

Katedra Metrologii Elektronicznej i Fotonicznej
Wydział Elektroniki
Politechnika Wrocławska

mgr inż. Grzegorz Świrniak

**Pomiar średnicy włókna optycznego
z wykorzystaniem światła rozproszonego**

– praca doktorska –

Promotor:
prof. dr hab. inż. Janusz Mroczka

Wrocław 2009

Drogim Rodzicom



Ukochanej Ewie

Spis treści

Wprowadzenie	9
1. Technologia włókien optycznych	17
1.1. Struktura i właściwości szkła	19
1.1.1. Budowa szkła	19
1.1.2. Właściwości optyczne szkła.....	22
1.1.3. Wady optyczne szkła.....	33
1.1.4. Szkła dla optyki włóknistej	35
1.2. Struktura i właściwości polimerów	37
1.3. Klasyfikacja i budowa włókien optycznych.....	39
1.3.1. Światłowody transmisyjne	39
1.3.2. Światłowody specjalne.....	43
1.3.3. Włókna stosowane w materiałach kompozytowych	45
1.4. Technologie formowania włókien optycznych	45
1.4.1. Technologie wieloetapowe.....	45
1.4.2. Technologie jednoetapowe.....	47
1.5. Wpływ technologii wytwarzania włókien na ich właściwości optyczne	48
1.5.1. Anizotropia współczynnika załamania.....	48
1.5.2. Izotropowe zmiany współczynnika załamania.....	56
1.6. Rozkład temperatury wzdłuż włókna optycznego w procesie wyciągania	56
1.7. Metody pomiaru średnicy włókna optycznego w procesie produkcji.....	58
1.7.1. Ogólna systematyka metod pomiaru średnicy włókna.....	58
1.7.2. Teorie rozproszenia światła mające zastosowanie w pomiarach średnicy włókna.....	60
1.7.3. Bezpośrednie, laserowe metody pomiarowe	64
1.8. Podsumowanie	74
2. Dyfraktometria wysokiej rozdzielczości	75
2.1. Problemy wykorzystania monochromatycznej fali rozproszonej w obszarze dyfrakcyjnym do pomiarów właściwości fizycznych włókna optycznego	77
2.2. Natura pola rozproszonego na włóknie optycznym pod małym kątem	79

2.2.1.	Struktura rezonansowa	81
2.2.2.	Struktura interferencyjna.....	85
2.3.	Aspekty symulacji pola rozproszonego przy oświetleniu quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym	90
2.3.1.	Metoda symulacji pola rozproszonego.....	90
2.3.2.	Dyspersja chromatyczna włókna.....	90
2.3.3.	Wpływ liczby fal cząstkowych na obraz pola rozproszonego	90
2.3.4.	Rozmycie chromatyczne obrazu pola rozproszonego	91
2.4.	Analiza pola rozproszonego na włóknie optycznym, oświetlonym quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym, pod kątem pomiaru średnicy włókna	93
2.4.1.	Obserwacja położenia pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym w funkcji zmian średnicy włókna.....	93
2.4.2.	Obserwacja wpływu parametrów eksperymentu na położenie pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym dla włókna o ustalonej średnicy	104
2.4.3.	Obserwacja wpływu niejednorodności włókna na położenie pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym.....	109
2.4.4.	Włókno optyczne jako obiekt quasi-dyfrakcyjny.....	111
2.4.5.	Identyfikacja średnicy włókna na podstawie informacji o położeniu pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym	114
3.	Interferometria w obszarze tęczy.....	121
3.1.	Natura tęczy monochromatycznej powstającej na homogenicznym włóknie optycznym	123
3.2.	Zarys problematyki wykorzystania tęczy monochromatycznej w pomiarze cech fizycznych włókna optycznego	130
3.3.	Interferometria quasi-monochromatycznego promieniowania niekoherentnego w obszarze tęczy w pomiarze średnicy homogenicznego włókna optycznego.....	136
3.3.1.	Natura tęczy w powstającej w wyniku rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego	136
3.3.2.	Uprozczone modelowanie tęczy pierwszego rzędu.....	148

3.3.3. Analiza tęczy powstającej na homogenicznym włóknie optycznym w warunkach oświetlenia wiązką gaussowską.....	160
3.3.4. Analiza tęczy powstającej na włóknie o przekroju eliptycznym	165
3.4. Wstęp do wykorzystania zjawiska tęczy w pomiarze średnicy włókna niehomogenicznego.....	173
3.4.1. Natura tęczy mnogiej	173
3.4.2. Identyfikacja średnicy światłowodu na podstawie analizy składowych widmowych tęczy charakterystycznych dla włókna homogenicznego	179
3.4.3. Obserwacja widma tęczy powstającej w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem pod kątem pomiaru średnicy rdzenia włókna niehomogenicznego.....	186
Podsumowanie	191
Dodatki	203
Dodatek A. Właściwości wybranych szkieł optycznych.....	205
Dodatek B. Teoria Airy w opisie zjawiska tęczy powstającej na homogenicznym cylindrze	206
Dodatek C. Wykaz wybranych oznaczeń.....	208
Bibliografia	211



Wprowadzenie

Wprowadzenie

Termin *włókna optyczne* utożsamiany jest z włóknami światłowodowymi, które w postaci torów światłowodowych wykorzystywane są do przesyłania informacji. Najbardziej powszechnym obszarem zastosowań światłowodów są systemy telekomunikacyjne. Istnieją również specjalne odmiany światłowodów, nazywane światłowodami kształtowanymi (Romaniuk, 2002a, 2002b), które przeznaczone są do transmisji sygnałów na nieduże odległości i znajdują zastosowanie jako m.in.: czujniki światłowodowe wielkości elektrycznych i nieelektrycznych, czujniki biomedyczne, foniczne systemy przetwarzania informacji.

Włókna optyczne w postaci homogenicznych nitek szklanych o średnicy $< 25\mu\text{m}$ są podstawowym budulcem materiałów kompozytowych (Gupta, 1988). Propozycja nazwania tego typu włókien *optycznymi* jest praktyczna z punktu widzenia opisywanych w niniejszej pracy metod badawczych i jest uzasadniona, biorąc pod uwagę fakt, że światłowody i włókna stosowane w materiałach kompozytowych charakteryzują się wysokim stopniem symetrii osiowej i przepuszczalnością spektralną w paśmie optycznym, a ponadto produkowane są w podobnym procesie technologicznym.

Jakość włókna optycznego oceniana jest wieloetapowo – w drodze pomiarów dokonywanych na etapie technologicznym, czyli w chwili wytwarzania włókna, jak i w drodze pomiarów laboratoryjnych. Istnieje także cały szereg pomiarów dokonywanych na etapie eksploatacyjnym (Romaniuk, 2001b). Zespół metod pomiarowych opracowanych na potrzeby pomiaru parametrów geometrycznych, optycznych, mechanicznych i fizykochemicznych włókna optycznego, jest częścią zagadnień którymi zajmuje się *miernictwo światłowodowe* (Romaniuk, 2001b).

Problematyka niniejszej pracy koncentruje się na zagadnieniu pomiaru średnicy włókna optycznego w chwili jego wytwarzania. Pomiar dokonywany na etapie produkcji pozwala na kontrolowanie parametrów procesu technologicznego na zasadzie pętli sprzężenia zwrotnego. Jest to złożone zagadnienie metrologiczne, bowiem potencjalna technika pomiarowa powinna spełniać następujące wymagania:

- nieinwazyjność, pomiar bez ingerencji mechanicznych elementów,
- niewrażliwość na zakłócenia (głównie wibracje włókna) i czynniki, które trudno jest ustalić (izotropowe i anizotropowe zmiany współczynnika załamania włókna) lub nie są znane (geometria, profil temperaturowy włókna),

- działanie w czasie rzeczywistym,
- dokładność pomiaru spełniająca wymagania obowiązujących norm dla danego typu włókna.

W świetle powyższych kryteriów, szczególnego znaczenia nabierają techniki pomiarowe wykorzystujące promieniowanie optyczne jako narzędzie poznawcze. Są to metody z istoty nieinwazyjne, o potencjalnie dużej czułości i selektywności, dające możliwość pomiaru *in situ* w czasie rzeczywistym (Mrocza, 1990: 13).

Motywacją do podjęcia prac nad nowymi metodami pomiarowymi i dążenia do udoskonalania istniejących technik jest stały postęp w technologii włókien optycznych. Za literaturą przedmiotu, bieżącą skalę problemów można streścić następująco:

- udoskonalenie metod pomiaru średnicy włókien optycznych, produkowanych na potrzeby materiałów kompozytowych (Onofri, 2003). W tej gałęzi przemysłu wykorzystywane są przeważnie laboratoryjne techniki pomiarowe (Gupta, 1988);
- pomiar średnicy światłowodu jednomodowego i wielomodowego z dokładnością większą niż obecnie obowiązujący standard $\pm 1\mu\text{m}$ (Barton i in., 2004);
- pomiar średnicy rdzenia we światłowodzie jednomodowym i wielomodowym w procesie produkcji. Jest to jak dotąd nierozwiązany problem (Barton i in., 2004);
- pomiar średnicy i charakterystyka struktury refrakcyjnej światłowodów z kryształów fonicznych PCF (*Photonic Crystal Fiber*).

Przedmiotem zainteresowań autora niniejszej pracy są techniki pomiarowe, wykorzystujące promieniowanie optyczne do wytworzenia pola rozproszonego na badanym włóknie. Tak wytworzone pole zjawisk fizycznych jest podstawą wnioskowania o naturze włókna.

Złożoność pola rozproszonego ukazuje pełną naturę obiektu badań i różnorodność procesów fizycznych zachodzących w trakcie rozpraszania, z drugiej jednak strony może być przyczyną trudności w jednoznacznym ustaleniu związków przyczynowo-skutkowych pomiędzy cechą rejestrowanego pola, a właściwością fizyczną badanego włókna ustalaną w procesie estymacji. Skala problemu została w pracy ukazana na przykładzie metod pomiarowych, wykorzystujących rozproszone promieniowanie monochromatyczne pod niewielkim kątem i w obszarze tęczy. Nowym podejściem zaproponowanym przez autora jest postępowanie na rzecz uproszczenia pola rozproszonego poprzez oddziaływanie na badane włókno optyczne quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym.

Uzyskane rezultaty badawcze pozwalają na sformułowanie następującej **tezy pracy**:

Zastosowanie quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania do wytworzenia pola zjawisk fizycznych, będącego efektem rozproszenia na badanym włóknie optycznym, umożliwi eliminację części obserwowanych zjawisk w warunkach rozpraszania promieniowania monochromatycznego i w konsekwencji pozwoli na uproszczenie zarówno modelu fizycznego jak i matematycznego pola.

Celem pracy jest zbadanie możliwości estymacji średnicy wybranych włókien optycznych rozpraszających quasi-monochromatyczne, niekoherentne promieniowanie optyczne.

Szereg wykonanych prac zostało ujętych w ramach dwóch metod pomiarowych: *dyfraktometrii wysokiej rozdzielczości*, opracowanej na potrzeby pomiaru średnicy włókien stosowanych w materiałach kompozytowych, oraz *interferometrii w obszarze tęczy*, ukierunkowanej na pomiar średnicy włókien homogenicznych i światłowodów o skokowym profilu refrakcyjnym, o średnicy nominalnej 125 μm . Na uwagę zasługuje zaproponowana metoda pomiaru średnicy płaszczka i rdzenia światłowodu, wykorzystująca promieniowanie optyczne o zmiennych cechach widmowych.

Zakres badań ujętych w niniejszym studium obejmuje:

- i. analizę literaturową właściwości optycznych włókien, istotnych z punktu widzenia fizycznych aspektów zjawiska rozproszenia fali elektromagnetycznej, a także zmian tych właściwości w procesie produkcji,
- ii. przegląd znanych metod pomiaru średnicy włókien,
- iii. analizę teoretyczną i metrologiczną w ramach *dyfraktometrii wysokiej rozdzielczości*, w tym:
 - analizę natury pola rozproszonego pod niewielkim kątem na homogenicznym włóknie optycznym o średnicy $< 25\mu\text{m}$, prowadzoną pod kątem poznania i minimalizacji udziału zjawisk niepożądanych, wpływających na położenie prążków dyfrakcyjnych,
 - dyskusję na temat aspektów symulacji rozpraszania niekoherentnego promieniowania optycznego o znanych parametrach widmowych z wykorzystaniem falowego modelu Lorenza-Mie dla cylindra,

- analizę numeryczną pola rozproszonego pod niewielkim kątem na homogenicznym włóknie optycznym w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym, wraz z elementami modelowania przyczynowo-odwrotnego przeprowadzonego w celu identyfikacji średnicy badanego włókna i zbadania wpływu warunków eksperymentu na wynik estymacji.
- iv. analizę teoretyczną i elementy analizy metrologicznej w ramach *interferometrii w obszarze tęczy*, w tym:
- dyskusję na temat natury pola rozproszonego w obszarze tęczy monochromatycznej i wykorzystania tego zjawiska w pomiarach cech obiektów rozpraszających,
 - opis zjawiska tęczy powstałej w wyniku rozproszenia niekoherentnego promieniowania optycznego o znanej szerokości widmowej na włóknie homogenicznym o średnicy nominalnej 125 μ m, wraz z elementami modelowania fizycznego i matematycznego zaobserwowanego pola pod kątem estymacji średnicy włókna,
 - analizę możliwości wykorzystania zjawiska tęczy w pomiarach cech niehomogenicznego włókna optycznego o skokowym profilu refrakcyjnym.

Potencjał *dyfraktometrii wysokiej rozdzielczości* oraz *interferometrii w obszarze tęczy* został ukazany drogą procesów symulacyjnych. Obowiązującym modelem rzeczywistego zjawiska jest w większości opisywanych zagadnień falowy model Lorenza-Mie dla cylindra, który pozwala na wyznaczenie rozkładu natężenia pola elektromagnetycznego fali przechodzącej przez obszar niejednorodności w postaci nieskończenie długiego włókna optycznego. Odpowiednio zaaranżowane eksperymenty symulacyjne należy oczywiście traktować jako wstęp do praktycznego wykorzystania proponowanych metod pomiarowych w ramach procesu weryfikacyjno-doświadczalnego. Należy jednak zauważyć, że miarodajna weryfikacja doświadczalna w zakresie diskutowanych zagadnień jest utrudniona i kosztowna.

Część prezentowanych zagadnień, ze względu na obszerność i wielowątkowość, ma charakter wstępu do szerszej dyskusji na ich temat i jest podstawą dalszego rozwijania wątków badawczych. W nadziei autora, nie ma to jednak znaczącego wpływu na spójność poruszanych zagadnień.

Zakres tematyczny niniejszej pracy został ujęty w trzech rozdziałach. W rozdziale pierwszym opisano szereg zagadnień dotyczących technologii włókien optycznych. Szczególny nacisk położono na poznanie właściwości optycznych surowca – szkła lub polimeru, istotnych z punktu widzenia rozproszenia światła, a także zmian tych właściwości w procesie produkcji włókna. Przedstawiono również ogólną systematykę metod pomiaru średnicy włókna i zarys teorii rozproszenia światła mających zastosowanie w pomiarach średnicy włókna. Rozdział drugi i trzeci poświęcone są proponowanym metodom pomiarowym, odpowiednio dyfraktometrii wysokiej rozdzielczości i interferometrii w obszarze tęczy. Ogólne wnioski na temat opracowanych metod wraz ze wskazaniem potencjalnych wątków badawczych zawarto w podsumowaniu.

Rozdział 1

Technologia włókien optycznych

1. Technologia włókien optycznych

1.1. Struktura i właściwości szkła

1.1.1. Budowa szkła

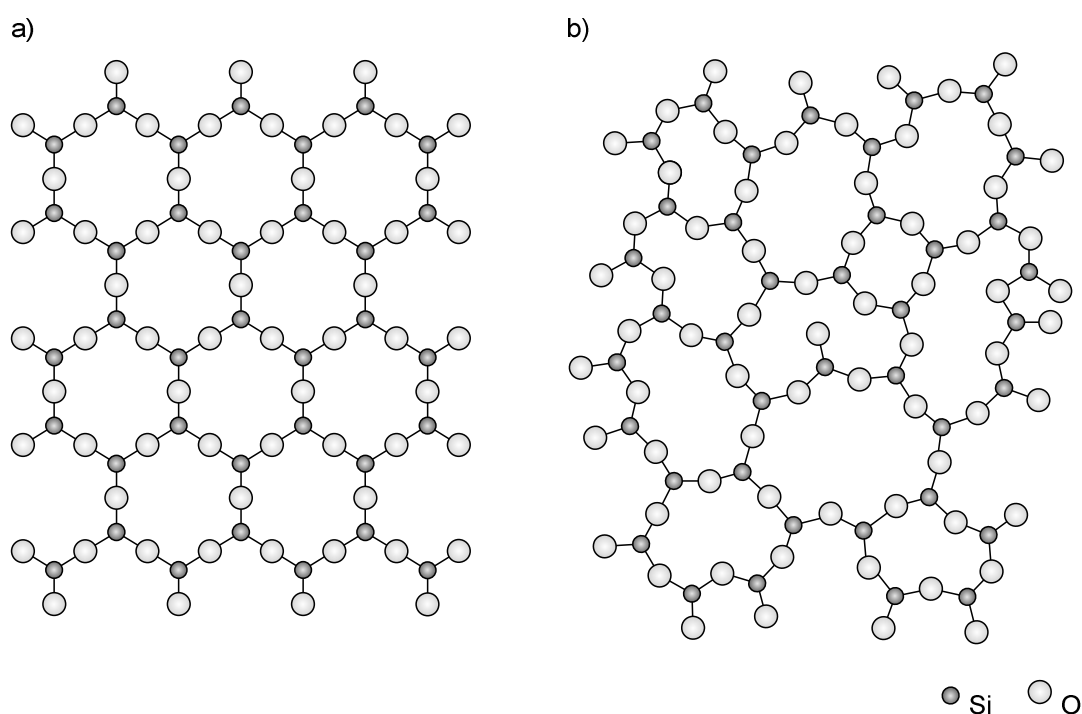
Ciała stałe mogą występować w dwóch postaciach: krystalicznej lub amorficznej (Dereń i in., 1977: 14). Elementy struktury krystalicznej (cząsteczki, atomy lub jony) nie mają pełnej swobody przemieszczania się w objętości ciała, ułożone są w przestrzeni w sposób uporządkowany i regularny (periodyczny) (Rys. 1.1a). Struktura amorficzna, nazywana często strukturą bezpostaciową, charakteryzuje się własnościami reologicznymi podobnymi do struktury krystalicznej, w której nie występuje uporządkowanie dalekiego zasięgu, obejmujące całą sieć przestrzenną lub wielkie obszary tej sieci w porównaniu z odstępami międzyatomowymi. Elementy struktury amorficznej ułożone są w sposób dość nieregularny, bardziej zbliżony do spotykanego w cieczach (Rys. 1.1b). W przyrodzie bardzo rzadko występują substancje wykazujące amorfizm w całej swej objętości. Są to zwykle substancje, które posiadają zdolność do krystalizacji, lecz ze względu na szereg czynników (np. zbyt duży rozmiar cząsteczek, zanieczyszczenia, wymuszona szybkość krystalizacji) nie mają zdolności aby się w pełni skryształizować. W ciałach takich można więc wyróżnić obszary krystaliczne (domeny) przemieszczane wraz z domenami fazy amorficznej.

Szkło określane jest jako struktura amorficzna, nie wykazująca prawidłowości rozmieszczenia elementów strukturalnych w obszarach większych niż 2nm (Szwedowski, 1996: 13). Z punktu widzenia własności mechanicznych szkło jest materiałem nieorganicznym, który powstał w wyniku schłodzenia do stanu stałego bez krystalizacji (ASTM C162-05, 1983). Własności ciała stałego zachowywane są dzięki bardzo dużej lepkości, przekraczającej, według definicji Maxwella, 10^{13} dPas (Dereń i in., 1977: 163). Rozpatrując własności termodynamiczne szkła można stwierdzić, że stan energetyczny sieci amorficznej szkła jest wyższy niż dla kryształów. Z tego względu każde szkło wykazuje dążność do krystalizacji, jednak nie dochodzi do niej nawet po bardzo długim okresie czasu z powodu dużej lepkości.

Podstawy współczesnych koncepcji budowy szkła zostały ukształtowane na bazie teorii Zachariasena, który zaproponował model struktury szkła krzemionkowego (SiO_2). Słuszność koncepcji tego modelu została potwierdzona badaniami rentgenograficznymi przez

Warrena i neutronograficznymi przez Delaney i Welena (Dereń i in., 1977: 181). Teoria Zachariasena zakłada, że struktura szkła ma postać ciągłej więzby¹, w której występuje uporządkowanie bliskiego zasięgu. Tworzy się ona przez polimeryzację czworościanów lub rzadziej trójkątów koordynacyjnych, utworzonych przez będący w pozycji centralnej kation i otaczające go aniony, według czterech zasad (Dorosz, 2005: 89):

- wielościany koordynacyjne łączą się z sąsiadami jedynie narożami a nie krawędziami lub ścianami,
- anion tlenu może łączyć tylko dwa kationy, czyli może należeć tylko do dwóch wielościanów koordynacyjnych,
- ilość naroży wielościanów koordynacyjnych jest mniejsza od 6,
- co najmniej 3 naroża wielościanu koordynacyjnego są połączone z innymi wielościanami, aby mogła powstać kompozycja przestrzenna.



Rys. 1.1. Dwuwymiarowe modele struktur ciał stałych: **(a)** sieć romboedryczna kwarcu α (na podstawie: Weber, 2003: rozdz.1), **(b)** struktura szkła krzemionkowego (SiO_2) według Zachariasena (Dereń, 1977: 180).

Strukturę szkła krzemionkowego według Zachariasena przedstawiono na Rys. 1.1b. Teoria Zachariasena wyjaśnia takie właściwości ciał amorficznych jak izotropia wszystkich makroskopowych właściwości fizycznych i addytywność (Dorosz, 2005: 90). Te dwie cechy

¹ Więzbę szkła tworzą atomy pierwiastków szklotwórczych, które powiązane są ze sobą wiązaniami mostkowymi, np. tlenowymi (Dereń i in., 1977: 180).

dotyczą ciał nie wykazujących wewnętrznych naprężeń, wywołanych np. gradientami temperaturowymi bądź działaniem sił zewnętrznych.

Współczesne badania pokazują, że model ciągłej więźby według Zachariasena, chronologicznie najstarszy, należy traktować jako przybliżony i uśredniony obraz struktury szkła, który dostarcza jednak prawidłowego opisu wybranych właściwości mechanicznych, termicznych i optycznych w skali makroskopowej. W trakcie poszukiwań okazało się, że istnieją zjawiska, których nie można wytłumaczyć posługując się modelem Zachariasena. Obserwacje wykonane mikroskopem elektronowym wykazały, że szkło, szczególnie to o skomplikowanej budowie chemicznej, jest strukturą niejednorodną, ziarnistą. Submikroskopowe niejednorodności polegają na nierównym rozkładzie gęstości ułożenia atomów w obszarach o wielkościach rzędu 100 Å (Dereń i in., 1977: 183). Niejednorodności te są, na przykład, powodem charakterystycznych punktów załamań na wykresach zmian współczynnika załamania światła od gęstości dla szkieł dwuskładnikowych o dużej zawartości SiO₂ (Dorosz, 2005: 91).

Należy zaznaczyć, że z punktu widzenia kryterium sformułowanego przez Einsteina o fazie jednorodnej, szkło nie wykazuje niejednorodności w świetle widzialnym, to znaczy nie wykazuje na przykład zjawiska Tyndalla (Dereń i in., 1977: 183).

Składnikami szklotwórczymi, których wielościany koordynacyjne mogą samodzielnie bądź z innymi składnikami tworzyć więźbę szkła, mogą być tylko niektóre pierwiastki, takie jak bor, węgiel, krzem, german, siarka, selen czy tellur. Na przykład w szklach tlenkowych składnikami szklotwórczymi są kationy pierwiastków takich jak: B³⁺, Si⁴⁺, Ge⁴⁺, P⁵⁺, As³⁺, As⁵⁺, Zn²⁺, Sb⁵⁺, V⁵⁺, Nb⁵⁺, Ta⁵⁺. Anionem w układzie szklotwórczym jest zwykle tlen, rzadziej siarka lub fluor (Dorosz, 2005: 93).

W szklach wieloskładnikowych, w pustych przestrzeniach sieci krystalicznej, występują składniki nazywane modyfikatorami. Charakteryzują się one dużymi rozmiarami i małymi ładunkami, tworząc z jonami szklotwórczymi słabe wiązania o charakterze jonowym. Modyfikatorami w szklach tlenkowych są najczęściej tlenki alkaliów, metali ziem rzadkich i innych metali dwuwartościowych (Dorosz, 2005: 93). Wprowadzenie modyfikatorów powoduje zmianę własności fizykochemicznych szkła. Przede wszystkim następuje osłabienie struktury szkła i jego depolimeryzacja, co pociąga za sobą obniżenie temperatury mięknięcia i zmniejszenie lepkości w wysokich temperaturach. Zmianie ulegają także parametry istotne z punktu widzenia zastosowań w technice światłowodowej, takie jak współczynnik załamania światła i współczynnik rozszerzalności termicznej (Dorosz, 2005: 94).

1.1.2. Właściwości optyczne szkła

- **Współczynnik załamania**

Podstawową wielkością charakteryzującą szkło jako materiał optyczny jest współczynnik załamania. Jest to cecha materiału optycznego, która wynika z jego składu chemicznego, gęstości, budowy strukturalnej i określonych stanów elektronowych materii opisywanych polaryzowalnością (Szwedowski, 1996: 32). Dla ośrodków dielektrycznych, niemagnetycznych i izotropowych, którymi są na ogół materiały optyczne, współczynnik załamania wyrażony względem próżni ma postać zespoloną (Bohren i Huffman, 1983: 27):

$$m = n + i\kappa = \sqrt{\varepsilon_r^c} \quad (1.1)$$

Część rzeczywista n zespolonego współczynnika załamania nazywana jest w literaturze przedmiotu współczynnikiem załamania, natomiast część urojona κ – współczynnikiem ekstynkcji. Względna, zespoloną przenikalność elektryczną ośrodka, ε_r^c , opisuje zależność (Bohren i Huffman, 1983: 15):

$$\varepsilon_r^c = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\varepsilon + \frac{\sigma}{i\omega} \right) \quad (1.2)$$

gdzie: ε , ε_0 – jest przenikalnością elektryczną odpowiednio ośrodka i próżni (stałą dielektryczną), σ – przewodnictwem właściwym ośrodka, ω – pulsacją fali. Współczynnik załamania n ma sens fizyczny wyrażony prawem Snella, natomiast współczynnik ekstynkcji wyraża tłumienie fali elektromagnetycznej rozchodzącej się w ośrodku stratnym.

W katalogach producentów szkieł optycznych dostępne są najczęściej informacje o współczynniku załamania, zaś własności tłumiące szkła wyrażane są przez parametry transmisyjne, takie jak transmitancja wewnętrzna lub współczynnik pochłaniania. Wartość współczynnika załamania szkieł optycznych zawiera się w granicach od 1.35 ($\lambda = 0.5876\mu\text{m}$, szkła fluoroberylowe) do 1.95 ($\lambda = 0.5876\mu\text{m}$, ciężki flint), a szkła specjalnych, przepuszczalnych w podczerwieni, nawet do 2.85 ($\lambda = 10\mu\text{m}$, szkła chalkogenidowe)

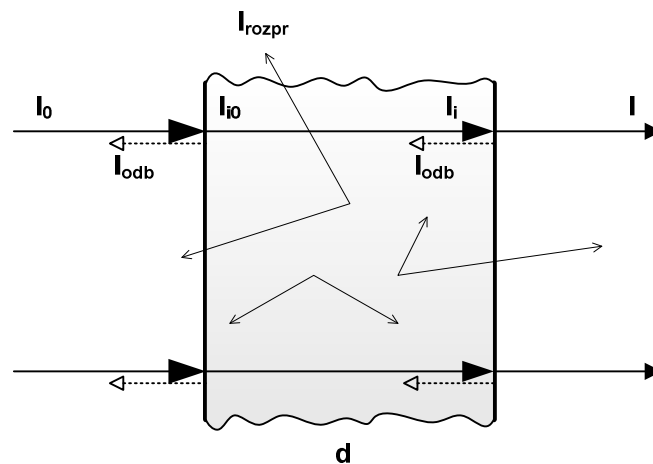
(Weber, 2003: 225, 244, 295). Współczynnik załamania podawany jest w katalogach z precyzją ± 0.00001 (Schott, Hoya, Pilkington) a nawet ± 0.000001 (Ohara).

- **Przepuszczalność optyczna**

Z punktu widzenia praktyki pomiarowej, parametry absorpcyjne szkła dogodnie jest wyrażać na podstawie pomiarów transmitancji próbki szklanej o określonej grubości (Rys. 1.2). Osłabienie natężenia promieniowania wywołane własnościami absorpcyjnymi i rozpraszającymi próbki opisuje prawo Lamberta (Mroczka, 1990):

$$I_i = I_{i0} \exp(-\alpha d) \quad (1.3)$$

gdzie: I_{i0} , I_i – jest natężeniem promieniowania odpowiednio wnikającego i opuszczającego próbkę, d – grubością próbki, α – współczynnikiem pochłaniania (absorpcji).



Rys. 1.2. Schemat zjawiska absorpcji światła przez szklaną próbkę. I_0 , I – natężenie promieniowania odpowiednio padającego i przepuszczonego; I_{i0} , I_i – natężenie promieniowania odpowiednio wnikającego i opuszczającego; I_{odb} – natężenie promieniowania odbitego; I_{rozpr} – natężenie promieniowania rozproszonego.

Iloraz I_i / I_{i0} , nazywany transmitancją wewnętrzną, określa jaka część promieniowania została zaabsorbowana i rozproszona przez próbkę, z uwzględnieniem odbić na granicy faz powietrze-szkło (Schott TIE-35, 2005: 1):

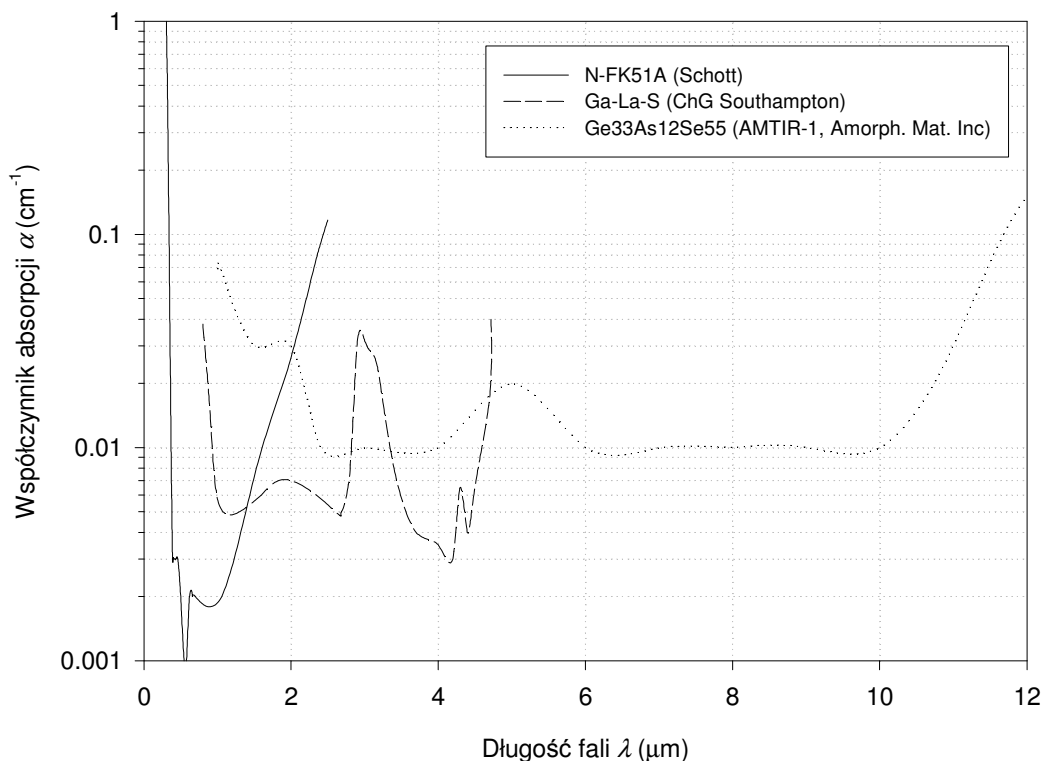
$$\tau_i = \frac{I_i}{I_{i0}} = \exp(-\alpha d) \quad (1.4)$$

Związek pomiędzy współczynnikiem pochłaniania (α) i współczynnikiem ekstynkcji (κ) wynika z analizy propagacji fali elektromagnetycznej w ośrodku stratnym (Bohren i Huffman, 1983: 29):

$$\kappa = \alpha \frac{\lambda}{4\pi} \quad (1.5)$$

gdzie: λ – jest długością fali promieniowania.

Współczynnik pochłaniania konwencjonalnych szkieł tlenkowych osiąga najmniejsze wartości, 0.001 i mniej (Schott AG, 2007), w paśmie optycznym. Szkła specjalne, o przesuniętym zakresie transmitancji w stronę fal dłuższych (szkła fluorkowe i chalcogenidowe), silniej tłumią promieniowanie (Rys. 1.3). Obserwuje się, wzrostowi współczynnika załamania szkła towarzyszy przesunięcie krawędzi absorpcji UV w kierunku fal dłuższych.



Rys. 1.3. Współczynnik absorpcji w funkcji długości fali dla różnych szkieł. N-FK51A – szkło tlenkowe typu crown (Schott AG, 2007), grubość próbki $d = 10\text{mm}$; Ga-La-S – chalcogenidowe szkło siarczkowe (ChG Southampton Ltd. LF355-GLSO, 2007), $d = 1\text{mm}$ (?); AMTIR-1 – chalcogenidowe szkło selenkowe (Amorphous Materials Inc. ATMIR-1, 2007), $d = 10\text{mm}$.

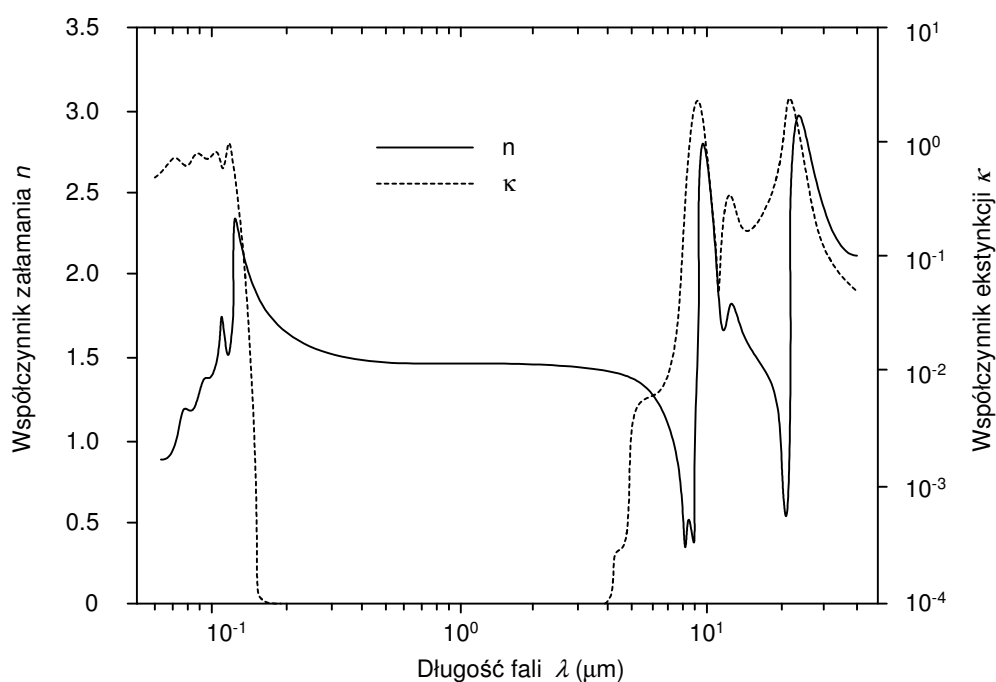
Straty ośrodków szklistych wynikają przede wszystkim z cech materiałów użytych do ich budowy (składu chemicznego szkła), a także specyfiki procesu technologicznego (Dorosz, 2005: 24). Straty manifestowane są głównie poprzez emisję ciepła Joulea, emisję promieniowania o innej długości lub rozproszenie światła (Miles, 1986: 16). Za genezę zjawiska absorpcji odpowiedzialne są różnorodne mechanizmy fizyczne. Są to przede wszystkim (Dorosz, 2005: 25):

- w obszarze nadfioletu – absorpcja wywołana jest oddziaływaniem kwantów promieniowania z elektronami walencyjnymi atomów tworzących szkło (przejścia międzypasmowe elektronów).
- w obszarze przepuszczania – straty w szklach w tym zakresie są, przede wszystkim, konsekwencją istnienia zanieczyszczeń pierwiastkami metali przejściowych, takich jak: Fe, Cu, V, Co, So, Ti, Ni, Mn i Cr. Zjawisko to często powoduje charakterystyczne dla danego jonu zabarwienie szkła. Innym mechanizmem absorpcji w obszarze przepuszczania jest absorpcja wywołana przez drgania wiązań O-H i Si-O. Poziom tej absorpcji zależy głównie od stężenia jonów OH^- . Dodatkowo, lokalne fluktuacje gęstości szkła, które wynikają z dynamiki procesu oziębienia szkła, są przyczyną zaburzeń współczynnika załamania światła (Dorosz, 2005: 28). Jeśli wymiary tych zaburzeń są dużo mniejsze od długości fali promieniowania, to struktura taka jest przyczyną rozpraszania fali w różnych kierunkach. Fakt ten uzasadnia teoria Rayleigha rozpraszania fali na cząstkach (van de Hulst, 1981: 85). Tłumienie wynikające z rozpraszania Rayleigha maleje z czwartą potęgą długości fali (van de Hulst, 1981: 95). Niejednorodności materiałowe o wymiarach dużo większych od długości fali również rozpraszają falę elektromagnetyczną, a mechanizm tego typu rozpraszania opisuje teoria Mie (van de Hulst, 1981: 114, 297). Wymienione niejednorodności to przede wszystkim krystality fazy stałej w szkłe i pęcherzyki gazów (Dorosz, 2005: 30).
- w podczerwieni – wynika z oddziaływania fotonów promieniowania z drgającymi cząsteczkami szkła. Termicznie wzbudzone oscylacyjne mody sieci strukturalnej powodują rozpraszanie energii. Domieszkowanie szkła krzemionkowego w celu modyfikacji współczynnika załamania (np. komponentami P_2O_5 i B_2O_3) powoduje przesunięcie zakresu absorpcji ku falom krótszym, a więc i zawężenie przepuszczalności optycznej (Dorosz, 2005: 25).

- **Dyspersja chromatyczna**

Wartość współczynnika załamania (n) zależy od długości fali elektromagnetycznej oddziałującej z ośrodkiem szklistym. Zmianom współczynnika załamania w naturalny sposób muszą towarzyszyć zmiany prędkości fazowej rozchodzącej się fali, co nazywane jest dyspersją fali elektromagnetycznej (Kleszczewski, 2003: 64). Natura dyspersji została dobrze poznana, a odpowiednie modele matematyczne stworzone na gruncie mechaniki klasycznej (model oscylatorów harmonicznycch Lorentza, zob. Bohren i Huffman, 1983: 228), jak i mechaniki kwantowej (Ziman, 1972: rozdz.8).

W oparciu o wykres współczynnika załamania i współczynnika ekstynkcji dla szkła krzemionkowego SiO_2 (Rys. 1.4) można stwierdzić, że w zakresie częstotliwości optycznych tłumienie jest stosunkowo niewielkie i w tym obszarze wartość współczynnika załamania maleje wraz ze zwiększaniem długości fali (obszar dyspersji normalnej).



Rys. 1.4. Współczynnik załamania n i współczynnik ekstynkcji κ szkła krzemionkowego (SiO_2) w funkcji długości fali (Lentes, 1995: 23).

Zakres ten jest ograniczony z obu stron regionami, w których absorpcja wykazuje bardzo silne wzrosty o charakterze rezonansowym. Łatwo zauważyć prawidłowość, według której obszarom w których występują strome zbocza krzywej współczynnika załamania, odpowiadają obszary znacznego wzrostu tłumienia.

W ujęciu katalogowym, wartości współczynnika załamania charakteryzowane są dla ustalonych wartości długości fali. Są to przede wszystkim długości fali linii widmowych Fraunhofera wybranych pierwiastków dających widmo dyskretne, tj. par metali lub rozrzedzonych gazów (Na, Hg, Cd, Cs, H, He) oraz długości fal promieniowania laserowego (He-Ne, Nd, Nd:YAG) (Schott TIE-29, 2007: 5). Reguły tej nie stosuje się dla wielkości wyrażających właściwości absorpcyjne szkła (transmitancja wewnętrzna τ_i , współczynnik pochłaniania α), które scharakteryzowane są dla długości fali wybranych przez producenta. Współczynnik załamania n dla innych długości fali może być obliczony z wykorzystaniem różnorodnych wzorów interpolacyjnych, np. Cauchyego, Sellmeiera i Herzberga (Dodge, 1986: 21). Obecnie, najbardziej rozpowszechniona jest zmodyfikowana formuła Cauchyego i formuła Sellmeiera. Pierwsze równanie stosuje się dla zakresu widma fal 365÷1014nm i ma postać² (Weber, 2003: 225):

$$n(\lambda) = A_0 + A_1^2 + \frac{A_2}{\lambda^2} + \frac{A_3}{\lambda^4} + \frac{A_4}{\lambda^6} + \frac{A_5}{\lambda^8} \quad (1.6)$$

gdzie: stałe A_i są współczynnikami wynikającymi z aproksymacji zmierzonych wartości współczynnika załamania, λ – jest długością fali. Powyższy wzór, w podanym zakresie długości fal, umożliwia obliczenie współczynnika załamania z dokładnością $\pm 5 \times 10^{-6}$ (Weber, 2003: 226).

Wzór Sellmeiera bazuje na podstawach fizycznych zjawiska dyspersji i stosowany jest dla szerokiego zakresu spektralnego, obejmującego nadfiolet i górną krawędź obszaru bliskiej podczerwieni (2.5µm):

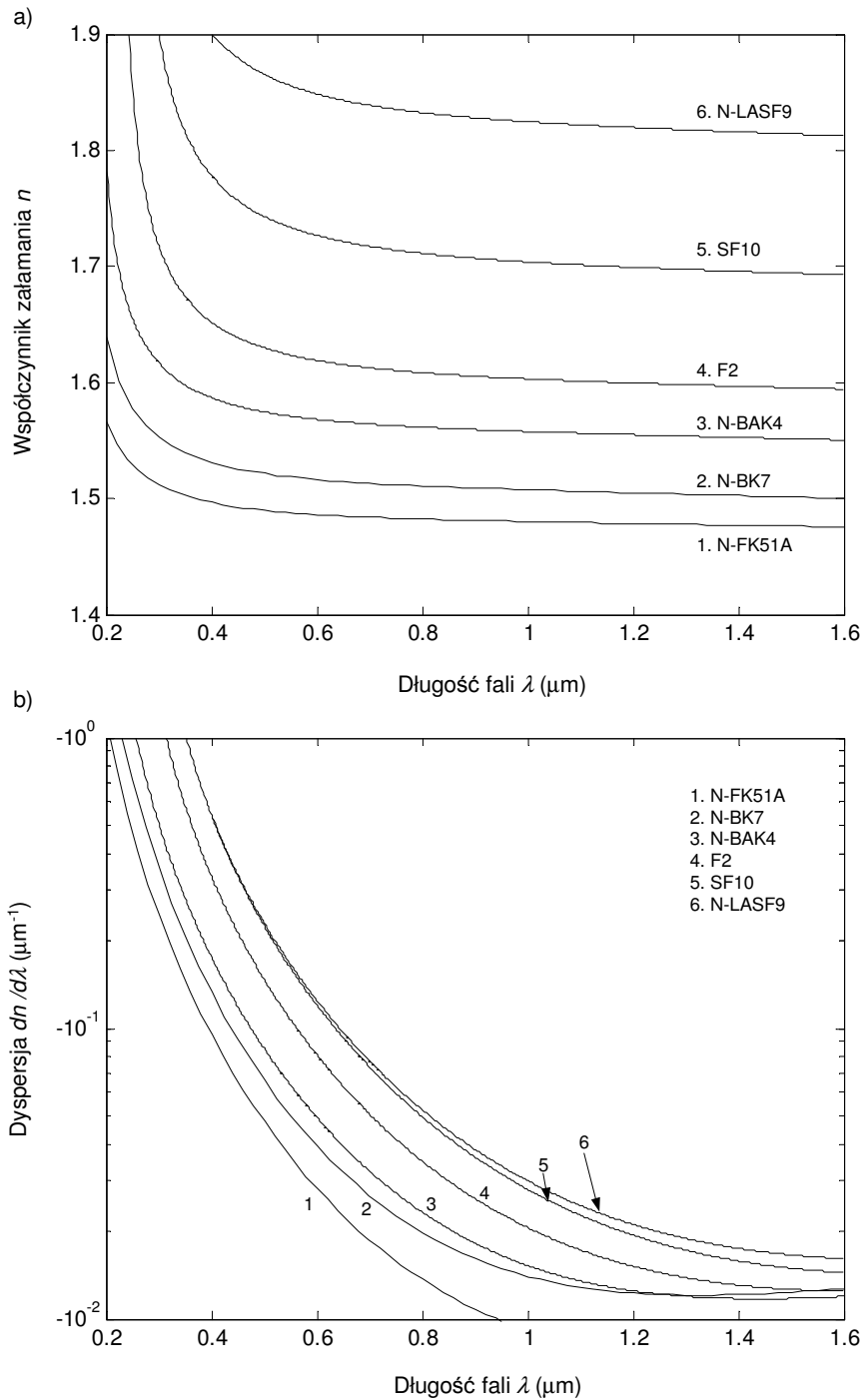
$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (1.7)$$

gdzie: λ_i , A_i reprezentuje obliczoną efektywną długość fali pochodzącą ze środka ciężkości obszaru dyspersyjnego, natomiast A_i reprezentuje amplitudę drgań oscylatora harmonicznego Lorentza przy λ_i (Dodge, 1986: 22; Fleming, 1986: 78)³. Liczba składników tej sumy przyjmowanych w obliczeniach jest zależna od rodzaju szkła, ale zwykle rozważane są trzy wyrazy (Dodge, 1986: 22). Taka forma równania Sellmeiera pozwala na wyznaczenie współczynnika załamania z dokładnością lepszą niż $\pm 1 \times 10^{-5}$ w zakresie widzialnym widma (Schott TIE-29, 2007: 5).

² Pierwotna postać równania Cauchyego zawierała mniejszą liczbę wyrazów i stosowana była w zakresie widzialnym widma fal (Dodge, 1986: 21).

³ Współczynnik λ_i^2 w katalogach optycznych często jest zastępowany stałą C_i .

Analiza właściwości dyspersyjnych szkła dla ustalonej długości fali pokazuje, że szkła wykazujące małą wartość współczynnika załamania charakteryzują się na ogół mniejszą dyspersją niż szkła o dużym współczynniku załamania (Rys. 1.5).



Rys. 1.5. Współczynnik załamania w funkcji długości fali (a) oraz dyspersja (b) wybranych szkieł optycznych (opracowano na podstawie danych katalogowych szkieł firmy Schott: Schott AG, 2007).

- **Wpływ temperatury**

Wpływ temperatury na własności optyczne szkła wyraża stała termooptyczna dn/dT . Absolutna stała termooptyczna jest odnoszona do próżni, natomiast względna – do powietrza o znanej temperaturze, wilgotności i ciśnieniu (na ogół: $T = 20\text{ °C}$, $P = 1013.3\text{ hPa}$). Zmiany temperaturowe współczynnika załamania definiowane są w takim obszarze temperatury, w którym nie występują zmiany fazowe szkła, czyli poniżej temperatury transformacji (Szwedowski, 1996: 89).

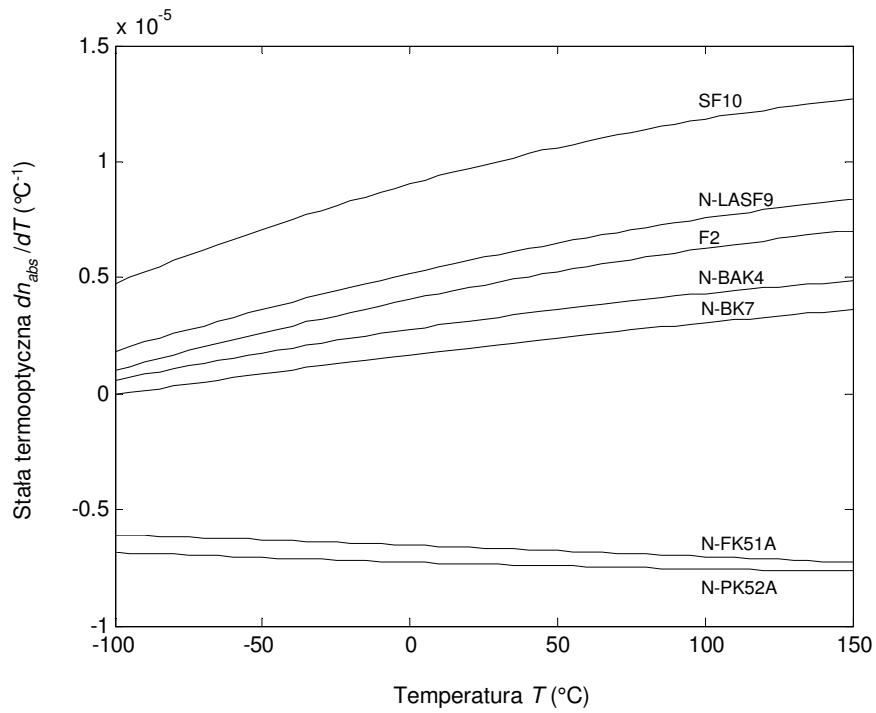
Mechanizm fizyczny temperaturowych zmian współczynnika załamania jest dwojaki. Przede wszystkim jest to efekt deformacji termicznej szkła – wraz ze wzrostem temperatury wymiary liniowe większości szkieł optycznych rosną (Weber, 2003: 227), maleje więc gęstość, czemu towarzyszy zmniejszanie się współczynnika załamania. Po drugie, obserwuje się wzrost absorpcji promieniowania w obszarze fal krótkich wraz ze wzrostem temperatury, a więc także przesunięcie krótkofalowej krawędzi absorpcji w stronę fal dłuższych (Szwedowski, 1996: 91). W konsekwencji, obszar dyspersji normalnej (Rys. 1.4) również ulega przesunięciu i współczynnik załamania rośnie. Wypadkowa stała termooptyczna dn/dT może być zatem rozumiana jako kombinacja temperaturowych zmian współczynnika załamania wywołanych przez rozszerzalność termiczną dn_d/dT i przez zmiany absorpcji w obszarze krótkofalowym dn_k/dT (Szwedowski, 1996: 91):

$$\frac{dn}{dT} = \frac{dn_d}{dT} + \frac{dn_k}{dT} \quad (1.8)$$

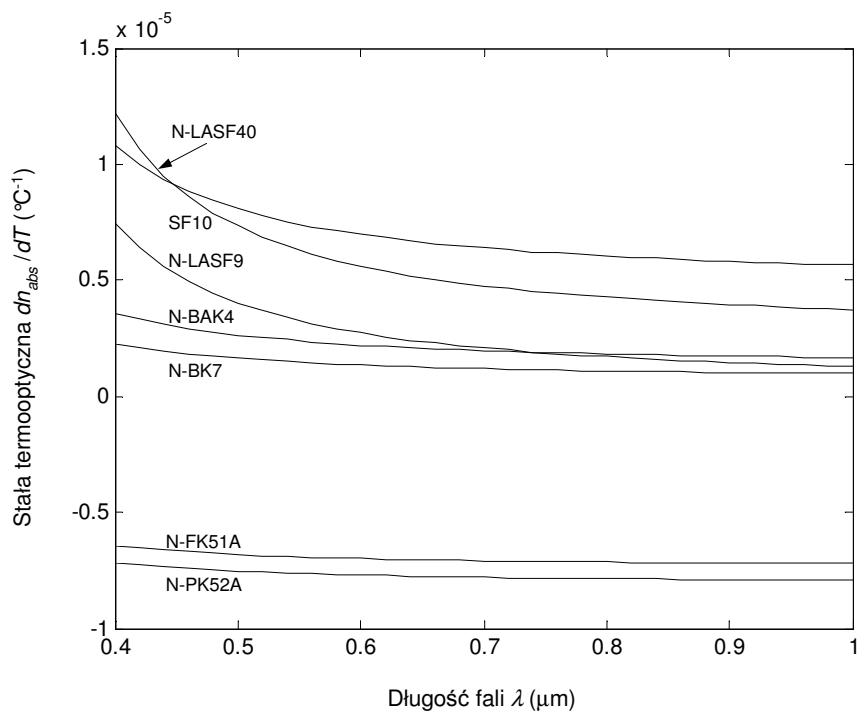
Praktyczne obliczenie dn/dT umożliwiają złożone wzory, opracowywane przez producentów szkieł optycznych. Dla przykładu, wzór opracowany przez firmę Schott zawiera sześć współczynników charakterystycznych dla danego rodzaju szkła (Schott TIE-29, 2007: 6).

