)$$

Równanie (2.19) da się wyrazić w postaci:

$$(n^2 - n_0'^2)(n^2 - n_0''^2) = \frac{\epsilon_x G_x^2 + \epsilon_y G_y^2 + \epsilon_z G_z^2 - n^2 (\mathbf{s} \times \mathbf{G})^2}{\epsilon_x s_x^2 + \epsilon_y s_y^2 + \epsilon_z s_z^2} = T_r^2, \quad (2.26)$$

a tym samym rozwiązaniem są następujące wyrażenia na współczynniki załamania fal własnych propagujących w takim ośrodku:

$$n'^2 = \frac{1}{2} \left[n_0'^2 + n_0''^2 + \sqrt{(n_0'^2 - n_0''^2) + 4T_r^2} \right], \quad (2.27)$$

$$n''^2 = \frac{1}{2} \left[n_0'^2 + n_0''^2 - \sqrt{(n_0'^2 - n_0''^2) + 4T_r^2} \right]. \quad (2.28)$$

Ośrodki kołowo dwójłomne, w których propagują dwie fale o kątach eliptyczności równych $\pm 45^\circ$ są aktywne optycznie. Jeżeli fala padająca na płytkę z takiego materiału jest spolaryzowana, to po wyjściu wciąż będzie miała taką samą eliptyczność, ale inną orientację elipsy stanu polaryzacji. Kąt skręcenia azymutu światła przechodzącego przez ośrodek o grubości d można obliczyć na podstawie różnicy faz między falami własnymi:

$$\Gamma_\alpha = \frac{\gamma}{2}, \quad (2.29)$$

lub w sposób empiryczny, znając zdolność skręcającą Γ_0 :

$$\Gamma_\alpha = \Gamma_0 d. \quad (2.30)$$

Należy również wspomnieć, że w ośrodkach dwójłomnych, jeżeli kierunek propagacji fali jest zgodny osią binormalną (wyróżnionym kierunkiem, $n = n'_0 = n''_0$), to znika wówczas dwójłomność liniowa, a wzory (2.27) i (2.28) upraszczają się do postaci:

$$n' = \sqrt{n^2 + T_r}, \quad (2.31)$$

$$n'' = \sqrt{n^2 - T_r}. \quad (2.32)$$

Oznacza to, że wówczas w tym kierunku może pojawić się dwójłomność kołowa [6].

2.2.4. Ośrodki optycznie anizotropowe i ich klasyfikacja

Można wskazać różne przyczyny występowania anizotropii optycznej, zarówno naturalne jak i wymuszone. W pierwszym przypadku jest ona na ogół związana z asymetryczną budową wewnętrzną ciała, czyli sposobem rozmieszczenia atomów czy cząsteczek, niesferycznym kształtem molekuł, chiralnością struktury, włóknistą budową. Źródło anizotropii może mieć wymiar znacznie większy niż mikrostrukturalny, ale mniejszy niż długość fali – mówi się wówczas o dwójłomności postaci. Wynika ona z uporządkowania mikrostruktury materiału, który lokalnie może być izotropowy, ale jako całość zachowywać się jak ośrodek dwójłomny [6]. Zjawisko dwójłomności obserwuje się w większości kryształów. Wyjątek stanowią kryształy kubiczne, w których atomy ułożone są w wysoko symetryczny sposób [63]. Ponadto zjawisko to obserwuje się w ciekłych kryształach [64], niektórych płynach fizjologicznych, roztworach i uporządkowanych zawiesinach wybranych substancji, tkankach, materiałach biologicznych jak kolagen, celuloza [65].

Istnieją również zjawiska, w których anizotropowość ośrodka wywołana jest wpływami zewnętrznymi. Mogą nadać obiektom izotropowym, charakteryzującym się stałą wartością współczynnika załamania we wszystkich kierunkach, anizotropowy charakter. Pierwszą grupę stanowią zjawiska fotosprężyste (piezooptyczne i elastooptyczne), które indukują dwójłomność materiału przez jego odkształcenie lub przyłożenie naprężenia mechanicznego. Do drugiej zalicza się efekty elektrooptyczne (Pockelsa, Kerra), w przypadku których właściwości ośrodka są modyfikowane na anizotropowe (co ma wpływ na sposób propagacji światła przez ośrodek) na skutek działania zewnętrznego pola elektrycznego [66]. Trzecią grupę stanowią mechanizmy magnetoptyczne (Faradaya, Cottona-Moutona) [67].

Niewątpliwie kryształy stanowią największą grupę ośrodków anizotropowych. Powszechny w literaturze jest podział ze względu na liczbę osi optycznych (binormalnych), określających kierunek, wokół którego atomy są ułożone symetrycznie [60]. Wzdłuż tych osi znika dwójłomność liniowa. W kryształach jednoosiowych występuje jeden wyróżniony kierunek i dwa główne współczynniki załamania (n_o , n_e). Należą do nich kryształy układu trygonalnego, tetragonalnego i heksagonalnego. W takich materiałach jedną z propagujących fal nazywa się zwyczajną, a drugą nadzwyczajną. Źródło wprowadzonej terminologii leży w sposobie ich zachowania. Fala zwyczajna traktuje ośrodek, jakby był on izotropowy i jej prędkość fazowa jest taka sama w każdym kierunku propagacji czoła fali (s). Wektor D jest ortogonalny do płaszczyzny zawierającej s i oś binormalną (płaszczyzny przekroju głównego). Z kolei D fali nadzwyczajnej leży w tej płaszczyźnie, współczynnik załamania

n_e zależy od kierunku s . Zależność pomiędzy wartością zwyczajnego i nadzwyczajnego współczynnika załamania pozwala określić znak takiego kryształu, który jest dodatni dla $n_o \leq n_e$ lub ujemny dla $n_e \leq n_o$. Układy krystalograficzne: rombowy, jednoskośny i trójskośny należą do grupy ośrodków dwuosiowych (dwie osie binormalne), w których obie rozchodzące się fale są nadzwyczajne. W przypadku takich materiałów definiuje się trzy różne współczynniki załamania, a różnica pomiędzy największym i najmniejszym z nich określa wartość dwójłomności Δn .

2.3. METODY OBLICZANIA ZMIAN STANU POLARYZACJI PRZY PRZEJŚCIU PRZEZ OŚRODKI DWÓJŁOMNE

Transformację stanu polaryzacji światła po przejściu przez ośrodki anizotropowe można analizować i opisywać na różne sposoby, począwszy od równań Maxwella i charakterystyk materiałowych, przez metodę Berremanna w przypadku wielowarstwowych struktur [68], a również uwzględniając metody numeryczne tj. FDTD (z ang. Finite Difference Time Domain) [69], FE-BPM (z ang. Finite Element Beam Propagation Method) [70], mające szczególne zastosowanie dla niejednorodnych przestrzennie obiektów. Znane są rozwiązania graficzne wykorzystujące sferę Poincarègo [71]. Do elementarnych przekształceń jest używana metoda funkcji podwójnie zespolonych [72], trygonometryczna, rachunek macierzy koherencji Wolfa [73]. W tym podrozdziale zostaną przedstawione dwa matematycznie przejrzyste, stąd też powszechnie wykorzystywane aparaty macierzowe – formalizm Muellera-Stokesa oraz Jonesa.

2.3.1. Formalizm Muellera-Stokesa

Podwaliny formalizmu Muellera-Stokesa stanowi 4-elementowy wektor, którego składowe zostały w 1852 roku zdefiniowane w pracy G. G. Stokesa [74]. Wiązka światła jest rozpatrywana jako superpozycja fal niekoherentnych. Parametry Stokesa fali wynikowej stanowią sumę analogicznych składowych fal tworzących. Określają one naturę powstałej mieszaniny i są funkcją natężeń składowych oraz azymutów i mimośrodków elips charakteryzujących ich polaryzację. Stokes przyjął, że światło można rozpatrywać jako kombinację światła niespolaryzowanego o natężeniu I_n oraz spolaryzowanego eliptycznie o natężeniu I_s , kącie azymutu α i kącie eliptyczności θ , co pozwala przedstawić parametry Stokesa w postaci:

$$V_1 = I_s + I_n, \quad (2.33)$$

$$V_2 = I_s \cos(2\alpha) \cos(2\theta), \quad (2.34)$$

$$V_3 = I_s \sin(2\alpha) \cos(2\theta), \quad (2.35)$$

$$V_4 = I_s \sin(2\theta). \quad (2.36)$$

Z powyższych równań dekompozycji wyprowadza się bezpośrednio wzory na kąt azymutu:

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{V_3}{V_2} \right), \quad (2.37)$$

kąt eliptyczności:

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{arcsin} \left(\frac{V_4}{\sqrt{V_2^2 + V_3^2 + V_4^2}} \right), \quad (2.38)$$

oraz natężenia światła:

$$I_s = \sqrt{V_2^2 + V_3^2 + V_4^2}, \quad (2.39)$$

$$I_n = V_1 - \sqrt{V_2^2 + V_3^2 + V_4^2}. \quad (2.40)$$

Tym samym należy zauważyć, że pierwsza składowa wektora Stokesa dostarcza informacji o całkowitym natężeniu światła ($I=V_1$), co pozwala zdefiniować wielkość określającą stopień polaryzacji:

$$p = \frac{I_s}{I} = \frac{\sqrt{V_2^2 + V_3^2 + V_4^2}}{V_1}, \quad (2.41)$$

Dla światła całkowicie spolaryzowanego $p=1$, a dla naturalnego $p=0$ i $V_2=V_3=V_4=0$. W pozostałych przypadkach światło jest częściowo spolaryzowane ($0 < p < 1$). Parametry Stokesa dla dowolnego stanu i stopnia polaryzacji światła można zapisać w postaci wektora kolumnowego:

$$V = \begin{bmatrix} I \\ pIM \\ pIC \\ pIS \end{bmatrix}, \quad (2.42)$$

gdzie: $M = \cos(2\alpha)\cos(2\theta)$, $C = \sin(2\alpha)\cos(2\theta)$, $S = \sin(2\theta)$. Powszechnie wykorzystuje się go w znormalizowanej formie, uzyskanej po podzieleniu każdej składowej przez pierwszy element.

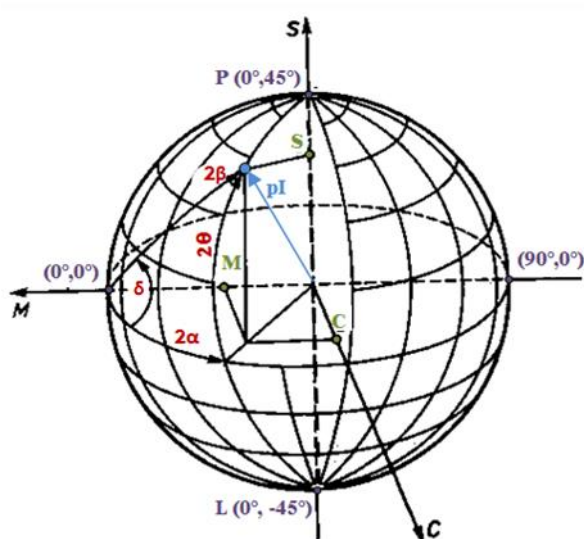
Parametry Stokesa odzwierciedlają tylko obserwowalne lub mierzone wielkości. Niestety w praktyce nie da się zarejestrować pojedynczego sygnału fali świetlnej. Natężenie światła jest na ogół uśredniane w czasie przez urządzenia detekcyjne. Jednocześnie uśrednienie po czasie równania (2.10), które opisuje elipsę stanu polaryzacji, pozwala zapisać V jako:

$$V = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle A_x^2(t) + A_y^2(t) \rangle \\ \langle A_x^2(t) - A_y^2(t) \rangle \\ \langle 2A_x A_y \cos \delta \rangle \\ \langle 2A_x A_y \sin \delta \rangle \end{bmatrix}. \quad (2.43)$$

Nawiasy trójkątne w (2.43) reprezentują średnią czasową. Taka definicja wektora Stokesa jest również prawidłowa dla światła częściowo spolaryzowanego analizowanego w bardzo krótkim przedziale czasu. Całkowite natężenie światła jest ujęte w V_1 , z kolei parametr V_2 opisuje wielkość liniowej polaryzacji poziomej lub pionowej, V_3 – liniowej $+45^\circ$ lub -45° , a V_4 – prawej, lewej polaryzacji kołowej zawartej w wiązce. Składowe zawsze spełniają zależność [5, 73, 75]:

$$V_1^2 \geq V_2^2 + V_3^2 + V_4^2. \quad (2.44)$$

Parametry Stokesa można zwizualizować na sferze Poincarégo (rys.2.4) [76, 77]. Trzy składowe znormalizowanego wektora Stokesa (M , C , S) wskazują dokładnie jeden punkt na powierzchni sfery o promieniu równym I , odpowiadający konkretnemu stanowi polaryzacji światła.



Rys.2.4. Schemat sfery Poincarégo.

Równoleżniki to linie stałego kąta eliptyczności, a południki – kąta azymutu. Półkula północna obejmuje stany o skrętności prawej, a południowa – lewej. Bieguny reprezentują przeciwne stany polaryzacji kołowej. Przypadki stanów o polaryzacji liniowej rozmieszczono na równiku [78]. Gdy światło jest częściowo spolaryzowane, to punkty znajdują się wewnątrz tej sfery, a ich odległość od jej środka jest określona przez stopień polaryzacji.

W przestrzeni wektorów Stokesa definiowana jest rzeczywista macierz Muellera. 16-elementowa macierz oferuje kompletny opis właściwości optycznych materiału w oparciu o jego zdolność do zmiany stanu polaryzacji światła przechodzącego, odbitego lub rozproszonego. Podstawowa jej postać została wprowadzona przez Hansa Muellera

w latach czterdziestych XX wieku [5]. Macierz Muellera $[M]$ wiąże wejściowy $[V_0]$ wektor Stokesa z wyjściowym $[V]$ zależnością:

$$[V] = [M][V_0]. \quad (2.45)$$

Jeżeli światło przechodzi przez n elementów optycznych, wtedy wzór (2.45) przyjmuje postać:

$$[V] = [M_n][M_{n-1}] \dots [M_1]V_0. \quad (2.46)$$

Wykonując mnożenie od prawej do lewej, otrzymuje się kolejne wektory Stokesa, reprezentujące stan polaryzacji światła po przejściu przez poszczególne płytki. Oczywiście przedstawioną procedurę można uprościć do (2.45), obliczając uprzednio dla zestawu kilku elementów macierz zastępczą:

$$[M_z] = [M_n][M_{n-1}] \dots [M_1]. \quad (2.47)$$

Jeżeli układ współrzędnych, w którym analizowane są zmiany stanu polaryzacji światła, zostanie obrócony o kąt α' , należy wówczas do opisu wprowadzić macierz obrotu:

$$[R(\alpha')] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha' & -\sin 2\alpha' & 0 \\ 0 & \sin 2\alpha' & \cos 2\alpha' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.48)$$

W przypadku macierzy Muellera, zmiana bazy odniesienia wymaga obustronnego mnożenia przez macierze obrotu o przeciwnych znakach:

$$[M(\alpha')] = [R(-\alpha')] \cdot [M] \cdot [R(\alpha')], \quad (2.49)$$

a w przypadku wektorów wystarczające jest zastosowanie operacji lewostronnej:

$$[V(\alpha')] = [R(\alpha')] \cdot [V]. \quad (2.50)$$

Rachunek Stokesa-Muellera umożliwia systematyczne modelowanie oddziaływań światła z różnorodnymi elementami eksperymentalnymi przy zachowaniu liniowej struktury transformacji. Zostały zdefiniowane jawne postacie macierzy Muellera dla różnych ośrodków [5, 6, 75, 76, 79].

Istotną modyfikacją wprowadzoną przez Ścierskiego było rozszerzenie użyteczności opisu macierzy Muellera nie tylko dla ośrodków niedichroicznych ($T_f=T_s$), ale również dichroicznych ($T_f \neq T_s$) [80]. Zdefiniował on elementy tej macierzy, bazując bezpośrednio na właściwościach polaryzacyjnych fal własnych propagujących w ośrodku dwójłomnym: kącie eliptyczności (θ_f) i azymutu (α_f) fali szybkiej, amplitudowych współczynnikach transmisji pierwszego (T_f) i drugiego (T_s) wektora własnego oraz różnicy faz powstającej w płytce pomiędzy obiema falami (γ). Postać macierzy Muellera-Ścierskiego jest następująca:

$$[M] = \begin{bmatrix} T^+ & MT^- & CT^- & ST^- \\ MT^- & M^2Z + X & CMZ + YS & SMZ - YC \\ CT^- & MCZ - YS & C^2Z + X & SCZ + YM \\ ST^- & MSZ + YC & CSZ - YM & S^2Z + X \end{bmatrix}, \quad (2.51)$$

gdzie:

$$T^+ = (T_f^2 + T_s^2)/2, \quad (2.52)$$

$$T^- = (T_f^2 - T_s^2)/2, \quad (2.53)$$

$$X = T_f T_s \cos \gamma, \quad (2.54)$$

$$Y = T_f T_s \sin \gamma, \quad (2.55)$$

$$Z = T^+ - X, \quad (2.56)$$

$$M = \cos 2\theta_f \cos 2\alpha_f, \quad (2.57)$$

$$C = \cos 2\theta_f \sin 2\theta_f, \quad (2.58)$$

$$S = \sin 2\theta_f. \quad (2.59)$$

Na wyjątkowość macierzy Muellera wpływa również fakt, że w jej elementach zakodowana jest informacja o podstawowych właściwościach polaryzacyjnych materii: depolaryzacji, diatenuacji, polaryzowalności i retardancji [76]. Zmniejszenie stopnia polaryzacji światła padającego związane jest z depolaryzacją. Diatenuacja określa zależność intensywności transmitancji od stanu polaryzacji światła padającego, a polaryzowalność to cecha polaryzowania światła początkowo niespolaryzowanego. Z kolei retardancja to zmiana fazy, jaką ośrodek wprowadza między swoimi stanami własnymi. Algorytm Lu i Chipmana [81] umożliwia przedstawienie każdej fizycznej macierzy Muellera jako:

$$[M] = [M_\Delta][M_R][M_D], \quad (2.60)$$

gdzie: $[M_\Delta]$ – macierz diatenuatora, $[M_R]$ – macierz retardera, $[M_D]$ – macierz depolaryzatora. Równanie to stanowi uogólniony rozkład polarny dla depolaryzujących macierzy Muellera.

Opis matematyczny oparty na formalizmie wektora Stokesa i macierzy Muellera odgrywa kluczową rolę w polarymetrii [82]. Wynika to przede wszystkim z ich uniwersalnego charakteru oraz szerokiej użyteczności, obejmującej również przypadki, gdy w układzie występuje depolaryzacja, a rozpatrywana wiązka światła jest quasi-monochromatyczna i częściowo spolaryzowana.

2.3.2. Formalizm Jonesa

Formalizm Jonesa stanowi naturalną konsekwencją matematycznego opisu fazy i amplitudy fali świetlnej. Zastosowanie rachunku Jonesa jest ograniczone wyłącznie do koherentnych wiązek całkowicie spolaryzowanych. Dwuelementowy wektor kolumnowy ma zespolony charakter i stanowi odzwierciedlenie skalarnych postaci składowych wektora pola elektrycznego:

$$[E] = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = e^{i\omega t} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y e^{i\delta} \end{bmatrix}. \quad (2.61)$$

Powszechnie pomija się zależność czasową (ze względu na uśrednianie sygnału przez detektory), skupiając się wyłącznie na ogólnym stanie polaryzacji światła, co upraszcza go do postaci:

$$[E] = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y e^{i\delta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x e^{-i\delta} \\ A_y \end{bmatrix}. \quad (2.62)$$

Należy zwrócić uwagę, że wektor Jonesa, w przeciwieństwie do wektora Stokesa, zachowuje informację o fazie ($\delta = \delta_x - \delta_y$), która determinuje typ polaryzacji. Z kolei suma kwadratów modułów amplitud A_x i A_y jest równa natężeniu światła:

$$I = A_x^2 + A_y^2. \quad (2.63)$$

Znając wektor Jonesa definiuje się również standardowy zestaw wielkości opisujących stan polaryzacji światła. Bezpośrednio otrzymuje się kąt przekątnej:

$$\beta = \arctg\left(\frac{A_y}{A_x}\right), \quad (2.64)$$

a na jego podstawie kąt azymutu:

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctg(\operatorname{tg} 2\beta \cos \delta) \quad (2.65)$$

oraz kąt eliptyczności:

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin(\sin 2\beta \sin \delta). \quad (2.66)$$

Mnożąc dowolny wektor Jonesa przez skalar można przekształcić go do standardowej znormalizowanej postaci, co oznacza, że $I=1$ [6, 75].

Elementy dwójłomne opisywane są za pomocą 2x2 zespolonych macierzy, które na ogół przyjmują postać [6]:

$$[J] = \begin{bmatrix} \cos^2 \beta_f + \sin^2 \beta_f e^{-i\gamma} & \sin \beta_f \cos \beta_f (1 - e^{-i\gamma}) e^{i\delta_f} \\ \sin \beta_f \cos \beta_f (1 - e^{-i\gamma}) e^{i\delta_f} & \sin^2 \beta_f + \cos^2 \beta_f e^{-i\gamma} \end{bmatrix}, \quad (2.67)$$

gdzie: β_f – kąt przekątnej fali szybkiej, δ_f – różnica faz fali szybkiej, γ – różnica faz w płytce dwójłomnej. Rozszerzony opis, uwzględniający również ośrodki dichroiczne i absorbujące niedichroiczne, zaproponowali Ścierański i Ratajczyk [83]:

$$[J] = \begin{bmatrix} T_f \cos^2 \beta_f + T_s \sin^2 \beta_f e^{-i\gamma} & \sin \beta_f \cos \beta_f (T_f - T_s e^{-i\gamma}) e^{i\delta_f} \\ \sin \beta_f \cos \beta_f (T_f - T_s e^{-i\gamma}) e^{i\delta_f} & T_f \sin^2 \beta_f + T_s \cos^2 \beta_f e^{-i\gamma} \end{bmatrix}, \quad (2.68)$$

gdzie: T_f , T_s – amplitudowe współczynniki transmisji odpowiednio fali szybkiej i wolnej. W literaturze można znaleźć przykłady takich macierzy dla różnych ośrodków [6, 75, 84]. Za pomocą macierzy Jonesa charakteryzuje się diatenuatory, retardery, ale niemożliwe jest rozważanie ośrodków depolaryzujących [76].

Obrót elementu dwójłomnego w układzie o kąt α' wymaga wprowadzenia macierzy rotacji:

$$[R(\alpha')] = \begin{bmatrix} \cos \alpha' & \sin \alpha' \\ -\sin \alpha' & \cos \alpha' \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

i wykonanie poniższej operacji macierzowej:

$$[J(\alpha')] = [R(-\alpha')][J][R(\alpha')]. \quad (2.70)$$

Wektor Jonesa $[E]$ oraz macierz Jonesa $[J]$ stwarzają mechanizm umożliwiający obliczanie zmian polaryzacji światła propagującego przez jeden:

$$[E] = [J][E_0] \quad (2.71)$$

lub n elementów dwójłomnych:

$$[E] = [J_n][J_{n-1}] \dots [J_1][E_0], \quad (2.72)$$

gdzie: $[E]$ – wyjściowy, $[E_0]$ – wejściowy wektor Jonesa.

Rachunek Jonesa jest bardziej zwięzły niż opis Muellera-Stokesa, ale wprowadza ograniczenie – można go stosować tylko do światła całkowicie spolaryzowanego.

2.3.3. Konwersja macierzy Jonesa na macierz Muellera

Układy pomiarowe często mają charakter depolaryzujący. Światło całkowicie spolaryzowane, w pełni monochromatyczne, o stałej w czasie amplitudzie stanowi idealizację rzeczywistości. Dlatego też, aby móc analizować układy współpracujące ze światłem częściowo spolaryzowanym i quasi-monochromatycznym należy posługiwać się rachunkiem Muellera-Stokesa. Howell [85] wykazał eksperymentalnie, że jest on konieczny do pełnego opisu realnych systemów optycznych.

Dowolną macierz Jonesa można przekształcić w odpowiadającą jej macierz Muellera korzystając z zależności [86]:

$$[M] = [A]([J] \otimes [J]^*)[A]^{-1}, \quad (2.73)$$

gdzie: $[M]$ – macierz Muellera, $*$ – sprzężenie hermitowskie, \otimes – tensor Kroneckera, $[J]$ – macierz Jonesa:

$$[J] = \begin{bmatrix} j_1 & j_4 \\ j_3 & j_2 \end{bmatrix}, \quad (2.74)$$

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.75)$$

Równanie (2.73) można przedstawić również w bardziej szczegółowej postaci:

$$[M] = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(S_{11} + S_{22} + S_{33} + S_{44}) & \frac{1}{2}(-S_{11} + S_{22} - S_{33} + S_{44}) & S_{32} + S_{41} & D_{32} - D_{41} \\ \frac{1}{2}(-S_{11} + S_{22} + S_{33} - S_{44}) & \frac{1}{2}(S_{11} + S_{22} - S_{33} - S_{44}) & S_{32} - S_{41} & D_{32} + D_{41} \\ S_{42} + S_{31} & S_{42} - S_{31} & S_{21} + S_{43} & -D_{21} - D_{43} \\ -D_{42} + D_{31} & -D_{42} - D_{31} & D_{21} - D_{43} & S_{21} - S_{43} \end{bmatrix}, \quad (2.76)$$

gdzie:

$$S_{kn} = \frac{1}{2}i(j_k j_n^* + j_n j_k^*), \quad (2.77)$$

$$D_{kn} = \frac{1}{2}i(j_k j_n^* - j_n j_k^*). \quad (2.78)$$

Inny znany algorytm konwersji wykorzystuje macierze Pauliego [87]. Każdy element macierzy Muellera M_{ij} ($i, j = 0, 1, 2, 3$) można obliczyć z zależności:

$$M_{ij} = \frac{1}{2}Tr [J] \sigma_j [J]^* \sigma_i = \frac{1}{2}Tr [\sigma_i J] \sigma_j [J]^*, \quad (2.79)$$

gdzie: Tr – ślad macierzy, $*$ – sprzężenie hermitowskie, σ_0 – macierz jednostkowa:

$$\sigma_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.80)$$

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ – macierze Pauliego:

$$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (2.81)$$

$$\sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.82)$$

$$\sigma_3 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.83)$$

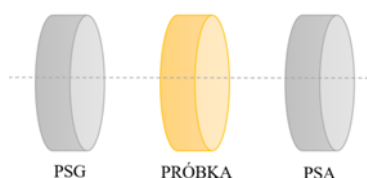
Należy jednak podkreślić, że o ile przedstawione powyżej operacje są zawsze prawdziwe, to nie każda macierz Muellera ma odpowiadającą jej reprezentację Jonesa. Ograniczenie takie dotyczy elementów depolaryzujących. Barakat [88] sformułował 9 nieliniowych równań, które muszą być spełnione, aby z macierzy Muellera wyprowadzić pojedynczą macierz Jonesa. Z kolei Simon [89] wskazał, że zaproponowane przez Barakata warunki są konieczne, ale nie zawsze wystarczające. Rozszerzył on wcześniejsze teorie, uwzględniając również ośrodki opisane przez macierze osobliwe (np. idealne polaryzatory). Gil i Bernabeu [90] udowodnili, że warunkiem koniecznym i wystarczającym, aby macierz Muellera opisywała układ niedepolaryzujący, jest spełnienie pojedynczej równości skalarnej, co znacznie upraszcza proces identyfikacji.

2.4. METODY POMIAROWE

Na przestrzeni lat opracowano różne metody optyczne, umożliwiające określanie właściwości materiałów dwójłomnych. Część z nich opiera się na zjawisku interferencji [91-94]. Można również wyróżnić techniki elipsometryczne [95-103] oraz polarymetryczne [41, 54, 104-109]. Raportowane są rozwiązania oparte na dodatkowym przesunięciu fazy [110, 111] czy wyznaczeniu orientacji elipsy polaryzacji [112]. Jeszcze inni autorzy zaproponowali metody kompensacji, które umożliwiają określanie różnicy faz próbki [113-115], a niekiedy również jej kąta eliptyczności [116, 117]. Badanie i obserwacja właściwości ośrodków dwójłomnych może być również realizowane przy użyciu mikroskopu polaryzacyjnego [118]. Proponowane są również metody, gdzie rolę generatora pełni wiązka Poincarégo, charakteryzująca się zmiennym stanem polaryzacji w przekroju poprzecznym [119]. Nowatorskie podejście stanowi wykorzystanie kamery polaryzacyjnej w układzie analizatora [120]. Wymienione powyżej techniki różnią się między sobą m.in. konstrukcją układu pomiarowego, rodzajem wykorzystywanych w nich komponentów składowych (polaryzatory, płytki fazowe, modulatory elektrooptyczne, elasto-optyczne, magneto-optyczne, przesuwniki ciekłokrystaliczne), liczbą koniecznych pomiarów, sposobem analizy otrzymanych wyników, a także zakresem i charakterem uzyskiwanej informacji.

2.4.1. Polarymetria macierzowa Muellera

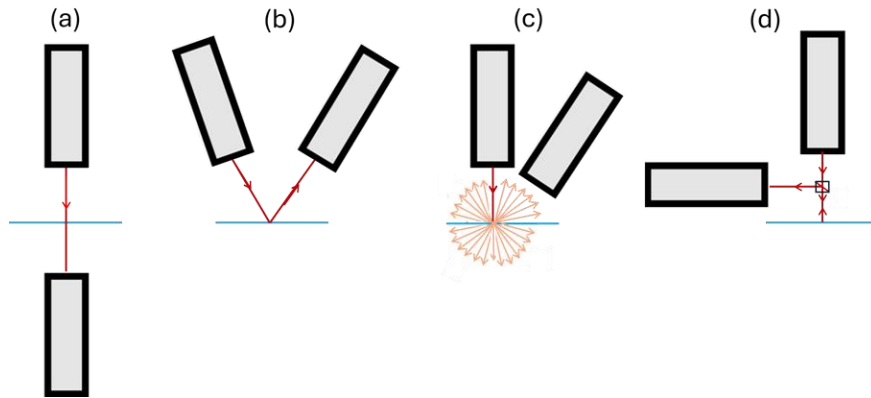
Polarymetria macierzowa Muellera wywodzi się z rozwiniętego na początku XX wieku rachunku Stokesa-Muellera. Ogólna idea polega na pomiarze zmian natężeń i stanów polaryzacji światła przechodzącego przez badany obiekt [38, 40]. Schemat polarymetru Muellera (rys.2.5) obejmuje dwa zasadnicze moduły: generator stanów polaryzacji (PSG) i analizator stanów polaryzacji (PSA). Badany obiekt umieszcza się między tymi elementami.



Rys.2.5. Schemat ideowy polarymetru Muellera.

W większości przypadków, dla zachowania symetrii działania, układy generatorów i analizatorów konstruowane są z takich samych podzespołów, ale zestawionych w odwrotnej kolejności [56]. W zależności od potencjalnych zastosowań takie urządzenia mogą pracować

w trybie [76] transmisyjnym [36, 42, 54], odbiciowym [56, 57], rozpraszającym [45, 121-123] i w odbiciu wstecznym [124] (rys.2.6). Ostatnia konfiguracja dedykowana jest szczególnie do pomiaru parametrów elementów, w przypadku których kluczowe znaczenie ma normalne, tj. prostopadle do powierzchni próbki, padanie promieniowania [125]. W 2020 roku została również zaproponowana konfiguracja polarymetru Muellera, w której światło dwukrotnie przechodzi przez badany element i moduł generatora/analizatora, ponieważ do odbicia wiązki dochodzi za próbką [59].



Rys.2.6. Konfiguracje polarymetru Muellera.

Głównym celem polarymetrii Muellera jest odtworzenie, na podstawie serii pomiarów radiometrycznych, elementów macierzy 4x4 opisującej ośrodek, a w konsekwencji również szczegółowych informacji o jego właściwościach. Różne kombinacje stanów polaryzacji generatora i analizatora są związane z rejestrowanym (w n -tym pomiarze) natężeniem światła I_n zależnością [76]:

$$\begin{aligned}
 I_n &= [A_n]^T [M] [G_n] \\
 &= [a_{n1} \ a_{n2} \ a_{n3} \ a_{n4}] \cdot \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} g_{n1} \\ g_{n2} \\ g_{n3} \\ g_{n4} \end{bmatrix} \\
 &= \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 a_{ni} m_{ij} g_{nj} = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 w_{n,ij} m_{ij}, \tag{2.84}
 \end{aligned}$$

gdzie: $[G_n]$, $[A_n]$ – wektory Stokesa, reprezentujące stany własne n -tych generatorów i analizatorów, $[M]$ – macierz Muellera badanego ośrodka, T – operacja transpozycji wektora.

Na tej podstawie można zdefiniować równanie pomiaru polarymetrycznego:

$$[I] = [W] [\vec{M}] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} w_{1,11} & w_{1,12} & \dots & w_{1,44} \\ w_{2,11} & w_{2,12} & \dots & w_{2,44} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ w_{n,11} & w_{n,12} & \dots & w_{n,44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ \vdots \\ m_{44} \end{bmatrix}, \tag{2.85}$$

gdzie: $[I]$ – wektor zmierzonych natężeń, $[\vec{M}]$ – wektor elementów macierzy ośrodka, $[W]$ – macierz pomiaru polarymetrycznego, zawierająca współczynniki przypisane do poszczególnych elementów macierzy (reprezentowane przez kolumny) w kolejnych pomiarach (reprezentowane przez wiersze). Wartość $w_{n,ij} = 0$ oznacza, że n -ta konfiguracja nie dostarcza istotnych informacji o m_{ij} . Aby wszystkie elementy macierzy Muellera mogły zostać odtworzone w wyniku pomiarów polarymetrycznych, macierz W musi zawierać 16 liniowo niezależnych wierszy. Informacji o liczbie równań niesprowadzalnych do kombinacji pozostałych, które można utworzyć w takim układzie, a tym samym liczbie możliwych do zrekonstruowania m_{ij} , dostarcza rząd macierzy (z ang. rank) – $R([W])$ [126]. Jeżeli $R([W])=N=16$ oraz odwrotność macierzy jest jednoznaczna, to wówczas macierz Muellera może zostać obliczona na podstawie polarymetrycznego równania redukcji danych:

$$[\vec{M}] = [W]^{-1}[I]. \quad (2.86)$$

W przypadku, gdy $n > 16$, układ równań staje się nadokreślony i wyrażenie (2.86) przyjmuje optymalną w znaczeniu najmniejszych kwadratów postać:

$$[\vec{M}] = ([W]^T[W])^{-1}[W]^T[I] = [W_p]^{-1}[I], \quad (2.87)$$

gdzie: $[W_p]^{-1}$ – pseudoodwrotność $[W]$. W procesie redukcji danych dodatkowo korygowane są wszelkie niedoskonałości elementów polaryzacyjnych. Przedstawiona metoda macierzowa jest prosta do zaimplementowania oraz właściwa dla dowolnych postaci *PSG* i *PSA* [40,54].

Składowe macierzy Muellera mogą zostać również odtworzone za pomocą analizy Fouriera sygnału modulowanego na detektorze. Takie rozwiązanie sprawdza się szczególnie w układach wykorzystujących wirujące przesuwniki fazowe [36, 41, 42]. Na ogół elementy polaryzacyjne wirują w stosunku 5:1, co pozwala zakodować wszystkie m_{ij} w postaci amplitud i faz 12 częstotliwości w rejestrowanym sygnale, a następnie obliczyć je na podstawie współczynników Fouriera. Małe niedokładności orientacji i opóźnień komponentów układu mogą prowadzić do dużych błędów w końcowych wynikach. Dlatego też opracowano alternatywne procedury, mające na celu korekcję błędów systematycznych. Goldstein wyjaśnia, jak poszczególne niedoskonałości zniekształcają macierz Muellera oraz proponuje procedury wykrywania, ilościowego określania i korygowania odchylen kątowych i nieściśłości opóźnień w pomiarach [43]. Chenault w opisanym podejściu integruje poprawki dużych błędów bezpośrednio w równaniu redukcji danych [127]. Z kolei Hauge skoncentrował się wyłącznie na wyeliminowaniu błędów pomiarowych, wynikających z zastosowania niedoskonałych kompensatorów [128]. Proponowane są również inne metody, jak np. algorytm dopasowania [129], w którym na podstawie zmierzonej nieliniowej zależności opóźnienia od *LCVR*,

przeprowadza się liniowe dopasowanie znanych składników opóźnienia względem wykrytego sygnału.

Na ogół dąży się do odtworzenia w wyniku pomiarów pełnej macierzy Muellera badanego ośrodka [36, 39, 52, 128, 130-133]. Określenie wszystkich elementów wymaga wykorzystania kompletnego generatora i analizatora stanów polaryzacji. Oznacza to, że PSG jest w stanie generować cztery niezależne stany, a PSA mierzy wszystkie cztery składowe wektora Stokesa wychodzącego światła. Prawdopodobnie najwcześniejszy pomiar pełnej macierzy Muellera został wykonany przez Beardsleya [131]. Wykorzystanie polaryzatora (obracany azymutalnie o 90°) i ćwierćfalówki (obracana o 45°), umożliwiło wytworzenie wiązek o czterech różnych stanach polaryzacji zarówno w układzie PSG jak i PSA, a w konsekwencji wykonanie 16 pomiarów natężenia dla różnych ich kombinacji. Najpowszechniejszym rozwiązaniem polarymetrycznym, umożliwiającym realizację pełnej polarymetrii Muellera, jest polarymetr podwójnego wirującego przesuwника fazowego. Taka konfiguracja została po raz pierwszy opisana przez Azzama [36]. Polaryzator i analizator pozostają nieruchome, a przesuwniki są obracane synchronicznie, co umożliwia interpretację sygnału z fotodetektora za pomocą analizy Fouriera. Hauge [128] opisał cztery metody różniące się stopniem automatyzacji i precyzją. Wszystkie one wykorzystują dwa liniowe polaryzatory i dwa przesuwniki. Pierwsza z możliwości zakłada obroty azymutalne wszystkich czterech elementów, w drugiej – polaryzator i analizator są ustawione pod kątem 0° , a w trzeciej półautomatycznej – kompensator w PSG obracany jest manualnie, a drugi (w PSA) obraca się w sposób ciągły ze stałą prędkością kątową. Czwarta propozycja jest analogiczna do układu Azzama, bowiem oba przesuwniki wirują w określonym stosunku prędkości, co pozwala wyznaczyć pełną macierz w jednym cyklu. Hauge zaproponował jednak bardziej zaawansowany (w porównaniu do Azzama) aparat matematyczny do odtwarzania elementów macierzy. Jednoczesne wyznaczenie wszystkich elementów m_{ij} bez mechanicznej rekonfiguracji układu jest wykonalne przy użyciu czterech modulatorów elektrooptycznych [132] lub elastooptycznych [39]. Compain [133] przedstawił kompletny polarymetr, w którym dwa sprzężone modulatory elektrooptyczne generują niezależnie cztery parametry Stokesa, za pomocą pojedynczej modulacji o wysokiej częstotliwości. Do analizy światła wyjściowego wykorzystywany jest wielokanałowy polarymetr z podziałem amplitudy oparty na dwóch pryzmatach Wollastona. W konsekwencji 16 elementów macierzy jest otrzymywane jednocześnie. Sekwencyjny, szybki pomiar pełnej macierzy Muellera (bez użycia części ruchomych) może zostać zrealizowany również w układzie z czterema przesuwnikami ciekłokrystalicznymi i dwoma liniowymi polaryzatorami [48]. Konfiguracje złożone tylko

z dwóch modulatorów prowadzą do wykonania 9-elementowej polarymetrii Muellera [54,134, 135]. Aby wyznaczyć pozostałe 7 elementów macierzy należy azymutalnie obrócić elementy układu [144] lub wykonać dodatkowe pomiary po umieszczeniu w układzie ćwierćfalówki [54].

Pewne uproszczone konstrukcje polarymetrów są w stanie zmierzyć tylko część spośród 16 elementów macierzy – jest to tak zwana częściowa polarymetria Muellera. Wykorzystanie w układzie polarymetrycznym wyłącznie obrotowych polaryzatorów liniowych uniemożliwia dostęp do elementów z ostatniej kolumny lub ostatniego wiersza macierzy (2.51) [136]. Jeżeli PSG (PSA) generuje (analizuje) tylko trzy z czterech składowych wektorów Stokesa, a PSA (PSG) jest kompletny, to zmierzone zostaje 12 elementów [137, 138]. W takich przypadkach rozważano możliwości uzupełnienia niekompletnych macierzy, uzyskanych z pomiarów, do pełnej 16-elementowej macierzy Muellera. Podjęto również próby opracowania takich procedur, gdy w wyniku eksperymentu otrzymano wyłącznie macierz o znanych 9 [55] lub 12 elementach (bez ostatniego wiersza lub kolumny) [138]. Ossikovski i Arteaga [55] zaproponowali metodę, w przypadku której jednoznaczne odzyskanie rozwiązania jest na ogół niemożliwe, jeżeli jednocześnie brakuje wiersza i kolumny o tym samym indeksie.

Znajomość kompletnej macierzy nie zawsze jest jednak wymagana. Niekiedy tylko pewien podzbiór elementów tej macierzy wystarczy, aby opisać interesujące nas ośrodki [59, 135, 139-141]. Aby w pełni scharakteryzować niedichroiczny ośrodek dwójłomny wystarczy znajomość elementów z trzech kolumn macierzy, a dla ośrodka mocno dichroicznego – nawet z dwóch [142]. Znane są konfiguracje polarymetru Muellera, w których na podstawie 4 niezerowych elementów macierzy wyznaczane są parametry elipsometryczne ośrodka [143]. Opracowane zostały również procedury analizowania częściowych macierzy Muellera [144]. Z kolei inni badacze skupili się na opracowaniu metod projektowania częściowych polarymetrów Muellera (określeniu zestawu stanów PSG i PSA) w taki sposób, aby jak najbardziej zbliżyć się do podprzestrzeni, dostarczającej kluczowych informacji w danym zastosowaniu [141].

W powyższym opracowaniu przedstawiono fundamentalne rozwiązania wykorzystywane w polarymetrii Muellera. Należy jednak podkreślić, że proponowane są również inne modyfikacje, ale nie sposób ich wszystkich przytoczyć.

2.4.2. Optymalizacje w polarymetrii

W polarymetrii definiuje się macierz pomiaru polarymetrycznego [W], która określa związek zmierzonych sygnałów [I] z macierzą [M] opisującą badany ośrodek (polarymetria Muellera) – równanie (2.85) lub z wektorem Stokesa [V_0] analizowanego światła (polarymetria Stokesa):

$$[I] = [W][V_0] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & a_{1,3} & a_{1,4} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & a_{2,3} & a_{2,4} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{n,1} & a_{n,2} & a_{n,3} & a_{n,4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix}, \quad (2.88)$$

gdzie: n – numer pomiaru, $a_{n,i}$ – składowe wektorów Stokesa reprezentujących analizatory w poszczególnych pomiarach ($i=1, 2, 3, 4$). Rząd macierzy $[W]$ pozwala określić, czy polarymetr jest kompletny, tzn. umożliwi odtworzenie wszystkich 16 elementów macierzy Muellera ($R([W])=16$) lub 4 parametrów Stokesa w przypadku układu do analizy stanu polaryzacji światła ($R([W])=4$). Istnieje wiele możliwych zestawów generatorów i analizatorów prowadzących do takiego rezultatu. Celem optymalizacji jest taki wybór PSG i PSA, aby wynik końcowy (macierz Muellera lub wektor Stokesa) był minimalnie wrażliwy na szum pomiarowy – na przykład niedokładności ustawienia azymutalnego elementów lub wprowadzanych przesunięć fazy. Propagacja błędów z $[I]$ do $[M]$ będzie zoptymalizowana, gdy macierz odwrotna $[W]^{-1}$ będzie numerycznie stabilna. Oznacza to, że $[W]$ musi być jak najbliższa macierzy unitarnej. Z algebry wiadomo, że błędy w rozwiązywaniu układów równań liniowych są minimalizowane, gdy liczba warunkowa (CN – z ang. condition number) macierzy definiującej ten układ jest zoptymalizowana (minimalna lub maksymalna). Liczba warunkowa stanowi, wobec tego ilościowy sposób określania wrażliwości wyznaczonej macierzy na błędy pomiarowe. CN może być zdefiniowana w różny sposób na podstawie maksymalnej bezwzględnej sumy kolumn (norma = 1), maksymalnej bezwzględnej sumy wierszy (norma = ∞), euklidesowej długości wierszy macierzy (norma = 2), wyznacznika macierzy kwadratowej i odwracalnej (norma Frobeniusa). W niniejszej rozprawie zastosowano następującą definicję liczby warunkowej macierzy [145, 146]:

$$CN([W]) = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_{min}}, \quad (2.89)$$

gdzie: σ_{max} , σ_{min} – maksymalna i minimalna wartość osobliwa macierzy $[W]$ (różna od zera). W tym przypadku CN przyjmuje wartości od 1 – doskonale uwarunkowana do ∞ – osobliwa. Rozkład macierzy $[W]$ na wartości osobliwe zaproponowali Tyo [147] i Sabatke [148].

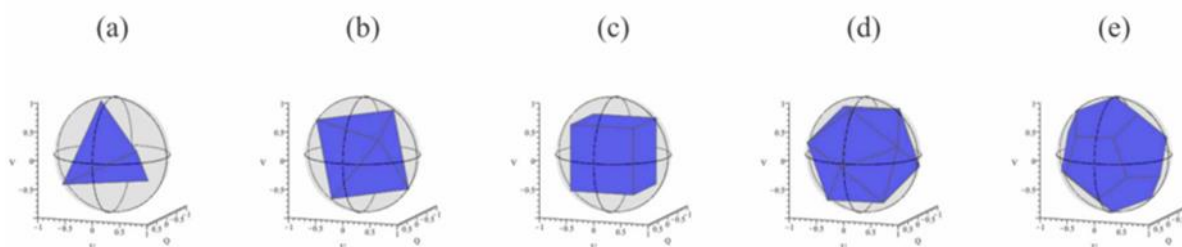
Ogólnym kryterium optymalizacji dowolnego polarymetru Muellera jest (wg przyjętej definicji) minimalizacja $CN([G])$ i $CN([A])$. Takie podejście zostało wykorzystane do optymalizacji polarymetru Muellera z czterema przesuwnikami ciekłokrystalicznymi [48], z modulatorem fotoelastycznym i dwoma pryzmatami Wollastona [149] oraz innego z dwoma liniowymi polaryzatorami i skręconymi nematycznymi ciekłymi kryształami [51]. Zakładając, że $[W]$ jest otrzymywana jako iloczyn zewnętrzny wektorów Stokesa PSG i PSA, liczba

warunkowa macierzy $[W]$ jest powiązana z CN generatora i analizatora w następujący sposób [150, 151]:

$$CN([W]) = CN([G])CN([A]). \quad (2.90)$$

PSG i PSA powinny być indywidualnie optymalizowane pod kątem trajektorii na sferze Poincarégo. Minimalizacja CN prowadzi bowiem do maksymalizacji objętości bryły wpisanej w sferę Poincarégo [33]. W geometrycznej interpretacji wybrane stany powinny być od siebie maksymalnie oddalone.

Najwyższa dokładność kalibracji kompletnego polarymetru Stokesa jest osiągalna, gdy cztery stany polaryzacji na sferze Poincarégo tworzą wierzchołki czworoscianu foremnego [152]. Zapewnia to maksymalną liniową niezależność stanów. Potwierdził to Tyo [146], optymalizując polarymetr Stokesa z dwoma opóźniaczami oraz Sabatke [148] proponując układ z pojedynczym retarderem. Optymalne konfiguracje często opierają się na równomiernym rozłożeniu stanów na sferze Poincarégo [147]. Layden [153] bazując na analizie błędu średniokwadratowego zwraca uwagę, że inne bryły platońskie również w swoich wierzchołkach reprezentują optymalne konfiguracje wektorów Stokesa na sferze (rys. 2.7) i sugeruje, że zapewne istnieją rozwiązania również dla $n \neq \{4, 6, 8, 12, 20\}$. Zwrócono również uwagę, że propagacja losowych błędów do wartości elementów macierzy Muellera zależy silnie od wejściowych stanów polaryzacji.



Rys.2.7. Bryły platońskie wpisane w sferę Poincarégo: a) $n=4$ czworoscian, b) $n=6$ ośmiościan, c) $n=8$ sześcián, d) $n=12$ dwunastościan, e) $n=20$ dwudziestościan. [153].

Do oceny i optymalizacji polarymetrów pod kątem ich odporności na szumy pomiarowe stosowana jest również tzw. równoważona wariancja (EWV , z ang. equally weighted variance) [148]:

$$EWV = \sum_{j=1}^R \frac{1}{\sigma_j^2}, \quad (2.91)$$

gdzie: R – rząd oraz σ – wartość osobliwa macierzy. Dąży się do minimalizacji tego wskaźnika. Wartość E_{WV} maleje wraz ze wzrostem liczby pomiarów [33]. Nadokreślony układ jest czynnikiem korzystnie wpływającym na poprawę dokładności wyników [154].

Przedstawione wskaźniki były wykorzystywane przez różnych autorów do znalezienia najlepszej orientacji azymutalnej elementów oraz ich opóźnień [42, 48, 51, 146, 149, 153]. W literaturze można znaleźć rozwiązania wykorzystujące również inne metryki, jak np. funkcja kosztu [143], ogólny współczynnik precyzji [155], błąd średniokwadratowy, prawdopodobieństwo błędów fazowych [153]. Opracowano również mechanizmy umożliwiające optymalizację urządzeń pod kątem konkretnych zadań, gdy tylko pewne elementy macierzy Muellera są istotne [144]. Kluczową kwestią przy projektowaniu układów polarymetrycznych jest odpowiedni wybór zestawu generatorów i analizatorów, poprzez określenie w procesie optymalizacji względnych orientacji azymutalnych komponentów optycznych oraz wprowadzanych przez nie przesunięć fazy (opóźnień).

ROZDZIAŁ 3

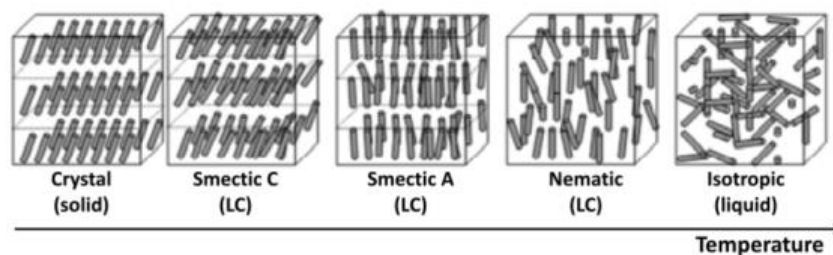
CIEKŁE KRYSZTAŁY

Ciekłe kryształy stanowią specyficzną grupę materiałów, których właściwości łączą się zarówno z cechami izotropowych cieczy, jak i krystalicznych ciał stałych. Zachowują one charakterystyczne dla kryształów dalekozasięgowe uporządkowanie struktury, ale jednocześnie wykazują tak jak cieczy zdolność do płynięcia. Po raz pierwszy taki pośredni stan skupienia został zaobserwowany w 1888 r. przez Friedricha Reintizera. Badany benzoesan cholesterylu po podgrzaniu do 145,5°C przyjął postać mętnej cieczy, która w wyniku ogrzania do 179°C stała się izotropowa i klarowna. Obecnie znanych jest wiele związków organicznych zachowujących się w analogiczny sposób i są one powszechnie wykorzystywane w różnego rodzaju wyświetlaczach (6CB – heksylocyjanobifenyl, benzoesan sodu). Dla przykładu 6CB wykazuje właściwości ciekłokrystaliczne w przedziale temperatur (15°C; 29°C) [156, 157].

Faza ciekłokrystaliczna jest zarezerwowana wyłącznie dla związków, których molekuly mają silnie anizotropowe kształty – sztywne cząsteczki podobne do prętów lub dysków. Główne znaczenie w technologii ciekłych kryształów odgrywają związki prętopodobne. Uporządkowanie anizotropowych struktur prowadzi bezpośrednio do kierunkowej zależności właściwości mechanicznych, elektrycznych, magnetycznych i optycznych materiału.

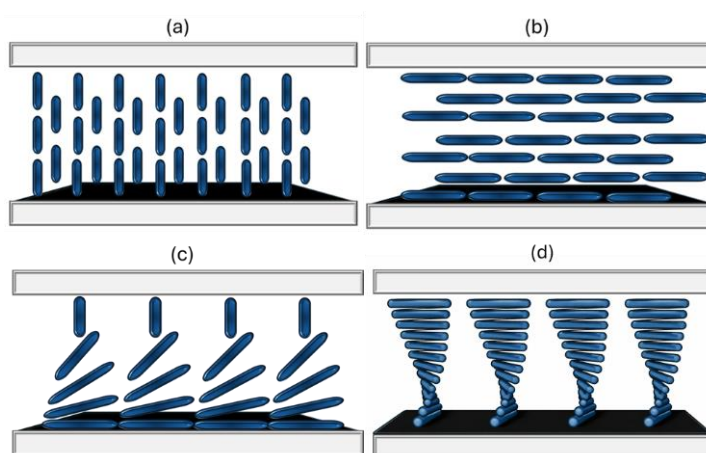
3.1. RODZAJE CIEKŁYCH KRYSZTAŁÓW

Ze względu na parametry fizyczne ciekłe kryształy w ogólności dzieli się na liotropowe i termotropowe. Właściwości pierwszych z nich zależą od stężenia określonej substancji organicznej w rozpuszczalniku i mają znaczenie w biologii. Przy produkcji komórek i wyświetlaczy ciekłokrystalicznych zastosowanie znajdują termotropowe ciekłe kryształy. W zależności od temperatury mogą one wykazywać różne fazy (rys.3.1): nematyczną, smektyczną A, smektyczną C.



Rys.3.1. Przykłady struktur termotropowych prętopodobnych cząsteczek ciekłych kryształów [158].

W wysokich temperaturach cząsteczki znajdują się w izotropowym stanie ciekłym. Gdy temperatura spada przechodzą one w fazę nematiczną, która jest najpowszechniejszą i najprostszą fazą ciekłokrystaliczną. Cząsteczki mają porządek orientacyjny, ale wciąż nie pozycyjny. Charakteryzują się one wydłużonym kształtem i w idealnym przypadku powinny być ułożone równolegle. W warunkach rzeczywistych ten drugi efekt nie występuje z powodu termicznej dezorientacji molekuł. Nematyki zalicza się do ośrodków jednoosiowych dodatnich. Uśredniony w czasie i przestrzeni kierunek długiej osi cząsteczek jest dobrze zdefiniowany i wskazuje kierunek fali nadzwyczajnej. Związany z nim wersor określa się mianem direktora. Umieszczając cienką warstwę nematicznego ciekłego kryształu pomiędzy dwoma płytkami izotropowymi można uzyskać różne tekstury molekularne (rys.3.2): homeotropową, planarną, hybrydową oraz skręconego nematyka.



Rys.3.2. Podstawowe tekstury molekularne w nematicznych ciekłych kryształach: (a) homeotropowa, (b) planarna, (c) hybrydowa, (d) skręconego nematyka.

Postępujący spadek temperatury może spowodować, że materiał ciekłokrystaliczny przekształci się w fazę smektyczną, której cząsteczki oprócz uporządkowania orientacyjnego wykazują również częściowy porządek pozycyjny. Objawia się to ułożeniem molekuł w warstwy. W fazie smektycznej A direktor jest prostopadły do warstwy, a w smektycznej C – pochylony. Przy niskiej temperaturze mówi się o krystalicznej fazie stałej [6, 60, 158].

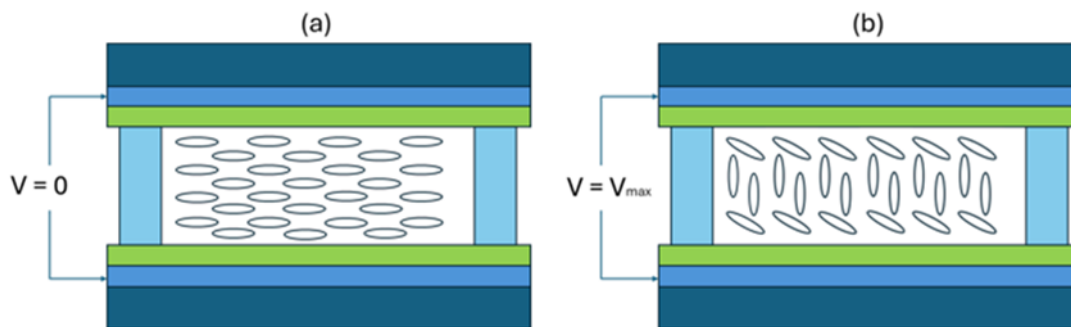
3.2. KOMÓRKA CIEKŁOKRYSTALICZNA JAKO PRZESUWNIK FAZOWY

Komórki ciekłokrystaliczne są wykorzystywane jako przestrajalne polem elektrycznym liniowe przesuwniki fazowe. W literaturze oznaczane są one jako LC lub LCVR. W formalizmie Muellera taki element można opisać się za pomocą macierzy liniowego opóźniacza [159]:

$$[M_{LCVR}] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\alpha_f + \cos\gamma \sin^2 2\alpha_f & (1 - \cos\gamma) \sin 2\alpha_f \cos 2\alpha_f & \sin\gamma \sin 2\alpha_f \\ 0 & (1 - \cos\gamma) \sin 2\alpha_f \cos 2\alpha_f & \sin^2 2\alpha_f + \cos\gamma \cos^2 2\alpha_f & \sin\gamma \cos 2\alpha_f \\ 0 & \sin\gamma \sin 2\alpha_f & -\sin\gamma \cos 2\alpha_f & \cos\gamma \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

gdzie: α_f – kąt azymutu fali szybkiej, γ – różnica faz powstająca w LCVR pomiędzy falami własnymi na skutek przyłożonego napięcia.

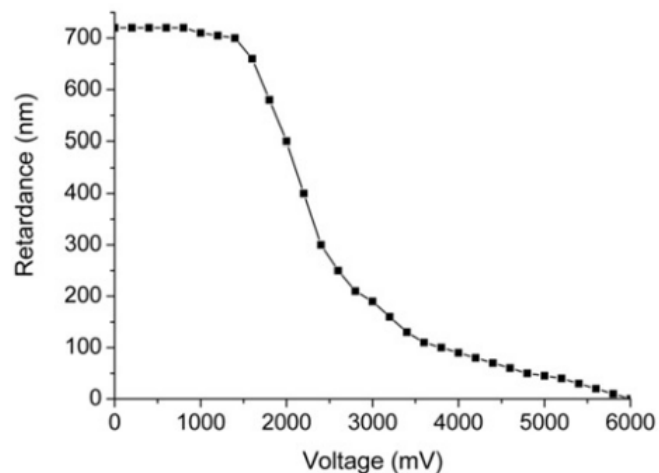
LCVR wytwarzane są na bazie nematycznej tekstury planarnej co oznacza, że molekuly są ułożone warstwowo i równoległe zakotwiczone w powierzchniach ograniczających. Konsekwencją jednoosiowej symetrii, wynikającej z orientacyjnego uporządkowania, jest anizotropia dielektryczna. Na skutek przyłożenia zewnętrznego pola elektrycznego orientacja cząsteczek zmienia się [158] (rys.3.3). Starają się one obrócić równoległe do kierunku tego pola.



Rys. 3.3. Orientacja cząsteczek LCVR (a) przy braku, (b) z maksymalnym napięciem [Thorlabs]

Czas reakcji molekuł na zmianę napięcia zależy m.in. od: grubości warstwy ciekłego kryształu, lepkości i temperatury. Gdy temperatura spada, to czas odpowiedzi LCVR na przyłożone napięcie gwałtownie rośnie [160]. Wraz ze wzrostem temperatury obserwuje się spadek opóźnienia. Zmiany temperatury mają najsilniejszy wpływ na retardancję przy niskich napięciach. Badania pokazują, że w przedziale (-20°; 40°C) LCVR wciąż pracuje stabilnie [160], a niewielkie zmiany temperatury mają pomijalny wpływ na wyniki pomiarów [161]. Przy wzroście opóźnienia czas odpowiedzi uzależniony jest od czasu mechanicznej relaksacji molekuł, tym samym jest on znacznie dłuższy niż przy spadku opóźnienia.

Im większe napięcie tym większa rotacja molekuł. Jednak wraz ze wzrostem wielkości przyłożonego pola elektrycznego efektywna dwójłomność maleje, powodując zmniejszenie wartości wprowadzanej przez LCVR różnicy faz (rys. 3.4).



Rys.3.4. Zależność różnicy faz wprowadzanej przez LCVR od przyłożonego napięcia [159].

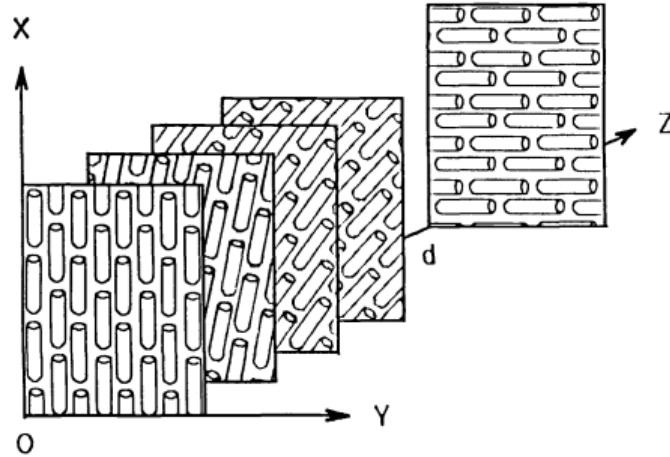
W rzeczywistości, nawet przy maksymalnej wartości napięcia, część cząsteczek pozostaje zakotwiczona w warstwie wyrównania i tym samym nie mogą one swobodnie się obracać. Stąd też zawsze występuje reszkowe opóźnienie. Komercyjnie dostępne są LCVR z kompensacją tego reszkowego opóźnienia.

Ze względu na nieliniową zależność opóźnienia od napięcia, w układach pomiarowych na ogół stosuje się metodę napięcia krokowego [48, 162, 163]. Jest ona jednak bardziej podatna na szum niż rozwiązania podające na LCVR napięcie w sposób ciągły [129], szczególnie przy niskim natężeniu światła. Jest to spowodowane faktem, że w przypadku zastosowanie harmonicznym zmian napięcia wykonuje się wiele pomiarów natężenia (a nie kilka), co zmniejsza wpływ szumu na wyniki końcowe.

3.3. SKRĘCONE NEMATYCZNE CIEKŁE KRYSZTAŁY

Skręcone nematyczne ciekłe kryształy, znane jako TNLC (z ang. Twisted Nematic Liquid Crystal), są tworzone na bazie tekstury planarnej. Kierunki uporządkowania cząsteczek zakotwiczonych na obu skrajnych płytkach ograniczających komórkę ciekłokrystaliczną różnią się o tzw. kąt skręcenia (ϕ), który na ogół wynosi 90° . W rezultacie powstaje struktura o ciągłej deformacji skrętnej, w której kierunek direktora zmienia się stopniowo w kolejnych warstwach. Wyróżnia się zarówno komórki prawoskrętne jak i lewoskrętne. TNLC wykazują lokalnie własności kryształu jednoosiowego z osią optyczną równoległą do kierunku wydłużenia cząsteczek. Obraca się ona stopniowo wzdłuż osi skręcenia, tworząc helikalny rozkład wzdłuż grubości komórki [157, 164]. Wektory własne TNLC są spolaryzowane eliptycznie [165]. Eliptyczność zmienia się gwałtownie wraz ze zmianą dwójłomności.

W literaturze TNLC opisywane jest na ogół za pomocą formalizmu Jonesa. Podstawę tej charakterystyki stanowi opracowana przez Yariva i Yeha [166] macierz Jonesa dla skręconego ośrodka anizotropowego. Został on opisany jako stos jednoosiowych płytek dwójłomnych, z których każda jest nieznacznie skręcona względem poprzedniej (rys.3.5).



Rys. 3.5. Model skręconego nematicznego ciekłego kryształu. [167]

Przy założeniu, że oś szybka i wolna pierwszej warstwy pokrywają się z osiami układu współrzędnych x i y , rezultat takiego podejścia można zapisać jako:

$$[J_{TNLC}(\phi, \beta)] = \exp[-i(\delta_0 + \beta)][R(-\phi)] \begin{bmatrix} \cos(\gamma) - i \frac{\beta \sin(\gamma)}{\gamma} & \frac{\phi \sin(\gamma)}{\gamma} \\ -\frac{\phi \sin(\gamma)}{\gamma} & \cos(\gamma) + i \frac{\beta \sin(\gamma)}{\gamma} \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

gdzie:

$$\beta = \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) = \frac{\Gamma}{2}, \quad (3.3)$$

$$\gamma = \sqrt{\phi^2 + \beta^2} = \sqrt{\phi^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}. \quad (3.4)$$

W powyższych zależnościach $[R(\phi)]$ to macierz rotacji, zdefiniowana za pomocą wzoru (2.69). Faza początkowa δ_0 jest wielkością stałą, niezależną od napięcia przykładanego do komórki, dlatego też często jest zaniebawiana w modelach opisu. Parametr β zależy od grubości komórki (d), długości fali wejściowej (λ) oraz różnicy nadzwyczajnego (n_e) i zwyczajnego (n_o) współczynnika załamania. Tym samym jest ściśle powiązany z liniową różnicą faz (Γ) nieskręconego materiału. W przypadku skręconego ośrodka dwójłomnego faza całkowita γ jest bardziej złożona i zawiera składową kołową ϕ (związaną ze skrętem) oraz liniową β . Powyższy opis jest bardzo dokładny przy braku zewnętrznego pola elektrycznego.

Lu i Saleh [167] rozszerzyli ten model do przypadku, gdy na komórkę TNLC działa zewnętrzne pole elektryczne. Gdy napięcie jest przyłożone w kierunku osi z cząsteczki

są pochylone o kąt ϑ , dążąc do wyrównania kierunku z kierunkiem pola. Kąt pochylenia jest funkcją wartości skutecznej przyłożonego napięcia U . W wyniku molekularnej deorientacji zmienia się efektywny nadzwyczajny współczynnik załamania, który zależy od kąta pochylenia:

$$\frac{1}{n_{eff}^2(\vartheta)} = \frac{\sin^2\vartheta}{n_o^2} + \frac{\cos^2\vartheta}{n_e^2}. \quad (3.5)$$

Tym samym wyrażenie (3.3) staje się zależne od napięcia i przyjmuje postać:

$$\beta(U) = \frac{\pi d}{\lambda} (n_{eff}(\vartheta(U)) - n_o). \quad (3.6)$$

Wielkość ta przyjmuje maksymalną wartość dla 0V i maleje wraz ze wzrostem napięcia. TNLC wciąż może być opisywany za pomocą równania (3.2), jeżeli tylko β zostanie zastąpione $\beta(U)$. Zaproponowany opis macierzowy jest prawidłowy tylko wówczas, gdy dyrektor na powierzchni wejściowej TNLC jest równoległy do osi x układu odniesienia. W przypadku, gdy tworzy on z nią kąt ψ_D , macierz $[J_{TNLC}(\phi, \beta)]$ należy poddać transformacji obrotowej zgodnie z równaniem (2.70). Opisanie zostały różne metody umożliwiające wyznaczenie parametrów komórki TNLC: kąta skreću, orientacji dyrektora na powierzchni wejściowej, β_{max} [168-171].

Przyłożenie do komórki TNLC maksymalnego napięcia powoduje, że $\beta \rightarrow 0$, $\gamma \rightarrow \emptyset$, a macierz $[J_{TNLC}(\phi, \beta)]$ staje się macierzą jednostkową. W konsekwencji, stan polaryzacji światła wejściowego zostaje zachowany po przejściu przez TNLC. Jeżeli natomiast β przyjmie taką wartość, że różnica faz będzie równa całkowitej wielokrotności π , to działanie TNLC ograniczy się do obrotu o kąt ϕ wiązki padającej. W tych tzw. lokalnych punktach adiabatycznych TNLC nazywa się czystym rotatorem polaryzacji. Ostatni przypadek wyróżniany w literaturze jest osiągany, gdy $\beta \gg \phi$, w związku z czym $\gamma \cong \beta$. Osiągnięcie takiego reżimu adiabatycznego, nazywanego również limitem Maugina, pozwala postrzegać TNLC jako kombinację rotatora polaryzacji i przesuwnika fazowego [169, 171].

Cząsteczki znajdujące się bliżej okienek komórki TNLC są trudniejsze do obrócenia niż te w centralnej części. Zwłaszcza przy dużych napięciach różnice w łatwości rotacji poszczególnych warstw mogą stawać się bardziej znaczące. Dlatego też założenia powyższego modelu – stała efektywna dwójłomność, liniowa zależność kąta skreću od głębokości – mogą okazać się niespełnione, szczególnie przy $U \rightarrow U_{max}$. Zaproponowane zostały bardziej złożone modele, uwzględniające warunki krawędziowe oraz nieliniowość kąta skreću [172, 173]. Przyjęto, że cząsteczki blisko powierzchni nie pochylają się i można je zamodelować jako płytki falowe z osią nadzwyczajną zorientowaną równoległe do dyrektora przy danej powierzchni granicznej [172]. W dalszym rozumowaniu grubość tych płytek jest funkcją przyłożonego napięcia, od którego w konsekwencji zależy wprowadzana przez nie różnica faz

[173]. Należy podkreślić, że nawet rozbudowane modele wykazują niedoskonałości, bo zawsze są one przybliżeniem rzeczywistości. Bardziej szczegółowy opis TNLC zapewnia model zaproponowany przez Berremana, oparty na właściwościach fizycznych materiału. Bazując na teorii sprężystości wykazano, że kąt skręcenia ϕ nie jest liniową funkcją głębokości i tendencja zmian zależy od przyłożonego napięcia. Dwójłomność również nie jest stała wzdłuż osi transmisji, ponieważ kąt pochylenia ϑ cząsteczek się zmienia [174, 175]. Model różniczkowy, który precyzyjnie uwzględnia rzeczywisty rozkład kątów skręcenia i nachylenia cząsteczek wewnątrz warstwy ciekłego kryształu, został podany przez Yamauchi [176]. Uwzględnia on fakt, że przy wyższych napięciach kąt nachylenia wzrasta w środkowej części, a kąt azymutu zmienia się tam gwałtowniej. Wymaga on jednak numerycznego rozwiązania równań różniczkowych na podstawie danych z pomiarów transmisji. Przytoczone modele matematyczne były opracowywane, w celu przewidywania modulacji sygnału w ciekłokrystalicznych modulatorach światła.

3.4. WYKORZYSTANIE CIEKŁYCH KRYSZTAŁÓW W POLARYMETRII

Komórki ciekłokrystaliczne wykazują zdolność do wytwarzania różnych stanów polaryzacji w zależności od przykładanego zewnętrznego napięcia [177]. Dlatego też są one powszechnie wykorzystywane w różnych rozwiązaniach polarymetrycznych. Bueno zaproponował transmisyjny układ oparty na dwóch LCVR, przy pomocy którego możliwe było wytworzenie tylko dziewięciu niezależnych par stanów polaryzacji [54]. De Martino wdrożył i zoptymalizował polarymetr Muellera z czterema LCVR, bez ruchomych elementów [48, 149]. Zaproponowano również metodę z czterema LCVR, w której w sposób ciągły podawane są napięcia na przesuwniki ciekłokrystaliczne [129]. LCVR są również z powodzeniem wykorzystywane w polarymetrii obrazowej. Szybki a zarazem dokładny w szerokim zakresie długości fal polarymetr obrazowy, skonstruowany w oparciu o cztery LCVR, przedstawił Laude [49]. Został on wykorzystany do uzyskania polarymetrycznych obrazów barwionej biopsji wątroby. Jako przykład można podać również polarymetr przeznaczony do badania wpływu zmiennej polaryzacji nieba na obiekty naziemne [178]. Wykorzystanie w tym przypadku przesuwników ciekłokrystalicznych umożliwiło szybkie zmiany stanów polaryzacji, co przełożyło się na zminimalizowanie błędów spowodowanych zmieniającymi się warunkami na niebie. Tyo opracował obrazujący polarymetr Stokesa oparty na dwóch LCVR [179]. Polarymetry Stokesa z LCVR zostały również opisane w innych źródłach [32, 145]. Niekiedy LCVR są jedynymi elementami składowymi w układzie PSG [180, 181].

W literaturze można znaleźć również rozwiązania polarymetryczne oparte na Twisted Nematic Liquid Crystal (TNLC). Wolf i Mancini umieścili dwie komórki TNLC przed nieruchomym polaryzatorem i kamerą CCD, tworząc tym samym zautomatyzowany system kamery polaryzacyjnej [182]. Model niekompletnego polarymetru ograniczał jednak swoje możliwości do analizowania wyłącznie liniowych stanów częściowo spolaryzowanego światła, odbitego od obiektów. Projekty kamer polaryzacyjnych wykorzystujących TNLC są nieustannie rozwijane, jednak wciąż koncentrują się na polaryzacji liniowej [183, 184]. Blakeney stworzył układ polarymetru Stokesa oparty na pojedynczej komórce TNLC [50]. Wykorzystano pośrednie stany TNLC, nie ograniczając się wyłącznie do obracania płaszczyzny polaryzacji. Pokazano, że taka uproszczona konstrukcja, pozbawiona jakichkolwiek mechanicznie ruchomych części lub wielu komórek LC, umożliwia prawidłowe określenie wszystkich czterech parametrów Stokesa. Szereg różnych konfiguracji polarymetru Stokesa, wykorzystujących pojedynczy TNLC, został zaproponowany i przetestowany przez Peinado [33]. Jej badania potwierdziły dokładność i powtarzalność takich dynamicznych polarymetrów, a również ich przydatność zarówno w przypadku pomiarów parametrów światła częściowo jak i całkowicie spolaryzowanego. Innowacyjne wykorzystanie TNLC pozyskanych z komercyjnych, siedmiosegmentowych wyświetlaczy, zostało opisane przez Bielaka i jego współpracowników [185]. Stworzono urządzenie, składające się z trzech elementów TNLC, które może być wykorzystywane zarówno do precyzyjnego generowania, jak również analizy różnych stanów polaryzacji światła. Kluczowym osiągnięciem jest nowatorska metoda kalibracji oparta na algorytmie genetycznym. W 2020 r. Chironi i Iemmi zaproponowali precyzyjny, przenośny i niedrogi polarymetr Muellera oparty na dwóch TNLC [51]. Opisali oni klasyczną konfigurację polarymetru, z dwoma niezależnymi układami pełniącymi rolę generatora i analizatora stanów polaryzacji. Jakość proponowanego polarymetru dla punktowych aplikacji i obrazowania okazała się być porównywalna z droższymi rozwiązaniami polarymetrycznymi dostępnymi na rynku. TNLC są powszechnie wykorzystywane jako rotatory polaryzacji [186-189] i przestrzenne modulatory światła (SLM – z ang. spatial light modulator) [190, 191].

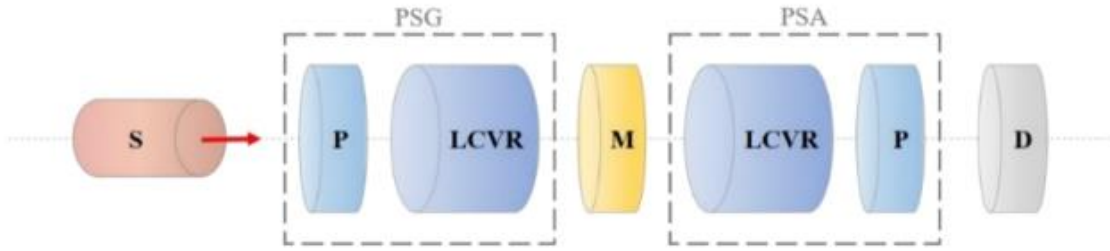
ROZDZIAŁ 4

CZEŚCIOWY POLARYMETR MUELLERA WYKORZYSTUJĄCY PRZESUWNIKI CIEKŁOKRYSTALICZNE

Prosty, częściowy polarymetr Muellera, złożony z dwóch polaryzatorów i dwóch przesuwników ciekłokrystalicznych, stał się jednym z przedmiotów rozważań niniejszej rozprawy. Pojedynczy LCVR nie może generować czterech niezależnych stanów. Stąd też przyjęta konfiguracja prowadzi do uzyskania 9-elementowej macierzy Muellera-Ścierskiego. Niekompletne macierze są również w stanie dostarczyć wielu cennych informacji o ośrodku, co dało możliwość rozwoju częściowej polarymetrii Muellera. W formalizmie macierzy Muellera-Ścierskiego, aby w pełni scharakteryzować ośrodek, należy zdefiniować: kąt azymutu i kąt eliptyczności pierwszej i drugiej fali własnej, różnicę faz wprowadzaną pomiędzy nimi oraz współczynniki transmisji dla każdej z nich. W przypadku ośrodka dichroicznego można określić ten zbiór parametrów na podstawie elementów z dwóch kolumn, a dla niedichroicznego z trzech [142]. W analizowanym przypadku jednocześnie brakuje trzeciego wiersza i trzeciej kolumny. W pracy zostanie pokazane, że wówczas również jest możliwe wyprowadzenie jawnych wyrażeń pozwalających wyznaczyć parametry ośrodka niedichroicznego. Dotychczas nie są również znane w literaturze rozwiązania, umożliwiające jednoznaczne uzupełnienie brakujących elementów macierzy, gdy pochodzą one z wiersza i kolumny o tym samym indeksie. W niniejszej pracy pokazuję, że jest to możliwe bazując na pięciu wskazanych powyżej wielkościach, opisujących właściwości polaryzacyjne dowolnego ośrodka dwójłomnego. Aby je wyznaczyć na podstawie tylko 9 elementów macierzy, konieczne jest zastosowanie metod numerycznych. Nie wszystkie otrzymane zestawy wielkości charakteryzujących ośrodek są prawidłowe. Dlatego też zaproponowałam metodę wyboru prawidłowego zbioru rozwiązań, która nie wymaga wstawiania do układu dodatkowych elementów ani zmiany orientacji azymutalnej polaryzatorów i LCVR. Prawidłowość rozważań i zaproponowanych procedur została zweryfikowana symulacyjnie i eksperymentalnie.

4.1. OPIS UKŁADU POLARYMETRYCZNEGO

Schemat analizowanego układu polarymetrycznego przedstawiono na rys.4.1. Generator stanów polaryzacji (PSG) złożony jest z liniowego polaryzatora i przesuwnika ciekłokrystalicznego, które są ustawione pod kątami azymutu odpowiednio 0° i 45° . Analizator (PSA) składa się z analogicznych elementów jak PSG, ale ustawionych w odwrotnej kolejności.



Rys. 4.1. Schemat układu polarymetrycznego: S – źródło światła, PSG – układ generatora stanów polaryzacji, PSA – układ analizatora stanów polaryzacji, P – liniowy polaryzator ($\alpha=0^\circ$), LCVR – przesuwnik ciekłokrystaliczny ($\alpha=45^\circ$), M – badany ośrodek, D – detektor.

Zaproponowana konstrukcja nie przewiduje mechanicznej rotacji elementów układu pomiarowego, co zapewnia stabilność i szybkość pomiarów. Co więcej, akceptacja tylko jednego stanu polaryzacji przez nieruchomy polaryzator w układzie PSG, sprawia, że pomiar jest odporny na polaryzację pochodzącą ze źródła światła.

Różne stany polaryzacji światła są uzyskiwane dzięki automatycznie zmienianej różnicy faz, poprzez przyłożenie do LCVR odpowiedniego napięcia. Przyjęto, że LCVR wprowadzają różnicę faz 0° , 90° , 180° i 270° . Przy takim ustawieniu możliwe jest wygenerowanie przez PSG liniowych stanów polaryzacji o kącie azymutu 0° (H – z ang. horizontally polarized light) i 90° (V – z ang. vertically polarized light) oraz kołowych prawoskrętnych (R – z ang. right-handed) i lewoskrętnych (L – z ang. left-handed). PSA realizuje analogiczne stany własne jak PSG. Na tej podstawie można zrealizować 16 konfiguracji polaryskopowych. W Tabeli 4.1 przedstawiono wektory Stokesa wszystkich wykorzystywanych generatorów $[G]$ i analizatorów $[A]$ wraz z różnicą faz wprowadzaną przez LCVR, która umożliwia uzyskanie poszczególnych stanów.

Tabela 4.1. Wektory Stokesa generatorów $[G]$ i analizatorów $[A]$ stanu polaryzacji: H – liniowo spolaryzowane $\alpha=0^\circ$, V – liniowo spolaryzowane $\alpha=90^\circ$, R – spolaryzowane kołowo prawoskrętnie, L – spolaryzowane kołowo lewoskrętnie, γ_{LCVR_G} – różnica faz wprowadzana przez LCVR w układzie PSG, γ_{LCVR_A} – różnica faz wprowadzana przez LCVR w układzie PSA.

n	$[G]$	γ_{LCVR_G}	$[A]$	γ_{LCVR_A}
1	$[H] (1 \ 1 \ 0 \ 0)$	0°	$[H] (1 \ 1 \ 0 \ 0)$	0°
2	$[V] (1 \ -1 \ 0 \ 0)$	180°	$[V] (1 \ -1 \ 0 \ 0)$	180°
3	$[R] (1 \ 0 \ 0 \ 1)$	90°	$[R] (1 \ 0 \ 0 \ 1)$	270°
4	$[L] (1 \ 0 \ 0 \ -1)$	270°	$[L] (1 \ 0 \ 0 \ -1)$	90°

Jeżeli wiązka światła o początkowym natężeniu I_0 przechodzi przez układ przedstawiony na rys.4.1, to natężenie światła rejestrowane przez detektor opisuje równanie:

$$I_n = [A_n][M][G_n]I_0, \quad (4.1)$$

gdzie: $[M]=[M](\alpha, \theta, \gamma, T_f, T_s)$ – macierz Muellera-Ścierskiego. Wykonując serię 16 pomiarów otrzymuje się układ 16 równań, łączących zmierzone natężenia i elementy macierzy. Jego rozwiązanie prowadzi do uzyskania 9-elementowej macierzy Muellera-Ścierskiego, w której jednocześnie brakuje elementów z trzeciego wiersza i trzeciej kolumny:

$$[M] = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & * & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & * & m_{24} \\ * & * & * & * \\ m_{41} & m_{42} & * & m_{44} \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

Należy zauważyć, że w trakcie pomiarów nie są uwzględniane liniowe polaryskopy skośne $\pm 45^\circ$, często stosowane w tego typu pomiarach. Aby osiągnąć takie stany należałoby użyć dodatkowych elementów [54] lub obrócić istniejące. W tym przypadku, dążąc do maksymalnego uproszczenia konstrukcji proponowanego układu i jego stabilności, żadne elementy nie są dokładane ani obracane.

4.2. ODTWORZENIE 9 ELEMENTÓW MACIERZY MUELLERA-ŚCIERSKIEGO

Odtworzenie informacji o wartościach 9 elementów macierzy Muellera-Ścierskiego na podstawie zmierzonego zestawu 16 natężeń, sprowadza się do rozwiązania nadokreślonego układu równań liniowych. Charakteryzuje się on tym, że jest w nim więcej równań niż niewiadomych (układ nadokreślony). W większości przypadków nie istnieje ścisłe rozwiązanie tego problemu. Można jednak potraktować ten przypadek jako zagadnienie aproksymacyjne i znaleźć rozwiązanie w sensie metody najmniejszych kwadratów [192].

Bazując na metodzie polaryskopowej opracowałam również alternatywne procedury rekonstrukcji elementów macierzy. Polaryskop to układ złożony z dwóch polaryzatorów, pomiędzy którymi umieszcza się badany ośrodek. Polaryzator od strony obserwatora nazywany jest analizatorem. Przyjęto następujące cztery konfiguracje polaryskopowe:

- LL: liniowy polaryzator ($[H]$ lub $[V]$) – liniowy analizator ($[H]$ lub $[V]$),
- LC: liniowy polaryzator ($[H]$ lub $[V]$) – kołowy analizator ($[R]$ lub $[L]$),
- CL: kołowy polaryzator ($[R]$ lub $[L]$) – liniowy analizator ($[H]$ lub $[V]$),
- CC: kołowy polaryzator ($[R]$ lub $[L]$) – kołowy analizator ($[R]$ lub $[L]$).

Łatwo zauważyć, że każda z nich zawiera cztery możliwe kombinacje, które można opisać wzorem sprowadzalnym do (4.1).

Pierwsze z zaproponowanych rozwiązań – metoda 16-natężeń – wykorzystuje wszystkie zmierzone natężenia. Elementy m_{22} , m_{42} , m_{24} i m_{44} są zależne tylko od jednej z konfiguracji polaryskopowych:

$$m_{22} = I_{HH} - I_{HV} - I_{VH} + I_{VV}, \quad (4.3)$$

$$m_{42} = I_{HR} - I_{HL} + I_{VL} - I_{VR}, \quad (4.4)$$

$$m_{24} = I_{LV} - I_{LH} + I_{RH} - I_{RV}, \quad (4.5)$$

$$m_{44} = I_{LL} - I_{LR} - I_{RL} + I_{RR}. \quad (4.6)$$

Natomiast pozostałe mogą zostać wyznaczone niezależnie w ramach każdej z nich. Ponadto elementy z pierwszego wiersza i pierwszej kolumny macierzy powinny być parami równe ($m_{ij}=m_{ji}$). Dlatego też, aby zwiększyć dokładność wprowadzona została wartość średnia tych możliwości:

$$m_{11} = \frac{I_{HH}+I_{HV}+I_{VH}+I_{VV}+I_{HR}+I_{HL}+I_{VL}+I_{VR}+I_{LV}+I_{LH}+I_{RH}+I_{LL}+I_{LR}+I_{RL}+I_{RR}}{4}, \quad (4.7)$$

$$m_{12} = m_{21} = \frac{2I_{HH}-2I_{VV}+I_{HR}+I_{HL}-I_{VL}-I_{VR}+I_{LH}-I_{LV}+I_{RH}-I_{RV}}{4}, \quad (4.8)$$

$$m_{14} = m_{41} = \frac{I_{RH}-I_{LV}-I_{LH}+I_{RV}+2I_{LR}-2I_{LL}+2I_{RR}+I_{HR}-I_{HL}-I_{VL}+I_{VR}-I_{RL}}{4}. \quad (4.9)$$

Druga opcja – metoda 10 natężeń – oparta jest na uproszczeniach wynikających z równości pewnych natężeń ($I_{HV} = I_{VH}$, $I_{LL} = I_{LR}$) oraz własności macierzy ($m_{12} = m_{21}$, $m_{14} = m_{41}$):

$$m_{11} = \frac{I_{HH}+2I_{HV}+I_{VV}+I_{LL}+2I_{RL}+I_{RR}}{2}, \quad (4.10)$$

$$m_{12} = m_{21} = I_{HH} - I_{VV}, \quad (4.11)$$

$$m_{14} = m_{41} = I_{RR} - I_{LL}, \quad (4.12)$$

$$m_{22} = I_{HH} - 2I_{HV} + I_{VV}, \quad (4.13)$$

$$m_{24} = 2(I_{RH} - I_{RV}) - I_{HH} + I_{VV}, \quad (4.14)$$

$$m_{42} = 2(I_{HR} - I_{HL}) - I_{RR} + I_{LL}, \quad (4.15)$$

$$m_{44} = I_{LL} - 2I_{RL} + I_{RR}. \quad (4.16)$$

Umożliwia ona ograniczenie minimalnej liczby pomiarów do 10.

4.3. ODTWORZENIE INFORMACJI O WŁASNOŚCIACH BADANEGO OŚRODKA

Poszczególne elementy macierzy zawierają informację o pięciu parametrach badanego ośrodka:

$\alpha, \theta, \gamma, T_f, T_s$:

$$m_{11} = \frac{T_f^2 + T_s^2}{2}, \quad (4.17)$$

$$m_{12} = m_{21} = \frac{T_f^2 + T_s^2}{2} \cos(2\theta) \cos(2\alpha), \quad (4.18)$$

$$m_{14} = m_{41} = \frac{T_f^2 - T_s^2}{2} \sin(2\theta), \quad (4.19)$$

$$m_{22} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\cos^2(2\theta) \cos^2(2\alpha)] + T_f T_s \cos(\gamma), \quad (4.20)$$

$$m_{24} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\cos(2\theta) \cos(2\alpha) \sin(2\theta)] -$$

$$T_f T_s \sin(\gamma) \cos(2\theta) \sin(2\alpha), \quad (4.21)$$

$$m_{42} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\cos(2\theta) \cos(2\alpha) \sin(2\theta)] + T_s \sin(\gamma) \cos(2\theta) \sin(2\alpha). \quad (4.22)$$

$$m_{44} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] \sin^2(2\theta) + T_f T_s \cos(\gamma). \quad (4.23)$$

Uwikłany charakter zależności występujących między zmiennymi uniemożliwia wyprowadzenie (bez dodatkowych założeń upraszczających) wyrażeń opisujących parametry ośrodka. Dobrym i zarazem wystarczającym okazało się przyjęcie założenia, że metoda będzie wykorzystywana do badania ośrodków niedichroicznych – podrozdział 4.3.1. Zastosowanie metod numerycznych do rozwiązywania powstającego nadokreślonego układu równań nieliniowych (4.17)-(4.23) umożliwia jednak określenie tych pięciu wielkości (α , θ , γ , T_f , T_s) dla dowolnego ośrodka dwójłomnego (dichroicznego i niedichroicznego) – podrozdział 4.3.2.

4.3.1. Rozwiązanie dla ośrodka niedichroicznego

Opracowano złożony, sekwencyjny algorytm obliczania parametrów ośrodka niedichroicznego. Można wyróżnić w nim trzy etapy:

I. Wyznaczenie X z równania kwadratowego:

$$-4X^2 + 4(m_{22} + m_{44} - 2m_{11})X + (m_{42}^2 - 2m_{42}m_{24} + m_{24}^2 - 4m_{11}^2 + 4m_{11}m_{22} + 4m_{11}m_{44}) = 0 \quad (4.24)$$

II. Obliczenie T^+ , M , C , S , Y , Z :

$$T^+ = m_{11}, \quad (4.25)$$

$$M = \sqrt{\frac{m_{22} - X}{m_{11} - X}}, \quad (4.26)$$

$$C = \sqrt{\frac{m_{11} - m_{22} - m_{44} + X}{m_{11} - X}}, \quad (4.27)$$

$$S = \sqrt{\frac{m_{44} - X}{m_{11} - X}}, \quad (4.28)$$

$$Y = \sqrt{m_{11}^2 - X^2}, \quad (4.29)$$

$$Z = T^+ - X. \quad (4.30)$$

III. Obliczenie parametrów opisujących właściwości ośrodka dwójłomnego:

$$\alpha = \frac{\arctg\left(\frac{C}{M}\right)}{2}, \quad (4.31)$$

$$\alpha = \frac{\arccos\left(\frac{M}{\cos(2\theta)}\right)}{2}, \quad (4.32)$$

$$\alpha = \frac{\arcsin\left(\frac{C}{\cos(2\theta)}\right)}{2}, \quad (4.33)$$

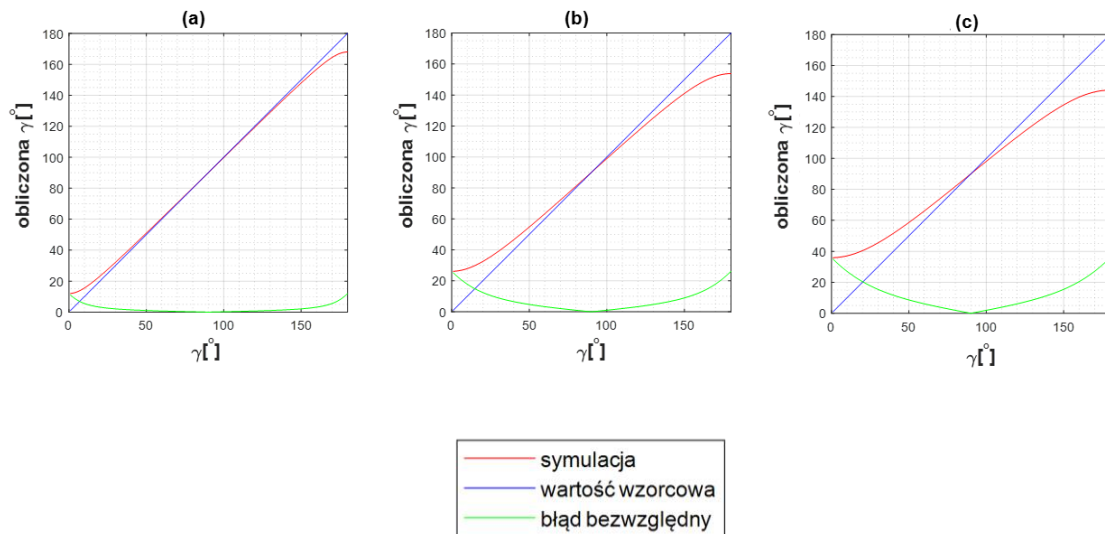
$$\theta = \frac{\arcsin(S)}{2}, \quad (4.34)$$

$$T = T^+ = \sqrt{m_{11}}, \quad (4.35)$$

$$\gamma = \arccos\left(\frac{X}{T^2}\right). \quad (4.36)$$

Wielkości wyznaczane w II etapie wykorzystywane są w zwięzłym opisie macierzy Muellera-Ścierskiego według wzoru (2.51). Parametr X może przyjmować wartości z przedziału $\langle -1; 1 \rangle$. Kąt azymutu może zostać wyznaczony bezpośrednio na podstawie M i C (4.31) lub po uprzednim wyznaczeniu kąta eliptyczności (4.32), (4.33). Możliwe różne znaki przy M, C, S, Y prowadzą do kilku możliwych zestawów rozwiązań, pozwalających na wyznaczenie kąta azymutu i kąta eliptyczności.

Amplitudowy współczynnik transmisji T jest ściśle powiązany z pierwszym elementem macierzy. Tym samym pośrednio zależą od niego dokładności wyznaczenia pozostałych trzech parametrów ośrodka. Przeanalizowano wpływ zaburzenia wartości T na α, θ, γ . Zaobserwowano istotny wpływ wyłącznie na różnicę faz γ i przedstawiono wyniki dla trzech wartości błędów $\Delta T = \{0,01, 0,05, 0,1\}$ na rys.4.2.

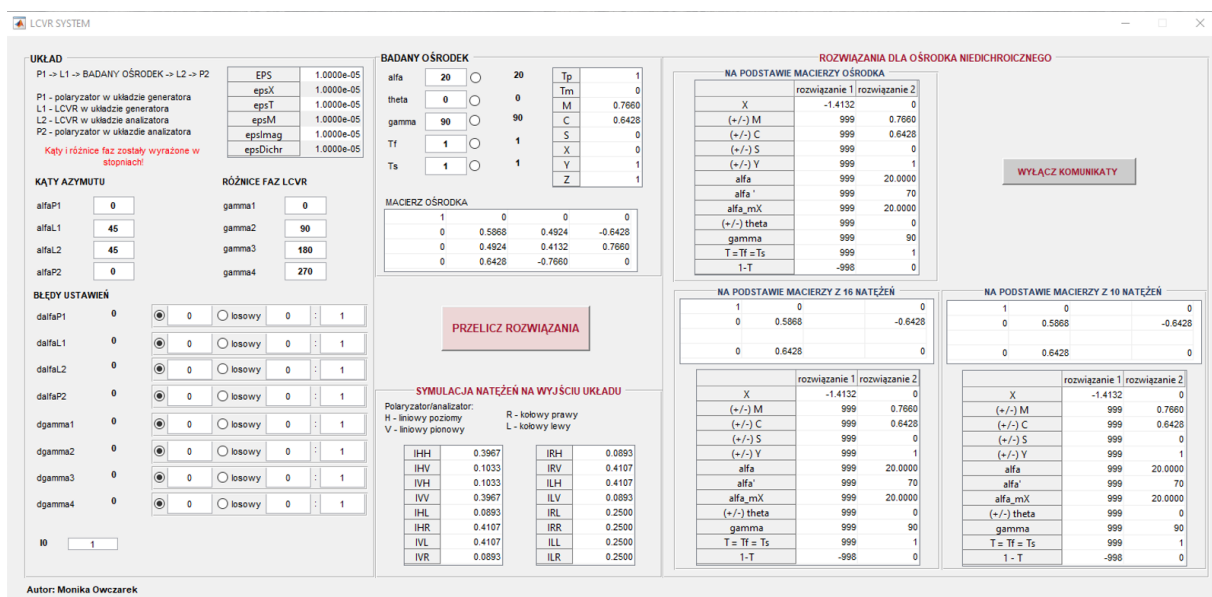


Rys.4.2. Wpływ zaburzeń współczynnika transmisji na różnicę faz γ : (a) $\Delta T=0,01$ (b) $\Delta T=0,05$ (c) $\Delta T=0,1$.

Gdy $\Delta T=0,01$ to błąd różnicy faz osiąga nawet $\Delta\gamma=15^\circ$, a przy $\Delta T=0,1$ wzrasta do $\Delta\gamma=35^\circ$. Należy jednak zauważyć, że $\gamma=90^\circ$ jest nieczuła na wahania wartości współczynnika transmisji, a błąd bezwzględny wzrasta wraz z oddalaniem się od 90° . Kolejnego takiego minimum można się spodziewać przy 270° . Wynika to z zerowania się funkcji cosinus dla argumentów będących nieparzystą wielokrotnością $\pi/2$.

4.3.1.1. Symulacje

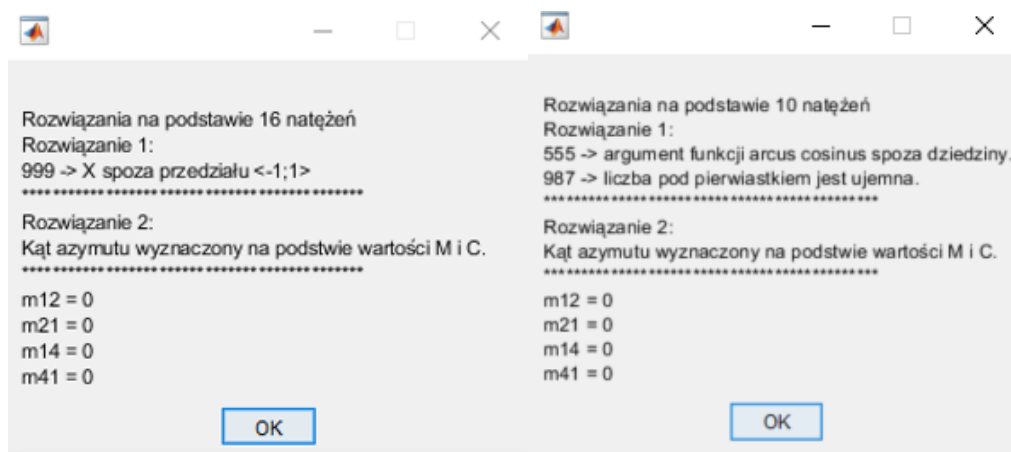
Prawidłowość opracowanej metody została zweryfikowana na podstawie symulacji. W tym celu stworzyłam aplikację w środowisku Matlab (MathWorks R2020a) przy użyciu GUIDE (Graphical User Interface Development Environment), umożliwiającą zasymulowanie układu polarymetrycznego i przeprowadzenie pełnej analizy natężeń wyjściowych oraz obliczeń według zaproponowanych metod dla dowolnego ośrodka badanego (rys.4.3). Użytkownik definiuje natężenie wejściowe, orientację azymutalną elementów układu i wprowadzane przez przesuwniki różnice faz. Istnieje możliwość zaburzania tych ustawień, aby odzwierciedlić warunki laboratoryjne. Można samodzielnie wprowadzić wielkość odchyłki lub zdecydować się na losowe wygenerowanie błędu zawierającego się w określonym przedziale. Następnie należy ustawić parametry ośrodka, który potencjalnie ma stanowić obiekt badań. Na tej podstawie następuje podgląd na wartości elementów macierzy Muellera-Ścierskiego oraz T^+ , T , M , C , S , X , Y , Z .