Przy rosnącej temperaturze współczynnik dn/dT może być zarówno dodatni jak i ujemny (Rys. 1.6). Charakterystyczny jest fakt, że materiały o małym współczynniku rozszerzalności cieplnej, której towarzyszy również duża twardość, charakteryzują się dodatnią stałą termooptyczną (por. Dodatek A).

Wykres stałej termooptycznej w funkcji długości fali (Rys. 1.7) pokazuje, że stała ta maleje wraz ze zwiększaniem długości fali. Jest to cecha szkieł o dodatnim współczynniku rozszerzalności cieplnej (Szwedowski, 1996: 92).



Rys. 1.6. Bezwzględna stała termooptyczna w funkcji temperatury dla wybranych szkieł optycznych. Długość fali wynosi $0.4358 \mu\text{m}$ (opracowano na podstawie danych katalogowych szkieł firmy Schott: Schott AG, 2007).



Rys. 1.7. Bezwzględna stała termooptyczna w funkcji długości fali dla wybranych szkieł optycznych. Temperatura wynosi 20°C (opracowano na podstawie danych katalogowych szkieł firmy Schott: Schott AG, 2007).

- **Nieliniowość optyczna**

Szczególną klasę zjawisk w optyce stanowią te, które zachodzą w ośrodkach nieliniowych, czyli takich, w których odpowiedź polaryzacyjna ośrodka, opisywana wektorem polaryzacji \mathbf{P} , jest nieliniową funkcją zmian natężenia pola elektrycznego \mathbf{E} . Przyczyny fizyczne, dla których indukowane drgania dipoli elektrycznych nie są proporcjonalne do natężenia wzbudzającego je pola, są złożone. Jako dwie najważniejsze można wymienić: nieliniową polaryzowalność chmur elektronowych atomów, oraz zmiany indukowane polem optycznym w różnych typach ruchów atomów (Owyong i in., 1972: 628).

Nieliniową zależność polaryzacji od natężenia pola, w ujęciu tensorowym, można wyrazić następująco (Petrykiewicz, 1986: 228):

$$P_i = \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (1.9)$$

gdzie: wyrażenia χ są stałymi materiałowymi – tensorami podatności elektrycznej, E – składowymi wektorowymi natężenia pola elektrycznego, oraz przyjęto konwencję, według której sumuje się po powtarzających się indeksach ($i, j, k, l = 1, 2, 3$). W ośrodkach izotropowych, a zatem i również w szklach optycznych, występują efekty nieliniowe trzeciego rzędu ($\chi_{ijk}^{(2)} = 0$), a tylko jedna składowa tensora $\chi_{ijkl}^{(3)}$ jest różna od zera (Kleszczewski, 2003: 173). W konsekwencji, przenikalność elektryczną ośrodka bezstratnego można wyrazić następująco:

$$\varepsilon_{ij}(E) = 1 + \chi_{ij}^{(1)} + \chi_{ijkl}^{(3)} E_{kl}^2 \quad (1.10)$$

Na mocy powyższego równania można wywnioskować, że współczynnik załamania ośrodka jest również nieliniową funkcją natężenia pola elektrycznego, co opisuje wzór (Kleszczewski, 2003: 174; Adair, 1989: 3337):

$$n \cong n_0 + \frac{\chi_{ijkl}^{(3)} E_{ij}^2}{2n_0} = n_0 + n_2 \langle E_{ij}^2 \rangle \quad (1.11)$$

gdzie: n_0 – jest wartością współczynnika załamania w opisie liniowym, n_2 – nieliniowym współczynnikiem załamania, $\langle E^2 \rangle$ jest uśrednioną w czasie wartością kwadratu natężenia

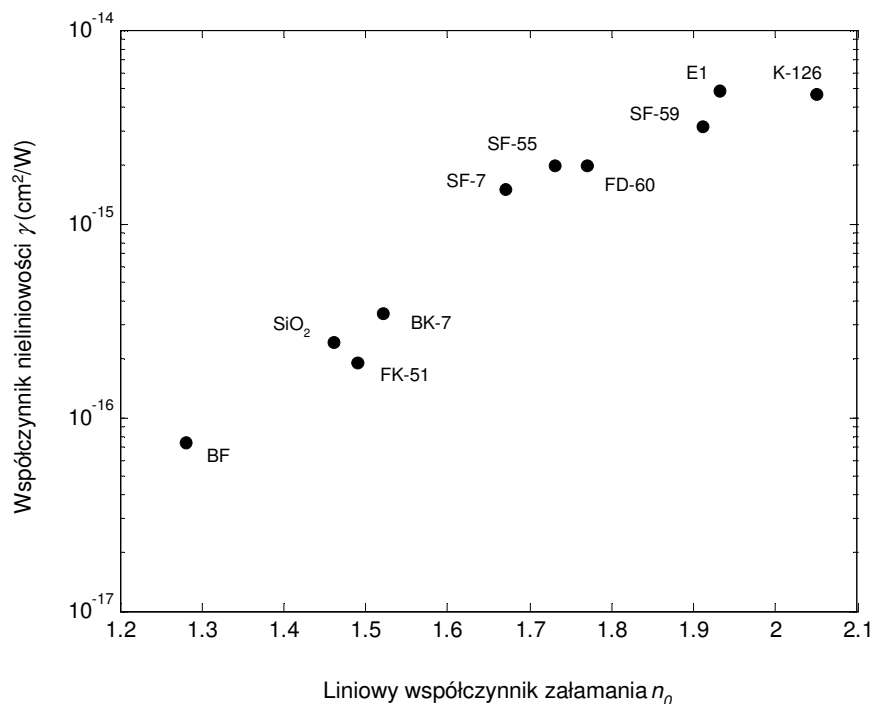
poła elektrycznego, równą połowie kwadratu amplitudy pola. Jeśli dodatkowo uwzględni się, że natężenie światła $I = \epsilon_0 n c E^2$, powyższy wzór można przekształcić do postaci:

$$n = n_0 + \frac{\chi_{ijkl}^{(3)}}{2n_0^2 c \epsilon_0} I = n_0 + \gamma I \quad (1.12)$$

Parametr γ jest współczynnikiem nieliniowości (Szwedowski, 1996: 84).

Wartości współczynników $\chi_{ijkl}^{(3)}$, n_2 , lub γ określone są poprzez budowanie empirycznych modeli matematycznych zjawisk nieliniowych (Boling i in., 1978; Fournier i in., 1974), lub w drodze eksperymentu laboratoryjnego. Obecnie wykorzystuje się kilkanaście różnych technik pomiarowych (Weber, 2003: 262, 302).

Na Rys. 1.8 przedstawiono zależność pomiędzy współczynnikiem nieliniowości i liniowym współczynnikiem załamania dla wybranych szkieł. Konwencjonalne szkła tlenkowe charakteryzują się bardzo niewielką nieliniowością, na przykład dla szkła krzemionkowego (SiO_2) $\gamma = 2.44 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$.



Rys. 1.8. Zależność pomiędzy współczynnikiem nieliniowości a liniowym współczynnikiem załamania dla wybranych szkieł. Długość fali $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$. BF – szkło fluoroberylowe, BK – szkło borokrzemowe, E – eksperymentalne szkło krzemianowe (Bellcore), FD – tytanowe szkło krzemianowe, FK – szkło fluorofosforanowe, K – chalcogenidowe szkło tellurytowe, SF – ołowiowe szkło krzemianowe (opracowano na podstawie: Weber, 2003: 263).

Szkła specjalne, na przykład szkła chalcogenidowe, wykazują nawet 100-krotnie większą nieliniowość w porównaniu do szkła krzemionkowego (Nasu i in., 1989, Smektala i in., 1998). Jednak w uzasadnionych przypadkach nieliniowość optyczna jest zjawiskiem, które można pominąć, a badany ośrodek traktować z dobrym przybliżeniem jako liniowy. Postępowanie takie jest zasadne wówczas, gdy propagacja fali w szkłe odbywa się na niewielkich dystansach, oraz gdy natężenie fali jest pomijalnie małe w porównaniu z natężeniem pól wewnętrznych (Petykiewicz, 1986: 228).

1.1.3. Wady optyczne szkła

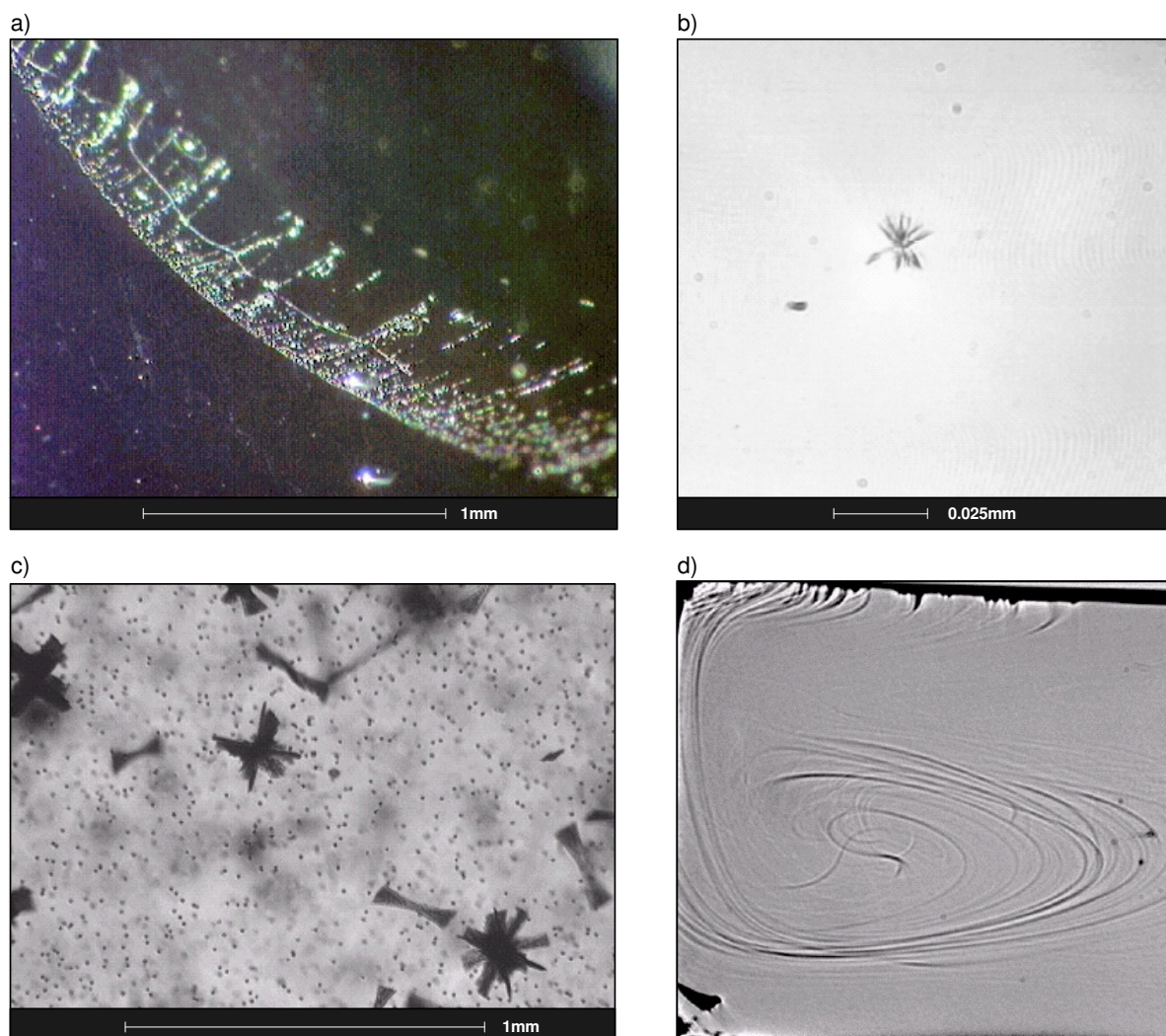
Specyfika oraz niedoskonałość procesu technologicznego produkcji szkła są przyczynami powstawania wad optycznych o różnorodnej naturze. Wady te w różnym stopniu zakłócają nie tylko bieg fali świetlnej w szkłe (na przykład przez zmianę kierunku propagacji, rozproszenie i tłumienie), ale również są przyczyną pogorszenia właściwości mechanicznych szkła. Można wyróżnić następujące wady optyczne (Ratajczyk, 1979: 6):

- **Niejednorodności współczynnika załamania**

Niejednorodności współczynnika załamania mogą mieć charakter lokalnych, łatwo wyróżnialnych odstępstw, bądź rozciągniętych zmian o charakterze monotonicznym lub fluktuacyjnym.

Lokalne niejednorodności to przede wszystkim różnego rodzaju smugi, płatki, nitki i warstwy (Rys. 1.9d). Przyczyną ich powstawania jest przede wszystkim niedokładna homogenizacja masy szklanej podczas jej wytapiania, a także odmienne parametry procesu w początkowym i końcowym etapie tworzenia produktu ze szkła (Schott TIE-25, 2006: 1). Zmiany współczynnika załamania wywołane obecnością smug charakteryzowane są na podstawie modelu deformacji czoła fali światła po przejściu przez smugę według standardu ISO (ISO 10110-4: 1997). W typowych szklach optycznych zmiany współczynnika załamania odpowiadające tej normie zawierają się w granicach $2\div 6 \times 10^{-6}$ (Schott TIE-25, 2006: 10).

Przyczyną powstawania niejednorodności rozciągniętych są głównie gradienty składu chemicznego tworzące się podczas procesu topienia szkła w wyniku powierzchniowego odparowywania się substancji składowych, oraz fluktuacje gęstości szkła. Dodatkowo, stałe naprężenia wewnętrzne wywołane gradientami temperaturowymi podczas chłodzenia szkła są



Rys. 1.9. Przykłady wad optycznych w szkle (Schott TIE-25, 2007; Schott TIE-28, 2007): **(a)** Pęcherze powietrza wywołane obróbką cieplną szkła, **(b)** wtrącenie – zarodek krystaliczny, **(c)** obraz mikroskopowy zanieczyszczeń w postaci drobin platyny w próbce szkła złej jakości, których źródłem są platynowe ścianki tygla do wytopu szkła; widoczne są również zarodki krystaliczne, **(d)** obraz smug wywołanych niejednorodnością składu chemicznego powstałą na etapie klarowania masy szklanej.

powodem pojawienia się dwójłomności optycznej (Schott TIE-26, 2004: 1). Wypadkowa odchyłka współczynnika załamania, ujmująca szereg tych zjawisk, standaryzowana jest przez normę ISO (ISO10110: 1994). Dla typowych szkieł optycznych odchyłka ta wynosi $0.5 \div 20 \times 10^{-6}$ (Schott TIE-26, 2004: 13).

- **Nieciągłości współczynnika załamania i transmitancji**

Nieciągłość współczynnika załamania ma swoje źródło w pęcherzykach gazów obecnych w strukturze szkła (Rys. 1.9a). Pęcherze gazów powstają najczęściej w wyniku reakcji

chemicznych substancji, z których powstaje szkło, poddanym działaniu wysokiej temperatury procesu, a także na etapie klarowania masy szklanej (Schott TIE-28, 2004: 1).

Nieciągłość współczynnika transmitancji wynika z różnego rodzaju zanieczyszczeń stałych (Schott TIE-28, 2004: 2). Są to najczęściej drobiny platyny (Rys. 1.9c), z której zbudowane są ścianki tygli do wytopu szkła, zanieczyszczenia pochodzące z otoczenia, itp. Osobliwymi inkluzjami są zarodki krystaliczne (Rys. 1.9b).

Miarą obecności zanieczyszczeń lub pęcherzy gazów w szkłe jest ich liczba lub łączna powierzchnia przekroju w jednostce objętości szkła (Schott TIE-28, 2004: 6, 8).

1.1.4. Szkła dla optyki włóknistej

- **Szkła tlenkowe**

Największą grupę wśród szkieł optycznych tworzą szkła tlenkowe. Podstawowym komponentem tych szkieł jest krzemionka (SiO_2) oraz tlenki: ołowiu (PbO), baru (BaO), boru (B_2O_3), sodu (Na_2O) i potasu (K_2O) (Fleming, 1986: 74). Konwencjonalne szkła tlenkowe na bazie krzemionki stosowane są w optyce w zakresie spektralnym $0.2 \div 3.5 \mu\text{m}$, w którym wykazują niską tłumienność, ograniczonym głównie udziałem tlenków (Fleming, 1986: 77).

Wśród szkieł tlenkowych szczególną rolę odgrywa szkło kwarcowe, powszechnie wykorzystywane jako podstawowy materiał do produkcji rdzeni światłowodów telekomunikacyjnych o stosunkowo niskiej tłumienności dla kilku określonych długości fali ($< 0.5 \text{ dB/km}$) (Midwinter, 1983: 138; Corning PI359, 2007: 1).

W grupie szkieł tlenkowych, poza krzemionkowymi, występują także szkła bazujące na tlenkach wapnia (CaO) i aluminium (Al_2O_3) oraz tlenku germanu (GeO), stosowane w zakresie spektralnym rozszerzonym w stronę podczerwieni, do około $5 \mu\text{m}$ (Weber, 2003: 227, Schott TIE-35, 2005: 6). Szkła germanowe wykazują znaczne, optyczne właściwości nieliniowe, które mogą być wykorzystane m.in. w transmisji solitonowej (Dorosz, 2003: 115).

Interesującymi cechami optycznymi charakteryzują się szkła tlenkowe zawierające tlenki metali ciężkich HMO (*Heavy Metal Oxide Glasses*). Podstawowym układem tych szkieł jest w ponad 50% tlenek ołowiu (PbO) i bizmutu (Bi_2O_3), do którego dodawane są tlenki cynku (ZnO) i galu (Ga_2O_3). Dzięki takiej kompozycji szkła HMO mają, ze wszystkich szkieł tlenkowych, najdalej wysuniętą w kierunku fal długich krawędź absorpcji

w podczerwieni do około $7.5\mu\text{m}$ (Lezal i in., 2001: 289), oraz wykazują większe własności nieliniowe (Sugimoto i in., 1999).

- **Szklą fluorkowe**

Szklą fluorkowe (halidy) zawierają głównie następujące związki chemiczne: BeF_2 , HfF_4 , ZrF_4 , ThF_4 , BaF_2 , LaF_3 i AlF_3 (Gan, 1995: 12). Większość szkieł fluorkowych nie zawiera tlenków, a ponadto w szklach tych przeważają słabsze wiązania jonowe, dlatego odznaczają się one bardzo dobrą transmisją w szerokim zakresie długości fali w granicach $0.2\div 8\mu\text{m}$ (IR Photonics, 2007), oraz zdolnością do akceptowania wysokich koncentracji domieszek, mogących służyć do kształtowania w szerokim zakresie ich własności fizykochemicznych, takich jak współczynnik załamania czy współczynnik rozszerzalności termicznej (Dorosz, 2005: 106, 110). Włókna światłowodowe typu ZBLAN bazujące na szklach fluorkowych osiągają tłumienność około 0.45 dB/km dla fali o długości $2.35\mu\text{m}$ (Adam, 2001: 402).

- **Szklą chalcogenidowe**

Szklą chalcogenidowe tworzone są z wykorzystaniem tlenowców, takich jak S, Se i Te, modyfikowanych pierwiastkami: Ge, As, Sb, Ga, oraz pierwiastkami ziem rzadkich: Er, Nd, Pr, i podobnych. (Zakery i in., 2003: 1).

Szklą chalcogenidowe wyróżniają się na tle innych szkieł przede wszystkim najwyższym współczynnikiem załamania, oraz znaczną stałą termooptyczną dn/dT (por. Dodatek A). Wykazują również większą nieliniowość w porównaniu ze szklami tlenkowymi (Nasu i in., 1989; Smektala i in., 1998). Dystynktywną zaletą szkieł chalcogenidowych, z punktu widzenia zastosowań w optoelektronice, jest zdolność transmisji fal o wiele dłuższych niż krzemionkowe szklą tlenkowe czy szklą fluorkowe. Dolna granica zakresu przepuszczania wynosi około $4\mu\text{m}$, determinowana głównie obecnością cięższych pierwiastków, takich jak Te czy Se (Dorosz, 2005: 111), natomiast granica przepuszczania w podczerwieni wynosi: $10\mu\text{m}$ dla chalcogenidowych szkieł siarczkowych (As_2S_3), około $15\mu\text{m}$ dla selenkowych (2SG), oraz około $20\mu\text{m}$ dla tellurkowych (TeX) (Lucas, 1999: 183).

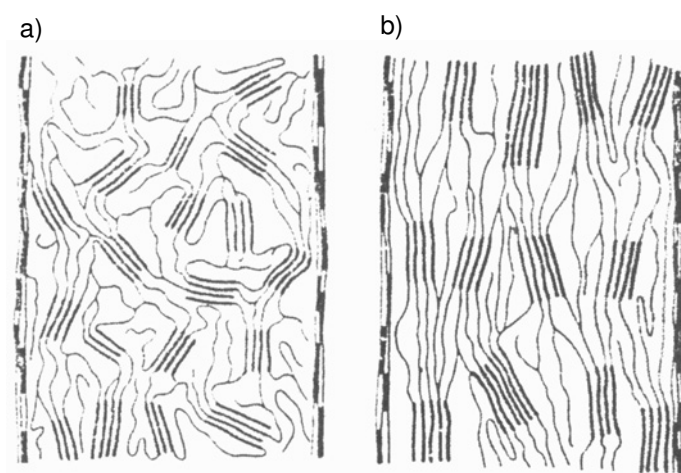
Światłowody wykonane ze szkieł chalcogenidowych odznaczają się dużo większym tłumieniem od światłowodów fluorkowych czy tlenkowych. Typową obecnie wartością jest

1÷1.5dB/m (Mossadegh i in., 1998: 215). Pomimo znacznego tłumienia, znajdują one wiele zastosowań, m.in. w układach czujników chemicznych do analizy obecności i poziomu związków organicznych w różnych ośrodkach, czujników temperatury, oraz jako pracujące w podczerwieni obrazowody (Saito i Kikuchi., 1998).

1.2. Struktura i właściwości polimerów

Polimery należą do grupy materiałów wielkocząsteczkowych o makrocząsteczkach zbudowanych z powtarzających się elementów struktury nazywanych merami. Wyjątkowo duże makrocząsteczki składające się z dużej liczby atomów, formujących łańcuchy setek lub tysięcy merów połączonych kolejno wiązaniami chemicznymi, są charakterystyczną cechą budowy polimerów. Typowe długości tych łańcuchów wahają się od 100÷1000nm (Pielichowski, Puszyński, 2004: 11).

Polimery w stanie stałym są materiałami wielofazowymi (Przygocki i Włochowicz, 2006: 355). Długie łańcuchy polimeru mogą układać się w regularne szeregi, tworząc uporządkowane obszary krystaliczne, nazywane krystalitami lub mikrokryształami. Mogą one również tworzyć lokalne struktury o charakterze amorficznym, przybierając konformację w postaci kłębków statystycznych o różnej gęstości, które przenikają się nawzajem, tworząc chaotyczną plątaninę łańcuchów. Wzajemnie przenikające się obszary krystaliczne i amorficzne mogą przybierać różny stopień zorientowania (Rys. 1.10).



Rys. 1.10. Micelarny model frędzlowy struktury polimeru częściowo krystalicznego według Gerngrossa i Hermanna (za: Przygocki i Włochowicz, 2006: 114): (a) stan izotropowy, (b) stan zorientowany.

Polimer w stanie stałym jest więc materiałem, który generalnie cechuje duża niejednorodność strukturalna. Zarówno zawartość fazy krystalicznej, która może się wahać od 1 do 99% (Przygocki i Włochowicz, 2006: 113), oraz orientacja makrocząsteczek są parametrami, które decydują o własnościach fizykochemicznych polimeru. Stopień krystaliczności oraz orientacja zależą od budowy chemicznej polimeru jak i również przebiegu polimeryzacji i technologii formowania produktu (Przygocki i Włochowicz, 2006: rozdz. 8 i 9).

Najbardziej rozpowszechnionymi obecnie polimerami w optyce włóknistej są: polimetakrylan metylu (PMMA) oraz polimer fluorowany CYTOP (Zubia i Arrue, 2001: 103). Rzadziej spotyka się polimery z polistyrenu (PS) lub poliwęglanu (PC). CYTOP oraz PMMA są materiałami o strukturze amorficznej i wykazują właściwości izotropowe, natomiast PS i PC wykazują właściwości anizotropowe (Zubia i Arrue, 2001: 102; Dorosz, 2005: 301). Tłumienie światłowodów wykonywanych z polimerów jest zdecydowanie większe niż światłowodów szklanych. Według Zubia i Arrue (2001: 107) Tłumienie polimeru CYTOP wynosi 16dB/km (1.31 μ m), PMMA: 55dB/km (0.538 μ m), PS: 330dB/km (0.570 μ m), oraz PC: 600dB/km (0.670 μ m). W Tabeli 1.1 zestawiono wybrane właściwości polimerów i szkieł tlenkowych, stosowanych na potrzeby optyki włóknistej.

Tabela 1.1. Porównanie wybranych właściwości polimerów i szkieł tlenkowych.

Parametr	Polimery	Szklata tlenkowe
Współczynnik załamania n	1.35 ÷ 1.65 ⁽¹⁾ (0.5876 μ m)	1.35 ÷ 1.95 ⁽²⁾ (0.5876 μ m)
Dyspersja chromatyczna $dn/d\lambda$ (μm^{-1})	Podobna dla szkieł i polimerów ⁽³⁾	
Stała termooptyczna dn_{rel}/dT ($10^{-6}/\text{K}$)	-143 ÷ -100 ⁽³⁾ ($\lambda = ?$)	-6.7 ÷ 11.6 ⁽⁴⁾ (0.4358 μ m)
Współczynnik absorpcji α (cm^{-1})	Brak szczegółowych danych	< 0.001 ⁽⁴⁾
Współczynnik nieliniowości γ ($10^{-16}\text{cm}^2/\text{W}$)	65.3 ÷ 5318 ⁽⁵⁾	0.75 ÷ 49 ⁽⁶⁾
Niejednorodność współczynnika załamania (10^{-6})	~100 ⁽³⁾	0.5 ÷ 20 ⁽⁷⁾
Pasmo przepuszczania (μm)	0.2 ÷ 2.5 ⁽³⁾	0.2 ÷ 3.5 ⁽⁸⁾
Uporządkowanie strukturalne	Zależne od typu polimeru	Struktura amorficzna

Źródła i uwagi:

(1) – Weber, 2003: 300; (2) – Weber, 2003: 225; (3) – Weber, 2003: 295; (4) – obliczono na podstawie transmitancji wewnętrznej według: Schott AG, 2007; (5) – Obliczono na podstawie danych: Weber, 2003: 303 oraz wzorów: Weber, 2003: 261; (6) – Weber, 2003: 263; (7) – Schott TIE-26, 2004: 13; (8) – Fleming, 1986: 77.

Proces wytwarzania włókna z polimeru jest zazwyczaj zaprojektowany w taki sposób, aby włókno to wykazywało odpowiednią wytrzymałość mechaniczną (Przygocki i Włochowicz, 2006: 434; Dorosz, 2005: 303). Cel ten realizowany jest poprzez molekularne zorientowanie makrocząsteczek we włóknie. Zorientowanie takie jest przyczyną anizotropii właściwości optycznych włókna (dwójłomności optycznej, rozdz. 1.5.1).

1.3. Klasyfikacja i budowa włókien optycznych

Przyjmując za kryterium podziału obszary zastosowań, można wyróżnić następujące rodzaje włókien optycznych (Świrniak i Mroczka, 2008: 257):

- światłowody transmisyjne,
- światłowody specjalne,
- włókna stosowane w materiałach kompozytowych.

1.3.1. Światłowody transmisyjne

Światłowody transmisyjne stosowane są w telekomunikacji optycznej i projektowane pod kątem przenoszenia informacji w postaci fali świetlnej na możliwie duże odległości z niewielkim tłumieniem i bardzo małymi zniekształceniami. Struktura światłowodu telekomunikacyjnego ma postać włókna o symetrii osiowej, złożonego z rdzenia, o stałym lub zmiennym współczynniku załamania, oraz płaszczu o mniejszym współczynniku załamania niż rdzeń. Podstawowy surowiec służący do ich wytwarzania to krzemionka (SiO_2), która jest odpowiednio domieszkowana w celu podwyższenia współczynnika załamania (Ge, P) lub obniżenia (B, F), tak aby światłowód mógł przewodzić światło (Dorosz, 2005: 127).

Relatywnie nowym medium transmisyjnym są światłowody POF (*Plastic Optical Fiber*) wykonywane z polimerów. Mają one podobną strukturę jak światłowody telekomunikacyjne, złożoną z rdzenia i płaszczu. Znaczne zainteresowanie światłowodami polimerowymi wynika przede wszystkim z dużej apertury numerycznej i powierzchni czynnej rdzenia, co wpływa na łatwość sprzęgania ze źródłem promieniowania i detektorem, większej wytrzymałości mechanicznej w porównaniu ze światłowodami krzemionkowymi, oraz niskich kosztów produkcji. Słabą stroną światłowodów polimerowych jest mała odporność termiczna i wciąż znaczne tłumienie, ograniczające nieco ich zastosowania, chociaż należy zaznaczyć, że i na tym polu zanotowano ostatnio wyraźny postęp, otrzymując światłowód wykonany

z amorficznego polimeru CYTOP, wykazujący tłumienie około 16dB/km przy długości fali 1310nm (Asahi Glass T013E, 2004). Istnieją także rozwiązania hybrydowe w postaci światłowodów PCS (*Polymer-Clad Silica*) o krzemionkowym rdzeniu, powleczonym tworzywem sztucznym o niższym od rdzenia współczynniku załamania.

Z punktu widzenia sposobu propagacji fali elektromagnetycznej, wyróżniane są dwa rodzaje światłowodów transmisyjnych: jednomodowe i wielomodowe. O liczbie propagowanych modów decydują średnica światłowodu oraz jego profil refrakcyjny (Midwinter, 1983: 110).

- **Profile refrakcyjne**

Rozkład współczynnika załamania wzdłuż promienia światłowodu może być skokowy bądź gradientowy. Światłowodów o skokowym profilu refrakcyjnym charakteryzują się stałą wartością współczynnika załamania w całym przekroju rdzenia. Wartość ta maleje skokowo na granicy rdzeń płaszcz. W światłowodach gradientowych, radialny profil współczynnika załamania jest w przybliżeniu opisywany według następujących równań (Majewski, 1991: 134):

$$n(r) = n_{r0} \left(1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right)^{1/2} \quad ; r \leq a \quad (1.13)$$

$$n(r) = n_{r0} (1 - 2\Delta)^{1/2} = n_p \quad ; r > a \quad (1.14)$$

gdzie: n_{r0} – jest współczynnikiem załamania w osi światłowodu ($r = 0$), n_p – współczynnikiem załamania płaszcz, α – współczynnikiem kształtu profilu refrakcyjnego, a – promieniem rdzenia, oraz r – współrzędną radialną. Współczynnik Δ jest względną różnicą współczynników załamania rdzenia i płaszcz:

$$\Delta = \frac{n_{r0}^2 - n_p^2}{2n_{r0}^2} \quad (1.15)$$

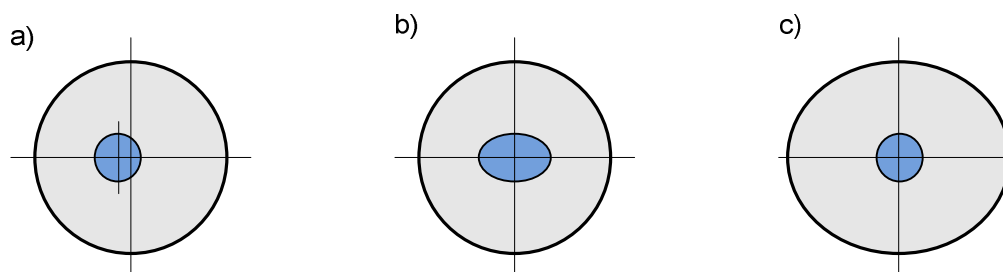
Współczynnik załamania światłowodów gradientowych jest więc największy w osi rdzenia i maleje w kierunku płaszcz według zależności (1.13). Radialne kształtowanie współczynnika załamania ma na celu zminimalizowanie dyspersji międzymodowej. Osiąga się to poprzez zmianę parametru α w drodze doboru składu domieszek rdzenia światłowodu (Dorosz, 2005: 21). Okazuje się, że optymalne warunki propagacji uzyskuje się dla profilu

zbliżonego do paraboli ($\alpha \approx 2$), przy czym kształt tej paraboli jest nieco odmienny dla światłowodów krzemionkowych i polimerowych (Ishigure i in., 1998). Założony profil otrzymywany jest na etapie syntezy preformy z krzemionki (Dorosz, 2005: 136) bądź polimeru (Koike, 1995: 1476), z której wyciągane jest w dalszym etapie włókno.

- **Niedoskonałości geometryczne**

Rzeczywista struktura geometryczna światłowodu odbiega od konstrukcji modelowej, osiowosymetrycznej. Oprócz tolerancji wymiarów rdzenia i płaszczka, producenci światłowodów podają w katalogach trzy parametry wyrażające niedoskonałości geometryczne: współosiowość rdzenia i płaszczka, eliptyczność rdzenia (nie dotyczy światłowodów jednomodowych), oraz eliptyczność płaszczka (Rys. 1.11).

Współosiowość rdzenia i płaszczka d_r definiowana jest jako radialne przesunięcie osi symetrii rdzenia względem osi płaszczka. Wartości typowe są następujące: krzemionkowe światłowody jednomodowe (Corning): $d_r \leq 0.5\mu\text{m}$, wielomodowe (Corning): $d_r \leq 3\mu\text{m}$, polimerowe światłowody wielomodowe (Chromis fiberoptics): $d_r \leq 5\mu\text{m}$.



Rys. 1.11. Rodzaje niedoskonałości geometrycznych światłowodów: (a) współosiowość rdzenia i płaszczka, (b) eliptyczność rdzenia, (c) eliptyczność płaszczka.

Eliptyczność rdzenia oraz eliptyczność płaszczka obliczana jest na podstawie wzoru:

$$NC = \left(1 - \frac{d_{\min}}{d_{\max}}\right) \cdot 100 \quad (\%) \quad (1.16)$$

gdzie: d_{\min} i d_{\max} są długościami osi elipsy rdzenia lub płaszczka w przekroju poprzecznym włókna. Eliptyczność rdzenia standardowego, krzemionkowego światłowodu wielomodowego (Corning) jest mniejsza od 5%, natomiast płaszczka – mniejsza od 1%.

- **Standardowe światłowody transmisyjne**

Różnorodność światłowodów używanych w optotelekomunikacji jest duża (Tabela 1.2). Niektóre parametry tych światłowodów, takie jak: wymiary geometryczne, tłumienność, apertura numeryczna, są znormalizowane. Radialny profil współczynnika załamania jest jednak odmienny dla światłowodów produkowanych przez różnych producentów.

Komercyjne światłowody jednomodowe charakteryzują się skokowym profilem refrakcyjnym, jednolitą geometrią i są wytwarzane z krzemionki. Technologia polimerowych światłowodów jednomodowych jest słabo rozwinięta. Tylko nieliczne prace Koike (1992a; 1992b) donoszą o wytworzeniu takich włókien.

Tabela 1.2. Wybrane parametry standardowych światłowodów telekomunikacyjnych.

Rodzaj włókna	Średnica rdzenia / płaszczka (μm)	Δ (%)	Zastosowania
Jednomodowe SiO ₂	8÷10 / 125	0.3÷0.7 ⁽¹⁾	Długodystansowe sieci szerokopasmowe / CATV
Wielomodowe SiO ₂ , profil gradientowy	50 / 125 62.5 / 125 100 / 140	1÷2 ⁽²⁾	- LAN 10GbE, VCSEL - LAN, FDDI - Krótkodystansowe sieci LAN
Wielomodowe POF, profil gradientowy	62.5 / 250, 120 / 490 ⁽³⁾ 200 / 490, 500 / 750 ⁽³⁾	0.96 (CYTOP) ⁽⁴⁾ 0.93 (PMMA) ⁽⁵⁾	- Krótkodystansowe sieci LAN, podłączenia abonenckie (Fiber to the Home, The Last Mile) - Połączenia cyfrowe A/V
Wielomodowe POF, profil skokowy	485÷965 / 750÷1000 ⁽³⁾	4.9 (PMMA) ⁽⁴⁾ 10 (PS) ⁽⁴⁾ 16 (PC) ⁽⁴⁾	Połączenia cyfrowe A/V, czujniki, motoryzacja

Źródła i uwagi:

(1) – Lytikäinen, 2004: 11; (2) – dla światłowodów firmy Corning Inc.; (3) – według normy IEC 60793-2-40 (2006); (4) – Zubia i Arrue, 2001: 107; (5) – Ishigure i in., 1998: 232.

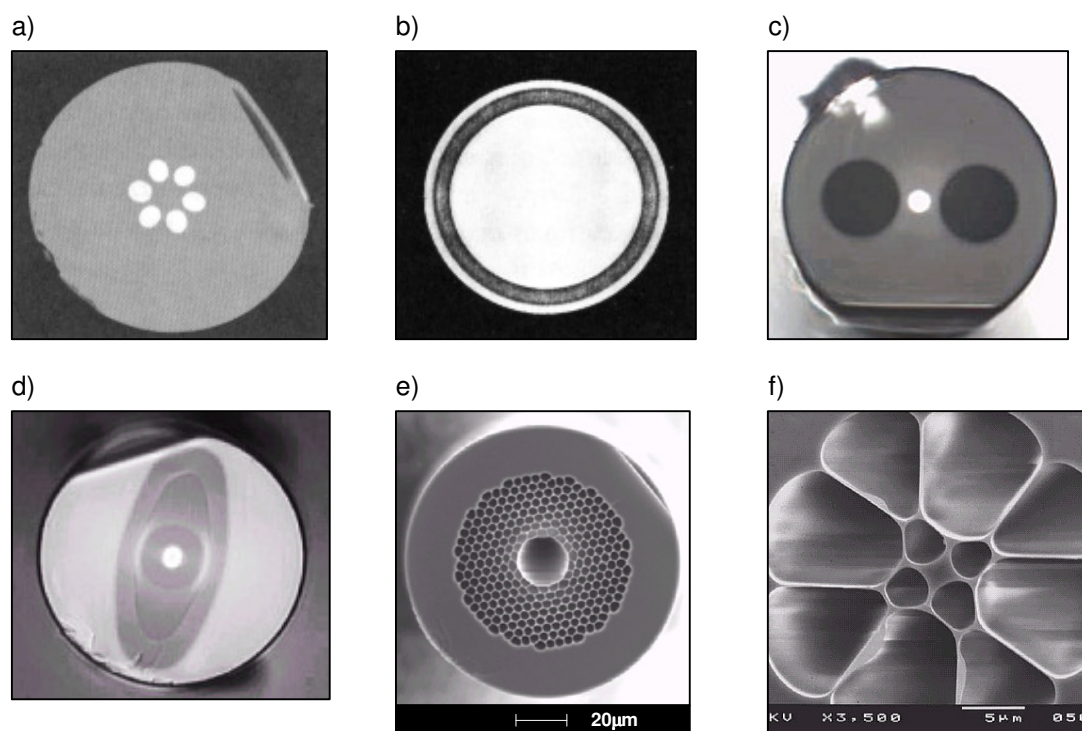
Standardowymi, wielomodowymi włóknami optycznymi stosowanymi w budowie wielomodowych systemów transmisji danych są światłowody krzemionkowe 50/125 i 62.5/125μm o gradientowym profilu współczynnika załamania. Odpowiedniki polimerowe znajdują zastosowania w przekazywaniu danych na relatywnie niewielkie odległości.

1.3.2. Światłowody specjalne

Światłowody specjalne, nazywane również kształtowanymi (Romaniuk, 2002a; Romaniuk, 2002b), przeznaczone do transmisji sygnałów na nieduże odległości. Niektóre obszary ich zastosowań to: czujniki światłowodowe wielkości elektrycznych i nieelektrycznych (Jackson i Jones, 1986), czujniki biomedyczne (Mignani i Baldini, 1996), fotoniczne systemy przetwarzania informacji (Romaniuk, 2001a), mikroskopia (Maitland i in., 2006).

Światłowody specjalne mają zazwyczaj bardziej skomplikowaną strukturę niż światłowody telekomunikacyjne. Niektóre z nich projektowane indywidualnie są pod kątem danego zastosowania. Wśród wielu rozwiązań można wyróżnić następujące typy światłowodów specjalnych:

- **Światłowody wielordzeniowe** – to włókna z dwoma lub więcej rdzeniami (Rys. 1.12a), które mogą być jednomodowe, wielomodowe, lub mieszane, umieszczonymi we wspólnym płaszczu równolegle bądź spiralnie wzdłuż osi włókna, wykazują interesujące możliwości przetwarzania sygnałów optycznych. Najważniejsze z nich to: możliwość wymiany mocy modowej pomiędzy rdzeniami (tunelowanie światła), oraz możliwość interferencji fal rdzeniowych w polu dalekim (Dorosz, 2005: 282).
- **Światłowody o złożonym profilu refrakcyjnym** – o profilach skokowych i gradientowych (typowe profile światłowodów telekomunikacyjnych), schodkowe monotoniczne i niemonotoniczne (na przykład klasy *W*), pierścieniowe, anizotropowe, etc. (Romaniuk, 2002b: 5). Kształtowanie profilu refrakcyjnego światłowodu ma na celu uzyskanie włókna o odpowiednich parametrach sygnałowych, na przykład o zoptymalizowanej dyspersji czy średnicy pola modowego, jak i również modelowanie wrażliwości światłowodu na wewnętrzne i zewnętrzne oddziaływania fizyczne, takie jak mikro- i makrozgięcia (Romaniuk, 2002b: 5).
- **Światłowody dwójłomne** – światłowody tego typu projektowane są w taki sposób, aby uzyskać duży stopień dwójłomności w dwóch wzajemnie prostopadłych kierunkach w przekroju poprzecznym włókna i zminimalizować tą drogą wpływ przypadkowych zaburzeń dwójłomności indukowanych podczas procesu produkcyjnego. Taki zabieg powoduje odsprężenie dwóch ortogonalnych modów podstawowych dzięki nadaniu im



Rys. 1.12. Widok powierzchni czołowych wybranych światłowodów specjalnych: **(a)** światłowod wielordzeniowy (Dorosz, 2005: 287), **(b)** światłowod pierścieniowy o ciągłym rdzeniu (Dorosz, 2005: 281), **(c÷d)** światłowody jednomodowe zachowujące polaryzację z dwójłomnością indukowaną elementami naprężeniowymi (c) oraz poprzez eliptyczny kształt płaszczu (d) (Lyytikäinen, 2004: 13), **(e÷f)** światłowody z kryształów fonicznych z rdzeniem powietrznym o średnicy $20.4\mu\text{m}$ (e) (Mangan i in., 2004) oraz z rdzeniem pełnym z ciężkiego flintu (Schott SF6), o średnicy ok. $2\mu\text{m}$ (Kumar i in., 2002: 1522).

różnych prędkości propagacji (Noda i in., 1986: 1071). Liniowa dwójłomność światłowodu polaryzacyjnego wytwarzana jest w dwojaki sposób: poprzez zmianę kształtu rdzenia lub płaszczu bądź też wbudowanie w strukturę płaszczu elementów wywołujących asymetrię naprężeń radialnie działających na rdzeń światłowodu (Rys. 1.12c÷d).

- **Światłowody z kryształów fonicznych PCF (Photonic Crystal Fibers)** – tworzone są z pojedynczego materiału – krzemionki lub polimeru, a warunki propagacji światła ustalane są przez odpowiednio kształtowaną strukturę refrakcyjną. Ma ona postać uporządkowanych bądź rozłożonych przypadkowo, wypełnionych powietrzem, otworów kapilarnych biegnących wzdłuż osi światłowodu (Rys. 1.12e÷f). Propagacja fali świetlnej w takiej strukturze zależy od rozkładu otworów, ich średnicy, wzajemnej odległości, co daje szeroki wachlarz kształtowania własności optycznych włókna (Russell, 2006; Knight, 2003; van Eijkelenborg i in., 2003). Dwa podstawowe rodzaje światłowodów PCF, w których mechanizm propagacji światła jest odmienny, to światłowody PCF

z rdzeniem pełnym i rdzeniem powietrznym, który może być wypełniony specyficznym gazem (Ouzounov i in., 2003), czy ciekłym kryształem (Woliński i in., 2006).

1.3.3. Włókna stosowane w materiałach kompozytowych

Włókna stosowane w materiałach kompozytowych mają postać krzemionkowych, homogenicznych nitek o średnicy typowo od $3.8\mu\text{m}$ do około $25\mu\text{m}$ (Gupta, 1988: 29). Ich własności fizykochemiczne zależą od przeznaczenia materiału kompozytowego. Komercyjnie dostępne włókna mają standaryzowany skład i właściwości według typoszeregu, oznaczanego dużymi literami. Dla przykładu, litera *E* – oznacza włókno o niedużej przewodności elektrycznej, *S* – o dużej wytrzymałości na rozciąganie, *C* – wysokiej odporności na działanie czynników chemicznych, *M* – dużym module Younga, *T* – dużej rezystancji cieplnej, *A* – z dodatkiem pierwiastków alkalicznych (szkło sodowo-wapniowe), *D* – szkło o niedużej przenikalności elektrycznej, *L* – szkło ołowiowe, *Z* – szkło cyrkonowe. Ponad 99% wykorzystywanego surowca to szkło typu *E* (Gupta, 1988: 25).

Współczynnik załamania włókien dla materiałów kompozytowych zawiera się w granicach $1.47\div 1.635$ zmierzony dla fali o długości $0.5893\mu\text{m}$, w tym dla szkła typu *E* wynosi 1.547 (Gupta, 1988: 27).

1.4. Technologie formowania włókien optycznych

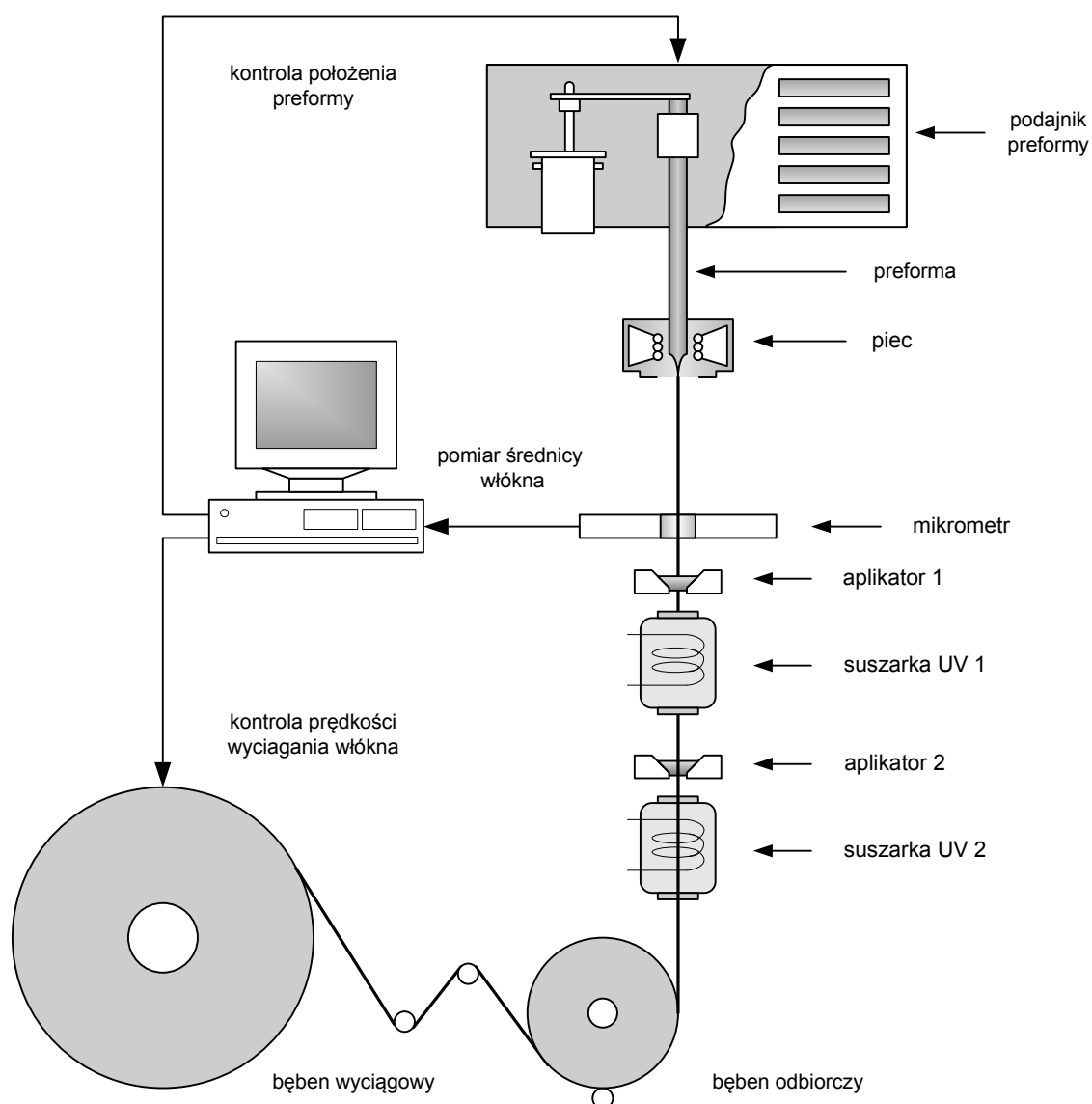
1.4.1. Technologie wieloetapowe

Wieloetapowe procesy technologiczne dedykowane są światłowodom, które muszą odznaczać się niskim tłumieniem, a także światłowodom, które mają złożoną strukturę fizyczną. Metodą tą produkowane przede wszystkim światłowody telekomunikacyjne (Dorosz, 2005: 125), oraz światłowody z kryształów fonicznych (Russel, 2006: 4730). Do najczęściej wykorzystywanych technologii wieloetapowych należą: OVD, VAD, MCVD, PCVD i PMCVD (Dorosz, 2005: 129). Każda z nich składa się z dwóch zasadniczych części: i) wytworzenia preformy, ii) wyciągania włókna wraz z nałożeniem powłok zabezpieczających przed wpływem czynników zewnętrznych. Ten drugi etap jest praktycznie identyczny dla wszystkich metod produkcji.