Rys. 4.3. Okno aplikacji LCVR_SYSTEM służącej do symulowania układu polarymetrycznego z dwoma polaryzatorami i dwoma przesuwnikami ciekłokrystalicznymi oraz weryfikacji procedur wyznaczania elementów macierzy Muellera-Ścierskiego i właściwości niedichroicznego ośrodka dwójłomnego.

Ostatecznie otrzymuje się informacje o symulowanych natężeniach wyjściowych i elementach macierzy wyznaczonych metodą 16-natężeń i 10-natężeń. Wielkości opisujące ośrodek obliczane są zgodnie z procedurą opisaną w 4.3.1. Wyświetlane są dwa zestawy rozwiązań, ale zawsze jedno z nich jest nieprawidłowe, ze względu na występowanie nieoznaczoności w zależnościach trygonometrycznych w używanych wzorach. Algorytm tych obliczeń jest

dosyć złożony, opatrzony licznymi instrukcjami warunkowymi. Wyświetlane są również informacje o wszelkich błędach i komentarze związane ze sposobem wyznaczenia poszczególnych parametrów (rys.4.4). Stworzony został zestaw kodów informujących użytkownika o rodzaju błędu napotkanego przez program.



Rys.4.4. Okna komentarzy z aplikacji LCVR_SYSTEM.

Taka okienkowa forma ułatwia jednoczesne porównywanie wielu parametrów.

W Tabeli 4.2. przedstawiono wyniki przykładowych symulacji dla ośrodka niedichroicznego, zakładając, że w ustawieniach układu wprowadzone zostały losowe błędy: orientacji azymutalnej elementów $\Delta\alpha=\langle 0^\circ; 1^\circ \rangle$ i wprowadzanej przez LCVR różnicy faz $\Delta\gamma=\langle 0^\circ; 2^\circ \rangle$.

Tabela 4.2. Rozwiązania dla ośrodka niedichroicznego. W układzie pomiarowym wprowadzono losowe błędy ustawień: $\Delta\alpha=\langle 0^\circ; 1^\circ \rangle$, $\Delta\gamma=\langle 0^\circ; 2^\circ \rangle$.

	Założone parametry ośrodka	R _{METODA_16_NATEŻEŃ}	R _{METODA_10_NATEŻEŃ}
α [°]	20	19,5500	19,7180
θ [°]	15	15,1298	15,1333
γ [°]	110	111,3439	111,6471
T_r	0,7	0,7000	0,7019
T_s	0,7	0,7000	0,7019

Wyniki przeprowadzanych symulacji nie wykazały błędów rozumowania.

4.3.2. Numeryczna metoda odtwarzania parametrów ośrodka dwójłomnego

W ramach niniejszej pracy doktorskiej zaproponowałam wykorzystanie numerycznego podejścia do odtworzenia informacji o parametrach ośrodka dwójłomnego w przypadku, gdy elementy z trzeciego wiersza i trzeciej kolumny macierzy nie zostały określone. Zważając na różnice wynikające z błędów pomiarowych i dążąc do zwiększenia dokładności, analizowane są wszystkie pozostałe elementy – pomimo tego, że te pochodzące z pierwszego wiersza

i pierwszej kolumny powinny być z założenia parami równe ($m_{ij}=m_{ji}$). Zakładając, że ośrodek nie jest depolaryzujący, wprowadzono dodatkowe równanie, wiążące ze sobą składowe wektora Stokesa badanego ośrodka:

$$M^2 + C^2 + S^2 = 1, \quad (4.37)$$

gdzie: $M=\cos(2\theta)\cos(2\alpha)$, $C=\cos(2\theta)\sin(2\alpha)$, $S=\sin(2\theta)$. Wyrażenia opisane wzorami (4.17)-(4.23) i (4.37) tworzą układ równań nieliniowych, który rozwiązywany jest metodą Newtona-Raphsona [192, 193]. Polega ona na wyborze punktu startowego ($\alpha_0, \theta_0, \gamma_0, T_{f0}, T_{s0}$), a następnie na rekurencyjnym obliczaniu kolejnych poprawek i nowych przybliżeń rozwiązań aż do spełnienia warunku dokładności. Za ów warunek dokładności uznano normę Frobeniusa, wyznaczoną z odległości pomiędzy kolejnymi przybliżeniami rozwiązań, która jest mniejsza lub równa $\varepsilon=0,001$. Na tej podstawie określone są przybliżone wartości zmiennych $\alpha, \theta, \gamma, T_f, T_s$.

Algorytm rozwiązywania nieliniowych układów równań jest realizowany ośmiokrotnie dla różnych punktów startowych (Tabela 4.3), które zostały dobrane w taki sposób, aby możliwe było zastosowanie go do analizy ośrodków dwójłomnych o dowolnych parametrach polaryzacyjnych z zakresu: $\alpha \in \langle 0^\circ, 180^\circ \rangle$, $\theta \in \langle -45^\circ, 45^\circ \rangle$, $\gamma \in \langle 0^\circ, 360^\circ \rangle$ i $T_f, T_s \in \langle 0, 1 \rangle$.

Tabela 4.3. Wykorzystane punkty startowe dla ośmiu zestawów rozwiązań.

Punkt startowy	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
α_0 [°]	0	46	91	136	0	46	91	136
θ_0 [°]	0	0	0	0	0	0	0	0
γ_0 [°]	1	1	1	1	181	181	181	181
T_{f0}	1	1	1	1	1	1	1	1
T_{s0}	1	1	1	1	1	1	1	1

Szczegółowa analiza różnych przypadków pokazała, że przyjęta wartość startowego kąta eliptyczności θ_0 oraz amplitudowych współczynników transmisji (T_{f0}, T_{s0}) nie ma istotnego wpływu na uzyskane wyniki końcowe. Dlatego też ustalenie wartości kąta eliptyczności w środku zakresu pomiarowego $\theta_0=0^\circ$ oraz współczynników transmisji wokół maksymalnej wartości $T_{f0}=T_{s0}=1$, okazało się wystarczające. W praktyce większość analizowanych ośrodków jest liniowo dwójłomna oraz charakteryzuje się dużą transmisją i małym dichroizmem. Krytyczny dla końcowych rozwiązań, biorąc pod uwagę typową niejednoznaczność pomiędzy rozróżnieniem pierwszej i drugiej fali własnej, jest natomiast wybór startowych wartości kąta azymutu i różnicy faz. Początkowe γ_0 należy wybrać z zakresów $(0^\circ, 180^\circ)$ i $(180^\circ, 360^\circ)$. Natomiast dla kąta azymutu krytycznymi okazały się wartości z zakresów $(0^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 90^\circ)$,

(90°,135°), (135°,180°). W rezultacie prowadzi to do otrzymania ośmiu zestawów rozwiązań: R1, R2, R3, R4, R5, R6, R7, R8. Większa liczba kombinacji punktów startowych nie jest wymagana. Należy jednak podkreślić, że brak informacji o trzeciej kolumnie i wierszu macierzy Muellera-Ścierskiego powoduje pojawienie się, obok typowej niejednoznaczności pomiędzy pierwszym i drugim wektorem własnym, również rozwiązań nieprawidłowych. W 4.3.2.2 opisana zostanie zaproponowana procedura umożliwiająca eliminację niepoprawnych rozwiązań.

Na podstawie wyznaczonych parametrów polaryzacyjnych ośrodka można obliczyć brakujące (*) elementy macierzy Muellera-Ścierskiego (4.2):

$$m_{13} = m_{31} = \frac{T_f^2 - T_s^2}{2} \cos(2\theta) \sin(2\alpha), \quad (4.38)$$

$$m_{23} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\cos^2(2\theta) \sin(2\alpha) \cos(2\alpha)] + T_f T_s \sin(\gamma) \sin(2\theta), \quad (4.39)$$

$$m_{32} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\cos^2(2\theta) \sin(2\alpha) \cos(2\alpha)] - T_f T_s \sin(\gamma) \sin(2\theta), \quad (4.40)$$

$$m_{33} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\cos^2(2\theta) \sin^2(2\alpha)] + T_f T_s \cos(\gamma), \quad (4.41)$$

$$m_{34} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\sin(2\theta) \cos(2\theta) \sin(2\alpha)] + T_f T_s \sin(\gamma) \cos(2\theta) \cos(2\alpha), \quad (4.42)$$

$$m_{43} = \left[\frac{T_f^2 + T_s^2}{2} - T_f T_s \cos(\gamma) \right] [\sin(2\theta) \cos(2\theta) \sin(2\alpha)] - T_f T_s \sin(\gamma) \cos(2\theta) \cos(2\alpha), \quad (4.43)$$

a tym samym odtworzyć pełną macierz ośrodka.

4.3.2.1. Symulacje

Proponowana procedura numerycznego wyznaczania parametrów polaryzacyjnych ośrodka z 9-elementowej macierzy uzyskanej z eksperymentu i odzyskiwania na ich podstawie pełnej macierzy Muellera-Ścierskiego została wstępnie zweryfikowana na przykładzie symulacji. Przy użyciu oprogramowania Matlab (MathWorks R2020a) zasymulowano macierze Muellera-Ścierskiego dwóch ośrodków (dichroicznego i niedichroicznego) o znanych parametrach polaryzacyjnych. Podczas obliczeń, zgodnie z założeniem, nie były uwzględniane elementy z trzeciego wiersza i trzeciej kolumny macierzy tych ośrodków. Tabele 4.4 i 4.5 przedstawiają parametry polaryzacyjne symulowanych, założonych ośrodków (R0) oraz

uzyskane w wyniku obliczeń numerycznych rozwiązania (R1÷R8). Symulacje pokazały, że niezależnie od parametrów ośrodka, zawsze istnieje kilka unikalnych zestawów rozwiązań, spośród których tylko dwa są prawidłowe i opisują parametry pierwszego albo drugiego wektora własnego ośrodka. Poprawne rozwiązania wyróżniono w tabelach na szaro.

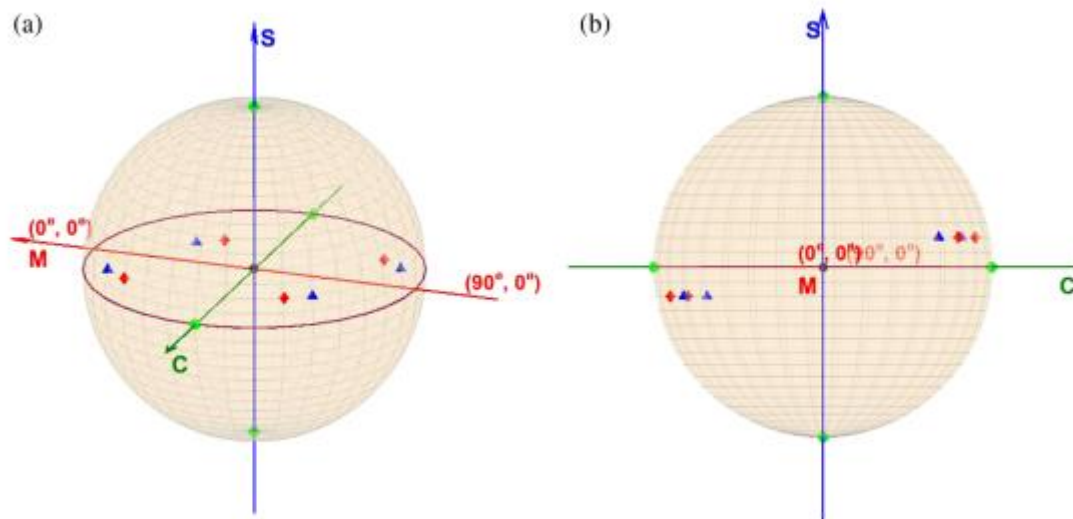
Tabela 4.4. Rozwiązanie dla ośrodka dichroicznego

	R0	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
α [°]	15	14,999	15,001	15,002	15,001	165,001	74,997	104,998	164,996
θ [°]	5	5,000	5,000	5,000	5,000	4,999	-5,000	-4,999	5,000
γ [°]	80	79,994	79,994	79,995	79,994	279,995	79,995	279,995	280,004
T_f	0,9	0,900	0,900	0,900	0,900	0,900	0,700	0,700	0,900
T_s	0,7	0,700	0,700	0,700	0,700	0,700	0,900	0,900	0,700

Tabela 4.5. Rozwiązanie dla ośrodka niedichroicznego

	R0	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
α [°]	70	160,001	109,999	109,999	160,001	19,998	70,000	109,998	160,000
θ [°]	-5	5,001	-5,001	-5,001	5,001	4,999	-5,000	-4,999	5,000
γ [°]	280	79,994	79,994	79,994	79,995	279,995	279,994	80,005	80,006
T_f	0,8	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800
T_s	0,8	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800

W przypadku analizowanego ośrodka dichroicznego (Tabela 4.4) otrzymane rozwiązania R1, R2, R3, R4 przyjmują zbliżone wartości i opisują parametry pierwszego wektora własnego. Natomiast R7 jest również poprawne i reprezentuje parametry drugiego wektora własnego. Pozostałe rozwiązania R5, R6 i R8 są nieprawidłowe. Podobnie dla ośrodka niedichroicznego (Tabela 4.5) można wyróżnić dwie grupy rozwiązań, które rozkładają się w charakterystyczny dla tego ośrodka sposób – rozwiązania prawidłowe R1, R4, R6 i R8 oraz nieprawidłowe R2, R3, R5, R7. Wszystkie otrzymane z obliczeń wektory własne ośrodka (prawidłowe i nieprawidłowe), leżą na wielkim kole sfery Poincarégo (rys.4.5). Zgodnie z wynikami przedstawionymi w Tabelach 4.4 i 4.5. niektóre rozwiązania się pokrywają.



Rys.4.5. (a) Reprezentacja na sferze Poincarégo wektorów własnych użytych generatorów/analizatorów (zielone) oraz otrzymanych z obliczeń wektorów własnych symulowanych ośrodków: dichroicznego (czerwone), niedichroicznego (niebieskie). (b) Inna orientacja sfery Poincarégo, która pokazuje, że zielone punkty leżą na wielkim kole.

Oznacza to, że w analizowanym układzie te rozwiązania są nierozróżnialne. Jest to konsekwencją rozmieszczenia na jednym wielkim kole stanów własnych wykorzystywanych generatorów i analizatorów (zaznaczone na zielono). Kluczowym zagadnieniem okazuje się zatem sposób weryfikacji otrzymanych zestawów rozwiązań, gdy w przeciwieństwie do zaprezentowanych symulacji, informacja o parametrach ośrodka nie jest znana.

4.3.2.2. Rozstrzygnięcie problemu niejednoznaczności rozwiązań

Opracowano procedurę selekcji prawidłowych rozwiązań, gdy żadne parametry badanego ośrodka nie są znane. Po pierwsze należy zauważyć, że zarówno prawidłowe jak i nieprawidłowe rozwiązania (w sensie obliczonych parametrów ośrodka: α , θ , γ , T_f , T_s a nie rozwiązań układu równań: R1÷R8) są parami ortogonalne. W przypadku wektorów Stokesa, które nie mają sensu fizycznego wektorów, oznacza to, że iloczyn skalarny zredukowanych wektorów $[M, C, S]$ powinien być równy -1. Wobec tego licząc iloczyny skalarne wszystkich możliwych kombinacji rozwiązań, a następnie wybierając spośród nich te, których wynik wynosi -1, można łatwo dokonać podziału na dwie grupy rozwiązań (Tabela 4.6) – np. dla ośrodka dichroicznego są to zestawy (R1, R2, R3, R4, R7) oraz (R5, R6, R8).

Tabela 4.6. Iloczyny skalarne ortogonalnych zredukowanych wektorów Stokesa

Ośrodek dichroiczny	R1•R7	R2•R7	R3•R7	R4•R7	R5•R6	R6•R8
	-1	-1	-1	-1	-1	-1
Ośrodek niedichroiczny	R1•R6	R2•R5	R3•R5	R4•R6	R5•R7	R6•R8
	-1	-1	-1	-1	-1	-1

Po drugie, analizując wyniki symulacji można zauważyć, że błędne rozwiązania dla pierwszej i drugiej fali własnej ośrodka są obrócone względem odpowiadających im prawidłowych rozwiązań o taki sam kąt. Zachowany jest również kierunek tego obrotu. Owa zależność nasunęła ideę, w jaki sposób rozróżnić prawidłowy i nieprawidłowy zestaw rozwiązań. Zaproponowałam powtórzenie całej serii pomiarów, ale dla próbki obróconej azymutalnie o niewielki kąt. Należy wyraźnie podkreślić, że nie jest istotna wielkość tego obrotu, ale jego kierunek. Patrząc na układ zgodnie z biegiem światła obrót próbki w prawo prowadzi do zwiększenia wartości kąta azymutu, a w lewo – zmniejszenia. Ważne jest, że proponowane rozwiązanie nie wymaga modyfikacji układu pomiarowego. Żadne elementy składowe polarymetru nie są usuwane, dokładane ani obracane. Obrót samej próbki nie wpływa na ewentualne błędy pomiarowe, a drugi pomiar służy jedynie do kontroli wyniku. W niektórych przypadkach może on nawet pozwolić na otrzymanie dokładniejszych rezultatów.

Porównując wyniki symulacji przed i po azymutalnym obrocie próbki o 10° w prawo (Tabelę 4.4 z Tabelą 4.7, Tabelę 4.5 z Tabelą 4.8) można zauważyć, że w przypadku dwóch prawidłowych zestawów rozwiązań wartość kąta azymutu powiększyła się o $+10^\circ$, a w przypadku dwóch nieprawidłowych zmniejszyła o -10° . Znak tego obrotu pozwala jednoznacznie wybrać prawidłową parę rozwiązań zgodnie z przyjętą regułą.

Tabela.4.7. Rozwiązanie dla ośrodka dichroicznego po obrocie próbki o 10° .

	R0	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
α [°]	25	24,999	154,999	64,999	65,001	155,002	64,995	114,997	154,999
θ [°]	5	5,001	5,000	-5,000	-4,999	4,999	-4,999	-4,999	5,000
γ [°]	80	79,994	280,006	79,994	79,994	279,995	80,003	279,995	280,005
T_f	0,9	0,900	0,900	0,700	0,700	0,900	0,700	0,700	0,900
T_s	0,7	0,700	0,700	0,900	0,900	0,700	0,900	0,900	0,700

Tabela.4.8. Rozwiązanie dla ośrodka niedichroicznego po obrocie próbki o 10°.

	R0	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
α [°]	80	170,001	170,000	99,998	99,998	9,999	79,999	100,000	170,000
θ [°]	-5	5,000	5,000	-5,000	-5,000	4,999	-5,000	-4,999	5,000
γ [°]	280	79,994	79,994	79,995	79,995	279,995	279,994	80,006	80,006
T_f	0,8	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800
T_s	0,8	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800	0,800

Tabela 4.9. Odtworzona pełna macierzy Muellera-Ścierskiego dla symulowanych ośrodków.

	Macierz teoretyczna	Macierz odtworzona
Ośrodek dichroiczny	$\begin{bmatrix} 0,6500 & 0,1365 & 0,0788 & 0,0278 \\ 0,1365 & 0,5026 & 0,3348 & -0,2254 \\ 0,0788 & 0,1193 & 0,2405 & 0,5754 \\ 0,0278 & 0,3856 & -0,4829 & 0,1257 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,6500 & 0,1365 & 0,0788 & 0,0278 \\ 0,1365 & 0,5027 & 0,3347 & -0,2254 \\ 0,0788 & 0,1193 & 0,2405 & 0,5754 \\ 0,0278 & 0,3855 & -0,4829 & 0,1258 \end{bmatrix}$
Ośrodek niedichroiczny	$\begin{bmatrix} 0,6400 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,4121 & -0,1431 & 0,4683 \\ 0 & -0,3620 & 0,3231 & 0,4174 \\ 0 & -0,3297 & -0,5336 & 0,1271 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0,6400 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,4121 & -0,1431 & 0,4683 \\ 0 & -0,3620 & 0,3230 & 0,4174 \\ 0 & -0,3297 & -0,5336 & 0,1270 \end{bmatrix}$

Oba prawidłowe rozwiązania są równie cenne i dopóki nic nie wiemy o ośrodku, to nie jesteśmy w stanie ich rozróżnić. Informacja, który zestaw parametrów opisuje pierwszy lub drugi wektor własny nie jest jednak istotna, jeżeli traktujemy ten zestaw parametrów do wyznaczenia elementów macierzy Muellera-Ścierskiego. W obu przypadkach postać tej macierzy jest bowiem taka sama, co wciąż umożliwia analizowanie zachowania światła przechodzącego przez taki ośrodek. Z tego względu uzyskany wynik uznaje się za wystarczający i umożliwiający odtworzenie pełnej postaci macierzy Muellera-Ścierskiego (Tabela 4.9) za pomocą równań (4.17)-(4.23) oraz (4.38)-(4.43).

4.3.2.3. Weryfikacja numerycznej metody rozwiązań dla 9 i 16 elementowej macierzy

Porównano dokładność proponowanego rozwiązania numerycznego w klasycznym przypadku, gdy znane jest 16 elementów macierzy Muellera-Ścierskiego i rozważanej niekompletnej macierzy 9-elementowej. W tym celu do proponowanych konfiguracji PSG i PSA (realizujących stany polaryzacji H , V , R , L) dodano wiązki światła spolaryzowane liniowo o kątach azymutu $+45^\circ$ ($[D](1\ 0\ 1\ 0)$) i -45° ($[A](1\ 0\ -1\ 0)$), co umożliwiło uzyskanie informacji o elementach z trzeciego wiersza i trzeciej kolumny. Symulacje przeprowadzono dla ośrodka dichroicznego o tych samych parametrach jak te, które analizowano w podrozdziale 4.3.2.1. Aby sprawdzić, jak zastosowana procedura obliczeniowa radzi sobie z błędami pomiarowymi, w obu przypadkach, symulowane natężenia zostały zniekształcone błędem losowym $\pm 2\%$. Na podstawie uzyskanego zestawu natężeń wygenerowano macierz 9-elementową

i 16-elementową. Parametry ośrodka (α , θ , γ , T_f , T_s) zostały wyznaczone ze zniekształconych macierzy, wykorzystując opisany w tej pracy algorytm numeryczny. Należy zauważyć, że w przypadku macierzy 16-elementowej konieczne było rozwiązanie nadokreślonego układu równań nieliniowych, utworzonego z (4.17)-(4.23) oraz (4.38)-(4.43). Równania nadmiarowe (4.38)-(4.43) mogą być oczywiście źródłem dodatkowych błędów. Uzyskane wyniki przedstawiono w Tabelach 4.10 i 4.11.

Tabela 4.10. Rozwiązanie na 16-elementach macierzy dla ośrodka dichroicznego.

	R0	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
α [°]	15	15,007	15,012	105,004	15,009	14,954	15,024	104,981	105,064
θ [°]	5	4,909	4,909	-4,908	4,909	4,893	4,908	-4,900	-4,904
γ [°]	80	79,689	79,689	280,311	79,689	79,742	79,692	280,205	280,265
T_f	0,9	0,903	0,903	0,697	0,903	0,903	0,903	0,697	0,697
T_s	0,7	0,697	0,697	0,903	0,697	0,697	0,697	0,903	0,903

Tabela 4.11. Rozwiązanie na 9-elementach macierzy dla ośrodka dichroicznego.

	R0	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
α [°]	15	14,921	14,910	14,946	165,056	165,082	75,048	104,914	165,026
θ [°]	5	4,897	4,899	4,893	4,893	4,883	-4,892	-4,884	4,890
γ [°]	80	79,635	79,638	79,636	280,365	280,255	79,638	280,256	280,345
T_f	0,9	0,905	0,905	0,905	0,905	0,905	0,702	0,702	0,905
T_s	0,7	0,702	0,702	0,702	0,702	0,702	0,905	0,905	0,702

Oczywiste jest, że gdy wykorzystywana jest macierz kompletna, to wszystkie uzyskane rozwiązania są prawidłowe i opisują parametry ortogonalnych wektorów własnych ośrodka. W przypadku obliczeń przeprowadzanych dla przypadku macierzy 9-elementowej otrzymuje się dwa zbiory rozwiązań, jak opisano to w podrozdziale 4.3.2.1. Porównując uzyskane wyniki można zauważyć, że w obu przypadkach obliczone parametry ośrodka dwójłomnego są niemal identyczne z dokładnością do błędów numerycznych. Możliwe jest również odtworzenie na ich podstawie pełnej macierzy Muellera-Ścierskiego (Tabela 4.12).

Tabela 4.12. Odtworzona pełna macierz Muellera-Ścierskiego.

Macierz teoretyczna			
$\begin{bmatrix} 0,6500 & 0,1365 & 0,0788 & 0,0278 \\ 0,1365 & 0,5026 & 0,3348 & -0,2254 \\ 0,0788 & 0,1193 & 0,2405 & 0,5754 \\ 0,0278 & 0,3856 & -0,4829 & 0,1257 \end{bmatrix}$			
Macierz odtworzona			
Bazując na 9-elementach macierzy		Bazując na 16-elementach macierzy	
$\begin{bmatrix} 0,6556 & 0,1394 & 0,0799 & 0,0278 \\ 0,1394 & 0,5099 & 0,3331 & -0,2272 \\ 0,0799 & 0,1205 & 0,2442 & 0,5791 \\ 0,0278 & 0,3848 & -0,4888 & 0,1299 \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} 0,6504 & 0,1406 & 0,0812 & 0,0281 \\ 0,1406 & 0,5042 & 0,3317 & -0,2269 \\ 0,0812 & 0,1206 & 0,2433 & 0,5734 \\ 0,0281 & 0,3834 & -0,4830 & 0,1283 \end{bmatrix}$	

Wyniki symulacji potwierdzają poprawność metodyki rekonstrukcji brakujących elementów macierzy. Uzyskane wyniki charakteryzują się również wysoką dokładnością, co świadczy o wysokiej odporności proponowanej metody na błędy pomiarowe.

4.4. DOŚWIADCZALNA WERYFIKACJA UKŁADU POLARYMETRYCZNEGO

W celu potwierdzenia poprawności opisanych metod, przeprowadzono testy laboratoryjne na układzie polarymetrycznym złożonym z dwóch liniowych polaryzatorów i dwóch przesuwników ciekłokrystalicznych. Jako ośrodek testowy wykorzystano niedichroiczną liniową ćwierćfalówkę firmy Meadowlark Optics AQM-100-0630 o zakresie pracy 555-730nm i dobrze znanych parametrach pierwszego wektora własnego ($\theta=0^\circ$, $\gamma=90^\circ$, $T_f=T_s \approx 1$), która została dokładnie wyjustowana azymutalnie w oprawie. Pomiary wykonano dla różnych ustawień azymutalnych próbki z zakresu $0^\circ \div 90^\circ$, które były zmieniane z krokiem 5° .

4.4.1. Układ pomiarowy

Opisany w pracy układ polarymetryczny został przeze mnie zestawiony w laboratorium i precyzyjnie skalibrowany. Na rys.4.6 przedstawiono zdjęcie stanowiska pomiarowego.

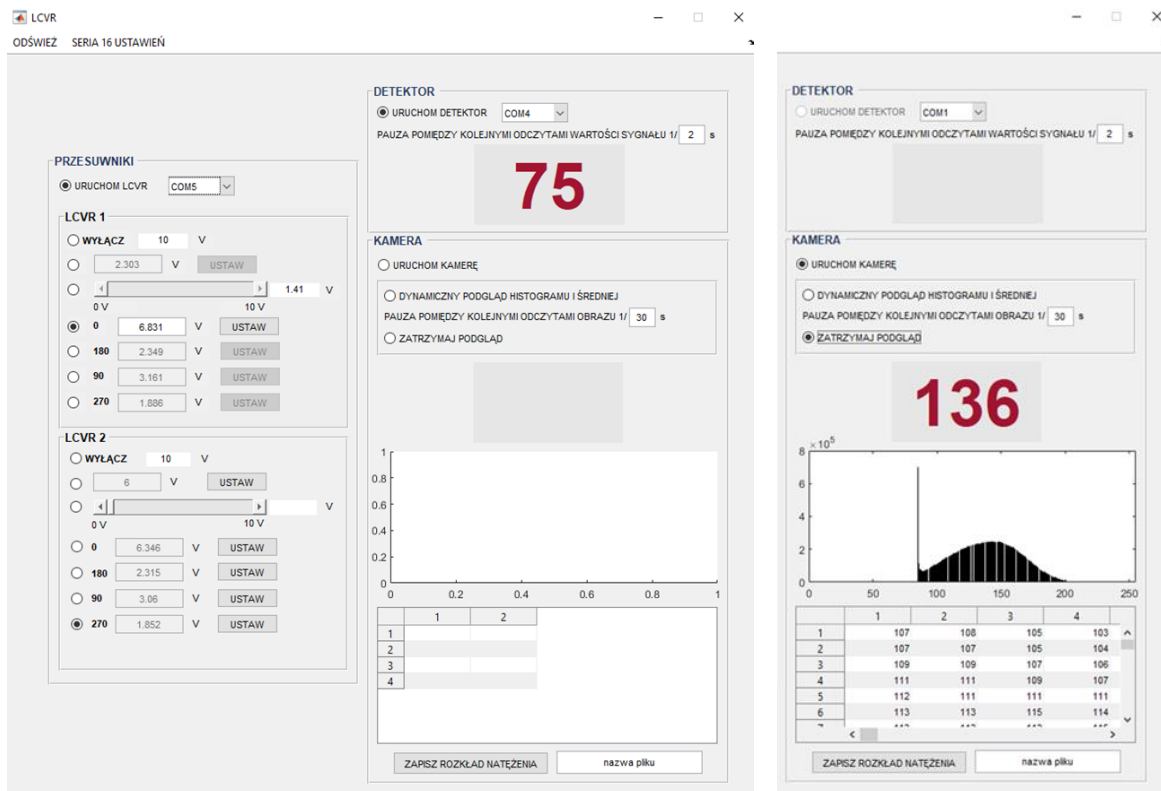


Rys.4.6. Stanowisko pomiarowe, opis oznaczeń zamieszczono w tekście.

Jako źródło światła (1) wykorzystano kompaktowy moduł laserowy firmy Thorlabs o długości fali 638,5nm, zestawiony z ekspanderem wiązki (2) o stałym powiększeniu (tego samego producenta). Generator i analizator stanów polaryzacji zostały skonstruowane z dwóch liniowych polaryzatorów Melles-Griot (3,7) ustawionych pod kątem azymutu $\alpha=0^\circ$ i dwóch przesuwników ciekłokrystalicznych Thorlabs (4,6) dla których $\alpha=45^\circ$. Napięcia na LCVR były podawane za pomocą przetwornika cyfrowo-analogowego (10), podłączonego do komputera. Badana próbka (5) została umieszczona pomiędzy układem PSG i PSA. Natężenie sygnału wyjściowego było rejestrowane przez detektor (8), połączony z kolejnym przetwornikiem cyfrowo-analogowym (9).

4.4.2. Oprogramowanie stanowiska

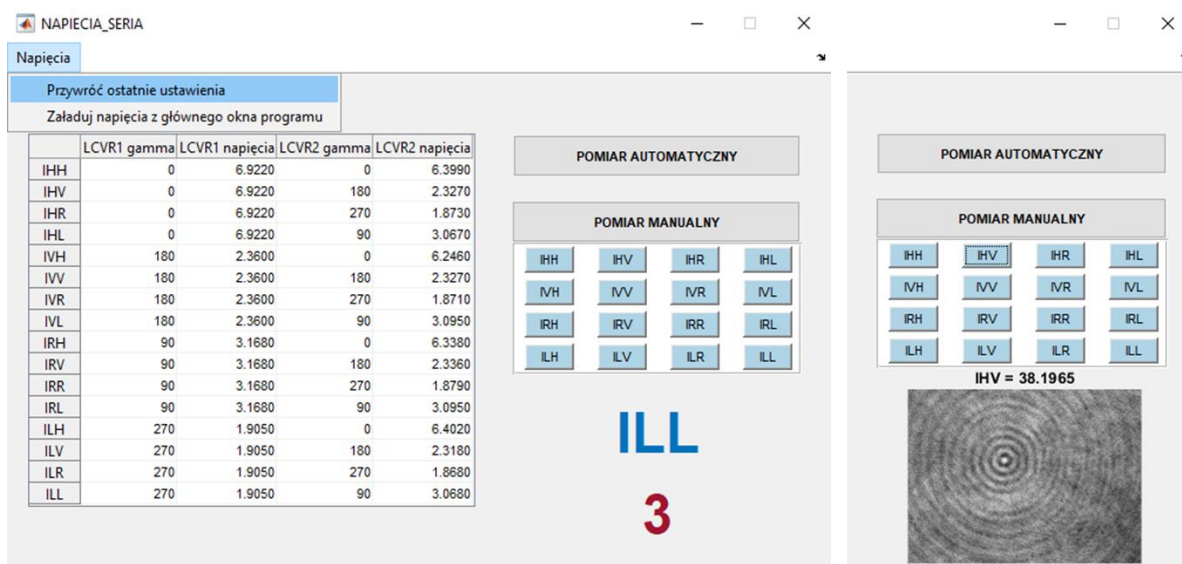
Oprogramowanie stanowiska laboratoryjnego zostało napisane przeze mnie w Matlab GUIDE (MathWorks R2020a) i skompilowane do niezależnego programu „LCVR” (rys. 4.7).



Rys. 4.7. Główne okno aplikacji LCVR służącej do obsługi układu polarymetrycznego z dwoma przesuwnikami ciekłokrystalicznymi.

Aplikacja umożliwia wyjustowanie przesuwników ciekłokrystalicznych poprzez dobór odpowiedniego zestawu napięć, prowadzącego do uzyskania różnic faz 0° , 90° , 180° i 270° . Pomiar pełnej charakterystyki fazowo-napięciowej LCVR jest możliwy przy pomocy programu CharacteristicLC, opisanego w rozdziale 7 tej rozprawy. Program został przystosowany do współpracy zarówno z detektorem, który mierzy uśrednioną wartość rejestrowanego sygnału, jak i kamerą (do przyszłych zastosowań obrazowych). Podgląd obrazu jest wyświetlany w dodatkowym oknie obsługującym kamerę (automatycznie otwieranym). Możliwa jest bezpośrednia analiza w postaci wartości średniej, histogramu oraz tablicy wartości natężenia dla każdego piksela. Podczas pomiarów realizowanych na potrzeby tej pracy wykorzystywano detektor całkujący.

Pomiar sygnału wyjściowego przy różnych konfiguracjach generatorów i analizatorów został w pełni zautomatyzowany. Należy w tym celu wybrać opcję – SERIA 16 USTAWIENÍ, która spowoduje otwarcie okna pomiarowego (rys.4.8).



Rys.4.8. Okno aplikacji LCVR w trakcie pomiarów.

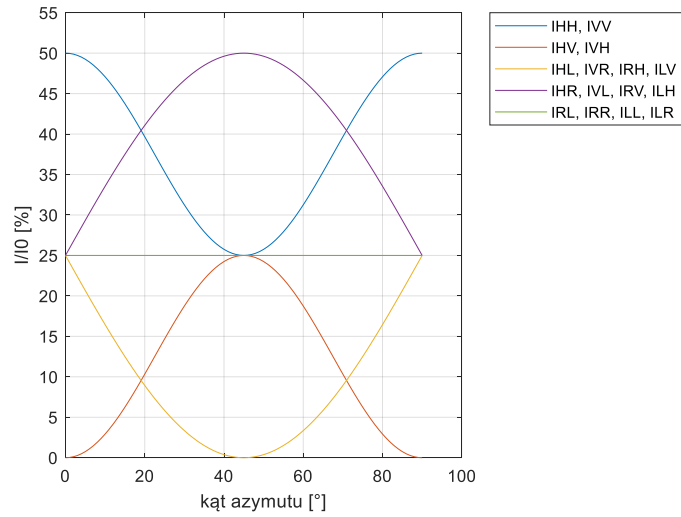
Wartości napięć, które muszą zostać przyłożone do przesuwników w celu uzyskania określonych stanów polaryzacji, można wpisać ręcznie lub załadować z głównego okna programu. Istnieje również możliwość przywrócenia ostatnich ustawień. Po połączeniu z urządzeniem detekcyjnym (zdefiniowanym w głównym oknie), użytkownik wybiera preferowaną opcję pomiarów: automatyczny lub manualny. Ta ostatnia wiąże się z sekwencyjnym wyborem konfiguracji polaryskopowych. Otrzymany wynik jest wyświetlany i zapisywany we wskazanym przez użytkownika folderze.

4.4.3. Weryfikacja jakości zestawionego układu pomiarowego pod względem dokładności odtwarzania poszczególnych konfiguracji

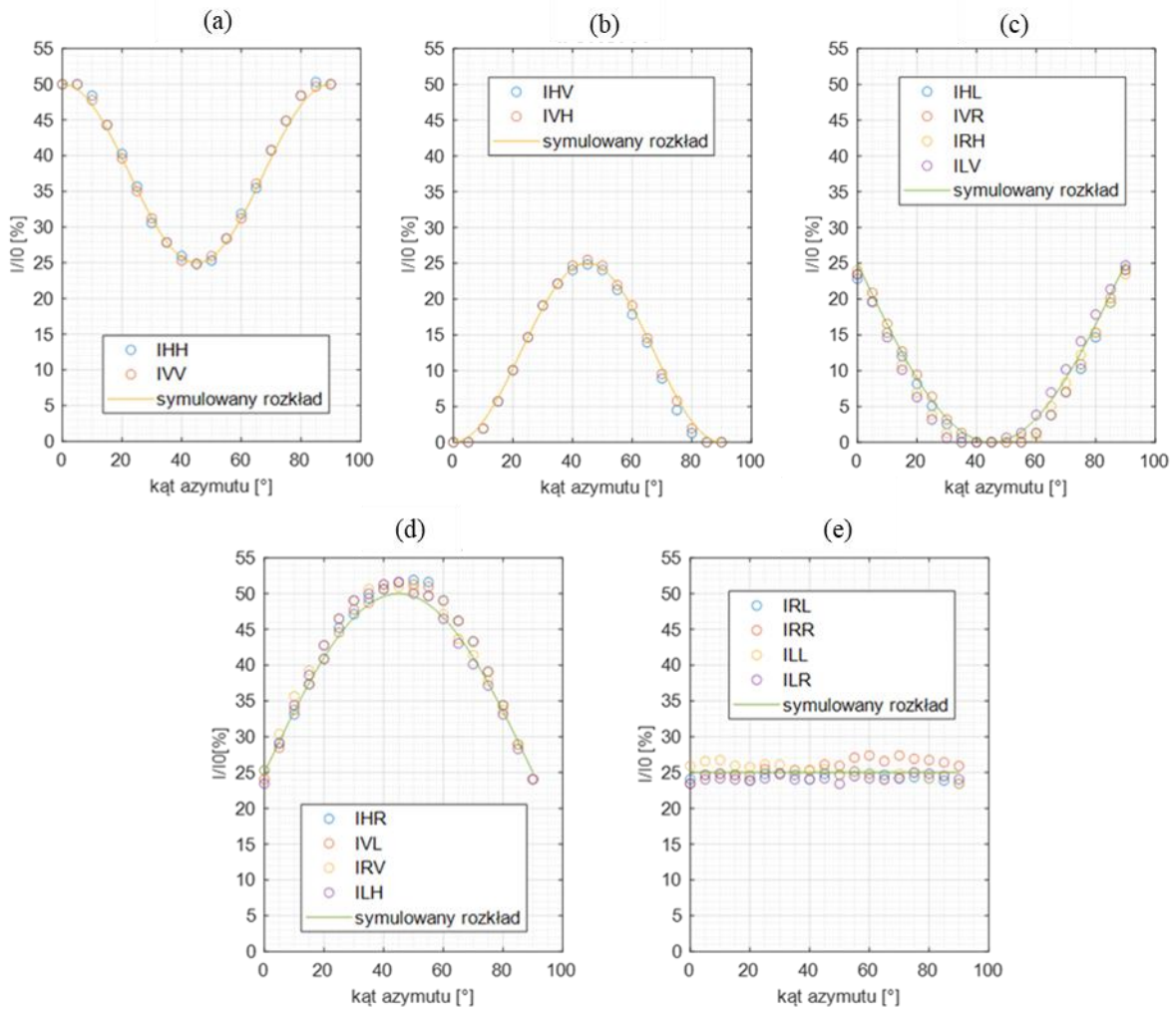
Zweryfikowana została jakość układu pomiarowego pod względem odtwarzania poszczególnych konfiguracji. W tym celu zasymulowano rozkłady natężenia wyjściowego przy różnych azymutalnych ustawieniach ćwierćfalówki $\alpha \in \langle 0^\circ; 90^\circ \rangle$ dla 16 konfiguracji PSG/PSA realizowanych w opisywanym układzie polarymetrycznym. Natężenie wejściowe zostało zdefiniowane zgodnie z zależnością:

$$I_0 = I_{HH} + I_{HV} + I_{VV} + I_{VH}. \quad (4.44)$$

Na rys.4.9. przedstawiono stosunek sygnału wyjściowego do wejściowego wyrażony w procentach. Na tej podstawie można dokonać podziału na 5 grup: I (I_{HH}, I_{VV}), II (I_{HV}, I_{VH}), III ($I_{HL}, I_{VR}, I_{RH}, I_{LV}$), IV ($I_{HR}, I_{VL}, I_{RV}, I_{LH}$), V ($I_{RL}, I_{RR}, I_{LL}, I_{LR}$). Symulowane rozkłady zostały porównane z krzywymi uzyskanymi na podstawie danych pomiarowych (rys.4.10).



Rys. 4.9. Simulowany stosunek sygnału wyjściowego do wejściowego wyrażony w % dla różnych orientacji ćwierćfalówki w układzie.



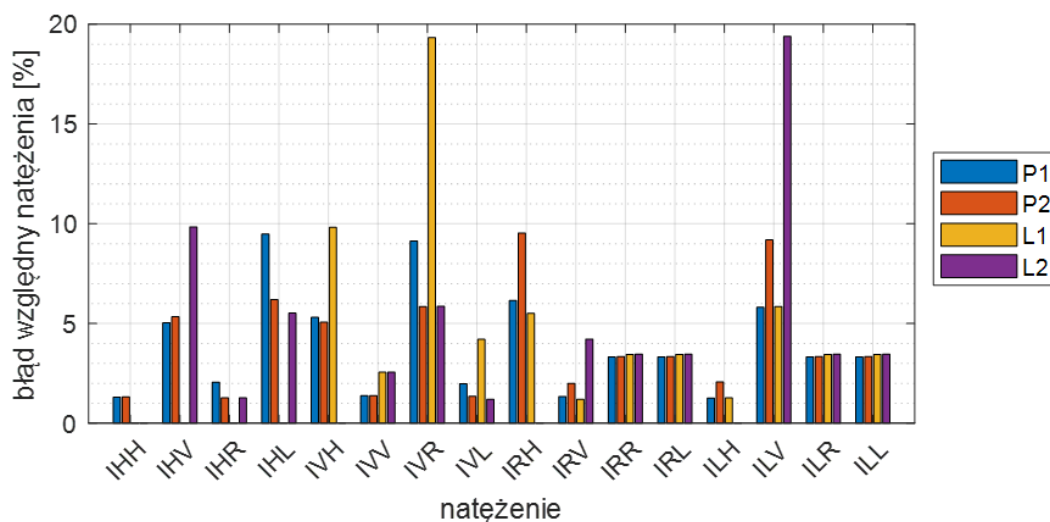
Rys. 4.10. Porównanie symulowanych rozkładów natężenia z wynikami pomiarów dla różnych orientacji próbek w układzie: (a) I grupa, (b) II grupa, (c) III grupa, (d) IV grupa, (e) V grupa.

Odstępstwa na poziomie pojedynczych punktów procentowych świadczą o dużej dokładności i wysokiej stabilności skonstruowanego polarymetru. Przy czym warto pamiętać, że zawsze istnieją pewne kąty azymutu, przy których niejako z definicji odtwarzalność danych jest gorsza.

4.4.4. Ocena wpływu ustawienia elementów układu na mierzone natężenia

Na podstawie symulacji starano się również ocenić wpływ ustawienia azymutalnego (rys.4.11) oraz fazowego (rys.4.12) elementów układu na natężenia wyjściowe. Należy podkreślić, że chciano w ten sposób sprawdzić wyłącznie tendencję tych zmian, a nie ich konkretną wielkość, która może być uzależniona od rodzaju badanego ośrodka. Analizie zostały poddane średnie błędy względne natężenia, wyznaczone na podstawie 1000 wprowadzonych losowych błędów ustawień $\Delta = \langle 1^\circ; 1,5^\circ \rangle$. Większe wartości graniczne Δ oczywiście będą prowadziły do zwiększania skali odstępstwa od przypadku idealnego.

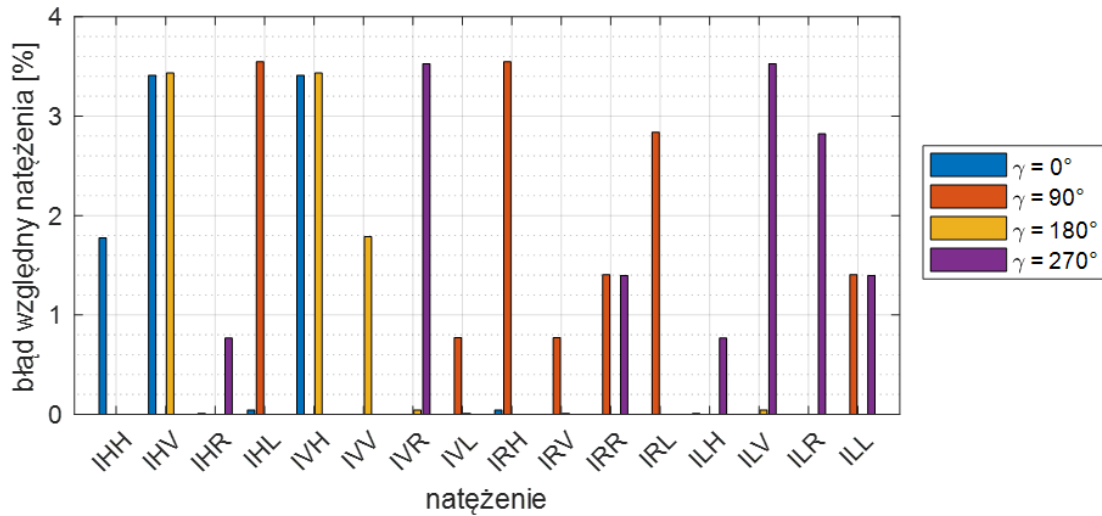
Na rys.4.11-rys.4.12 zwizualizowano wpływ różnych czynników na poszczególne natężenia. Zakładano, że tylko jeden element działa nieprawidłowo, a wszystkie pozostałe mają idealne parametry. W przypadku konfiguracji czysto kołowych, orientacja wszystkich komponentów ma porównywalny wpływ, a dla I_{HH} istotne jest wyłącznie ustawienie polaryzatorów.



Rys.4.11. Wpływ błędnej orientacji azymutalnej: P1 – polaryzatora z układu generatora, P2 – polaryzatora z układu analizatora, L1 – LCVR z układu generatora, L2 – LCVR z układu analizatora na natężenie wyjściowe.

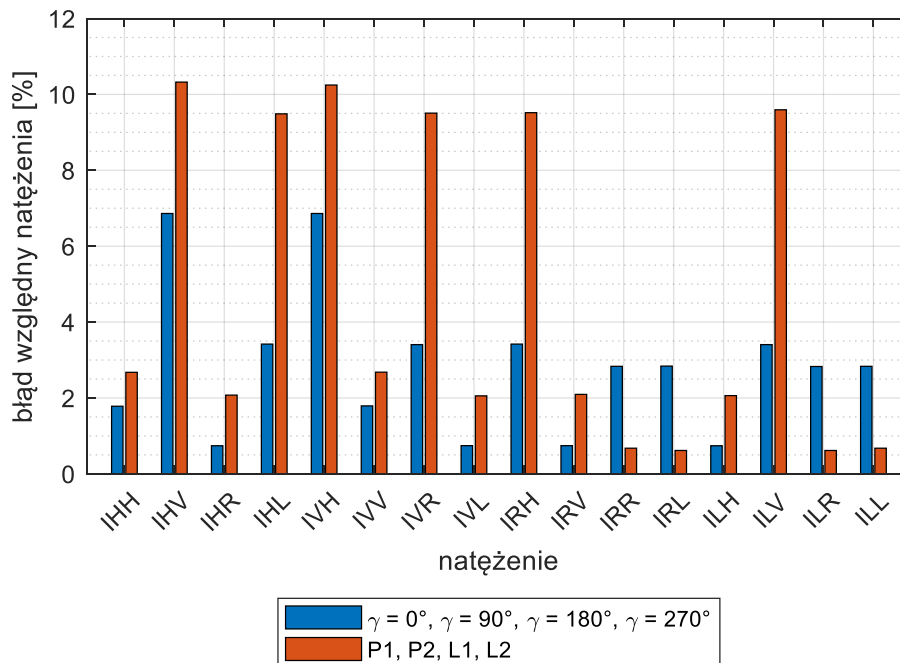
W przypadku polaryskopów liniowych i kołowych równoważny wpływ na całkowite natężenie ma różnica faz wprowadzana przez pierwszy i drugi przesuwnik ciekłokrystaliczny (rys.4.12). Natomiast w przypadku układów mieszanych można wskazać dominujący wkład do błędów jednej z nich, prowadzącej do uzyskania stanu kołowego. Na ogół błędy wynikające

z niewłaściwej różnicy faz są niższe niż te spowodowane niedokładnościami w ustawieniu orientacji azymutalnej.



Rys.4.11. Wpływ błędnie wprowadzonej różnicy faz przez przesuwniki ciekłokrystaliczne na natężenia wyjściowe.

Na rys.4.12 przedstawiono zestawienie dla przypadku, gdy wszystkie polaryzatory i przesuwniki nie zostały ustawione zgodnie z zakładaną wartością lub każda wprowadzana różnica faz jest nieznacznie zaburzona.

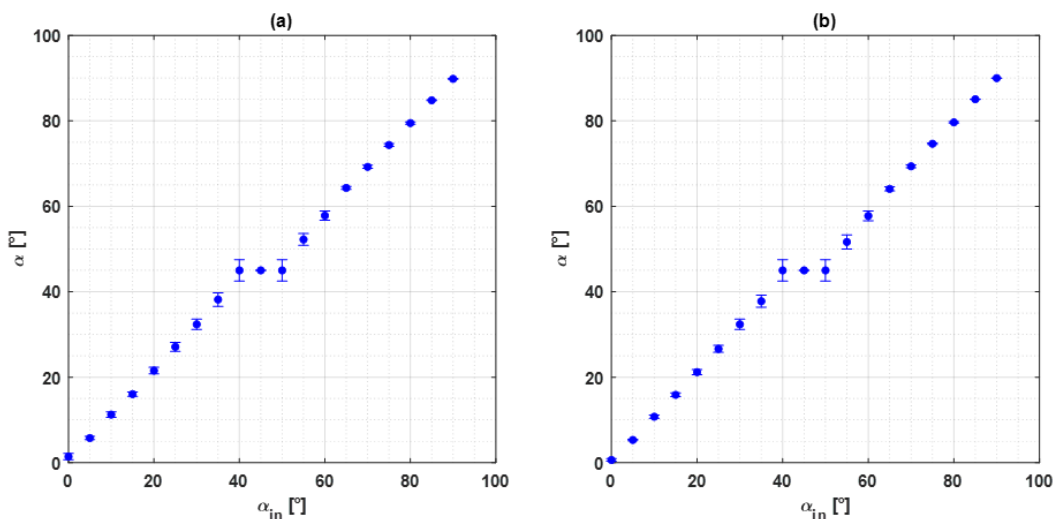


Rys.4.12. Porównanie wpływu błędnej orientacji azymutalnej elementów układu i wprowadzanej przez przesuwnik różnicy faz na natężenia wyjściowe.

Kilka źródeł błędów uwzględnianych jednocześnie może prowadzić do obniżenia globalnego zniekształcenia natężenia. W przypadku stanów kołowych większe znaczenie ma różnica faz γ , ale jednocześnie błąd względny natężenia jest kilkukrotnie niższy od tego wynikającego z ustawienia elementów. Na tej podstawie można stwierdzić, że na wartość sygnału wyjściowego większy wpływ ma błędna orientacja elementu niż wprowadzana przez niego różnica faz. Jest to korzystne ze względów laboratoryjnych, ponieważ często łatwiej precyzyjnie skorygować ustawienie niż γ , na którą może wpływać m.in. temperatura otoczenia i czas pracy urządzenia.

4.4.5. Weryfikacja eksperymentalna algorytmu dla ośrodków niedichroicznych

Zaproponowany w 4.3.1 algorytm obliczania właściwości ośrodków niedichroicznych został przetestowany na danych z pomiaru ćwierćfalówki, umieszczonej w układzie polarymetrycznym pod różnymi kątami azymutu. Porównano wyniki uzyskane na podstawie 9 elementów macierzy odtworzonych zaproponowaną metodą 10-natężeń i 16-natężeń. Rys.4.13 przedstawia obliczone kąty azymutu wraz ze słupkami błędów, obrazującymi odstępstwa od wartości oczekiwanych. W obu przypadkach α w pobliżu 45° jest odtwarzalne z istotnie większym błędem. Jest to niekorzystna orientacja elementu, przy której zaimplementowany algorytm przybliża wartości zmiennych do stałych w granicach dopuszczalnych błędów.



Rys.4.13. Obliczony kąt azymutu (α) w funkcji ustawionego kąta azymutu (α_{in}) z zaznaczonym błędem bezwzględnym. Rozwiązanie otrzymane na podstawie elementów macierzy wyznaczonych (a) metodą 10-natężeń, (b) metodą 16-natężeń.

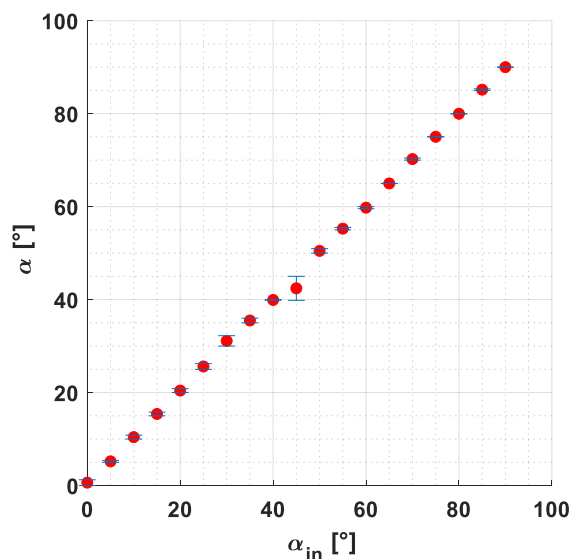
Tabela 4.13. Uśrednione po całym zakresie pomiarowym parametry polaryzacyjne testowej płytki fazowej wraz z odchyleniem standardowym.

	Metoda 10-natężeń	Metoda 16-natężeń
θ [°]	0	0,08±0,36
γ [°]	86,1 ± 1,4	86,34±0,90
$T=T_f=T_s$	0,9981 ± 0,0027	0,9974±0,0043

Kąt eliptyczności, różnica faz i amplitudowy współczynnik transmisji zostały uśrednione w całym zakresie pomiarowym i wyznaczone z dużą dokładnością. Otrzymane wyniki potwierdzają, że badana ćwierćfalówka (zgodnie z deklaracją producenta) jest ośrodkiem liniowo dwójłomnym o współczynniku transmisji bliskim jedności. Różnica faz nieznacznie różni się od oczekiwanej wartości 90°. Należy jednak podkreślić, że ze względu na sekwencyjny charakter obliczeń, błędy wyznaczenia jednej wielkości mogą namnażać się przy kolejnych zmiennych obliczanych na jej podstawie.

4.4.6. Weryfikacja eksperymentalna metody numerycznej

W rozdziale tym przedstawiono rezultaty zastosowania metod opisanych w podrozdziale 4.3.2. Elementy macierzy Muellera-Ścierskiego, które leżą poza trzecim wierszem i trzecią kolumną, zostały wyznaczone metodą najmniejszych kwadratów na podstawie zmierzonych 16 natężeń. Na rys. 4.14 przedstawiono uzyskane z obliczeń numerycznych wyniki pomiaru kąta azymutu wraz z błędem bezwzględnym wyznaczonym jako różnica pomiędzy wartością obliczoną a oczekiwaną. Jak zwykle w takich przypadkach, błąd ten jest większy dla pewnych szczególnych ustawień próbki. Warto jednak zauważyć, że zaproponowany w tej metodzie pomiar kontrolny stanowi jednocześnie rozwiązanie problemu fałszowania wyników dla pewnych specyficznych ustawień próbki. Umożliwia on bowiem wybranie wartości stałych parametrów (θ , γ , T_f , T_s) z niezaburzonego przedziału.



Rys.4.14. Obliczony kąt azymutu (α) w funkcji ustawionego kąta azymutu (α_{in}) z zaznaczonym błędem bezwzględnym.

Pozostałe parametry polaryzacyjne (θ , γ , T_f , T_s) pierwszego wektora własnego, zgodnie z oczekiwaniami, przyjmują w przybliżeniu stałe wartości dla różnych ustawień azymutalnych próbki w układzie. W Tabeli 4.14 przedstawiono uśrednione po całym zakresie pomiarowym wartości tych parametrów wraz z odchyleniem standardowym. Średnia wartość kąta eliptyczności, po uwzględnieniu błędów pomiarowych, utrzymuje się na poziomie 0° . Odchylenie standardowe różnicy faz mieści się w granicach błędu, wynikającego z wykonania samego elementu. Z kolei równe wartości amplitudowych współczynników transmisji potwierdziły, że badano ośrodek niedichroiczny.

Tabela 4.14. Uśrednione po całym zakresie pomiarowym parametry polaryzacyjne testowej płytki fazowej wraz z odchyleniem standardowym.

$\theta [^\circ]$	$-1,00 \pm 0,73$
$\gamma [^\circ]$	$91,01 \pm 0,33$
T_f	$0,985 \pm 0,063$
T_s	$0,985 \pm 0,060$

Otrzymane wyniki dowodzą prawidłowości opracowanej metody i jej wysokiej dokładności. Bazując na danych eksperymentalnych, potwierdzono również możliwość odtworzenia pełnej macierzy Muellera-Ścierskiego z częściowej 9-elementowej macierzy uzyskanej z pomiarów, w której jednocześnie brakuje trzeciego wiersza i trzeciej kolumny (Tabela 4.15).

Tabela 4.15. Macierz Muellera-Ścierskiego badanego ośrodka dla $\alpha = 5^\circ$.

Macierz teoretyczna				Macierz odtworzona			
1,0000	0	0	0	1,0000	0	0	0
0	0,9698	0,1710	-0,1736	0	0,9664	0,1667	-0,1958
0	0,1710	0,0302	0,9848	0	0,1971	0,0089	0,9803
0	0,1736	-0,9848	0	0	0,1652	-0,9860	-0,0243

4.5. PODSUMOWANIE

W tym rozdziale opisano bardzo prosty układ polarymetryczny do pomiaru właściwości polaryzacyjnych ośrodków dwójłomnych. Symetryczna konstrukcja układu, złożonego z dwóch liniowych polaryzatorów i dwóch przesuwników ciekłokrystalicznych, uniemożliwia jednak wygenerowania światła liniowo spolaryzowanego o kątach azymutu $\pm 45^\circ$. Tym samym otrzymuje się macierz Muellera, w której jednocześnie brakuje trzeciego wiersza i trzeciej kolumny. Metodyka pomiarów w ogólności oparta jest na 16 pomiarach natężenia światła realizowanych dla różnych konfiguracji polaryskopowych.

Zaproponowano dwie metody wyznaczania elementów macierzy Muellera-Ścierskiego na podstawie zmierzonych natężeń. Wyprowadzono wzory pozwalające określić kąty azymutu i eliptyczności, różnicę faz oraz amplitudowy współczynnik transmisji ośrodka niedichroicznego. Pokazano, że poprzez zastosowanie algorytmu obliczeń numerycznych możliwe jest odtworzenie informacji o parametrach ośrodka dwójłomnego (dichroicznego i niedichroicznego) na podstawie takiej 9-elementowej macierzy, ale za każdym razem otrzymujemy dwie grupy rozwiązań. Aby wyeliminować pojawiający się problem niejednoznaczności zaproponowano wykonanie dodatkowych pomiarów z próbką obróconą o niewielki kąt azymutu. Wykorzystano przy tym regułę, że wraz z obrotem próbki w prawo wartość kąta azymutu powinna wzrosnąć o wielkość obrotu. Zastosowane rozwiązanie różni się od dotychczas raportowanych, polegających na obrotach elementów układu [134] lub wstawianiu dodatkowych elementów [54]. W opisanym przypadku żadne elementy nie są dokładane, a mechanicznie obracany jest wyłącznie ośrodek badany, co nie wprowadza dodatkowych błędów pomiarowych. Prawidłowość zaproponowanego rozwiązania została potwierdzona na przykładzie symulacji numerycznych i testów laboratoryjnych.

W tej części pracy wykazano również, że możliwe jest jednoznaczne odtworzenie pełnej macierzy Muellera badanego ośrodka na podstawie 9 elementów macierzy również wtedy, gdy brakuje trzeciego wiersza i trzeciej kolumny macierzy. Przy czym zaprezentowane podejście polega na odtworzeniu tych elementów na podstawie wyznaczanych uprzednio pięciu

podstawowych parametrach polaryzacyjnych badanego ośrodka: kącie azymutu, kącie eliptyczności, różnicy faz, amplitudowych współczynnikach transmisji fali szybkiej i wolnej.

Przedstawiona w niniejszej pracy procedura odtwarzania informacji o parametrach ośrodka dwójłomnego, bazująca na metodach numerycznych, stanowi interesującą alternatywę dla dotychczasowych sposobów postępowania i co istotne może być łatwo dostosowana do interpretacji wyników uzyskiwanych również z innych układów polarymetrycznych niż zaproponowany. Tym samym wskazuje nowy możliwy kierunek podejścia do rozwiązywania zagadnień polarymetrycznych.

Prezentowany układ polarymetryczny stanowi alternatywę dla bardziej rozbudowanych konstrukcji, wykorzystujących cztery przesuwniki ciekłokrystaliczne. Zmniejszenie liczby komponentów wpływa na obniżenie kosztów budowy takiego urządzenia, ale również zwiększa odporność systemu na błędy wynikające z ustawień elementów. Sam proces kalibracji również jest prostszy.

Wszystkie zadania, począwszy od opracowania metodologii i algorytmów, przez przygotowanie i przeprowadzenie symulacji, stworzenie oprogramowania, zestawienie i wyjustowanie układu pomiarowego oraz wykonanie testów laboratoryjnych, zostały samodzielnie zrealizowane przez autorkę rozprawy. Rezultaty tej części badań zostały opublikowane w *Applied Optics* [194].

ROZDZIAŁ 5

CHARAKTERYSTYKA SKRĘCONYCH NEMATYCZNYCH CIEKŁYCH KRYSZTAŁÓW

Praktyczne możliwości generowania i analizowania różnych stanów polaryzacji światła za pomocą układów wykorzystujących skręcone nematyczne ciekłe kryształy zależą od fizycznych parametrów takich komórek. Badania często przeprowadza się przy użyciu TNLC pozyskanych z różnych wyświetlaczy np. zegarków, telefonów, breloków. Charakteryzują się one różnicą faz na ogół nie wyższą niż 2π , co jest wystarczające do celów modulowania natężenia światła czy obrotu płaszczyzny polaryzacji. Na potrzeby badań polarymetrycznych korzystne byłoby uzyskanie większej różnicy faz – równej minimum 4π [195]. W niniejszej pracy analizie zostały poddane dwie komórki TNLC. Pierwsza z nich została zakupiona w firmie Thorlabs w ramach dofinansowania z projektu PRELUDIUM 20, który jest realizowany przez autorkę tej rozprawy. Druga z kolei została pozyskana dzięki nawiązanym relacjom z Zespołem Optyki i Fotoniki, działający na Wydziale Fizyki Politechniki Warszawskiej. Przy zamówieniach określono następujące wymagania: kąt skręcenia równy $\pi/2$, liniowa składowa różnicy faz minimum 4π , robocza długość fali 660 nm. Podczas pomiarów sprawdzono, jak zmiana napięcia wpływa na elementy macierzy Muellera-Ścierskiego, właściwości wektorów własnych oraz wprowadzaną różnicę faz. Określono kąt skręcenia oraz orientację direktora na powierzchni wejściowej. Zaproponowano zautomatyzowany algorytm wyznaczania charakterystyki fazowo-napięciowej TNLC. Rozdział ten zawiera opis zastosowanych metod pomiarowych oraz uzyskanych wyników.

5.1. METODA POMIARU ELEMENTÓW MACIERZY MUELLERA-ŚCIERSKIEGO

Metoda pomiaru elementów macierzy Muellera-Ścierskiego polega na oświetleniu TNLC światłem o znanym stanie polaryzacji i określeniu tego stanu na wyjściu z układu. Związek między wektorem Stokesa światła wchodzącego i wychodzącego z ośrodka opisuje wówczas równanie (2.45). Konieczne jest, aby wektory Stokesa reprezentujące światła wejściowe były liniowo niezależne. W związku z tym wykorzystano łatwe do wygenerowania w układzie eksperymentalnym trzy stany spolaryzowane liniowo o kątach azymutu 0° (5.1), 90° (5.2) i 45° (5.3) oraz spolaryzowany kołowo prawoskrętnie (5.4). Taki zestaw umożliwia dostęp do wszystkich 16 elementów i jednocześnie znacznie upraszcza obliczenia. W tych szczególnych przypadkach równanie (2.45), przy założeniu całkowitej polaryzacji, sprowadza się do postaci:

$$\begin{bmatrix} I'_1 \\ M'_1 \\ C'_1 \\ S'_1 \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.1)$$

$$\begin{bmatrix} I'_2 \\ M'_2 \\ C'_2 \\ S'_2 \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} I_2 \\ -I_2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.2)$$

$$\begin{bmatrix} I'_3 \\ M'_3 \\ C'_3 \\ S'_3 \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} I_3 \\ 0 \\ I_3 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.3)$$

$$\begin{bmatrix} I'_4 \\ M'_4 \\ C'_4 \\ S'_4 \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} I_4 \\ 0 \\ 0 \\ I_4 \end{bmatrix}, \quad (5.4)$$

gdzie: $M'_i = \cos(2\alpha'_i) \cos(2\theta'_i)$, $C'_i = \sin(2\alpha'_i) \cos(2\theta'_i)$, $S'_i = \sin(2\theta'_i)$. Elementy macierzy Muellera-Ścierskiego obliczane są na podstawie poniższych wzorów:

$$\begin{aligned} m_{11} &= \frac{1}{2} \left(\frac{I'_1}{I_1} + \frac{I'_2}{I_2} \right), & m_{12} &= \frac{1}{2} \left(\frac{I'_1}{I_1} - \frac{I'_2}{I_2} \right), & m_{13} &= \frac{I'_3}{I_3} - m_{11}, & m_{14} &= \frac{I'_4}{I_4} - m_{11}, \\ m_{21} &= \frac{1}{2} \left(\frac{M'_1}{I_1} + \frac{M'_2}{I_2} \right), & m_{22} &= \frac{1}{2} \left(\frac{M'_1}{I_1} - \frac{M'_2}{I_2} \right), & m_{23} &= \frac{M'_3}{I_3} - m_{21}, & m_{24} &= \frac{M'_4}{I_4} - m_{21}, \\ m_{31} &= \frac{1}{2} \left(\frac{C'_1}{I_1} + \frac{C'_2}{I_2} \right), & m_{32} &= \frac{1}{2} \left(\frac{C'_1}{I_1} - \frac{C'_2}{I_2} \right), & m_{33} &= \frac{C'_3}{I_3} - m_{31}, & m_{34} &= \frac{C'_4}{I_4} - m_{31}, \\ m_{41} &= \frac{1}{2} \left(\frac{S'_1}{I_1} + \frac{S'_2}{I_2} \right), & m_{42} &= \frac{1}{2} \left(\frac{S'_1}{I_1} - \frac{S'_2}{I_2} \right), & m_{43} &= \frac{S'_3}{I_3} - m_{41}, & m_{44} &= \frac{S'_4}{I_4} - m_{41}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

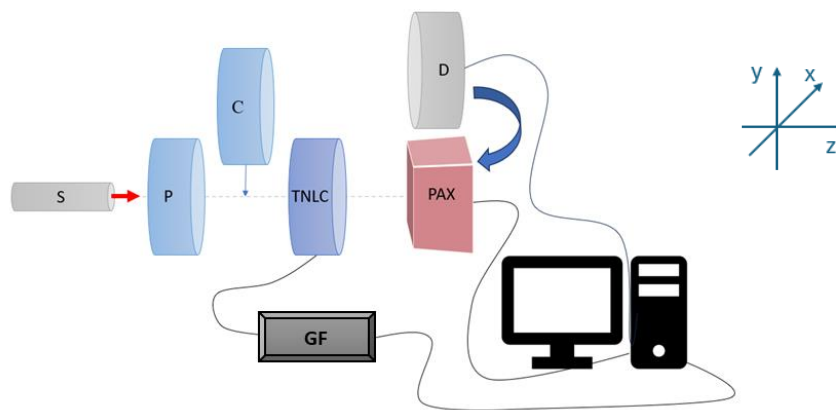
Oznacza to, że z każdego i -tego pomiaru należy uzyskać informację o natężeniu światła przed (I_i), jak i po (I'_i) przejściu przez badany obiekt oraz kącie azymutu (α'_i) i eliptyczności (θ'_i) światła wychodzącego (rys.5.1).



Rys.5.1 Schemat koncepcji pomiarów.

Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rys.5.2 Oświetlacz **S** zbudowano z diody LED firmy Thorlabs (M660L4), soczewki asferycznej oraz kolimatora złożonego z dwóch obiektywów – mikroskopowego i fotograficznego. Dioda LED, emitująca światło o długości fali 660nm, została zamontowana na radiatorze i charakteryzowała się dobrą

stabilnością termiczną. Moc wyjściowa regulowana była za pomocą zasilacza Thorlabs LEDD1B T-Cube (zakres do 1200mA). Zastosowanie LED zamiast tradycyjnego lasera wynika z potencjalnych przyszłościowych zastosowań TNLC w układach współpracujących z okiem. Należy podkreślić, że działanie komórki ciekłokrystalicznej jest mocno uzależnione od długości fali i szerokości spektralnej źródła. Do kolimacji światła z diody została użyta dedykowana do tego celu kondensatorowa soczewka asferyczna. Dodatkowo oświetlacz wzbogacono o klasyczny układ kolimatora. Obiektyw mikroskopowy o 40-krotnym powiększeniu ogniskuje wiązkę, którą następnie obiektyw fotograficzny o ogniskowej 50 mm przekształca w równoległą i poszerzoną. Taki układ oświetlacza był wykorzystywany we wszystkich pomiarach przeprowadzanych w ramach badań opisanych w rozdziałach 5 i 6 niniejszej rozprawy doktorskiej.



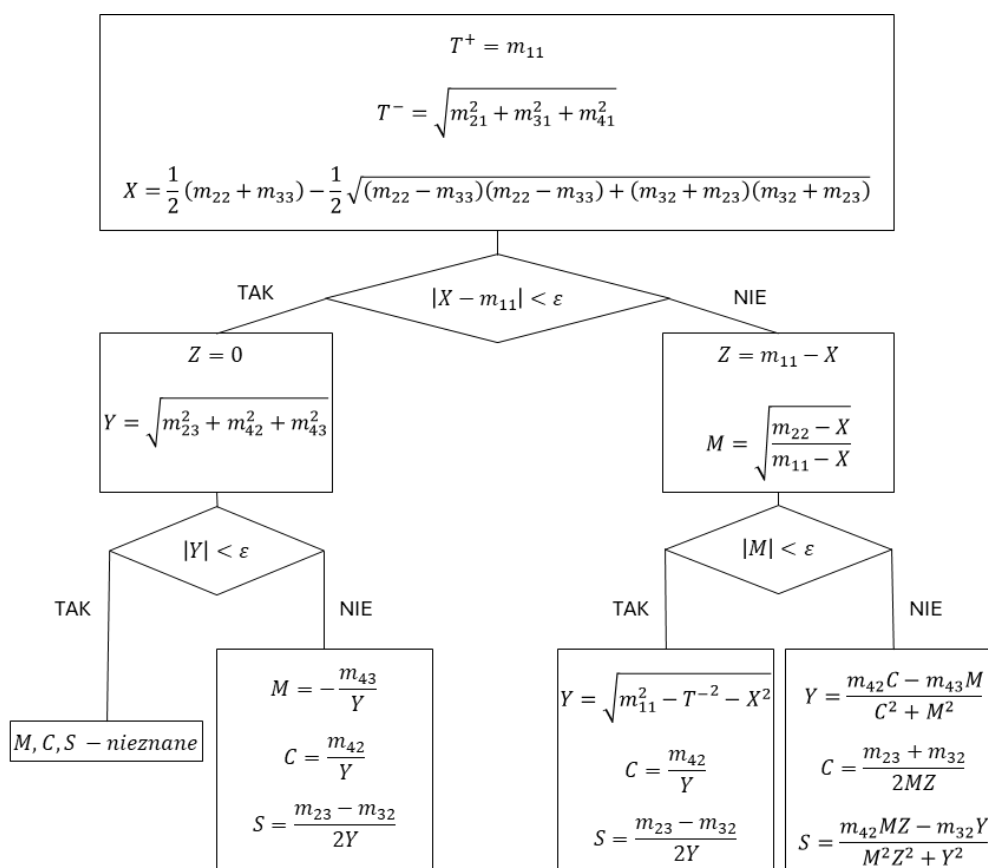
Rys. 5.2. Schemat układu pomiarowego, opis oznaczeń umieszczono w tekście.

Światła spolaryzowane liniowo uzyskano ustawiając liniowy polaryzator **P** kolejno pod kątami 0° , 90° i 45° . Z kolei do wygenerowania światła spolaryzowanego kołowo prawoskrętnie użyto dodatkowo ćwierćfalówki **C** zorientowanej pod kątem 45° względem polaryzatora. Badany **TNLC** został umieszczony w taki sposób, że dyrektor w płaszczyźnie wejściowej był równoległy do osi x układu odniesienia. Został on podłączony do generatora funkcyjnego **GF** firmy SIGLENT (model SDG1025). Za jego pomocą możliwe było podawanie na element ciekłokrystaliczny napięć, modulowanych sygnałem sinusoidalnym o częstotliwości 1500Hz. W przypadku komórki z PW samodzielnie zamontowałam elektrody doprowadzające napięcie. Natężenia wyjściowe były mierzone za pomocą fotodiody **D** (S121C Thorlabs). Natomiast do określenia parametrów stanu polaryzacji światła (kąta azymutu i eliptyczności) wykorzystano komercyjny analizator stanu polaryzacji **PAX** 1000 VIS/M Thorlabs. Obsługa TNLC oraz rejestracja sygnałów wyjściowych przeprowadzana była za pomocą odpowiedniego stworzonego przez mnie oprogramowania (opisane w rozdziale 7). Pomiarów przeprowadzono

w funkcji napięcia zmieniającego się w zakresie 0-5V. Krok pomiarowy był zmienny dla różnych analizowanych przedziałów, co było uwarunkowane dynamiką zmian zawartych w nich informacji.

5.2. METODA OBLICZANIA PARAMETRÓW WEKTORÓW WŁASNYCH OŚRODKA DWÓJŁOMNEGO

W macierzy Muellera-Ścierskiego ośrodka dwójłomnego zawarta jest informacja o właściwościach polaryzacyjnych propagujących w nim fal własnych (f – szybkiej, s – wolnej): kącie azymutu (α_f, α_s) i kącie eliptyczności (θ_f, θ_s) oraz amplitudowych współczynnikach transmisji (T_f, T_s). Możliwe jest również określenie różnicy faz (γ), którą ośrodek wprowadza między nimi. Woźniak i Kurzynowski [142] zaproponowali algorytm prowadzący do obliczenia zbioru wielkości: $M, C, S, X, Y, Z, T^+, T^-$ na podstawie elementów z trzech pierwszych kolumn macierzy Muellera-Ścierskiego (rys.5.3).



Rys.5.3. Schemat algorytmu obliczeń zaproponowanego w [142].

Został on zaimplementowany do wyznaczenia charakterystyk zmienności parametrów wektorów własnych TNLC w funkcji napięcia. Przyjęto błąd przybliżenia $\epsilon=0,00001$. Kąty azymutu i eliptyczności zostały wyznaczone przy zastosowaniu poniższych wzorów:

$$\alpha_f = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{c}{M}\right), \quad (5.6)$$

$$\theta_f = \frac{1}{2} \arcsin(S). \quad (5.7)$$

Rozwiązanie dla drugiej fali własnej jest ortogonalne. Określono również amplitudowe współczynniki transmisji:

$$T_f = \sqrt{T^+ + T^-}, \quad (5.8)$$

$$T_s = \sqrt{T^+ - T^-}. \quad (5.9)$$

Za każdym razem otrzymuje się dwa prawidłowe zestawy rozwiązań, opisujące parametry obu wektorów własnych ośrodka.

5.3. METODA WYZNACZANIA KĄTA SKRĘCENIA I ORIENTACJI DIREKTORA W PŁASZCZYŹNIE WEJŚCIOWEJ

Kąt skręcenia (ϕ) w komórce TNLC jest determinowany na etapie jej wytwarzania i wynika z warunków brzegowych, określonych przez kąt zakotwiczenia cząsteczek na obu powierzchniach ograniczających. Aby wyznaczyć ϕ umieszczono TNLC pomiędzy parą skrzyżowanych polaryzatorów kołowych i zmierzono natężenie wyjściowe w funkcji napięcia przykładanego do TNLC. Transmisję w takim przypadku opisuje równanie [171]:

$$T_{RL} = \frac{\beta^2 \sin^2 \gamma}{\gamma^2}. \quad (5.10)$$

Należy zwrócić uwagę, że nie zależy ona od orientacji TNLC w układzie pomiarowym. Zależność (5.10) staje się użyteczna przy poszukiwaniu punktów adiabatycznych, w których γ jest równa całkowitej wielokrotności π . Wówczas TNLC wyłącznie obraca płaszczyznę polaryzacji światła przechodzącego. W analizowanym układzie skrzyżowanych polaryzatorów kołowych światło po przejściu przez pierwszy polaryzator i TNLC pozostaje ortogonalnie spolaryzowane względem analizatora. W związku z tym punkty adiabatyczne osiągnane są przy napięciach, dla których sygnał na detektorze jest minimalny.

Następnie TNLC oświetlono światłem spolaryzowanym liniowo o kącie azymutu $\alpha_{wejściowe}$, wygenerowanym za pomocą polaryzatora. Przykładano kolejno napięcia odpowiadające punktom adiabatycznym. Wykorzystując analizator stanu polaryzacji PAX mierzono w każdym przypadku azymut światła wyjściowego ($\alpha_{wyjściowe}$). Obrót płaszczyzny polaryzacji odpowiada kątowi skręcenia TNLC:

$$\phi = \alpha_{wyjściowe} - \alpha_{wejściowe}. \quad (5.20)$$

Pomiary wykonano dla różnych ustawień polaryzatora, aby sprawdzić powtarzalność wyników. Element optyczny był obracany z krokiem 10° w zakresie $\langle 0^\circ; 90^\circ \rangle$.

Określenie kąta orientacji direktora na powierzchni wejściowej TNLC stanowi podstawę justowania elementu w układzie pomiarowym. W tym celu komórka ciekłokrystaliczna została umieszczona w układzie równoległych polaryzatorów. Przy stałej wartości napięcia zmieniano ich ustawienie co 5° w zakresie $\langle 0^\circ; 180^\circ \rangle$ i mierzono natężenie wyjściowe. Otrzymana krzywa jest wówczas funkcją sinusoidalną, co przy założeniu stałego U wynika z równania [171]:

$$T_L = \left(\cos\gamma \cdot \cos\phi + \frac{\phi}{\gamma} \sin\gamma \cdot \sin\phi \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\gamma} \sin\gamma \cdot \cos(2\psi_D - \phi) \right)^2, \quad (5.21)$$

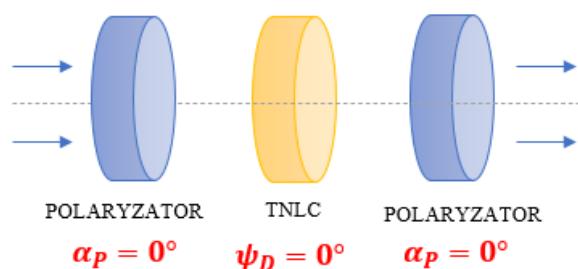
a jej maksima znajdują się w punktach $\psi_D = \phi/2$ oraz $\psi_D = \phi/2 + \pi/2$. Pomiary wykonano dla różnych napięć w celu poprawy dokładności wyniku. W przypadku obu mierzonych komórek TNLC kierunek direktora został formalnie oznaczony przez producentów na płaszczyznach ograniczających, co pozwoliło zweryfikować otrzymane wyniki.

5.4. METODA WYZNACZANIA CHARAKTERYSTYKI FAZOWO-NAPIĘCIOWEJ TNLC

Aby w układzie polarymetrycznym przewidzieć i zamodelować zachowanie skręconego nematycznego ciekłego kryształu wraz z informacją o jego orientacji w układzie i kącie skręcenia, istotnie ważna jest zależność pomiędzy wprowadzaną różnicą faz a napięciem. Poprzez przyłożenie zewnętrznego pola elektrycznego można przestrajać TNLC, a tym samym zmieniać stan polaryzacji światła wychodzącego. Charakterystykę fazowo-napięciową można wyznaczyć z elementów macierzy Muellera-Ścierskiego lub w oparciu o pomiar transmisji światła w funkcji przykładanego napięcia, gdy element ciekłokrystaliczny umieszczony jest pomiędzy skrzyżowanymi lub równoległymi polaryzatorami. Sposób interpretacji otrzymanych wyników jest niestety bardziej złożony niż w przypadku LCVR.

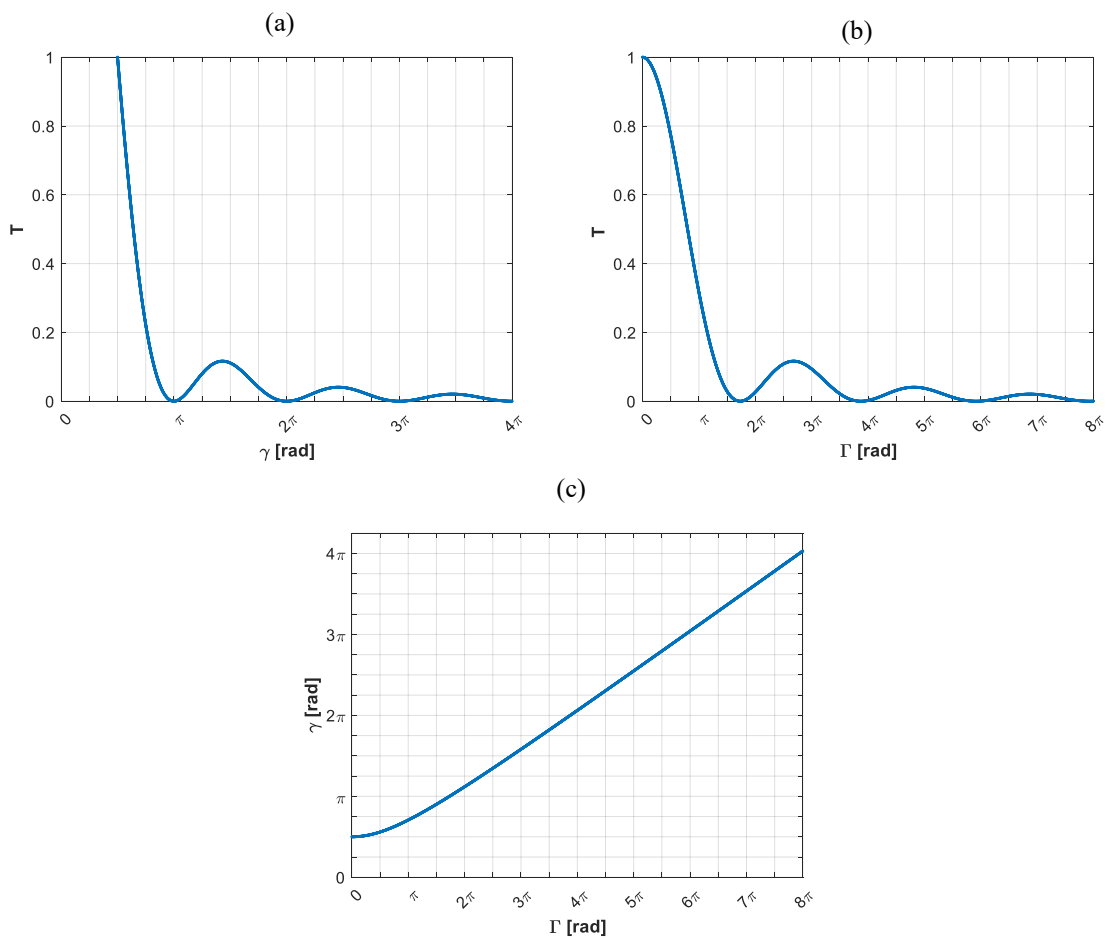
Prezentowana w niniejszej pracy metoda oparta jest na pomiarze tylko transmisji światła. Gdy para polaryzatorów liniowych ustawiona jest równoległe względem TNLC, jak przedstawiono na rys.5.4, wówczas [167]:

$$T = \phi^2 \frac{\sin^2\gamma}{\gamma^2}. \quad (5.22)$$



Rys.5.4. Schemat konfiguracji do pomiaru charakterystyki fazowo-napięciowej TNLC.

Zależność transmitancji od całkowitej różnicy faz γ , przy założeniu, że $\phi = \pi/2$ przedstawiono na rys.5.5a. Maksymalna wartość γ występuje, gdy $\gamma = \phi$, ponieważ niemożliwe jest uzyskanie mniejszej całkowitej różnicy faz, co wynika ze wzoru (3.4). Transmisja maleje w miarę wzrostu Γ (rys.5.5b), która zależy od grubości komórki i zmiennej w funkcji napięcia dwójłomności. W tym przedziale TNLC dobrze działa jako modulator natężenia światła, czyli spełnia swoją standardową w wyświetlaczach ciekłokrystalicznych rolę. Osiągnięcie granicznej wartości Γ , przy której transmisja osiąga pierwsze minimum (rys.5.5b) powoduje, że całkowita różnica faz zaczyna liniowo zależeć od składowej Γ (rys.5.5c), a tym samym TNLC może być wykorzystywany jako modulator fazy. Takie działanie jest pożądane w zastosowaniach polarymetrycznych, a tym samym istotną staje się zależność $\Gamma(U)$.

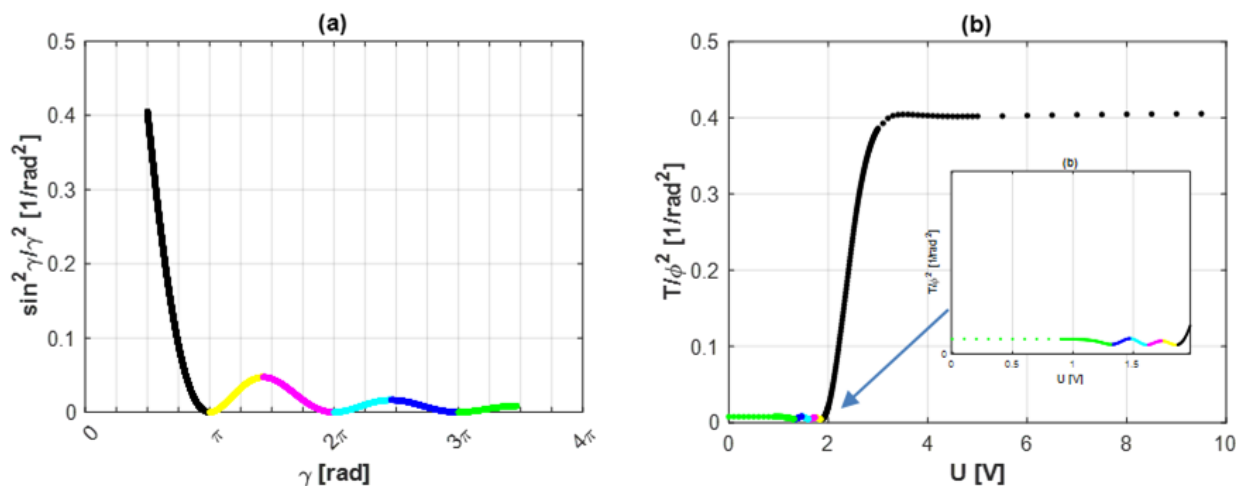


Rys.5.5. Zależność transmitancji od: (a) całkowitej różnicy faz, (b) liniowej składowej różnicy faz. (c) Zależność całkowitej różnicy faz od składowej liniowej Γ .

Z wzoru (5.22) wynika, że całkowita różnica faz stanowi argument funkcji $\text{sinc}(\gamma)$. Odtworzenie wartości γ sprowadza się do numerycznego lub graficznego rozwiązania równania:

$$\frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2} = \frac{T}{\phi^2} \quad (5.23)$$

W tym przypadku zostało ono rozwiązane graficznie według opracowanego przeze mnie algorytmu, który umożliwia odtworzenie pełnej charakterystyki poprzez porównanie odpowiednich fragmentów krzywych przedstawionych na rys.5.6.



Rys.5.6. Krzywe reprezentujące strony równania (5.23): (a) $g(\gamma) = \frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2}$, (b) $f(U) = \frac{T(U)}{\phi^2}$. Tym samym kolorem oznaczono przedziały, które są parami analizowane przy szukaniu rozwiązania.

Algorytm ten zakłada wykonanie następujących operacji:

1. Wyznaczenie zależności $T(U)$ i unormowanie jej przez maksymalną wartość.
2. Wykreślenie krzywej $f(U) = \frac{T(U)}{\phi^2}$, uwzględniającej kąt skrzywienia komórki TNLC.
3. Określenie minimów i maksimów $f(U)$ względem których następuje podział na przedziały (rys.5.6b).
4. Aproksymacja danych zawartych w wyznaczonych przedziałach w funkcji $f(U)$.
5. Wykreślenie krzywej $g(\gamma) = \frac{\sin^2 \gamma}{\gamma^2}$ dla zbioru $\gamma \in \langle 0; n \frac{\pi}{2} \rangle$, gdzie n jest określone na podstawie liczby przedziałów rozpoznanych w pkt.3.
6. Dla każdego z wyróżnionych tym samym kolorem fragmentów (rys.5.6) (przesuniętych do zera i unormowanych przez maksymalną wartość) rozwiązanie równania $f(U) = g(\gamma)$, poprzez określenie argumentów, dla których funkcje przyjmują najbardziej zbliżone wartości.
7. Wyznaczenie zależności $\gamma(U)$ i $\Gamma(U) = \sqrt{\gamma(U)^2 - \phi^2}$.

Przedstawiona procedura została zaimplementowana w Matlab, a pomiar został zautomatyzowany.

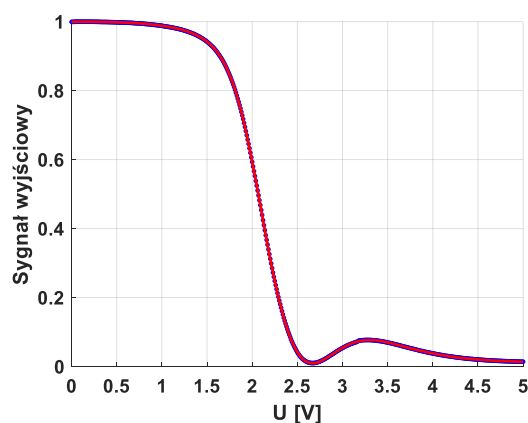
5.5. WYNIKI POMIARÓW PARAMETRÓW TNLC

W tym podrozdziale scharakteryzowano komórki TNLC, które będą wykorzystywane przy weryfikacji możliwości generowania i analizowania różnych stanów polaryzacji światła w rozdziale 6.

5.5.1. Komórka TNLC wytworzona w firmie Thorlabs

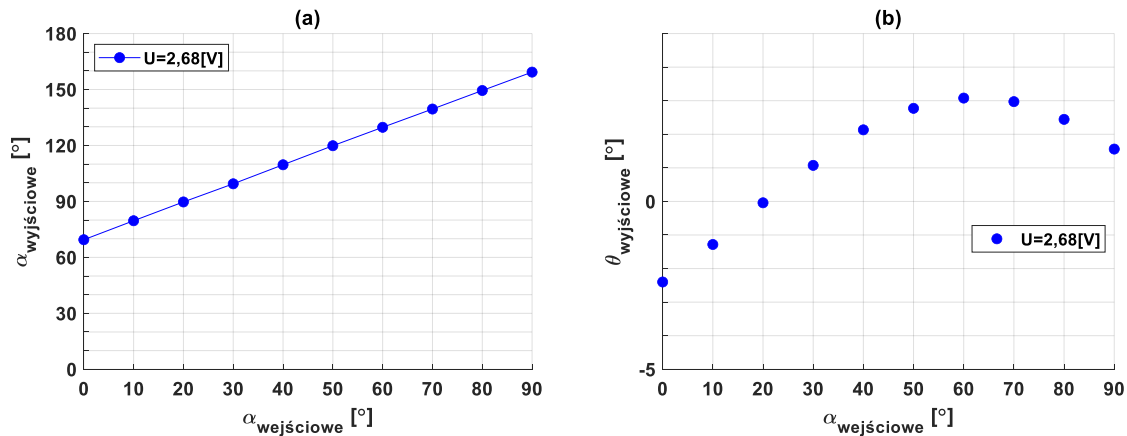
Pierwsza z analizowanych komórek została wytworzona w firmie Thorlabs w ramach indywidualnego zamówienia. W jej przypadku uzyskano od producenta wyłącznie informację o grubości próbki równej $6\mu\text{m}$. Wartość kąta skręcenia powinna wynosić 90° w zakresie długości fali 650-1050 nm.

Umieszczając TNLC pomiędzy skrzyżowanymi polaryzatorami kołowymi i zmieniając wartość przykładanego napięcia, zarejestrowano sygnał wyjściowy przedstawiony na rys.5.7. Został on unormowany przez wartość natężenia, gdy pole elektryczne było wyłączone.



Rys.5.7. Sygnał wyjściowy, gdy TNLC umieszczony pomiędzy skrzyżowanymi polaryzatorami kołowymi.

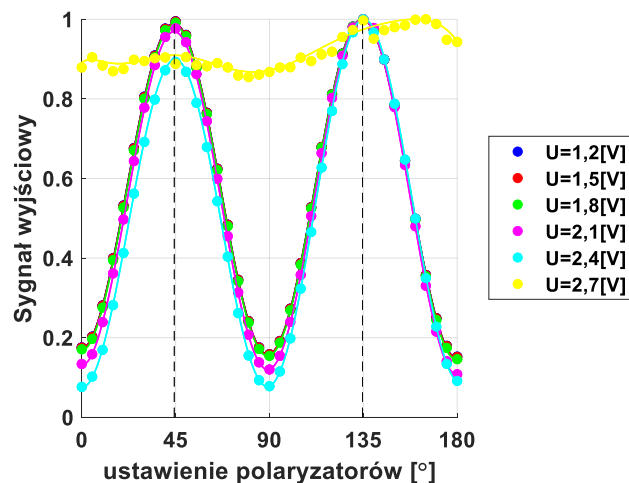
W tym przypadku minimum zostało osiągnięte przy $U=2,67\text{V}$, co wskazuje na punkt adiabatyczny. TNLC przy takim napięciu powinien działać jak czysty rotator, czyli obracać płaszczyznę polaryzacji o pewien stały kąt. Takie założenie teoretyczne znalazło potwierdzenie w uzyskanych po przejściu przez TNLC stanach polaryzacji światła, gdy na wejściu zostało ono spolaryzowane liniowo, ze zdefiniowanym kątem azymutu $\alpha_{\text{wejściowe}}$ (rys.5.8).



Rys.5.8. Stan polaryzacji światła liniowo spolaryzowanego o kącie azymutu $\alpha_{wejsciowe}$, po przejściu przez TNLC: (a) kąt azymutu, (b) kąt eliptyczności.

Liniowa zależność zmian kąta azymutu świadczy o dużej dokładności jej wykonania. Jednocześnie kąt eliptyczności można uznać za niezmienny, ponieważ $\Delta\theta \approx 3^\circ$ mieści się w dopuszczalnych zakresach błędów pomiarowych, związanych z fluktuacją sygnału oraz dokładnością urządzenia i elementów polaryzacyjnych. Średnia wartość kąta obrotu wyniosła $69,58 \pm 0,16 [^\circ]$.

Na powierzchniach ograniczających komórkę TNLC zostały oznaczone przez producenta kierunki direktora i zgodnie z tym została ona zorientowana w układzie. Aby potwierdzić, że kąt direktora od strony źródła światła wynosi 0° wykonano pomiar sygnału, gdy TNLC znajduje się w układzie równoległych polaryzatorów liniowych (rys.5.9).

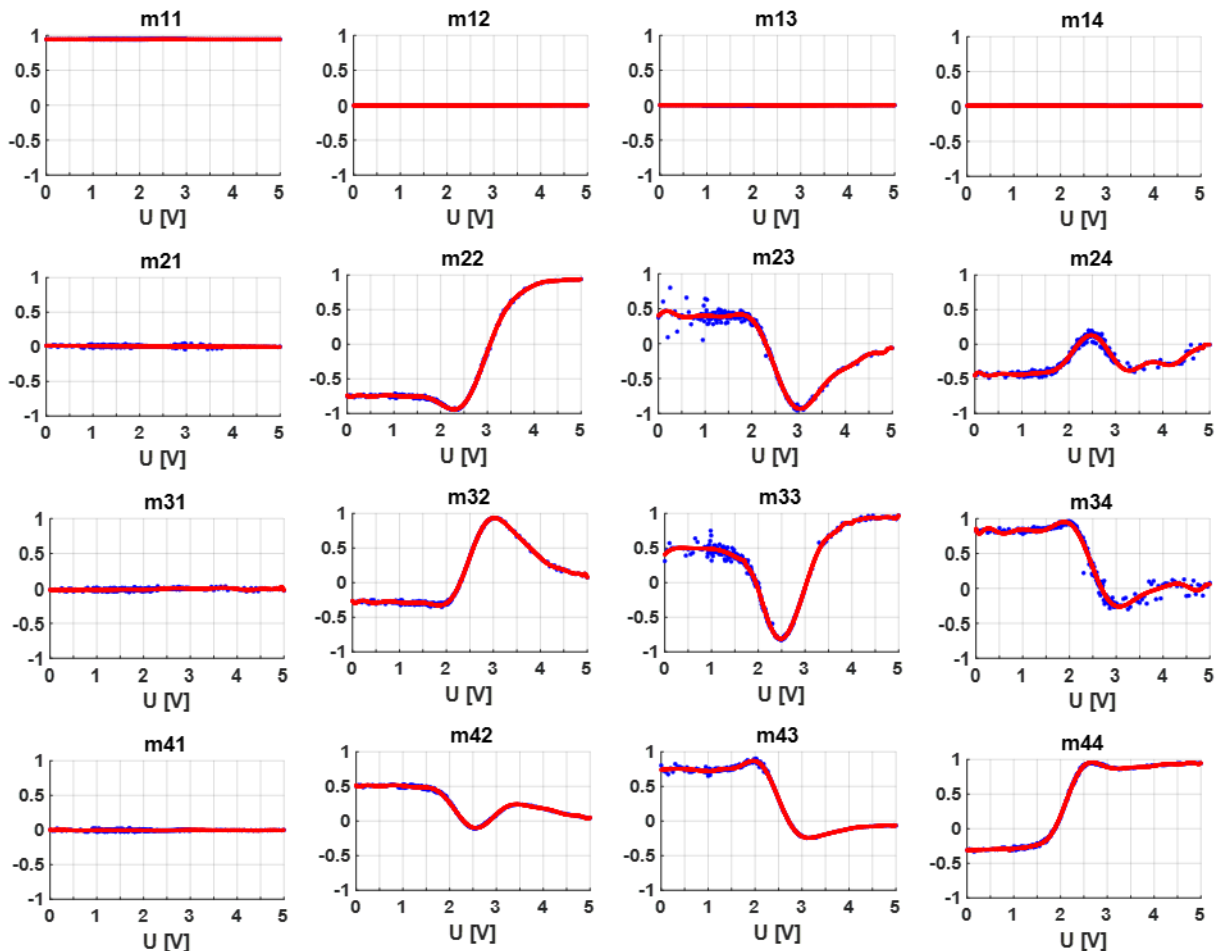


Rys. 5.9. Sygnał wyjściowy, gdy TNLC umieszczony w układzie równoległych polaryzatorów.