Preforma jest odpowiednio spreparowaną szklaną bądź polimerową strukturą, która zawiera wszystkie elementy przyszłego światłowodu. Właściwości optyczne i proporcje

wymiarów światłowodu są właściwie ustalane na etapie syntezy preformy. Możliwa jest jednak niewielka korekta podczas wyciągania światłowodu.

W procesie wyciągania, preforma montowana jest w podajniku przesuwającym ją stopniowo do pieca (Rys. 1.13). Wartość temperatury procesu wynosi około 2300°C dla domieszkowanego szkła krzemionkowego (Dorosz, 2005: 161), natomiast dla polimerów jest dużo niższa i nie przekracza 350°C (Dorosz, 2005: 303). Ze stopionej masy szkła, która w strefie podgrzewania tworzy tzw. szyjkę, wyciągana jest nitka światłowodowa i w dalszej kolejności nawijana na bęben.



Rys. 1.13. Schemat procesu wyciągania światłowodu z preformy (opracowano na podstawie: Dorosz, 2005: 158).

Wyciągany światłowód pokrywany jest najczęściej światłoutwardzalnymi, polimerowymi powłokami ochronnymi, zabezpieczającymi przed działaniem płynów, gazów i urazami mechanicznymi. Pomiar średnicy światłowodu wykonywany jest przed nałożeniem powłok ochronnych.

Jednorodność średnicy wyciąganego światłowodu zależy od trzech parametrów (Dorosz, 2005: 159): temperatury pieca, prędkości podawania preformy V_p i prędkości wyciągania światłowodu V_s . Jednorodność średnicy światłowodu i stabilność procesu są zachowane jeśli spełnione jest kryterium (Lyytikäinen, 2004: 25):

$$V_p d_p^2 = V_s d_s^2 \quad (1.17)$$

gdzie: d_p i d_s są średnicami odpowiednio preformy i światłowodu. Temperatura pieca kontrolowana jest z dokładnością $\pm 1^\circ\text{C}$ (Dorosz, 2005: 160). Prędkość podawania preformy jest zwykle utrzymywana na stałym poziomie, a korekcję średnicy światłowodu wykonuje się poprzez zmianę prędkości wyciągania (Lyytikäinen, 2004: 25). Typowa konstrukcja wieży wyciągowej umożliwia wyciąganie światłowodu telekomunikacyjnego z prędkością do 1m/s (AEI-1, 2007), światłowodu oświetleniowego nawet do 33 m/s (AEI-2, 2007), a włókna produkowanego na potrzeby materiałów kompozytowych w granicach 10÷50 m/s (Onofri i in., 2003). Korekcja odbywa się w pętli sprzężenia zwrotnego na podstawie informacji o średnicy światłowodu zmierzonej przez mikrometr.

Wyciągany światłowód jest chłodzony przez masy otaczającego powietrza na drodze od pieca do aplikatora powłoki ochronnej. W przypadku gdy dystans ten jest niewielki lub prędkość wyciągania jest duża, chłodzenie wspomagane jest na ogół helem, dla zapewnienia właściwych warunków nakładania powłoki ochronnej (Lyytikäinen, 2004: 28).

1.4.2. Technologie jednoetapowe

Idea formowania włókna optycznego z roztopionej masy szkła lub polimeru w jednym etapie technologicznym, jest podstawą działania następujących metod: i) metody tyglowej, ii) wytłaczania z zamkniętego reaktora, iii) wytłaczania w ciągły sposób, iv) przędzenia.

W metodzie tyglowej włókno optyczne kształtowane jest bezpośrednio z roztopionych mas szklanych, podgrzewanych w tyglu lub zespole tygli do temperatury około 1200°C

(Dorosz, 2005: 234). Struktura przyszłego włókna zależy od konstrukcji zespołu tygli i składu szkła. W dnach tygli znajdują się dysze, przez które następuje wypływ strumienia szkła po osiągnięciu określonej lepkości. W dalszej kolejności, wykonywana jest kontrola średnicy powstałej nitki szklanej, nakładane są warstwy ochronne i gotowe włókno nawijane jest na bęben.

Technologia tyglowa daje możliwość kształtowania światłowodów szklanych o niestandardowych właściwościach, m.in. (Dorosz i Romaniuk, 1998: 293): i) światłowodów o złożonych profilach refrakcyjnych, na przykład eliptycznych czy pierścieniowych, ii) światłowodów wielordzeniowych, iii) światłowodów ze szkła specjalnych, optymalizowanych pod kątem zastosowań w technice pomiarowej i w fonicznych systemach przetwarzania informacji. Jest to metoda otwarta, przez co tłumienie światłowodów wykonywanych tą metodą jest zazwyczaj większe niż tych wyciąganych z preformy (Dorosz, 2005: 233). Metoda tyglowa znalazła także zastosowanie w produkcji szklanych włókien optycznych stosowanych w materiałach kompozytowych (Gupta, 1988: 30).

Pozostałe wymienione technologie jednoetapowego wytwarzania włókien wykorzystywane są do kształtowania światłowodów polimerowych o skokowym profilu współczynnika załamania (Dorosz: 2005: 305).

1.5. Wpływ technologii wytwarzania włókien na ich właściwości optyczne

1.5.1. Anizotropia współczynnika załamania

Liczne obserwacje i doświadczenia wskazują na fakt, że pewne makroskopowe właściwości fizyczne włókna, między innymi współczynnik załamania, stają się w procesie produkcyjnym anizotropowe. Anizotropia współczynnika załamania (n) nosi miano dwójłomności, natomiast anizotropia współczynnika ekstynkcji (κ) – dichroizmu (Bohren i Huffman, 1983: 45). Wpływ procesu technologicznego na dwójłomność preform i włókien optycznych jest zjawiskiem dobrze poznanym i udokumentowanym, natomiast problematyce dichroizmu poświęca się w literaturze przedmiotu niewiele miejsca, przyjmując, że w paśmie optycznym własności tłumiące szkła są pomijalnie małe (np. Onofri, 2003: 174).

- **Geneza anizotropii optycznej**

Najważniejszymi zjawiskami, które są przyczyną anizotropii optycznej są: 1) naprężenia o różnym pochodzeniu, utrwalone w strukturze włókna optycznego bądź preformy, 2) zorientowanie cząsteczek tworzących strukturę materiału optycznego, 3) wady optyczne szkła lub polimeru lokalne bądź rozciągłe (rozdz. 1.1.3).

Anizotropia wymuszona w polu naprężeń

Duża dynamika cieplna procesu wytwarzania oraz złożona struktura fizykochemiczna preformy i włókna optycznego są przyczynami utrwalenia strukturalnych naprężeń mechanicznych, które powodują anizotropię współczynnika załamania. Są to przede wszystkim (Lyytikäinen, 2004: 255; Bachmann i in., 1987: 1185): naprężenia termiczne, naprężenia indukowane mechanicznie i naprężenia pochodzenia hydrostatycznego. Wypadkowe naprężenie jest wynikiem superpozycji tych trzech rodzajów naprężeń.

Naprężenia termiczne powstają w głównej mierze za przyczyną niejednorodności materiału pod względem współczynnika rozszerzalności termicznej (Brugger, 1971: 437; Paek i Kurkjian 1975: 332). Dla przykładu, w większości światłowodów o strukturze rdzeń-płaszcz, liniowy współczynnik rozszerzalności cieplnej rdzenia jest większy niż dla płaszcz (Dorosz, 2005: 329). Oddziaływanie temperatury w szerokim zakresie podczas procesu formowania włókna, indukuje naprężenia, które osiągają największą wartość na granicy rdzeń-płaszcz i maleją asymptotycznie ku zewnętrznej powierzchni światłowodu (Brugger, 1971: 438).

Naprężenia pochodzenia hydrostatycznego generowane są w obszarach, w których pewne komponenty strukturalne wykazują sztywność, a inne są w postaci płynnej (Scherer i Cooper, 1980: 346). Taka sytuacja występuje podczas formowania włókna o strukturze rdzeń-płaszcz. Szkło rdzenia posiada więcej modyfikatorów niż szkło płaszcz i zastyga w niższej temperaturze (Dorosz, 2005: 330). W zakresie pomiędzy temperaturą transformacji rdzenia i temperaturą transformacji płaszcz ciekły wciąż rdzeń wywiera znaczne naprężenia na sztywny już płaszcz.

Naprężenia indukowane mechanicznie powstają w wyniku działania siły wyciągającej i, w mniejszym stopniu, siły grawitacji. Na wielkość tych naprężeń wpływają także: radialny rozkład lepkości włókna i powierzchnia przekroju czynnego włókna (Paek i Kurkjian, 1975: 332). Naprężenie mechaniczne mogą pojawić się również we włóknach wykazujących

homogeniczność lepkości, ponieważ włókna wykazują zmienną w czasie dylatację wymiarów geometrycznych wynikającą z ich własności lepkosprężystych (Yablon i in., 2004).

Część naprężeń wewnętrznych może zostać znacząco zredukowana dzięki odpowiedniemu doborowi składu chemicznego materiałów tworzących rdzeń i płaszcz (Dorosz, 2005: 330), a także poprzez wyżarzanie włókien (Yablon i in., 2004; Scherer, 1980: 2005; Safell i Windle, 1980).

Anizotropia jako efekt zorientowania struktury cząsteczkowej

Substancje fizyczne, których budowa cząsteczkowa jest w pewnym stopniu uporządkowana, wykazują anizotropię różnych cech fizycznych, w tym również anizotropię współczynnika załamania. W procesie produkcji włókien szklanych bądź polimerowych dochodzi do ukierunkowanego oddziaływania zespołu sił, na przykład sił mechanicznych, na masę topionego szkła. Można więc przypuszczać, że pod wpływem takiego oddziaływania dochodzi do zorientowania molekularnej struktury włókna.

Istnienie zorientowania struktury molekularnej włókna szklanego w procesie produkcyjnym jest zagadnieniem, które nie doczekało się jednoznacznego rozstrzygnięcia. Gupta (1988: 51÷54) cytuje szereg prac eksperymentalnych i teoretycznych, które przemawiają za koncepcją uporządkowania jak i jej zaprzeczają. Można więc domniemywać, że jeśli takie uporządkowanie istnieje, to nie powoduje ono raczej znaczącej anizotropii optycznej włókna.

Zagadnienie orientacji struktury cząsteczkowej ma inne oblicze w przypadku włókien polimerowych. Po pierwsze, długie łańcuchy monomeru tworzące polimer są wybitnie anizotropowe (Przygocki i Włochowicz, 2006: 388). Stopień anizotropii optycznej układu takich łańcuchów jest funkcją ich średniej orientacji (Przygocki i Włochowicz, 2006: 172). Ponadto, technologia produkcji włókna jest zwykle tak zaprojektowana, aby uzyskać określoną orientację makročąsteczek dla otrzymania pożądaných właściwości mechanicznych włókna. Uzyskuje się to poprzez równoległe ułożenie makročąsteczek tak, aby możliwie duża ich liczba uczestniczyła w przenoszeniu naprężeń (Przygocki i Włochowicz, 2006: 435). Takiej konformacji sprzyja odpowiednio duża siła z jaką wyciągane jest włókno. Stosuje się również szereg innych technik, takich jak wstępne kształtowanie strugi stopionego polimeru, mechaniczne naprężanie włókna w celu wytworzenia tzw. szyjki i inne (Przygocki i Włochowicz, 2006: rozdz. 10). Końcowa orientacja polimeru zależy od bardzo wielu parametrów procesu technologicznego, takich jak:

masa cząsteczkowa polimeru, parametry roztworu przedziałniczego, sposób formowania i warunki końcowej obróbki cieplnej i mechanicznej (Przygocki i Włochowicz, 2006: 440).

- **Matematyczny opis dwójłomności**

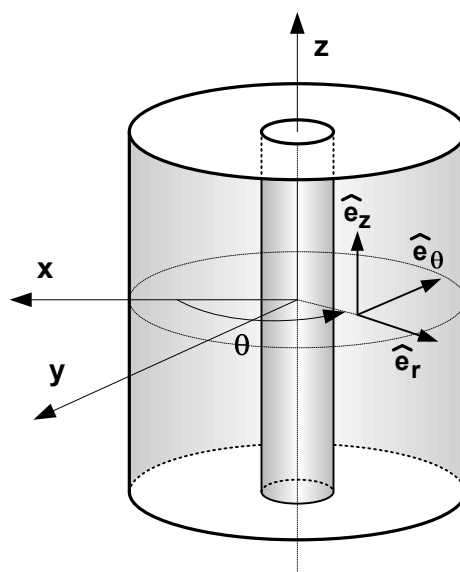
Analiza zmian współczynnika załamania w ośrodku poddanym przestrzennie rozłożonemu naprężeniu, wykonywana jest z wykorzystaniem rachunku tensorowego teorii fotosprężystości (Born i Wolf, 1964: 703). W ogólnym modelu rozkładu naprężeń w ośrodku o kształcie cylindrycznym, rozpatruje się radialny, osiowy i styczny kierunek działania naprężeń w płaszczyźnie przekroju (Rys. 1.14). Współczynniki załamania dla kierunków propagacji fali wyznaczonych przez składowe osi głównych pola naprężeń σ_r , σ_θ , σ_z , mogą być wyrażone następująco (Born i Wolf, 1964: 704, Herman i in., 1989: 1980):

$$n_r = n - C_1 \sigma_r - C_2 (\sigma_\theta + \sigma_z) \quad (1.18)$$

$$n_\theta = n - C_1 \sigma_\theta - C_2 (\sigma_r + \sigma_z) \quad (1.19)$$

$$n_z = n - C_1 \sigma_z - C_2 (\sigma_r + \sigma_\theta) \quad (1.20)$$

gdzie: n_r , n_θ , n_z – współczynniki załamania w kierunkach odpowiednio radialnym, stycznym i osiowym, n – współczynnik załamania ośrodka izotropowego, w którym nie występują naprężenia, C_1 i C_2 – stałe fotosprężyste dla promienia odpowiednio nadzwyczajnego



Rys. 1.14. Geometria naprężeń w ośrodku cylindrycznym. Wersory e_r , e_θ , e_z wyznaczają kierunki działania naprężeń odpowiednio σ_r , σ_θ , σ_z w płaszczyźnie przekroju.

i zwyczajnego. We włóknie izotropowym $n_r = n_\theta = n_z$. Wedle powyższych wzorów, współczynnik załamania maleje pod wpływem naprężeń rozciągających i rośnie pod wpływem naprężeń ściskających. Zakładając izotropię współczynnika ekstynkcji κ , zespolony współczynnik załamania m_j w kierunku $j = r, \theta, z$, ma postać:

$$m_j = n_j + i\kappa \quad (1.21)$$

Problematyka dwójłomności włókien w niektórych źródłach literaturowych sprowadzana jest do przypadku ośrodka jednoosiowego, w którym indyktrysa optyczna ma kształt elipsoidy obrotowej, której oś optyczna pokrywa się z kierunkiem wyciągania włókna. Takie postępowanie dotyczy zarówno włókien szklanych (Yablon i in., 2004; Onofri i in., 2003), jak i polimerowych (Ji i in., 2003; Dugas i in., 1994). Charakterystyka dwójłomności optycznej ośrodka jednoosiowego obejmuje wyznaczenie współczynnika załamania n_o dla promienia zwyczajnego i współczynnika załamania n_e dla promienia nadzwyczajnego (Born i Wolf, 1964: 679). We włóknie optycznym będą to kierunki odpowiednio prostopadły i równoległy do kierunku wyciągania – osi cylindra. Największa różnica współczynników załamania dla promienia nadzwyczajnego i zwyczajnego to tzw. dwójłomność główna (Szwedowski, 1996: 57):

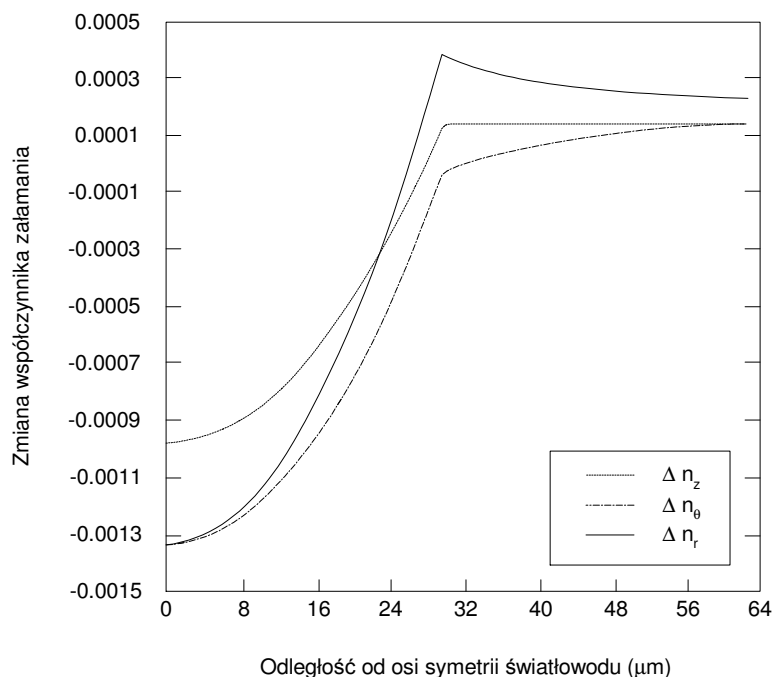
$$\Delta n = n_e - n_o \quad (1.22)$$

- **Wyniki badań dwójłomności włókien optycznych**

Włókna szklane wielomodowe

Wpływ naprężeń na gradientowy profil refrakcyjny światłowodu wielomodowego był przedmiotem badań symulacyjnych Scherera (1980). Dla modelu światłowodu, w którym nie występują naprężenia, przyjęto następujące parametry: rdzeń o średnicy $62.5\mu\text{m}$ kształtowany w układzie $\text{GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$, płaszcz krzemionkowy (SiO_2) o współczynniku załamania $n_p \cong 1.449$ i średnicy $125\mu\text{m}$, wartość współczynnika załamania w osi rdzenia $n_{r0} \cong 1.463$, współczynnik kształtu profilu refrakcyjnego $\alpha = 2$. Wyniki wskazują, że zmiany współczynnika załamania w kierunku radialnym ($n_z - n$), stycznym ($n_\theta - n$) i osiowym ($n_r - n$) mogą być dodatnie i ujemne (Rys. 1.15), co wynika z rozkładu indukowanych naprężeń

(Scherer, 1980: 2001). Amplituda tych zmian jest znaczna i przekracza 0.0013, jednak, jak wykazuje autor, może ona być ponad dwukrotnie zmniejszona poprzez odpowiedni dobór udziału poszczególnych komponentów domieszki. Należy zaznaczyć, że analizą objęto wyłącznie naprężenia o charakterze termicznym. Według Scherera, przyjęta taktyka obliczeń może powodować około 40% niższe oszacowanie wartości naprężeń od rzeczywistych. Wskazuje również, że naprężenia o charakterze mechanicznym mają pomijalnie małe wartości w porównaniu do tych indukowanych przez naprężenia termiczne (Scherer, 1980: 2006).



Rys. 1.15. Zmiana współczynnika załamania w kierunku radialnym (Δn_r), stycznym (Δn_θ) i osiowym (Δn_z) światłowodu wielomodowego 62.5/125 μm (Scherer, 1980: 2001).

Włókna szklane jednomodowe

Zagadnienie wpływu naprężeń na dwójłomność optyczną włókna jednomodowego o średnicy płaszczka 125 μm , z rdzeniem SiO_2 o średnicy 5 μm domieszkowanym germanem, jest przedmiotem prac Yablona i in. (2004). Autorzy ustalili, że dominujący wpływ na zmiany współczynnika załamania w polu naprężeń mają te o charakterze mechanicznym, powstające w płaszczu włókna, które wynikają z jego własności lepkosprężystych (Yablon i in., 2004: 20). I tak, dla światła spolaryzowanego w kierunku prostopadłym do osi symetrii włókna, zmierzona zmiana współczynnika załamania płaszczka spowodowana przyłożeniem

siły wyciągania o typowej wartości 1N (100g) wynosiła około -0.0005. Zwiększaniu wartości siły wyciągania towarzyszy zmniejszanie współczynnika załamania. Interesujący jest jednak fakt, że nie zanotowano znaczących różnic pomiędzy zmianami współczynnika załamania dla światła spolaryzowanego w kierunku prostopadłym i równoległym względem osi symetrii włókna. Z wyprowadzonych przez autorów zależności matematycznych wynika, że dwójłomność główna jest co najmniej o rząd mniejsza od samych zmian współczynnika załamania (Yablon i in., 2004: 20). Sugeruje to, że w badanym włóknie wpływ naprężeń mechanicznych na współczynnik załamania jest zjawiskiem izotropowym (Yablon i in., 2004: 20). Podobne wyniki Yablon i in. uzyskali dla kwarcowego włókna homogenicznego (2003: 2), co według autorów potwierdza słuszność tezy o dominującym wpływie naprężeń mechanicznych na własności optyczne włókna.

Włókna szklane stosowane w materiałach kompozytowych

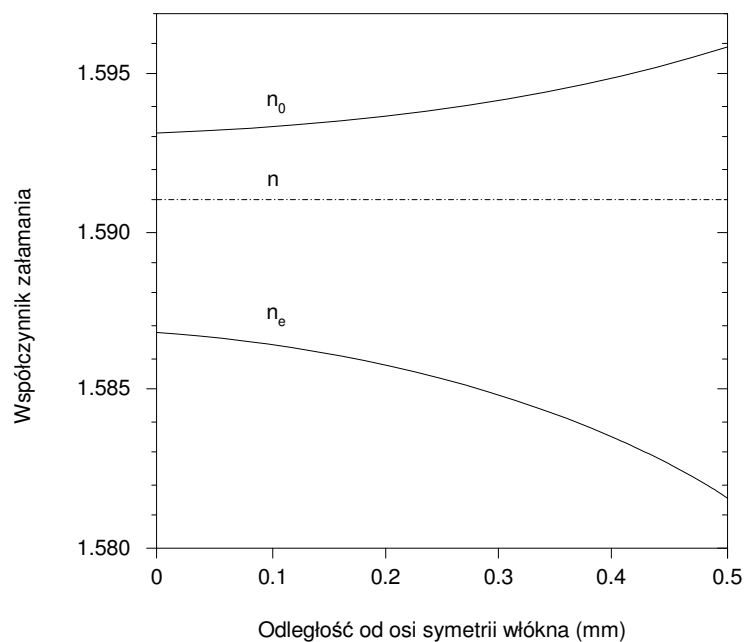
Liczne prace eksperymentalne cytowane przez Guptę (1988: 50, 51) dowodzą, że naprężenia termiczne indukowane we włóknach homogenicznych o niewielkiej średnicy ($3\div 25\mu\text{m}$) są pomijalnie małe. Według zależności podanych przez Onofriego i in. (2003: 174), źródłem anizotropii optycznej w takich włóknach są naprężenia mechaniczne. Oszacowana wartość dwójłomności głównej wyniosła 2.4×10^{-4} i 4.3×10^{-5} dla włókna o średnicy odpowiednio $5\mu\text{m}$ i $10\mu\text{m}$. Dwójłomność ta rośnie proporcjonalnie do siły wyciągającej i maleje z kwadratem średnicy włókna.

Włókna polimerowe

Badania Dugasa i in. (1994) wykazały, że we włóknie polistyrenowym (PS) o średnicy 1mm bez płaszczka największy wpływ na dwójłomność mają naprężenia indukowane termicznie i mechanicznie. W odniesieniu do współczynnika załamania amorficznego, izotropowego polistyrenu wynoszącego $n = 1.591$ ($\lambda = 0.5893\mu\text{m}$), oszacowana zmiana współczynnika załamania w kierunku promienia zwyczajnego $n - n_o$ wynosi około -0.005, a w kierunku promienia nadzwyczajnego $n - n_e$ około 0.0095. Dwójłomność główna jest ujemna i wynosi -0.0145 (Rys. 1.16). Autorzy wskazują również, że włókna wykonane z polimetakrylanu metylu (PMMA) powinny wykazywać podobną tendencję zmian współczynników załamania (Dugas i in., 1994: 3545), jednak z uwagi na fakt, że naprężenia termiczne we włóknach

PMMA są około dziesięciokrotnie słabsze niż we włóknach PS, należy spodziewać się mniejszych zmian współczynników załamania (Dugas i in., 1994: 3548).

Powyzsza konkluzja została potwierdzona przez Ji i in. (2003) na gruncie teoretycznym i doświadczalnym. Badaniom zostało poddane włókno PMMA o strukturze rdzeń-płaszcz, wyciągane z preformy o średnicy 13mm i rdzeniu o średnicy 2mm. Współczynniki załamania rdzenia i płaszczka preformy wynoszą odpowiednio około 1.490 i 1.483. W zależności od prędkości wyciągania włókna z preformy, średnica rdzenia wahała się w granicach $33.83 \div 51.72 \mu\text{m}$, natomiast średnica płaszczka $201.8 \div 364.5 \mu\text{m}$.



Rys. 1.16. Przebieg współczynnika załamania we włóknie polistyrenowym (PS) dla promienia zwyczajnego (n_0) i nadzwyczajnego (n_e) w odniesieniu do współczynnika załamania izotropowego PS (n). Włókno bez płaszczka o średnicy 1mm (Dugas i in., 1994: 3546).

Zmierzona dwójłomność główna wynosi około -0.0004 dla rdzenia i -0.0009 dla płaszczka przy prędkości wyciągania włókna wynoszącej 6000mm/min. i rośnie wraz z jej zwiększaniem. Wartość bezwzględna dwójłomności głównej w obu przypadkach jest jednak mniejsza w porównaniu do tej wyznaczonej dla włókien PS. Wpływ naprężeń na wartości bezwzględne współczynników załamania nie został zbadany.

Porównując wyniki doświadczalne z opracowanym modelem matematycznym dwójłomności włókna, autorzy dochodzą do wniosku, że zjawiskami dominującymi dwójłomność w badanym włóknie PMMA są naprężenia indukowane termicznie

i mechanicznie. Zorientowanie makrocząsteczek polimeru nie wpływało znacząco na dwójłomność (Ji i in., 2003: 116).

1.5.2. Izotropowe zmiany współczynnika załamania

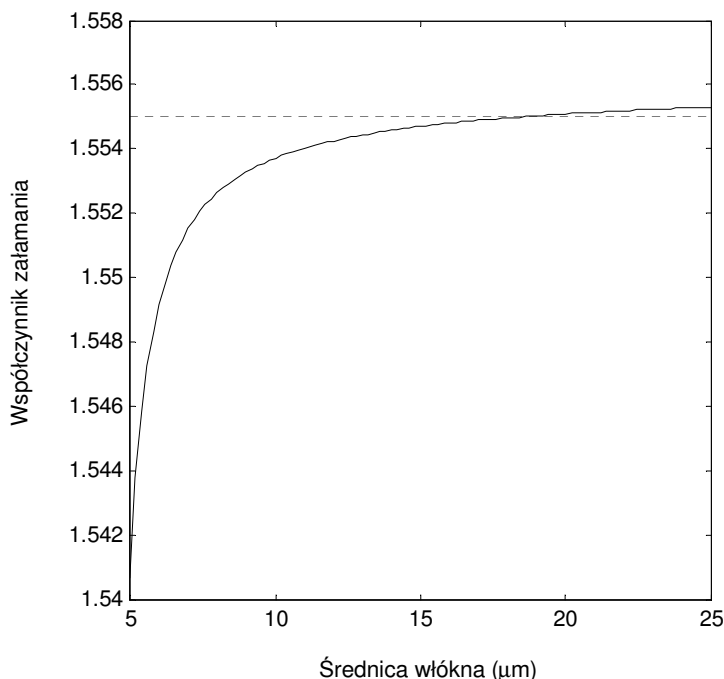
Wartość współczynnika załamania włókna zależy nie tylko od składu chemicznego i gęstości materiału użytego do jego budowy, ale również od historii termicznego kształtowania w procesie produkcyjnym. Fakt ten został opisany przez Corpusa i Guptę (1993), którzy opracowali model fizyczny i matematyczny wpływu średnicy włókna na wartość współczynnika załamania. Model fizyczny tej relacji został przez autorów wywnioskowany na podstawie następujących obserwacji (Corpus i Gupta, 1993: 1390): i) współczynnik załamania szkła jest funkcją fikcyjnej temperatury T_f , ii) temperatura T_f zależy od szybkości chłodzenia q , iii) q jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu średnicy włókna. Należy zaznaczyć, że modele te zostały opracowane i eksperymentalnie zweryfikowane dla homogenicznych włókien szklanych o niewielkich średnicach ($5\div 40\mu\text{m}$) stosowanych w materiałach kompozytowych.

Na podstawie pracy Corpusa i Gupty, Onofri i in. wyprowadzili matematyczną zależność pomiędzy współczynnikiem załamania i średnicą włókna ze szkła typu E (Onofri i in., 2003: 175). Wykres tej zależności (Rys. 1.17) pokazuje, że gradient zmian współczynnika załamania jest znaczący dla włókien o niewielkich średnicach i maleje eksponencjalnie wraz ze wzrostem średnicy.

1.6. Rozkład temperatury wzdłuż włókna optycznego w procesie wyciągania

Temperatura włókna optycznego w miejscu pomiaru jego średnicy może być istotnym parametrem z punktu widzenia wykorzystywanej techniki pomiaru średnicy. Przede wszystkim, wraz z temperaturą zmieniają się własności optyczne szkła, wyrażone przez współczynnik załamania (rozd. 1.1.2). Oprócz tego, pomiar w polu o relatywnie dużej temperaturze narzuca szczególne wymagania konstrukcyjne dla optyki układu pomiarowego, na przykład zachowanie odpowiedniej odległości czujnika od włókna.

Rozkład temperatury wzdłuż włókna homogenicznego można otrzymać rozwiązując równania transportu ciepła dla układu włókno – piec – otoczenie (Lyytikäinen, 2004, rozdz. 6; Tschümperlé i Nicolardot, 2001; Paek i Schroeder, 1981: 4029; Paek, 1986: 1054).



Rys. 1.17. Zależność współczynnika załamania od średnicy włókna ze szkła typu E; współczynnik załamania szkła – surowca, zaznaczony przerywaną linią, wynosi 1.555 (opracowano na podstawie: Onofri i in., 2003: 175).

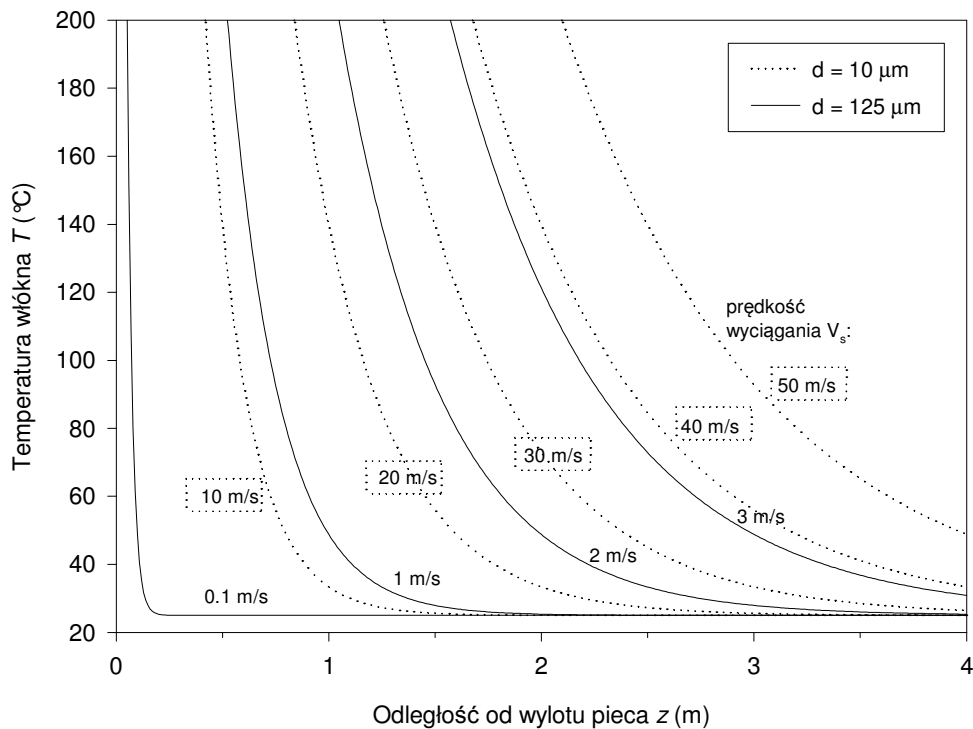
Przy zaniedbaniu składowej radiacyjnej pochodzącej od włókna, rozwiązanie ma postać (Paek, 1986: 1054)⁴:

$$T(z) = T_a + (T_0 - T_a) \exp\left(-\frac{4hz}{C_p \rho d V_s}\right) \quad (1.23)$$

gdzie: T_a – temperatura otoczenia (°C), T_0 – temperatura u wylotu pieca (°C), z – odległość od wylotu pieca (m), V_s – prędkość wyciągania włókna (m/s), d – średnica włókna (m), ρ , C_p , h – odpowiednio gęstość (g/m^3), ciepło właściwe ($\text{J/g}\cdot\text{C}$), oraz współczynnik oddawania ciepła do otoczenia ($\text{W/m}^2\cdot\text{C}$) materiału, z którego wytwarzane jest włókno. Wykres zmian temperatury włókna krzemionkowego o średnicy $125\mu\text{m}$ w funkcji odległości od wylotu pieca i prędkości wyciągania przedstawiony jest na Rys. 1.18.

Oszacowanie wartości temperatury włókna w miejscu pomiaru średnicy wymaga znajomości umiejscowienia mikrometru w pionie wieży wyciągowej. Często chłodzenie włókna wspomagane jest dodatkowymi urządzeniami (Lyytikäinen, 2004: 28).

⁴ Odmiennie niż w cytowanym źródle, zastosowano tutaj układ jednostek SI.



Rys. 1.18. Wykres zmian temperatury włókna krzemionkowego o średnicy $10\mu\text{m}$ i $125\mu\text{m}$ w funkcji odległości od wylotu pieca, dla różnych prędkości wyciągania. Parametry symulacji (opis w tekście): $T_a = 25^\circ\text{C}$, $T_0 = 1600^\circ\text{C}$, $\rho = 2.2\text{g/cm}^3$, $C_p = 1.046\text{J/g}\cdot\text{C}$, $h = 301.45\text{W/m}^2\text{K}$.

Wartość temperatury w miejscu pomiaru dla typowych rozwiązań wież wyciągowych osiąga pokojową wartość. Według Rys. 1.18 – temperatura włókna wyciąganego z prędkością 1m/s w odległości 2m od wylotu pieca wynosi około 25°C . Wzrost prędkości wyciągania do 2m/s powoduje zwiększenie temperatury do blisko 49°C .

Nie zostały jak dotąd poznane warunki rozkładu temperatury w strukturze wyciąganych włókien optycznych. Będą one z pewnością różne wśród włókien cechujących się odmiennymi profilami refrakcyjnymi.

1.7. Metody pomiaru średnicy włókna optycznego w procesie produkcji

1.7.1. Ogólna systematyka metod pomiaru średnicy włókna

Techniki pomiaru średnicy włókna optycznego można podzielić na dwie grupy (Tabela 1.3):

i) techniki laboratoryjne (typu *off-line*), oraz ii) techniki bezpośrednie (*on-line*).

Pierwsza grupa wymienionych technik wymaga wykonania szeregu czynności laboratoryjnych mających na celu przygotowanie próbki do pomiaru. Są to metody, które działają w oderwaniu od rzeczywistego pola zjawisk, występujących podczas procesu wyciągania włókna. Nie jest zatem możliwa kontrola parametrów włókna w czasie rzeczywistym. W omawianej grupie technik można wyróżnić dwa rodzaje metod:

- metody pomiaru średnicy płaszcza (mikrometria kontaktowa, mikroskopia wideo, interferometria światła białego, konfokalna skaningowa mikroskopia skaningowa) i rdzenia (aproksymacja profilu współczynnika załamania) pojedynczego włókna.
- metoda pomiaru rozkładu wielkości włókien w próbce pomiarowej (przepuszczalność strumienia gazu)

Tabela 1.3. Bezpośrednie i laboratoryjne metody pomiaru średnicy włókna optycznego (Świrniak i Mroczka, 2008: 265).

Laboratoryjne (<i>off-line</i>)	
Mikrometria kontaktowa	Young i in., 1993: 204
Mikroskopia wideo	Brilliant i in., 1994; Mechels i Young, 1991
Interferometria światła białego	Young i in., 1993: 211; Baines i in., 1990: 1260
Konfokalna laserowa mikroskopia skaningowa	Young i in., 1993: 208
Aproksymacja profilu współczynnika załamania (TNF, RNF, TI)	Kim i Franzen, 1982
Przepuszczalność strumienia gazu	Sanders i in., 2001
Bezpośrednie (<i>on-line</i>)	
Metoda laserowej wiązki skanującej	Cohen i Glynn, 1973; Jabłoński 1993
Dyfraktometria	Wu, 1998; Lebrun i in., 1996
Interferometria przestrzenna	Saekeang i Chu, 1979; Watkins, 1974
Interferometria czasowa	Onofri i in., 2003; Schaub i in., 1998; Schaub i Naqwi, 1997
Interferometria widmowa	Jasapara i in., 2003

Bezpośrednie techniki pomiaru średnicy włókna optycznego umożliwiają pomiar *in situ*. Są to metody optyczne, wykorzystujące światło lasera jako narzędzie badawcze. Do najstarszych technik zalicza się metodę wiązki skanującej, oraz metodę badania obrazu pola rozproszonego pod małym kątem (dyfrakcyjną). Metody interferometryczne, czyli

interferometria czasowa, przestrzenna i widmowa, dostarczają informacji o badanym włóknie na podstawie analizy interferogramu zmiennego odpowiednio w czasie, przestrzeni lub w dziedzinie częstotliwości. Szczegółowy opis technik bezpośrednich stanowi treść rozdziału 1.7.3.

1.7.2. Teorie rozproszenia światła mające zastosowanie w pomiarach średnicy włókna

- **Teorie ścisłe**

Matematyczne modelowanie pola z wykorzystaniem teorii ścisłych daje wierny obraz rzeczywistych procesów zachodzących podczas rozpraszania fali na włóknie optycznym. Są to teorie o dużym stopniu złożoności matematycznej. Fakt ten niesie ze sobą dwie istotne, z punktu widzenia modelowania matematycznego w pomiarach, konsekwencje. Po pierwsze, kluczowym zagadnieniem problematyki rekonstrukcji pewnych cech obiektu rozpraszającego światło jest rozwiązanie zagadnienia odwrotnego. Taka rekonstrukcja w literaturze przedmiotu określana jest powszechnie mianem tomografii. Rozwiązanie problemu odwrotnego na gruncie modelu ścisłego jest bardzo trudne, możliwe tylko w specyficznych przypadkach (Chew, 1995: rozdz. 9). Jest tak dlatego, ponieważ zagadnienie odwrotne jest najczęściej niejednoznaczne – rozwiązanie musi być wybrane spośród wielu możliwych rozwiązań, a ponadto pole rozproszone jest nieliniowo zależne od właściwości obiektu rozpraszającego falę (Devaney, 1978; Devaney i Sherman, 1982). Po drugie, czas analizy numerycznej prowadzonej z zastosowaniem modeli ścisłych jest relatywnie długi (np. Świrniak i in., 2007: 308). W konsekwencji, rola modeli ścisłych w praktycznych aplikacjach, takich jak pomiar średnicy włókna optycznego w procesie produkcji, polega na wytworzeniu rzeczywistego obrazu pola jako odniesienia dla uproszczonych modeli matematycznych.

Teoria Lorenza-Mie dla cylindra i GLMT

Teoria Lorenza-Mie dla cylindra podaje szczegółowy opis zmian fali elektromagnetycznej o płaskim czole, rozpraszanej na homogenicznym, nieskończenie długim włóknie optycznym (Bohren i Huffman, 1983; van de Hulst, 1981; Kerker, 1969). Padająca fala płaska rozpatrywana jest jako szereg harmonik cylindrycznych w przestrzeni homogenicznej.

Rozwiązaniem są funkcje amplitudowe w postaci nieskończonych sum szeregów opisujących falę cylindryczną rozchodzącą się dookoła włókna.

Uogólnienie teorii Lorenza-Mie dla niehomogenicznego włókna optycznego, składającego się z osiowosymetrycznych warstw o różnych współczynnikach załamania zostało opracowane przez Kerker i Matijevića (1961), i następnie rozwinięte przez Kaia i Allesio (1995), Lenoble (2004) i Onofriego (2005).

Matematyczny opis rozproszenia fali o niejednorodnym rozkładzie amplitudy podaje uogólniona teoria Lorenza-Mie GLMT (*Generalized Lorenz-Mie Theory*). Ideą GLMT jest przedstawienie fali padającej jako sumy szeregu fal z wykorzystaniem współczynników opisujących parametry wiązki padającej. Rozwiązaniem są funkcje amplitudowe w postaci nieskończonych sum szeregów opisujących falę cylindryczną rozchodzącą się dookoła włókna (Gouesbet, 1997; Lock, 1997a; Ren i in., 1997). W wymienionych, dotychczasowych opracowaniach na temat GLMT, rozpatrywany jest problem rozpraszania fali na nieskończenie długim, homogenicznym włóknie optycznym.

Rozwinięcie pola rozproszonego w szereg Debyego

Metoda rozwinięcia pola rozproszonego w szereg Debyego podaje ekwiwalentne rozwiązanie problemu rozproszenia do teorii Lorenza-Mie. W odróżnieniu jednak od tej teorii, rozwiązanie ma postać szeregów, w których poszczególne składniki mogą być interpretowane jako indywidualne komponenty rozproszone w rozumieniu optyki geometrycznej. Możliwa jest zatem obserwacja udziału komponentów ugiętych, odbitych, N -krotnie rozproszonych i fal powierzchniowych w tworzeniu pola wypadkowego. Pełny obraz pola rozproszonego uzyskuje się po uwzględnieniu nieskończonej ilości komponentów.

Matematyczny opis rozproszenia fali na niehomogenicznym (wielowarstwowym) cylindrze formułuje Li i in. (2006).

- **Metody aproksymacyjne**

Dyfraktometria

Obraz światła rozproszonego przez model nieskończonej cząstki cylindrycznej, reprezentującej włókno optyczne, jest złożony. Pełnego opisu matematycznego pola rozproszonego dostarczają teorie wykorzystujące rozwiązania równań Maxwella dla

odpowiednio sformułowanych warunków brzegowych, na przykład teoria Lorenza-Mie. Ograniczając analizę pola rozproszonego do relatywnie niewielkich kątów rozpraszania można jednak przyjąć, z pewnym uproszczeniem, że światło które ulega dyfrakcji jest separowalne od pozostałych komponentów światła rozproszonego i do analizy obrazu pola dyfrakcyjnego można wykorzystać nieskomplikowane narzędzia analizy matematycznej. Takie postępowanie uzasadnione jest wówczas, gdy średnica cylindra jest dużo większa niż długość fali światła oświetlającego cylinder (van de Hulst, 1981: 25). Dla włókien o średnicach porównywalnych z długością fali światła, pojawiają się rozbieżności pomiędzy modelem ścisłym a modelem dyfrakcyjnym, ukazujące przybliżony charakter dyfrakcji opartej na zasadzie Huygensa-Fresnela.

Atrakcyjność dyfrakcji Fraunhofera, jako modelu matematycznego w pomiarach średnicy włókna optycznego, wynika nie tylko z jego prostoty (w porównaniu z dokładną teorią dyfrakcji – rozpraszania), lecz również z faktu, że obraz dyfrakcyjny jest funkcją kształtu i rozmiaru włókna, nie zależy natomiast od jego współczynnika załamania (van de Hulst, 1981: 25; Świrniak i in., 2007: 307). Skalarna teoria dyfrakcji nie uwzględnia natomiast złożonych procesów rozproszenia światła, które zachodzą wewnątrz słabo absorbujących obiektów, takich jak włókna szklane. Procesy te to wielokrotne odbicia i rozproszenia fal wewnątrz oświetlonego obiektu. Okazuje się, że składowe wielokrotnie rozproszone mogą w pewnych warunkach silnie zakłócać obraz dyfrakcyjny, a efekt ten znany jest jako rezonanse pochodzenia morfologicznego MDR (*Morphology-Dependent Resonances*) (Owen i in., 1981; Chýlek i in., 1980). Rezonanse MDR nie są obserwowane m.in. w charakterystykach dyfrakcyjnych obiektów silnie tłumiących światło (fale rozpraszane wewnątrz włókna są tłumione) (Onofri, 2004b: 184).

Weryfikację modelu matematycznego dyfrakcji Fraunhofera pod kątem pomiarów średnicy włókna optycznego wykonali Lebrun i in. (1996). W odniesieniu do wzorcowego modelu falowego Mie, kolejne minima pola dyfrakcyjnego generowane przez model dyfrakcji Fraunhofera były nieco przesunięte, czego skutkiem była nadestymacja średnicy badanego włókna (Lebrun i in., 1996: 948). Dokładność pomiaru poprawiała się wraz ze zwiększaniem średnicy włókna.

Optyka geometryczna: GO, EGO

W ujęciu optyki geometrycznej (GO) fala płaska rozumiana jest jako równoległa wiązka separowalnych ciągów falowych nazywanych tradycyjnie promieniami. Propagacja każdego

z promieni spełnia zasadę Fermata. Na granicy dwóch optycznie różnych ośrodków, kierunek każdego z promieni wyznaczany jest z wykorzystaniem prawa odbicia i prawa załamania, natomiast amplituda i faza wynika z równań Fresnela. Dla uzyskania pełnego obrazu pola rozproszonego, konieczne jest uwzględnienie zjawisk dyfrakcyjnych. W polu bliskim jest to dyfrakcja Fresnela, natomiast w polu dalekim – dyfrakcja Fraunhofera (van de Hulst, 1981: 24). Wypadkowe zaburzenie falowe w danym punkcie przestrzeni w ujęciu optyki geometrycznej jest superpozycją promieni ulegających dyfrakcji, odbiciu i załamaniu (van de Hulst, 1981: 220).

Prawa optyki geometrycznej opisują z dobrą dokładnością zjawisko rozproszenia fali tylko wówczas, gdy rozmiar cząstki jest dużo większy niż długość rozpraszanej fali. Wyniki prac przeprowadzone przez autora tej pracy (Świrniak i in., 2007), wskazują na relatywnie dobrą zgodność charakterystyk pola rozproszonego (pod względem położenia punktów ekstremalnych, a także trendu zmian amplitudy prążków), obliczonych z wykorzystaniem modelu matematycznego optyki geometrycznej i modelu Mie, dla włókna optycznego o średnicy $5\mu\text{m}$, przy długości fali $0.6328\mu\text{m}$.

Istotnym ograniczeniem optyki geometrycznej jest fakt, że nie opisuje ona prawidłowo natężenia światła w obszarach ogniskowych. Natężenie to, de facto, dąży do nieskończoności (van de Hulst, 1981: 201).

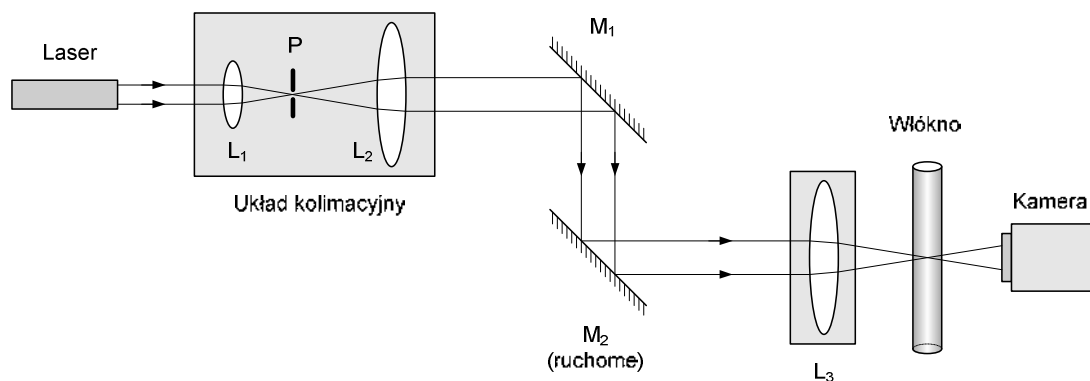
W licznych pracach, w których poruszana jest problematyka rozproszenia światła na cylindrze w ujęciu GO (np. Świrniak, 2007; Lenoble, 2004; Tarigan, 1996; Watkins, 1974), rozpatrywane jest zagadnienie rozpraszania fali o płaskim czole. Wniosek ten jest słuszny tylko wtedy, gdy średnica pola pomiarowego jest znacznie większa od średnicy badanego włókna. Wymaga on również weryfikacji dla warunków oświetlenia wiązką o niejednorodnym rozkładzie amplitudy, na przykład wiązką gaussowską. Szczególną techniką analizy rozproszonego pola dla dużych cząstek, uwzględniającą lokalne niejednorodności pola, jest teoria określana mianem EGO (*Extended Geometrical Optics*) – rozszerzonej optyki geometrycznej. Według tej teorii, niejednorodna fala jest lokalnie aproksymowana na niewielkiej powierzchni cząstki jako homogeniczna fala płaska. Dla każdego rozważanego przedziału aproksymacji stosowane są reguły optyki geometrycznej. Pole wynikowe uśredniane jest przez detektor. Szczegółowy opis tej teorii przytacza Albrecht i in. (2005: 128).

1.7.3. Bezpośrednie, laserowe metody pomiarowe

- **Metoda laserowej wiązki skanującej**

Technika laserowej wiązki skanującej (LMS, *Laser Measuring Scanner*) (Cohen i Glynn, 1973; Jabłoński, 1993; Jabłoński i in., 2001, 2005), jest najpowszechniej stosowaną w przemyśle metodą pomiaru średnicy włókna w procesie produkcji. Idea pomiaru polega na wytworzeniu ruchomej, skupionej wiązki światła przemiatającej obszar, w którym umieszczone jest badane włókno. Laserowa wiązka światła formowana jest w układzie kolimacyjnym i kierowana za pomocą zwierciadła stałego M_1 na zwierciadło ruchome M_2 , zapewniające horyzontalne przemieszczanie wiązki (Rys. 1.19). Badane włókno umieszczone jest w płaszczyźnie ogniskowej soczewki L_3 . Obraz zmian natężenia światła wywołanych ruchem wiązki światła jest rejestrowany przez kamerę. Ma on postać impulsu, którego szerokość jest proporcjonalna do średnicy włókna.