Należy zwrócić uwagę, że krzywe na rys.5.9. przy niższych napięciach osiągają ekstrema dla takich samych orientacji polaryzatorów. Jednak wraz ze wzrostem napięcia modulacja sygnału

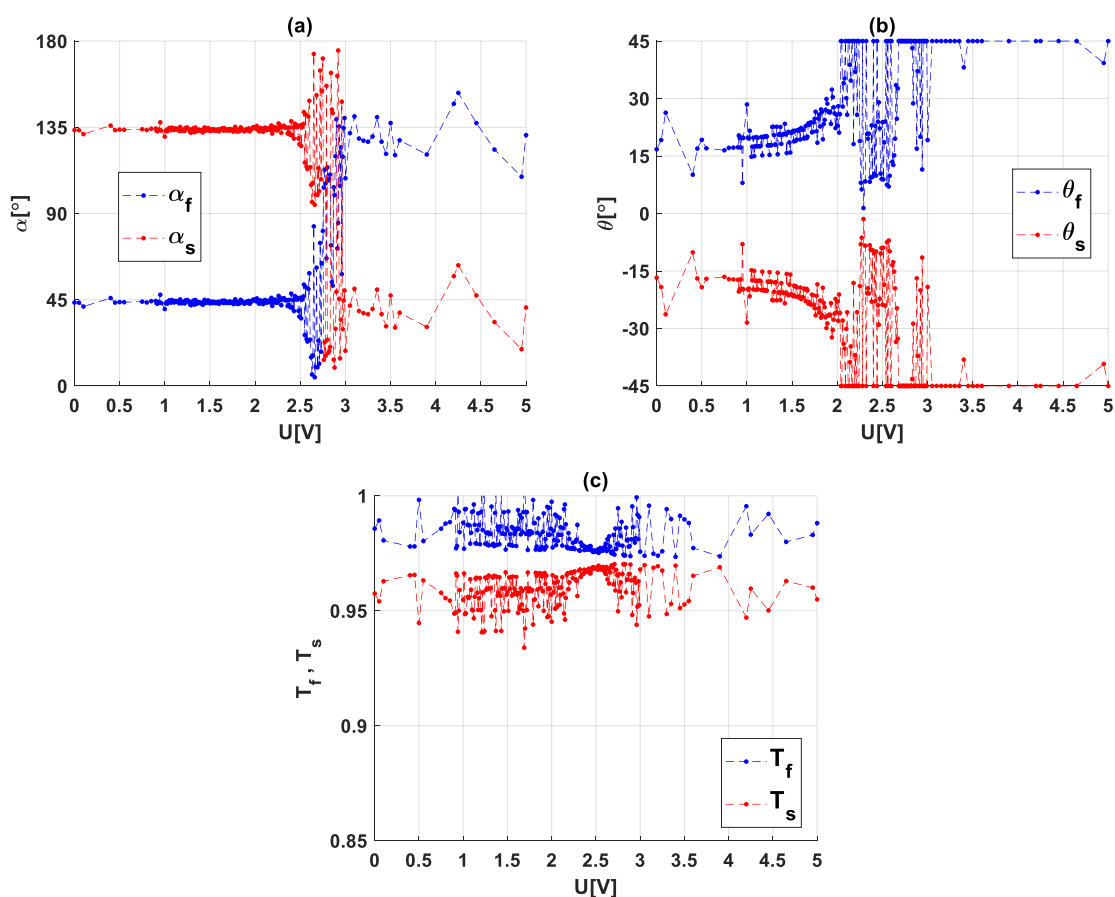
staje się coraz płytsza i przy wartości np. $U=2,7V$ określenie maksimum jest praktycznie niemożliwe. Napięcie, przy którym TNLC uznano za czysty rotator, było tylko nieznacznie niższe. Maksimum uzyskano, gdy oba polaryzatory zostały ustawione pod kątem azymutu $\alpha_{P_średnie}=44,34\pm 0,26[^\circ]$ lub $\alpha_{P_średnie}=134,6\pm 0,35[^\circ]$. Taki wynik świadczy o tym, że dyrektor na powierzchni wejściowej był równoległy do przyjętej osi odniesienia układu, gdy jego kąt skrętu $\phi=88,68^\circ$, czyli prawie tyle, ile podaje producent. Dlaczego uzyskana wcześniej wartość tak znacznie się różni? Może to wynikać z faktu, że komórka TNLC jest na tyle cienka, że cząsteczki nie zdołały wykonać pełnego obrotu płaszczyzny polaryzacji. Cząsteczki leżące w pobliżu zakotwiczeń z obu stron nie są w stanie pochylić się pod wpływem przyłożonego napięcia tak, jak te wewnątrz ośrodka.

Na rys.5.10 przedstawiono krzywe zmian wartości elementów macierzy Muellera w funkcji napięcia przyłożonego do komórki TNLC.



Rys. 5.10. Krzywe zmian wartości elementów macierzy Muellera w funkcji napięcia przyłożonego do komórki TNLC.

Otrzymany wynik jest zgodny z oczekiwaniami i porównywalny z rozkładami prezentowanymi w literaturze [171]. Na tej podstawie wyznaczono właściwości polaryzacyjne wektorów własnych TNLC: kąta azymutu (rys.5.11a), kąta eliptyczności (rys.5.11b) oraz amplitudowych współczynników transmisji (rys.5.11c).

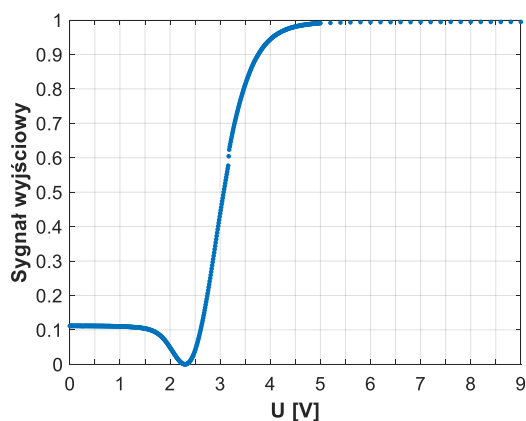


Rys.5.11. Krzywe parametrów wektorów własnych w funkcji napięcia przyłożonego do TNLC: (a) kąta azymutu α , (b) kąta eliptyczności θ , (c) amplitudowych współczynników transmisji T_f, T_s .

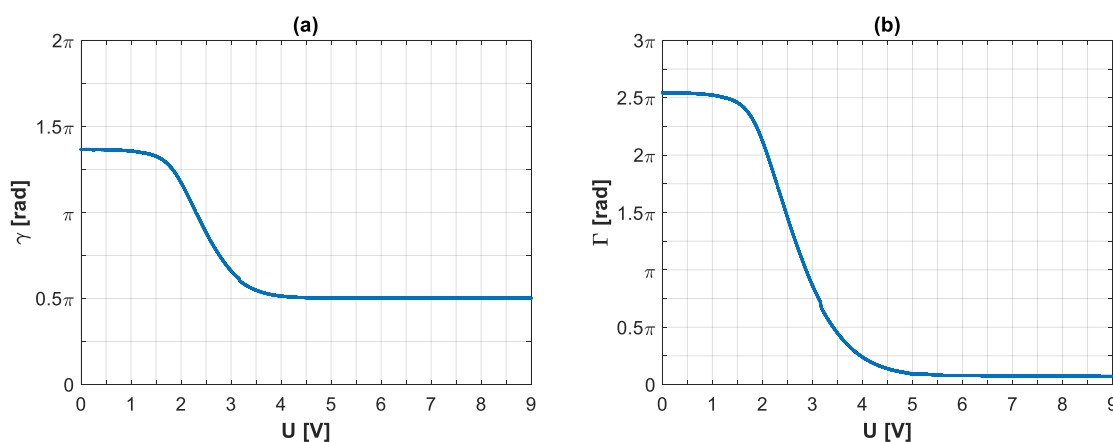
Otrzymane krzywe celowo nie zostały zaproksymowane, aby zwizualizować rzeczywiste zachowanie komórki w układzie pomiarowym. Otrzymano rozwiązanie dla szybkiej (f) i wolnej (s) fali własnej. Zawsze pozostaje pewna niejednoznaczność, który zbiór rozwiązań opisuje pierwszy/drugi wektor własny. Kąt azymutu jest stały w funkcji napięcia i wynosi $\alpha \approx 45^\circ$, co jest zgodne z wcześniejszymi wynikami. Należy zwrócić uwagę, że po przejściu przez punkt adiabaticzny, kąt azymutu wektora własnego zostaje obrócony do $\alpha \approx 135^\circ$. TNLC jest ośrodkiem eliptycznie dwójłomnym. Kąt eliptyczności pierwszej fali własnej wzrasta od $\theta \approx 15^\circ$ do $\theta = 45^\circ$. W pobliżu napięcia, przy którym komórka powinna działać jak czysty rotator, zarówno wartości kąta azymutu, jak i eliptyczności bardzo oscylują. Tym samym w tym obszarze napięć mogą wystąpić problemy z precyzyjnym kontrolowaniem stanu polaryzacji

światła. Średnie wartości amplitudowych współczynników transmisji wynoszą $T_f=0,9836\pm 0,0072$ oraz $T_s=0,9598\pm 0,0077$. Różnica pomiędzy nimi jest na tyle mała, że pozwala uznać badany ośrodek za niedichroiczny. Potwierdzają to również praktycznie zerowe wartości elementów m_{ij} z pierwszego wiersza i kolumny macierzy Muellera-Ścierskiego (rys.5.10).

Wyznaczono również charakterystykę fazowo-napięciową badanej komórki TNLC (rys.5.13) na podstawie zmierzonej zależności z rys.5.12. Otrzymano charakterystyczny dla przesuwników ciekłokrystalicznych przebieg, co potwierdza prawidłowość metody i opracowanego zautomatyzowanego algorytmu. Można również zwrócić uwagę, że przy napięciu 2,67V całkowita różnica faz wynosi $\gamma=0.7956\pi$, co zgodnie ze wzorem (2.29) prowadzi do skręcenia kąta azymutu o $71,5^\circ$. Wartość ta prawie pokrywa się z wcześniej wyznaczoną przy tym napięciu, a różnica może być spowodowana zmianą warunków zewnętrznych (np. zmianami temperatury), przy których wykonywano pomiary.



Rys.5.12. Sygnal wyjściowy – TNLC umieszczony pomiędzy równoległymi polaryzatorami ($\alpha_p=0^\circ$).



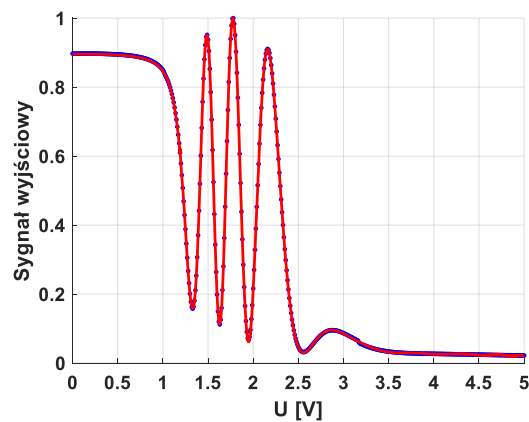
Rys.5.13. Otrzymana na podstawie pomiarów charakterystyka fazowo-napięciowa TNLC: (a) różnica faz w funkcji napięcia, (b) liniowa składowa różnicy faz w funkcji napięcia.

Analizowana próbka jest w stanie wprowadzić maksymalną całkowitą różnicę faz równą $\gamma=1,37\pi$, a liniowa składowa w tym wypadku osiąga wartość $\Gamma=2,54\pi$. Na rys.5.12 minimum zostało osiągnięte przy $U=2,3V$, gdzie $\gamma=\pi$ oraz $\Gamma=1,73\pi$, co tym samym wyznacza potencjalną granicę pracy TNLC jako modulatora fazy. Również zmiany parametrów wektorów własnych TNLC (rys.5.11) poniżej tego napięcia można uznać za stabilne. Ostatecznie badana komórka charakteryzuje się bardzo wąskim zakresem modulowanych różnic faz, których zmiany następują w małym przedziale napięć, co niekorzystnie wpływa na pewność ustawienia konkretnej wartości fazy.

5.5.2. Komórka TNLC wytworzona na Politechnice Warszawskiej

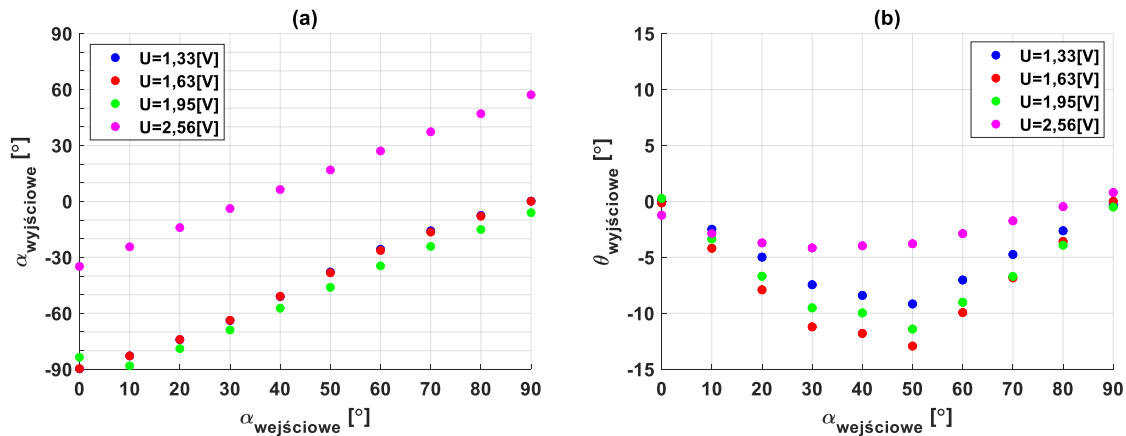
Druga z badanych komórek została pozyskana z Politechniki Warszawskiej. Do jej produkcji wykorzystano materiał ciekłokrystaliczny E7, a grubość próbki mierzona w centralnej części wyniosła $17\mu m$. Kąt skręcenia został ustalony na 90° .

Rozkład sygnału wyjściowego, mierzonego w układzie skrzyżowanych polaryzatorów kołowych (rys.5.14), znacznie różni się od tego, który był zarejestrowanego dla komórki analizowanej w podrozdziale 5.5.1. (rys.5.7).



Rys.5.14. Sygnał wyjściowy, gdy TNLC umieszczony pomiędzy skrzyżowanymi polaryzatorami kołowymi.

Można wyróżnić bowiem cztery lokalne minima osiągnięte przy napięciach: $U=\{1,33V, 1,63V, 1,95V, 2,56V\}$. Zmiany stanu polaryzacji światła liniowo spolaryzowanego o kącie azymutu $\alpha_{wyjściowe}$ po przejściu przez TNLC modulowanym stałym napięciem (odpowiadającym lokalnym minimom), przedstawiono na rys.5.15.



Rys.5.15. Stan polaryzacji światła liniowo spolaryzowanego o kącie azymutu $\alpha_{wejsciowe}$, po przejściu przez TNLC: (a) kąt azymutu, (b) kąt eliptyczności.

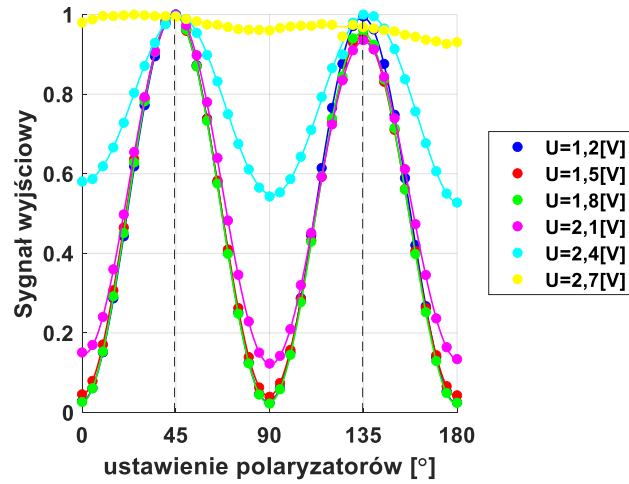
Średnie wartości kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji przy poszczególnych napięciach zawarto w Tabeli 5.1.

Tabela 5.1. Średnie wartości kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji z odchyleniem standardowym.

U[V]	Kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji [°]
1,33	-89,8±3,2
1,63	-90,0±2,8
1,95	-95,39±4,7
2,56	-33,5±0,74

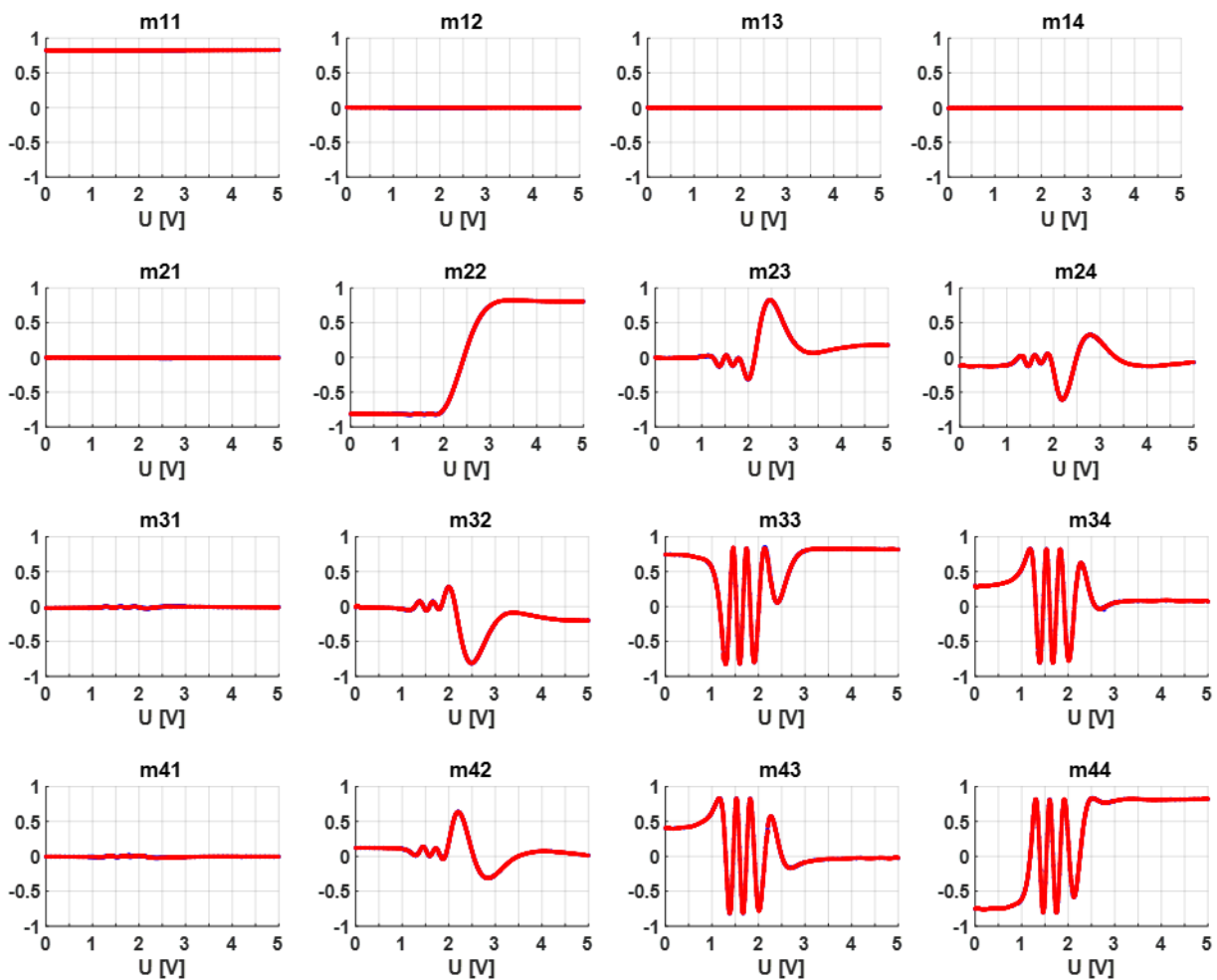
W przypadku trzech pierwszych napięć, wartości te odpowiadają w granicach błędów oczekiwanemu kątowi skrętu TNLC $\phi=90^\circ$. Przy $U=2,56V$ kąt azymutu nie osiąga zakładanej wartości skręcenia. Przy takim napięciu różnica faz dla tej komórki jest znacznie niższa od $\gamma=\pi$, a cząsteczki stają się coraz bardziej wyprostowane. Co więcej, z wartości kąta eliptyczności (rys.5.15b) wynika, że badana komórka nie jest czystym rotatorem, jak tego oczekiwano (z wyjątkiem $\alpha_{wejsciowe}=\{0^\circ, 90^\circ\}$).

Dla tej komórki również została zaznaczona przez wykonawców orientacja direktora na powierzchni wejściowej. Pomiar sygnału wyjściowego, gdy TNLC znajdował się pomiędzy równoległymi polaryzatorami liniowymi potwierdził, że został on prawidłowo zorientowany w układzie ($\alpha_{P_średnie}=44,33\pm 0,29[^\circ]$, $\alpha_{P_średnie}=134,70\pm 0,34[^\circ]$) – rys.5.16. Zgodnie z otrzymanym wynikiem kąt skręcenia $\phi=88,66^\circ$, co wciąż jest wartością na tyle bliską 90° , że mieści się w granicach błędów pomiarów i wykonania.



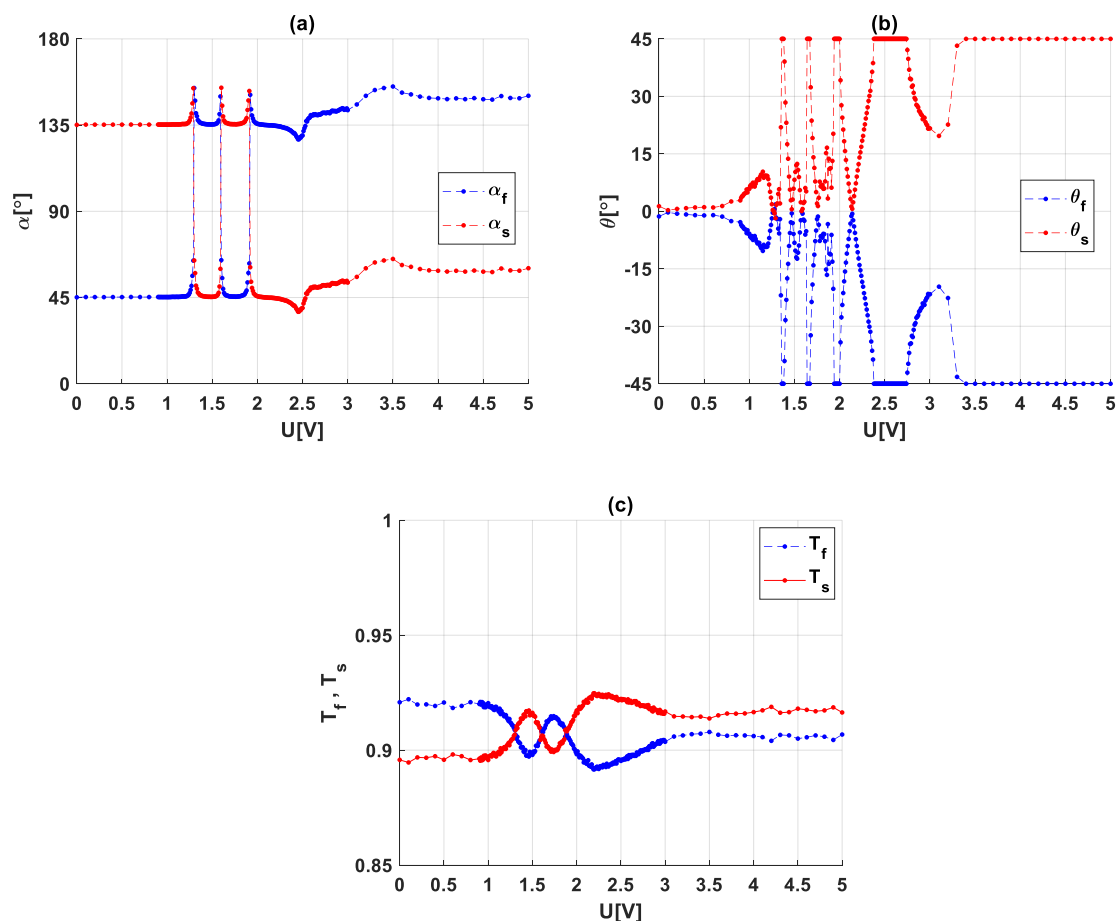
Rys.5.16. Sygnał wyjściowy, gdy TNLC umieszczony w układzie równoległych polaryzatorów.

Wartości elementów macierzy Muellera-Ścierskiego w funkcji napięcia przykładanego do TNLC przedstawiono na rys.5.17.



Rys. 5.17. Krzywe zmian wartości elementów macierzy Muellera w funkcji napięcia przyłożonego do komórki TNLC.

Typowy dla TNLC charakter elementów macierzy jest zachowany, ale ich zmienność w funkcji napięcia jest bardziej złożona. Znajduje to odzwierciedlenie w parametrach polaryzacyjnych fal własnych (rys.5.18).

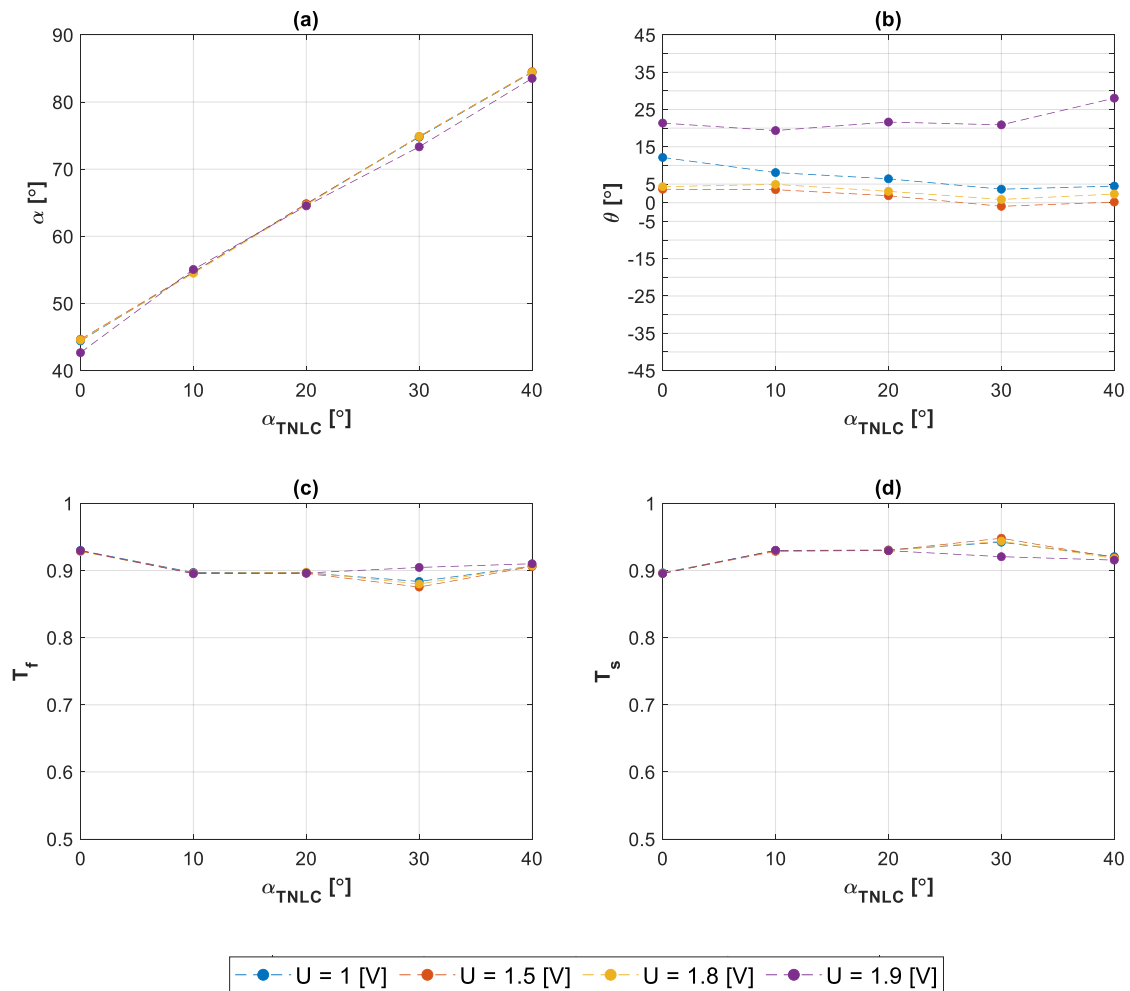


Rys.5.18. Krzywe parametrów wektorów własnych w funkcji napięcia przyłożonego do TNLC: (a) kąta azymutu α , (b) kąta eliptyczności θ , (c) amplitudowych współczynników transmisji T_f , T_s .

Kąt azymutu jest stały w funkcji napięcia i wynosi $\alpha=45^\circ$ dla komórki TNLC zorientowanej w taki sposób, że kąt direktora na powierzchni wejściowej jest równy 0° . Obserwuje się jednak trzykrotne obrócenie kąta azymutu o 90° , które następuje, gdy kąt eliptyczności (rys.5.18b) wzrasta do -45° . Przy tych napięciach całkowita różnica faz jest równa $\gamma=\{\pi, 2\pi, 3\pi\}$. W pobliżu punktów adiabatycznych komórka może pracować niestabilnie, bo jej fale własne będą szybko dążyły do osiągnięcia stanu kołowego.

Amplitudowe współczynniki transmisji są stałe w funkcji napięcia. Ich średnie wartości wynoszą $T_f=0,9046\pm 0,0087$, $T_s=0,9123\pm 0,0093$. Ponownie potwierdzono, że badany TNLC jest ośrodkiem niedichroicznym.

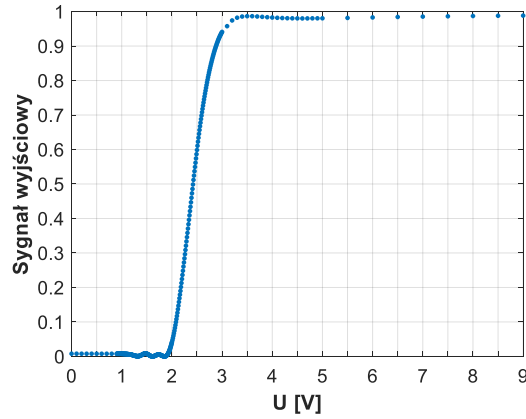
Sprawdzono również, jak obrót azymutalny komórki TNLC wpływa na parametry polaryzacyjne jej fal własnych. Na rys.5.19 przedstawiono otrzymane wyniki dla kilku napięć sterujących przesuwnikiem ciekłokrystalicznym.



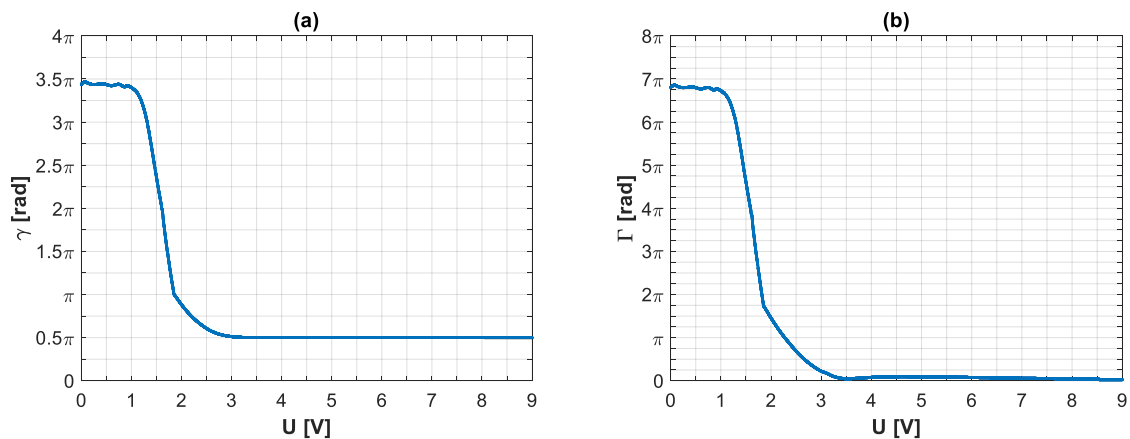
Rys. 5.19. Zmiana parametrów polaryzacyjnych pierwszej fali własnej TNLC w funkcji kąta obrotu komórki: (a) kąta azymutu, (b) kąta eliptyczności, (c) amplitudowego współczynnika transmisji fali szybkiej, (d) amplitudowego współczynnika transmisji fali wolnej.

Zgodnie z oczekiwaniami, kąt azymutu zmienia się proporcjonalnie do wielkości obrotu, natomiast kąt eliptyczności i amplitudowe współczynniki transmisji utrzymują się na względnie stałym poziomie.

Charakterystyka fazowo-napięciowa (rys.5.21) została wyznaczona na podstawie zmierzonego sygnału przedstawionego na rys.5.20.



Rys.5.20. Sygnał wyjściowy – TNLC umieszczony pomiędzy równoległymi polaryzatorami ($\alpha_p=0^\circ$).



Rys.5.21. Charakterystyka fazowo-napięciowa TNLC: (a) $\gamma(U)$, (b) $\Gamma(U)$.

Maksymalna całkowita różnica faz, którą może wprowadzić badana próbka jest równa $\gamma=3,44\pi$, a zakres przestrajanej polem elektrycznym liniowej składowej $\Gamma \in \langle 0; 6,81\pi \rangle$. Wartość ta jest znacznie wyższa niż w przypadku komórki wytworzonej w firmie Thorlabs, co jest korzystne z punktu widzenia zastosowań polarymetrycznych, w których ma pełnić rolę modulatora fazy (a nie tylko natężenia światła).

5.6. PODSUMOWANIE

W rozdziale 5 opisano metody i przedstawiono wyniki pomiarów parametrów polaryzacyjnych dwóch komórek skręconych nematycznych ciekłych kryształów. Celem było wyznaczenie parametrów, za pomocą których można je opisać i analizować oraz próba zrozumienia, co wpływa na ich sposób działania. Potwierdzono, że różnica faz oraz kąt eliptyczności fal własnych mogą być modulowane za pomocą napięcia, ale nie można ich kontrolować niezależnie. Kąt azymutu można zmienić poprzez obrót elementu ciekłokrystalicznego. Skręcone nematyczne ciekłe kryształy są ośrodkami niedichroicznymi. Istnieją napięcia przy

których TNLC pracuje niemal jak czysty rotator polaryzacji. Im wyższa jest maksymalna wartość różnicy faz, powstająca między falami własnymi takiej komórki, tym liczba punktów adiabatycznych jest większa.

Maksymalna wartość liniowej składowej różnicy faz dla komórki firmy Thorlabs wynosi zaledwie $\Gamma=2,54\pi$, a Politechniki Warszawskiej jest znacznie wyższa i wynosi $\Gamma=6,81\pi$. Potwierdza to, że komercyjnie nie są produkowane elementy TNLC o bardzo wysokich różnicach faz, ponieważ nie są one wymagane do powszechnych zastosowań (modulacja natężenia światła, obrót płaszczyzny polaryzacji). Kluczowe do wykorzystania takiej komórki w układzie generatora/analizatora byłoby uzyskanie możliwie dużej Γ (dochodzącej do minimum 3π), ale wolnozmienniej w szerokim zakresie napięć. Odległości pomiędzy kolejnymi punktami adiabatycznymi powinny być jak największe (w funkcji napięcia). Kluczowe w tym względzie jest zoptymalizowanie jednocześnie grubości i dwójłomności materiału, co może stanowić zadanie dla technologów zajmujących się produkcją takich komórek. Oczekuje się możliwości płynnych zmian stanów polaryzacji za pomocą napięcia.

Wszystkie zadania: dobór i dostosowanie metod pomiarowych, zestawienie stanowisk laboratoryjnych, przygotowanie próbek, opracowanie algorytmu odtwarzania fazy i oprogramowania zrealizowałam samodzielnie. Uzyskane wyniki były prezentowane podczas konferencji naukowych, w których brałam udział. Jedne z pierwszych wyników pomiarów parametrów komórek TNLC zostały również opublikowane w recenzowanych materiałach pokonferencyjnych [196].

ROZDZIAŁ 6

SKRĘCONE NEMATYCZNE CIEKŁE KRYSTAŁY JAKO ELEMENTY JEDNOKIERUNKOWEGO POLARYMETRU PODWÓJNEGO PRZEJŚCIA

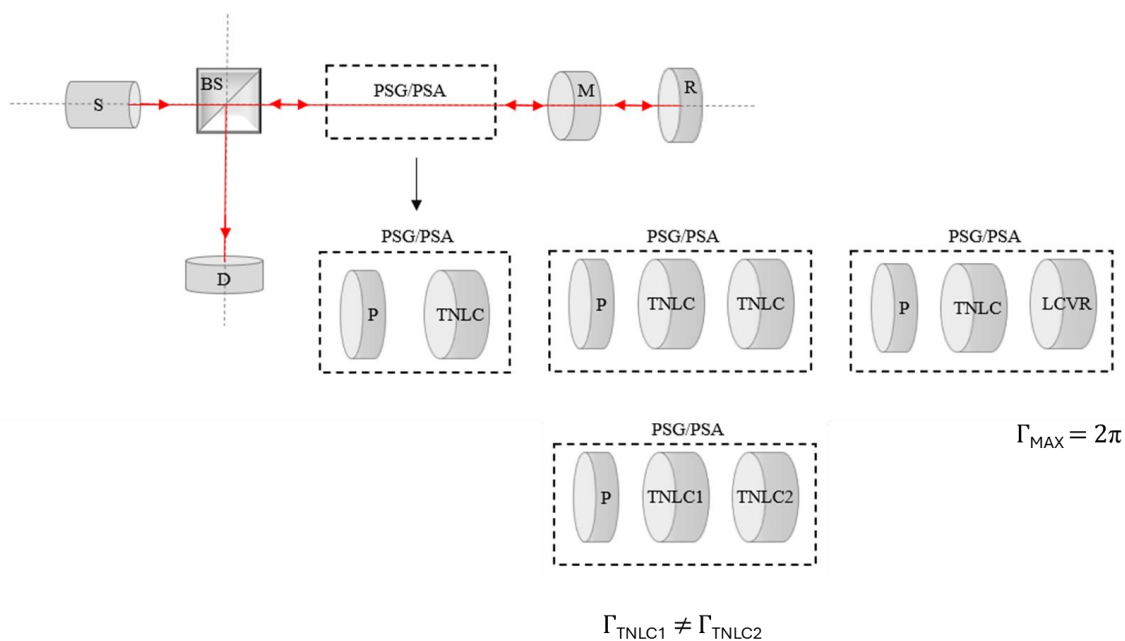
Skręcone nematyczne ciekłe kryształy (TNLC) umożliwiają zmianę stanu polaryzacji światła na skutek przyłożenia zewnętrznego pola elektrycznego. W przeciwieństwie do powszechnie wykorzystywanych już w polarymetrii liniowych przesuwników ciekłokrystalicznych (LCVR), przestrajana jest nie tylko wprowadzana przez nie różnica faz, ale również kąt eliptyczności ich wektorów własnych. Tym samym mogą one stanowić interesujący element składowy generatorów i analizatorów w układach polarymetrycznych do badania właściwości ośrodków dwójłomnych. Dotychczas są one słabo rozpoznawalne w takich zastosowaniach, ale na pewno mogą zaoferować więcej niż „zwykłe” LCVR. Przykładem może być układ transmisyjny opisany w rozdziale 4, w przypadku, którego użycie dwóch LCVR umożliwia odtworzenie tylko 9 elementów macierzy Muellera w jednej serii pomiarów, a pełna macierz w ogólności uzyskiwana jest przy wykorzystaniu czterech LCVR. Jednak użycie zamiast nich tylko dwóch TNLC prowadzi również do uzyskania wszystkich 16 elementów [51]. Dlatego też w ramach niniejszego rozdziału zaproponowałam przeanalizowanie możliwości wykorzystania skręconych nematycznych ciekłych kryształów w jednokierunkowym polarymetrze podwójnego przejścia, który dotychczas został zrealizowany z użyciem dwóch LCVR i wiązał się z ograniczeniami pomiarowymi [59]. Czy w tym przypadku również będzie możliwe zastąpienie dwóch LCVR jednym TNLC?

Ogólna koncepcja takiego układu zakłada wykorzystanie tego samego modułu jako generatora (PSG) i analizatora (PSA) różnych stanów polaryzacji światła. Należy podkreślić, że zaproponowany układ nie jest typowym polarymetrem Muellera. Nie jest bowiem możliwe wygenerowanie czterech niezależnych stanów przez generator i analizator, które w efekcie prowadziłyby do 16 konfiguracji. W zaproponowanym rozwiązaniu stany PSG i PSA są ściśle od siebie zależne, ponieważ realizowane są przez ten sam zestaw elementów, ale „widzianych przez światło” w odwrotnej kolejności. W ramach przedłożonej pracy skupiłam się na przeanalizowaniu czynników wpływających na stabilność numeryczną takiego rozwiązania oraz stany generatora i analizatora. Oceniono również zdolność odtwarzania pełnej macierzy Muellera-Ścierskiego. Zaproponowano metody pomiaru stanów PSG i PSA. Badania przedstawione w tym rozdziale związane są z kierowanym przez autorkę rozprawą projektem PRELUDIUM 20, zatytułowanym: „Analiza możliwości zastosowania nematycznych

skręconych ciekłych kryształów jako elementów nieklasycznych układów polarymetrycznych do pomiaru parametrów ośrodków dwójłomnych”.

6.1. OPIS UKŁADU POLARYMETRYCZNEGO

Schemat proponowanego układu polarymetrycznego przedstawiono na rys. 6.1. Wiązka światła ze źródła **S** przechodzi przez moduł **PSG/PSA**, który pełni początkowo rolę generatora różnych stanów polaryzacji światła i badany ośrodek **M**, za którym umieszczono zwierciadło **R**. Po odbiciu światło wraca ponownie przez ośrodek i ten sam zestaw elementów PSG/PSA, ale pełniących teraz rolę analizatora stanów polaryzacji światła. Następnie za pomocą płytki światłodzielnącej **BS** światło zostaje skierowane do detektora **D**, umieszczonego w prostopadłym ramieniu polarymetru. Rejestruje on intensywność sygnału wyjściowego, poprzez uśrednienie po całej powierzchni elementu światłoczułego.



Rys.6.1. Schemat jednokierunkowego polarymetru podwójnego przejścia, opis oznaczeń zamieszczono w tekście.

Zaproponowano cztery konfiguracje PSG/PSA. Pierwsza z nich wykorzystuje liniowy polaryzator **P** i jeden skręcony nematyczny ciekły kryształ **TNLC**. Jest to rozwiązanie dosyć ekonomiczne ze względu na zminimalizowanie liczby elementów. Ponadto zredukowanie liczby modulatorów ciekłokrystalicznych prowadzi do zmniejszenia złożoności sterowania, zwiększając tym samym wydajność działania. Następnie można wskazać rozwiązania wykorzystujące dwa identyczne **TNLC**. W danym momencie obie komórki wprowadzają równe wartości różnicy faz lub różne. Należy podkreślić, że taki układ dwóch **TNLC** umieszczonych

jeden za drugim, generuje inny stan polaryzacji światła niż pojedynczy o podwojonej fazie. Ostatnia propozycja zakłada jednoczesne użycie TNLC i „zwykłego” liniowego przesuwnika ciekłokrystalicznego LCVR ($\alpha_{LCVR}=45^\circ$, $\gamma_{\max}=2\pi$). We wszystkich przypadkach założono, że oś direktora pierwszej warstwy TNLC pokrywa się z osią x układu współrzędnych. Z kolei orientacja azymutalna polaryzatora stała się parametrem optymalizacyjnym układu.

Sposób działania opisanego układu pozwala nazwać go jednokierunkowym polarymetrem podwójnego przejścia. Wykorzystanie pojedynczego modułu jako PSG i PSA oraz umieszczenie go tylko po jednej stronie badanego ośrodka sprawia, że takie rozwiązanie sprawdzi się również w pomiarach z utrudnionym obustronnym dostępem do próbek.

6.2. STANY WŁASNE GENERATORA I ANALIZATORA

Informacja o stanach generatorów i analizatorów, jakie można uzyskać za pomocą zaproponowanych modułów, jest niezbędna zarówno w procesie optymalizacji jak również przy ocenie możliwości samego układu polarymetrycznego. Zdolność pomiaru tych stanów jest istotna z punktu widzenia kalibracji urządzenia. Model teoretyczny stanowi bowiem wyłącznie przybliżenie rzeczywistego działania. W pracy wykorzystywany jest formalizm Muellera-Stokesa, ze względu na jego przydatność do opisu światła częściowo spolaryzowanego i quasi-monochromatycznego.

6.2.1. Model teoretyczny

Macierz PSG lub PSA można uzyskać poprzez przemnożenie macierzy Muellera opisujących poszczególne elementy modułu PSG/PSA zgodnie ze wzorem (2.47). Wektor Stokesa reprezentujący stan polaryzacji generatora ($[G]$) jest równy pierwszej kolumnie otrzymanej macierzy PSG, a w przypadku analizatora ($[A]$) – pierwszemu wierszowi macierzy PSA.

W modelu teoretycznym dla skręconego nematycznego ciekłego kryształu zastosowano przytoczony w podrozdziale 3.3 model Lu i Saleh oraz opis za pomocą macierzy Jonesa (3.2). Założono, że oś direktora pierwszej warstwy TNLC w układzie generatora jest zgodna z osią x układu współrzędnych. Należy zwrócić uwagę, że w PSA direktor pierwszej warstwy jest obrócony o kąt ϕ w stosunku do przyjętej osi odniesienia. Nie jest rozważana zależność pomiędzy napięciem przyłożonym do komórki ciekłokrystalicznej a indukowaną różnicą faz. Stanowi to osobne zagadnienie do rozwiązania, ale możliwe do pominięcia z punktu widzenia teoretycznego opisu zachowania elementów układu. Przyjęto, że liniowa składowa różnicy faz Γ (zależna od napięcia) w danym momencie przyjmuje konkretną wartość. Następnie zastosowano przedstawiony w 2.3.3 algorytm konwersji z formalizmu Jonesa do Muellera

(2.79) oparty na macierzach Pauliego (2.80)-(2.83). Przyjęto najbardziej ogólny opis TNLC, który nie uwzględnia efektów krawędziowych, ściśle związanych z konkretną fizyczną realizacją komórki TNLC i wymagających wprowadzenia dodatkowych zmiennych. Uznano, że przyjęte podejście będzie wystarczające, aby ocenić działanie TNLC w układzie polarymetrycznym.

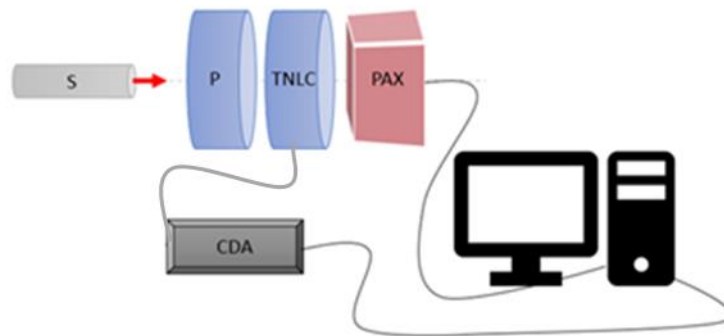
Z kolei liniowy polaryzator wyrażono za pomocą wzoru (2.51), gdzie przyjęto $T_f=1$, $T_s=0$, $\theta_f=0^\circ$, $X=0$, $Y=0$, α_f – zmieniane. LCVR reprezentowany jest za pomocą macierzy liniowego opóźniacza (3.1). Przy definiowaniu macierzy elementów układu analizatora uwzględniono obrócenie lokalnego układu współrzędnych, do którego dochodzi w układzie po odbiciu od zwierciadła.

6.2.2. Doświadczalne wyznaczenie wektora Stokesa stanu generatora

Wektor Stokesa stanu generatora $[G_n]$ wyznaczany jest na podstawie kąta azymutu (α) i kąta eliptyczności (θ) światła wychodzącego z PSG:

$$[G_n] = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\theta) \cos(2\alpha) \\ \cos(2\theta) \sin(2\alpha) \\ \sin(2\theta) \end{bmatrix}. \quad (6.1)$$

Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rys. 6.2.



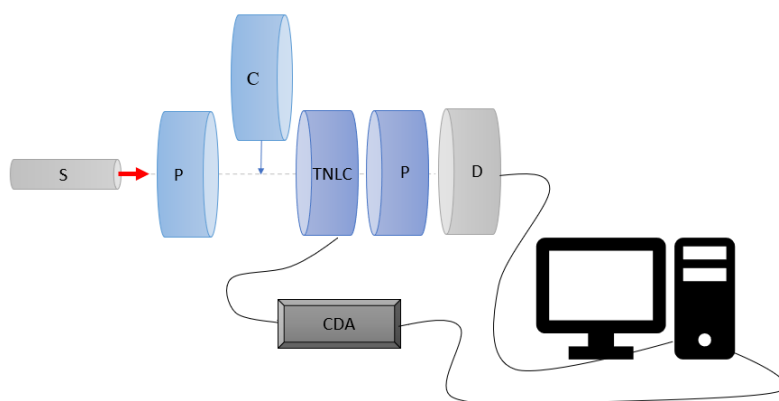
Rys.6.2. Schemat układu pomiarowego do wyznaczenia wektora Stokesa generatora: S – źródło światła (dioda LED 660nm), P – liniowy polaryzator, TNLC – skręcony nematyczny ciekły kryształ, PAX – analizator stanu polaryzacji światła Thorlabs, CDA – przetwornik cyfrowo-analogowy.

Parametry stanu polaryzacji światła są mierzone za pomocą komercyjnego analizatora stanów polaryzacji PAX. Odczytywane wartości są średnią z kilku pomiarów. Do obsługi stanowiska wykorzystane zostało stworzone przez mnie oprogramowanie (rozdział 7). Polaryzator i TNLC reprezentują w tym wypadku PSG.

6.2.3. Doświadczalne wyznaczenie wektora Stokesa stanu analizatora

Wyznaczenie stanów polaryzacji uzyskiwanych w układzie analizatora nie jest trywialnym zagadnieniem, ponieważ kolejność elementów jest odwrócona i zawsze ostatnim jest polaryzator liniowy. Metoda opisana w 6.2.2 nie znajduje w tym przypadku zastosowania. Dlatego też zaproponowano podejście oparte wyłącznie na pomiarze natężenia światła.

Na rys. 6.3 przedstawiono schemat wykorzystywanego układu pomiarowego.



Rys. 6.3. Schemat układu pomiarowego do wyznaczenia wektora Stokesa analizatora: S – źródło światła (dioda LED 660nm), P – liniowy polaryzator, C – płytki ćwierćfalowa, TNLC – skręcony nematyczny ciekły kryształ, CDA – przetwornik cyfrowo-analogowy, D – fotodioda.

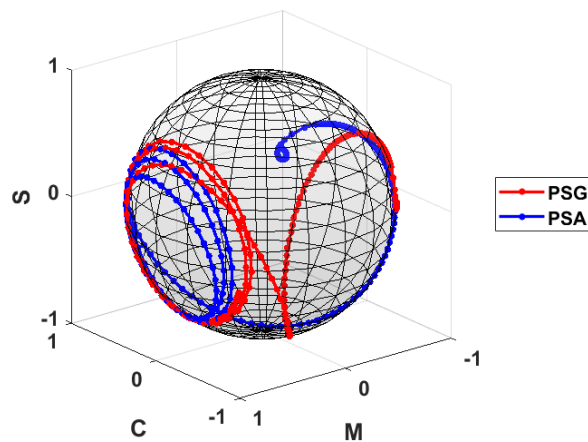
Polaryzator i TNLC zostały dodatkowo obrócone o 180° wokół własnej osi. Miało to na celu odzwierciedlenie rzeczywistego ułożenia elementów w PSA (tak jak „widzi je” powracająca wiązka światła, odbita od zwierciadła). Za pomocą liniowego polaryzatora wygenerowano trzy stany spolaryzowane liniowo o kątach azymutu 0° , 90° i 45° . Układ polaryzatora ($\alpha_p=0^\circ$) i płytki ćwierćfalowej ($\alpha_c=45^\circ$) umożliwił uzyskanie dodatkowo światła spolaryzowanego kołowo prawoskrętnie. Za każdym razem mierzono natężenie światła przed (I_0, I_{90}, I_{45}, I_R) i po przejściu przez PSA ($I_0', I_{90}', I_{45}', I_R'$). Na tej podstawie wyznaczono wektor Stokesa stanu analizatora:

$$[A_n] = 0,5 \cdot \begin{bmatrix} \frac{I_0 \cdot I_{90}' + I_{90} \cdot I_0'}{I_0 \cdot I_{90}} \\ \frac{I_{90} \cdot I_0' - I_0 \cdot I_{90}'}{I_0 \cdot I_{90}} \\ \frac{2 \cdot I_0 \cdot I_{90} \cdot I_{45}' - I_0 \cdot I_{45} \cdot I_{90}' - I_{90} \cdot I_{45} \cdot I_0'}{I_0 \cdot I_{90} \cdot I_{45}} \\ \frac{2 \cdot I_0 \cdot I_{90} \cdot I_R' - I_0 \cdot I_R \cdot I_{90}' - I_{90} \cdot I_R \cdot I_0'}{I_0 \cdot I_{90} \cdot I_R} \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

Został on unormowany przez pierwiastek z sumy kwadratów drugiej, trzeciej i czwartej składowej. Do sterowania TNLC oraz pomiaru sygnału wyjściowego wykorzystano stworzone przeze mnie oprogramowanie (rozdział 7).

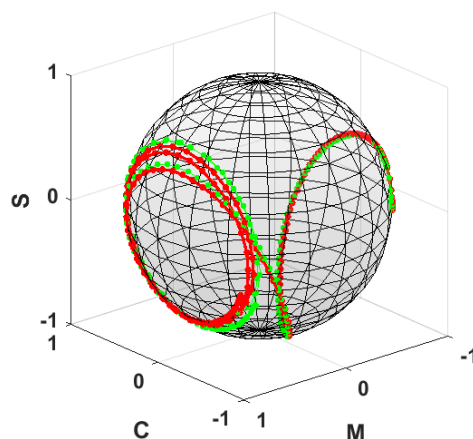
6.2.4. Wyniki pomiarów parametrów fal własnych generatora i analizatora

Wektory Stokesa stanów polaryzacji światła, możliwych do uzyskania w układzie generatora i analizatora, zostały wyznaczone w funkcji napięcia przyłożonego do komórki TNLC (z Politechniki Warszawskiej). Otrzymane stany można zwizualizować na sferze Poincarégo (rys.6.4).



Rys. 6.4. Zmierzone krzywe możliwych stanów PSG i PSA, w funkcji napięcia.
Układ P-TNLC ($\alpha_p=115^\circ$, $\Psi_{TNLC}=0^\circ$).

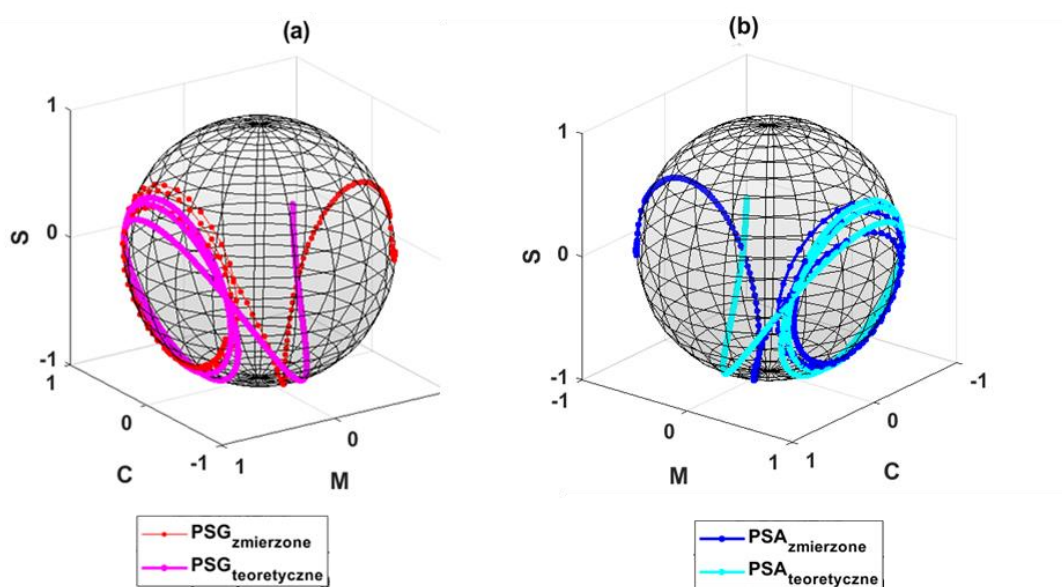
Stany te można również odtworzyć na podstawie zmierzonych elementów macierzy TNLC (rys.5.17). Na rys.6.5 porównano otrzymany wówczas rozkład z tym pochodzącym z bezpośrednich pomiarów.



Rys.6.5. Rozkład możliwych stanów PSG w układzie P-TNLC: zmierzonych przy użyciu PAX (czerwona krzywa) i otrzymany na podstawie zmierzonej macierzy TNLC (zielona krzywa).

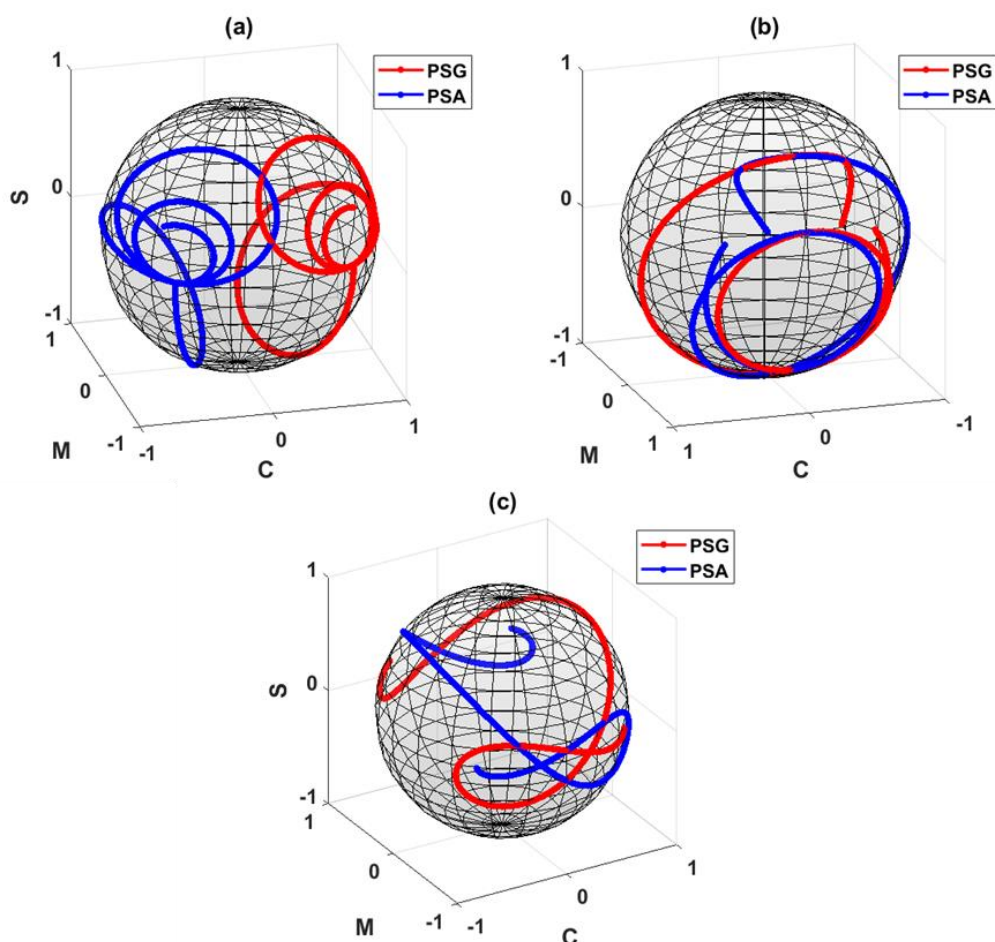
Wyniki są prawie identyczne, a nieznaczne różnice mogą być spowodowane wykonywaniem pomiarów przy innych warunkach zewnętrznych. Pokazuje to tym samym, jak istotna jest kalibracja układu, ponieważ zależność stanów polaryzacji od pola elektrycznego może zmienić się wraz z temperaturą otoczenia. Pomiar pełnej macierzy Muellera jest czasochłonny, dlatego też istotne jest znalezienie szybszych, a zarazem dokładnych metod. Do takich można zaliczyć zaproponowaną.

Model teoretyczny dobrze odzwierciedla stany PSG (rys.6.6a) oraz PSA (rys.6.6b). Obserwowane wyraźne „rozejsie się” krzywych występuje, gdy różnica faz jest mniejsza od π , a tym samym coraz wyższe napięcia powodują coraz większe wyprostowanie cząsteczek. Silniejszy może być również wtedy wpływ efektów krawędziowych, które nie zostały uwzględnione w modelu.



Rys. 6.6. Porównanie zmierzonych krzywych stanów PSG i PSA z teoretycznymi.

Na rys.6.7 przedstawiono przykładowe krzywe stanów PSG i PSA dla pozostałych zaproponowanych modeli.



Rys.6.7. Przykładowe zasymulowane krzywe PSG i PSA dla proponowanych modeli: (a) P-TNLC-TNLC, (b) P-TNLC1-TNLC2, (c) P-TNLC-LCVR.

Należy zauważyć, że pomiędzy stanami generatora i analizatora występuje silna zależność, która wynika z symetrii układu.

6.3. OPTYMALIZACJA

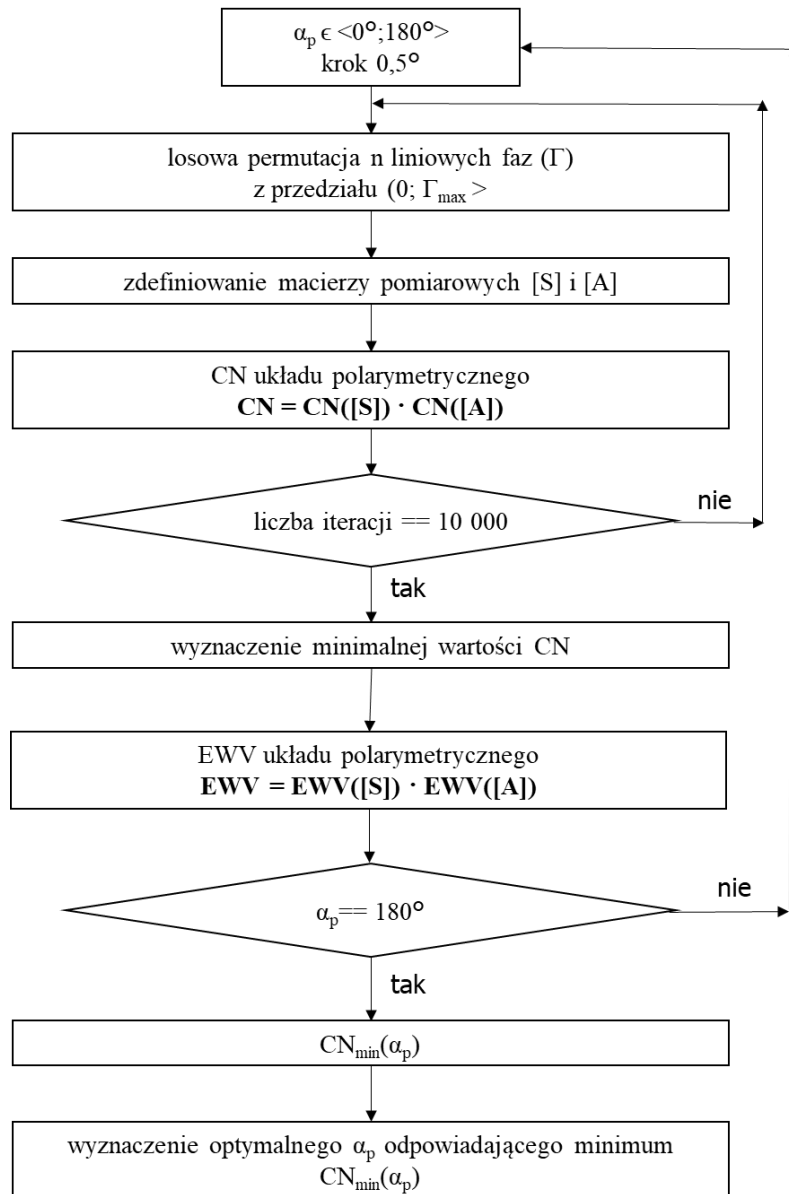
Aby w pełni odtworzyć macierz Muellera konieczne jest zrealizowanie minimum 16 pomiarów natężenia światła w 16 konfiguracjach generatorów i analizatorów, co prowadzi do układu 16 równań liniowych opisywanych zależnością (2.84). W polarymetrach Muellera konieczne jest uzyskanie czterech liniowo niezależnych stanów zarówno za pomocą PSG jak i PSA. W przypadku zaproponowanego polarymetru tych niezależnych stanów musi być co najmniej 16, ponieważ ze względu na konstrukcję układu nie jest możliwe niezależne sterowanie generatorem i analizatorem. Celem optymalizacji jest taki wybór tych stanów, aby otrzymana macierz Muellera była minimalnie wrażliwa na szum pomiarowy, a układ stabilny. Zostanie to osiągnięte, gdy wybrane stany będą od siebie maksymalnie oddalone na sferze Poincarégo. W wyniku optymalizacji wyznaczana jest wartość kąta azymutu polaryzatora, która

to umożliwi. Nie są wskazywane optymalne różnice faz, które powinien wprowadzać element ciekłokrystaliczny, ale określana jest wartość liniowej składowej różnicy faz, która zapewni wysoką stabilność układu. Wszystkie z zaproponowanych układów PSG i PSA zostały zasymulowane i poddane optymalizacji

6.3.1. Algorytm optymalizacji

Optymalizacje przeprowadzono dla różnych zakresów możliwej liniowej składowej różnicy faz wprowadzanej przez TNLC: $(0;2\pi>$, $(0;3\pi>$, $(0;4\pi>$, $(0;5\pi>$. Biorąc pod uwagę możliwość, że część elementów macierzy mogłaby być znana a priori – ze względu na założenia, dotyczące właściwości ośrodka (np. niedichroiczny, liniowy) – liczba równań do rozwiązania mogłaby zostać obniżona, co wiązałoby się z mniejszą wymaganą liczbą stanów PSG/PSA. Dlatego też optymalizacje przeprowadzono dla różnej liczby konfiguracji (n). Uwzględniono również przypadki nadmiarowych pomiarów. Jako wskaźniki optymalizacji wykorzystano liczbę warunkową macierzy (2.89) – CN i równoważoną wariancję (2.91) – EWV . Na rys.6.8 przedstawiono schemat przeprowadzonych optymalizacji.

Dla każdego z kątów azymutu polaryzatora należącego do przedziału $\langle 0^\circ;180^\circ \rangle$ (krok $0,5^\circ$) losowo permutowano n liniowych składowych fazy Γ , a następnie definiowano macierze pomiarowe $[G]$ i $[A]$, opisujące działanie odpowiednio PSG i PSA. Wartość CN całego układu polarymetrycznego stanowiła iloczyn tego wskaźnika wyznaczonego osobno z macierzy pomiarowych generatora i analizatora. PSG i PSA nie mogą być kontrolowane niezależnie, i dlatego właśnie przyjęto ten iloczyn za najlepsze rozwiązanie, uwzględniające wzajemny wpływ PSG/PSA. Na podstawie 10 000 losowych powtórzeń wyznaczono minimalną wartość CN_{min} , którą przypisano do rozważanego kąta polaryzatora. Ostatecznie z zależności $CN_{min}(\alpha_P)$ możliwe było określenie optymalnych ustawień polaryzatora, odpowiadających minimalnym wartościom CN . EWV stanowiła kryterium sprawdzające i została określona jako iloczyn równoważonych wariancji, wyznaczonych dla układu generatora i analizatora.



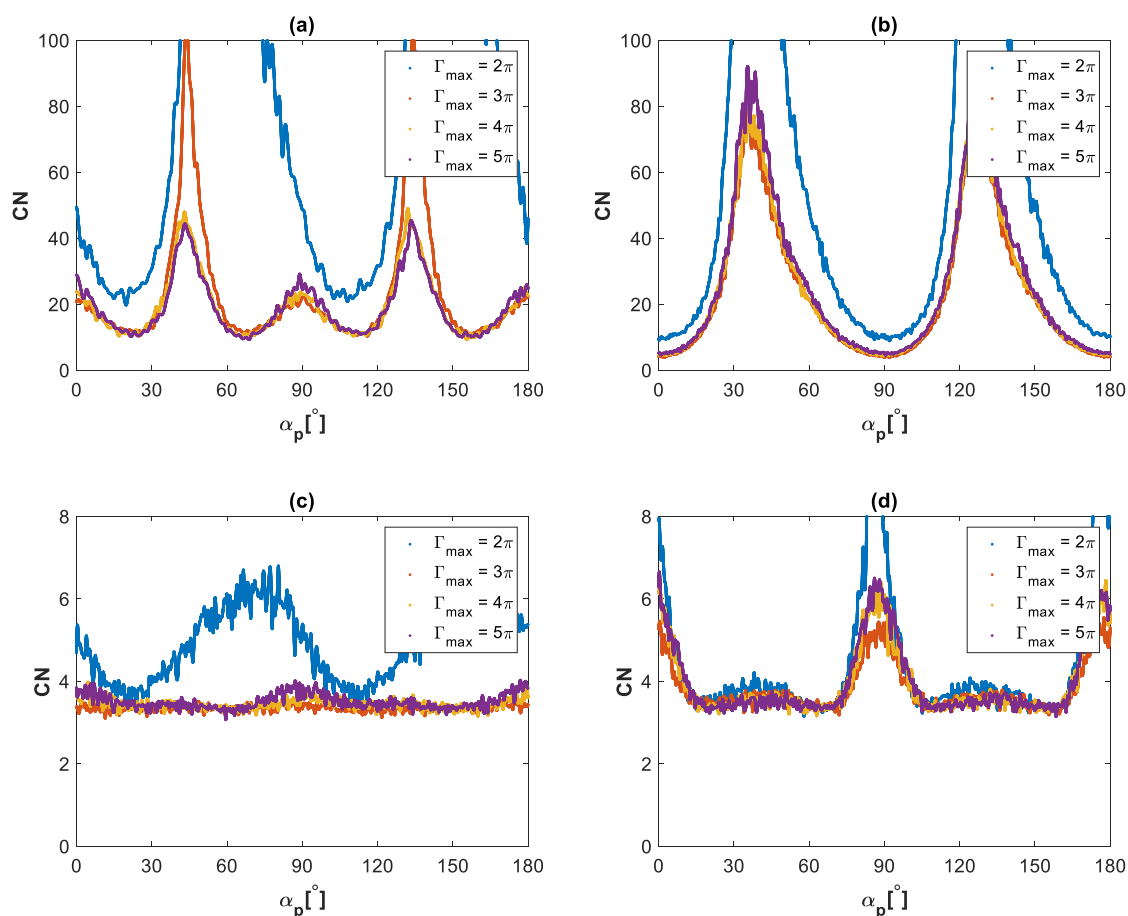
Rys.6.8. Schemat algorytmu optymalizacji.

Optymalizacje indywidualne generatora i analizatora przeprowadzono niezależnie od opisanych powyżej. Początkowe symulacje i optymalizacje układów były wykonywane na komputerze osobistym. Ze względu na złożoność i długotrwałość obliczeń były one następnie kontynuowane w ramach usługi Przetwórz na superkomputerze w Wrocławskim Centrum Sieciowo-Superkomputerowym Politechniki Wrocławskiej.

6.3.2. Wyniki

Uzyskane na podstawie przeprowadzonych symulacji rozkłady liczby warunkowej CN w funkcji kąta orientacji azymutalnej polaryzatora, dla wszystkich zaproponowanych układów

PSG/PSA przedstawiono na rys.6.9. Liczba konfiguracji w prezentowanym przypadku wynosiła 16.



Rys.6.9. Zależność CN od kąta orientacji azymutalnej polaryzatora w przypadku układu PSG/PSA: (a) P-TNLC, (b) P-TNLC-TNLC, (c) P-TNLC1-TNLC2, (d) P-TNLC-LCVR.

Uzyskanie optymalnego układu P-TNLC wymaga użycia TNLC o $\Gamma_{max}=3\pi$. Zwiększanie wartości liniowej składowej różnicy faz nie wpływa istotnie na stabilność numeryczną polarymetru. Można wyróżnić cztery korzystne ustawienia polaryzatora: $\alpha_P=\{23,5^\circ, 67,5^\circ, 116,5^\circ, 157,5^\circ\}$. Uzyskana na ich podstawie średnia wartość liczby warunkowej macierzy wynosi $CN_{\text{średnie_min_}3\pi}=10,63\pm 0,63$.

W układzie P-TNLC-TNLC występuje jedno wyraźne minimum przy $\alpha_P=90^\circ$, przy którym $CN_{3\pi}=3,89$. Dla $\Gamma_{max}=2\pi$ wartość wskaźnika wzrasta do $CN_{2\pi}=8,92$ ($\alpha_P=92^\circ$). Kiedy PSG/PSA złożone jest z dwóch TNLC, działających w różny sposób, a $\Gamma_{max}\geq 3\pi$, to każde ustawienie polaryzatora, umożliwi uzyskanie stabilnego układu ($CN_{\text{średnie}}=3,436\pm 0,049$). Przy $\Gamma_{max}=2\pi$ najbardziej preferowane jest $\alpha_P=\{19,5^\circ, 113,5^\circ\}$.

Propozycja łącząca TNLC z LCVR prowadzi do uzyskania przy $\Gamma_{max}=2\pi$ wartości wskaźnika CN porównywalnej z $\Gamma_{max}=\{3\pi, 4\pi, 5\pi\}$. Można wyróżnić cztery ledwo dostrzegalne

minima ($CN_{\text{średnie_min_}2\pi}=3,252\pm0,069$) przy $\alpha_P=\{15,5^\circ, 58^\circ, 105^\circ, 147,5^\circ\}$, które jednocześnie można uznać za przybliżone granice przedziałów kąta azymutu polaryzatora, wciąż zapewniającego dobrą odporność układu na szумы ($CN_{\text{średnie}}=3,54\pm0,34$).

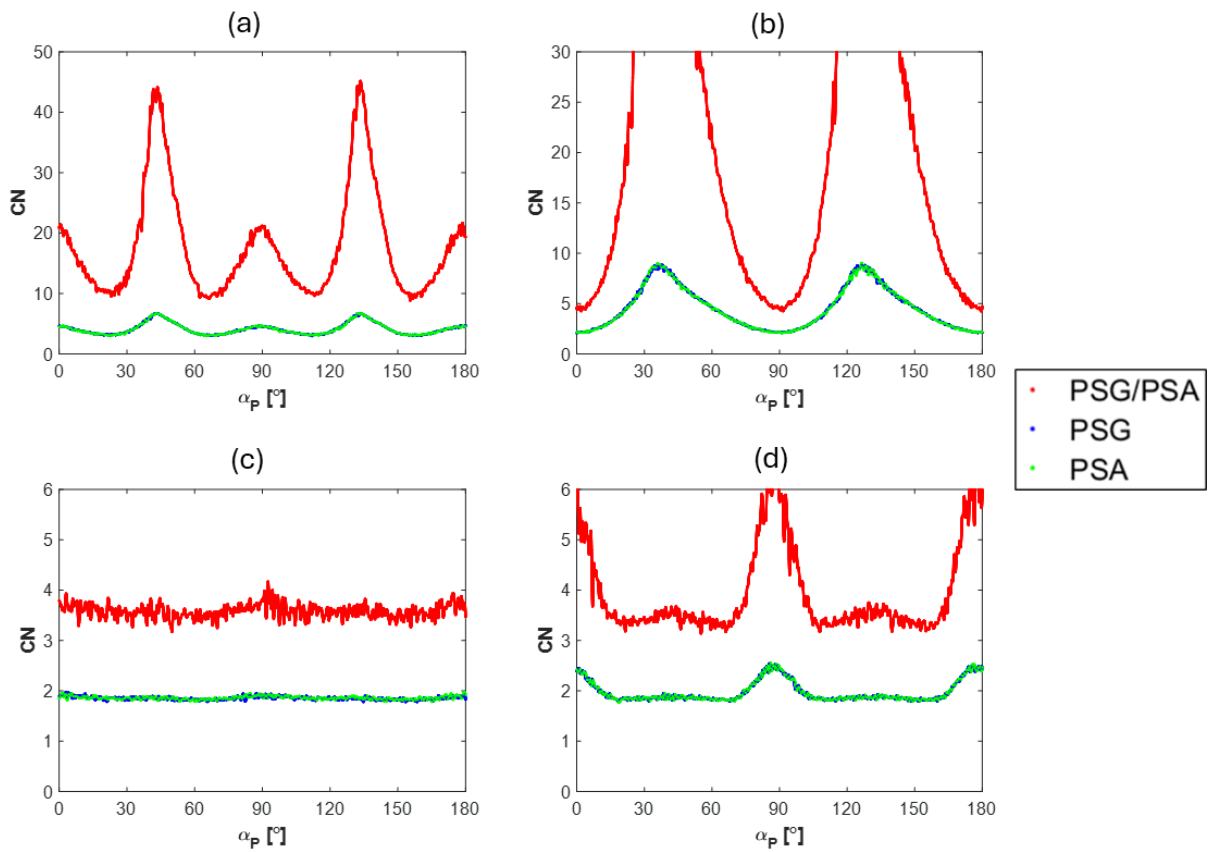
W Tabeli 6.1 porównano analizowane propozycje modułów PSG/PSA z innymi dostępnymi w literaturze, które charakteryzują się analogiczną konstrukcją [59] lub wykorzystują TNLC [51]. W przypadku proponowanych układów zaprezentowano uśrednione (w minimach zależności $CN(\alpha_P)$) po $\Gamma_{\text{max}}=\{3\pi, 4\pi, 5\pi\}$ liczby warunkowe odpowiednio generatora i analizatora.

Tabela 6.1. Porównanie układów polarymetrycznych pod względem odporności na szумы na podstawie średnich wartości CN generatora i analizatora wraz z odchyleniem standardowym.

Układ	CN_G	CN_A
P-TNLC	3,217±0,023	3,217±0,023
P-TNLC-TNLC	2,12±0,16	2,12±0,16
P-TNLC1-TNLC2	1,853±0,013	1,853±0,013
P-TNCL-LCVR	1,7979±0,0033	1,7979±0,0033
Sobczak 2020 (zgodność konstrukcji)	1,7321	1,7321
Chironi 2020 (wykorzystanie TNLC)	10,6	9,9

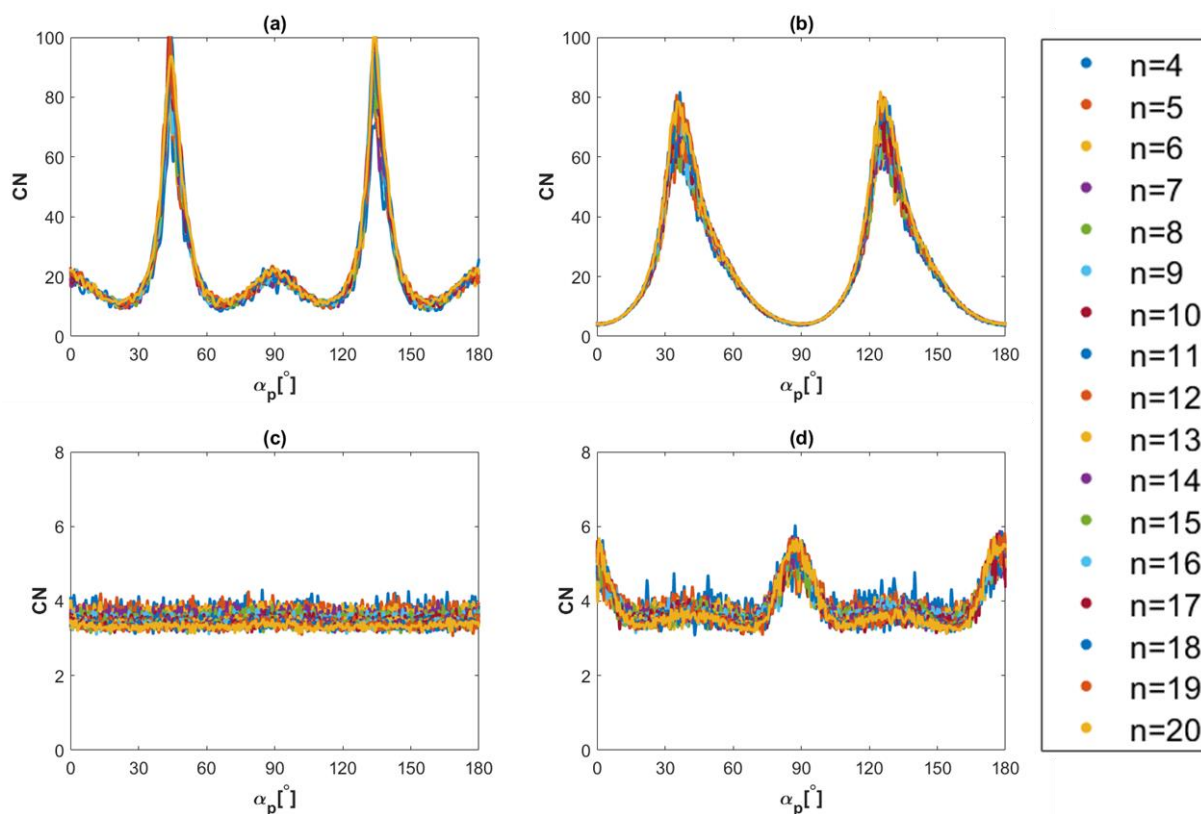
Otrzymane wyniki wyglądają obiecująco. Odporność na szумы pomiarowe proponowanych układów jest porównywalna, z wynikami otrzymanymi dla układu opartego na samych LCVR [59]. Nowe rozwiązanie jest stabilniejsze od układu transmisyjnego [51]. Należy jednak uwzględnić fakt, że autorzy [51] pozyskali płytki TNLC z wyświetlaczy promocyjnych breloków handlowych, czyli charakteryzował się one najprawdopodobniej małą wartością Γ_{max} . Ze względu na przyjętą konstrukcję układu, uwarunkowania macierzy pomiarowych generatora i analizatora będą takie same, co wyróżnia go od układu transmisyjnego.

Przeprowadzono również niezależne optymalizacje samego układu PSG i PSA ($\Gamma_{\text{max}}=4\pi$, $n=16$). Otrzymane wyniki (rys.6.10) dowodzą, że możliwe jest poszukiwanie optymalnej orientacji polaryzatora, przeprowadzając optymalizację tylko PSG lub PSA, bo minima CN występują dla tych samym kątów, co w przypadku analizy całego układu (iloczyn). Minima są jednak słabiej rozróżnialne.



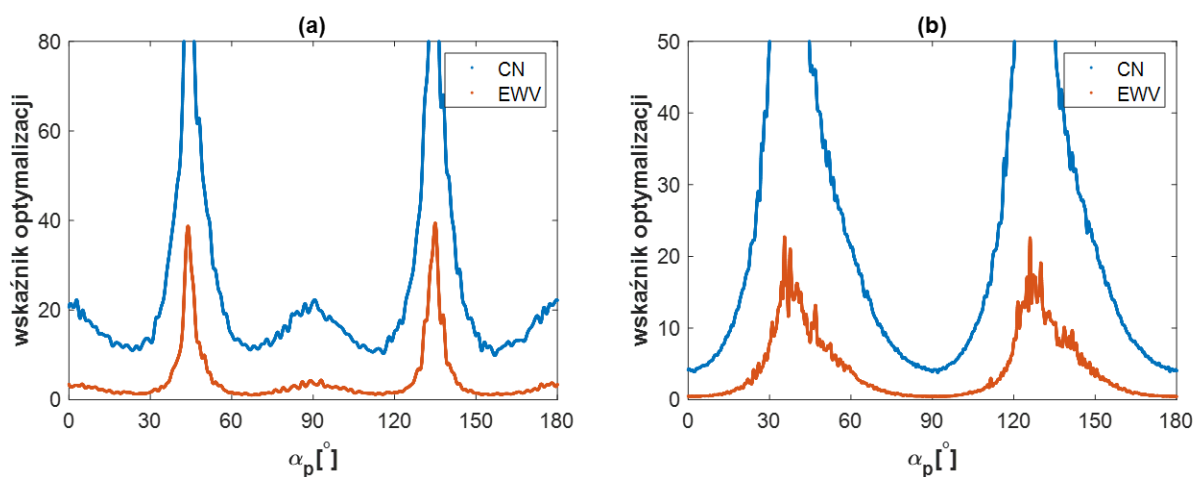
Rys.6.10. Porównanie $CN(\alpha_p)$ całego układu (czerwony) z wynikami niezależnych optymalizacji samego PSG (niebieski) i PSA (zielony) w przypadku: (a) P-TNLC, (b) P-TNLC-TNLC, (c) P-TNLC1-TNLC2, (d) P-TNLC-LCVR.

Wykonanie symulacji i optymalizacji układu polarymetrycznego przy różnej liczbie potencjalnych stanów PSG i PSA, doprowadziło do wyniku pokazującego, że nie jest to czynnik wpływający na położenie minimów (rys.6.11).



Rys.6.11. Wpływ liczby kombinacji na lokalizację minimów $CN(\alpha_p)$.

Alternatywnym wskaźnikiem, który może zostać wykorzystany jest równoważona wariancja. Zależność CN i EWV w funkcji kąta azymutu polaryzatora są podobne i osiągają minima w tych samych punktach (rys.6.12). Oznacza to, że mogą one być wykorzystywane zamiennie.



Rys.6.12. Porównanie wskaźników optymalizacji CN i EWV dla układów: (a) P-TNLC, (b) P-TNLC-TNLC.

EWV w przeciwieństwie do CN uwidacznia korzystny wpływ większej liczby konfiguracji na stabilność układu (rys.6.13).



Rys.6.13. Wpływ liczby konfiguracji na wartość równoważonej wariancji.

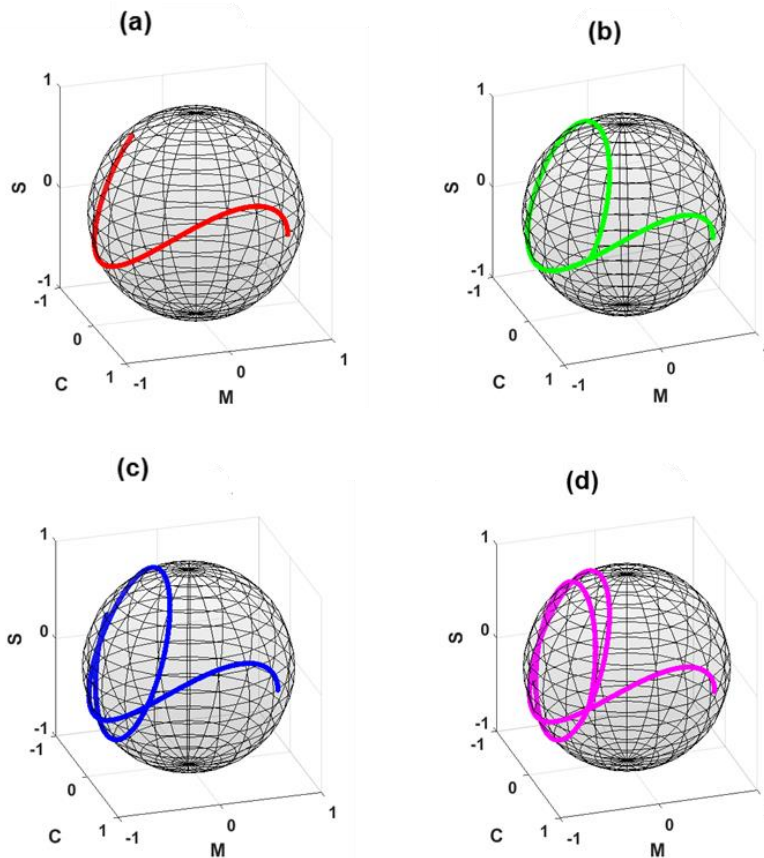
Tu ponownie należy podkreślić, że minimalna liczba stanów PSG/PSA w proponowanym jednokierunkowym polarymetrze podwójnej drogi, umożliwiającą odtworzenie pełnej macierzy Muellera wynosi 16, ale dopuszcza się możliwość analizowania mniejszej liczby równań w szczególnych przypadkach, wynikających z własności badanego ośrodka.

6.4. CZYNNIKI WPLYWAJĄCE NA STANY PSG I PSA ORAZ STABILNOŚĆ UKŁADU

Trajektoria stanów własnych generatora i analizatora na sferze Poincarégo zależy od kilku czynników, które zostały przeanalizowane na podstawie układu złożonego z liniowego polaryzatora i jednego skręconego nematycznego ciekłego kryształu.

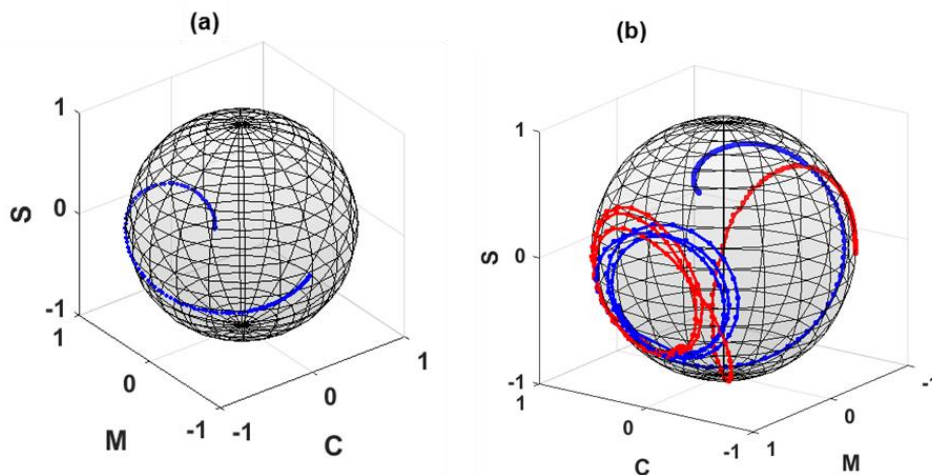
6.4.1. Wpływ elementów układu

Jako pierwszy z czynników, można wskazać wartości liniowej składowej różnicy faz wprowadzanej przez TNLC (rys.6.16).



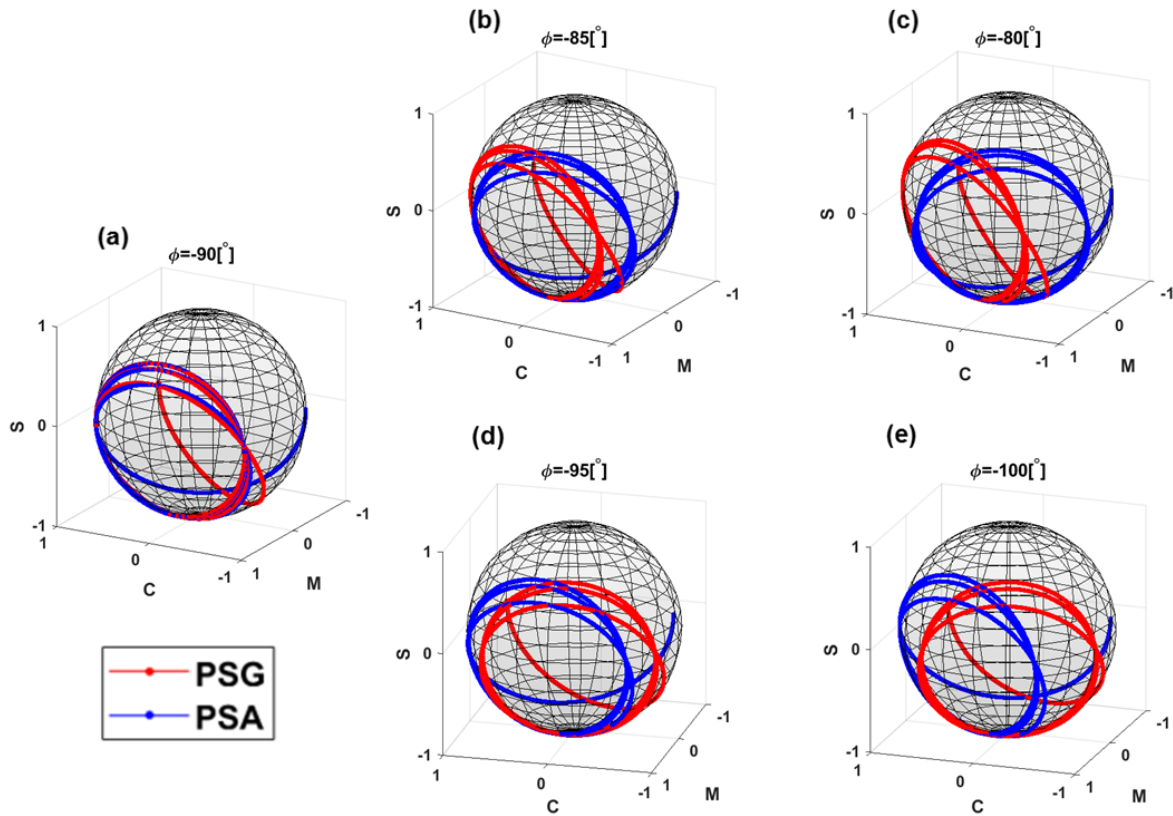
Rys.6.16. Zależność krzywej możliwych stanów PSG od maksymalnej wartości liniowej składowej różnicy faz:
 (a) $\Gamma_{\max}=2\pi$, (b) $\Gamma_{\max}=3\pi$, (c) $\Gamma_{\max}=4\pi$, (d) $\Gamma_{\max}=5\pi$.

Wraz ze wzrostem Γ_{\max} wydłużeniu ulega krzywa możliwych do uzyskania stanów polaryzacji. Eksperymentalne potwierdzenie tej zależności przedstawiono na rys.6.17. Liczba różnorodnych stanów, które można uzyskać wykorzystując komórkę z Thorlabs ($\Gamma_{\max}=2,54\pi$) jest znacznie mniejsza niż w przypadku tej z Politechniki Warszawskiej ($\Gamma_{\max}=6,81\pi$).



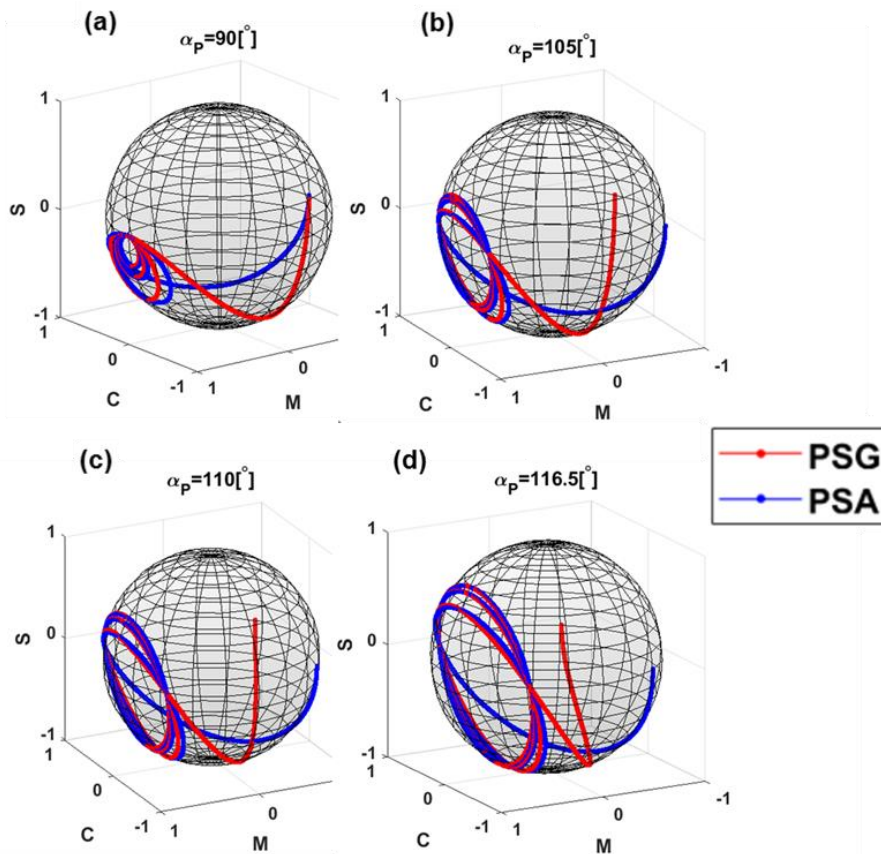
Rys.6.17. Wyznaczone eksperymentalnie krzywe stanów PSG zawierającego TNLC (a) z Thorlabs,
 (b) z Politechniki Warszawskiej.

Z kolei wartość kąta skręcenia wpływa na wzajemną zależność pomiędzy stanami generatora i analizatora (rys.2.18.). Przy $\phi=90^\circ$ obie krzywe się pokrywają, a suma kątów azymutu stanów PSG i PSA wynosi 180° (wzajemnie dopełniają się do tej wartości). Już nieznaczne odstępstwa od standardowego kąta skręcenia będą „rozsuwały” obie krzywe.



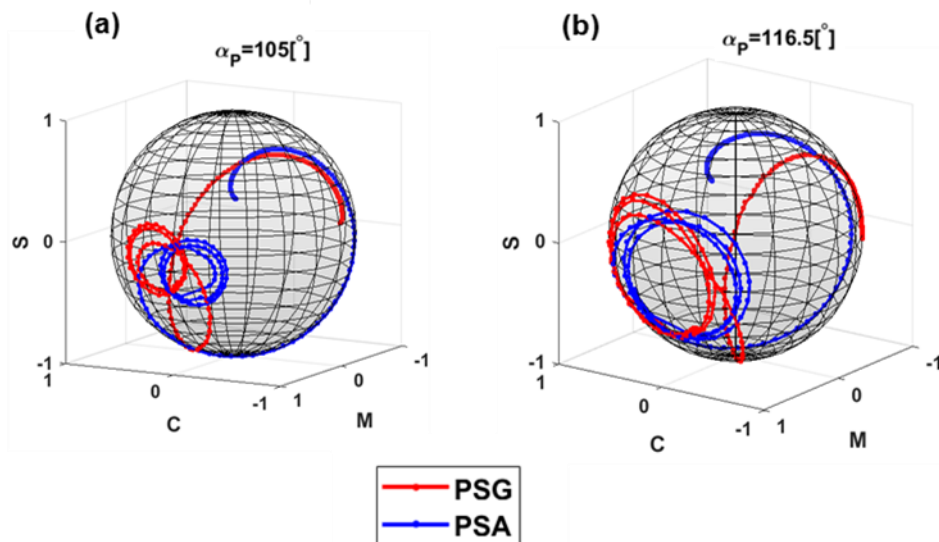
Rys.6.18. Wpływ kąta skręcenia TNCL na krzywe PSG i PSA: (a) $\phi=-90^\circ$, (b) $\phi=-85^\circ$, (c) $\phi=-80^\circ$, (d) $\phi=-95^\circ$, (e) $\phi=-100^\circ$.