Podstawowymi zaletami omawianej metody są: i) stosunkowo duża dokładność pomiaru, ii) pomiar w szerokim zakresie mierzonych średnic bez konieczności rekonfiguracji układu pomiarowego, iii) nieskomplikowany układ optyczny, iv) potencjalnie niewrażliwość na strukturę homogeniczną włókna. Dla przykładu, komercyjny przyrząd AccuScan 3010 umożliwia pomiar średnicy włókna z dokładnością $0.3\mu\text{m}$ w zakresie $100\mu\text{m} \div 10\text{mm}$ (LaserMike, 2003). Dolna granica tego zakresu jest ograniczona głównie techniczną możliwością uformowania silnie skupionej wiązki laserowej (Cohen i Glynn, 1973: 1752) oraz zjawiskiem załamania światła przez powierzchnię włókna (Jabłoński i in., 2001).



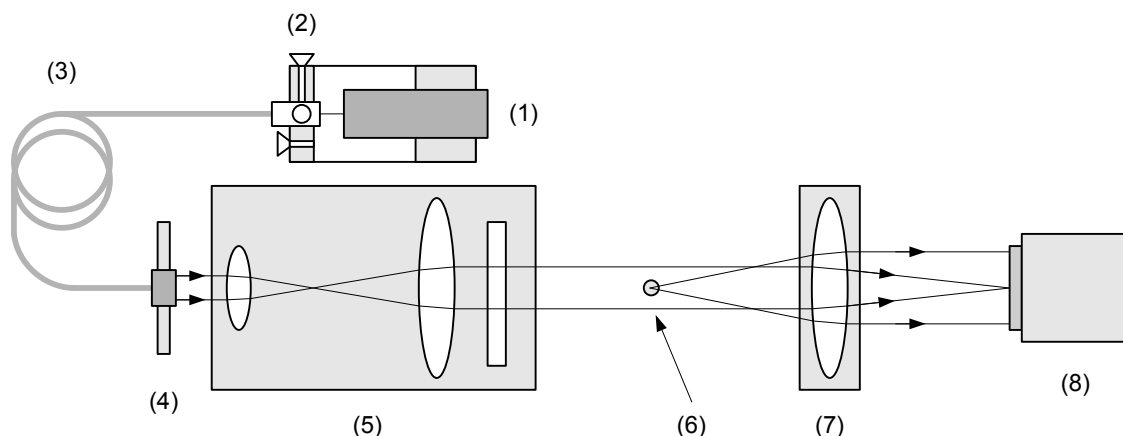
Rys. 1.19. Schemat optyczny układu do pomiaru średnicy włókna metodą laserowej wiązki skanującej (Cohen i Glynn, 1973: 1749). L_1 , L_2 , L_3 – soczewki, P – przesłona, M_1 , M_2 – zwierciadła odpowiednio stałe i obrotowe.

Otrzymany wynik pomiaru należy interpretować jako uśrednioną wartość średnicy włókna po pewnej jego długości. Dystans, wzdłuż którego wykonywany jest pomiar zależy od prędkości wyciągania włókna i od szybkości przemieszczania wiązki światła. Metoda ta nie pozwala na wykrycie wad optycznych występujących w strukturze włókna, takich jak pęcherze powietrza, inkluzje, etc.

• Dyfraktometria

Strukturę optyczną przykładowego układu do pomiaru średnicy włókna metodą dyfrakcji Fraunhofera przedstawiono na Rys. 1.20. Wiązka światła z lasera (1) wprowadzana jest za pomocą obiektywu mikroskopowego (2) do jednomodowego światłowodu utrzymującego stan polaryzacji (3). Wyjście światłowodu sprzężone jest z układem kolimacyjnym (5). Uformowana w układzie kolimacyjnym równoległa wiązka światła oświetla badane włókno (6), które znajduje się w płaszczyźnie ogniskowej przedmiotowej soczewki Fouriera (7). Kamera CCD (8) rejestruje obrazy dyfrakcyjne w polu dalekim, w ograniczonym do kilku – kilkunastu stopni zakresie kątów rozpraszania (Onofri, 2004b: 188).

Głównymi zaletami metody pomiarowej, której podstawą jest analiza obrazów dyfrakcyjnych są (Onofri i in., 2004b: 183, 188): i) stosunkowo nieskomplikowany układ pomiarowy, ii) pomiar wykonywany jest w czasie rzeczywistym, iii) zmiany położenia włókna w pewnym obszarze objętości pomiarowej nie mają wpływu na wynik pomiaru.



Rys. 1.20. Schemat optyczny układu do pomiaru średnicy włókna metodą dyfrakcyjną (Onofri i in., 2004b: 188). (1) – laser, (2) – mikroskopowy układ pozycjonujący, (3) – światłowód, (4) – optyka sprzęgająca, (5) – układ kolimacyjny, (6) – badane włókno, (7) – soczewka Fouriera, (8) – kamera CCD.

Skalarna teoria dyfrakcji jest powszechnie wykorzystywanym modelem matematycznym, umożliwiającym pomiar średnicy badanego włókna na podstawie otrzymanego obrazu dyfrakcyjnego. Podstawą analizy jest zwykle położenie pierwszego minimum dyfrakcyjnego, które w przypadku włókna o dużej średnicy występuje pod bardzo małym kątem rozproszenia. Pomiar niewielkich ugięć dyfrakcyjnych napotyka na pewne trudności techniczne. Przede wszystkim, dla uzyskania wysokiej rozdzielczości kątowej pomiaru, wymagane jest aby wiązka oświetlająca była wysoce skolimowana o przekroju poprzecznym znacznie większym od średnicy badanego włókna. Ponadto, znaczna energia pola rozproszonego koncentruje się w obrębie pierwszego maksimum dyfrakcyjnego, dlatego konieczna jest przestrzenna filtracja pola rozproszonego, aby uniknąć nasycenia kamery CCD w obrębie tego maksimum.

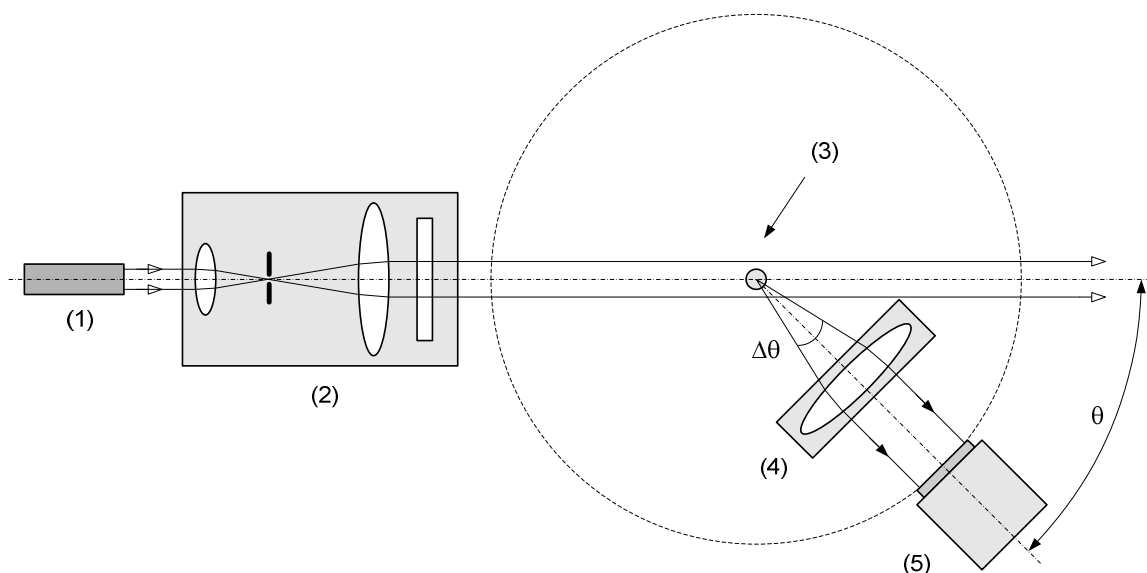
Analizę położenia pierwszego minimum dyfrakcyjnego w pomiarach włókien homogenicznych, z zastosowaniem modelu dyfrakcji Fraunhofera, zaproponowali Lebrun i in. (1996) oraz Wu (1998). Praca Lebruna i in. koncentrowały się na opracowaniu metody pomiarowej dla włókien o średnicach z zakresu $50\div 650\mu\text{m}$. Uzyskana dokładność pomiaru wynosiła około 1% na początku tego zakresu i rosła wraz ze zwiększaniem średnicy (Lebrun i in., 1996: 949). Z kolei Wu, w pomiarze włókna homogenicznego o nominalnej średnicy $125\mu\text{m}$, uzyskał dokładność pomiaru $0.4\mu\text{m}$ (0.32%).

Onofri i in. (2004b) zwracają uwagę, że obraz dyfrakcyjny włókien wykonanych ze szkła, które charakteryzują się niską wartością współczynnika ekstynkcji, zakłócany jest przez składowe fali wielokrotnie rozproszone we włóknie, dające efekt zaburzeń o charakterze rezonansowym MDR (*Morphology-Dependent Resonances*) (Owen i in., 1981; Chýlek i in., 1980). Zaburzenia te nie są uwzględniane przez skalarną teorię dyfrakcji i ograniczają dokładność pomiaru. Onofri i in. (2004b) pokazują, że dzięki złożonym procedurom estymacji, które wymagają jednak pewnej apriorycznej wiedzy o badanym włóknie, wpływ tych zaburzeń na wynik pomiaru można zminimalizować. Zbudowany przez autorów mikrometr do pomiaru średnicy homogenicznych włókien szklanych w zakresie $7\div 42\mu\text{m}$, cechuje dokładność pomiaru około 1%, w odniesieniu do pomiarów wykonanych skaningowym mikroskopem elektronowym SEM (Onofri i in., 2004b: 190). Można przypuszczać, że zjawisko MDR ogranicza zastosowanie modelu dyfrakcji Fraunhofera w pomiarach średnicy włókien niehomogenicznych, na przykład światłowodów transmisyjnych. W cytowanych powyżej pracach Lebruna i in. oraz Wu, wpływ zjawiska MDR na obraz dyfrakcyjny nie został wzięty pod uwagę.

- **Interferometria przestrzenna**

Kolejną metodą interferometryczną, która wykorzystuje wysoce koherentne promieniowanie laserowe w pomiarze średnicy włókna jest interferometria przestrzenna. Oświetlenie włókna – mikroobiektu fazowego, wiązką lasera powoduje powstanie pola rozproszonego. Pole to jest wynikiem koherentnej superpozycji fal o różnej naturze, takich jak: fale odbite od powierzchni włókna i fale wielokrotnie rozproszone w jego strukturze, fale załamane przez włókno, fale powierzchniowe, fale ugięte (van de Hulst, 1981). Udział poszczególnych fal składowych w tworzeniu pola rozproszonego, uzależniony jest od właściwości fizycznych oświetlanego włókna, takich jak: geometria, profil współczynnika załamania, tłumienność, a także od natury promieniowania oświetlającego (kształt powierzchni fazowej, rozkład natężenia). Skomplikowana natura pola rozproszonego jest głównym czynnikiem ograniczającym zastosowanie interferometrii przestrzennej w pomiarach średnicy włókien o złożonej budowie.

W typowej konstrukcji interferometru, włókno oświetlane jest prostopadle do osi symetrii silnie skolimowaną wiązką laserową o średnicy przekroju poprzecznego znacznie większej od średnicy badanego włókna (Rys. 1.21).



Rys. 1.21. Układ optyczny interferometru do pomiaru średnicy włókna metodą interferometrii przestrzennej. (1) – laser, (2) – układ kolimacyjny, (3) – badane włókno, (4) – optyka odwzorowująca, (5) – kamera CCD.

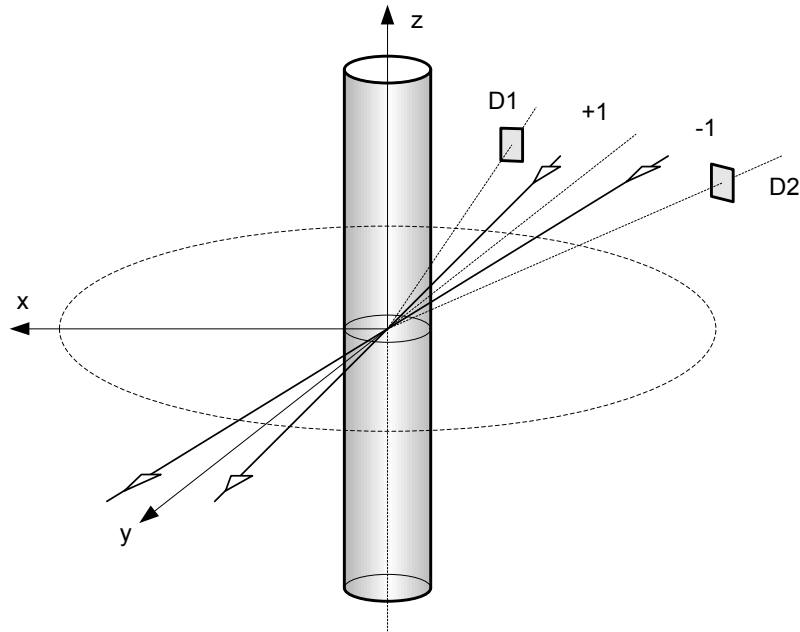
Rozproszenie światła dla takich warunków następuje w płaszczyźnie prostopadłej do osi włókna. Kątowy rozkład natężenia pola rozproszonego ma postać jasnych i ciemnych prążków o zmiennej szerokości i amplitudzie. Obraz prążkowy z przedziału kątów rozproszenia $\Delta\theta$ odwzorowywany jest do płaszczyzny przetwornika CCD, umieszczonego w kącie rozpraszania θ .

Podstawy analizy interferogramu zmiennego w przestrzeni opracował Watkins (1974). Posługując się prawami optyki geometrycznej dla modelu włókna transmisyjnego o strukturze rdzeń-płaszcz (średnica rdzenia i płaszcz odpowiednio 19.5/166.5 μm) wykazał on, że liczba prążków w określonym przedziale kątów rozpraszania do przodu, zależy średnicy włókna. Szacowana dokładność pomiaru średnicy rdzenia wyniosła około 1%, przy założeniu znajomości współczynników załamania rdzenia i płaszcz. Watkins w swojej pracy nie bada jednak wpływu szeregu istotnych składowych pola rozproszonego, na przykład fal wielokrotnie rozproszonych w strukturze włókna czy fal odbitych od granicy rdzeń-płaszcz, na obraz tego pola i słuszność otrzymanych wyników.

Seakang i Chu (1979), dla modelu włókna o gradientowym profilu współczynnika załamania wykazali, że średnica włókna może być zmierzona na podstawie analizy położenia kątowego wybranych prążków interferencyjnych w obrazie pola rozproszonego wstecz. Autorzy wskazują, że pomiar średnicy możliwy jest w niewielkim zakresie jej zmian ze względu na złożony charakter pola. Według autorów, dokładność pomiaru średnicy wynosi około 1% dla włókna o nominalnej średnicy 67.5 μm (Seakang i Chu, 1979: 3281).

- **Interferometria czasowa: fazowa interferometria dopplerowska (PDI)**

Fazowa interferometria dopplerowska PDI (*Phase Doppler Interferometry*), jako technika pomiaru średnicy włókna optycznego, wykorzystuje dwie przecinające się wiązki spójnego światła laserowego do wytworzenia objętości pomiarowej o niewielkich rozmiarach – rzędu ułamków milimetra (Rys. 1.22). Obszar ten musi być znacznie większy od średnicy badanego włókna. W strefie objętości pomiarowej wiązki te interferują ze sobą, tworząc obraz wzajemnie równoległych prążków (na Rys. 1.22 prążki te są równoległe względem płaszczyzny xz), oddalonych od siebie o odległość będącą funkcją kąta pomiędzy wiązkami oraz długości fal tworzących objętość pomiarową. Dwie koherentne wiązki światła laserowego powinny być wzajemnie przesunięte w częstotliwości o około $\nu_s = 50 \div 200 \text{kHz}$,



Rys. 1.22. Geometria interferometru PDI do pomiarów średnicy włókna optycznego z detektorami umieszczonymi w zakresie kątów rozpraszania wstecz. D_1 , D_2 – detektory, +1 i -1 są indeksami laserowych wiązek oświetlających.

aby wytworzyć ruchomy obraz interferencyjny (Onofri i in. 2004a: 1280). Przesunięcie to realizowane jest poprzez wstawienie w jedną lub obie gałęzie interferometru obrotowego elementu polaryzacyjnego, obrotowej siatki dyfrakcyjnej, modulatora elektrooptycznego lub akustooptycznego (Albrecht i in., 2005: 56). Włókno umieszczone w tak skonstruowanej objętości pomiarowej rozprasza światło, które mierzone jest przez dwa punktowe detektory rozmieszczone w płaszczyźnie rozpraszania xy (Rys. 1.22) pod określonymi kątami. Natężenie światła mierzone przez detektory składa się szeregu oscylacji, nazywanych sygnałami Dopplera (Onofri i in., 2003: 176):

$$I_1(t) = P_1 (1 + V_1 \cos(2\pi\nu_D t + \phi_1)) \quad (1.24)$$

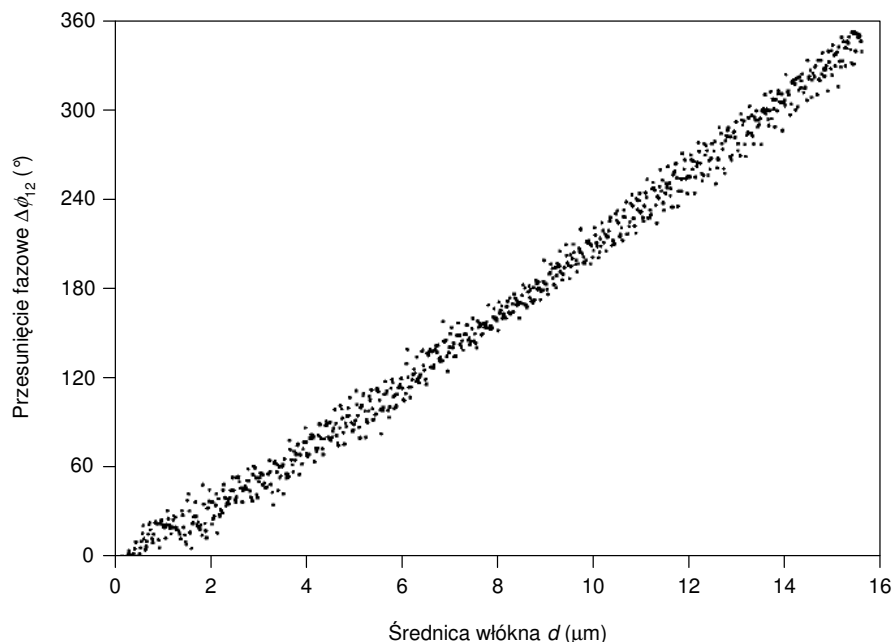
$$I_2(t) = P_2 (1 + V_2 \cos(2\pi\nu_D t + \phi_2)) \quad (1.25)$$

gdzie: P , V , ϕ – odpowiednio piedestał (funkcja obwiedni), kontrast oraz faza sygnału Dopplera. Parametry te zależą od własności włókna (średnica, współczynnik załamania) oraz geometrii interferometru. Współczynnik ν_D jest częstotliwością sygnału Dopplera. Jeśli pozycja włókna nie zmienia się w płaszczyźnie rozproszenia, wówczas $\nu_D = \nu_s$. Wzajemne przesunięcie fazowe $\Delta\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$ pomiędzy sygnałami $I_1(t)$ oraz $I_2(t)$, używane

jest fazowej interferometrii dopplerowskiej do pomiaru średnicy d włókna. Relacja $\Delta\phi_{12} = f(d)$ nazywana jest charakterystyką PDRS (*Phase-Diameter Relationship*).

Istnieje szereg czynników, które wpływają na wartość przesunięcia fazowego $\Delta\phi_{12}$, oraz na jego zmienność podczas pomiaru średnicy włókna w procesie produkcji. Czynniki te wpływają na liniowość charakterystyki PDRS, a w konsekwencji na błąd pomiaru średnicy. Są to przede wszystkim:

- i. Oscylacje o charakterze wysokoczęstotliwościowym zależności PDRS. Sankar i Bachalo (1991), posługując się przybliżeniem optyki geometrycznej sugerują, że oscylacje mają swoje źródło we wzajemnych interferencjach promieni o różnych rzędach, wielokrotnie załamanych w strukturze włókna. Niepewność pomiaru średnicy włókna wywołana tymi oscylacjami, zależy od konfiguracji interferometru (położenie detektorów, ich apertura numeryczna, kąt przecięcia wiązek laserowych). Dla zależności PDRS z Rys. 1.23, uzyskanej przez Schaub i in. (1998: 579), błąd pomiaru wynosi około $0.5\mu\text{m}$. Autorzy zaznaczają również, że dla innej konfiguracji interferometru, dla której detektory położone są w zakresie kątów rozproszenia do przodu, błąd ten można zredukować do $0.25\mu\text{m}$ (Schaub i in., 1998: 579).



Rys. 1.23. Przykładowy wykres przesunięcia fazowego pomiędzy sygnałami dopplerowskimi w funkcji średnicy wykonany dla homogenicznego włókna optycznego. Wykres wykonano w układzie detektorów umieszczonych w zakresie kątów rozproszenia wstecz (161° , 192°). Wiązki laserowe o długości fali $0.4579\mu\text{m}$ pracują w modzie TEM_{00} . Współczynnik konwersji fazy wynosi $19.76^\circ/\mu\text{m}$ (Schaub i in., 1998: 579).

Podobne wyniki uzyskał Onofri (2005). Wykazał on, że dla optymalnie dobranej konfiguracji interferometru, wartość błędu pomiaru średnicy w pomiarach homogenicznego włókna krzemionkowego może wynosić około $0.35\mu\text{m}$ w zakresie średnic $7\div 42\mu\text{m}$ (Onofri, 2005: 42).

- ii. Przeszczanie się włókna w objętości pomiarowej i zmiana jego kąta nachylenia, wywołane wibracjami produkowanego włókna. Ocenę wpływu tych parametrów na zmiany przesunięcia fazowego $\Delta\phi_{12}$, wykonali Schaub i Naqwi (1997). Symulacja numeryczna uwzględniała przemieszczenie włókna o średnicy z zakresu $0.1\div 20\mu\text{m}$ w polu elipsoidy pomiarowej o długości osi $\Delta x = \pm 1100\mu\text{m}$, $\Delta y = \pm 350\mu\text{m}$, oraz zmiany kąta nachylenia włókna względem osi z w zakresie $0\div 5^\circ$. Wzięto również pod uwagę skończoną wartość apertury detektorów (Schaub i Naqwi, 1997: 55). Dla tych warunków pomiaru, amplituda oscylacji fazy dla włókna o średnicy $15\mu\text{m}$ wyniosła około 75° , co przekłada się na niepewność pomiaru średnicy wynoszącą około $3\mu\text{m}$. Zaobserwowano również, że oscylacje fazowe zwiększają się wraz ze zwiększaniem średnicy badanych włókien.

Zmiany współczynnika załamania włókna mają niewielki wpływ na położenie poszczególnych ekstremów oscylacyjnych w charakterystyce PDRS. Szacuje się, że dwójłomna zmiana współczynnika załamania włókna o około 0.015 w polu naprężeń indukowanych mechanicznie w procesie wyciągania, powoduje powstanie błędu pomiaru o wartości $\sim 0.04\mu\text{m}$ (Onofri i in., 2003: 178). Nieciągłości współczynnika załamania w postaci pęcherzy powietrza, inkluzji, itp., wywołują skokową zmianę fazy sygnałów Dopplera (Onofri i in., 2003: 181). Zaburzenie takie może być interpretowane jako nieciągłość struktury włókna pod warunkiem zastosowania dolnoprzepustowej filtracji sygnału fazowego. Z drugiej strony, filtracja taka zmniejsza czułość metody na szybkozmienne fluktuacje średnicy włókna.

Badania Schaub i in. (1998) wykazały, że faza sygnałów dopplerowskich może być znacząco zakłócona w warunkach silnej absorpcji włókna. Empiryczną wartością współczynnika ekstynkcji κ , powyżej której obserwuje się nawet zmiany monotoniczności charakterystyki PDRS jest 0.001 (Schaub i in., 1998: 580).

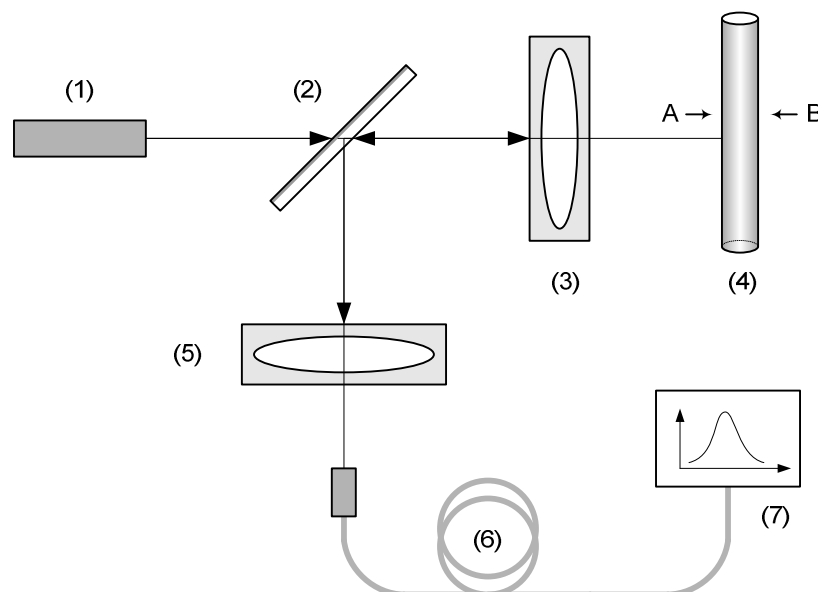
W fazowej interferometrii dopplerowskiej, zakres pomiarowy kształtowany jest poprzez zmianę kąta nachylenia wykresu PDRS. Uzyskują się to poprzez dobór kąta przecięcia wiązek oświetlających, prowadzący do zmiany ilości prążków interferencyjnych w objętości

pomiarowej (Onofri i in., 2003: 176). Rozszerzenie zakresu pomiarowego, przy określonej dokładności pomiaru fazy, pogarsza jednak możliwość detekcji niewielkich zmian średnicy. Innymi słowy, dla zachowania relatywnie dużej dokładności pomiaru konieczne jest zawężanie zakresu mierzonych średnic.

Konstrukcje fazowych interferometrów dopplerowskich opisywane w cytowanej powyżej literaturze, optymalizowane są pod kątem pomiaru średnicy włókien homogenicznych, stosowanych w materiałach kompozytowych. Brak jest doniesień o próbie aplikacji tej metody do pomiaru włókien o większych średnicach oraz włókien niehomogenicznych.

- **Interferometria widmowa**

Interferometria widmowa, znana także jako optyczna tomografia koherencyjna w dziedzinie widmowej (FDOCT – *Fourier Domain Optical Coherence Tomography*) (Jasapara i in., 2003; 2006; Jasapara 2005; Jasapara i Wielandy, 2005), jest relatywnie nową techniką, w której informacje o badanym włóknie optycznym uzyskiwane są na podstawie analizy interferogramu zmiennego w dziedzinie częstotliwości, powstającego w wyniku odbicia impulsu laserowego o poszerzonym spektrum od badanego włókna. Schemat struktury optycznej układu pomiarowego przedstawiono na Rys. 1.24. Impuls z lasera z synchronizacją modów domieszkowanego Er^+ (1), skupiany jest za pomocą obiektywu (3) na powierzchni



Rys. 1.24. Struktura układu do pomiaru średnicy włókna metodą interferometrii widmowej (wg. Jasapara i in., 2003). (1) – laser femtosekundowy, (2) – rozdzielacz wiązki, (3, 5) – obiektywy, (4) – badane włókno, (6) – światłowód, (7) – spektrometr.

badanego włókna (4). Światło odbite od włókna, gromadzone przez obiektyw (3) i odbijane przez płytkę światłodziącą (2), sprzęgane jest za pośrednictwem obiektywu (5) ze światłowodem (6) i podawane na wejście spektrometru (7).

Składowa światła odbitego od powierzchni A włókna interferuje ze składową odbitą od powierzchni B , propagującą się przez włókno dwukrotnie. Spektralny rozkład natężenia, rejestrowany przez spektrofotometr, opisuje równanie (Jasapara i in., 2003: 601):

$$I(\lambda) = I_A(\lambda) + I_B(\lambda) = 2\sqrt{I_A I_B} \cos(\phi) \quad (1.26)$$

gdzie: λ – długość fali promieniowania, I_A, I_B – natężenia widmowe składowych odpowiednio A i B , ϕ – oznacza różnicę faz pomiędzy interferującymi składowymi, która zależy od średnicy i współczynnika załamania badanego włókna, oraz od długości fali.

Przesunięcie fazowe manifestowane jest powstaniem maksimum w interferogramie w miejscach odpowiadającym wielokrotności liczby 2π . Zmiana średnicy włókna powoduje przesunięcie maksimum w widmie (Jasapara i in., 2003: 602).

Zdolność opisywanej metody do detekcji niewielkich zmian średnicy wynika z rozdzielczości spektrometru. Autorzy donoszą, że dla pomiarów włókna o nominalnej średnicy $125\mu\text{m}$ i spektrometru o rozdzielczości 0.05nm , udało się uzyskać czułość na poziomie $0.01\mu\text{m}$ (Jasapara i in., 2003: 603). Oprócz wysokiej czułości, zaletą interferometrii widmowej jest duża szybkość działania i możliwość detekcji wad optycznych we włóknie. Potencjalnie metodą tą można obrazować strukturę włókien niehomogenicznych poprzez widmową analizę składowych odbijanych od poszczególnych warstw różniących się wartością współczynnika załamania. Autorzy ograniczają jednak analizę tylko do składowych I_A, I_B , przyjmując, że w zaprojektowanym interferometrze składowe odbite od warstw o niewiele różniących się współczynnikami załamania mają bardzo małą amplitudę i są przez to trudne w detekcji. Nie jest również dokładnie poznany wpływ przemieszczenia włókna w polu pomiarowym oraz wpływ krzywizny włókna na dokładność wyniku pomiaru.

1.8. Podsumowanie

Z punktu widzenia właściwości optycznych, włókno optyczne wykonane ze szkła można traktować jako ośrodek:

- *Liniowy*. Postulat ten jest słuszny pod warunkiem, że propagacja fali w szkle odbywa się na niewielkich dystansach, oraz gdy natężenie fali jest pomijalnie małe w porównaniu z natężeniem pól wewnętrznych.
- *Anizotropowy*. Jest to przede wszystkim anizotropia współczynnika załamania (dwójłomność), wymuszona w polu naprężeń indukowanych w procesie produkcji preformy i procesie wyciągania włókna (samo szkło jest strukturą amorficzną wykazującą izotropię właściwości fizycznych i ich addytywność). Anizotropia współczynnika ekstynkcji w paśmie optycznym jest pomijalnie mała. Warto zaznaczyć, że wpływ naprężeń na współczynnik załamania jest tym większy im mniejsza jest średnica włókna.
- *Dyspersyjny* (dyspersja chromatyczna). W zakresie częstotliwości optycznych wartość współczynnika załamania maleje wraz ze zwiększaniem długości fali (obszar dyspersji normalnej).
- *Niehomogeniczny* (pod względem przestrzennym). Niehomogeniczności, rozumiane jako obszary o odmiennym współczynniku załamania, wynikają z przyjętego modelu refrakcyjnego włókna, a także z obecności różnorodnych zaburzeń struktury szkła (wad optycznych) w postaci pęcherzy powietrza, zanieczyszczeń, etc.

Parametry optyczne włókna zależą również od temperatury. Nie poznano jak dotąd dokładnie wpływu warunków procesu technologicznego w miejscu pomiaru na parametry optyczne włókna.

Włókna optyczne wykonane z polimerów charakteryzują się nieco odmiennymi parametrami optycznymi. Polimer jest materiałem o strukturze amorficznej bądź uporządkowanej i wykazuje właściwości odpowiednio izotropowe lub anizotropowe. Polimer tłumi światło w znacznie większym stopniu niż szkło a jego parametry optyczne zależą od temperatury w dużo większym stopniu niż parametry szkła. Światłowody polimerowe cechują się większą różnicą współczynników załamania pomiędzy rdzeniem i płaszczem w porównaniu do światłowodów szklanych.

Rozdział 2

Dyfraktometria wysokiej rozdzielczości

2. Dyfraktometria wysokiej rozdzielczości

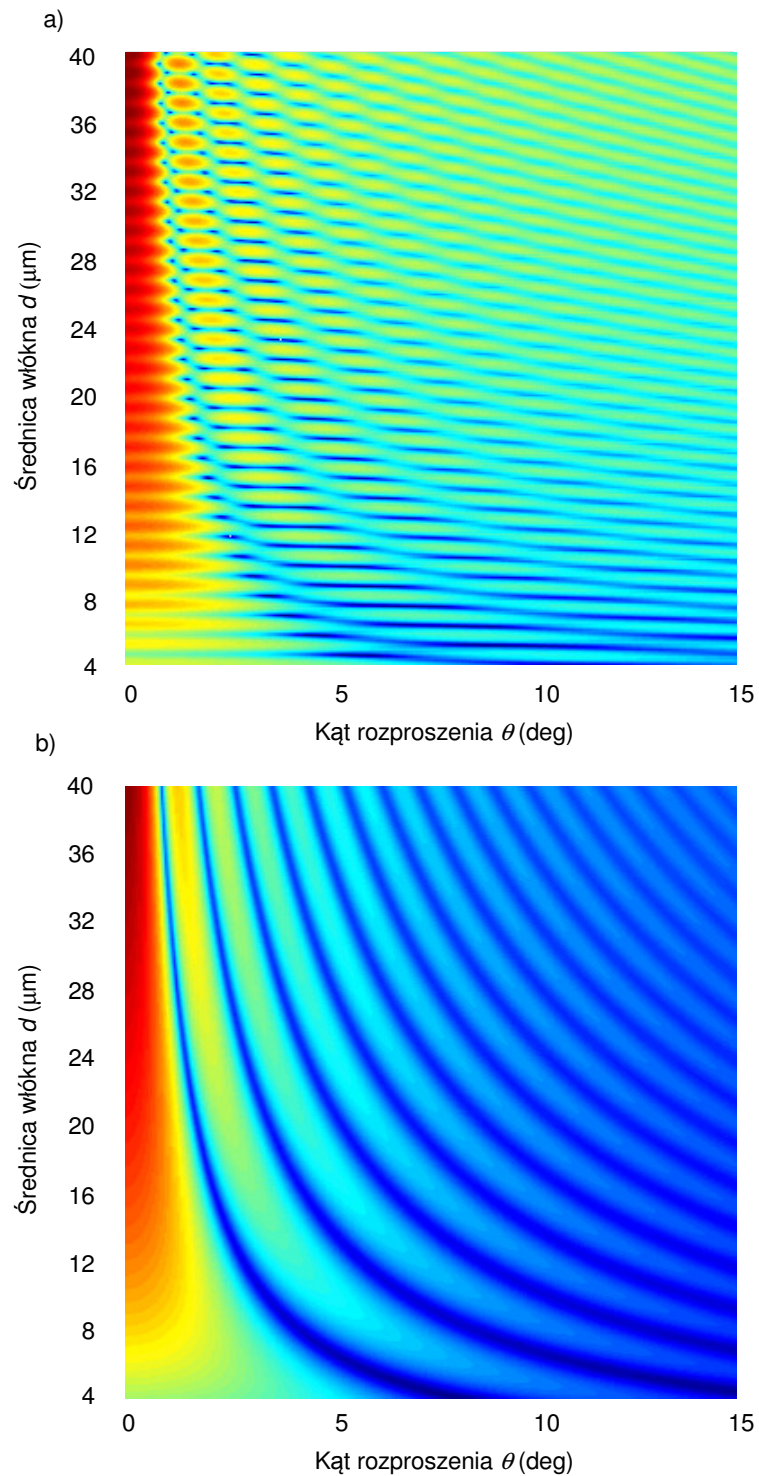
W niniejszym rozdziale przedstawiono propozycję metody analizy pierwszego minimum dyfrakcyjnego w pomiarze średnicy włókna optycznego, wykorzystującą quasi-monochromatyczne promieniowanie niekoherentne jako narzędzie badawcze. Potencjał tej metody został przebadany pod kątem zastosowań w pomiarach włókien stosowanych w materiałach kompozytowych ($d < 25\mu\text{m}$).

2.1. Problemy wykorzystania monochromatycznej fali rozproszonej w obszarze dyfrakcyjnym do pomiarów właściwości fizycznych włókna optycznego

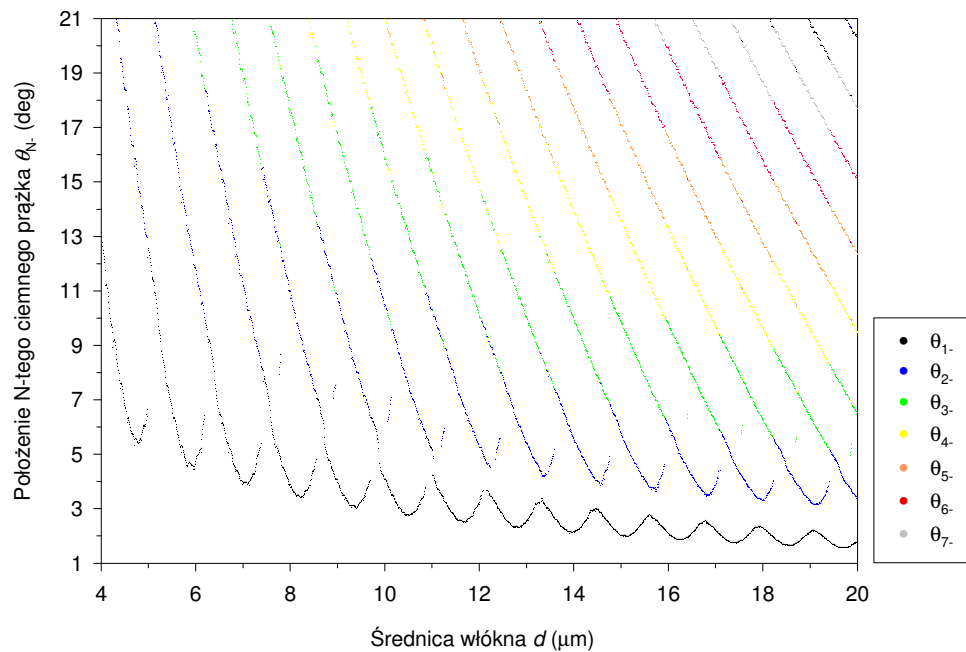
Dyfraktometria laserowa jest narzędziem poznawczym, które zostało szczególnie dobrze rozwinięte w badaniach właściwości fizycznych ośrodków wielofazowych (Xu, 2000, rozdz. 3), a także w pomiarach cech pojedynczych obiektów silnie tłumiących falę elektromagnetyczną, takich jak metalowy drut (Tang i in., 1999; Xie i in., 1991). W wymienionych przypadkach, natura badanego obiektu decyduje o tym, że możliwy jest pełny opis fizyczny i matematyczny zjawiska rozproszenia fali na gruncie uproszczonych praw, na przykład dyfrakcji Fraunhofera.

Wykorzystanie zjawiska dyfrakcji promieniowania laserowego w badaniach pojedynczych obiektów rozpraszających falę, lecz charakteryzujących się niską tłumiennością i wysokim stopniem symetrii osiowej (takich jak włókno optyczne), napotyka na trudności. W wykresie poziomicowym natężenia fali rozproszonej w funkcji kąta rozproszenia i średnicy (Rys. 2.1a) takiego obiektu obserwuje się liczne nieregularności oraz zakłócenia o charakterze rezonansowym, nie przewidywane przez teorię dyfrakcji Fraunhofera. Położenie kątowe kolejnych minimów nie jest monotoniczną funkcją średnicy cząstki (Rys. 2.2), co jest szczególnie wyraźne dla niewielkich średnic, w odniesieniu do długości fali promieniowania oświetlającego. Zakłócenia te nie występują w wykresie poziomicowym fali rozproszonej np. obiektu silnie tłumiącego falę (Rys. 2.1b), zatem genezy tych zakłóceń należy upatrywać w morfologii cząstki.

Jedyna jak dotąd procedura inwersji danych dyfrakcyjnych, optymalizowana pod kątem pomiaru średnicy włókien stosowanych w materiałach kompozytowych,



Rys. 2.1. Wykres poziomicowy natężenia fali rozproszonej (skala log) w funkcji kąta rozproszenia dla różnych średnic włókna, uzyskany drogą symulacji z wykorzystaniem teorii Lorenza-Mie: **(a)** dla włókna o słabych własnościach absorpcyjnych ($m = 1.5505 + i1E-8$), **(b)** dla włókna silnie absorbującego falę ($m = 1.5505 + i1$). Polaryzacja TM-TM, długość fali monochromatycznej $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$.



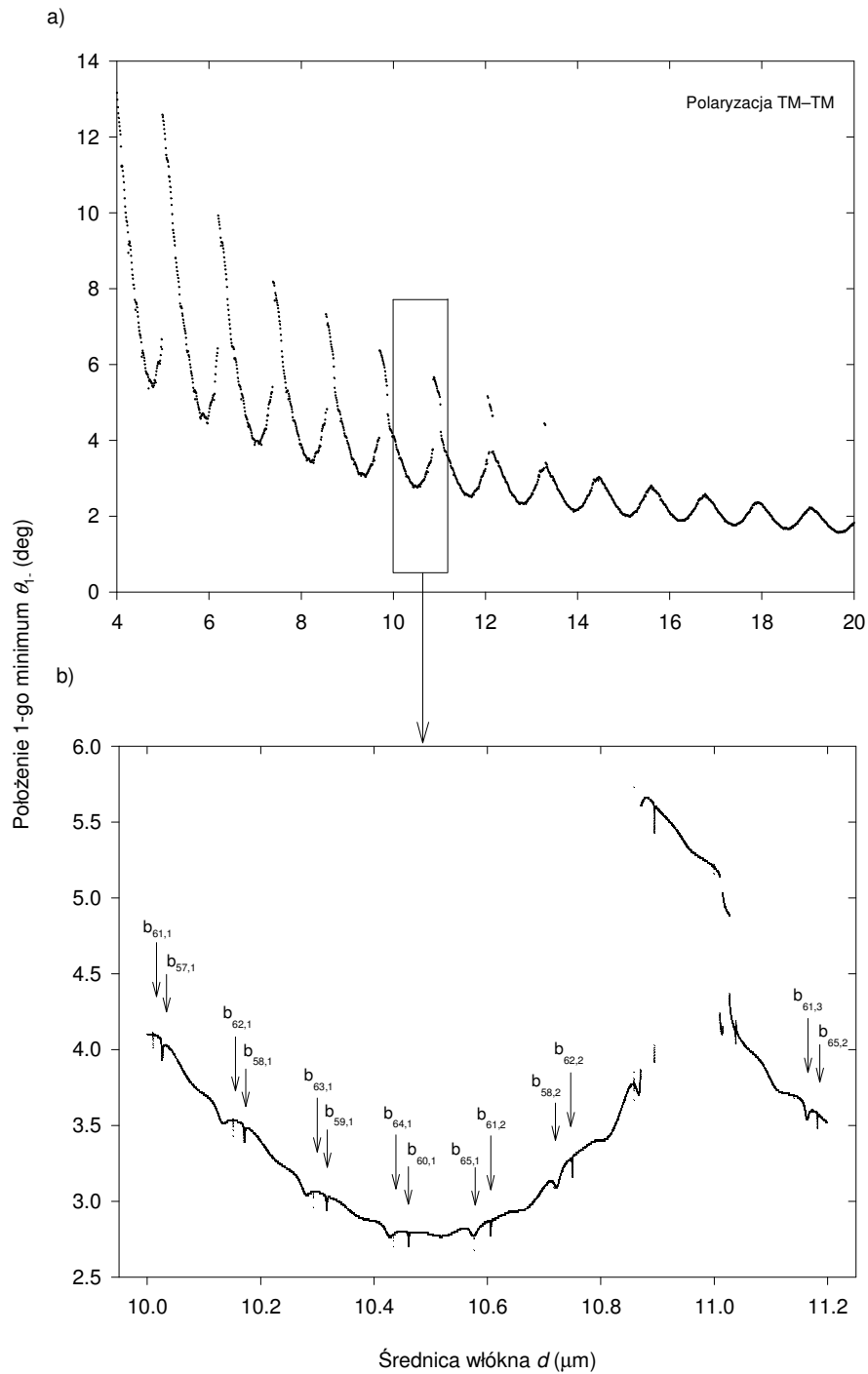
Rys. 2.2. Polożenie kątowne pierwszych sześciu ciemnych prążków pola rozproszonego w funkcji średnicy włókna rozpraszającego falę monochromatyczną. Parametry symulacji: polaryzacja TM–TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, $m = 1.5505 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3).

została opracowana przez Onofriego i in. (*Joint Probability Method*) (Onofri i in., 2004b; Lenoble, 2004, rozdz. 4). Procedura ta bazuje na wiedzy apriorycznej o badanym włóknie, zgromadzonej drogą symulacji komputerowej według teorii Lorenza-Mie, porównywanej za pomocą estymatora korelacyjnego z obrazem rzeczywistym. Wymagana jest przy tym dokładna znajomość współczynnika załamania włókna oraz jego zmian w procesie kształtowania technologicznego.

2.2. Natura pola rozproszonego na włóknie optycznym pod małym kątem

W charakterystyce położenia kątownego pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym w funkcji średnicy (Rys. 2.3) włókna o niewielkiej tłumienności ($\kappa = 1\text{E-}8$), wykonanej z dużą rozdzielczością ($\Delta d = 0.00001\mu\text{m}$), można wyróżnić następujące elementy:

- *strukturę interferencyjną* – szereg równomiernie rozłożonych maksimów i minimów o charakterze interferencyjnym (Rys. 2.3a),
- *strukturę rezonansową* – w postaci mikrostrukturalnych, wąskich elementów mających formę rezonansowych pików (Rys. 2.3b),
- monotoniczny trend zmian θ_1 . (Rys. 2.3a).



Rys. 2.3. (a) Położenie kątowe pierwszego ciemnego prążka θ_1 w polu rozproszonym w funkcji średnicy włókna szklanego, (b) lokalizacja maksimów rezonansowych współczynnika rozpraszania b_n na wykresie położenia pierwszego minimum θ_1 w funkcji średnicy włókna w zakresie $10.0 \div 11.2 \mu\text{m}$. Parametry symulacji: polaryzacja TM-TM, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, $m = 1.5505 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji z wykresu (b): $\Delta d = 0.00001 \mu\text{m}$, $\Delta \theta_1 = 0.01^\circ$.

2.2.1. Struktura rezonansowa

Mikrostrukturalne piki rezonansowe MDR (*Morphology-Dependent Resonances*), podobne do tych oznaczonych na wykresie położenia kąтового θ_1 pierwszego ciemnego prążka (Rys. 2.3b), zostały zaobserwowane m.in. w widmie emisyjnym i absorpcyjnym cząstki sferycznej (Chýlek 1978, Barber i Hill, 1990: 213) i cząstki cylindrycznej (Owen i in., 1981; Barber i in., 1982), widmie promieniowania rozproszonego mikrosfery o charakterze fluorescencyjnym (Benner i in., 1980), a także Ramanowskim (Thum i Kiefer, 1985). Podobne obserwacje dotyczą widma ciśnienia radiacyjnego cząstki sferycznej poddanej lewitacji optycznej (Ashkin i Dziedzic, 1981).

Obiekt fizyczny charakteryzujący się wysokim stopniem symetrii osiowej i niskim tłumieniem, w szczególności włókno optyczne, może być traktowane jako mikrorezonator optyczny. Część energii optycznej oświetlonego obiektu jest rozpraszana pod różnymi kątami do otoczenia, a część zostaje w nim „uwięziona”, propagując się na zasadzie kolejnych odbić od granicy obiekt – otoczenie w warunkach bliskich całkowitemu wewnętrznemu odbiciu, tworząc w ten sposób złożoną, falową strukturę przestrzenną. Pik o charakterze rezonansowym powstaje w wyniku konstruktywnej interferencji w miejscach, w których fala zatacza pełny okrąg (Nussenzveig, 1992: 43 i następne). Charakterystyczny sposób propagacji fal wewnątrz włókna daje podstawy do nazwania ich falami powierzchniowymi (Chýlek, 1980).

Matematyczne przyczyny powstawania mikrostrukturalnych pików rezonansowych można objaśnić poprzez analizę równań Lorenza-Mie, wyrażających natężenie fali rozproszonej w polu dalekim. Dla dwóch rozpatrywanych w niniejszym rozdziale stanów polaryzacji, TM–TM ($E_{\perp i} = 0$) oraz TE–TE ($E_{\parallel i} = 0$), mają one postać (np. Bohren i Huffman, 1983: 202):

$$I_{\parallel s}(\theta, x, m) = \frac{2}{\pi k r \sin \zeta} \left| b_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos(n\theta) \right|^2 I_{\parallel i} \quad (2.1)$$

$$I_{\perp s}(\theta, x, m) = \frac{2}{\pi k r \sin \zeta} \left| a_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\theta) \right|^2 I_{\perp i} \quad (2.2)$$

gdzie: θ – kąt rozproszenia, $x = kd/2$ jest parametrem rozmiarowym włókna o średnicy d , m – zespolonym współczynnikiem załamania włókna, I_i – jest natężeniem fali padającej, $k = 2\pi/\lambda$, λ – długość fali. Amplitudowe współczynniki rozwinięcia pola

elektromagnetycznego a_n i b_n są zespolonymi funkcjami parametrów włókna (zespolonego współczynnika załamania, średnicy) i parametrów oświetlenia (długości fali i jej kąta padania) (Bohren i Huffman, 1983: 202). Włókno optyczne wykazuje własności rezonansowe ($I_s \rightarrow \infty$), w miejscach, w których funkcje a_n i b_n mają bieguny. Bieguny te występują na płaszczyźnie zespolonej w specyficznych punktach $\tilde{x}_{n,l}$, lub równoważnie, dla zespolonych pulsacji $\tilde{\omega}_{n,l} = \tilde{x}_{n,l}c/(d/2)$. Istnieje przy tym szereg wartości \tilde{x} , numerowanych indeksem l , dla których zostaje wzbudzony określony mod n (l jest rzędem modu n). Dla rzeczywistych pulsacji $\omega_{n,l}$ mianowniki współczynników a_n , b_n osiągają wartości minimalne, bliskie zeru, co odpowiada powstaniu piku rezonansowego natężenia o skończonej amplitudzie.