Trajektorie stanów na sferze Poincarégo zależy nie tylko od właściwości TNLC. Kluczowym parametrem jest kąt azymutu polaryzatora. Gdy jest on równy kątowi, przy którym liczba warunkowa CN osiąga maksymalną wartość, to rozpiętość krzywych na sferze jest bardzo mała, stany skumulowane są blisko siebie (rys.6.19). Jednak w miarę zbliżania się do kąta odpowiadającego minimalnej wartości CN rozpiętość krzywej na sferze się zwiększa. Określenie ścisłego związku pomiędzy liczbą warunkową macierzy a geometrią na sferze pozwala stwierdzić, że zwiększenie różnorodności otrzymywanych stanów przekłada się na poprawę stabilności układu polarymetrycznego – uniknięcia niejednoznaczności rozlokowania tych stanów.



Rys.6.19. Wpływ kąta azymutu polaryzatora na rozpiętość krzywych PSG i PSA na sferze Poincarégo:
 (a) $\alpha_p=90^\circ$, (b) $\alpha_p=105^\circ$, (c) $\alpha_p=110^\circ$, (d) $\alpha_p=116,5^\circ$.

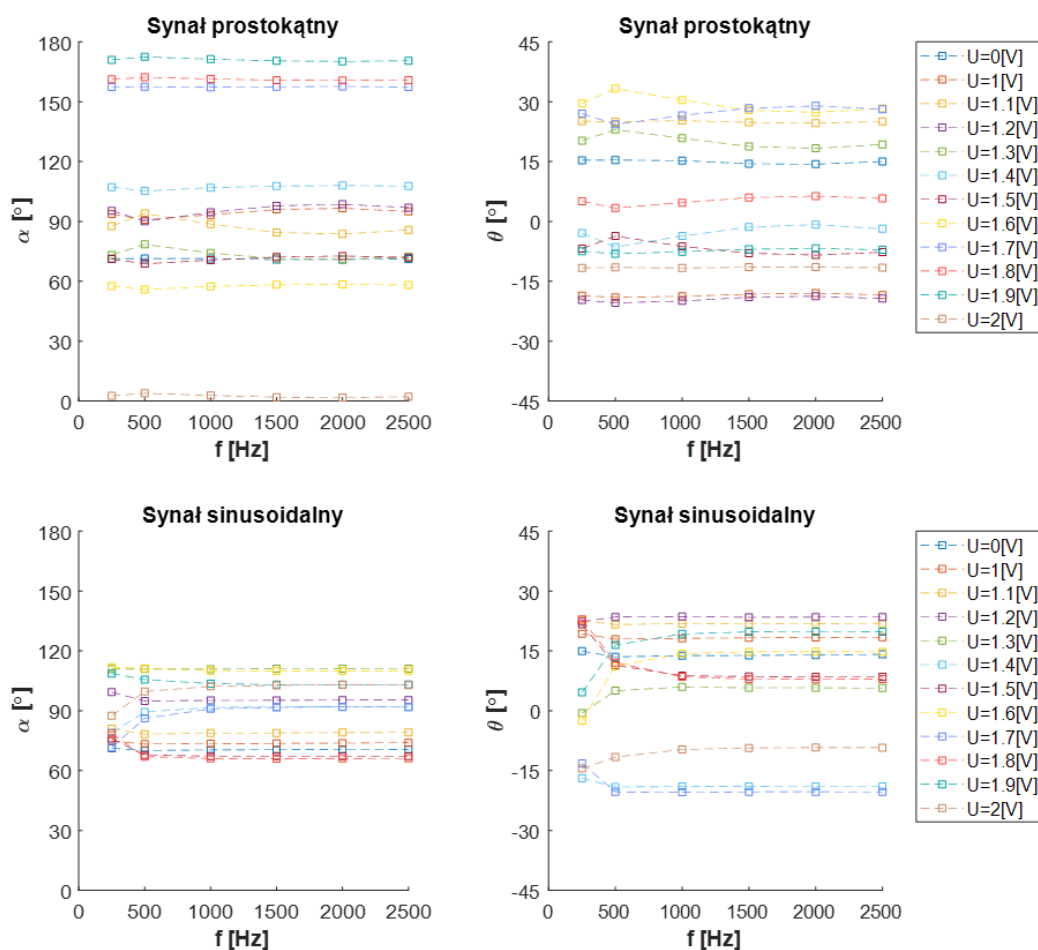
Wynik symulacji znajduje potwierdzenie eksperymentalne (rys.6.20).



Rys.6.20. Eksperymentalne krzywe PSG i PSA uzyskane dla różnych ustawień polaryzatora:
 (a) $\alpha_p=105^\circ$, (b) $\alpha_p=116,5^\circ$.

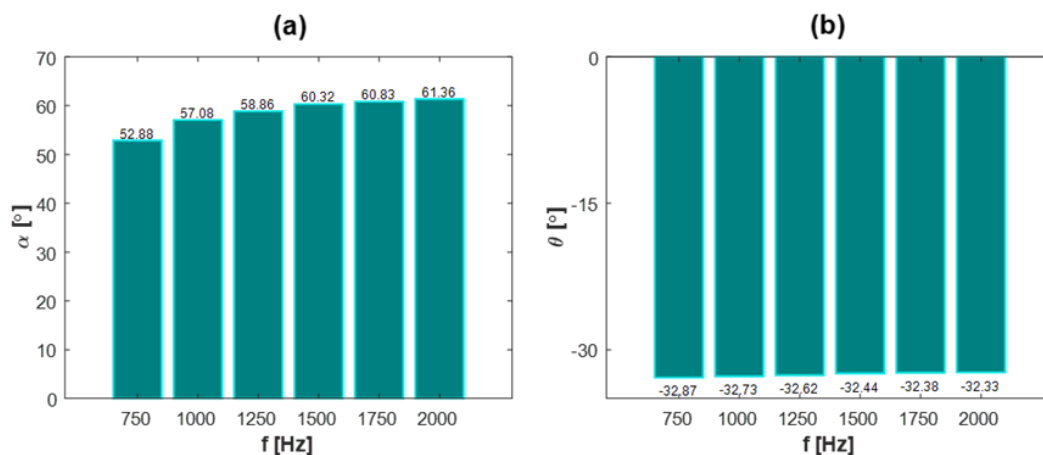
6.4.2. Wpływ sygnału modulującego komórkę TNLC

Komórki ciekłokrystaliczne mogą być modulowane za pomocą różnych typów sygnałów. Thorlabs oferuje przetworniki oparte na sygnale prostokątnym, ale istnieją przesłanki, że modulacja za pomocą funkcji sinusoidalnej jest stabilniejsza. Dlatego też w ramach pracy przeanalizowano wpływ częstotliwości i kształtu sygnału modulującego komórkę ciekłokrystaliczną na stany generatora zbudowanego z liniowego polaryzatora i skręconego nematycznego ciekłego kryształu. Pomiary wykonano w funkcji częstotliwości i napięcia przykładanego do komórki TNLC. Częstotliwość powyżej 1500 Hz zapewnia (niezależnie od napięcia) bardzo małe fluktuacje kąta azymutu i kąta eliptyczności, mieszczące się w granicach dopuszczalnego błędu (rys.6.21).



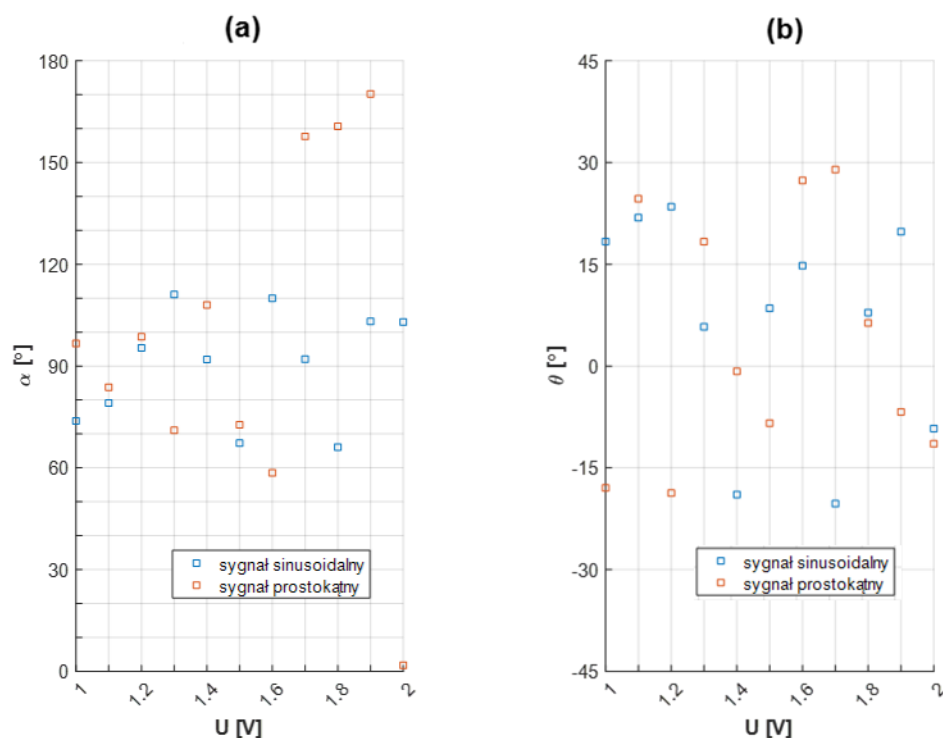
Rys.6.21. Wpływ rodzaju i częstotliwości sygnału modulującego komórkę ciekłokrystaliczną na kąt azymutu i eliptyczności światła wychodzącego z PSG.

Wartość częstotliwości modulacji szczególnie wpływa na kąt azymutu (rys.6.22). Im większa częstotliwość tym kąt azymutu zmienia się coraz słabiej, podczas gdy kąt eliptyczności pozostaje praktycznie niezmienny.



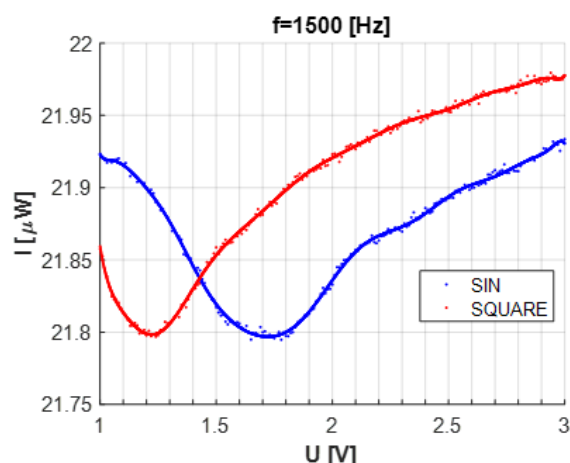
Rys.6.22. Wpływ częstotliwości sygnału modulującego komórkę ciekłokrystaliczną na (a) kąt azymutu i (b) kąt eliptyczności światła wychodzącego z PSG.

Kształt sygnału modulującego również ma znaczenie. Obserwuje się różne wartości kąta azymutu oraz eliptyczności przy sygnale sinusoidalnym i prostokątnym, a wielkość tych różnic zmienia się w funkcji napięcia (rys.6.23).

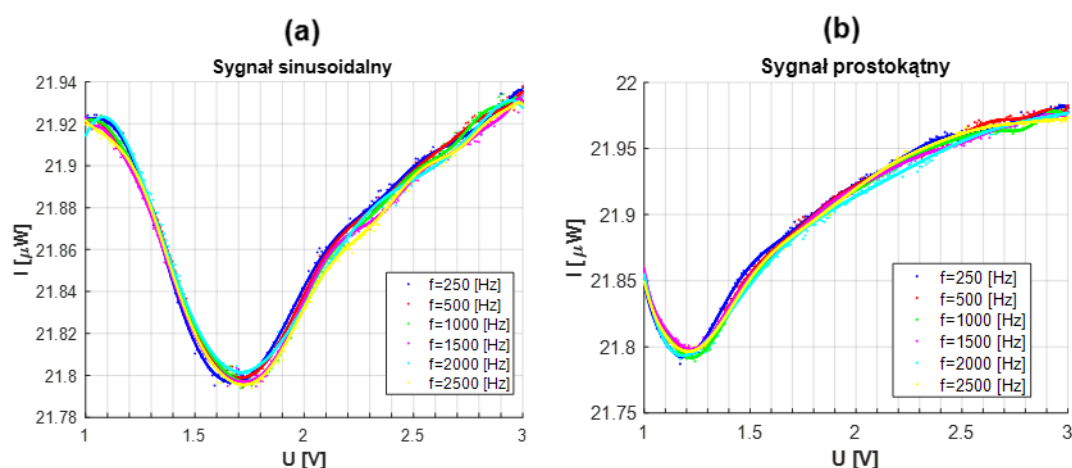


Rys.6.23. Wpływ rodzaju sygnału modulującego komórkę ciekłokrystaliczną na (a) kąt azymutu i (b) kąt eliptyczności światła wychodzącego z układu PSG.

Rodzaj sygnału modulującego wpływa również na kształt krzywej przedstawiającej zależność sygnału wyjściowego w funkcji napięcia dla układu PSG (rys.6.24.).



Rys.6.24. Porównanie wpływu sinusoidalnego i prostokątnego sygnału modulującego TNLC na sygnał wyjściowy w funkcji napięcia dla układu PSG.



Rys.6.25. Zależność sygnału wyjściowego od napięcia analizowana przy różnych częstotliwościach sygnału modulującego TNLC (a) sygnał sinusoidalny, (b) sygnał prostokątny.

Minima pomiędzy obiema krzywymi są przesunięte o około 0,5V. Przy sygnale sinusoidalnym ekstremum przesunięte jest w kierunku większych wartości napięć, a krzywa jest „szersza”, co korzystnie wpływa na kontrolę działania komórki ciekłokrystalicznej. Sygnał prostokątny, będący złożeniem sygnałów sinusoidalnych, wiąże się również z większym ryzykiem wystąpienia efektu rezonansu. Analizując częstotliwość z zakresu 250-2500 Hz nie dostrzega się znaczącego wpływu częstotliwości na charakterystykę natężeniową (rys.6.25).

6.5. OCENA ZDOLNOŚCI ODTWARZANIA PEŁNEJ MACIERZY MUELLERA

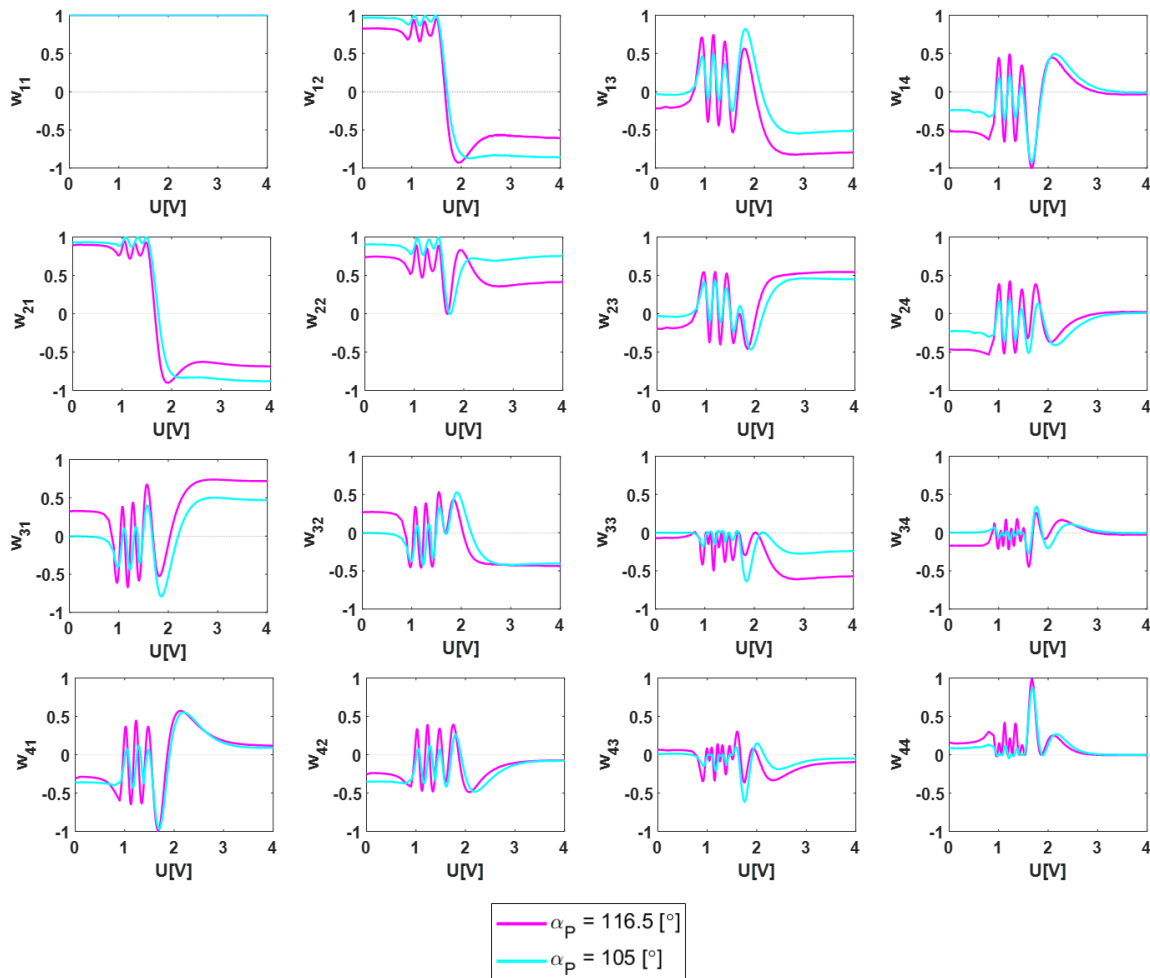
Przy wyborze zestawu generatorów i analizatorów należy oprócz względów stabilności i odporności układu na szумы uwzględnić również ich przydatność do odtworzenia pełnej informacji o ośrodku. Wyznaczają one bowiem współczynniki, które są przypisywane

do poszczególnych elementów macierzy Muellera, opisującej badany ośrodek. Na ich podstawie w polarymetrii Muellera tworzy się macierz pomiaru polarymetrycznego, gdzie kolumny reprezentują poszczególne elementy macierzy, a wiersze kolejne pomiary. Ważny parametr tej macierzy – rząd – określa ile niezależnych informacji o niewiadomych niesie układ. W najlepszym możliwym przypadku powinien on wynosić 16. Co ważne, rząd macierzy może być wyznaczany na podstawie dowolnej liczby równań, a jego wartość jest zawsze mniejsza lub równa liczbie niewiadomych.

Dlatego też, aby określić zdolność zaproponowanego układu polarymetrycznego do odtwarzania pełnej macierzy Muellera na podstawie wszystkich możliwych do uzyskania w układzie P-TNLC przy $\Gamma_{max}=\langle 0;3\pi \rangle$ stanach generatorów i analizatorów, utworzono macierz pomiaru polarymetrycznego i wyznaczono jej rząd. Jest on równy 10. Otrzymany wynik zweryfikowano na podstawie zmierzonych stanów PSG i PSA, gdy $\alpha_P=116,5^\circ$ oraz $\alpha_P=105^\circ$. Na podstawie symulacji sprawdzono, czy można zwiększyć otrzymaną wartość. Rozważono następujące zmienne: kąt azymutu polaryzatora, kąt skręcenia TNLC, orientacje direktora na powierzchni wejściowej TNLC, maksymalną wartość liniowej składowej różnicy faz, gęstość próbkowania Γ . Niezmiennie otrzymywano wyznaczoną uprzednio wartość (10). Nie wpływa na nią również zmiana konstrukcji PSG/PSA na inną spośród proponowanych.

Rząd równy 10 sugerowałby przydatność układu do badania ośrodków niedichroicznych, gdzie ze względu na zerowe wartości elementów z pierwszego wiersza i pierwszej kolumny (za wyjątkiem m_{11}), pozostaje 10 elementów do wyznaczenia. Sama informacja o rzędzie macierzy jest jednak niewystarczająca. Istotne okazują się wzajemne zależności pomiędzy współczynnikami.

Dla zmierzonych stanów PSG i PSA wyznaczono krzywe współczynników przypisywanych do poszczególnych elementów macierzy w funkcji napięcia przykładanego do komórki TNLC (rys.6.26). W analizowanym układzie polarymetrycznym każde napięcie definiuje jeden pomiar.



Rys.6.26. Krzywe współczynników przypisywanych do poszczególnych elementów macierzy w funkcji napięcia przykadanego do TNLC wyznaczone dla różnych orientacji polaryzatora: $\alpha_p=116,5^\circ$ oraz $\alpha_p=105^\circ$.

Zares zmian $w_{ij} \in \langle -1; 1 \rangle$.

Można zauważyć, że zmiana kąta azymutu polaryzatora przekłada się wyłącznie na zmianę wartości tych współczynników, ale charakter krzywych na ogół pozostaje zachowany (zwłaszcza w przedziale istotnych pomiarowo napięć). Co więcej, współczynniki, za wyjątkiem tych związanych z elementami diagonalnymi, są parami równe ($w_{12}=w_{21}$, $w_{13}=w_{31}$, $w_{23}=w_{32}$) lub różnią się co do znaku ($w_{14}=-w_{41}$, $w_{24}=-w_{42}$, $w_{34}=-w_{43}$) – zweryfikowano to również bezpośrednio na macierzach wartości współczynników. Przywołując opis Muellera-Ścierskiego, można tu dostrzec związek z macierzą osrodka liniowo dwójłomnego:

$$[M]=\begin{bmatrix} T^+ & MT^- & CT^- & 0 \\ MT^- & M^2Z+X & MCZ & -YC \\ CT^- & MCZ & C^2Z+X & YM \\ 0 & YC & -YM & X \end{bmatrix}. \quad (6.3).$$

Wskazuje to na przydatność zaproponowanego układu polarymetrycznego w szczególności do pomiaru właściwości osrodków liniowo dwójłomnych. Zagadnienie odtworzenia macierzy

takiego ośrodka będzie można sprowadzić – przy założeniu: $m_{21}=m_{12}$, $m_{31}=m_{13}$, $m_{32}=m_{23}$, $m_{42}=-m_{24}$, $m_{43}=-m_{34}$, $m_{14}=m_{41}=0$ – do układu 9 niezależnych równań liniowych, którego rozwiązanie umożliwi wyznaczenie: m_{11} , m_{22} , m_{33} , m_{44} , m_{12} , m_{13} , m_{23} , m_{24} , m_{34} . Tym samym liczba pomiarów zostanie ograniczona do 9 przy 9 stanach PSG/PSA.

6.6. PODSUMOWANIE

W niniejszym rozdziale zaproponowano wykorzystanie skręconych nematycznych ciekłych kryształów w jednokierunkowym polarymetrze podwójnej drogi. Ogólna idea takiego układu zakłada użycie tego samego modułu PSG/PSA do generowania i analizowania różnych stanów polaryzacji światła. Analizowane są cztery konstrukcje PSG/PSA przy założeniu, że oś direktora na powierzchni wejściowej komórki TNLC pozostaje cały czas równoległa do przyjętej osi odniesienia układu. Proponuje się wykorzystanie tylko jednej komórki skręconego nematycznego ciekłego kryształu (P-TNLC) lub dwóch działających w identyczny (P-TNLC-TNLC) albo odmienny sposób (P-TNLC1-TNLC2). Rozważana jest również konstrukcja z TNLC i LCVR (P-TNLC-LCVR). Działanie wszystkich układów zostało zasymulowane i poddane optymalizacji, które dostarczyły informacji o ustawieniu polaryzatora, prowadzącym do jak największej odorności układu na szумы pomiarowe, co jak zauważono przekłada się na jak największą rozpiętość krzywej stanów własnych PSG i PSA na sferze Poincarégo. Konstrukcja układu uniemożliwia zastosowanie klasycznego dla polarymetrii Muellera podejścia, czyli kombinacji niezależnych generatorów i analizatorów, ponieważ zawsze jeden z nich wynika z drugiego i nie można ich kontrolować indywidualnie. Dlatego też nie są one optymalizowane osobno. Wyniki pokazują jednak, że możliwe jest ograniczenie optymalizacji w tym przypadku wyłącznie do generatora lub analizatora, ponieważ wyniki końcowe będą identyczne z tymi otrzymywanymi dla całego układu.

Rezultaty przeprowadzonych w ramach tej pracy symulacji mogą posłużyć do budowy również innych układów niż opisywany. Zaproponowane konstrukcje PSG jak i PSA, wykorzystujące TNLC, mogą zostać użyte jako niezależne generatory i analizatory stanu polaryzacji światła. Zastosowanie zoptymalizowanych ustawień polaryzatora wpłynie na ich stabilność i odporność na szумы pomiarowe. Należy również zwrócić uwagę, że otrzymane krzywe optymalizacyjne w pobliżu minimów są wolnozmiennie. Oznacza to, że przyjęcie ustawienia polaryzatora w otoczeniu lokalnego minimum, wciąż zapewni wysoką jakość (niska wartość) wskaźnika CN . Oczywiście ustawienie polaryzatora nie jest jedynym czynnikiem wpływającym na czułość układu. Kluczowy jest również zestaw faz wprowadzanych przez przesuwniki ciekłokrystaliczne, które będą determinowały dokładną lokalizację wybranych

stanów własnych na sferze Poincarégo. Wszystkie one jednak będą zawarte w trajektorii stanów, wyznaczonej przez zoptymalizowane α_P i Γ_{max} . W związku z tym, wiedząc jak ustawione powinny zostać elementy układu, można dokładnie wyznaczyć możliwą do uzyskania za ich pomocą krzywą stanów własnych i spośród nich wybrać te optymalne i realizowalne w układzie.

W pracy została jasno określona optymalna różnica faz, istotna ze względu na stabilność układu. Różni się ona od raportowanej $\Gamma=4\pi$ [195] w przypadku układu P-TNLC i wynosi $\Gamma=3\pi$, co zostało potwierdzone również eksperymentalnie. Przy wyższych wartościach Γ stany własne zlokalizowane są na sferze w pobliżu już wcześniej zdefiniowanych, co nie przynosi zysku optymalizacyjnego. Tym samym można stwierdzić, że w przypadku układu P-TNLC, za kształt trajektorii odpowiada liniowa składowa różnicy faz, a za jej rozpiętość na sferze kąt azymutu polaryzatora. W pracy pokazano również, że rodzaj i częstotliwość sygnału modulującego komórkę ciekłokrystaliczną ma istotny wpływ na stany własne PSG/PSA. Układ obarczony jest ograniczeniami związanymi z ilością odtwarzanych informacji o ośrodku. Nie jest możliwe uzyskanie układu 16 niezależnych równań, a ich liczba jest ograniczona do 10. Po analizie współczynników określających wpływ danego pomiaru na elementy macierzy, przydatność polarymetru została ograniczona do ośrodków liniowo dwójłomnych. Tym samym ograniczenie pozostało, ale liczba elementów ciekłokrystalicznych w układzie została zmniejszona względem rozwiązania opisanego w [59].

Zaproponowano metody pomiaru stanów własnych generatora i analizatora, które umożliwiają przeprowadzenie sprawnie procesu kalibracji układu. Otrzymuje się zestaw konkretnych, rzeczywistych stanów, który uwzględnia błędy elementów tworzących układ, ich dokładną orientację oraz warunki zewnętrzne.

Wszystkie zadania poczynszy od projektu stanowiska, przez opracowanie modeli numerycznych PSG/PSA, algorytmu optymalizacji, metod pomiaru i odtwarzania informacji o stanach własnych generatora i analizatora, przeprowadzenie pomiarów, symulacji i optymalizacji – zostały wykonane przeze mnie samodzielnie. Otrzymane wyniki prezentowałam na kilku konferencjach (krajowych i międzynarodowych).

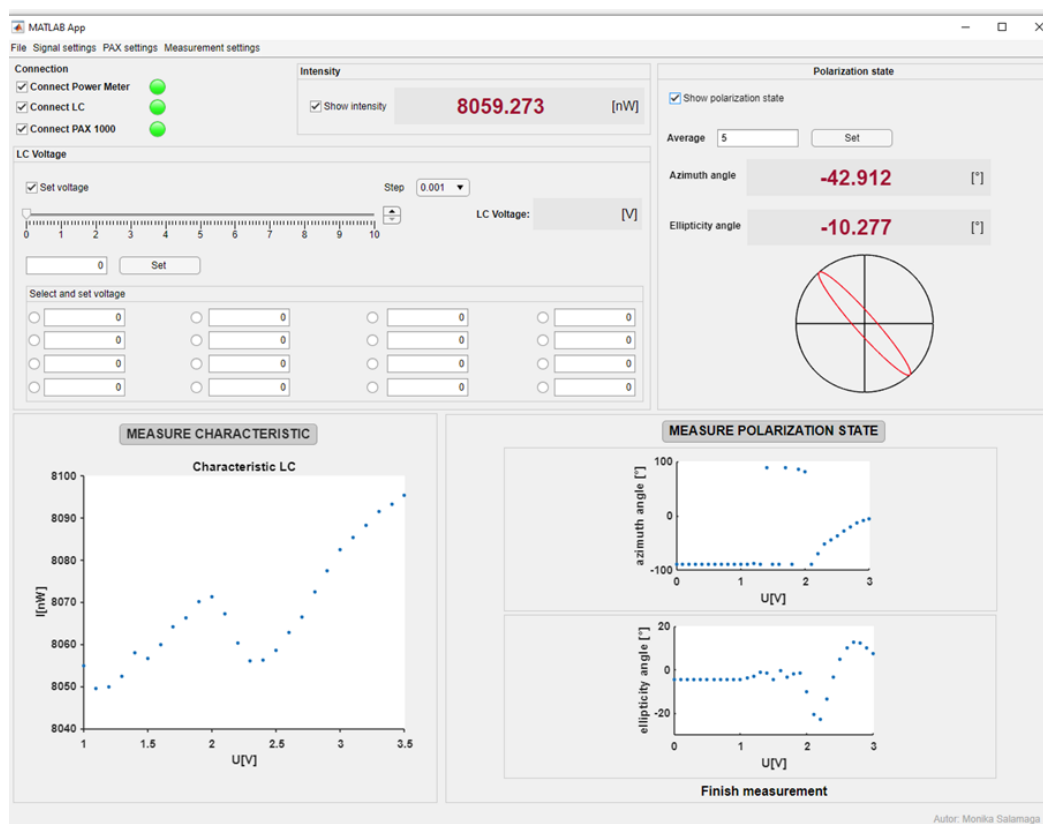
ROZDZIAŁ 7

OPROGRAMOWANIE DO OBSŁUGI PRZESUWNIKÓW CIEKŁOKRYSTALICZNYCH

Przesuwniki ciekłokrystaliczne są elementami, które wymagają sterowania zewnętrznym polem elektrycznym. Tym samym w laboratorium konieczna jest ciągła kontrola przykładanego do ich elektrod napięcia. Prowadzi to do zmiany różnicy faz wprowadzanej przez element ciekłokrystaliczny pomiędzy jego falami własnymi, a w przypadku TNLC również innych parametrów fal własnych. Konsekwencją jest zmiana stanu polaryzacji światła wychodzącego oraz wartości sygnału na fotodiodzie. W ramach prac prowadzonych podczas doktoratu stworzyłam aplikację, umożliwiającą sterowanie przesuwnikami ciekłokrystalicznymi, rejestrowanie tych zmian oraz wyznaczanie charakterystyki fazowo-napięciowej LCVR. Wszystkie zaproponowane programy mają podobną składnię i grafikę, ale każdy z nich ma funkcjonalności, które wyróżniają go spośród pozostałych.

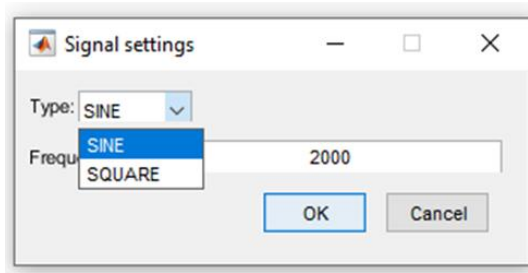
7.1. PROGRAM LCDEVICE

Program LCdevice to oprogramowanie do automatycznych pomiarów transmisji i stanu polaryzacji światła w funkcji napięcia modulującego element ciekłokrystaliczny (rys.7.1).



Rys.7.1. Okno aplikacji LCdevice.

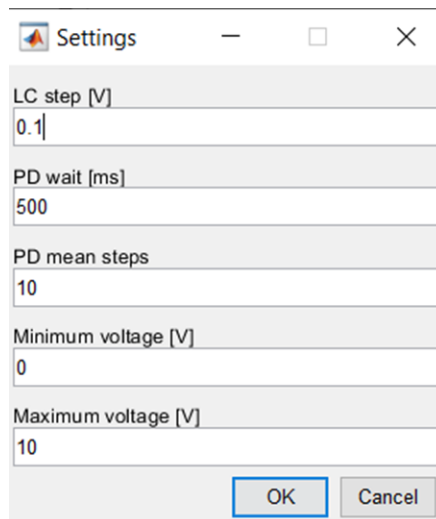
Program ten został napisany w MATLAB App Designer (MathWorks R2020b) i skompilowany do użytkowania na komputerach, które nie mają zainstalowanego takiego środowiska. Modulowanie sygnału na komórcie ciekłokrystalicznej możliwe jest za pomocą generatora funkcyjnego. Użytkownik może ustalić rodzaj sygnału (sinusoidalny, prostokątny) oraz jego częstotliwość (rys.7.2).



Rys.7.2. Wybór sygnału modulującego urządzenie ciekłokrystaliczne.

Do pomiarów natężenia światła wykorzystywana jest fotodioda S121C Thorlabs. Został użyty specjalny sterownik umożliwiający obsługę urządzenia w środowisku MATLAB [197]. Kąt azymutu i kąt eliptyczności światła jest mierzony za pomocą analizatora stanu polaryzacji PAX 1000 VIS/M Thorlabs. Autorem sterownika tego miernika w MATLAB jest dr hab. inż. Sławomir Drobczyński. Robocza długość fali, na której pracuje urządzenie jest zmieniana w programie.

Użytkownik może sterować napięciem przykładanym do elementu ciekłokrystalicznego za pomocą suwaka lub wpisując ręcznie pożądaną wartość. Może zostać zdefiniowany zbiór maksymalnie 16 napięć, które będą wybierane przez osobę obsługującą. Wyświetlana jest informacja o zmierzonym natężeniu i stanie polaryzacji. Następuje graficzna wizualizacja stanu polaryzacji za pomocą elipsy. Program umożliwia również automatyczny pomiar tych charakterystyk w funkcji przykładanego napięcia i zapis danych do pliku tekstowego. Istnieje możliwość ustalenia parametrów pomiaru (rys.7.3), takich jak krok pomiaru, czas oczekiwania między ustawieniem napięcia a pomiarem, liczby pomiarów w jednym kroku czy zakresu przykładanego napięcia.



Rys.7.3. Okno ustalania parametrów pomiaru.

7.2. PROGRAM CHARACTERISTICLC

Do automatycznego wyznaczania charakterystyki fazowo-napięciowej przesuwników ciekłokrystalicznych została stworzona aplikacja CharacteristicLC (rys.7.4).



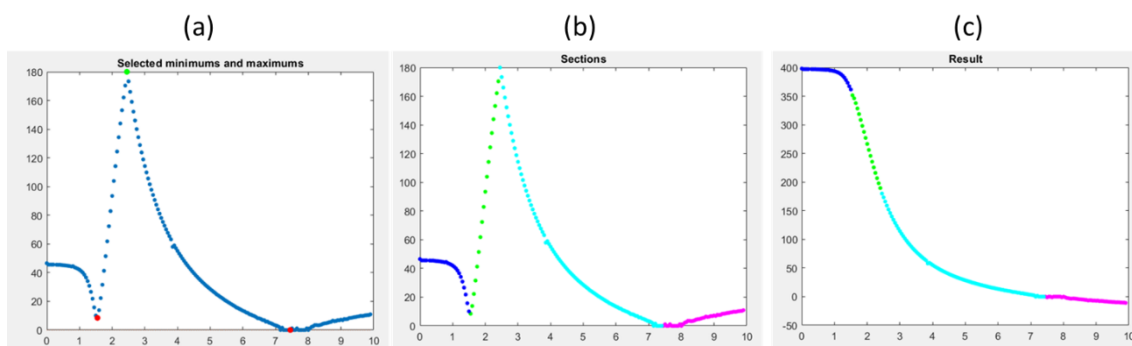
Rys.7.4. Okno aplikacji CharacteristicLC.

Program został napisany w MATLAB App Designer (MathWorks R2020b) i skompilowany do użytkowania na komputerach, które nie mają zainstalowanego takiego środowiska. Za obsługę LC i detektora odpowiada przetwornik cyfrowo-analogowy, z którym następuje połączenie.

Użytkownik może na bieżąco monitorować natężenie światła, a również ustawić dowolne napięcie na elemencie ciekłokrystalicznym. W ten sposób program może być używany również do sterowania pojedynczym LC. Pomiar natężenia światła w funkcji napięcia przyłożonego do przesuwnika ciekłokrystalicznego jest przeprowadzany po uprzednim zdefiniowaniu parametrów pomiaru. Opracowano algorytm rekonstrukcji charakterystyki fazowo-napięciowej z wyników pomiarów natężenia światła (I), bazujący na wzorze [159]:

$$\gamma = \arccos \left(1 - \frac{2I}{I_{max}} \right) \quad (6.4)$$

i kilkietapowej, zautomatyzowanej korekcji (wskazanie punktów do usunięcia, podział na przedziały, sklejenie funkcji poprzez odbicie i przesunięcie odpowiednich fragmentów), zakończonej aproksymacją krzywej wielomianem 9 stopnia (rys.7.5).



Rys.7.5. Etapy korekcji: (a) wskazanie minimów i maksimów, (b) podział na przedziały, (c) sklejenie krzywej.

Aplikacja umożliwia również podawanie na przesuwnik napięć z krzywej kalibracyjnej, zapisywanie charakterystyk i otwieranie już istniejących.

Warto dodać, że program CharacteristicLC został wdrożony również do obsługi stanowiska studenckiego w laboratorium Optyki Ośrodków Anizotropowych Politechniki Wrocławskiej. Jest także wykorzystywany przez innych pracowników Katedry Optyki i Fotoniki w trakcie prowadzonych przez nich badań naukowych. Aplikacja do wyznaczenia charakterystyki fazowo-napięciowej TNLC zgodnie z opisanym w podrozdziale 5.4 algorytmem jest w trakcie realizacji.

ROZDZIAŁ 8

PODSUMOWANIE I WNIOSKI

Celem przedłożonej rozprawy doktorskiej było opracowanie innowacyjnych rozwiązań polarymetrycznych do badania ośrodków dwójłomnych. Kluczowe w tym względzie było wykorzystanie przesuwników ciekłokrystalicznych, uwzględniając również skręcone nematyczne ciekłe kryształy. Tytułowa innowacyjność wynika z zaproponowania niestandardowych schematów postępowania oraz użycia elementów, które dotychczas są słabo poznane w polarymetrii ośrodków dwójłomnych.

W rozdziale 4 opisano uproszczoną symetryczną konstrukcję polarymetru, wykorzystującego przesuwniki ciekłokrystaliczne LCVR. Użycie w układzie generatora i analizatora wyłącznie liniowego polaryzatora oraz pojedynczego LCVR doprowadziło do uzyskania w wyniku pomiarów macierzy Muellera bez trzeciego wiersza i trzeciej kolumny. Pokazano, że na podstawie takiej niepełnej macierzy wciąż można scharakteryzować ośrodek. Udowodniono, że można ją uzupełnić do pełnej postaci. Tym samym odpowiedziano na postawione w pracy pytania badawcze.

W ramach tej części badań zaproponowano dwie, alternatywne względem metody najmniejszych kwadratów, procedury odtwarzania 9 elementów macierzy Muellera na podstawie pomiarów sygnału wyjściowego. Początkowo opracowano jawne wyrażenia, pozwalające scharakteryzować właściwości ośrodka niedichroicznego: kąty azymutu i eliptyczności jego wektorów własnych, różnicę faz wprowadzaną między nimi oraz amplitudowe współczynniki transmisji. Kluczowe jednak okazało się zaproponowanie przede wszystkim algorytmu obliczeń numerycznych, opartego na metodzie Newtona-Raphsona. Umożliwił on zniesienie ograniczeń co do właściwości ośrodków, które mogą stanowić obiekt badań w zaproponowanym polarymetrze. Odpowiednio zdefiniowane punkty startowe umożliwiły wyznaczenie parametrów polaryzacyjnych w ich pełnych zakresach stosowalności. Ważnym aspektem pracy jest zaproponowanie rozwiązania problemu niejednoznaczności otrzymywanych zestawów wyników. Wykonanie dodatkowych pomiarów z próbką obróconą o pewien kąt pozwala określić, który zbiór rozwiązań jest prawidłowy. Należy podkreślić, że żadne elementy układu pomiarowego nie są obracane ani dokładane, a pomiar kontrolny ma wyłącznie wskazać kierunek zmian. Dotychczas takie podejście nie było raportowane. Zaproponowany algorytm może zostać rozszerzony na dowolną liczbę elementów macierzy, co pokazano w pracy. Tym samym czyni to z niego ciekawe narzędzie do odtwarzania informacji o ośrodku, gdy inne metody okazują się niewystarczające.

Przedstawiony sposób odtwarzania pełnej macierzy jest niestandardowy. Zakłada bowiem, odtworzenie na podstawie 9 elementów macierzy uzyskanych z pomiarów, parametrów ośrodka stosowanych w opisie Muellera-Ścierskiego. Następnie na ich podstawie obliczana jest 16-elementowa macierz. Otrzymane wyniki są jednoznaczne i wykazują dużą zgodność z teoretycznymi postaciami macierzy, nawet w przypadku losowego wprowadzenia błędów natężeń czy weryfikacji eksperymentalnej. Wskazany został tym samym interesujący kierunek podejścia do rozwiązywania zagadnień polarymetrycznych. Wyniki zostały opublikowane w czasopiśmie z Listy Filadelfijskiej [194], a praca zdobyła zainteresowanie w środowisku naukowym [198, 199]. Efektem jest również prosty, tani układ polarymetryczny z autorskim oprogramowaniem do obsługi przesuwników i akwizycji danych. Potwierdzono również, że przesuwniki LCVR umożliwiają konstruowanie nieskomplikowanych i w pełni zautomatyzowanych systemów polarymetrycznych do badania ośrodków dwójłomnych.

Skręcone nematyczne ciekłe kryształy umożliwiają uzyskanie pełnej macierzy Muellera bezpośrednio z jednej serii pomiarów w układzie analogicznym do opisanego powyżej [51]. Mimo to dotychczas nie są one powszechnie wykorzystywane w polarymetrii jako modulatory fazy. Wytwarzane są jako elementy wyświetlaczy, a ich funkcja ogranicza się do modulowania natężenia światła i obracania płaszczyzny polaryzacji. Tym samym ich parametry fizyczne mogą być często niewystarczające w polarymetrii. Korzystne stałoby się określenie wymagań wobec takich komórek. Dlatego też stały się one (a właściwie ich parametry) przedmiotem zainteresowania niniejszej rozprawy. Głównym problemem może być dostępność do takich materiałów. W momencie rozpoczynania rozprawy nie dysponowałam komórkami TNLC. Zostały one zakupione w ramach uzyskanego przeze mnie dofinansowania z Narodowego Centrum Nauki (Preludium 20, nr rej. 2021/41/N/ST7/03422) oraz dzięki kontaktom nawiązanym na międzynarodowej konferencji. Badania z wykorzystaniem TNLC okazały się nietrywialnym zadaniem. Zaobserwowano wysoką czułość TNLC na obroty wokół osi optycznej oraz brak stabilności czasowej komórki ciekłokrystalicznej ze względu na fluktuacje temperatury i ładunki statyczne gromadzące się na elektrodach.

W rozdziale 5 przedstawiłam wyniki pomiaru parametrów fizycznych i polaryzacyjnych dwóch komórek TNLC. Wyznaczono krzywe wartości ich elementów macierzy Muellera w funkcji napięcia. Potwierdzono zmienność kąta azymutu wraz z obrotem elementu oraz zmienność różnicy faz i kąta eliptyczności wraz z modulacją napięcia przyłożonego do komórki TNLC. Opracowano algorytm odtwarzania zależności pomiędzy fazą a napięciem na podstawie pomiaru sygnału wyjściowego. Badane komórki skręconych nematycznych ciekłych kryształów charakteryzują się liniową składową różnicy faz $\Gamma=2,54\pi$ (Thorlabs) oraz $\Gamma=6,81\pi$

(Politechnika Warszawska). Wyniki te są zgodne z trajektorią stanów własnych generatora i analizatora uzyskiwanych za ich pomocą. Poprzez usystematyzowane stopniowe zmiany napięcia możliwe jest uzyskanie dokładnej krzywej stanów własnych PSG/PSA, ale próby wygenerowania kilku stanów z tej krzywej w krótkim przedziale czasu wiążą się z błędami i utrudniają weryfikacje eksperymentalne układu, w którym te elementy są wykorzystywane. Spowodowane to jest najprawdopodobniej dynamicznymi zmianami parametrów komórki ciekłokrystalicznej w wąskim przedziale napięć. Korzystne byłoby zmniejszenie tych zmian w funkcji przykładanego napięcia na przykład poprzez zmniejszenie dwójłomności materiału i zwiększenie jego grubości.

W rozdziale 6 przeanalizowana została użyteczność komórek TNLC w nieklasycznym układzie polarymetrycznym, w którym ten sam moduł pełni rolę generatora i analizatora różnych stanów polaryzacji światła. Światło dwukrotnie przechodzi przez ośrodek za sprawą odbicia od zwierciadła. Taka konstrukcja jest o tyle ciekawa, że może być wykorzystywana zarówno w przypadku ośrodków z obustronnym dostępem, ale również, gdy jest on ograniczony lub wręcz niemożliwy (np. rogówka oka człowieka). Takie rozwiązania mogą również znaleźć zastosowanie w elipsometrii, gdzie do odbicia dochodzi bezpośrednio od próbki. Wykorzystanie dwóch LCVR w takim jednokierunkowym polarymetrze podwójnego przejścia wiąże się z ograniczeniami przydatności wyłącznie dla ośrodków liniowo dwójłomnych. Dlatego też chciałam zweryfikować możliwość uzyskania układów nowej jakości poprzez zastosowanie TNLC. Analizie poddano moduły wykorzystujące liniowy polaryzator w połączeniu wyłącznie z pojedynczym TNLC, dwoma TNLC działającymi identycznie lub wprowadzającymi różne wartości różnicy faz, a także z TNLC i LCVR. Zawsze dyrektor wejściowy TNLC był równoległy do osi odniesienia. Ze względu na ograniczenia sprzętowe badania były oparte w dużej mierze na symulacjach, a uzyskiwane obserwacje weryfikowano na podstawie układu P-TNLC. Należy zwrócić uwagę, że w zaproponowanym rozwiązaniu nie ma możliwości kontroli PSG i PSA niezależnie. Tym samym nie jest to typowy polarymetr Muellera. W proponowanym przypadku jeden stan PSG/PSA to jeden pomiar. Tym samym liczba możliwych do uzyskania w ten sposób niezależnych liniowo równań, będzie determinowała ilość odtwarzanej informacji. Jest to związane z liczbą niezależnych stanów PSG/PSA możliwych do uzyskania w tych układach. Analiza przeprowadzona na podstawie zarówno symulowanych, jak i uzyskanych w wyniku eksperymentu, stanów własnych PSG/PSA (P-TNLC) wskazuje, że jest ich 10. Wpływ tych stanów własnych PSG/PSA na poszczególne elementy macierzy wskazuje na przydatność takiego rozwiązania do badania ośrodków liniowo dwójłomnych. Zyskiem w tym wypadku, w porównaniu do rozwiązania

z dwoma LCVR, będzie ograniczenie liczby elementów, a tym samym kosztów budowy takiego urządzenia i łatwości justowania. Nawet przy nieznacznie większej liczbie pomiarów (9 zamiast 6), ich czas ulegnie skróceniu, ponieważ konieczne będzie sterowanie wyłącznie jednym przesuwnikiem ciekłokrystalicznym. Proces kalibracji też jest prostszy. Zaproponowałam metody pomiaru stanów własnych zarówno PSG jak i PSA, które są w pełni zautomatyzowane i uwzględniają błędy wynikające z niewłaściwej orientacji elementów, ich parametrów fizycznych i warunków zewnętrznych. Z otrzymanej krzywej, ze względu na stabilność układu, zaleca się wybór stanów leżących, jak najdalej od siebie. W pracy pokazano również, że ze względu na konstrukcję układu, krzywe stanów własnych PSG/PSA są od siebie zależne i przy kącie skręcenia równym dokładnie 90° , różnią się wyłącznie wartością kąta azymutu (dopełniają się do 180°).