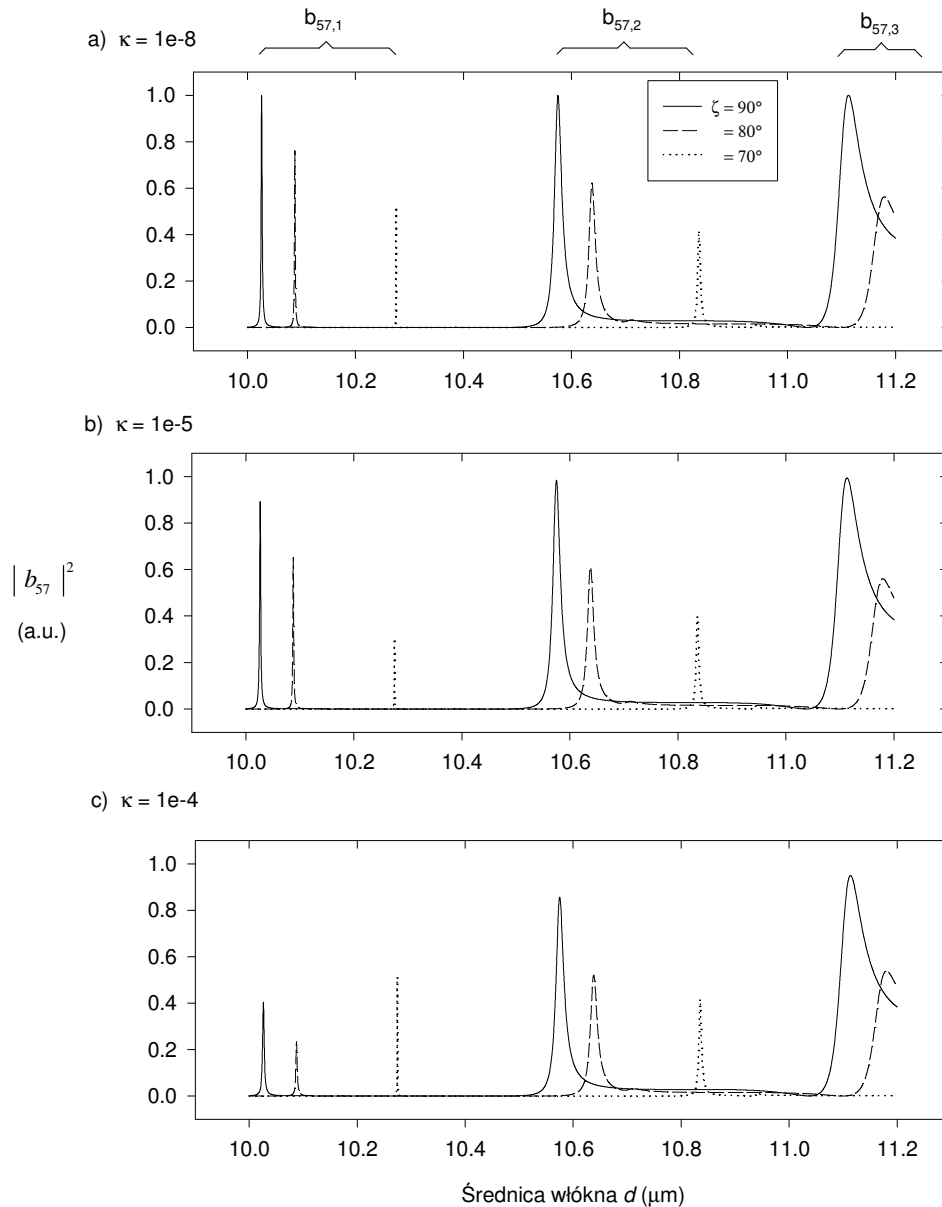
Wynik identyfikacji modów rezonansowych współczynnika b_n przedstawiono na Rys. 2.3b. Dla wybranego zakresu średnic włókna, zostały oznaczone mody $n = 57\div 65$, przy czym dominujący wpływ na charakterystykę mają mody rzędu $l = 1$ i 2 .

Podstawowe właściwości zaobserwowanych mikrostrukturalnych pików rezonansowych są następujące:

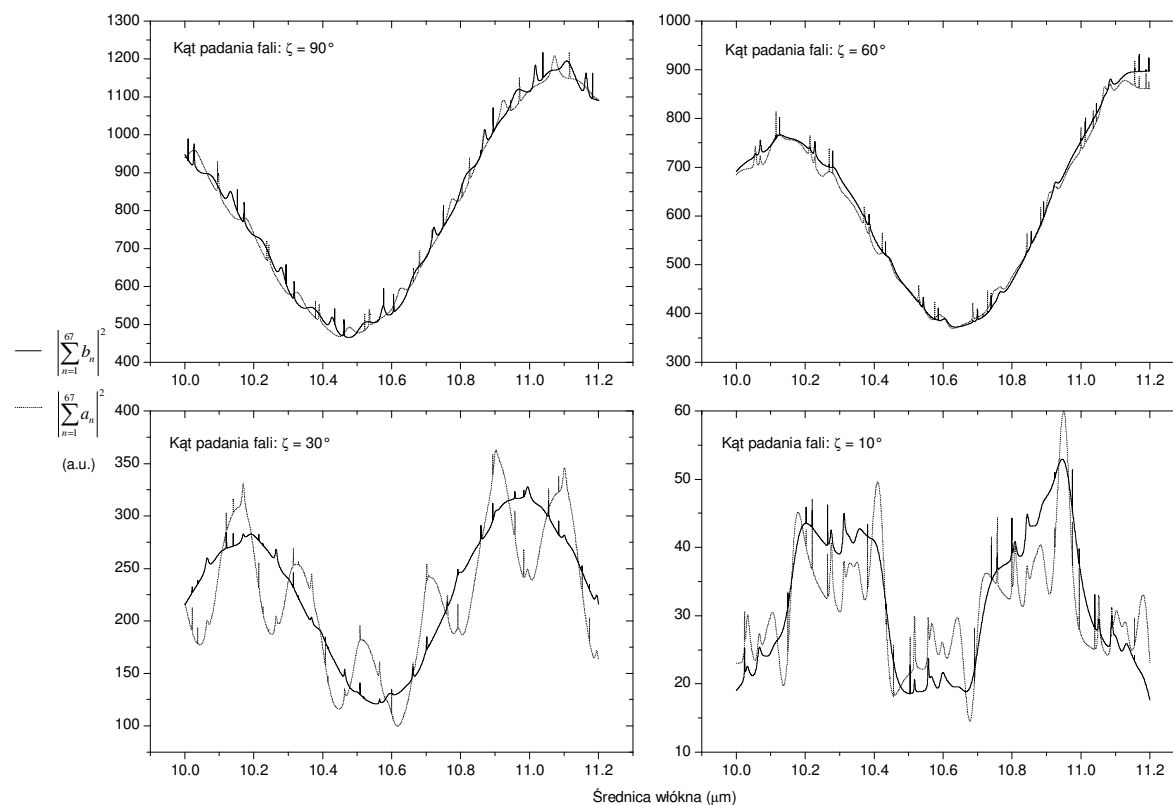
- i. Współczynniki a_n i b_n nie zależą od kąta obserwacji θ , więc rezonans będzie wpływał na położenie wszystkich ekstremów. Miejsce jego wystąpienia zależy od średnicy i współczynnika załamania włókna, długości fali i kąta jej padania.
- ii. Tłumienie włókna wpływa degenerująco na amplitudę pików rezonansowych. Fakt ten wynika z wykresu $|b_{57}|^2$ wykonanego dla różnych współczynników ekstynkcji κ włókna i różnych kątów padania fali ζ (Rys. 2.4a, b, c). Piki rezonansowe są tłumione, lecz nie zanikają. Fakt ten sugeruje, że zmniejszanie wpływu pików rezonansowych możliwe jest poprzez wykonywanie pomiarów w dalekiej podczerwieni lub nadfiolecie, gdzie tłumienie szkła lub polimeru jest duże.
- iii. Pochylenie włókna względem fali padającej powoduje:
 - Przesunięcie pików rezonansowych w stronę większych średnic (Rys. 2.4a, b, c). Obserwuje się również zwiększanie odległości pomiędzy kolejnymi maksimami rezonansowymi danego modu.
 - Zmianę amplitudy pików rezonansowych. Zmniejszenie amplitudy wykazują symulacje numeryczne wykonane dla szkła o tłumieniu $\kappa = 1E-8$ oraz $1E-5$ (Rys. 2.4a i b). Nieco odmienne wyniki otrzymano dla $\kappa = 1E-4$ (Rys. 2.4c) – dla kąta pochylenia 70° , amplituda rezonansu $b_{57,1}$ jest większa niż dla kątów 80 i 90° .

Zachowanie pojedynczego modu nie daje jednak pełnego obrazu zmian pola rozproszonego na włóknie optycznym pod wpływem zmian kąta nachylenia włókna.

Dla oceny wpływu wszystkich znaczących modów rezonansowych na pole rozproszone wykonano obliczenia kwadratu wartości bezwzględnej sumy pierwszych 67 modów współczynnika rozpraszania a_n i podobnej sumy dla współczynnika b_n przy wybranych kątach padania fali (Rys. 2.5). Wykresy te potwierdzają zmniejszanie amplitudy pików rezonansowych w wyniku pochylenia włókna. Piki rezonansowe nie są jednak całkowicie tłumione.



Rys. 2.4. Kwadrat wartości bezwzględnej (*natężenie*) zespolonego współczynnika rozpraszania b_{57} dla wybranych kątów padania fali ($\zeta = 90, 80, 70^\circ$), oraz dla wybranych współczynników ekstynkcji ($\kappa = 1E-8, 1E-5, 1E-4$). Parametry symulacji: $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, $n = 1.5505$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji $\Delta d = 0.00001\mu\text{m}$.



Rys. 2.5. Kwadrat wartości bezwzględnej (*natężenie*) sumy modów współczynnika rozpraszania a_n i kwadrat wartości bezwzględnej sumy modów współczynnika rozpraszania b_n ($n = 1 \div 67$) dla wybranych kątów padania fali ($\zeta = 90, 60, 30, 10^\circ$). **Uwaga:** wykresy wykonane są w różnych skalach. Parametry symulacji: $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $n = 1.5505$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji $\Delta d = 0.00001 \mu\text{m}$.

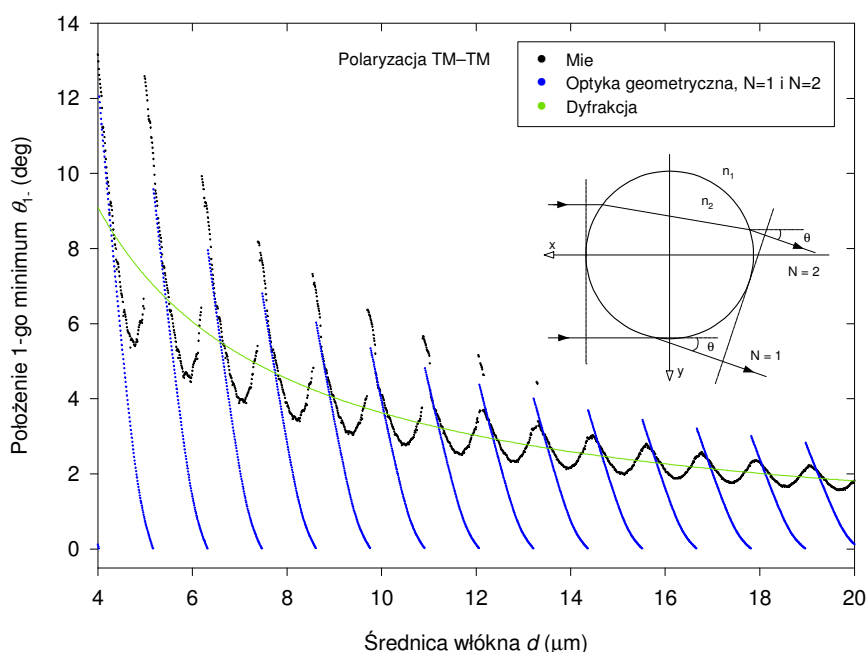
Interpretację fizyczną efektu osłabienia amplitudy pików rezonansowych w wyniku nachylenia włókna podają Lock (1997) oraz Poon i in. (1998). Nachylenie włókna zmienia rozkład przestrzenny energii we włóknie – rezonatorze optycznym. Fale poruszające się spiralnie po powierzchni włókna interferują wzajemnie w innych miejscach niż w przypadku oświetlenia normalnego. Efekt interferencyjny, mierzony amplitudą pików rezonansowych zmienia się, ale będzie występował niezależnie od kąta nachylenia (Lock, 1997b: 659).

- iv. Najbardziej znaczący wpływ na zmiany położenia kąтового pierwszego ciemnego prążka θ_1 mają mody rezonansowe najniższych rzędów, głównie 1 i 2 (jak na Rys. 2.3b), tj. mody o stromych zboczach (Rys. 2.4a, b, c).
- v. Powyższe wnioski uzupełniają symulacje numeryczne wykonane przez Barbera i Hilla (1990: 43). Wykazują one, że zastosowanie detektora promieniowania o szerokim kącie akceptacji zmniejsza nieco amplitudę pików obecnych w widmie radiacyjnym cząstki cylindrycznej.

2.2.2. Struktura interferencyjna

Przyczyny powstawania stromych maksimum i minimum o charakterze interferencyjnym, widocznych na wykresie położenia kąтового pierwszego ciemnego prążka θ_1 w funkcji średnicy włókna d (Rys. 2.3), tłumaczy teoria dyfrakcji anomalnej zaproponowana przez van de Hulsta (1981). Według tej teorii, pole rozproszone na obiekcie o niskiej tłumienności pod niewielkim kątem jest kombinacją części pola ulegającej dyfrakcji, oraz części pola odbitego i załamane go przez obiekt pod niewielkim kątem (van de Hulst, 1981: 134).

W celu weryfikacji powyższej tezy wykonano symulacje porównawcze położenia kąowego pierwszego minimum z wykorzystaniem modelu falowego Lorenza-Mie (wg. Bohren i Huffman, 1983, rozdz. 8.4) oraz modelu wykorzystującego prawa optyki geometrycznej dla interferencji w polu dalekim promienia odbitego i załamane go (Świrniak i in., 2007). Wyniki symulacji dla padania normalnego fali ($\zeta = 90^\circ$) przedstawiono na Rys. 2.6. Łatwo zauważyć, że miejsca w których zachodzi konstruktywna interferencja, wyznaczone przez model Lorenza-Mie i model optyki geometrycznej, pokrywają się.



Rys. 2.6. Porównanie charakterystyk położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 w funkcji średnicy włókna d , obliczonych z wykorzystaniem modelu falowego Lorenza-Mie, modelu optyki geometrycznej uwzględniającego interferencję dwóch promieni – odbitego ($N = 1$) i jednokrotnie załamane go ($N = 2$), oraz modelu dyfrakcyjnego. Parametry symulacji: polaryzacja TM-TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, $m = 1.5505 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3).

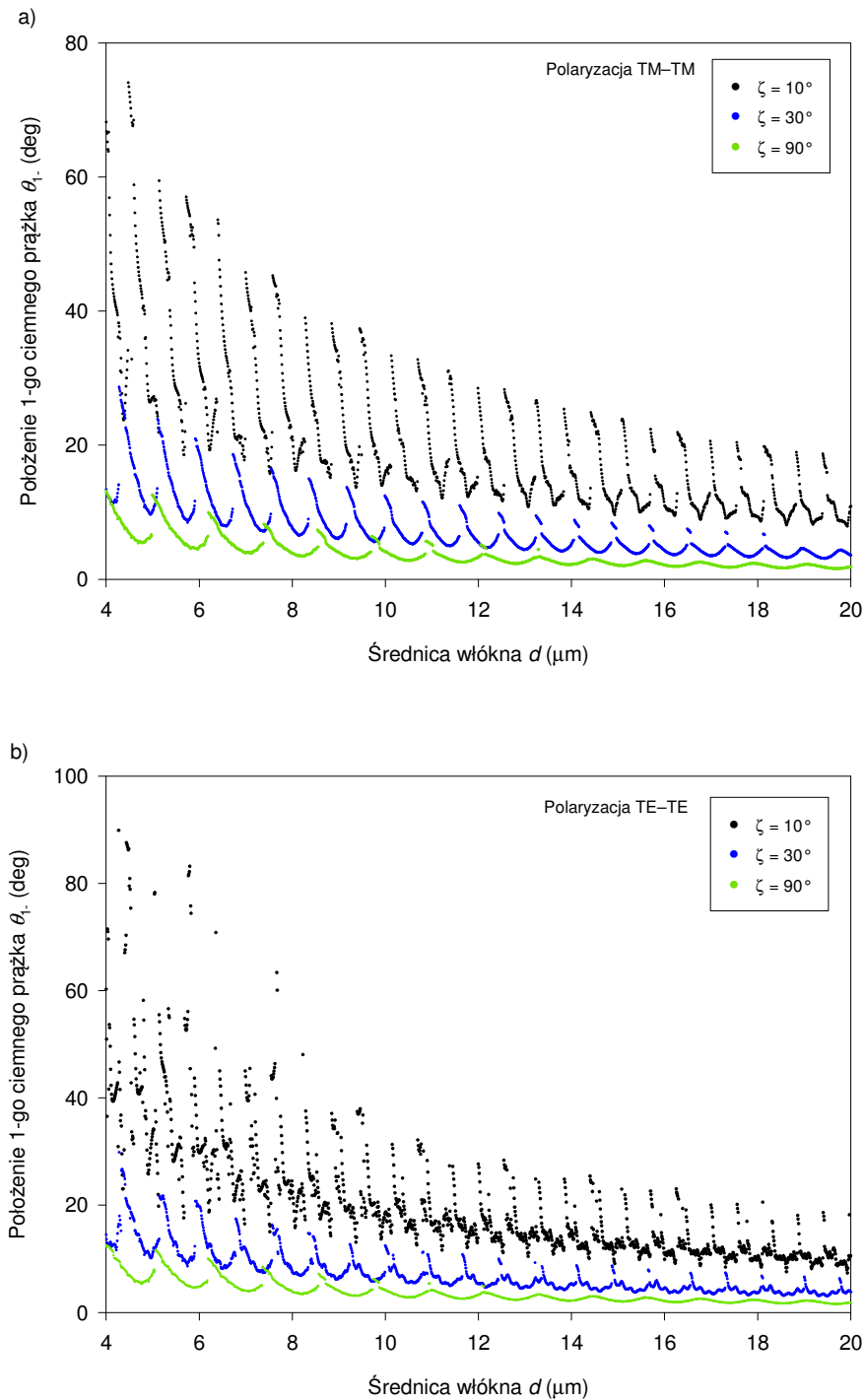
Źródłem struktury interferencyjnej jest zatem koherentna superpozycja promienia odbitego i złamanego. Wykładniczy trend wykresu jest natomiast efektem dyfrakcji fali padającej na włóknie. Weryfikacja numeryczna dowodzi, że w warunkach padania normalnego, jednakowe wnioski są słuszne dla obu rozpatrywanych stanów polaryzacji, tj. TM–TM i TE–TE.

Pochylenie włókna względem fali padającej zmienia postać wykresu $\theta_1(d)$ – dla coraz mniejszych kątów padania obserwuje się coraz większą dynamikę zmian θ_1 . (Rys. 2.7a, b). Podobny wzrost dynamiki zmian θ_1 obserwuje się przy zwiększaniu długości fali promieniowania (Rys. 2.8a, b). Interpretacja tego faktu jest następująca: pochylenie włókna albo zwiększenie długości fali powoduje zmniejszenie ilości prążków obserwowanych w obrazie pola rozproszonego w danym przedziale kątów obserwacji. Odległości pomiędzy sąsiednimi prążkami również się powiększają. W warunkach, w których nie dochodzi do konstruktywnej interferencji n -tego prążka, względna zmiana ilości prążków jest większa niż w sytuacji gdy kąt nachylenia włókna jest większy.

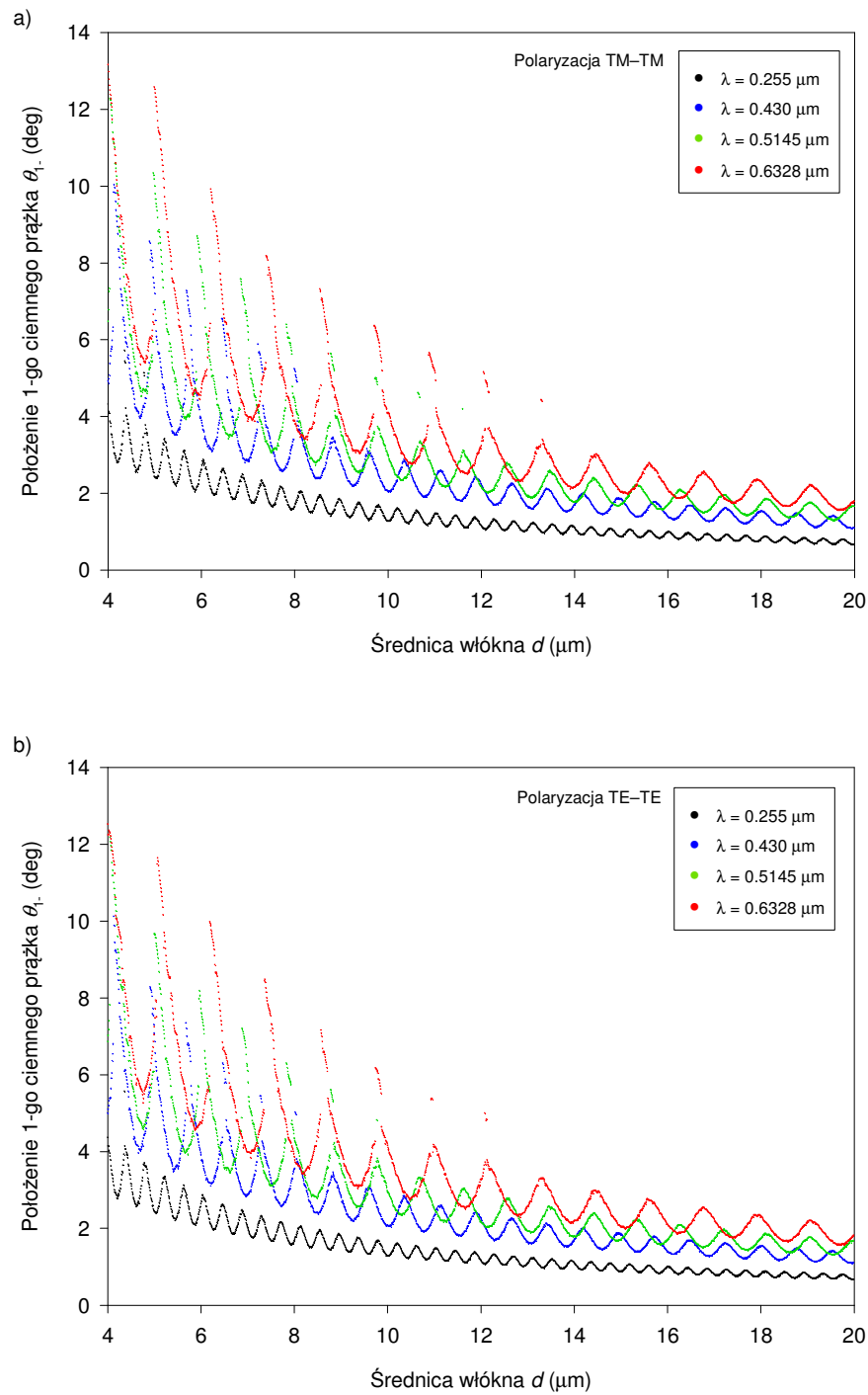
Przy oświetleniu diagonalnym włókna, następuje zróżnicowanie polaryzacyjne wykresów $\theta_1(d)$. Dla polaryzacji magnetycznej, TM–TM (Rys. 2.7a), struktura interferencyjna jest regularna, odstęp pomiędzy kolejnymi maksimami interferencyjnymi jest jednakowy i łatwy do oznaczenia. W przypadku polaryzacji elektrycznej, TE–TE, (Rys. 2.7b), struktura interferencyjna, szczególnie dla niewielkich kątów padania, jest nieregularna z licznymi, wąskimi pikami.

Odległość pomiędzy maksimami interferencyjnymi Δ_{p+} jest funkcją następujących parametrów eksperymentu: współczynnika załamania włókna, długości fali promieniowania, oraz kąta nachylenia włókna. Jak dotąd nie udało się uzyskać analitycznego równania Δ_{p+} jako funkcji tych parametrów i stanu polaryzacji. Ocenę wpływu długości fali oraz kąta nachylenia na Δ_{p+} przy polaryzacji TM–TM, umożliwiają Rys. 2.9 i Rys. 2.10. Według tych wykresów, zmniejszaniu odległości pomiędzy maksimami interferencyjnymi sprzyjają zarówno pochylenie włókna względem wiązki padającej, jak i przesuwanie długości fali w kierunku fal krótkich.

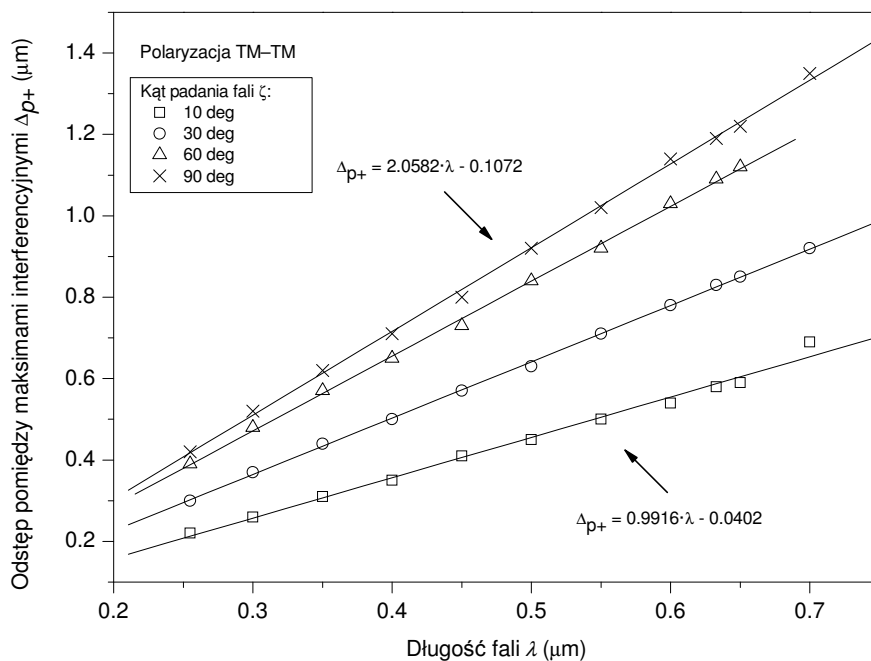
Struktura interferencyjna, podobnie jak mikrostrukturalne piki rezonansowe MDR, jest czuła na tłumienie włókna – osłabienie natężenia promienia załamane wywołuje słabszy efekt interferencyjny. Świadczy o tym wykres poziomicowy fali rozproszonej wykonany dla włókna o znacznym tłumieniu $\kappa = 1$ (Rys. 2.1b), na którym nie zaznacza się udziału maksimów i minimów interferencyjnych.



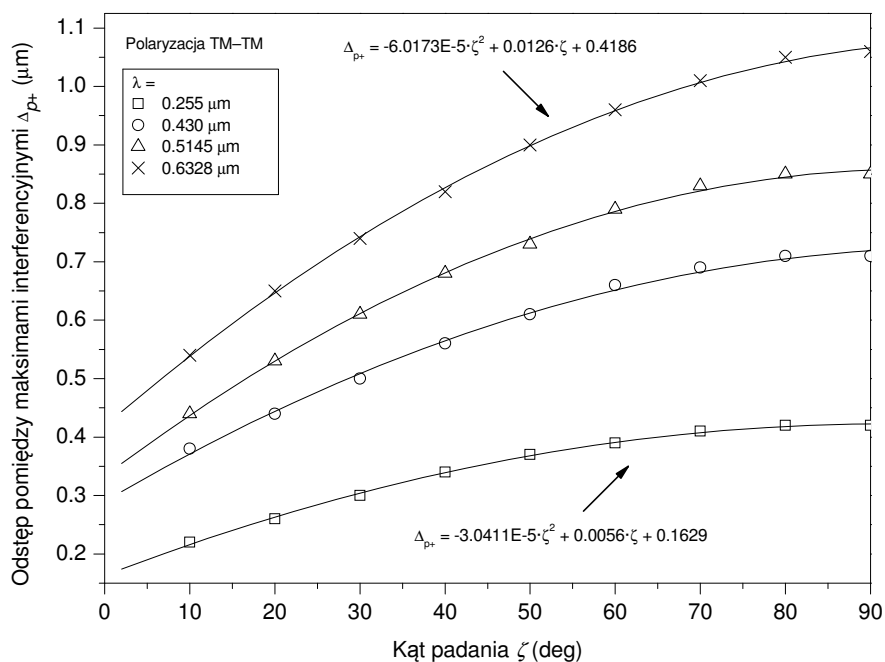
Rys. 2.7. Wpływ kąta padania fali ζ na amplitudę zmian położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 : (a) dla polaryzacji TM-TM, (b) dla polaryzacji TE-TE. Parametry symulacji: $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, $m = 1.5505 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3).



Rys. 2.8. Wpływ długości fali λ na amplitudę zmian położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 : (a) dla polaryzacji TM-TM, (b) dla polaryzacji TE-TE. Parametry symulacji: kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, $n(0.255\mu\text{m}) = 1.6148$, $n(0.430\mu\text{m}) = 1.5637$, $n(0.5145\mu\text{m}) = 1.5563$, $n(0.6328\mu\text{m}) = 1.5505$ (Schott N-PSK3), $\kappa = 1\text{E-}8$.



Rys. 2.9. Odstęp pomiędzy maksimami interferencyjnymi na wykresie $\theta_1(d)$ w funkcji długości fali. Parametry symulacji: polaryzacja TM–TM, $n(0.255\mu\text{m}) = 1.6148$, $n(0.300\mu\text{m}) = 1.5913$, $n(0.350\mu\text{m}) = 1.5766$, $n(0.400\mu\text{m}) = 1.5675$, $n(0.450\mu\text{m}) = 1.5615$, $n(0.500\mu\text{m}) = 1.5573$, $n(0.550\mu\text{m}) = 1.5542$, $n(0.600\mu\text{m}) = 1.5518$, $n(0.6328\mu\text{m}) = 1.5505$, $n(0.650\mu\text{m}) = 1.5499$, $n(0.700\mu\text{m}) = 1.5483$, (Schott N-PSK3), $\kappa = 1\text{E-}8$.



Rys. 2.10. Odstęp pomiędzy maksimami interferencyjnymi na wykresie $\theta_1(d)$ w funkcji kąta padania fali ζ . Parametry symulacji: polaryzacja TM–TM, $n(\lambda_1) = 1.6148$, $n(\lambda_2) = 1.5637$, $n(\lambda_3) = 1.5563$, $n(\lambda_4) = 1.5505$ (Schott N-PSK3), $\kappa = 1\text{E-}8$.

2.3. Aspekty symulacji pola rozproszonego przy oświetleniu quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym

2.3.1. Metoda symulacji pola rozproszonego

Teoria Lorenza-Mie dla cylindra (Bohren i Huffman, 1983, rozdz. 8.4) podaje rozwiązanie równań Maxwella dla odpowiednio sformułowanych warunków brzegowych dla monochromatycznej fali padającej. W warunkach, gdy źródło promieniowania optycznego jest quasi-monochromatyczne, czasowo niekoherentne, w pewnym uproszczeniu można przyjąć, że włókno optyczne rozprasza każdą z fal cząstkowych niezależnie, a wypadkowe zaburzenie optyczne w danym punkcie przestrzeni rozumiane jest jako superpozycja wzajemnie niekoherentnych, rozproszonych fal cząstkowych o różnych długościach. Stąd, natężenie fali wypadkowej będącej wynikiem superpozycji N fal cząstkowych można wyrazić jako:

$$I_{\perp,\parallel s}(\theta, x, m) = \sum_{i=1}^N I_{\perp,\parallel s}(\theta, x_i, m_i) \quad (2.3)$$

gdzie $x_i = \pi d / \lambda_i$, jest parametrem rozmiarowym włókna o średnicy d , λ_i – długością fali cząstkowej, m_i – zespolonym współczynnikiem załamania włókna dla fali cząstkowej λ_i . Podobną drogę obliczeń pola rozproszonego dla niekoherentnej wiązki oświetlającej przyjęto m.in. w symulacjach zjawiska tęczy, powstającej na kropli wody (Laven, 2003).

2.3.2. Dyspersja chromatyczna włókna

Zastosowanie quasi-monochromatycznej, niekoherentnej wiązki oświetlającej, wymaga uwzględnienia w obliczeniach pola rozproszonego właściwości dyspersyjnych włókna (dyspersja chromatyczna). W zakresie fal odpowiadających dyspersji normalnej (pasmo optyczne) istotne zmiany wykazuje współczynnik załamania n (rozdz. 1.1.2).

2.3.3. Wpływ liczby fal cząstkowych na obraz pola rozproszonego

W celu zbadania wpływu ilości fal cząstkowych widma promieniowania analizującego na pole rozproszone na włóknie optycznym, wykonano obliczenia znormalizowanego natężenia

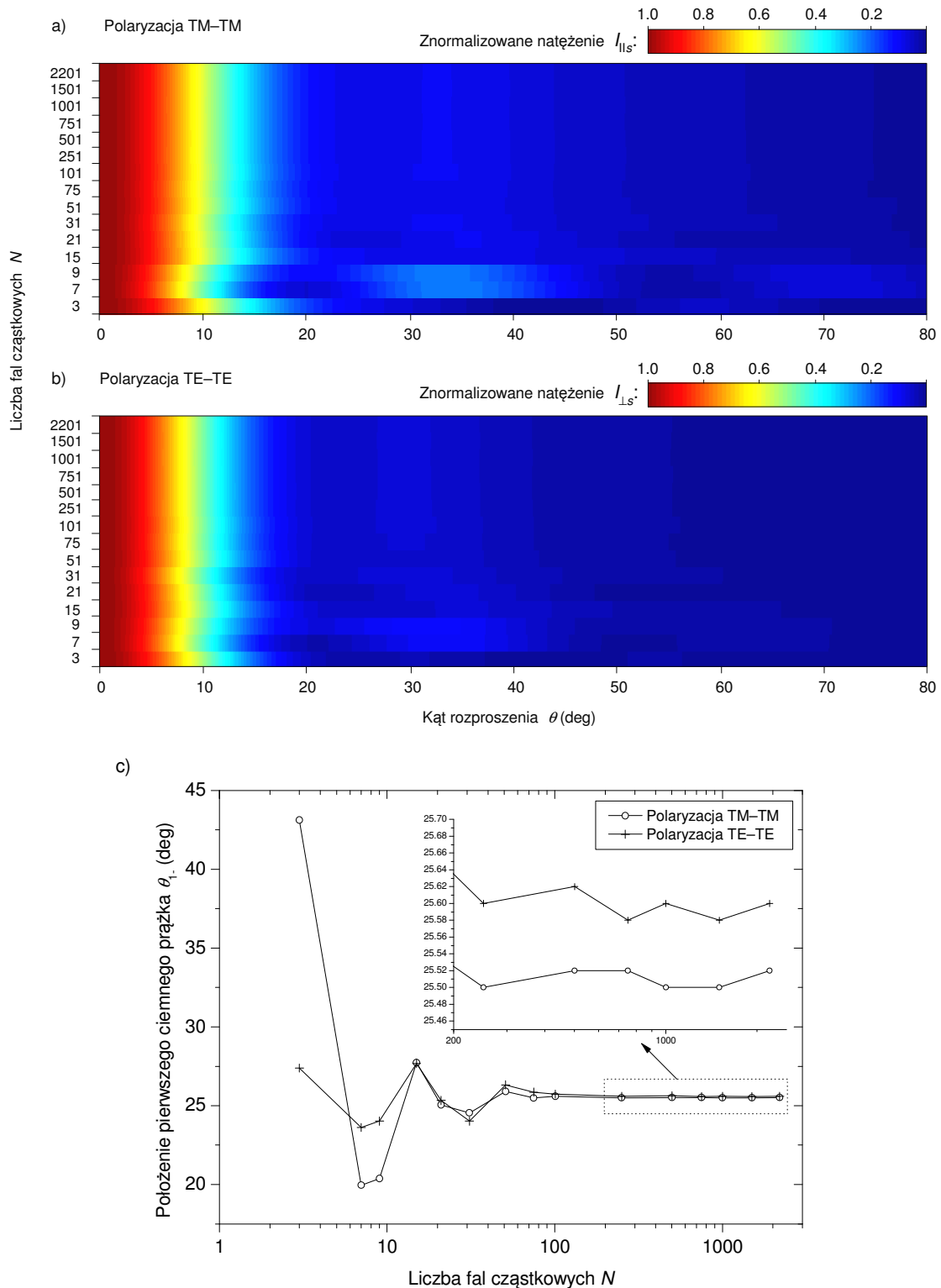
składowej równoległej $I_{||s}$ i prostopadłej $I_{\perp s}$ w funkcji kąta rozproszenia θ i liczby fal cząstkowych N (Rys. 2.11a i b), a także obliczenia położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 w funkcji N (Rys. 2.11c). Symulacje wykonano dla źródła promieniowania o gaussowskim kształcie widma o szerokości połówkowej 80nm. Widmo zostało podzielone na N dyskretnych długości fal, symetrycznie rozłożonych względem szczytowej długości fali λ_0 (N – nieparzyste). Skolimowana wiązka promieniowania oświetla włókno o średnicy $5\mu\text{m}$ pod kątem 10° .

Wykresy poziomicowe (Rys. 2.11a i b) wskazują na wyraźne zmiany pola rozproszonego w wyniku doboru N . Największe z nich występują dla $N < 250$. Jeśli za kryterium oceny zmian pola przyjąć oscylacje położenia pierwszego ciemnego prążka θ_1 , to graniczną wartością, przy której te oscylacje są na poziomie rozdzielczości symulacji, tj. 0.02° , jest $N = 750$ dla obu stanów polaryzacji (Rys. 2.11c). Jest to wartość stosunkowo duża biorąc pod uwagę fakt, że w praktyce kolorymetrycznej przyjmuje się typowo $N = 7 \div 60$ (Gedzelman, 2003: 430). Znaczna ilość fal cząstkowych jest przyczyną wydłużenia czasu obliczeń, tym dłuższego im szersze jest widmo emisyjne źródła promieniowania.

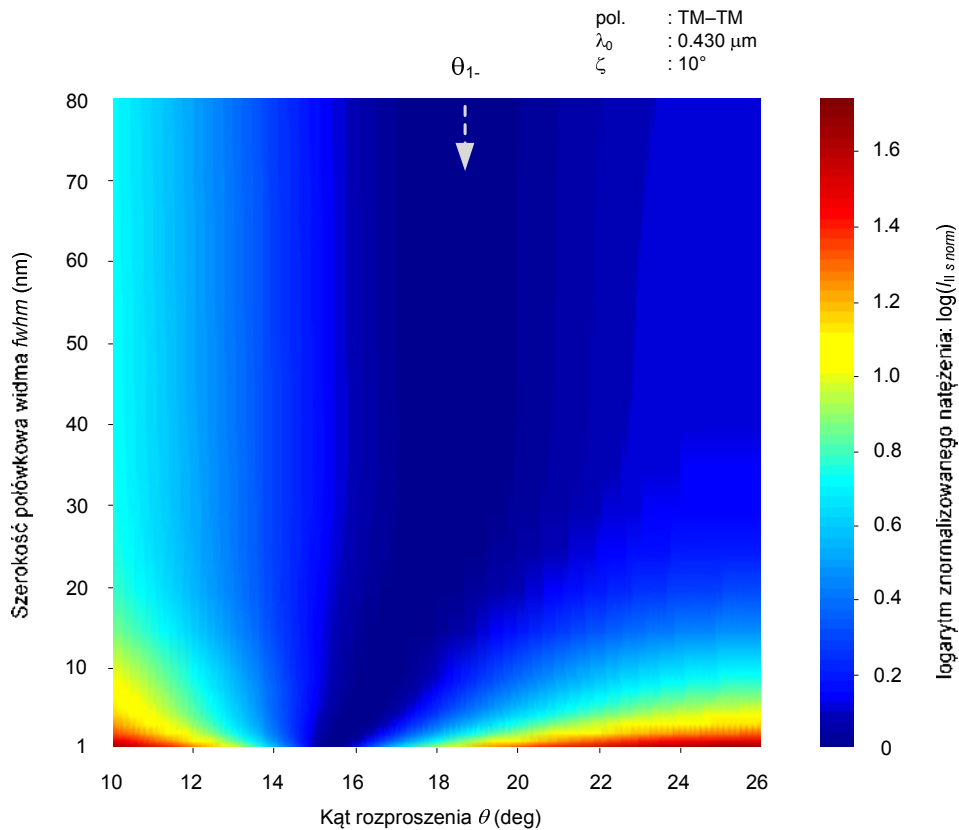
2.3.4. Rozmycie chromatyczne obrazu pola rozproszonego

W warunkach zastosowania quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania do analizy cech fizycznych obiektów, obraz prążkowy pola rozproszonego ulega rozmyciu. Rozmycie to jest wynikiem niekoherentnego sumowania fal o różnych długościach tworzących pole rozproszone według zależności (2.3). Skutkiem rozmycia jest trudność w jednoznacznym określeniu położenia prążka, z powodu niewielkiej dynamiki zmian intensywności w obszarze maksimum lub minimum funkcji natężenia. Problem ten został zilustrowany na Rys. 2.12, na którym przedstawiono charakterystykę składowej magnetycznej natężenia pola rozproszonego $I_{||s}$ w funkcji kąta rozproszenia θ , wykonaną dla różnych szerokości widmowych $fwhm$ promieniowania oświetlającego. Widoczne są nieznaczne zmiany poziomu natężenia dla największych wartości $fwhm$; obszar, w którym może znajdować się minimum jest znacznie szerszy niż dla wąskopasmowej wiązki.

Zjawisko rozmycia chromatycznego może prowadzić do problemów śledzenia ekstremów prążków w pasywnej, intensywnościowej analizie obrazu pola rozproszonego. Jeśli do rejestracji obrazu będzie zastosowana kamera o zbyt małej dynamice, to w wyniku



Rys. 2.11. Wpływ liczby fal cząstkowych na: (a) charakterystykę natężenia $I_{||s}$ vs kąt rozproszenia, polaryzacja TM–TM, (b) charakterystykę natężenia $I_{\perp s}$ vs kąt rozproszenia, polaryzacja TE–TE, (c) położenie kątowne pierwszego ciemnego prążka θ_1 . Parametry symulacji: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, szerokość połówkowa widma $fwhm = 80\text{nm}$ (Gaussoida), zakres widmowy $\Delta\lambda = 0.320\div 0.540\mu\text{m}$, średnica włókna $d = 5\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3), kąt padania $\zeta = 10^\circ$, rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.



Rys. 2.12. \log_{10} natężenia I_{ls} vs kąt rozproszenia θ dla promieniowania padającego o szerokości widmowej $fwhm = 1\div 80\text{nm}$ (Gaussoida). Każdą charakterystykę $I_{ls}(\theta)$ znormalizowano względem natężenia odpowiadającego pierwszemu minimum θ_{1-} . Parametry symulacji: polaryzacja TM–TM, szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, zakres widmowy $\Delta\lambda = 0.320\div 0.540\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 10^\circ$, $n(\lambda_0) = 1.5637$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.

rozmycia chromatycznego kamera może zarejestrować jednakowe natężenie w pewnym zakresie kątów rozpraszania. Problem ten można rozwiązać stosując dobrze poznane metody pocieniania i śledzenia prążków, oparte algorytmach przetwarzania obrazów (Patorski i in., 2005, rozdz. 2.4; Robinson i Reid, 1993).

2.4. Analiza pola rozproszonego na włóknie optycznym, oświetlonym quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym, pod kątem pomiaru średnicy włókna

2.4.1. Obserwacja położenia pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym w funkcji średnicy włókna

Jedną z obserwacji zawartych w rozdziale 2.2 jest fakt, że położenie zarówno maksimów interferencyjnych jak i mikrostrukturalnych pików rezonansowych (MDR), obecnych

w charakterystyce położenia kąтового pierwszego ciemnego prążka $\theta_1(d)$, zależy od długości fali promieniowania oświetlającego. Celem dalszych badań jest sprawdzenie w jaki sposób oświetlenie włókna źródłem quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania wpływa na charakterystykę $\theta_1(d)$.

- **Warunki symulacji**

Geometria zjawiska rozproszenia przedstawiona jest na Rys. 2.13, natomiast parametry symulacji pola rozproszonego na włóknie optycznym zestawiono w tabeli 2.1.

Przyjęto wstępnie, że fala oświetlająca ma postać skolimowanej wiązki promieniowania – o quasi-jednorodnym rozkładzie intensywności i płaskim czole falowym w obrębie objętości pomiarowej.

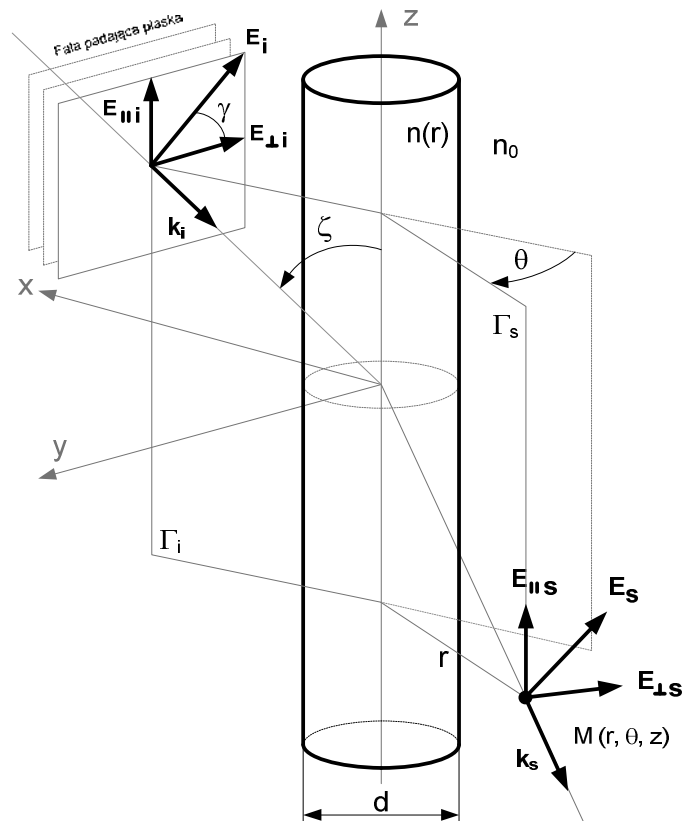
Pierwszą serię symulacji wykonano dla niekoherentnego źródła promieniowania o widmie emisyjnym mającym postać pojedynczej, gaussowskiej linii widmowej (Rys. 2.14a). Kształt widma opisuje równanie:

$$I(\lambda) = I_0 \exp\left(4 \log(0.5) \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{fwhm}\right)^2\right) \quad (2.4)$$

gdzie: I – natężenie spektralne, I_0 – maksimum emisyjne, λ_0 – długość fali odpowiadająca maksimum emisyjnemu, $fwhm$ – szerokość połówkowa widma. Powyższe równanie wykorzystywane jest do aproksymacji kształtu linii widmowej diody LED w pomiarach kolorymetrycznych (Ohno, 1999; Man i Ashdown, 2006: 02-2). Spotykane są również modyfikacje tego równania dla poprawienia dokładności aproksymacji widma (Pan i in., 2005; Young i in., 2001). Szerokość spektralna (połówkowa) typowych diod LED, których widmo emisyjne zawiera pojedynczą linię widmową, mieści się w granicach od kilkunastu do ponad 100nm.

Uzupełnieniem symulacji dla promieniowania o gaussowskim kształcie widma jest seria eksperymentów numerycznych, wykonanych dla trzech odmian technologicznych diod LED emitujących światło *białe*, charakteryzujących się odmiennymi widmami emisyjnymi:

- Diody o dwóch maksimach widmowych w 0.465 i 0.560 μm (Rys. 2.14b). Dioda taka powstaje jako kombinacja homostruktury półprzewodnikowej, emitującej światło niebieskie (pierwsze maksimum), które wywołuje fluorescencję żółtego fosforu pokrywającego półprzewodnik (drugie maksimum).



Rys. 2.13. Geometria rozproszenia fali płaskiej na nieskończenie długim cylindrze. Γ_i – płaszczyzna padania (płaszczyzna, w której zawarty jest wektor falowy fali padającej), Γ_s – płaszczyzna rozproszenia (płaszczyzna, w której zawarty jest wektor falowy fali rozproszonej), ζ – kąt padania fali (kąt zawarty pomiędzy osią symetrii włókna i kierunkiem fali padającej), γ – kąt polaryzacji (90° dla polaryzacji magnetycznej, TM, tj. gdy wektor elektryczny jest równoległy względem osi symetrii cylindra), θ – kąt rozproszenia, r – odległość punktu obserwacji od osi cylindra, M – punkt obserwacyjny o współrzędnych cylindrycznych (r, θ, z) , $n(r)$ – profil współczynnika załamania (*const.* dla włókna homogenicznego), n_0 – współczynnik załamania ośrodka.

- Diody o trzech maksimach widmowych (0.459, 0.535, 0.615 μm) (Rys. 2.14c). Światło białe powstaje na zasadzie addytywnego mieszania trzech kolorów podstawowych: niebieskiego, emitowanego przez homostrukturę półprzewodnikową, zielonego oraz czerwonego emitowanych w wyniku fluorescencji fosforów pokrywających półprzewodnik.
- Diody o trzech maksimach widmowych (0.475, 0.532, 0.635 μm) (Rys. 2.14d). Widmo emisyjne tej diody ukształtowane jest poprzez addytywne mieszanie światła z trzech osobnych homostruktur półprzewodnikowych, lub pojedynczej heterostruktury RGB. Poszczególne linie widmowe, w porównaniu z widmem diody z Rys. 2.14c, są bardziej wyróżnialne (mają mniejsze szerokości połowkowe).

Tabela 2.1. Parametry symulacji pola rozproszonego na włóknie dla quasi-monochromatycznej, niekoherentnej wiązki oświetlającej.