Wszystkie układy zostały poddane optymalizacji, których celem było określenie kąta azymutu polaryzatora, prowadzącego do jak największej odporności układu na szумы pomiarowe. Dostrzegalny jest istotny wpływ tej zmiennej i może ona zostać określona na podstawie symulacji niezależnie od liczby konfiguracji PSG/PSA i wartości liniowej składowej różnicy faz. Odstępstwa na poziomie pojedynczych stopni od tej optymalnej wielkości wciąż będą akceptowalne. Kąt azymutu polaryzatora wpływa w tym przypadku na „rozłożystość” trajektorii stanów własnych PSG/PSA na sferze Poincarégo. Im bliższy jest optymalnej wartości tym stany rozłożone są na większym obszarze i ogranicza to „mieszanie się stanów” podczas pomiarów, bo odległości geometryczne na sferze pomiędzy nimi stają się większe. To z kolei przekłada się na ich różnorodność. Liniowa składowa różnicy faz $\Gamma=3\pi$ jest wystarczająca zarówno ze względu na stabilność proponowanych rozwiązań, ale również głębokość modulacji stanów polaryzacji światła w układzie P-TNLC. Naddatek różnicy faz lepiej byłoby przełożyć, w trakcie wytwarzania komórki, na łagodniejsze jej zmiany w funkcji napięcia. Stabilność proponowanych rozwiązań, oceniona na podstawie wyników optymalizacji, jest akceptowalna. Układ wykorzystujący pojedynczy TNLC ma nieznacznie gorsze parametry optymalizacyjne niż układ z dwoma LCVR, ale dołożenie dodatkowego przesuwnika ciekłokrystalicznego pozwoli uzyskać porównywalną jakość. Ze względu na zastosowaną konstrukcję polarymetru, korzystny wpływ na wyniki pomiarów może mieć również jednakowa stabilność generatora i analizatora. Polarymetr podwójnego przejścia z pojedynczą komórką TNLC o sugerowanych parametrach ($\Gamma_{\max}=3\pi$) charakteryzuje się większą odpornością na szумы, niż układ transmisyjny, wykorzystujący TNLC.

Na podstawie otrzymanych wyników stwierdziłam, że poprzez zastosowanie skręconych nematycznych ciekłych kryształów możliwe jest uzyskanie układów pomiarowych

nowej jakości, złożonych z niewielkiej liczby elementów. Użyteczność zaproponowanych układów zależy od fizycznych parametrów i jakości TNLC oraz odpowiednio dobranego sygnału modulującego. Nie jest możliwe uzyskanie jednokierunkowego polarymetru podwójnego przejścia, niezakładającego żadnych ograniczeń przy rozważanych modelach PSG/PSA.

Efektom przeprowadzonych badań jest również zdecydowanie większa świadomość w kontekście wykorzystania TNLC w układzie laboratoryjnym. Określiłam potencjalne źródła błędów a również wymagania co do parametrów wykorzystywanej komórki. Mój udział w konferencji CLC 2025, gromadzącej specjalistów w dziedzinie ciekłych kryształów, pozwolił nawiązać współpracę z naukowcami z Wojskowej Akademii Technicznej. Zakończono rozmowy dotyczące wymagań technologicznych i trwa oczekiwanie na nowe próbki TNLC, które umożliwią bardziej precyzyjną kontrolę stanów komórki i zapewnią większą modulację wprowadzanej różnicy faz przy niskich napięciach, co okazało się czynnikiem krytycznym przy testach laboratoryjnych opisanego w pracy polarymetru. Możliwość kontynuowania prac nad nieklasycznym jednokierunkowym polarymetrem podwójnej drogi z modułem PSG/PSA zbudowanym z liniowego polaryzatora i TNLC umożliwi doświadczalne potwierdzenie jego użyteczności do badania ośrodków liniowo dwójłomnych. Powodzenie tych testów otworzy możliwość rozszerzenia stosowalności proponowanego układu do pomiarów rogówki człowieka in-vivo, która to rogówka, jak wskazują inne badania [107, 109], jest ośrodkiem liniowo dwójłomnym.

Rezultatem prezentowanej rozprawy doktorskiej są propozycje układów polarymetrycznych wykorzystujących przesuwniki ciekłokrystaliczne. Dokonana w ramach rozprawy ocena możliwości użycia TNLC w układach polarymetrycznych do badania próbek odsłania nowy i interesujący kierunek rozwiązań polarymetrycznych. Otrzymane wyniki mogą posłużyć do konstruowania urządzeń polarymetrycznych, znajdujących zastosowanie w nauce i technice, umożliwiając rozwój nie tylko optyki ośrodków anizotropowych, ale również praktyczne wykorzystanie w metrologii i diagnostyce. Istotnym aspektem jest sformułowanie wymagań stawianych modulatorom fazy opartych na skręconych nematycznych ciekłych kryształach. Zagadnienie odzyskiwania informacji o parametrach ośrodka dwójłomnego na podstawie niepełnej macierzy Muellera-Ścierskiego dostarcza istotnych dla dziedziny algorytmów. Rezultatem prowadzonych badań są również programy do obsługi przesuwników, pomiarów charakterystyk oraz akwizycji danych. Aplikacja pełniąca rolę symulatora może posłużyć jako narzędzie do lepszego zrozumienia istoty działania elementów polaryzacyjnych i całych układów polarymetrycznych.

BIBLIOGRAFIA

- [1] R. Bartholin, „Experimenta Crystalli Islandici disdiaclastici, quibusmira et insolita refraction detegitur”, Sumptibus D. Paulli (1669).
- [2] R. Bartholin, „An Accompt of Sundry Experiments Made and Communicated by That Learn'd Mathematician, Dr. Erasmus Bartholin, upon a Chrystal-Like Body, Sent to Him Out of Island”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London 5, 2039–2048 (1670).
- [3] R.M.A. Azzam, „The intertwined history of polarimetry and ellipsometry”, Thin Solid Films 519(9), 2584 – 2588 (2011).
- [4] C. Huygens, Treatise on Light”, Macmillan and Company, 52-105, London (1912).
- [5] D. H. Goldstein, „Polarized Light”, 3rd Edition, CRC Press (2017).
- [6] F. Ratajczyk, „Dwójłomność i polaryzacja optyczna”, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław (2000).
- [7] D. Brewster, „On the Laws Which Regulate the Polarisation of Light by Reflexion from Transparent Bodies”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London 105, 125–59 (1815).
- [8] D. Brewster, „On the Law of the Partial Polarization of Light by Reflexion”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London 120, 69–84 (1830).
- [9] A. Fresnel, „Mémoire sur la double refraction”, Mémoires de l'Académie Royale des Sciences 5, 339–475 (1821).
- [10] J. C. Maxwell, „A dynamical theory of the electromagnetic field”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London 155, 459–512 (1865).
- [11] K. M. Twietmeyer, R. A. Chipman, Ann E. Elsner, Y. Zhao, D. Van Nasdale, „Mueller matrix retinal imager with optimized polarization conditions”, Opt. Express 16(26), 21339-21354 (2008).
- [12] J. C. Ramella-Roman, D. Duncan, T. A. Germer, „Out-of-plane polarimetric imaging of skin: surface and subsurface effects”, Proc. SPIE 5686, 142-153 (2005).
- [13] J. Hough, „Polarimetry: a powerful diagnostic tool in astronomy”, Astron&Geophys 47, 3.31–3.35 (2006).
- [14] N. Uribe-Patarroyo, A. Álvarez-Herrero, R. L. Heredero, J. C. del Toro Iniesta, A. C. López Jiménez, V. Domingo, J. L. Gasent, L. Jochum, V. Martínez Pillet, The IMaX Team, „IMaX: a polarimeter based on liquid crystal variable retarders for an aerospace mission”, Phys. Status Solidi C 5, 1041-1045 (2008).

- [15] A. Márquez, I. Moreno, C. Iemmi, A. Lizana, J. Campos, M.J. Yzuel, „Mueller-Stokes characterization and optimization of a liquid crystal on silicon display showing depolarization”, *Opt. Express* 16(3), 1669-1685 (2008).
- [16] S. Batool, M. Nisar, F. Mangini, F. Frezza, E. Fazio, „To study the Mueller matrix polarimetry for the characterization of wood and Teflon flat samples”, *Optics* 4, 100102 (2021).
- [17] D. Stifter, P. Burgholzer, O. Höglinger, E. Götzinger, C. K. Hitzenberger, „Polarisation-sensitive optical coherence tomography for material characterisation and strain-field mapping”, *Appl. Phys. A* 76(6), 947–951 (2003).
- [18] Z. Li, C. Cui, X. Zhou, S. Bian, O. Arteaga, X. Xu, „Characterization of amorphous carbon films from 5 nm to 200 nm on single-side polished a-plane sapphire substrates by spectroscopic ellipsometry”, *Front. Phys.* 10 (2022).
- [19] D. N. Ignatenko, A. V. Shkirin, Y. P. Lobachevsky, S. V. Gudkov, „Applications of Mueller matrix polarimetry to biological and agricultural diagnostics: A review”, *Appl. Sci.* 12(10), 5258 (2022).
- [20] V.V.Tuchin, „Polarized light interaction with tissues”. *J. Biomed. Opt.* 21(7), 071114 (2016).
- [21] T. Novikova, A. Pierangelo, A. De Martino, A. Benali, P. Validire, „Polarimetric imaging for cancer diagnosis and staging”, *Opt Photonics News* 23(10), 26–33 (2012).
- [22] N. Ghosh, MF. Wood, S. Li, RD. Weisel, BC. Wilson, RK. Li, IA. Vitkin, „Mueller matrix decomposition for polarized light assessment of biological tissues”, *J Biophotonics* 2(3), 145–156 (2009).
- [23] K. U. Spandana, K. K. Mahato, N. Mazumder, „Polarization-resolved Stokes-Mueller imaging: a review of technology and applications”, *Lasers in Medical Science*, 34(7), 1283–1293 (2019).
- [24] C. He, H. He, J. Chang, B. Chen, H. Ma, M. J. Booth, „Polarisation optics for biomedical and clinical applications: a review”, *Light. Sci. & Appl.* 10, 194 (2021).
- [25] M. H. Smith, P. D. Burke, A. Lompado, E. A. Tanner, L. W. Hillman, „Mueller matrix imaging polarimetry in dermatology Biomedical Diagnostic”, *International Society for Optics and Photonics* 3911, 210 – 216 (2000).

- [26] I. Ahmad, A. Khaliq, M. Iqbal, S. Khan, „Mueller matrix polarimetry for characterization of skin tissue samples: A review”, *Photodiagnosis Photodyn. Ther.* 30, 101708 (2020).
- [27] J. M. Bueno, P. Artal, „Double - pass imaging polarimetry in the human eye”, *Opt. Lett.* 24(1), 64-66 (1999).
- [28] J. M. Bueno, „Measurement of parameters of polarization in the living human eye using imaging polarimetry”, *Vision Research* 40(28), 3791 - 3799 (2000).
- [29] M. Sobczak, M. Owczarek, W. A. Woźniak, P. Kurzynowski, „In vivo measurements of corneal birefringence properties using the one-way reflective Mueller polarimetry”, *Opt. Express* 29(10), 15356-15365 (2021).
- [30] R. M. A. Azzam, „Arrangement of four photodetectors for measuring the state of polarization of light”, *Opt. Lett.* 10(7), 309-311 (1985).
- [31] S. Chakraborty, S. C. Bera, „Design of a Stokes polarimeter using rotators”, *J. Opt.* 39, 82 - 89 (2010).
- [32] W. A. Woźniak, P. Kurzynowski, S. Drobczyński, „Adjustment method of an imaging Stokes polarimeter based on liquid crystal variable retarders”, *Appl. Opt.* 50(2), 203 – 212 (2011).
- [33] A. Peinado, A. Lizana, J. Vidal, C. Iemmi, J. Campos, „Optimized Stokes polarimeters based on a single twisted nematic liquid-crystal device for the minimization of noise propagation”, *Appl. Opt.* 50(28), 5437-5445 (2011).
- [34] A. Peinado, A. Lizana, „Design of polarimeters based on liquid crystals and biaxial crystals for polarization metrology”, *Opt. Pura Apl.* 49(4), 167 - 177 (2016).
- [35] L. Chang, G. Wang, X. Wang, Y. Qiu, K. Chen, Ch. Liang, „LCVR-based Stokes polarimeter: principles and evaluation”, *Proc. SPIE* 12921, (2023).
- [36] R. M. A. Azzam, „Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal”, *Opt. Lett.* 2(6), 148 – 150 (1978).
- [37] R. C. Thompson, J. R. Bottiger, E. S. Fry, „ Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix”, *Appl. Opt.* 19(8), 1323-1332 (1980).
- [38] J. L. Pezzaniti, R. A. Chipman, „Mueller matrix imaging polarimetry”, *Opt. Eng.* 34(6), 1558-1568 (1995).
- [39] O. Arteaga, J. Freudenthal, B. Wang, B. Kahr, „Mueller matrix polarimetry with four photoelastic modulators: theory and calibration”, *Appl. Opt.* 51(28), 6805–6817 (2012).

- [40] S. G. Reddy, S. Prabhakar, P. Chithrabhanu, R. P. Singh, R. Simon, „Polarization state transformation using two quarter waves plates: application to Mueller polarimetry”, *Appl. Opt.* 55(12), B14-B19 (2016).
- [41] D. H. Goldstein, „Mueller matrix dual-rotating retarder Polarimeter”, *Appl. Opt.* 31(31), 6676–6683 (1992).
- [42] M. H. Smith, „Optimization of a dual-rotating-retarder Mueller matrix polarimeter”, *Appl. Opt.* 41(13), 2488-2493 (2002).
- [43] D. H. Goldstein, R. A. Chipman, „Error Analysis of Mueller Matrix Polarimeters”, *JOSA A* 7 (4), 693-700 (1990).
- [44] M. H. Smith, J. B. Woodruff, J. D. Howe, „Beam wander Considerations in imaging polarimetry”, *Proc. SPIE* 3754, 50-54 (1999).
- [45] F. Delplancke, „Automated high-speed Mueller matrix scatterometer”, *Appl. Opt.* 36(22), 5388-5395 (1997).
- [46] D. J. Diner, A. Davis, B. Hancock, G. Gutt, R. A. Chipman, B. Cairns, „Dual-photoelastic-modulator-based polarimetric imaging concept for aerosol remote sensing”, *Appl. Opt.* 46(35), 8428-8445 (2007).
- [47] O. Arteaga, J. Freudenthal, B. Wang, B. Kahr, „Mueller matrix polarimetry with four photoelastic modulators: theory and calibration”, *Appl. Opt.* 51(28), 6805–6817 (2012).
- [48] A. De Martino, Y. Kim, E. Garcia-Caurel, B. Laude, B. Drévilion, „Optimized Mueller polarimeter with liquid crystals”, *Opt. Lett.* 28(8), 616-618 (2003).
- [49] B. Laude-Boulesteix, A. De Martino, B. Drevillon, L. Schwartz, „Mueller polarimetric imaging system with liquid crystals”, *Appl. Opt.* 43(14), 2824-2832 (2004).
- [50] S. L. Blakeney, S. E. Day, J. N. Stewart, „Determination unknow input polarisation using a twisted nematic liquid crystal display with fixed components”, *Opt. Commun.* 214, 1-8 (2002).
- [51] E. Chironi, C. Iemmi, „Mueller matrix polarimeter based on twisted nematic liquid crystal devices”, *Appl. Opt.* 59(27), 8098-8105 (2020).
- [52] O. Rodríguez-Nuñez, J. M. López-Téllez, O. G. Rodríguez-Herrera, N. C. Bruce, „Calibration and data extraction in nonoptimized Mueller matrix polarimeters”, *Appl. Opt.* 56 (15), 4398-4405 (2017).

- [53] M. Shribak, „Complete polarization state generator with one variable retarder and its application for fast and sensitive measuring of two-dimensional birefringence distribution”, *J. Opt. Soc. Am. A* 28(3), 410-419 (2011).
- [54] J. M. Bueno, „Polarimetry using liquid-crystal variable retarders: theory and calibration”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2(3), 216–222 (2000).
- [55] R. Ossikovski, O. Arteaga, „Complete Mueller matrix from a partial polarimetry experiment: the nine-element case”, *J. Opt. Soc. Am. A* 36(3), 403–415 (2019).
- [56] E. Garcia-Caurel, A. De Martino, B. Dré villon, „Spectroscopic Mueller polarimeter based on liquid crystal devices”, *Thin Solid Films* 455-456, 120 - 123 (2004).
- [57] S. Alali, I. A. Vitkin, „Optimization of rapid Mueller matrix imaging of turbid media using four photoelastic modulators without mechanically moving parts”, *Opt. Eng.*, 52(10), 103114, (2013).
- [58] M. I. Shribak, Y. Otani, T. Yoshizawa, „Return-path polarimeter for two dimensional birefringence distribution measurement”, *Proc. SPIE* 3754, 0277-786, (1999).
- [59] M. Sobczak, P. Kurzynowski, W. Woźniak, M. Owczarek, S. Drobczyński, „Polarimeter for measuring the properties of birefringent media in reflective mode”, *Opt. Express* 28(1), 249 - 257 (2020).
- [60] E. Hecht, „Optyka”, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa (2012).
- [61] L. Landau, E. Lifshitz, „Electrodynamics of continuous media Second Edition”, Pergamon Press Ltd., 331-355, New York (1984).
- [62] M. Born, E. Wolf, „Principles of Optics 6th edition”, Cambridge University Press, Cambridge (2005).
- [63] T. Penkala, „Optyka kryształów”, PWN, Warszawa (1971).
- [64] G. Pelzl, H. Sackmann, „Birefringence and polymorphism of liquid crystals”, *Symp. of the Faraday Society* 5, (1971).
- [65] V. V. Tuchin, „Polarized light interaction with tissues”, *J. Biomed. Opt.* 21(7), 071114 (2016).
- [66] T. S. Narasimhamurty, „Photoelastic and Electro-Optic Properties of Crystals”, Plenum Press, Boston MA (1981).
- [67] T. Haider, „A review of magneto-optic effects and its application”, *Int. J. Electromag. and Appl.* 7(1), (2017).

- [68] D. W. Berreman, „Optics in stratified and anisotropic media: 4×4-Matrix formulation”, *J. Opt. Soc. Am.* 62(4), 502–510 (1972).
- [69] G. R. Werner, C. A. Bauer, J. R. Cary, „A more accurate, stable, FDTD algorithm for electromagnetics in anisotropic dielectrics”, *J. Comput. Phys.* 255, 436-455 (2013).
- [70] P. J. M. Vanbrabant, J. Beeckman, K. Neyts, R. James, F. Anibal Fernandez, „A finite element beam propagation method for simulation of liquid crystal devices”, *Opt. Express* 17(13), 10895-10909 (2009).
- [71] F. Ratajczyk, P. Kurzynowski, „Poincarè Sphere in the Optics of Anisotropic Media”, *Opt. Appl.* 27, 255 (1997).
- [72] J. Bojanowski, „Application of Double Complex Numbers to the Description of the Polarisation State”, *Opt. Appl.* XVII 2 (1987).
- [73] E. Collett, „Field Guide to Polarization”, SPIE Press, Waszyngton USA (2005).
- [74] G. G. Stokes, „On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources”, *Trans. Cambridge Philos. Soc.* 9, 399 (1852).
- [75] W. A. Shurcliff, „Polarized Light Production and Use”, Harvard University Press, Cambridge Massachusetts (1962).
- [76] R. A. Chipman, W. T. Lam, G. Young, „Polarized Light and Optical Systems”, Taylor & Francis CRC Press, Canada (2019).
- [77] P. Soleillet, „Sur les paramètres caractérisant la polarisation partielle de la lumière dans les phénomènes de fluorescence”, *Ann. Phys.* 12, 23–59 (1929).
- [78] B. Kahr, „Poincarè and his polarization sphere”, *Chirality* 33 (11), 758-772 (2021).
- [79] M. Bass, E. W. Stryland, D. R. Williams, W. L. Wolf, „Handbook of Optics: Devices, Measurements, and Properties”, 2nd Edition, *Opt. Soc. Am.*, (1995).
- [80] I. Ściarski, „The Mueller Matrix of a Dichroic”, *Elliptic Anisotropic Object*, *Optik* 68(3), 225 (1984).
- [81] S. Lu, R. A. Chipman, „Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition”, *J. Opt. Soc. Am. A* 13(5), 1106-1113 (1996).
- [82] R. M. A. Azzam, „Stokes-vector and Mueller-matrix polarimetry”, *J. Opt. Soc. Am. A* 33(7), 1396–1408 (2016).
- [83] I. Ściarski, F. Ratajczyk, „The Jones matrix of the real dichroic elliptic object”, *Optik*, 68(2), 121–125 (1984).
- [84] D. Kliger, J. W. Lewis, C. E. Randall, „Polarized Light in Optics and Spectroscopy”, Academic Press, New York (1990).

- [85] B. J. Howell, „Measurement of the polarization effects of an instrument using partially polarized light", *Appl. Opt.* 18(6), 809-812 (1979).
- [86] S. N. Savenkov, „Jones and Mueller matrices: structure, symmetry relations and information content" w Kokhanovsky, A.A., *Light Scattering Reviews 4*. Springer Praxis Books. Springer, Berlin, Heidelberg (2009).
- [87] K. Kim, L. Mandel, E. Wolf, „Relationship between Jones and Mueller matrices for random media", *J. Opt. Soc. Am. A.* 4(3), 433–437 (1987).
- [88] R. Barakat, „Bilinear constraints between elements of the 4 X 4 Mueller-Jones transfer matrix of polarization theory", *Opt. Commun.* 38(3), 159-161 (1981).
- [89] R. Simon, „The connection between Mueller and Jones matrices of polarization optics", *Opt. Commun.* 42(5), 293-297 (1982).
- [90] J. J. Gil, E. Bernabeu, „A depolarization criterion in Mueller matrices", *Opt. Acta* 32(3), 259-261 (1985).
- [91] Ch. Chou, Y.-Ch. Huang, M. Chang, „Polarized Common Path Optical Heterodyne Interferometer for Measuring the Elliptical Birefringence of a Quartz Wave Plate", *Jpn. J. Appl. Phys.* 35(10), 5526-5529 (1996).
- [92] M. Medhat, N. I. Hendawy, A. A. Zaki, „Interferometric Method to Determine of Birefringence for an Anisotropic Material", *Egypt .J.Sol.* 26(2) (2003).
- [93] J.-F. Lin, Y.-L. Lo, „The new circular heterodyne interferometer with electro-optic modulation for measurement of the optical linear birefringence", *Opt. Commun.* 260(2), 486–492 (2006).
- [94] W. A. Woźniak, M. Banach, „Measurement of linearly birefringent media parameters using the optical vortex interferometer with the Wollaston compensator", *J. Opt. A: Pure. Appl. Opt.* 11 (9), (2009).
- [95] M. Yamamoto, „A new type of precision ellipsometer without employing a compensator", *Opt. Commun.* 10(2), 200–202 (1974).
- [96] T. Yamaguchi, H. Takahashi, „Autocollimation-type ellipsometer for monitoring film growth through a single window", *Appl. Opt.* 15(3), 677–680 (1976).
- [97] M. A. Azzam, „Return-path Ellipsometry and a Novel Normal-incidence Null Ellipsometer (NINE)", *Opt. Acta.* 24(10), 1039–1049 (1977).
- [98] G. J. Van Blokland, S. C. Verhelst, „Corneal polarization in the living human eye explained with a biaxial model", *J. Opt. Soc. Am. A* 4(1), 82–90 (1987).

- [99] A. Burau, H.-J. Weber, V. V. Pavlov, „Determination of the dielectric function of strongly anisotropic crystals in reflection”, *J. Opt. Soc. Am. A* 13(1), 164–171 (1996).
- [100] T. E. Jenkins, „Multiple-angle-of-incidence ellipsometry”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 32(9), R45–R56 (1999).
- [101] C.-J. Yu, C.-E. Lin, Y.-C. Li, L.-D. Chou, J.-S. Wu, C. Chou, „Dual-frequency heterodyne ellipsometer for characterizing generalized elliptically birefringent media”, *Opt. Express* 17(21), 19213–19224 (2009).
- [102] Sh. Liu, W. Du, X. Chen, H. Jiang, Ch. Zhang, „Mueller matrix imaging ellipsometry for nanostructure metrology”, *Opt. Express* 23 (13), 17316-17329 (2015).
- [103] S. W. Lee, S. Y. Lee, G. Choi, H. J. Pahk, „Co-axial spectroscopic snap-shot ellipsometry for real-time thickness measurements with a small spot size”, *Opt. Express* 28 (18), 25879-25893 (2020).
- [104] J. Kobayashi, Y. Uesu, „A New Optical Method and Apparatus ‘HAUP’ for Measuring Simultaneously Optical Activity and Birefringence of Crystals. I. Principles and Construction”, *J. Appl. Cryst.* 16(2), 204–211 (1983).
- [105] M. A. Geday, W. Kaminsky, J. G. Lewis, A. M. Glazer, „Images of absolute retardance using the rotating polarizer method”, *J. Micr.* 198(1), 1–9 (2000).
- [106] K. Bhowmik, „Algorithm for whole-field determination of rotation, azimuth and phase shift in dielectric helicoidal bianisotropic media”, *Optik* 111(3), 103–106 (2000).
- [107] J. M. Bueno, J. Jaroński, „Spatially resolved polarization properties for in vitro corneas”, *Oph. Phys. Optics* 21(5), 384–392 (2001).
- [108] R. W. Knighton, X.-R. Huang, L. A. Cavuoto, „Corneal birefringence mapped by scanning laser polarimetry”, *Opt. Express* 16(18), 13738–13751 (2008).
- [109] C. K. Hitzenberger, E. Götzinger, M. Pircher, „Birefringence properties of the human cornea measured with polarization sensitive optical coherence tomography”, *Bull Soc. Belge Ophtalmol* 302, 153 – 168, (2006).
- [110] Y. Otani, T. Shimada, T. Yoshizawa, N. Umeda, „Two-dimensional birefringence measurement using the phase shifting technique”, *Opt. Eng.* 33(5) (1994).
- [111] X. Zhang, Ch. He, H. Wang, „Birefringence measurement by four-step phase-shifting method on triple-polarizer plane polariscope”, *Opt. Eng.* 52(4) 040501 (2013).

- [112] M. Postolache, D. G. Dimitriu, C. D. Nechifor, S. Condurache Bota, V. Closca, D. O. Dorohoi, „Birefringence of Thin Uniaxial Polymer Films Estimated Using the Light Polarization Ellipse”, *Polymers* 14(5), 1063. (2022).
- [113] H. G. Jerrard, „Optical Compensators for Measurement of Elliptical Polarization”, *J. Opt. Soc. Am.* 38(1), 35-59 (1948).
- [114] C. C. Montarou. T. K. Gaylord, „Two-wave-plate compensator method for single-point retardation measurements”, *Appl. Opt.* 43(36), 6580-6595 (2004).
- [115] P. Kurzynowski, W. A. Woźniak, „Phase retardation measurement in simple and reverse Senarmont compensators without calibrated quarter wave plates”, *Optik* 113(1), 51–53 (2002).
- [116] Piotr Kurzynowski, „Senarmont compensator for elliptically birefringent media”, *Proc. SPIE* 5259, (2003).
- [117] W. A. Woźniak. M. Banach, „Measurements of elliptically birefringent media parameters in optical vortex birefringence compensator”, *Appl. Opt.* 47(18), 3390-3396 (2008).
- [118] L. Dumitraşcu, I. Dumitraşcu, D-O. Dorohoi, M. Toma, „Interferometric method for birefringence determination with a polarizing microscope”, *Opt. Express* 16(25), 20884-20890 (2008).
- [119] J. C. Suárez-Bermejo, J. C. González de Sande, G. Piquero, A. V. Failla, M. Santarsiero, „Full Poincaré Mueller Polarimetry Using a CCD Camera”, *Photonics* 9(10), 702 (2022).
- [120] I. Montes-Gonzalez, I Estévez, M. Canabal-Carbia, et al., „Generalized Eigenvalue Calibration Method for Mueller Imaging Polarimeters Based on Micro-Polarized Sensors With Optimal Set of Calibration Samples”, *Photonic Sens* 15(3), 250320 (2025).
- [121] B. D. Cameron, M. J. Raković, M. Mehrübeoğlu, G. W. Kattawar, S. Rastegar, L. V. Wang, G. L. Coté, „Measurement and calculation of the two-dimensional backscattering Mueller matrix of a turbid medium”, *Opt. Lett.* 23 (7), 485-487 (1998).
- [122] J. Soni, H. Purwar, H. Lakhotia, S. Chandel, Ch. Banerjee, U. Kumar, N. Ghosh, „Quantitative fluorescence and elastic scattering tissue polarimetry using an Eigenvalue calibrated spectroscopic Mueller matrix system”, *Opt. Express* 21(13), 15475-15489 (2013).

- [123] M. Sun, H. He, N. Zeng, E. Du, Y. Guo, Ch. Peng, Y. He, H. Ma, "Probing microstructural information of anisotropic scattering media using rotation-independent polarization parameters", *Appl. Opt.* 53(14), 2949-2955 (2014).
- [124] A. Le Gratiet, S. Rivet, M. Dubreuil, Y. Le Grand, "100 kHz Mueller polarimeter in reflection configuration", *Opt. Lett.* 40(4), 645-648 (2015).
- [125] J. Liu, R. M. A. Azzam, "Polarization properties of corner-cube retroreflectors: theory and experiment", *Appl. Opt.* 36(7), 1553-1559 (1997).
- [126] I. Kostrikin, „Wstęp do algebry Podstawy algebry”, PWN, Warszawa (2004).
- [127] D.B. Chenault, J. L. Pezzaniti, R. A. Chipman, „Mueller Matrix Algorithms” w D. Goldstein, R. Chipman, „Polarization Analysis and Measurement”, *Proc. Soc. Photo - Opt. Instrum. Eng.* 1746, 231 – 246 (1992).
- [128] P. S. Hauge, "Mueller matrix ellipsometry with imperfect compensators", *JOSA* 68 (11), 1519-1528 (1978).
- [129] J. M. López-Téllez, N. C. Bruce, „Mueller-matrix polarimeter using analysis of the nonlinear voltage–retardance relationship for liquid-crystal variable retarders", *Appl. Opt.* 53(24), 5359-5366 (2014).
- [130] R. Anderson, „Measurement of Mueller matrices”, *Appl. Opt.* 31(1), 11–13 (1992).
- [131] G. F. Beardsley, „Mueller scattering matrix of sea water”, *J. Opt. Soc. Am.* 58(1), 52–57 (1968).
- [132] R. C. Thompson, R. Fry, r, E. S. Fry, „Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix", *Appl. Opt.* 19(8), 1323-1332 (1980).
- [133] E. Compain, B. Drevillon, J. Huc, J. Y. Parey, J. E. Bouree, „Complete Mueller matrix measurement with a single high frequency modulation”, *Thin Solid Films*, 3313-314, 47-52 (1998).
- [134] G. E. Jellison Jr, F. A. Modine, „Two-modulator generalized ellipsometry: theory”, *Appl. Opt.* 36(31), 8190–8198 (1997).
- [135] N. N. Tipol, S. Kawabata, Y. Otani, „A partial Mueller matrix polarimeter using two photoelastic modulator and polarizer pairs”, *Proc. SPIE* 10407, 1040713 (2017).
- [136] D. E. Aspnes, A. A. Studna, „High precision scanning ellipsometer”, *Appl. Opt.* 14(1), 220–228 (1975).
- [137] P. S. Hauge, „Recent developments in instrumentation in ellipsometry”, *Surf. Sci.* 96, 108–140 (1980).

- [138] O. Arteaga, R. Ossikovski, „Complete Mueller matrix from a partial polarimetry experiment: the 12-element case”, *J. Opt. Soc. Am. A* 36(3), 416–427 (2019).
- [139] J. W. Jaroński, H. T. Kasprzak, „Generalized algorithm for photoelastic measurements based on phase-stepping imaging polarimetry”, *Appl. Opt.* 38(34), 7018–7025 (1999).
- [140] S. Drobczynski, J. M. Bueno, P. Artal, H. Kasprzak, „Transmission imaging polarimetry for a linear birefringent medium using a carrier fringe method”, *Appl. Opt.* 45(22), 5489–5496 (2006).
- [141] A. S. Alenin, J. S. Tyo, „Structured decomposition design of partial Mueller matrix polarimeters”, *J. Opt. Soc. Am. A* 32(7), 1302–1312 (2015).
- [142] W. A. Woźniak, P. Kurzynowski, „The method of measurement of optical properties of birefringent media”, *Optik* 96, 147–151 (1994).
- [143] N. Quan, C. Zhang, T. Mu, „Optimal configuration of partial Mueller matrix polarimeter for measuring the ellipsometric parameters in the presence of Poisson shot noise and Gaussian noise”, *Photon. Nanostruct. Fundam. Appl.* 29, 30–35 (2018).
- [144] J. S. Tyo, Z. Wang, S. J. Johnson, B. G. Hoover, „Design and optimization of partial Mueller matrix polarimeters”, *Appl. Opt.* 49(12), 2326–2333 (2010).
- [145] A. Peinado, A. Lizana, J. Vidal, C. Iemmi, J. Campos, „Optimization and performance criteria of a Stokes polarimeter based on two variable retarders”, *Opt. Express*, 18(10), 9815–9830 (2010).
- [146] J. S. Tyo, „Noise equalization in Stokes parameter images obtained by use of variable- retardance polarimeters”, *Opt. Lett.* 25, 1198–2000 (2000).
- [147] J. Scott Tyo, „Design of optimal polarimeters: maximization of signal-to-noise ratio and minimization of systematic error”, *Appl. Opt.* 41(4), 619–630 (2002).
- [148] D. S. Sabatke, M. R. Descour, E. L. Dereniak, W. C. Sweatt, S. A. Kemme, G. S. Phipps, „Optimization of retardance for a complete Stokes polarimeter”, *Opt. Lett.* 25(11), 802–804 (2000).
- [149] A. De Martino, B. Garcia-Caurel, B. Laude, B. Drevillon, „General methods for optimized design and calibration of Mueller polarimeters”, *Thin Solid Films* 455–456, 112–119 (2004).

- [150] J. Zallat, Aïnouz S, M Ph Stoll, „Optimal configurations for imaging polarimeters: impact of image noise and systematic errors”, *J. Opt. A: PureAppl. Opt.* 8(9), 807-814 (2006).
- [151] K. M. Twietmeyer, R. A. Chipman, „Optimization of Mueller matrix polarimeters in the presence of error sources”, *Opt. Express* 16(15), 11589-11603 (2008).
- [152] R. M. A. Azzam, I. M. Elminyaw, A. M. El-Saba, „General analysis and optimization of the four-detector photopolarimeter”, *J. Opt. Soc. Am. A* 5(5), 681-689 (1988).
- [153] D. Layden, M. F. G. Wood, I. A. Vitkin, „Optimum selection of input polarization states in determining the sample Mueller matrix: a dual photoelastic polarimeter approach”, *Optics Express* 20(18) 20466-20481 (2012).
- [154] H. Philpott, E. Garcia-Caurel, O. Guaitella, A. Sobota, „Optimizing Mueller polarimetry in noisy systems through over-determination”, *Appl. Opt.* 60(31), 9594-9606 (2021).
- [155] E. Chironi and C. Iemmi, „Bounding the relative errors associated with a complete Stokes polarimeter”, *J. Opt. Soc. Am. A* 31(1), 75-80 (2014).
- [156] A. Adamczyk, „Niezwyczajny stan materii Ciekłe kryształy”, Wiedza Powszechna, Warszawa (1981).
- [157] P. Yeh, C. Gu, „Optics of Liquid Crystal Displays”, John Wiley & Sons, Inc. (1999).
- [158] S.-T. Wu, D.-K. Yang, „Fundamentals of liquid crystal devices”, Wiley, England (2006).
- [159] J. M. López-Téllez, N. C. Bruce, „Experimental method to characterize a liquid-crystal variable retarder and its application in a Stokes polarimeter”, *Proc. SPIE* 8785, 87852J (2013).
- [160] R. L. Heredero, N. Uribe-Patarroyo, T. Belenguer, G. Ramos, A. Sánchez, M. Reina, V. Martínez Pillet, A. Álvarez-Herrero, „Liquid-crystal variable retarders for aerospace polarimetry applications”, *Appl. Opt.* 46(5), 689-698 (2007).
- [161] J. M. López-Téllez, N. C. Bruce, O. G. Rodríguez-Herrera, „Characterization of optical polarization properties for liquid crystal-based retarders”, *Appl. Opt.* 55(22), 6025-6033 (2016).
- [162] M. Mujat, A. Dogariu, „Real-time measurement of the polarization transfer function”, *Appl. Opt.* 40(1), 34-44 (2001).
- [163] G. Martínez-Ponce, C. Solano, C. Pérez-Barrios, „Hybrid complete Mueller polarimeter based on phase modulators”, *Opt. Lasers Eng.* 49(6), 723 – 728 (2011).

- [164] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, „Fundamentals of Photonics”, John Wiley & Sons, Inc., 232–234 (1991).
- [165] J. A. Davis, I. Moreno, P. Tsai, „Polarization eigenstates for twisted-nematic liquid crystal displays”, *Appl. Opt.* 37(5), 937–945 (1998).
- [166] A. Yariv, P. Yeh, „Light propagation in twisted anisotropic media”, John Wiley & Sons, New York (1984).
- [167] K. Lu, B.E.A. Saleh, „Theory and design of the liquid crystal TV as an optical spatial phase modulator”, *Opt. Eng.* 29 (3), 240 – 246 (1990).
- [168] C. Soutar, K. Lu, „Determination of the physical properties of an arbitrary twisted-nematic liquid crystal cell”, *Opt. Eng.* 33(8) (1994).
- [169] I. Moreno, N. Bennis, J.A. Davis, C. Ferreira, „Twist angle determination in liquid crystal displays by location of local adiabatic points”. *Opt. Commun.* 158, 231–238 (1998).
- [170] V. Durán, J. Lancis, E. Tajahuerce, Z. Jaroszewicz, „Cell parameter determination of a twisted-nematic liquid crystal display by single-wavelength polarimetry”, *J. Appl. Phys.* 4, 043101 (2005).
- [171] E. Nabadda, G. López-Morales, D. Marco, M. del Mar Sánchez-López, I. Moreno, „Mueller matrix polarimetric analysis applied to characterize the physical parameters of a twisted-nematic liquid–crystal modulator”, *Optics & Laser Technology* 156, 108567, (2022).
- [172] [1] J. A. Coy, M. Zalzarriaga, D. F. Grosz, O. E. Martinez, „Characterization of a liquid crystal television as a programmable spatial light modulator”, *Opt. Eng.* 35(1) (1996).
- [173] A. Marquez, J. Campos, M. J. Yzuel, I. S. Moreno, J. A. Davis, C. C. Iemmi, A. Moreno, A. Robert, „Characterization of edge effects in twisted nematic liquid crystal displays”, *Opt. Eng.* 39(12), (2000).
- [174] D. W. Berreman, „Optics in smoothly varying anisotropic planar structures: Application to liquid-crystal twist cells*”, *J. Opt. Soc. Am.* 63(11), 1374-1380 (1973).
- [175] D. W. Berreman, „Dynamics of liquid-crystal twist cells”, *Appl. Phys. Lett.*, 25 (1), 12–15 (1974).
- [176] M. Yamauchi, „Jones-matrix models for twisted-nematic liquid-crystal devices”, *Appl. Opt.* 44(21), 4484-4493 (2005).

- [177] Z. Zhuang, S.-W. Suh, J. S. Patel, „Polarization controller using nematic liquid crystals”, *Opt. Lett.* 24(10), 694-696 (1999).
- [178] N. J. Pust, J. A. Shaw, „Dual-field imaging polarimeter using Liquid Crystal Variable Retarders”, *Appl. Opt.* 45(22), 1-31 (2006).
- [179] J. S. Tyo, T. S. Turner, „Imaging spectropolarimeters for use in visible and infrared remote sensing”, *Proc. SPIE 3753, Imaging Spectrometry V* (1999).
- [180] G. Lopez-Morales, M. del Mar Sanchez-Lopez, A. Lizana, I. Moreno, J. Campos, „Mueller Matrix Polarimetric Imaging Analysis of Optical Components for the Generation of Cylindrical Vector Beams”, *Crystals* 10(12), 1155 (2020).
- [181] S. Drobczyński, P. Kurzynowski, „Imaging polarimeter for linear birefringence measurements using a liquid crystal modulator”, *Opt. Eng.* 47(2), 023603, (2008).
- [182] L. B. Wolf, T. A. Mancini, „Liquid crystal polarization camera”, *Proc. IEEE Workshop on Applications of Computer Vision* 1823, 102-113 (1992).
- [183] Z. Xin, D. Wei, X. Xie, M. Chen, X. Zhang, J. Liao, H. Wang, C. Xie, „Dual-polarized light-field imaging micro-system via a liquid-crystal microlens array for direct three-dimensional observation”. *Opt Express* 19 26(4), 4035-4049 (2018).
- [184] M. Ye, H. Chen, K. Liu, Z. Wang, T. Liu, X. Zhang, „Polarized imaging characteristics of the twisted nematic liquid-crystal structure leading to an electrically regulated polarimetric camera prototype”, *J. Opt.* 27(7), 075701 (2025).
- [185] M. Bielak, R. Stárek, V. Krčmarský, M. Mičuda, M. Ježek, „Accurate polarization preparation and measurement using twisted nematic liquid crystals”, *Opt. Express* 29(21), 33037-33052 (2021).
- [186] Z. Zhuang, K. Young Jin, J. S. Patel, „Achromatic linear polarization rotator using twisted nematic liquid crystals”, *Appl. Phys. Lett.*, 76 (26), 3995–3997 (2000).
- [187] I. Moreno, J. L. Martínez, J. A. Davis, „Two-dimensional polarization rotator using a twisted-nematic liquid-crystal display”, *Appl. Opt.* 46(6), 881-887 (2007).
- [188] TY. Chung, MC. Tsai, CK. Liu, JH. Li, KT. Cheng, „Achromatic linear polarization rotators by tandem twisted nematic liquid crystal cells”. *Sci. Rep.* 128(1), 13691 (2018).
- [189] JY. Chen, LM. Chang, TH. Lin, „Achromatic linear polarization rotator for optical communication wavelength range”, *Opt. Express* 33(17), 36663-36671 (2025).

- [190] J. A. Davis, P. Tsai, K. G. D’Nelly, I. Moreno, „Simple technique for determining the extraordinary axis direction for twisted-nematic liquid crystal spatial light modulators”, *Opt. Eng.* 38(5), 705–9, (1999).
- [191] M. Mahmud, I. Naydenova, V. Toal, „Implementation of phase-only modulation utilizing a twisted nematic liquid crystal spatial light modulator”, *J. Opt. A: Pure and Applied Optics* 10(8), 10 085007 (2008).
- [192] J. F. Epperson, „An Introduction to Numerical Methods and Analysis”, 2nd ed. Wiley, (2013).
- [193] W. Gautschi, „Numerical Analysis”, 2nd ed. Birkhauser, (2012).
- [194] M. Salamaga, W. A. Woźniak, „Partial Mueller matrix polarimeter using liquid crystal modulators", *Appl. Opt.* 62(9), 2329-2337 (2023).
- [195] W. A. Woźniak, J. Olszewski, P. Kurzynowski, „Optimization of Stokes polarimeter based on a twisted nematic liquid crystal”, *Proc. of SPIE*, 10142 (2016).
- [196] M. Salamaga, W. A. Woźniak, „Analysis of the possibilities to generate and analyze different polarization states of light by twisted nematic liquid crystal”, *SPIE Proceedings Series*, 1250216, 1-8 (2022).
- [197] Z. Zimo Zhao, „Thorlabs-power-meter-for-MATLAB-Driver“, *GitHub* (2022). (<https://github.com/Tinyblack/Matlab-Driver-for-Thorlabs-power-meter/releases/tag/v3.30>)
- [198] Y. Song, D. Huang, T. Wang, Y. Xie, D. Song, J. Hong, Y. Yang, J. Yan, „Polarization Imaging Method for Detection of Lung Cancer Based on Symmetrical Single LCVR.”, *J. Biophotonics* 18(3), 1-10 (2024).
- [199] A. Ushenko, A. Dubolazov, J. Zheng, A. Litvinenko, M. Gorsky, Y. Ushenko, I. Soltys, O. Salega, Z. Chen, O. Wanchuliak, „3D polarization-interference holographic histology for wavelet-based differentiation of the polycrystalline component of biological tissues with different necrotic states. Forensic applications," *J. Biomed. Opt.* 29(5), 052920 (2024).

DOROBEK NAUKOWY

Publikacje

- [1] **Monika Salamaga**, Władysław Woźniak, „Partial Mueller matrix polarimeter using liquid crystal modulators”, *Applied Optics* 62(9), 2329-2337 (2023). <https://doi.org/10.1364/AO.479425>
- [2] Marcelina K. Sobczak, **Monika Owczarek**, Władysław Woźniak, Piotr Kurzynowski, „In vivo measurements of corneal birefringence properties using the one-way reflective Mueller polarimetry”, *Optics Express* 29(10), 15356-15365 (2021). <https://doi.org/10.1364/OE.421067>
- [3] Marcelina K. Sobczak, Piotr Kurzynowski, Władysław Woźniak, **Monika Owczarek**, Sławomir Drobczyński, „Polarimeter for measuring the properties of birefringent media in reflective mode”, *Optics Express*, 28(1), 249-257 (2020). <https://doi.org/10.1364/OE.380998>

Recenzowane referaty konferencyjne

- [1] **Monika Salamaga**, Władysław Woźniak, „Analysis of the possibilities to generate and analyze different polarization states of light by twisted nematic liquid crystal”, *SPIE Proceedings Series 12502*, 1-8 (2022). <https://doi.org/10.1117/12.2664224>

Wystąpienia konferencyjne

- [1] **Monika Salamaga**, Władysław A. Woźniak, „Effect of using twisted nematic liquid crystal to optimize a nonclassical Mueller polarimeter” (wystąpienie ustne) – CLC 2025: XXIV Conference on Liquid Crystals, 15-19.09.2025 r., Szklarska Poręba (Polska).
- [2] **Monika Salamaga**, Władysław A. Woźniak, „Analyzing the applicability of twisted nematic liquid crystals in non-classical Mueller polarimetry systems” (wystąpienie ustne) – EOSAM 2025: European Optical Society Annual Meeting, 24-28.08.2025 r., Delft (Holandia).
- [3] **Monika Salamaga**, Władysław A. Woźniak, „Verification of twisted nematic liquid crystals utility in system to measure the birefringent media” (wystąpienie ustne) – OPTO 2025: Student Conference on optics and photonics, 07-11.07.2025r., Wrocław (Polska).

- [4] **Monika Salamaga**, Władysław A. Woźniak, „Doświadczalne potwierdzenie możliwości skonstruowania polarymetru podwójnego przejścia bazując na pojedynczym skręconym nematycznym ciekłym kryształach” (wystąpienie ustne) – VIII Polska Konferencja Optyczna, 30.06.-03.07.2025 r., Rzeszów (Polska).
- [5] **Monika Salamaga**, Władysław A. Woźniak, „Twisted nematic liquid crystals as components of the one-way double pass polarimeter to measure the birefringent media” (poster) – PHOTOPTICS 2025 13th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology, 22-24.02.2025 r. Porto (Portugalia).
- [6] **Monika Salamaga**, Władysław A. Woźniak, „Optimization of one-way reflective Mueller polarimetry using twisted nematic liquid crystal” (wystąpienie ustne) – 23rd Slovak-Czech-Polish Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics, 02-06.09.2024 r. Štrbské Pleso (Słowacja).
- [7] **Monika Owczarek**, Władysław A. Woźniak, „Analysis of the possibilities to generate and analyze different polarization states of light by twisted nematic liquid crystal” (poster) – 22nd Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics, 05-09.09.2022 r. Wojanów (Polska).
- [8] **Monika Owczarek**, Władysław A. Woźniak, „Polarymetryczna metoda pomiaru właściwości dwójłomnych rogówki oka in vivo” (wystąpienie ustne) – V Ogólnopolska Studencka Fizyczno-Optyczna Konferencja FOKA 2020, 11-13.12.2020 r. Wrocław.

Konferencje – współautor materiałów konferencyjnych

- [1] Marcelina Sobczak, **Monika Owczarek**, Piotr Kurzynowski, „Konstrukcja i zastosowanie polarymetru Muellera do pomiaru parametrów ośrodków dwójłomnych”, Konferencja młodych naukowców – Nowe Wyzwania dla Polskiej Nauki (VI edycja), 14.12.2019 Kraków.
- [2] Marcelina Sobczak, **Monika Owczarek**, Piotr Kurzynowski, „Properties of birefringent media measured in reflection system using the Stokes polarimeter”, OPTO, 23-27.07.2019 Toruń.

Recenzja artykułu obcojęzycznego

- [1] Neil Bruce, „A simple calibration procedure for a full-Stokes imaging polarimeter using a polarized camera”, Applied Optics, data recenzji 17.02.2026 r.

Grant

- [1] „Analiza możliwości zastosowania nematycznych skręconych ciekłych kryształów jako elementów nieklasycznych układów polarymetrycznych do pomiaru parametrów ośrodków dwójłomnych”, PRELUDIUM – 20 nr rej. 2021/41/N/ST7/03422, Narodowe Centrum Nauki, budżet grantu 140 000 zł, kierownik **Monika Salamaga** (2022–2027).

Zbiory danych zdeponowane w RepOD

- [1] **Salamaga Monika**, „Simulations of optimal light polarization state generators and analyzers configurations realized in one-way double pass Mueller polarimetric system using twisted nematic liquid crystal and liquid crystal variable retarder”, RepOD V1 (2025). <https://doi.org/10.18150/VFOSHL>
- [2] **Salamaga Monika**, „Simulations of optimal light polarization state generators and analyzers configurations realized in one-way double pass Mueller polarimetric system using two twisted nematic liquid crystals working in different way”, RepOD V1 (2025). <https://doi.org/10.18150/XWSYLG>
- [3] **Salamaga Monika**, „Simulations of optimal light polarization state generators and analyzers configurations realized in one-way double pass Mueller polarimetric system using two twisted nematic liquid crystals working in the same way”, RepOD V1 (2025). <https://doi.org/10.18150/JQLH8W>
- [4] **Salamaga Monika**, „Simulations of optimal light polarization state generators and analyzers configurations realized in one-way double pass Mueller polarimetric system using single twisted nematic liquid crystal”, RepOD V1 (2025). <https://doi.org/10.18150/YU0TLP>
- [5] **Salamaga Monika**, „Intensity of light in a partial Mueller matrix polarimeter using liquid crystal modulators and azimuth angle results for quarter wave plate”, RepOD V1 (2023). <https://doi.org/10.18150/L8NOLS5>
- [6] **Salamaga Monika**, „Measurement and numerical simulations for twisted nematic liquid crystal”, RepOD V1 (2023). <https://doi.org/10.18150/8M6Y33>