Parametry źródła promieniowania ⁽¹⁾	
Rodzaj pola oświetlającego	quasi-monochromatyczne, niekoherentne o płaskim czole falowym
Szczytowa długość fali λ_0 (μm)	Z1: 0.430
	Z2: 0.465, 0.560
	Z3: 0.459, 0.535, 0.615
	Z4: 0.475, 0.532, 0.635
Szerokość połowkowa widma $fwhm$ (nm)	Z1: 1...80
	Z2: 25, 115
	Z3: 25, 60, 90
	Z4: 30, 40, 20
Zakres widmowy $\Delta\lambda$ (μm)	Z1: 0.3200, 0.3201...0.5400
	Z2: 0.4100, 0.4101...0.7200
	Z3: 0.4100, 0.4101...0.7400
	Z4: 0.4300, 0.4301...0.6700
Polaryzacja pol	TM ($\gamma = 90^\circ$), TE ($\gamma = 0^\circ$)
Kąt padania wiązki na włókno ζ (deg)	Wybrane wartości z zakresu: 10...90
Parametry włókna	
Rodzaj włókna	Homogeniczne, osiowosymetryczne, typ E (materiały kompozytowe)
Materiał	Szkło Schott NPSK-3 ⁽²⁾
Stałe dyspersyjne włókna ⁽²⁾	B1 = 0.88727211, B2 = 0.489592425, B3 = 1.04865296, C1 = 0.00469824067, C2 = 0.0161818463, C3 = 104.374975.
Średnica włókna d (μm)	5, 5.1...8
Współczynnik ekstynkcji κ	1E-8
Parametry detekcji	
Kąt rozproszenia θ (deg)	0, 0.02...120
Odległość od osi symetrii włókna r (m)	1
Położenie płaszczyzny obserwacji z (m)	0

Uwagi i źródła:

(1) – **Z1**: dioda LED niebieska, **Z2**: dioda LED biała (LED niebieska + żółty fosfor) (Nichia STSE-CW7154A, 2008), **Z3**: dioda LED biała (LED niebieska + dwukolorowy fosfor) (Wu i in., 2005), **Z4**: dioda LED biała (struktura RGB) (Ledtronics DSTR0165, 2006).

(2) – Schott AG, 2007.

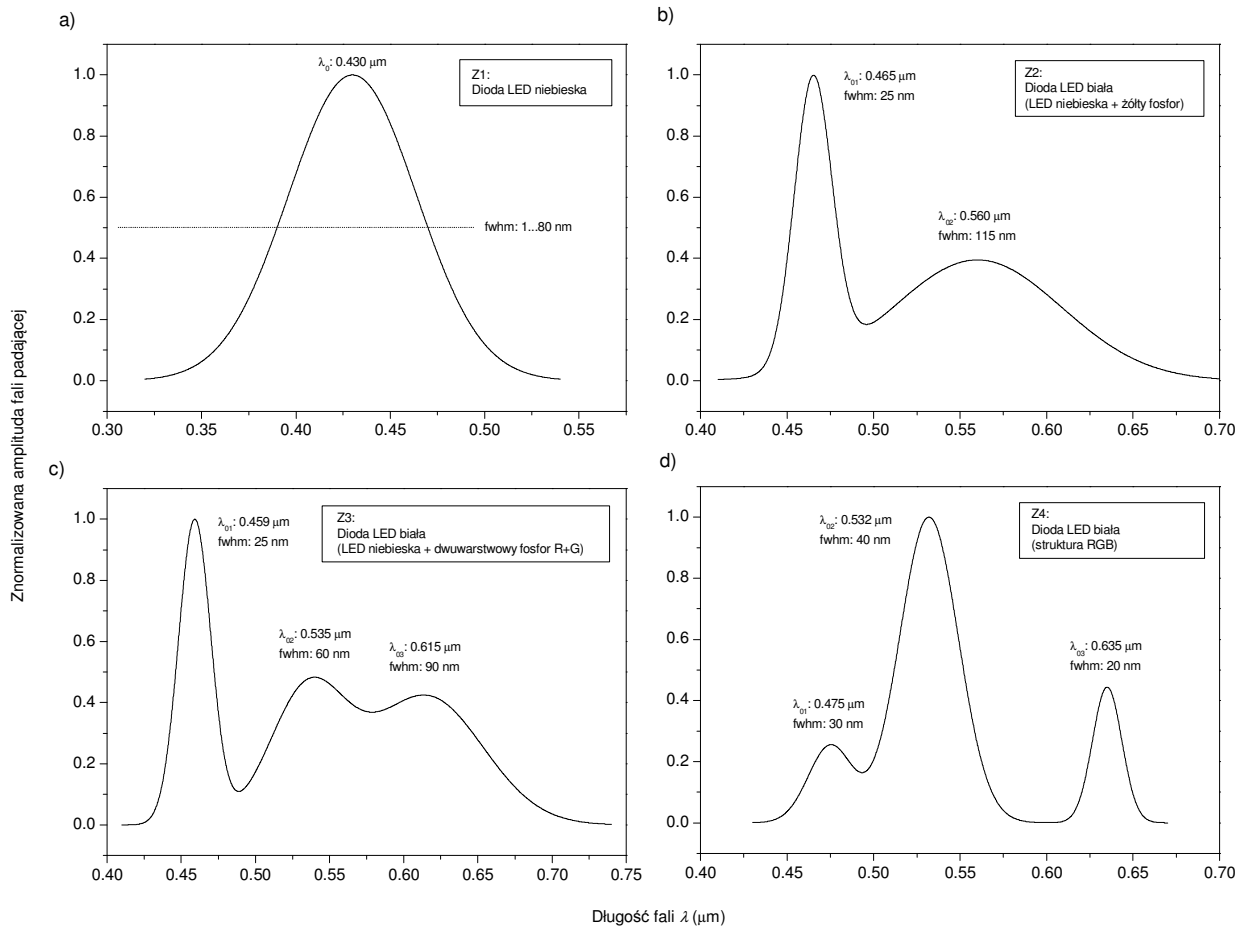
Widmo emisyjne diody białej aproksymowano liniową kombinacją dwóch (pierwszy rodzaj diody) lub trzech (dioda druga i trzecia) krzywych Gaussa o równaniu (2.4). Parametry spektralne (położenie maksimumów emisyjnych, ich względne amplitudy i szerokości połówkowe) wynikają z danych źródłowych (Tabela 2.1).

Ze względu na konieczność przyjęcia w obliczeniach dyskretnego modelu widma, zakres spektralny każdego źródła podzielono na N długości fal, dla których obliczono pole rozproszone. Rozdzielczość widmową ustalono na $0.0001\mu\text{m}$. Daje to w wyniku $N = 2201$ fal cząstkowych dla zakresu widmowego źródła Z1 (Tabela 2.1), $N = 3101$ dla Z2, $N = 3301$ dla Z3, oraz $N = 2401$ dla źródła Z4. Przy doborze rozdzielczości widmowej kierowano się wnioskami i wynikami wstępnych obliczeń z rozdziału 2.3.3.

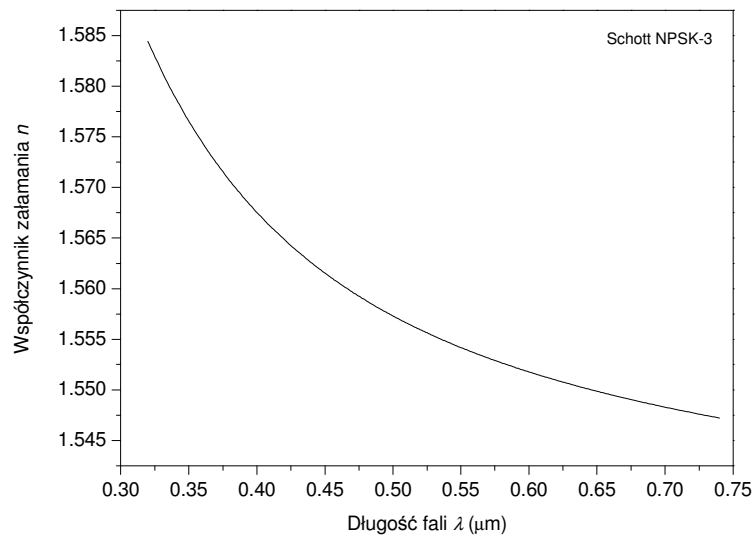
Obiektem analizy jest homogeniczne, osiowosymetryczne włókno ze szkła NPSK-3 (Schott AG, 2007), którego średnica zawiera się w granicach $5\div 8\mu\text{m}$. Współczynnik załamania szkła zmienia się wraz z długości fali według zależności Sellmeiera (równ. 1.7, rozdz. 1) o stałych dyspersyjnych podanych przez producenta szkła. Przyjęto, że tłumienie włókna jest stałe w paśmie optycznym i wynosi $1\text{E}-8$. Właściwości fizyczne włókna są zgodne z właściwościami komercyjnych włókien typu „E” o średnicy $\sim 7\mu\text{m}$, wykorzystywanych jako podstawowy budulec ponad 99% materiałów kompozytowych (Gupta, 1998: 25).

Detektor, mierzący natężenie fali świetlnej, umieszczony jest w polu dalekim ($kr \sin \zeta \gg 1$) (Bohren i Huffman, 1983: 62). Rozpatrywane są dwie konfiguracje polaryzacyjne: magnetyczna, TM–TM (polaryzacja fali padającej – TM; wykonywany jest pomiar składowej magnetycznej $I_{\parallel s}$ pola rozproszonego) oraz elektryczna, TE–TE (polaryzacja fali padającej – TE; pomiar składowej elektrycznej $I_{\perp s}$ pola rozproszonego) (Rys. 2.13). Natężenie promieniowania mierzone jest w sposób punktowy, a kąt obserwacji θ zmienia się w przedziale $0\div 120^\circ$.

Przy projektowaniu algorytmu wyznaczającego położenie kątowe prążków pola rozproszonego, zwrócono uwagę na możliwość wystąpienia rozmycia chromatycznego obrazu prążkowego (rozd. 2.3.4). W takim przypadku, za maksimum lub minimum lokalne funkcji natężenia uznawano środek przedziału, w którym ma ono stałą wartość.



Rys. 2.14. Znormalizowany rozkład widmowy amplitudy fali padającej dla wybranych do analizy źródeł promieniowania optycznego.



Rys. 2.15. Zależność współczynnika załamania od długości fali z przedziału 0.320÷0.740 μm dla szkła Schott N-PSK3.

- **Wyniki symulacji**

Dioda LED niebieska

Symulacje numeryczne wykonano pod kątem zbadania wpływu różnych parametrów eksperymentu, takich jak szerokości widmowej promieniowania oświetlającego $fwhm$, jego polaryzacji, kąta pochylenia włókna względem fali padającej ζ , na charakterystykę położenia kąтового pierwszego minimum w funkcji średnicy, tj. $\theta_1(d)$. Wyniki eksperymentu zobrazowano za pomocą pseudotrójwymiarowych i poziomicowych wykresów zależności $\theta_1(d)$ dla różnych wartości szerokości połówkowych widma (Rys. 2.16, Rys. 2.17). Wykresy powierzchniowe są praktyczne w ocenie zmienności funkcji, natomiast wykresy poziomicowe umożliwiają ustalenie argumentów funkcji dwóch zmiennych, dla których osiąga ona określoną wartość.

Wymienione wykresy pokazują, że możliwe jest dobranie warunków eksperymentu w taki sposób, aby położenie kątowe pierwszego ciemnego prążka θ_1 było malejącą funkcją średnicy włókna. Innymi słowy, udział składowych pola rozproszonego, które manifestują swoją obecność w postaci mikrorezonansów MDR bądź pików interferencyjnych o znacznej amplitudzie (rozd. 2.2), może zostać zminimalizowany.

Zastosowanie źródła o szerokim zakresie spektralnym, o niskim stopniu koherencji czasowej, daje w wyniku uniewrażliwienie pola rozproszonego na artefakty, które ujawniają się wówczas, gdy stosowane jest promieniowanie monochromatyczne, wysoko spójne, np. promieniowanie laserowe. Działanie promieniowania można porównać do dolnoprzepustowej filtracji przestrzennej sygnału $\theta_1(d)$. Czym większy zakres spektralny promieniowania, tym kolejne maksima i minima interferencyjne na wykresie $\theta_1(d)$ mają coraz mniejszą amplitudę, aż wykres ten staje się monotoniczny, odzwierciedlając prawie wyłącznie dyfrakcyjny charakter zjawiska rozproszenia (Rys. 2.16, Rys. 2.17).

Porównując wykresy wykonane dla różnych kątów pochylenia włókna, tj. $\zeta = 10, 30$ i 90° (wykresy odpowiednio a, b, c na Rys. 2.16 i Rys. 2.17) można zauważyć, że pochylenie włókna sprzyja uzyskaniu monotonicznego wykresu $\theta_1(d)$ przy zastosowaniu promieniowania o mniejszej szerokości widmowej $fwhm$ niż przy oświetleniu normalnym. Zmniejszanie kąta ζ skutkuje zmianami wykresu $\theta_1(d)$, w postaci zwiększenia amplitudy pików interferencyjnych oraz zmniejszenia odstępu pomiędzy nimi (por. rozdz. 2.2.2; zmiany

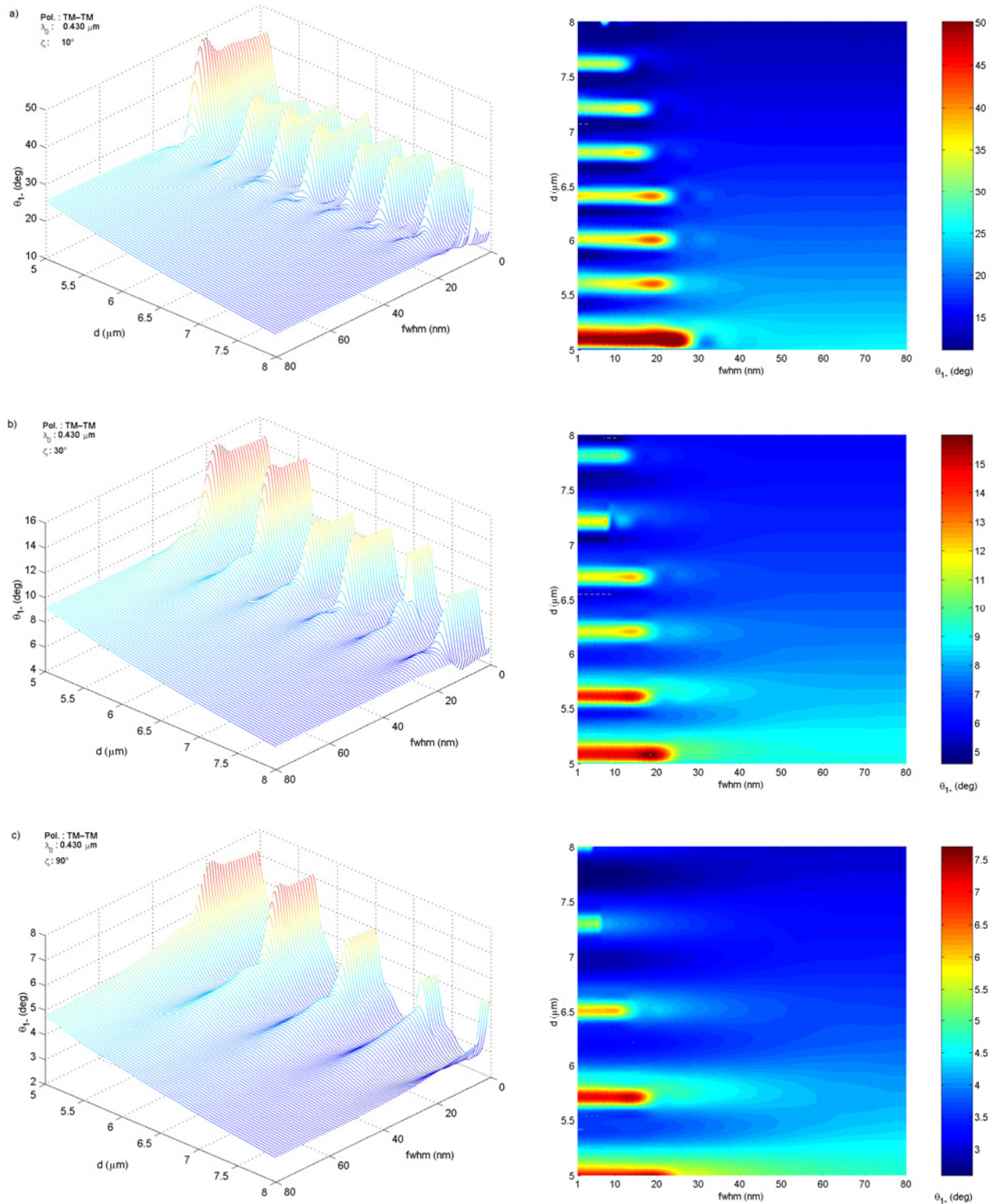
widoczne również na Rys. 2.16 i Rys. 2.17). Przyjmując, że warunki pomiaru optymalizowane są pod kątem zastosowania źródła o relatywnie niewielkiej $fwhm$, należy dążyć do minimalizacji odstępów pomiędzy pikami interferencyjnymi. Oprócz zmniejszania kąta nachylenia włókna, można to również osiągnąć poprzez zmniejszenie szczytowej długości fali λ_0 promieniowania oświetlającego. Wpływ kąta ζ oraz długości fali λ_0 na wykres $\theta_1(d)$ ilustrują odpowiednio Rys. 2.18 i Rys. 2.19.

Analiza porównawcza wykresów poziomicowych zależności $\theta_1(d)$, Rys. 2.16 dla polaryzacji TM-TM i Rys. 2.17 dla polaryzacji TE-TE, ukazuje ich zróżnicowanie polaryzacyjne. Jest ono szczególnie dobrze widoczne dla kąta pochylenia $\zeta = 10^\circ$: maksima i minima interferencyjne determinują kształt zależności $\theta_1(d)$ w szerszym zakresie $fwhm$ przy polaryzacji magnetycznej. Zwiększanie kąta nachylenia włókna powoduje zacieranie się różnic polaryzacyjnych. Z punktu widzenia doboru źródła promieniowania pod względem niewielkiej szerokości widmowej, w warunkach oświetlenia diagonalnego, korzystniejsza okazuje się więc konfiguracja elektryczna polaryzacji (TE-TE). Kluczem do zrozumienia tego faktu są wykresy $\theta_1(d)$, wykonane dla obu rozważanych stanów polaryzacji przy oświetleniu monochromatycznym (Rys. 2.7, rozdz. 2.2.2). Wykres dla konfiguracji elektrycznej wyróżnia się znacznie większą złożonością pod względem częstotliwości występowania pików interferencyjnych, a według wcześniejszych obserwacji, dążenie do minimalizacji wzajemnych odległości pomiędzy pikami interferencyjnymi, sprzyja uzyskaniu monotonicznej zależności $\theta_1(d)$.

Diody LED białe

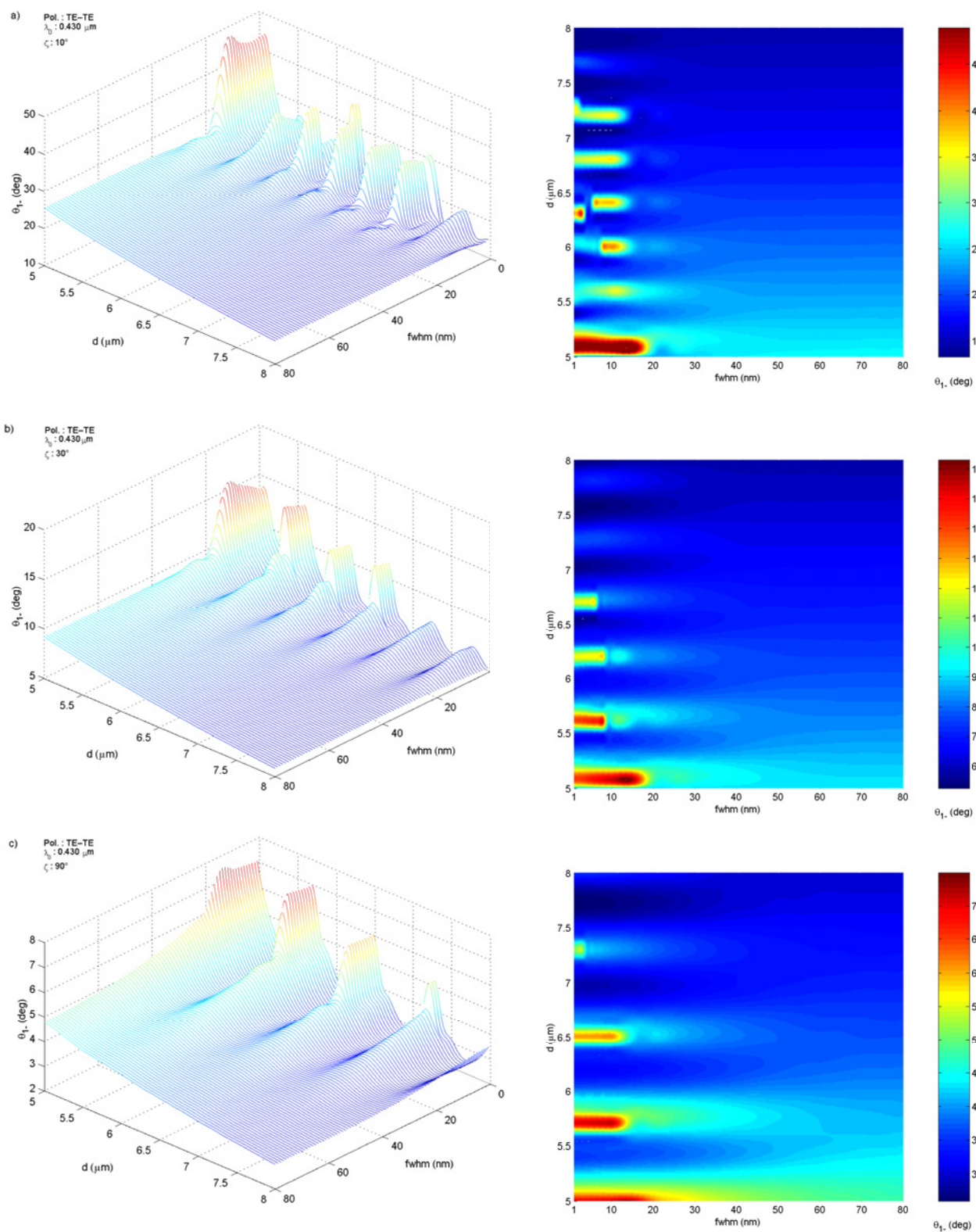
Wyniki symulacji położenia kąтового pierwszego ciemnego prążka θ_1 promieniowania rozproszonego w funkcji średnicy włókna d , dla diod LED emitujących światło białe, przedstawiono na Rys. 2.20. W każdym przypadku obserwuje się znaczne wahania θ_1 dla średnic z zakresu od 5 do ok. $6.5\mu\text{m}$. Widma emisyjne użytych diod LED, pomimo większej złożoności w porównaniu z widmem źródła mającego postać pojedynczej, gaussowskiej linii widmowej, okazują się zbyt monochromatyczne dla uzyskania monotonicznej zależności $\theta_1(d)$ w analizowanym zakresie średnic.

Polaryzacja TM-TM

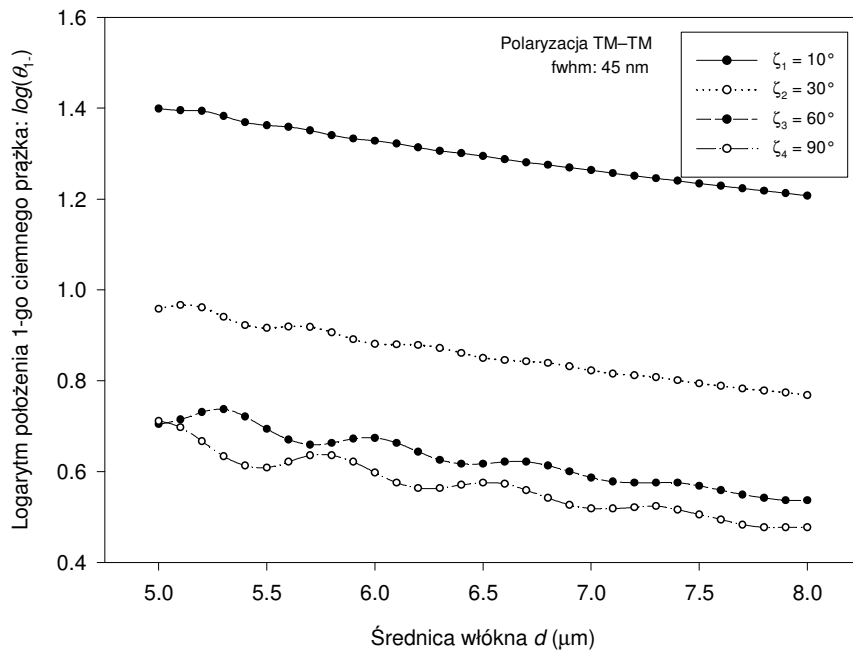


Rys. 2.16. Wyniki symulacji położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 promieniowania rozproszonego w funkcji średnicy włókna d , przy zastosowaniu źródła Z1 (niebieska LED) o szerokości połówkowej widma $fwhm$. Parametry symulacji: polaryzacja TM-TM, szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3), kąt padania fali: (a) $\zeta = 10^\circ$, (b) $\zeta = 30^\circ$, (c) $\zeta = 90^\circ$.

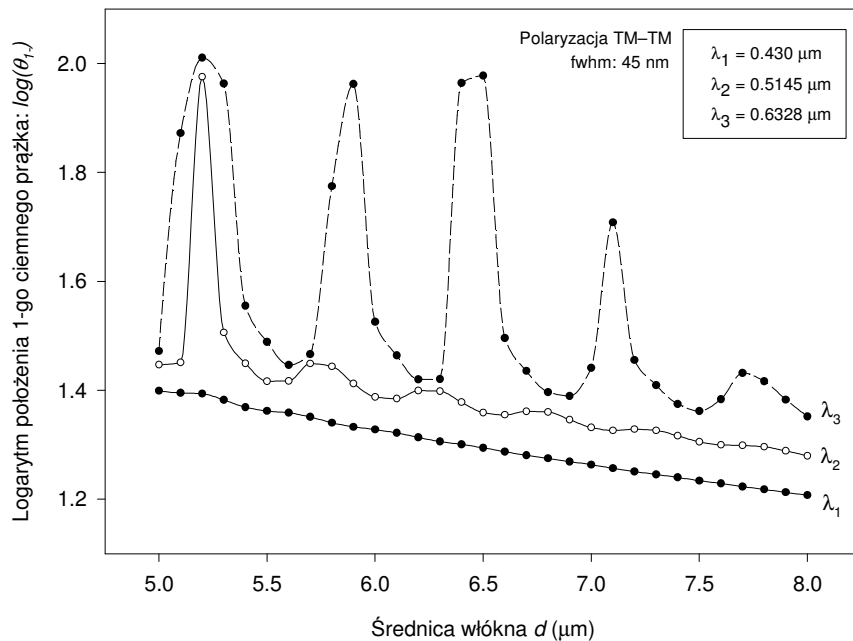
Polaryzacja TE-TE



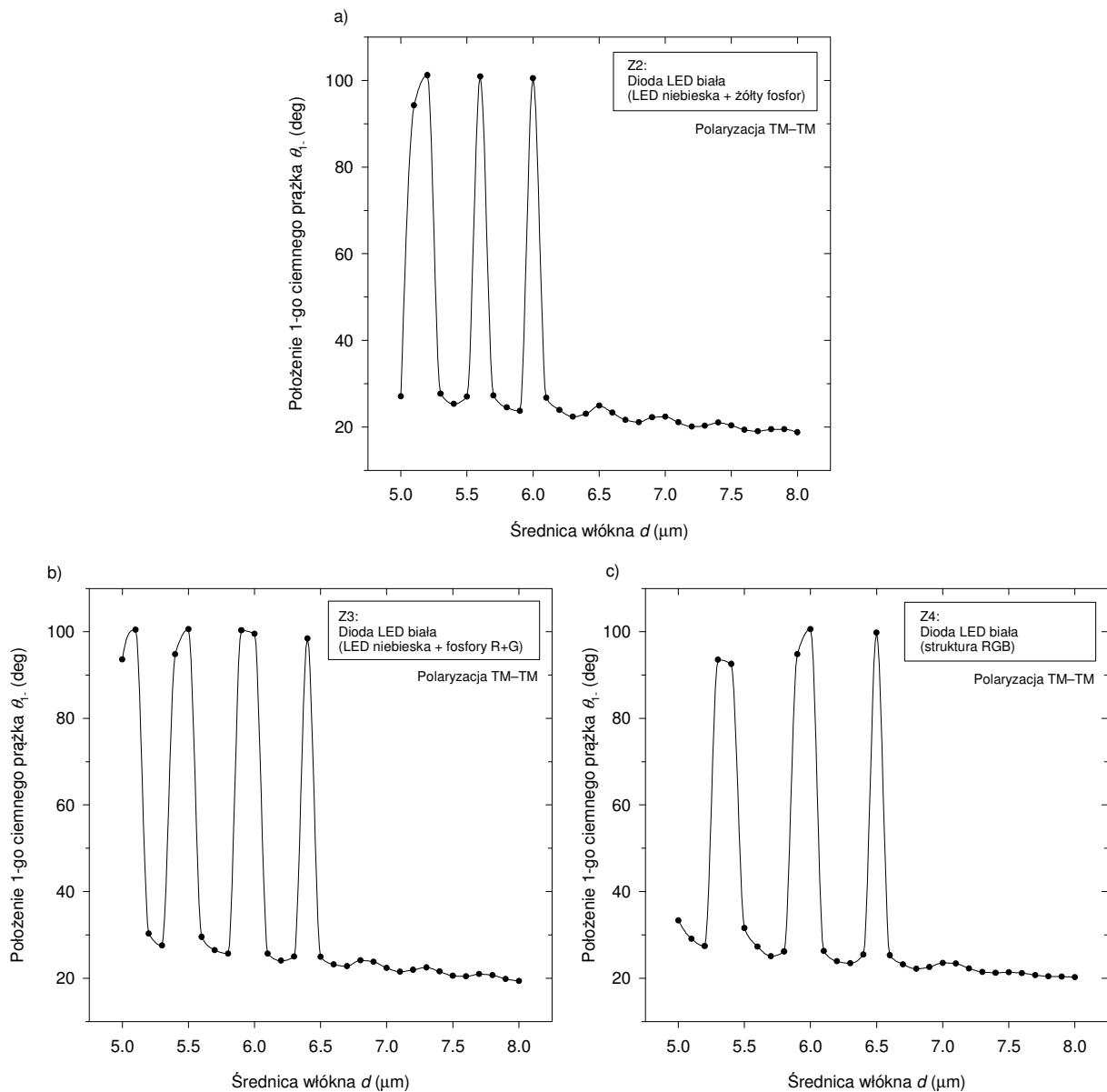
Rys. 2.17. Wyniki symulacji położenia kąтового pierwszego ciemnego prążka θ_1 promieniowania rozproszonego w funkcji średnicy włókna d , przy zastosowaniu źródła Z1 (niebieska LED) o szerokości połówkowej widma $fwhm$. Parametry symulacji: polaryzacja TE-TE, szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430 \mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1E-8$ (Schott N-PSK3), kąt padania fali: (a) $\zeta = 10^\circ$, (b) $\zeta = 30^\circ$, (c) $\zeta = 90^\circ$.



Rys. 2.18. Wpływ kąta padania fali ζ na zależność \log_{10} położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 od średnicy d włókna optycznego, źródło Z1 (niebieska LED). Parametry symulacji: polaryzacja TM-TM, szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $fwhm = 45\text{nm}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3).



Rys. 2.19. Wpływ szczytowej długości fali λ_0 na zależność \log_{10} położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 od średnicy d włókna optycznego, źródło Z1 (niebieska LED). Parametry symulacji: polaryzacja TM-TM, $fwhm = 45\text{nm}$, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3).



Rys. 2.20. Wyniki symulacji położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka θ_1 promieniowania rozproszonego w funkcji średnicy włókna d , dla diod LED emitujących białe światło (źródła Z2, Z3, Z4). Parametry symulacji: polaryzacja TM–TM, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, materiał włókna – szkło Schott NPSK-3.

2.4.2. Obserwacja wpływu parametrów eksperymentu na położenie pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym dla włókna o ustalonej średnicy

Celem niniejszej analizy jest poznanie wpływu wybranych parametrów eksperymentu na położenie kątowe pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym (θ_1), w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym. Parametry eksperymentu to: współczynnik ekstynkcji, współczynnik załamania, szczytowa długość fali i szerokość widma emisyjnego fali padającej, a także kąt jej padania. Przyjęto, że

parametry te są niezależne. Badania wykonano dla włókna o średnicy $7\mu\text{m}$. Wyniki symulacji przedstawiono na Rys. 2.21÷Rys. 2.26.

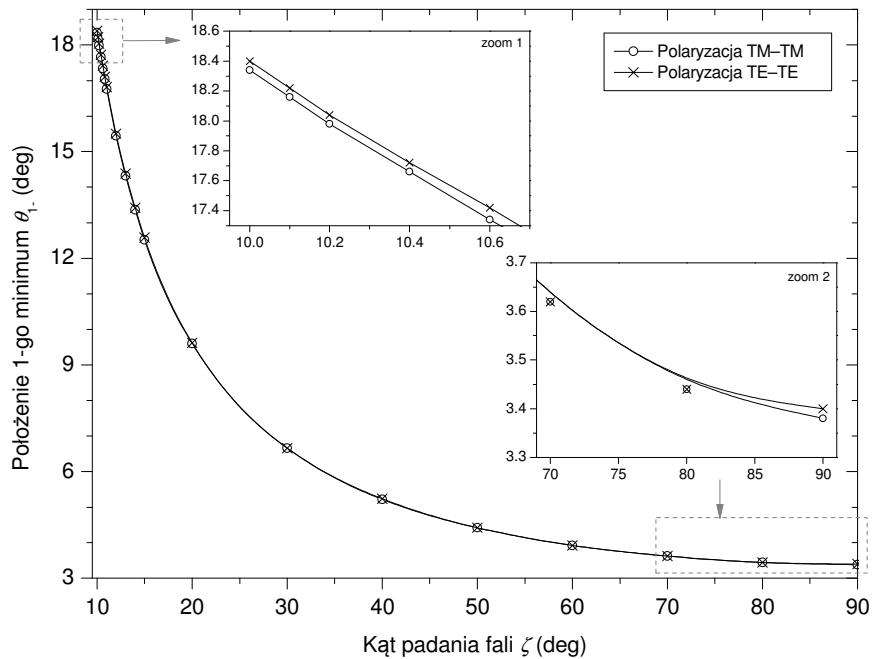
Najistotniejszy wpływ na θ_1 mają kąt padania (Rys. 2.21) oraz szczytowa długość fali oświetlającej włókno (Rys. 2.22). Parametry te, z punktu widzenia planowania pomiaru pod kątem precyzji, muszą być dokładnie poznane, a ich wartości stabilizowane. Wykładniczy charakter zmian θ_1 w funkcji kąta padania sugeruje, aby pomiar wykonywany był przy oświetleniu normalnym, lecz takie warunki nie są optymalne ze względu na trudności uzyskania monotonicznej charakterystyki $\theta_1(d)$ (rozd. 2.4.1).

Znaczący wpływ na θ_1 ma również polaryzacja fali padającej. Rys. 2.23 uwidacznia, charakterystyczny dla oświetlenia diagonalnego fakt, że pole rozproszone ma odmienną polaryzację niż pole padające, przy czym zmiany położenia pierwszego ciemnego prążka natężenia składowej równoległej pola rozproszonego i składowej prostopadłej są różne.

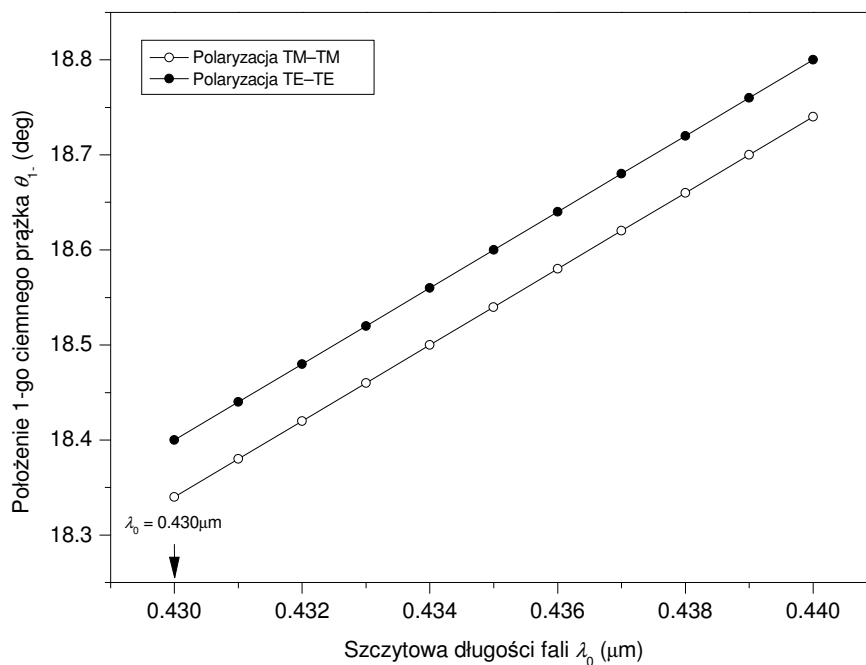
Kolejny parametr źródła promieniowania – szerokość widma emisyjnego, nieznacząco wpływa na θ_1 pod warunkiem, że szerokość ta jest odpowiednio duża. Eksperyment wykazał wahania θ_1 w granicach rozdzielczości symulacji (0.02°) dla widma o szerokości połówkowej co najmniej 40nm (Rys. 2.24).

Niewielki wpływ na θ_1 mają właściwości optyczne włókna wyrażone przez współczynnik załamania i współczynnik ekstynkcji w szerokim przedziale ich wartości. Zmiana współczynnika załamania w przedziale ± 0.05 skutkuje wahaniami θ_1 na poziomie rozdzielczości symulacji kąta rozproszenia (0.02°) (Rys. 2.25), natomiast regulacja współczynnika ekstynkcji w przedziale $1\text{E}-8\div 1\text{E}-5$ nie wpływa na θ_1 (Rys. 2.26). Nieznaczna wrażliwość θ_1 na zmiany właściwości optycznych włókna jest bardzo pomyślną cechą metody, bowiem metodologia zagadnienia odwrotnego, polegająca na wyznaczeniu średnicy włókna na podstawie informacji o położeniu pierwszego prążka, może operować na wartościach znanych w sposób przybliżony. Ponadto zmiany współczynnika załamania czy ekstynkcji w procesie produkcji mogą mieć nieznaczny wpływ na wynik pomiaru. Kryterium oceny tego wpływu stanowi oczywiście przyjęta dokładność pomiaru dla zdefiniowanych wcześniej warunków eksperymentu (zagadnienie identyfikacji średnicy włókna stanowi treść rozdziału 2.4.5).

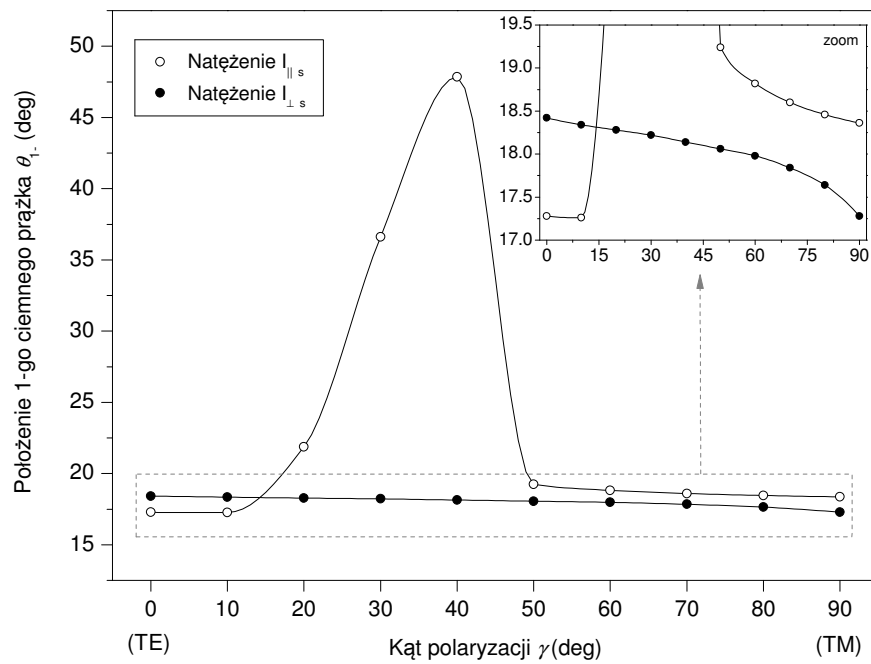
Na wszystkich omawianych wykresach widoczne jest zróżnicowanie polaryzacyjne, będące wynikiem diagonalnego oświetlenia włókna. Zmniejsza się ono, gdy kąt padania fali rośnie – według Rys. 2.21, dla kątów większych od 20° , różnice θ_1 dla obu polaryzacji są na poziomie rozdzielczości symulacji (0.02°).



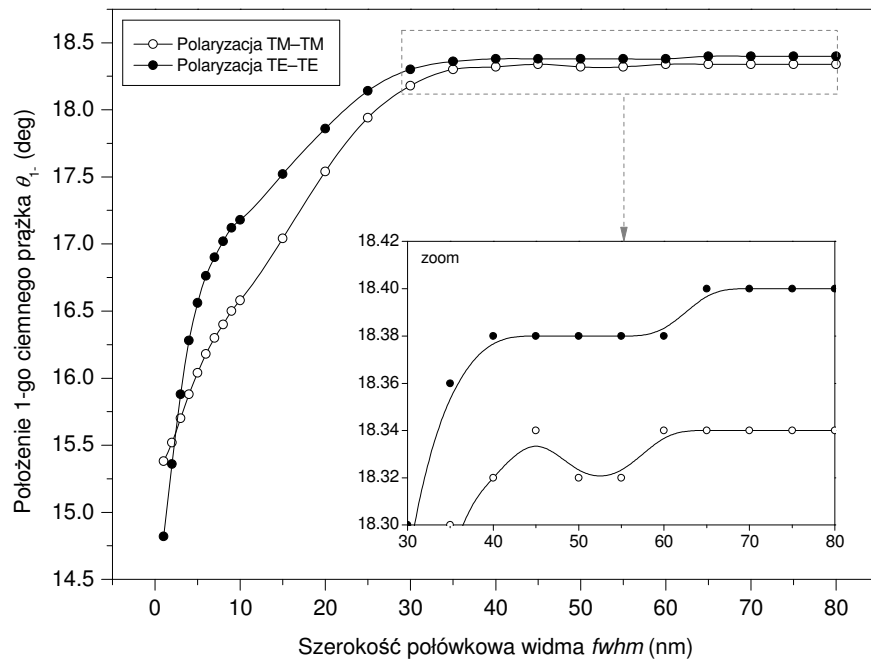
Rys. 2.21. Wpływ kąta padania fali ζ na położenie kątowne 1-go ciemnego prążka θ_{1-} . Parametry eksperymentu: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $fwhm = 65\text{nm}$, średnica włókna $d = 7\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.



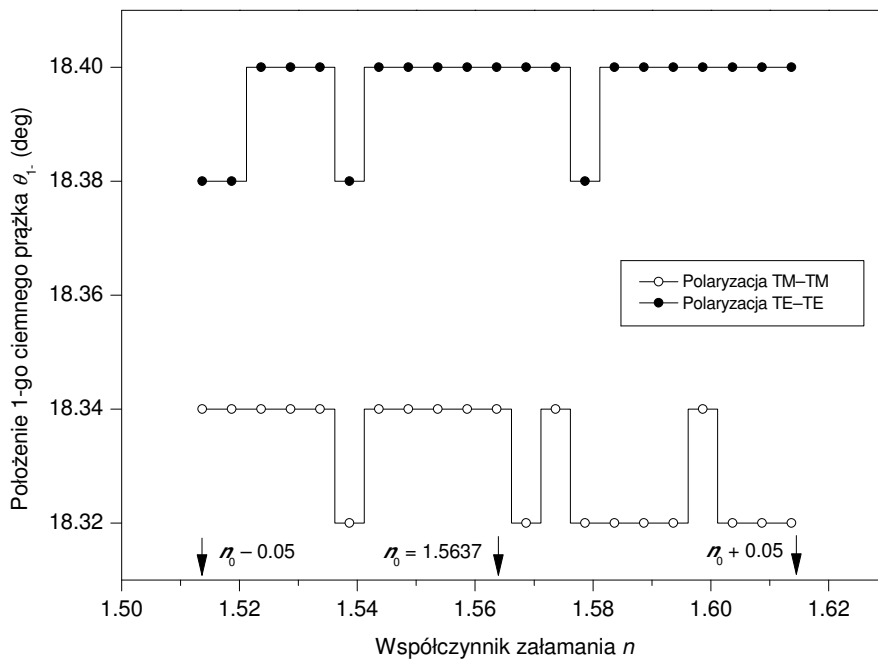
Rys. 2.22. Wpływ szczytowej długości fali λ_0 na położenie kątowne 1-go ciemnego prążka θ_{1-} . Parametry eksperymentu: $fwhm = 65\text{nm}$, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, średnica włókna $d = 7\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3) rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.



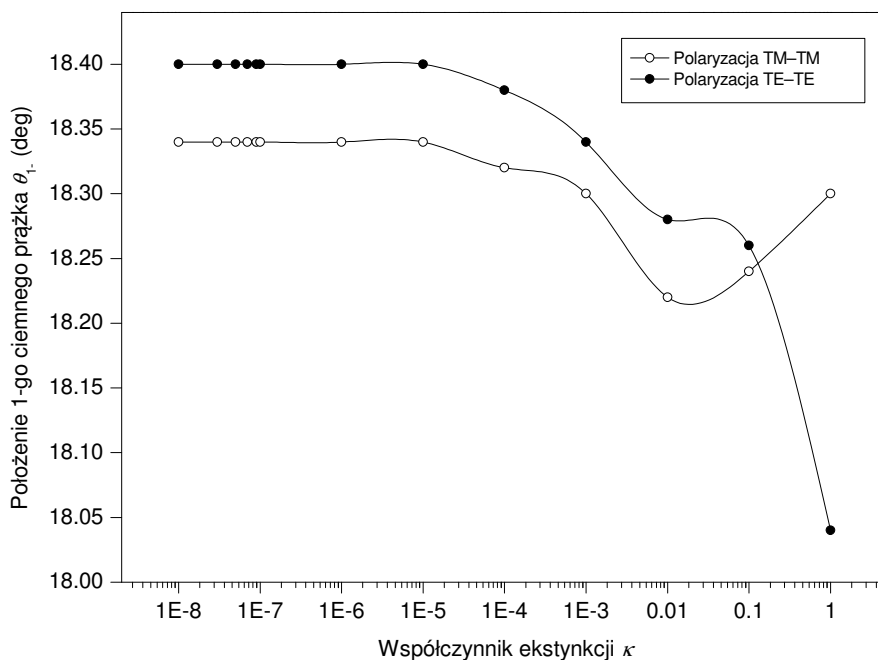
Rys. 2.23. Wpływ kąta polaryzacji γ fali padającej na położenie kątowe 1-go ciemnego prążka θ_1 składowej równoległej $I_{\parallel s}$ i prostopadłej $I_{\perp s}$ (względem osi cylindra) natężenia pola rozproszonego. Parametry eksperymentu: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $fwhm = 65\text{nm}$, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, średnica włókna $d = 7\mu\text{m}$, $n(\lambda_0) = 1.5637$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.



Rys. 2.24. Wpływ szerokości połówkowej widma $fwhm$ (Gaussoida) na położenie kątowe 1-go ciemnego prążka θ_1 . Parametry eksperymentu: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, średnica włókna $d = 7\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1E-8$ (Schott N-PSK3) rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.



Rys. 2.25. Wpływ współczynnika załamania n na położenie kątowe 1-go ciemnego prążka θ_1 . Parametry eksperymentu: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $fwhm = 65\text{nm}$, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, średnica włókna $d = 7\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.

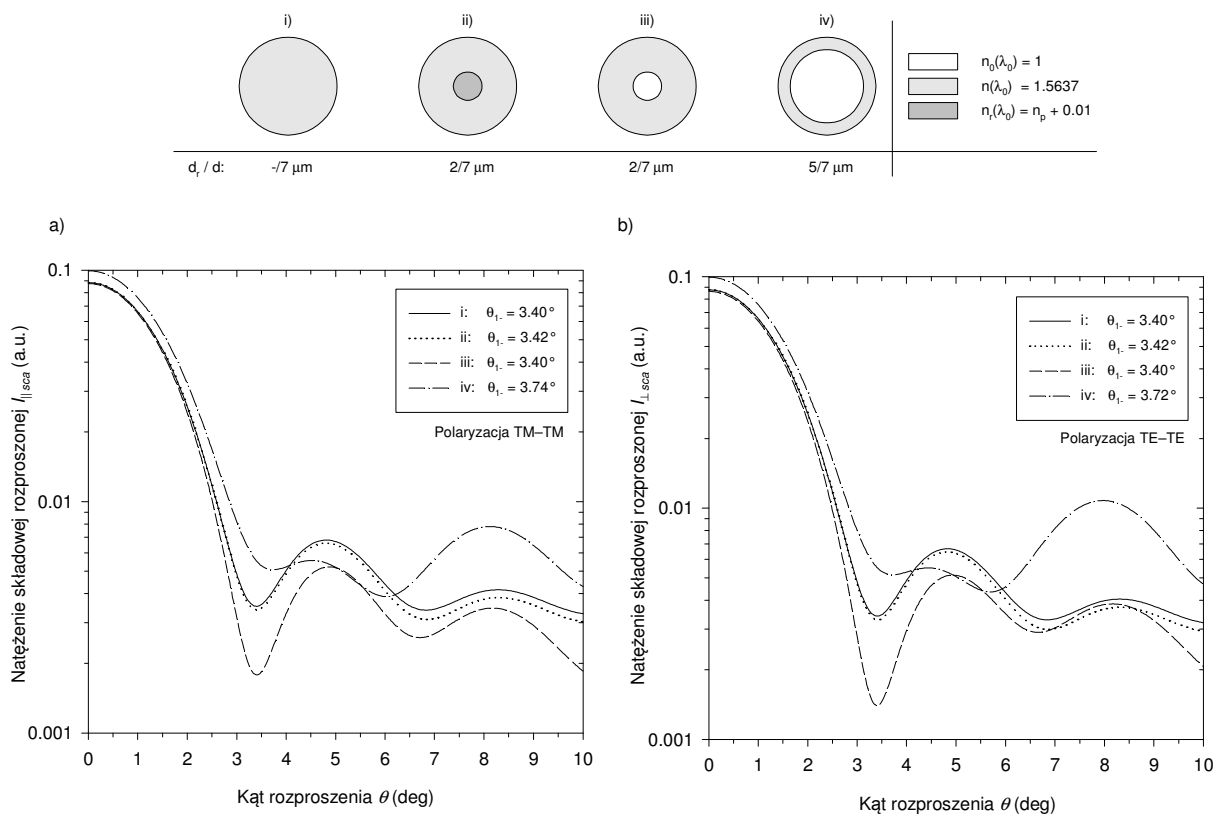


Rys. 2.26. Wpływ współczynnika ekstynkcji κ na położenie kątowe 1-go ciemnego prążka θ_1 . Parametry eksperymentu: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $fwhm = 65\text{nm}$, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, średnica włókna $d = 7\mu\text{m}$, $n(\lambda_0) = 1.5637$ (Schott N-PSK3), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.

2.4.3. Obserwacja wpływu niejednorodności włókna na położenie pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym

Niejednorodność struktury włókna optycznego jest wynikiem niedoskonałości technologii produkcji surowca – szkła i technologii wyciągania włókna (rozdz. 1.1.3). Niejednorodność może być rozumiana jako zaburzenie parametrów optycznych włókna, wyrażanych przez współczynnik załamania i współczynnik ekstynkcji. Wykonane symulacje pola rozproszonego mają pomóc w ustaleniu wpływu niejednorodności na położenie kątowne pierwszego ciemnego prążka (θ_1).

Dla uproszczenia analizy przyjęto, że niejednorodność ma postać osiowosymetrycznego rdzenia osadzonego wewnątrz badanego włókna (Rys. 2.27). Zmieniając współczynnik załamania rdzenia symulowano dwa rodzaje niejednorodności: 1) niejednorodność mającą charakter zaburzenia współczynnika załamania (Rys. 2.27ii),

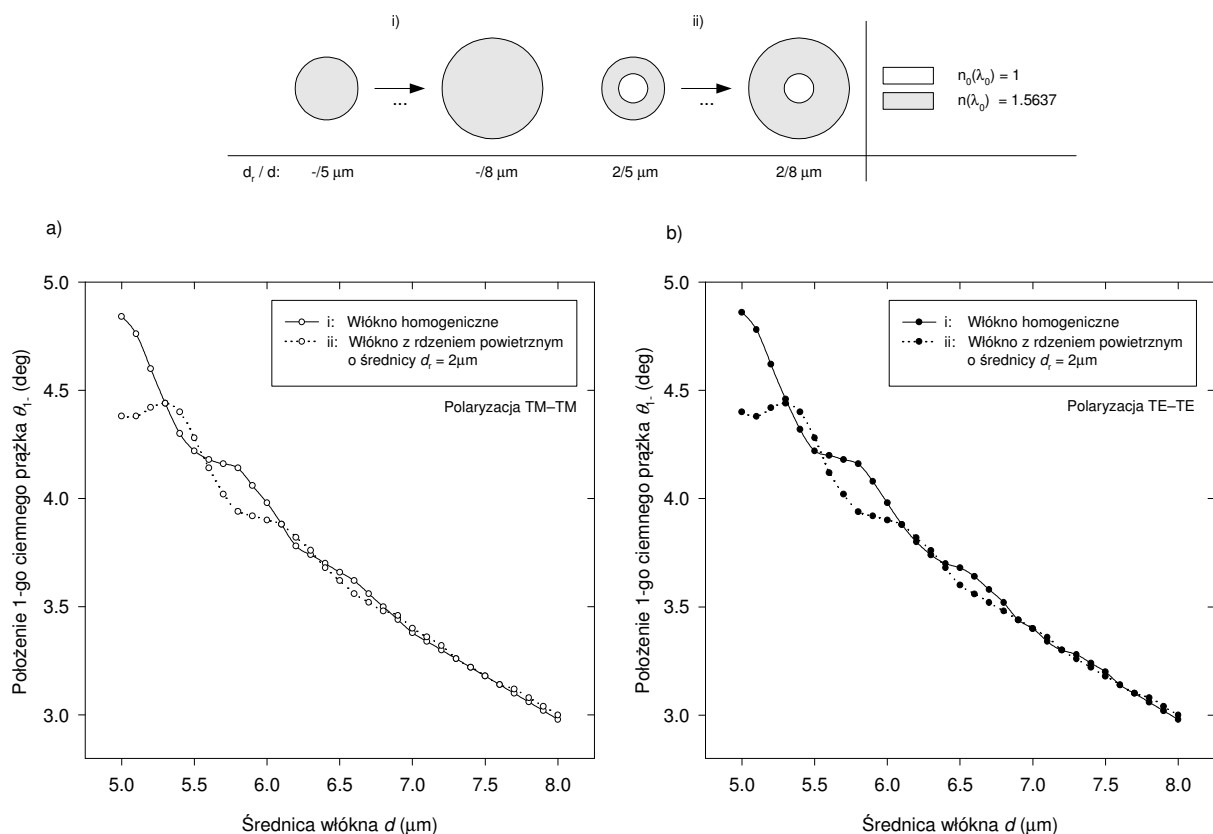


Rys. 2.27. Natężenie składowej równoległej $I_{||s}$ (a) i prostopadłej $I_{\perp s}$ (b) vs kąt obserwacji θ , promieniowania rozproszonego na włóknach o odmiennych strukturach refrakcyjnych: (i) włókno homogeniczne, (ii) włókno z niejednorodnością współczynnika załamania w postaci stałego rdzenia, (iii), (iv) włókno z nieciągłością współczynnika załamania w postaci rdzenia powietrznego. Parametry symulacji: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $fwhm = 65\text{nm}$ (gaussoida), kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, średnica włókna $d = 7\mu\text{m}$, materiał: szkło Schott N-PSK3, rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.

2) niejednorodność w postaci nieciągłości współczynnika załamania – luki powietrznej (Rys. 2.27iii, iv). Zastosowano niekoherentną wiązkę oświetlającą o $fwhm = 65\text{nm}$ i $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, padającą na włókno pod kątem 90° . Model symulacyjny zjawiska opracowano według teorii rozproszenia fali płaskiej na wielowarstwowym cylindrze (Onofri, 2005, rozdz. 2).

Rys. 2.27a i b przedstawia wykres natężenia promieniowania rozproszonego w obszarze dyfrakcyjnym na włóknie o średnicy $7\mu\text{m}$. Położenie pierwszego ciemnego prążka jest praktycznie identyczne dla włókna homogenicznego, włókna z rdzeniem o średnicy $2\mu\text{m}$ o zwiększonym współczynniku załamania i włókna z rdzeniem powietrznym $2\mu\text{m}$. Zanotowane zmiany położenia są równe rozdzielczości symulacji kąta rozproszenia (0.02°). Wyraźna zmiana θ_1 wystąpiła w przypadku włókna o rdzeniu powietrznym $5\mu\text{m}$.

Rys. 2.28 pozwala na ocenę wpływu powietrznego rdzenia na wykres θ_1 w funkcji średnicy d włókna. Średnica rdzenia jest stała i wynosi $d_r = 2\mu\text{m}$.



Rys. 2.28. Porównanie wyników symulacji położenia kąтового pierwszego ciemnego prążka θ_1 promieniowania rozproszonego w funkcji średnicy d : (i) włókna homogenicznego, (ii) włókna niehomogenicznego z rdzeniem powietrznym o średnicy $d_r = 2\mu\text{m}$: (a) polaryzacja TM–TM, (b) polaryzacja TE–TE. Parametry symulacji: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $fwhm = 65\text{nm}$ (gaussoida), kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, materiał: szkło Schott N-PSK3, rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.02^\circ$.

Dla porównania zamieszczono również wykres $\theta_1(d)$ włókna homogenicznego. Dla przyjętej rozdzielczości symulacji, różnice w położeniu θ_1 dla obu przypadków są nierozróżnialne przy $d_1/d \approx 0.3$.

Reasumując, w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym, dla przyjętej dokładności obserwacji pola rozproszonego i w określonej skali zmian właściwości optycznych badanego włókna, wykazuje ono cechy obiektu quasi-dyfrakcyjnego.

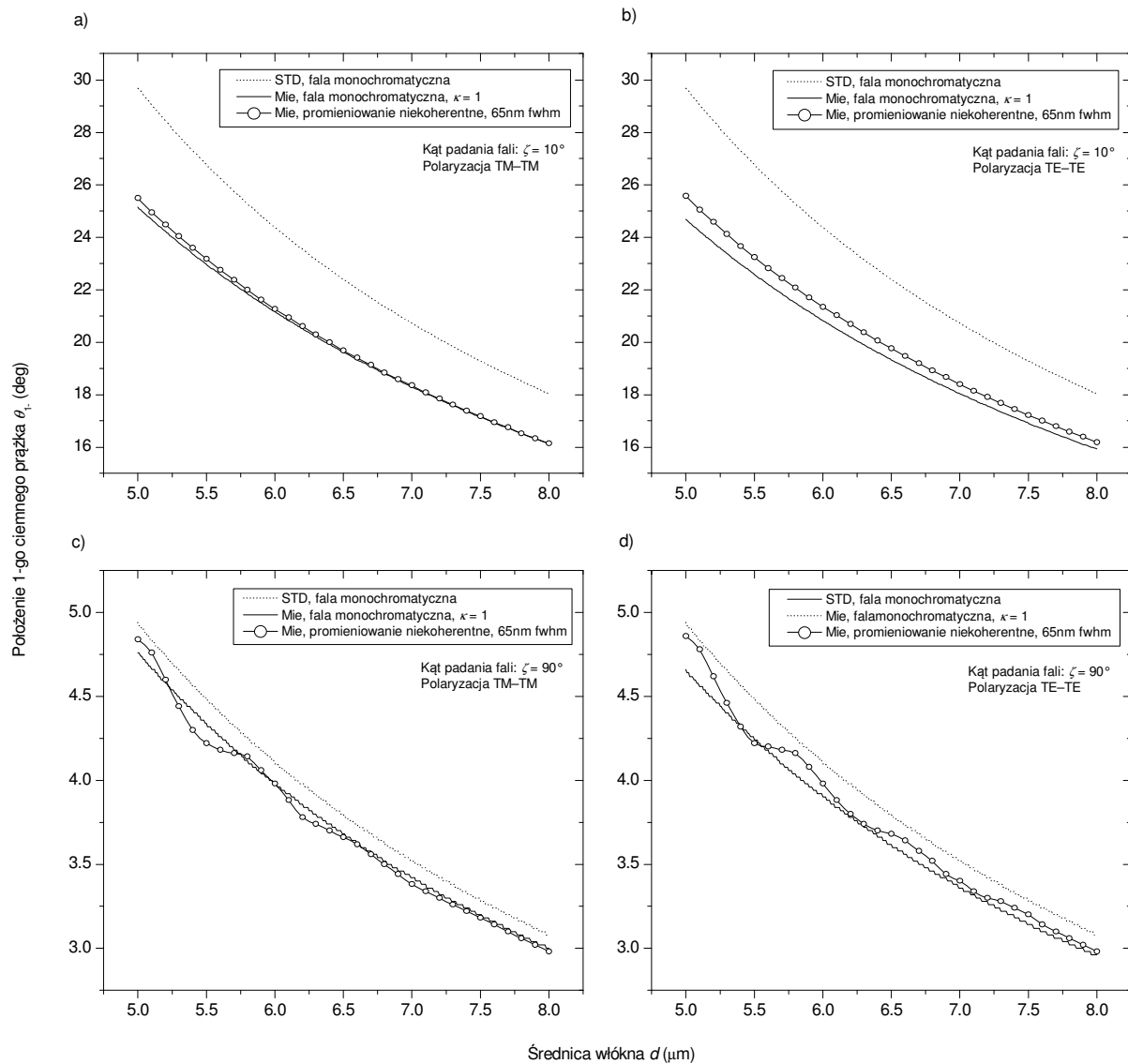
2.4.4. Włókno optyczne jako obiekt quasi-dyfrakcyjny

W rozdziale 2.4.2 i 2.4.3 zauważono, że włókno oświetlone promieniowaniem niekoherentnym o odpowiednio szerokim spektrum, w zakresie kątowym obserwowanego pola, wykazuje cechy obiektu quasi-dyfrakcyjnego, tzn. wybrana do obserwacji cecha pola rozproszonego (położenie pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym, θ_1), cechuje się niewielką wrażliwością na zmiany struktury homogenicznej włókna.

Niniejszy rozdział jest wstępnym studium mającym odpowiedzieć na pytanie, czy zjawiska zachodzące w polu rozproszonym na włóknie oświetlonym quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym mogą być odzwierciedlane przy użyciu modeli zaprojektowanych dla oświetlenia monochromatycznego, ale rozpraszanego na włóknie o dużej tłumienności. Taka strategia modelowania jest korzystna z punktu widzenia czasu obliczeń numerycznych potrzebnych na ustalenie θ_1 .

Analizę ukierunkowano na porównanie wyników symulacji położenia kąowego pierwszego ciemnego prążka w funkcji średnicy włókna, otrzymanych w trzech różnych eksperymentach numerycznych:

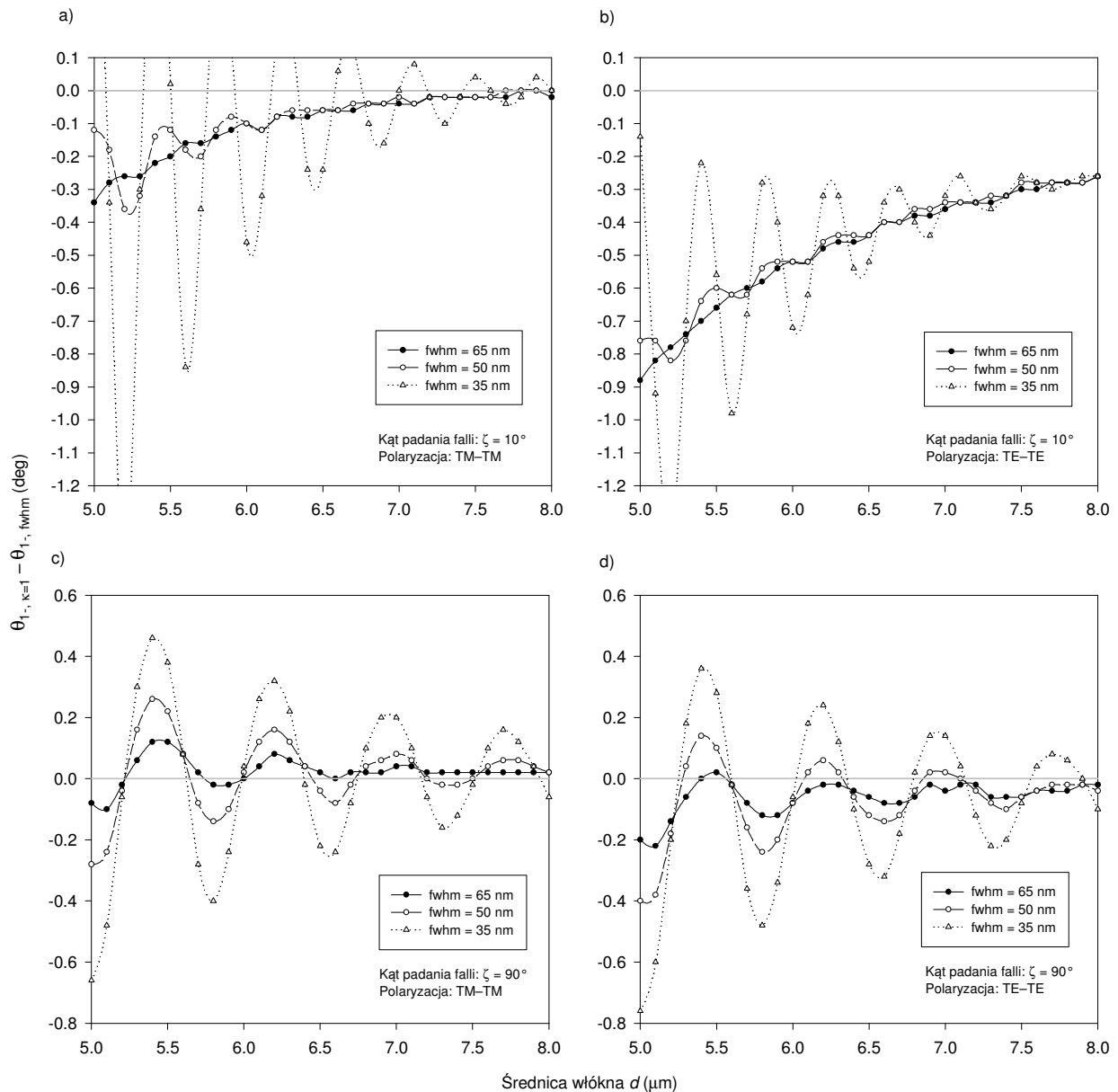
- A. Symulacja rozpraszania fali monochromatycznej na włóknie – przeszkodzie cylindrycznej, przy użyciu modelu opracowanego według reguł skalarnej teorii dyfrakcji (aproksymacja Kirchhoffa) (Takano i Tanaka, 1980).
- B. Symulacja rozpraszania fali monochromatycznej na włóknie o silnym tłumieniu ($\kappa = 1$) przy użyciu modelu Lorenza-Mie (Bohren i Huffman, 1983, rozdz. 8.4).
- C. Symulacja rozpraszania promieniowania niekoherentnego o określonej szerokości widmowej na włóknie o niewielkim tłumieniu ($\kappa = 1E-8$) przy użyciu modelu Lorenza-Mie (rozdz. 2.3.1).



Rys. 2.29. Porównanie symulacji położenia kąтового pierwszego ciemnego prążka θ_1 w funkcji średnicy włókna d dla różnych modeli rozproszenia: i) STD – modelu według skalarnej teorii dyfrakcji (aproxymacja Kirchhoffa), ii) modelu Lorenza-Mie rozpraszania fali monochromatycznej na włóknie silnie absorbującym ($\kappa = 1$), iii) modelu Lorenza-Mie rozpraszania promieniowania niekoherentnego o $fwhm = 65\text{nm}$. **(a)** kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, polaryzacja TM-TM, **(b)** $\zeta = 10^\circ$, TE-TE, **(c)** $\zeta = 90^\circ$, TM-TM, **(d)** $\zeta = 90^\circ$, TE-TE. Parametry symulacji: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3).

Wyniki symulacji numerycznych dla różnych warunków eksperymentu przedstawiono na Rys. 2.29 i Rys. 2.30. Charakterystyka uzyskana za pomocą modelu dyfrakcyjnego (A) znacznie odbiega od charakterystyk innych modeli. Rozbieżności są szczególnie duże dla niewielkich średnic i w warunkach oświetlenia diagonalnego, co wynika z ograniczonej skali zjawisk rozpraszania promieniowania ujmowanych przez model dyfrakcyjny.

Odmianą sytuację można zaobserwować porównując wyniki eksperymentu wygenerowane przez oba modele Lorenza-Mie. Różnice położenia pierwszego ciemnego



Rys. 2.30. Różnica położenia pierwszego ciemnego prążka obliczonych według dwóch modeli rozpraszania: i) modelu Lorenza-Mie rozpraszania fali monochromatycznej na włóknie silnie absorbującym, $\kappa = 1$ ($\theta_{1-, \kappa=1}$), ii) modelu Lorenza-Mie rozpraszania promieniowania niekoherentnego o $fwhm = 65, 50, 35\text{nm}$ ($\theta_{1-, fwhm}$). **(a)** kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, polaryzacja TM-TM, **(b)** $\zeta = 10^\circ$, TE-TE, **(c)** $\zeta = 90^\circ$, TM-TM, **(d)** $\zeta = 90^\circ$, TE-TE. Parametry symulacji: szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.5637$ (Schott N-PSK3).

prążka wyznaczone w eksperymencie B i C zmniejszają się wraz ze wzrostem średnicy. Dla sytuacji z Rys. 2.29a, są one na poziome rozdzielczości symulacji (0.02°) już dla włókna o średnicy $7.2\mu\text{m}$. Warunki aproksymacji zmieniają się wraz ze zmianą szerokości widmowej wiązki oświetlającej (Rys. 2.30). Zmiany położenia pierwszego ciemnego prążka przy oświetleniu quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym,

mające charakter oscylacyjny, są tym mniejsze im większa jest szerokość widmowa promieniowania i tym dokładniej przystają do obrazu pola wytworzonego na włóknie o znacznym tłumieniu.

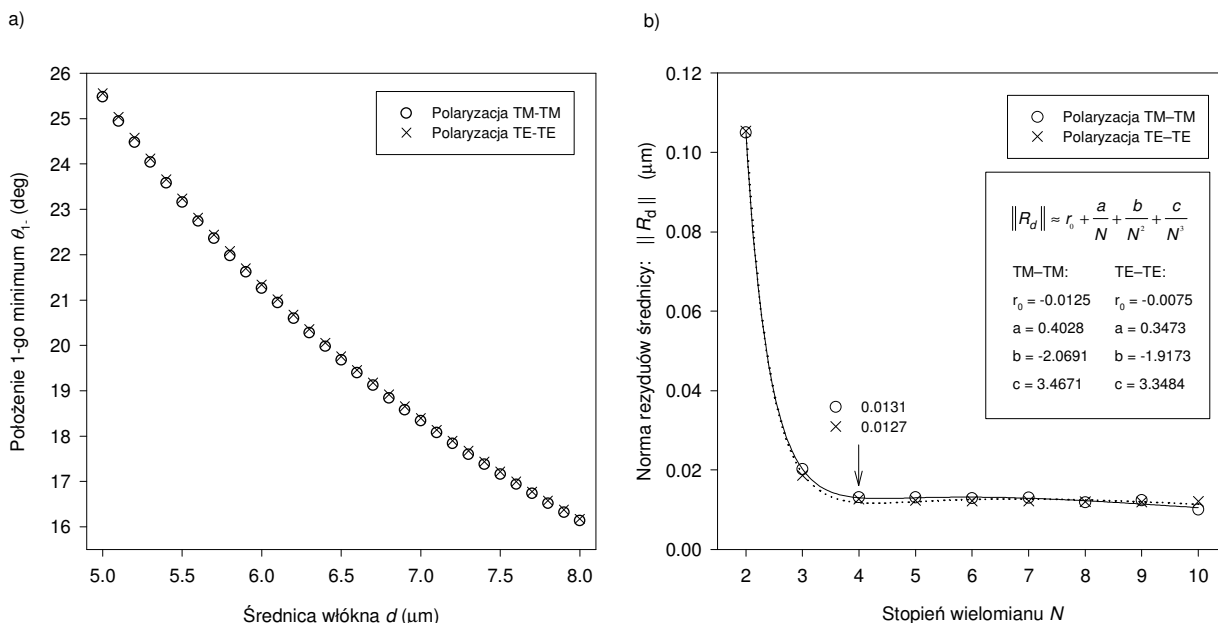
2.4.5. Identyfikacja średnicy włókna na podstawie informacji o położeniu pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym

W poprzednich rozdziałach poszukiwano związku przyczynowo-skutkowego pomiędzy stanem badanego obiektu – średnicą włókna optycznego d , a daną pomiarową – położeniem pierwszego ciemnego prążka θ_{1-} . Wykazano, że poprzez odpowiedni dobór warunków eksperymentu, θ_{1-} może być źródłem wiarygodnych, jednoznacznych informacji o obiekcie.

Niniejszy rozdział obejmuje zagadnienia modelowania przyczynowo-odwrotnego (Polak i Mroczka, 2008: 29), przeprowadzane w celu identyfikacji średnicy badanego włókna. W pierwszej kolejności zaproponowano matematyczną strukturę modelu przyczynowego (wprost), tj. modelu opisującego położenie pierwszego ciemnego prążka jako funkcję średnicy włókna. Jest to model empiryczny, jego struktura abstrahuje od rzeczywistych zjawisk fizycznych wpływających na θ_{1-} . Model przyczynowy jest punktem wyjścia do opracowania modelu odwrotnego, który umożliwi estymację średnicy. W następnej kolejności wykonano eksperyment symulacyjny, przeprowadzony dla warunków zbliżonych do rzeczywistych, mający na celu weryfikację modelu odwrotnego. Źródłem syntetycznych danych pomiarowych (modelem odniesienia) jest model falowy Lorenza-Mie dla quasi-monochromatycznej, niekoherentnej wiązki oświetlającej (rozd. 2.3.1). Model przyczynowy i odwrotny są adekwatne w zakresie średnic $5 \div 8 \mu\text{m}$.

- **Opracowanie modelu przyczynowego i modelu odwrotnego**

Algorytm identyfikacji modelu przyczynowego i modelu odwrotnego wykorzystuje zbiór syntetycznych danych pomiarowych w postaci wektora położenia pierwszego ciemnego prążka θ_{1-} . Wektor ten otrzymano drogą symulacji pola rozproszonego na włóknie optycznym o średnicy d z zakresu $5, 5.1 \div 8 \mu\text{m}$, w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym z wykorzystaniem falowego modelu Lorenza-Mie – modelu odniesienia (rozd. 2.3.1). Obrazem tych zbiorów danych jest wykres $\theta_{1-}(d)$ (Rys. 2.31a).



Rys. 2.31. (a) Wykres położenia kąowego pierwszego minimum θ_1 w funkcji średnicy włókna d , (b) Norma rezyduów jako funkcja stopnia N wielomianu (2.5) będącego podstawą wnioskowania odwrotnego. Parametry symulacji dla (a): szczytowa długość fali $\lambda_0 = 0.430\mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 10^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.5637 + i1\text{E-}8$ (Schott N-PSK3).

Zastosowana metoda tworzenia modelu przyczynowego polega na wykorzystaniu szeregu potęgowego stopnia N do aproksymacji charakterystyki $\theta_1(d)$:

$$\hat{\theta}_{1-}(d) = p_N d^N + \dots + p_2 d^2 + p_1 d + p_0 \quad (2.5)$$

Wnioskowanie odwrotne realizowane jest poprzez poszukiwanie pierwiastków równania (2.5). Proces ten wymaga rozważenia następujących zagadnień:

- i. Wystąpienie złego uwarunkowania numerycznego wielomianu (2.5), prowadzące do generacji współczynników przy potęgach o bardzo dużych wartościach. Aby zapobiec takiej sytuacji, wektor średnic unormowano według wzoru:

$$\mathbf{d}_* = \frac{\mathbf{d} - \bar{\mathbf{d}}}{S_d} \quad (2.6)$$

gdzie: $\bar{\mathbf{d}}$ jest wartością średnią a S_d odchyleniem standardowym elementów wektora \mathbf{d} . Aproksymacja danych pomiarowych θ_{1-} realizowana jest dla nowego wektora danych \mathbf{d}_* . Pierwiastki tak utworzonego wielomianu należy przeskalować według (2.6) dla otrzymania estymaty średnicy $\hat{\mathbf{d}}$.

- ii. Wybór rozwiązania spośród wielu możliwych, rzeczywistych pierwiastków wielomianu aproksymacyjnego. Problem ten rozwiązano poprzez wprowadzenie wąskiego okna dyskryminacyjnego: $\mathbf{d} \pm 0.01\mathbf{d}$.
- iii. Dobór stopnia modelu, który zapewni kompromis pomiędzy dokładnością opisu danych i rozsądną liczbą parametrów. Przyjęto, że miarą dopasowania modelu odwrotnego do danych pomiarowych jest następująca funkcja kryterialna:

$$\|\mathbf{R}_d\| = \|\mathbf{d} - \hat{\mathbf{d}}\| \quad (2.7)$$

Na Rys. 2.31b przedstawiono wykres $\|\mathbf{R}_d\|$ w funkcji stopnia N wielomianu aproksymującego. Stopniowa redukcja liczby parametrów pokazuje, że zmiany $\|\mathbf{R}_d\|$ są niewielkie aż do $N = 4$. Wielomian tego stopnia uznano za optymalny. Współczynniki wielomianów aproksymujących, obliczone osobno dla polaryzacji TM–TM oraz TE–TE, zawarto w tabeli 2.2.

Tabela 2.2. Współczynniki wielomianu aproksymującego charakterystykę θ_1 .

Współczynnik	Polaryzacja TM–TM	Polaryzacja TE–TE
p_0	19.683	19.758
p_1	-2.6493	-2.6606
p_2	0.37623	0.37561
p_3	-0.065392	-0.065879
p_4	0.012599	0.011896

Rezyduum $\mathbf{d} - \hat{\mathbf{d}}$ o największej wartości w zakresie średnic $5 \div 8 \mu\text{m}$ odnotowano: dla polaryzacji TM–TM, rezyduum o wartości $0.0050 \mu\text{m}$ ($d = 7.7 \mu\text{m}$), dla polaryzacji TE–TE, rezyduum o wartości $0.0046 \mu\text{m}$ ($d = 5.8 \mu\text{m}$).

- **Weryfikacja działania modelu odwrotnego dla warunków zbliżonych do rzeczywistych**

Elementem procesu wnioskowania odwrotnego jest utworzenie nieskomplikowanego modelu zmian położenia pierwszego minimum od średnicy włókna metodą aproksymacji syntetycznych danych pomiarowych, otrzymanych drogą symulacji z wykorzystaniem modelu

odniesienia (Lorenza-Mie). Obecność błędów systematycznych, błędów losowych, a także niedokładność aproksymacji danych (niedokładność modelu odwrotnego) przekłada się na jakość estymacji.

Poniższa analiza obejmuje zbadanie wpływu błędu systematycznego oraz niedokładności modelu odwrotnego na wynik estymacji średnicy włókna, przy założeniu addytywnego charakteru czynników wpływających. Przyjęto że błąd systematyczny jest konsekwencją różnicy pomiędzy aktualnymi warunkami pomiaru i warunkami odniesienia, dla których eksperyment pomiarowy jest optymalizowany. Z analizy wyłączono wpływ błędu przypadkowego na wynik, ze względu na czasochłonny charakter obliczeń pola rozproszonego.

Badania symulacyjne wykonano dla wybranych średnic włókna: 5, 6, 7, 8 μ m, ze względu na bardzo długi czas obliczeń prowadzonych z dużą rozdzielczością.

Analiza zmian położenia pierwszego ciemnego prążka w odpowiedzi na zmiany warunków eksperymentu

W tabeli 2.3 i w tabeli 2.4 przedstawiono zestawienie warunków eksperymentu numerycznego i zakresów ich zmienności, a także wyniki obliczeń zmian położenia pierwszego ciemnego prążka.

Przyjęto, że pomiar realizowany jest w układzie o strukturze optycznej optymalizowanej pod kątem pomiaru cech pola dyfrakcyjnego (Rys. 1.20, rozdz. 1). Zastosowanie skolimowanej wiązki promieniowania i optyki Fouriera zapewnia, że położenie kątowe poszczególnych prążków w polu rozproszonym nie zależy od pozycji włókna w szerokim obszarze pola pomiarowego.

Obiektem analizy jest homogeniczne, osiowosymetryczne włókno optyczne. Szkło, z którego jest ono wykonane (NPSK-3) wykazuje własności dyspersyjne, scharakteryzowane przez równanie Sellmeiera i stałe dyspersyjne (Schott AG, 2007). Niepewność określenia współczynnika załamania szkła przyjęto jako wypadkową jego anizotropowych i izotropowych zmian (rozd. 1.5). Wpływ parametrów procesu technologicznego na współczynnik ekstynkcji nie został jak dotąd ustalony, dlatego też założono szeroki zakres zmian tego parametru ($1E-8 \div 1E-7$).

Tabela 2.3. Ocena zmian położenia kąтового 1-go minimum $\Delta\theta_1$ w odpowiedzi na zmiany warunków eksperymentu. Polaryzacja TM–TM, rozdzielczość symulacji $\Delta\theta_1 = 0.001^\circ$.

Parametr	Warunki odniesienia	Przedział zmienności	Bezwzględna zmiana położenia 1-go ciemnego prążka $\Delta\theta_1$ (deg)			
			d = 5 μ m	d = 6 μ m	d = 7 μ m	d = 8 μ m
λ_0 (μ m)	0.430	$\lambda_0 \pm 0.001$	0.063	0.048	0.041	0.036
$n(\lambda_0)$	1.5637	$n(\lambda_0) \pm 0.025$	0.052	0.008	0.000	0.004
κ	1E-8	1E-8...1E-7	0.000	0.000	0.000	0.000
ζ (deg)	10.00	$\zeta \pm 0.1$	0.250	0.197	0.174	0.150
fwhm (nm)	65	fwhm ± 1	0.003	0.002	0.000	0.001
γ (deg)	90	$\gamma \pm 0.1$	0.003	0.002	0.001	0.001
$\Sigma \Delta\theta_1$ (deg): ⁽¹⁾			0.38	0.26	0.22	0.20

Uwagi:

(1) – Wypadkową zmianę położenia podano z rozdzielczością 0.01° dla uwzględnienia ograniczonej zdolności rozdzielczej pomiaru θ_1 w rzeczywistym układzie pomiarowym.**Tabela 2.4.** Ocena zmian położenia kąтового 1-go minimum $\Delta\theta_1$ w odpowiedzi na zmiany warunków eksperymentu. Polaryzacja TE–TE, rozdzielczość symulacji $\Delta\theta_1 = 0.001^\circ$.

Parametr	Warunki odniesienia	Przedział zmienności	Bezwzględna zmiana położenia 1-go ciemnego prążka $\Delta\theta_1$ (deg)			
			d = 5 μ m	d = 6 μ m	d = 7 μ m	d = 8 μ m
λ_0 (μ m)	0.430	$\lambda_0 \pm 0.001$	0.062	0.049	0.041	0.036
$n(\lambda_0)$	1.5637	$n(\lambda_0) \pm 0.025$	0.007	0.010	0.013	0.001
κ	1E-8	1E-8...1E-7	0.000	0.000	0.000	0.000
ζ (deg)	10.00	$\zeta \pm 0.1$	0.247	0.196	0.173	0.151
fwhm (nm)	65	fwhm ± 1	0.003	0.001	0.000	0.000
γ (deg)	0	$\gamma \pm 0.1$	0.002	0.001	0.001	0.000
$\Sigma \Delta\theta_1$ (deg): ⁽¹⁾			0.33	0.26	0.23	0.19

Uwagi:

(1) – Wypadkową zmianę położenia podano z rozdzielczością 0.01° dla uwzględnienia ograniczonej zdolności rozdzielczej pomiaru θ_1 w rzeczywistym układzie pomiarowym.

Włókno optyczne zostało pochylone względem kierunku fali padającej pod kątem $\zeta = 10^\circ$, aby zagwarantować, żeby położenie kątowe pierwszego minimum θ_1 było malejącą funkcją średnicy włókna (rozd. 2.4.1). Wektor elektryczny fali padającej przyjmuje jeden z dwóch ortogonalnych stanów polaryzacyjnych (Rys. 2.13): równoległy względem płaszczyzny padania (polaryzacja TM, $\gamma = 90^\circ$), bądź prostopadły względem tej płaszczyzny

(polaryzacja TE, $\gamma = 0^\circ$). Założono, że niepewność kątów ζ i γ wynika z niedokładności justowania układu pomiarowego.

Parametry źródła promieniowania (λ_0 , $fwhm$) odpowiadają diodzie LED firmy Ledtronics (LED100-01A, 1999). Wobec znacznego rozrzutu fabrycznego tych parametrów przyjęto, że zostały one otrzymane drogą pomiaru spektrofotometrycznego, a niepewność ich wartości wynika w głównej mierze ze zmiany temperatury diody (typowo $\sim 1\text{nm/K}$).

Obliczenia zostały wykonane z dużą rozdzielczością kąta rozproszenia, wynoszącą 0.001° . Wypadkową zmianę położenia podano z rozdzielczością 0.01° dla uwzględnienia ograniczonej zdolności rozdzielczej pomiaru położenia kąтового rzeczywistego układu pomiarowego.

Wyniki zamieszczone w tabeli 2.3 i tabeli 2.4, zbliżone dla obu rozważanych konfiguracji polaryzacyjnych, wskazują na dużą wrażliwość położenia pierwszego ciemnego prążka na długość fali λ i kąt jej padania ζ , co jest zgodne z wnioskami sformułowanymi w rozdziale 2.4.2. Zmiany położenia $\Delta\theta_1$ są największe dla włókna o najmniejszej średnicy z badanego przedziału, tj. $5\mu\text{m}$ i maleją znacząco wraz ze wzrostem średnicy.

Estymacja średnicy włókna

Wyniki estymacji średnicy włókna zamieszczono w tabeli 2.5 (polaryzacja TM–TM) oraz w tabeli 2.6 (polaryzacja TE–TE). Każda tabel zawiera syntetyczne dane wygenerowane przez model odniesienia (Lorenza-Mie dla niekoherentnej wiązki quasi-monochromatycznej), czyli wartość średnicy włókna d oraz odpowiadające tej średnicy położenie pierwszego ciemnego prążka, θ_1 . Wyniki wnioskowania odwrotnego stanowią: estymata średnicy \hat{d} , rezyduum $d - \hat{d}$, oraz niepewność estymaty $\Delta\hat{d}$, $\delta\hat{d}$. Niepewność jest odpowiedzią modelu odwrotnego na zmianę położenia pierwszego ciemnego prążka w odpowiedzi na zmiany warunków eksperymentu (Tabela 2.3, Tabela 2.4).

Maksymalna niepewność estymacji $\delta\hat{d}$ wynosi 1.6% (Tabela 2.5). Najbardziej znaczącym składnikiem $\delta\hat{d}$ jest błąd systematyczny wynikający z niepewności kąta padania fali oraz jej długości. Wpływ kąta padania fali powinien być starannie zbadany w procesie implementacji przemysłowej omawianej metody. Jeśli zmiany kąta nachylenia włókna względem fali padającej przyczyniają się do powstawania niedopuszczalnie dużego błędu pomiaru, należy rozważyć możliwość przeprowadzenia eksperymentu pod większym kątem nachylenia, co wiąże się ze zmianą parametrów eksperymentu (szerokości spektralnej,

szczytowej długości fali) dla uzyskania monotonicznych zmian położenia pierwszego ciemnego prążka w funkcji zmian średnicy włókna (rozdz. 2.4.1).

Tabela 2.5. Wyniki oszacowania średnicy włókna dla polaryzacji TM–TM⁽¹⁾.

Model odniesienia (Lorenza-Mie)		Model odwrotny			
Średnica włókna	Położenie 1-go minimum	Średnica włókna	Rezyduum	Niepewność średnicy włókna	
d (μm)	θ_{1-} (deg)	\hat{d} (μm)	$d - \hat{d}$ (μm)	$\Delta\hat{d}$ (μm)	$\delta\hat{d}$ (%)
5	25.48	5.00	0.0030	0.08	1.6
6	21.26	6.00	-0.0017	0.08	1.4
7	18.34	7.00	0.0039	0.09	1.3
8	16.14	8.00	0.0021	0.11	1.4

Uwagi:

(1) – Warunki odniesienia eksperymentu: Tabela 2.3.

Tabela 2.6. Wyniki oszacowania średnicy włókna dla polaryzacji TE–TE⁽¹⁾.

Model odniesienia (Lorenza-Mie)		Model odwrotny			
Średnica włókna	Położenie 1-go minimum	Średnica włókna	Rezyduum	Niepewność średnicy włókna	
d (μm)	θ_{1-} (deg)	\hat{d} (μm)	$d - \hat{d}$ (μm)	$\Delta\hat{d}$ (μm)	$\delta\hat{d}$ (%)
5	25.56	5.00	0.0013	0.07	1.4
6	21.34	6.00	-0.0019	0.08	1.4
7	18.40	7.00	0.0007	0.10	1.5
8	16.18	8.00	-0.0015	0.11	1.4

Uwagi:

(1) – Warunki odniesienia eksperymentu: Tabela 2.4.

Rozdział 3

Interferometria w obszarze tęczy

3. Interferometria w obszarze tęczy

Interferometria w obszarze tęczy jest techniką pomiarową, wykorzystywaną do analizy cech fizycznych (rozmiaru, współczynnika załamania) obiektu rozpraszającego falę elektromagnetyczną w drodze badania cech pola rozproszonego tworzącego tęczę.

W niniejszym rozdziale opisano naturę tęczy monochromatycznej powstającej na włóknie optycznym oraz przedyskutowano wybrane problemy wykorzystania takiej tęczy jako pola badawczego w pomiarze średnicy. W dalszej części pracy zaprezentowano projekt metody pomiaru średnicy homogenicznego włókna optycznego, wykorzystujący quasi-monochromatyczne, niekoherentne promieniowanie optyczne do wytworzenia pola rozproszonego na włóknie optycznym. Przebadano własności tak wytworzonego pola pod kątem zmian parametrów pola i właściwości fizycznych włókna. Zaproponowano również model inwersji danych pomiarowych (tęczy) w procesie wnioskowania odwrotnego, wykorzystujący teorię CAM (*Complex Angular Momentum*). Końcowy fragment rozdziału poświęcony jest problematyce wykorzystania tęczy w pomiarze średnicy płaszczka i rdzenia włókna niehomogenicznego.

3.1. Natura tęczy monochromatycznej powstającej na homogenicznym włóknie optycznym

Rozpraszanie fali świetlnej na regularnej cząstce o dużym stopniu symetrii osiowej, charakteryzującej się niską tłumiennością i o średnicy znacznie większej od długości fali promieniowania, prowadzi do szeregu obserwowalnych w polu rozproszonym zjawisk optycznych, w tym zjawiska tęczy. W warunkach naturalnych obserwuje się najczęściej tzw. tęczę pierwszego rzędu. Rzadziej można zaobserwować tęczę drugiego rzędu, która charakteryzuje się nieco mniejszym natężeniem i inwersją barw (Rys. 3.1). Obszar pomiędzy tęczą pierwszego i drugiego rzędu nosi nazwę pasma Aleksandra¹.

W wyniku rozproszenia elementarnej fali elektromagnetycznej o długości λ powstaje tęcza monochromatyczna. Szczegółowe studia nad mechanizmem powstawania tęczy monochromatycznej zebrane są m.in. w pracy Adama (2002) oraz Lee i Frasera (2001). Tęcza wielobarwna może być uważana jako niekoherentna superpozycja rozproszonych fal elementarnych z zakresu widmowego światła rozpraszanego (Laven, 2003; Lee, 1998; Gedzelman, 1994).

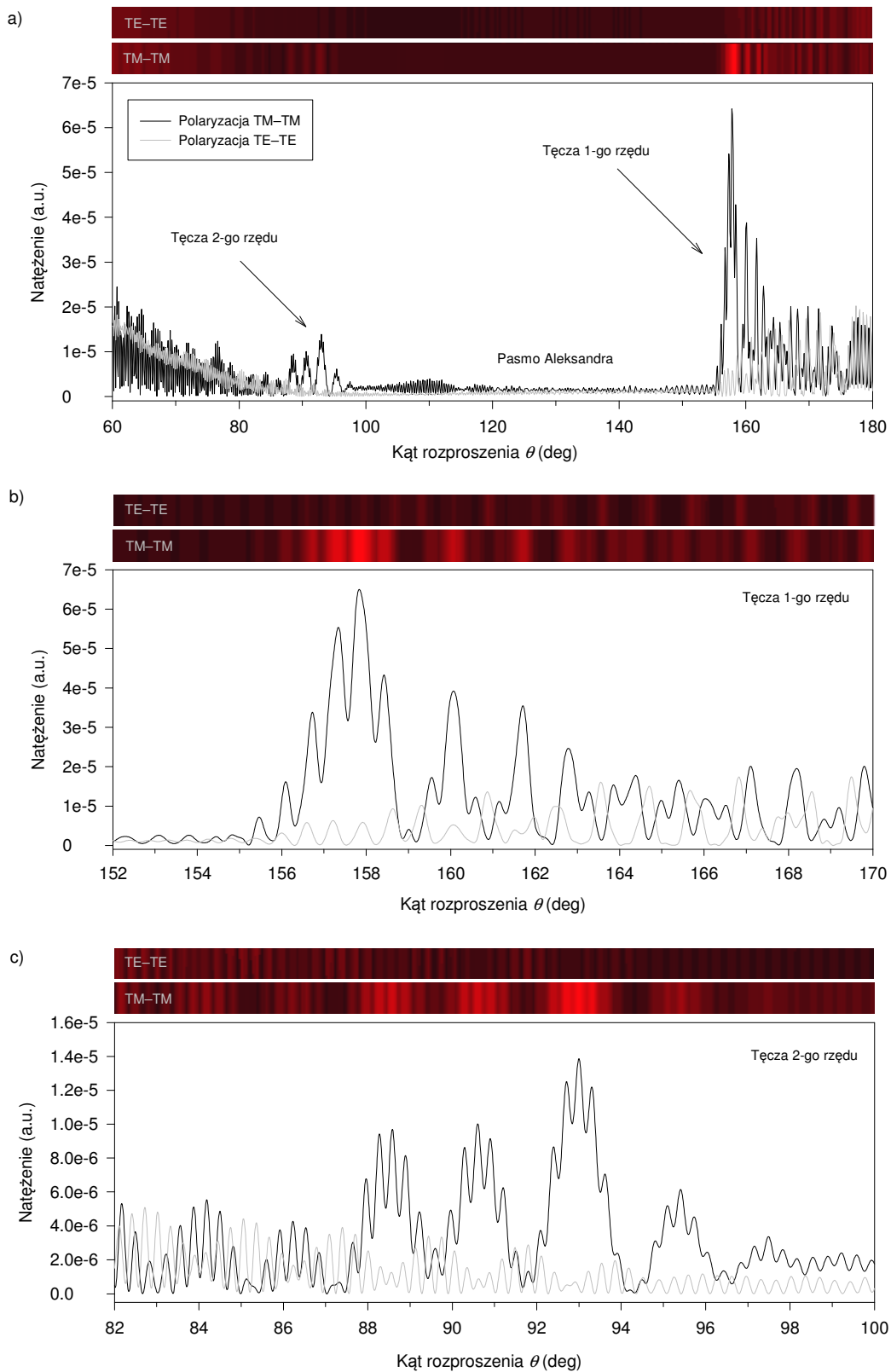
¹ Na cześć Aleksandra z Aphrodisias, greckiego filozofa, który studiował naturę tęczy i pierwszy opisał ciemny obszar pomiędzy tęczą 1-go i 2-go rzędu.



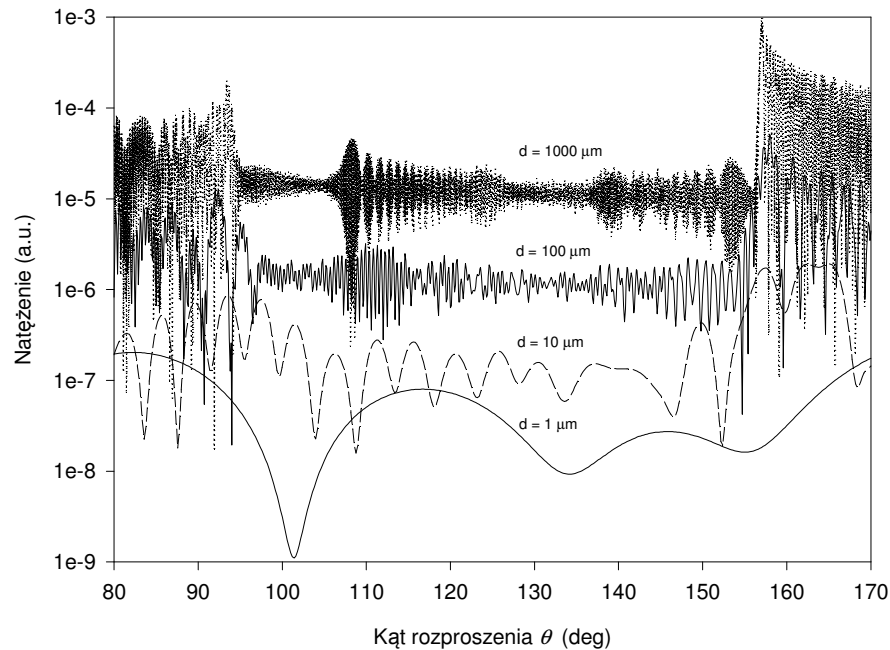
Rys. 3.1. Tęcza 1-go i 2-go rzędu powstająca w warunkach naturalnych (dzięki uprzejmości Trisha Pettijohna, University of Arizona).

Mechanizmy fizyczne powstawania tęczy monochromatycznej na homogenicznym włóknie optycznym, w zakresie pojęć i praw formułowanych przez optykę geometryczną, są podobne do tych, dzięki którym powstaje tęcza na homogenicznej sferze. Dlatego też, droga modelowania matematycznego tęczy prowadząca do uproszczonych modeli zjawiska, na przykład z wykorzystaniem całki Airy i zasad Huygensa-Fresnela i Pottera (Adam, 2002), jest taka sama dla obu typów cząstek (Adler i in., 2001a; Lock, 2000). Dokładne symulacje promieniowania rozproszonego w obszarze tęczy z wykorzystaniem falowej teorii Lorenza-Mie wskazują jednak na istnienie pewnych różnic pomiędzy obrazem tęczy włókna i sfery. W przypadku tęczy pierwszego rzędu, różnice te mają postać wzajemnego przesunięcia kąтового prążków (Han, rozdz. 3, 2000).

Na wykresie natężenia promieniowania rozproszonego na homogenicznym włóknie optycznym w funkcji kąta rozproszenia, uzyskanym za pomocą modelu falowego Mie, widoczne są dwa obszary o podwyższonym natężeniu (Rys. 3.2). Pierwszy obszar występujący począwszy od kąta rozproszenia $\sim 156.8^\circ$ to tęcza pierwszego rzędu. Obszar drugi, umiejscowiony w kącie rozproszenia $\sim 93.9^\circ$ i mniejszych to tęcza drugiego rzędu. Klasyczne prawa optyki geometrycznej, sformułowane przez Descartesa i Newtona, wskazują, że kąt rozproszenia pod którym występuje tęcza danego rzędu (kąt Descartesa) zależy wyłącznie od współczynnika załamania cząstki (Adam, 2002: 244).



Rys. 3.2. Wykresy natężenia fali rozproszonej na homogenicznym włóknie optycznym w funkcji kąta rozproszenia, uzyskane za pomocą modelu falowego Lorenza-Mie: (a) w zakresie kątów rozproszenia obejmującym tęczę 1-go i 2-go rzędu, (b) powiększenie obszaru obejmującego tęczę 1-go rzędu, (c) powiększenie obszaru obejmującego tęczę 2-go rzędu. Parametry symulacji: długość fali $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, średnica włókna $d = 125 \mu\text{m}$, $m(\lambda) = 1.4957 + i0$.



Rys. 3.3. Wykresy natężenia fali rozproszonej (skala log) na homogenicznym włóknie szklanym w funkcji kąta rozproszenia, wykonane dla różnych średnic włókna, uzyskane za pomocą modelu falowego Lorenza-Mie. Parametry symulacji: polaryzacja TM-TM, długość fali $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda) = 1.4957 + i1E-8$.

Natężenie tęczy pierwszego rzędu dla wybranych warunków symulacji jest blisko pięciokrotnie większe. Łatwo rozróżnialny, wyraźny wykres prążkowy występuje w warunkach rozproszenia na włóknie o relatywnie dużej średnicy w odniesieniu do długości fali promieniowania (Rys. 3.3).

Wykres natężenia fali rozproszonej w obszarze tęczy powstającej na włóknie homogenicznym ma złożoną postać (Rys. 3.2b i c). Dla zrozumienia natury tęczy wykorzystano metodę rozwinięcia rozproszonego pola elektromagnetycznego w szereg Debyego. Szereg Debyego podaje ekwiwalentne rozwiązanie problemu rozproszenia do teorii Lorenza-Mie, a dodatkowo umożliwia badanie udziału poszczególnych komponentów pola rozproszonego w tworzeniu pola wypadkowego (Li i in., 2006).

Na Rys. 3.4 przedstawiono wyniki analizy z wykorzystaniem szeregów Debyego, przeprowadzonej dla tęczy pierwszego rzędu. Zbadano pole rozproszone będące wektorową sumą komponentów rzędu zerowego ($p = 0$, promień odbity) i rzędu drugiego ($p = 2$, promienie załamane po jednym wewnętrznym odbiciu) (Rys. 3.4a). Regularny, niskoczęstotliwościowy wykres prążkowy (tzw. tęcza Airy) powstaje w wyniku interferencji dwóch komponentów rzędu $p = 2$, które mają zbliżone drogi optyczne i porównywalne amplitudy, opuszczających włókno pod tym samym kątem (Rys. 3.4b). Komponenty te leżą

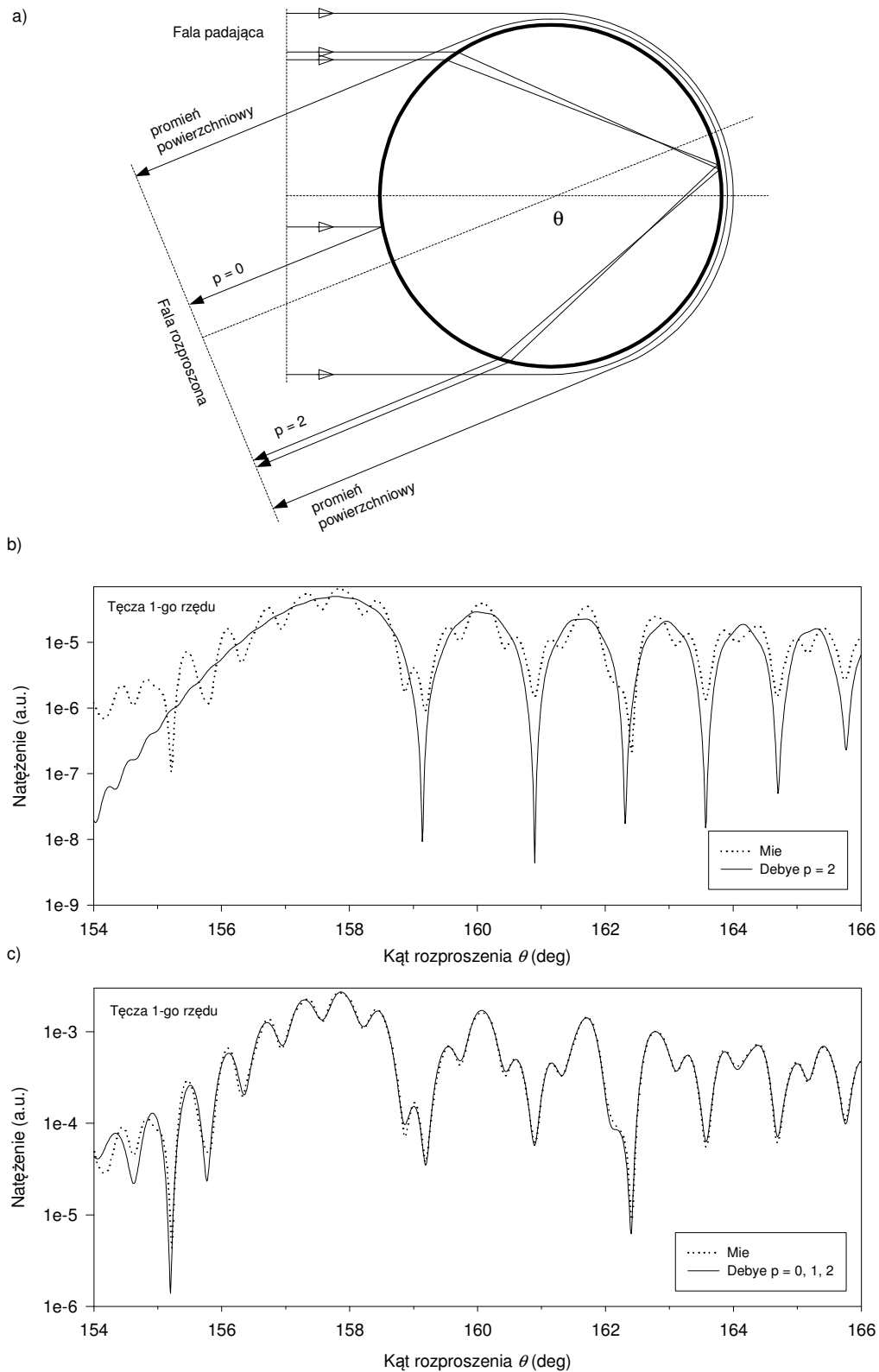
w sąsiedztwie punktu załamania kaustyki, obszaru w którym kumuluje się znaczna część energii pola rozproszonego, utworzonego przez promienie ugięte przez krzywiznę cząstki (Adam, 2002: 235). Wysokoczęstotliwościowa składowa (*ripple structure*) widoczna na wykresie tęczy, wykonanym z wykorzystaniem modelu falowego Lorenza-Mie (Rys. 3.4b), powstaje w wyniku interferencji komponentów $p = 0$ (odbitego od powierzchni włókna) oraz $p = 2$ (Rys. 3.4c).

Pole rozproszone w obszarze tęczy drugiego rzędu ma bardziej skomplikowaną naturę. Komponenty pola, które dominują w tym obszarze to $p = 0$ (promień odbity), $p = 1$ (promień załamany bez wewnętrznych odbić) i $p = 3$ (dwa wewnętrzne odbicia) (Rys. 3.5a). Wektorowe dodanie tych komponentów daje w wyniku wykres natężenia zbliżony kształtem do wykresu odniesienia według teorii Lorenza-Mie (Rys. 3.5c), ale o około dwukrotnie mniejszej amplitudzie składowej wysokoczęstotliwościowej. Wierną aproksymację wykresu natężenia według teorii Lorenza-Mie uzyskuje się po uwzględnieniu komponentu $p = 2$ (jedno wewnętrzne odbicie) (Rys. 3.5c). Interferencja wyłącznie komponentów $p = 3$, warunkujących powstanie tęczy drugiego rzędu, daje w rezultacie wykres natężenia znacznie odbiegający od symulacji według teorii Lorenza-Mie (Rys. 3.5b).

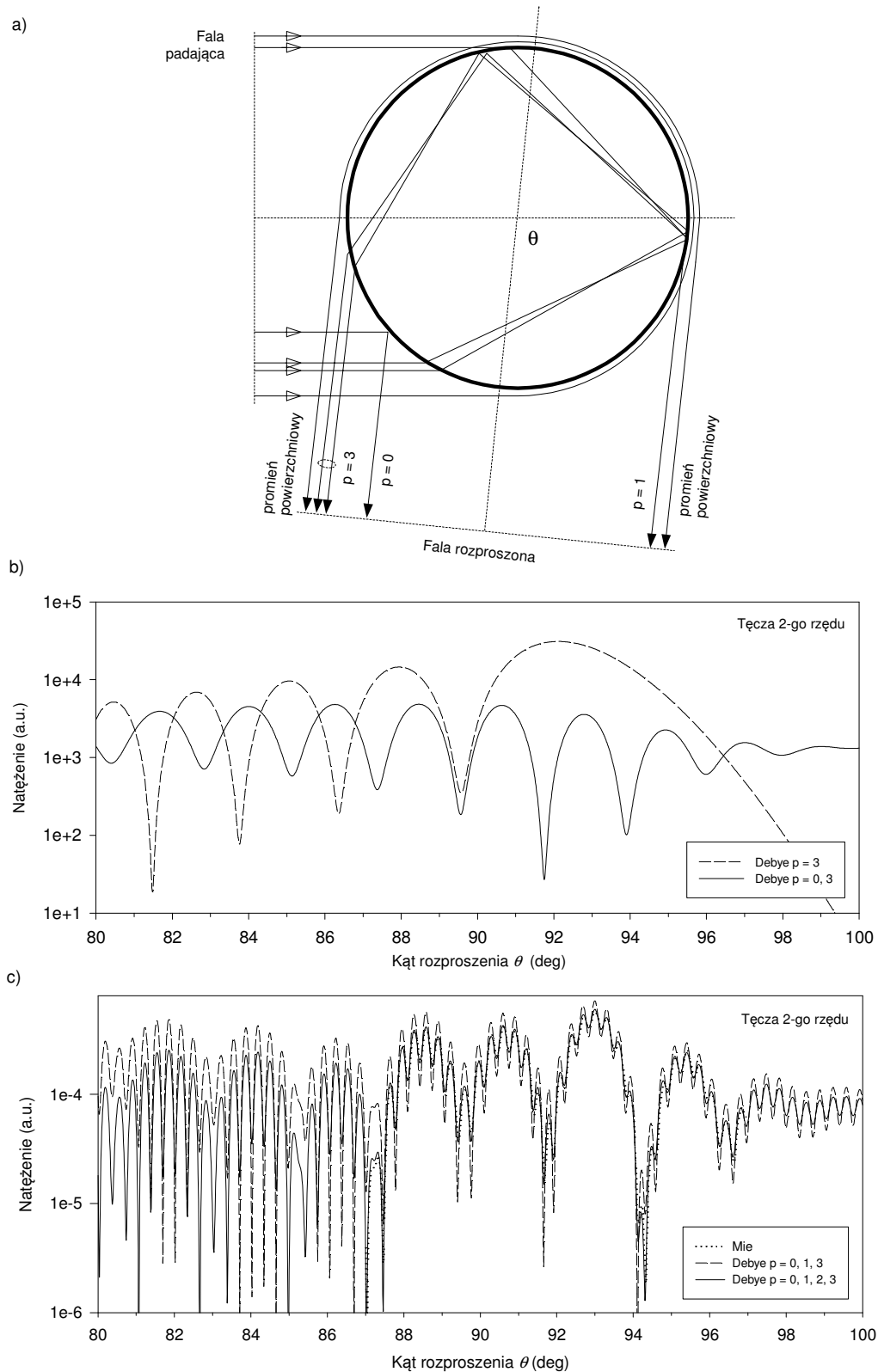
Dla uzupełnienia opisu rozproszenia fali w obszarze tęczy, na Rys. 3.4a i Rys. 3.5a schematycznie zaznaczono udział fal powierzchniowych, propagujących się we włóknie, który jest przykładem mikrorezonatora optycznego (Hovenac i Lock, 1992: 786; van Beeck i Riethmuller, 1996; Han i in., 2001). Fale te są przyczyną powstawania mikrostrukturalnych pików rezonansowych MDR (*Morphology-Dependent Resonances*) na wykresach natężenia fali rozproszonej w funkcji zmian średnicy włókna (rozdz. 3.2).

Według Rys. 3.6 każdy komponent rzędu $p > 1$ tworzy tęczę Airy. Tęcze wyższych rzędów niż drugi są jednak trudne do zaobserwowania ze względu na niewielką amplitudę komponentów pola warunkujących ich powstanie. W specyficznych eksperymentach laboratoryjnych, w polu rozproszonym na cząstce sferycznej oświetlonej silnie skupioną wiązką laserową, udało się jak dotąd zaobserwować tęczę nawet 206 rzędu (Ng i in., 1998).

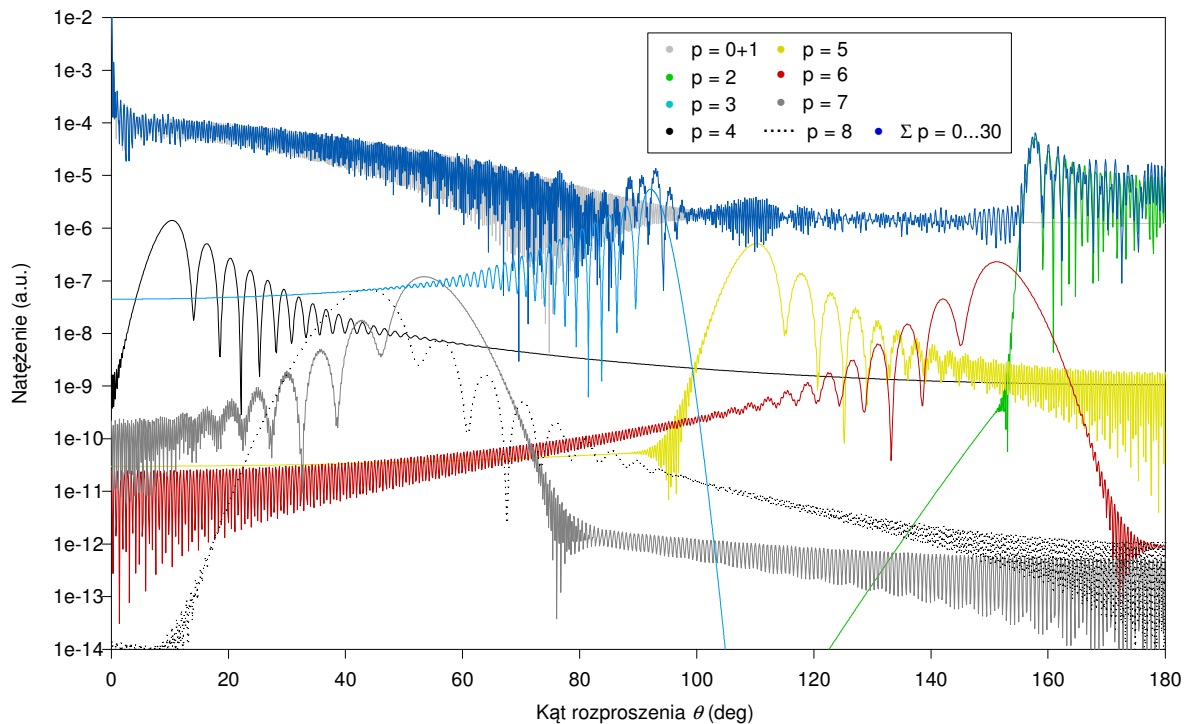
Struktura tęczy jest odmienna dla dwóch rozważanych, ortogonalnych stanów polaryzacyjnych – magnetycznego (TM–TM) i elektrycznego (TE–TE). Wyraźna struktura powstaje tylko dla polaryzacji magnetycznej (Rys. 3.2). Silne własności polaryzacyjne tęczy wynikają z faktu, że znaczna część energii pola świetlnego spolaryzowanego magnetycznie, ulega załamaniu na granicy włókno – otoczenie pod kątem równym lub zbliżonym do kąta Brewstera, a tylko nieznaczna część rozpraszana jest do obszaru tęczy (Können i de Boer, 1979).



Rys. 3.4. Powstawanie tęczy 1-go rzędu na homogenicznym włóknie optycznym: **(a)** szkic ilustrujący udział promieni rozproszonych w powstawaniu tęczy 1-go rzędu, **(b)** porównanie wykresu natężenia fali rozproszonej (skala log) w funkcji kąta rozproszenia wykonanego modelem falowym Lorenza-Mie i modelem szeregów Debyeego uwzględniającym promień $p = 2$, **(c)** podobnie jak b) lecz obliczenia wykonane modelem Debyeego uwzględniają promienie $p = 0, 1, 2$. Parametry symulacji: polaryzacja TM–TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, średnica włókna $d = 125\mu\text{m}$, $m(\lambda) = 1.4957 + i0$.



Rys. 3.5. Powstawanie tęczy 2-go rzędu na homogenicznym włóknie optycznym: **(a)** szkic ilustrujący udział promieni rozproszonych w powstawaniu tęczy 2-go rzędu, **(b)** wykres natężenia fali rozproszonej (skala log) w funkcji kąta rozproszenia wykonany modelem szeregów Debyeego dla promieni $p = 3$ oraz $p = 0, 3$, **(c)** porównanie wykresu natężenia fali rozproszonej (skala log) w funkcji kąta rozproszenia wykonanego modelem falowym Lorenza-Mie i modelem Debyeego uwzględniającym promienie $p = 0, 1, 3$ oraz $p = 0, 1, 2, 3$. Parametry symulacji: polaryzacja TM-TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, średnica włókna $d = 125\mu\text{m}$, $m(\lambda) = 1.4957 + i0$.



Rys. 3.6. Dekompozycja pola rozproszonego na homogenicznym włóknie szklanym na składowe rzędu p metodą szeregów Debye'ego. Widoczne są tęcze rzędu 1÷7. Parametry symulacji: długość fali $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, polaryzacja: TM-TM, kąt padania fali $\zeta = 90^\circ$, średnica włókna $d = 125\mu\text{m}$, $m(\lambda) = 1.4957 + i0$.

3.2. Zarys problematyki wykorzystania tęczy monochromatycznej w pomiarze cech fizycznych włókna optycznego

Złożona natura pola rozproszonego na włóknie optycznym w obszarze tęczy ukazuje różnorodność zjawisk fizycznych zachodzących w procesie rozpraszania. Mnogość obserwowanych zjawisk i ich wzajemne relacje są przyczyną trudności w jednoznacznym ustaleniu związków przyczynowo-skutkowych pomiędzy cechą obserwowanego pola a właściwością fizyczną badanego włókna, ustalaną w procesie estymacji.

Ilustrację powyższego problemu stanowią wykresy poziomicowe natężenia fali monochromatycznej, rozproszonej na homogenicznym włóknie szklanym w funkcji kąta rozproszenia θ , wykonane dla różnych średnic włókna d (Rys. 3.7 i Rys. 3.8 dla obszaru tęczy odpowiednio pierwszego i drugiego rzędu), uzyskane drogą symulacji z wykorzystaniem teorii Lorenza-Mie. Wykresy pokazują, że pozycje ciemnych i jasnych prążków nie są monotoniczną funkcją średnicy włókna. Zakłócenia o charakterze periodycznym ($\sim 0.21\mu\text{m}$ na Rys. 3.7), nałożone na niskoczęstotliwościowy, podstawowy wykres prążkowy, wynikają w głównej mierze z wpływu składowej pola rzędu $p = 0$, czyli odbitej od powierzchni włókna.

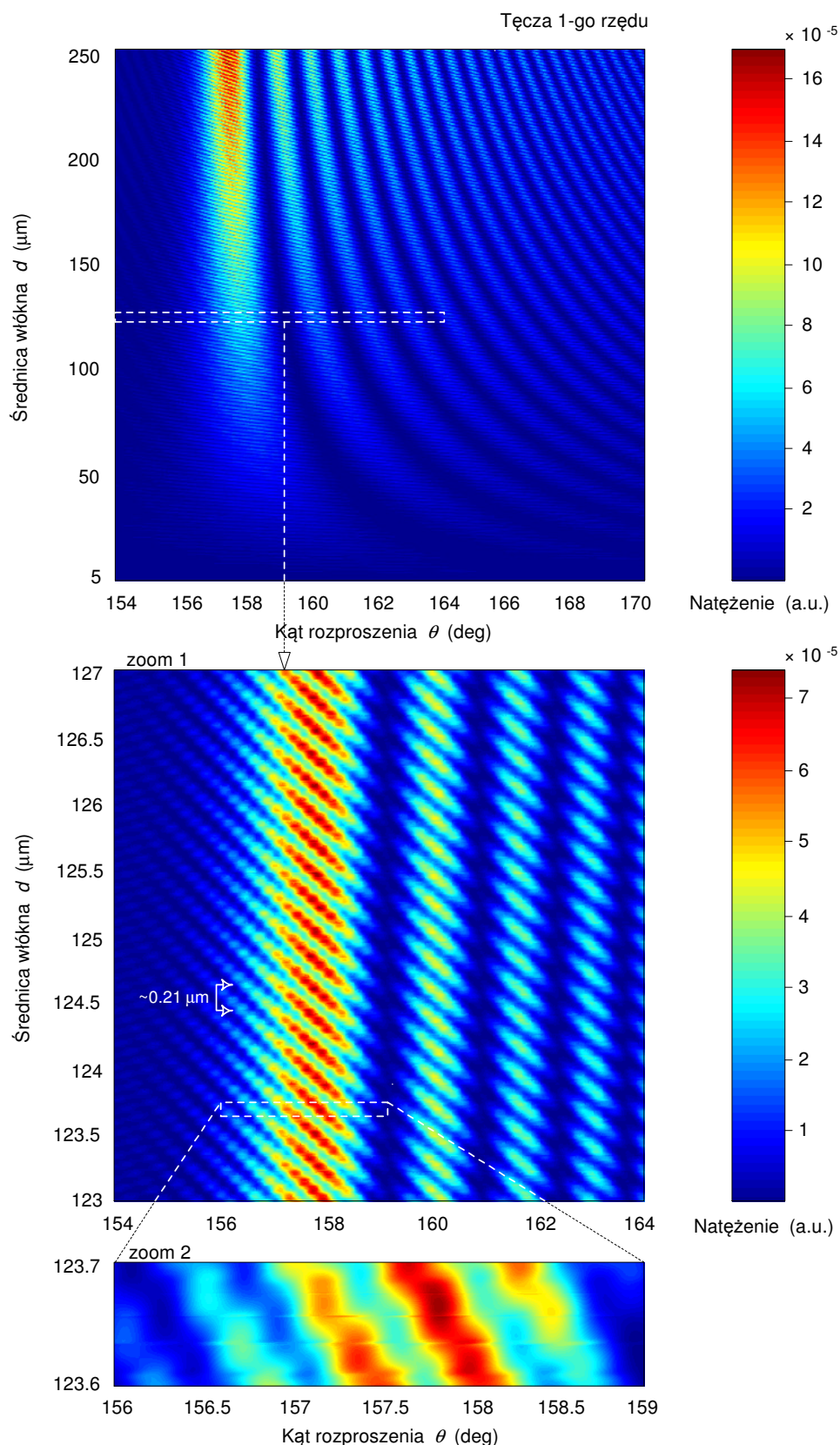
Składowa ta na wykresie natężenia pola w funkcji kąta rozproszenia ujawnia się jako wysokoczęstotliwościowy sygnał modulujący (rozdz. 3.1), którego częstotliwość i faza są bardzo czułe na zmiany średnicy włókna. Dodatkowo, kształt i pozycja prążków tęczy modyfikowane są obecnością mikrostrukturalnych pików rezonansowych MDR (Rys. 3.7, powiększenie 2), które powstają w wyniku obecności składowych pola wielokrotnie rozproszonych we włóknie.

Istniejące obecnie metody analizy tęczy monochromatycznej pod kątem estymacji cech fizycznych obiektu rozpraszającego falę ukierunkowane są trójwątково:

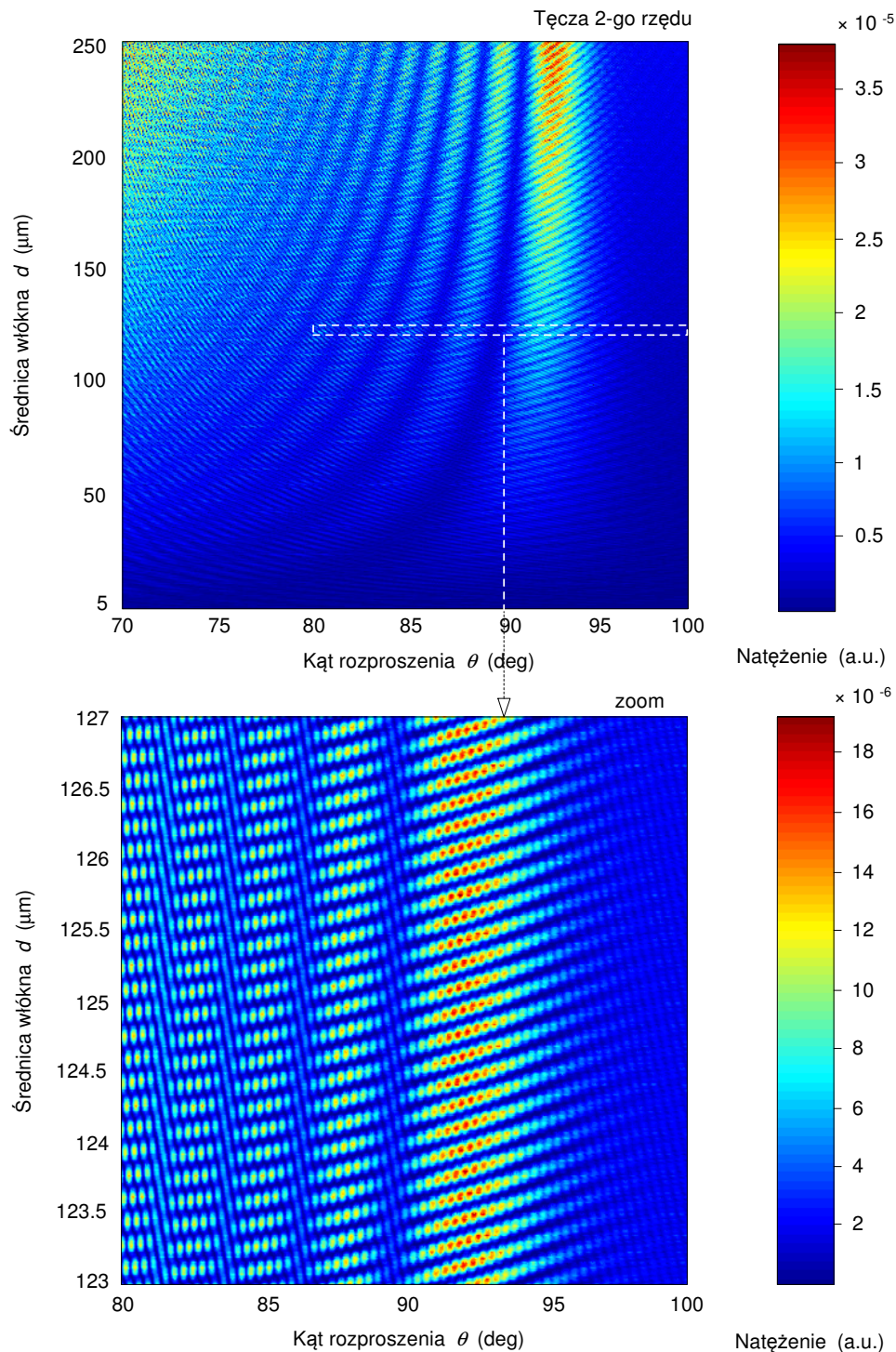
- **Modyfikacja cech zarejestrowanego wykresu tęczy**

Do tej grupy metod analizy tęczy zaliczono te, które modyfikują oryginalny, zarejestrowany wykres tęczy monochromatycznej w celu uproszczenia jego analizy. Takie działanie korzystne jest z punktu widzenia budowy nieskomplikowanych modeli fizycznych i matematycznych zjawiska tęczy. Wśród stosowanych metod są takie, które operują w dziedzinie przestrzeni jak i dziedzinie częstotliwości. Matematyczna obróbka sygnału tęczy napotyka jednak na liczne trudności, bowiem jest to sygnał nieperiodyczny, o złożonym widmie (van Beeck, 1997).

Powszechnie wykorzystywaną techniką jest filtracja dolnoprzepustowa sygnału tęczy, która umożliwia redukcję udziału składowej wysokoczęstotliwościowej (Onofri, 1998; van Beeck, 1997; Roth i in., 1991). Zwykła filtracja dolnoprzepustowa z jednej strony tłumi niepożądane składowe tęczy, z drugiej zaś strony wprowadza przesunięcie fazy do zarejestrowanego, oryginalnego sygnału tęczy, co objawia się zmianą położenia kąowego jej prążków. Konsekwentnie, położenie prążków tęczy zależy od parametrów filtru. Zagadnienie to może być teoretycznie rozwiązane poprzez zastosowanie filtracji równoległej (Onofri, 2004b) – zmierzony sygnał tęczy i sygnał odniesienia, uzyskany drogą symulacji z wykorzystaniem teorii Lorenza-Mie, filtrowane są tym samym filtrem, przez co niepożądane przesunięcie fazy jest jednakowe dla obu sygnałów. Metoda filtracji równoległej wymaga jednak posiadania apriorycznej wiedzy o badanym obiekcie i fizyce procesu rozpraszania dla wygenerowania danych porównawczych.



Rys. 3.7. Wykresy poziomicowe natężenia fali rozproszonej na homogenicznym włóknie szklanym w obszarze tęczy 1-go rzędu w funkcji kąta rozproszenia θ dla różnych średnic włókna d , uzyskane drogą symulacji z wykorzystaniem teorii Lorenza-Mie. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM-TM, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$, rozdzielczość symulacji: $\Delta d = 0.01 \mu\text{m}$, $\Delta\theta = 0.01^\circ$, zoom 2: $\Delta d = 0.001 \mu\text{m}$, $\Delta\theta = 0.001^\circ$.



Rys. 3.8. Podobnie jak Rys. 3.7 ale dla obszaru tęczy 2-go rzędu. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$, rozdzielczość symulacji: $\Delta d = 0.01 \mu\text{m}$, $\Delta \theta = 0.01^\circ$.

Innym problemem zwykłej filtracji jest fakt, że estymacja średnicy lub współczynnika załamania cząstki rozpraszającej falę w szerokim zakresie ich zmian wymaga adaptacyjnego dostosowywania parametrów filtracji, gdyż składowa wysokoczęstotliwościowa sygnału tęczy jest czuła na ich zmiany. Problem ten może zostać rozwiązany poprzez wstępną, zgrubną

estymację badanego parametru cząstki, na podstawie którego obliczane są parametry filtru i wykonywany jest ponowny pomiar z filtracją sygnału.

Do metod analizy, które modyfikują zmierzony sygnał tęczy należy zaliczyć metody analizy widmowej. Bardzo ilustratywny sposób interpretacji widma tęczy, wykorzystujący reguły optyki geometrycznej dla eksperymentu Younga z podwójną szczeliną, podają van Beeck i Riethmuller (1996). Autorzy pokazują, że maksima obserwowane w widmie tęczy można interpretować jako rezultat wzajemnych interferencji komponentów geometrycznych tworzących tęczę (promieni rzędu $p = 0, 1, 2, \dots$). Niektóre maksima widmowe są przy tym trudno wyróżnialne, a nawet niemożliwe do zaobserwowania, bowiem sygnał tęczy jest nieperiodyczny w dziedzinie przestrzeni. Trudności w określeniu położenia prążków widmowych są tym większe im mniejsza jest średnica badanej cząstki. Dla niewielkich cząstek ($d \ll 100\mu\text{m}$) częstotliwość składowej wysokoczęstotliwościowej sygnału tęczy w dziedzinie przestrzeni jest porównywalna z częstotliwością niskoczęstotliwościowego, podstawowego wykresu prążkowego, a stąd, ich reprezentacje widmowe leżą blisko siebie (Vertrano, 2004: 3601). Kluczową rolę w procesie estymacji położenia prążków widmowych odgrywają: kąt początkowy i zakres kątowy pola rozproszonego poddanego transformacji, a także rodzaj zastosowanego okna DFT. Z tego powodu, w modelowaniu matematycznym w procesie estymacji cech badanego obiektu przyjmuje się często formę dopasowywania się do danych eksperymentalnych, abstrahując tym samym od rzeczywistych zjawisk fizycznych zachodzących podczas rozpraszania fali, jak na przykład w metodzie korelacji widmowej CSD (*Cross-Spectral Density*) (Han, 2000; Han i in., 1998; Saengkaew i in., 2007).

- **Modyfikacja tęczy poprzez zmianę parametrów pola oświetlającego**

Opisane powyżej metody wyodrębniania istotnych informacji z sygnału tęczy (z punktu widzenia przyjętego, zwykle uproszczonego modelu matematycznego zjawiska rozpraszania fali), w mniejszym lub większym stopniu modyfikują cechy badanego sygnału. Są to metody wykorzystujące na pewnym etapie analizy filtrację sygnału, bowiem nie jest możliwa przestrzenna separacja komponentów pola rozproszonego, tj. dyfrakcji od składników załamanych i odbitych, jedno i wielokrotnie (Han i in., 2001). W ramach teorii Lorenza-Mie, takie oddzielenie możliwe jest poprzez modyfikację cech pola padającego.

Mees i in. (2001a, 2001b, 2001c) oraz Han i in. (2004) opisują metodę, polegającą na oświetleniu badanej cząstki ultrakrótkimi impulsami promieniowania. Dzięki różnym czasom

propagacji komponentów tworzących pole rozproszone, otrzymuje się ich czasową separację na detektorze. Czasowa separacja komponentów tworzących tęczę jest bardzo efektywna, ponieważ drogi propagacji składowych tworzących niskoczęstotliwościowy, podstawowy wykres prążkowy ($p = 2$ dla tęczy pierwszego rzędu, $p = 3$ dla tęczy rzędu drugiego) są zbliżone, ale różnią się znacznie od drogi propagacji komponentu odbitego ($p = 0$), odpowiedzialnego za powstawanie składowej wysokoczęstotliwościowej.

W metodzie opisanej przez Mèesa i in. (1999) modyfikuje się z kolei parametry przestrzenne wiązki oświetlającej. Badaną cząstkę umieszcza się w polu silnie skupionej wiązki lasera, o średnicy przewężenia znacznie mniejszej od średnicy cząstki. Przemieszczając precyzyjnie wiązkę lasera po powierzchni cząstki można wytworzyć tęczę, która jest wynikiem interferencji tylko komponentów warunkujących powstanie niskoczęstotliwościowego, podstawowego wykresu prążkowego. Metoda ta jest jednak niepraktyczna w większości zastosowań (Albrecht i in., 2001: 521).

W rozdziale 3.3 i 3.4 niniejszej pracy opisano, opracowaną przez autora, metodę wytworzenia tęczy, która polega na modyfikacji własności widmowych wiązki oświetlającej.

- **Analiza niezmiennego wykresu tęczy**

Jak wynika z Rys. 3.7, położenie podstawowego, niskoczęstotliwościowego wykresu prążkowego nie jest monotoniczną funkcją średnicy włókna, lecz składowa wysokoczęstotliwościowa, w okresie zmian średnicy $\sim 0.21\mu\text{m}$ dla przyjętych warunków symulacji, przesuwana jest w kącie rozpraszania o jeden okres. Składowa ta jest także znacznie bardziej czuła na zmiany średnicy włókna. Możliwe jest zatem precyzyjne śledzenie zmian średnicy badanej cząstki w przedziale znacznie mniejszym niż długość fali promieniowania oświetlającego, poprzez obserwację zmiany położenia prążków struktury wysokoczęstotliwościowej (Han, 2000).

3.3. Interferometria quasi-monochromatycznego promieniowania niekoherentnego w obszarze tęczy w pomiarze średnicy homogenicznego włókna optycznego

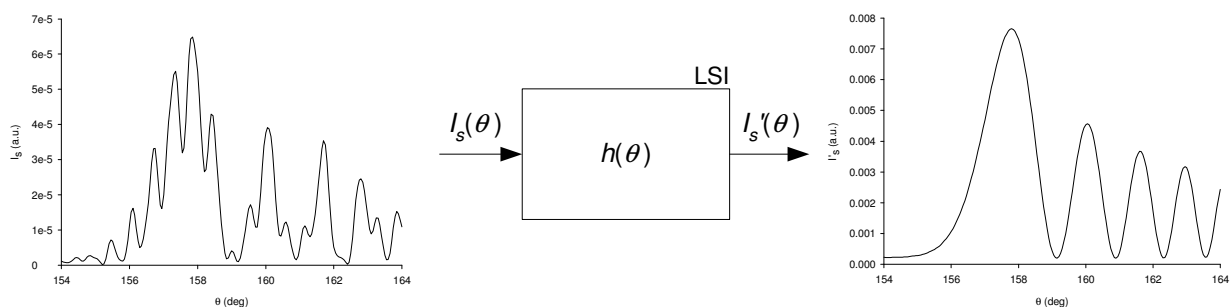
3.3.1. Natura tęczy w powstającej w wyniku rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego

- Rozproszenie jako system LSI

Stworzenie szczegółowego opisu rozproszenia quasi-monochromatycznego, czasowo niekoherentnego promieniowania optycznego na cząstce, wymaga zastosowania metod optyki statystycznej. Uproszczona metoda symulacji natężenia rozproszonego polega na niekoherentnym sumowaniu udziału każdej z niezależnie rozproszonych fal cząstkowych z widma promieniowania. Aspekty symulacji zostały opisane w rozdz. 2.3.

Geometrię eksperymentu przedstawiono na Rys. 2.13 w rozdz. 2.4. Przyjęto, że promieniowanie oświetlające ma postać skolimowanej, padającej normalnie wiązki o quasi-jednorodnym rozkładzie intensywności i płaskim czole w obrębie objętości pomiarowej. Jest ono spolaryzowane równolegle względem osi symetrii włókna (TM). Rozkład widmowy promieniowania aproksymowany jest krzywą Gaussa o szerokości połówkowej $fwhm$ i o maksimum przypadającym na $0.6328\mu\text{m}$ (szczytowa długość fali). Promieniowanie rozpraszane jest na nieskończenie długim, osiowosymetrycznym i homogenicznym, włóknie wykonanym ze szkła typu NPK52A (Schott). Własności chromatyczne szkła opisuje równanie Sellmeiera wraz ze stałymi dyspersyjnymi (Schott AG, 2007). Punktowy detektor promieniowania umieszczony jest w polu dalekim (1m od osi włókna).

Wyniki przeprowadzonych symulacji numerycznych wskazują, że działanie quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego można porównać do działania systemu liniowego, niezmiennego w przestrzeni, LSI (*Linear Shift-Invariant*). Sygnałem wejściowym tego systemu jest funkcja natężenia pola rozproszonego od kąta rozproszenia, $I_s(\theta)$, zmierzona w warunkach oświetlenia promieniowaniem monochromatycznym, natomiast sygnałem wyjściowym jest analogiczna funkcja, $I'_s(\theta)$, ale zmierzona w warunkach oświetlenia promieniowaniem quasi-monochromatycznym i niekoherentnym. System LSI przetwarza sygnał wejściowy na wyjściowy z wykorzystaniem odpowiedzi impulsowej $h(\theta)$ (Rys. 3.9).

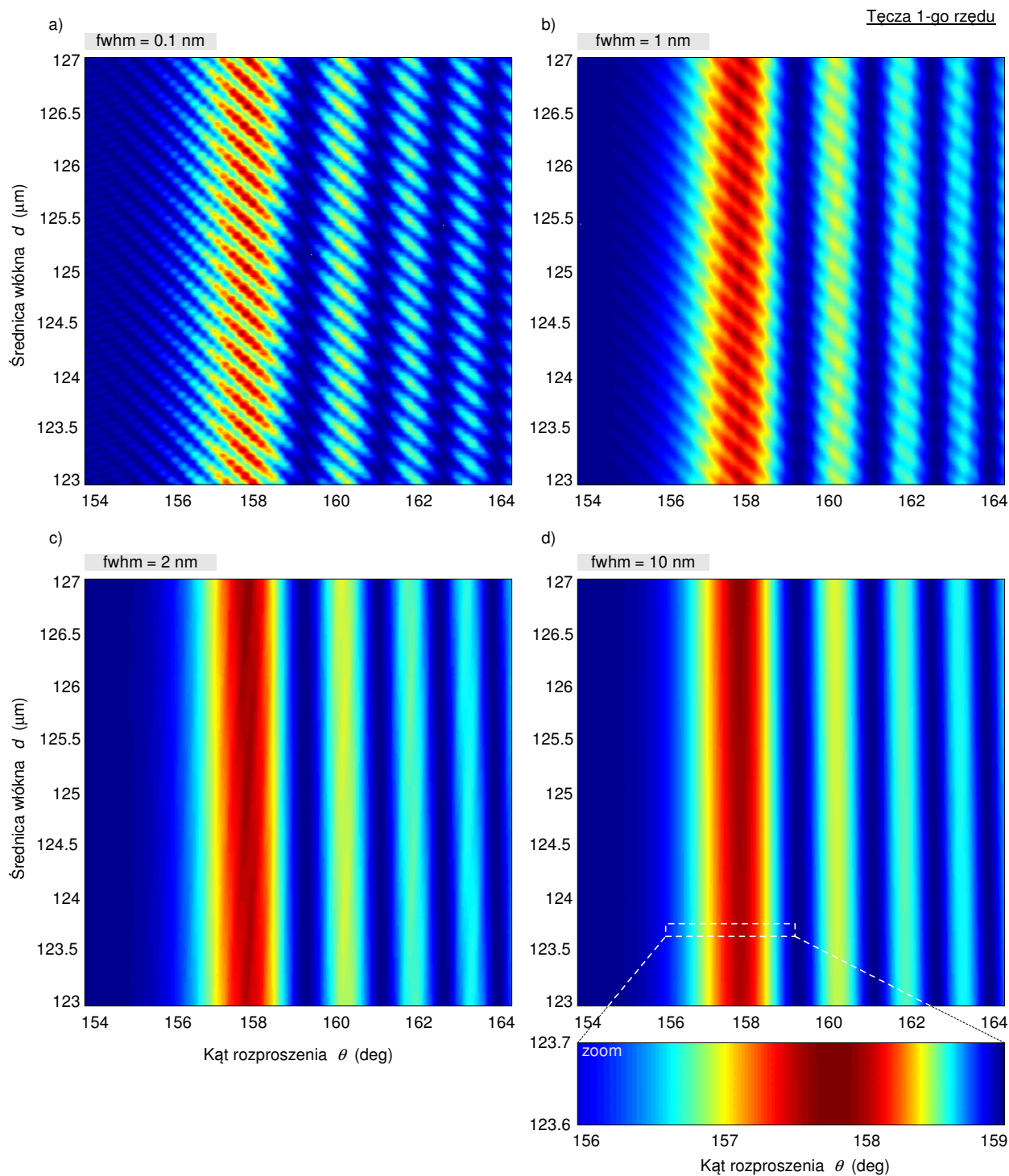


Rys. 3.9. Działanie quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego jako układu liniowego, niezmiennego w przestrzeni (LSI). $I_s(\theta)$: sygnał wejściowy (natężenie pola rozproszonego przy oświetleniu falą monochromatyczną), $I'_s(\theta)$: sygnał wyjściowy (natężenie pola rozproszonego przy oświetleniu quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem), $h(\theta)$: odpowiedź impulsowa układu.

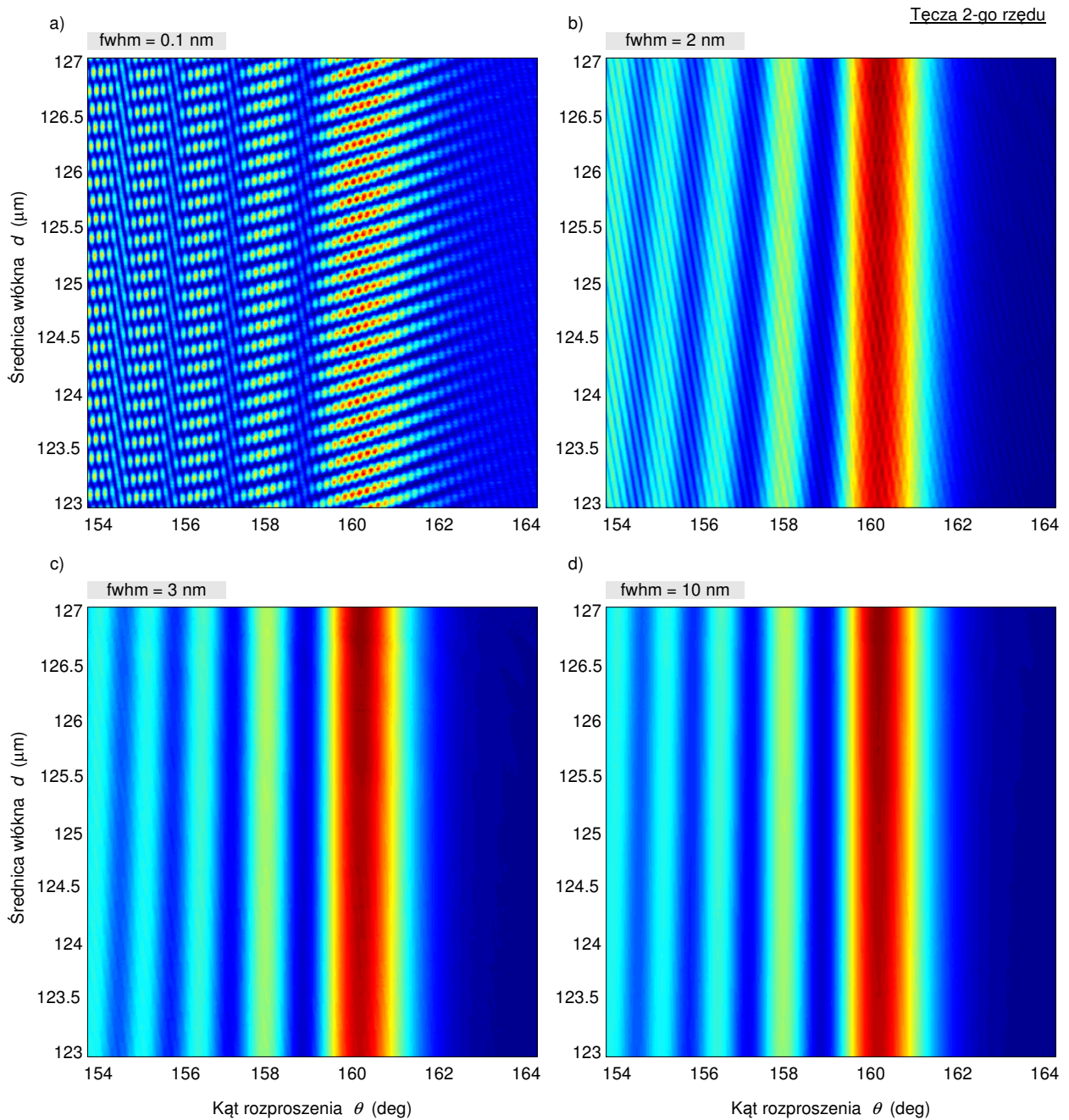
System jest liniowy, ponieważ natężenie fali rozproszonej wynika z niekoherentnej superpozycji fal cząstkowych z widma promieniowania oświetlającego. Z kolei niezmiennosc w przestrzeni wynika z faktu, że jeśli $I_s(\theta) \rightarrow I'_s(\theta)$, to $I_s(\theta - \theta_0) \rightarrow I'_s(\theta - \theta_0)$.

Przetwarzanie sygnału wejściowego przez system można utożsamiać z filtracją dolnoprzepustową. Fakt ten ilustrują wykresy poziomicowe natężenia pola rozproszonego w funkcji kąta rozproszenia, wykonane dla różnych średnic włókna (Rys. 3.10 i Rys. 3.11 – tęcza odpowiednio pierwszego i drugiego rzędu). Dla coraz większych szerokości połówkowych widma promieniowania widoczna jest stopniowa redukcja wysokoczęstotliwościowych sygnałów modulujących podstawowy, niskoczęstotliwościowy wykres prążków tęczy (w tym również rezonansów MDR – por. powiększenia z Rys. 3.10d i Rys. 3.7), co w konsekwencji przekłada się na stabilizację ich kąтового położenia. Genezę tych zakłóceń opisano w rozdz. 3.1.

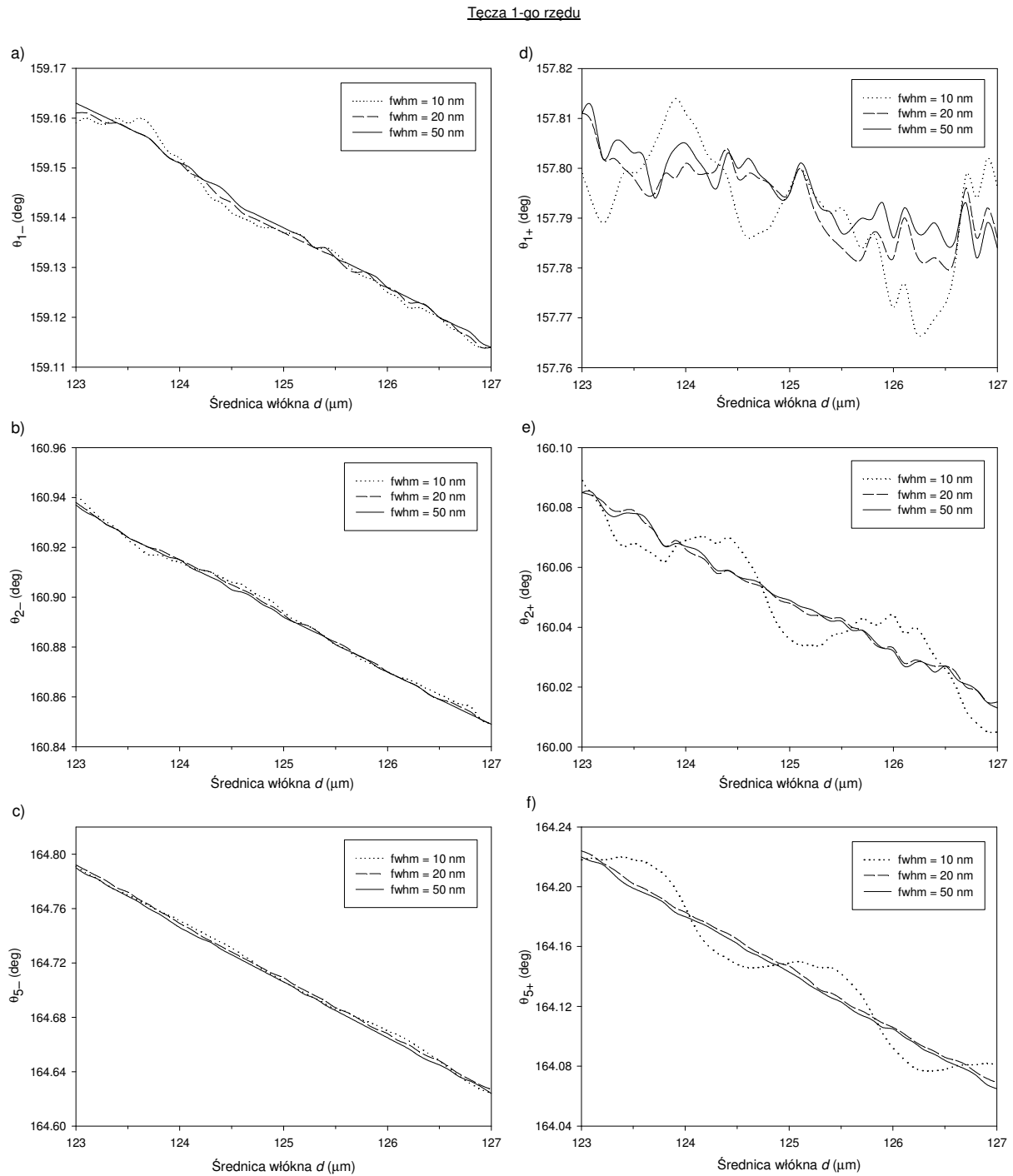
Dokładną obserwację zmian położenia kąтового wybranych prążków tęczy pierwszego rzędu w funkcji średnicy włókna umożliwia Rys. 3.12. W lewej kolumnie przedstawiono położenie pierwszego (θ_{1-}), drugiego (θ_{2-}) i piątego (θ_{5-}) ciemnego prążka, natomiast w kolumnie prawej – położenie pierwszego (θ_{1+}), drugiego (θ_{2+}) i piątego (θ_{5+}) jasnego prążka (licząc w kierunku od kąta Descartesa, $\sim 156.8^\circ$). Widoczne oscylacje prążków, wynikające z obecności wysokoczęstotliwościowych sygnałów zakłócających, zmniejszają się w wyniku poszerzania widma promieniowania oświetlającego. Zakłócenia mają większy wpływ na położenie prążków jasnych niż prążków ciemnych (por. prawa i lewa kolumna Rys. 3.12). Dodatkowo, wpływ zakłóceń na położenie prążka jest tym bardziej widoczny, im bliżej kąta Descartesa znajduje się prążek (por. kolejne wiersze Rys. 3.12).



Rys. 3.10. Wykresy poziomicowe natężenia promieniowania rozproszonego (skala log) na homogenicznym włóknie szklanym w obszarze tęczy 1-go rzędu w funkcji kąta rozproszenia θ dla różnych średnic włókna d , wykonane dla wybranych szerokości połówkowych $fwhm$ widma promieniowania oświetlającego: 0.1, 1, 2, 10nm. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.4957 + i1E-8$ (Schott NPK52A). Rozdzielczość symulacji: $\Delta d = 0.01\mu\text{m}$, $\Delta\theta = 0.01^\circ$, zoom: $\Delta d = 0.001\mu\text{m}$, $\Delta\theta = 0.001^\circ$.



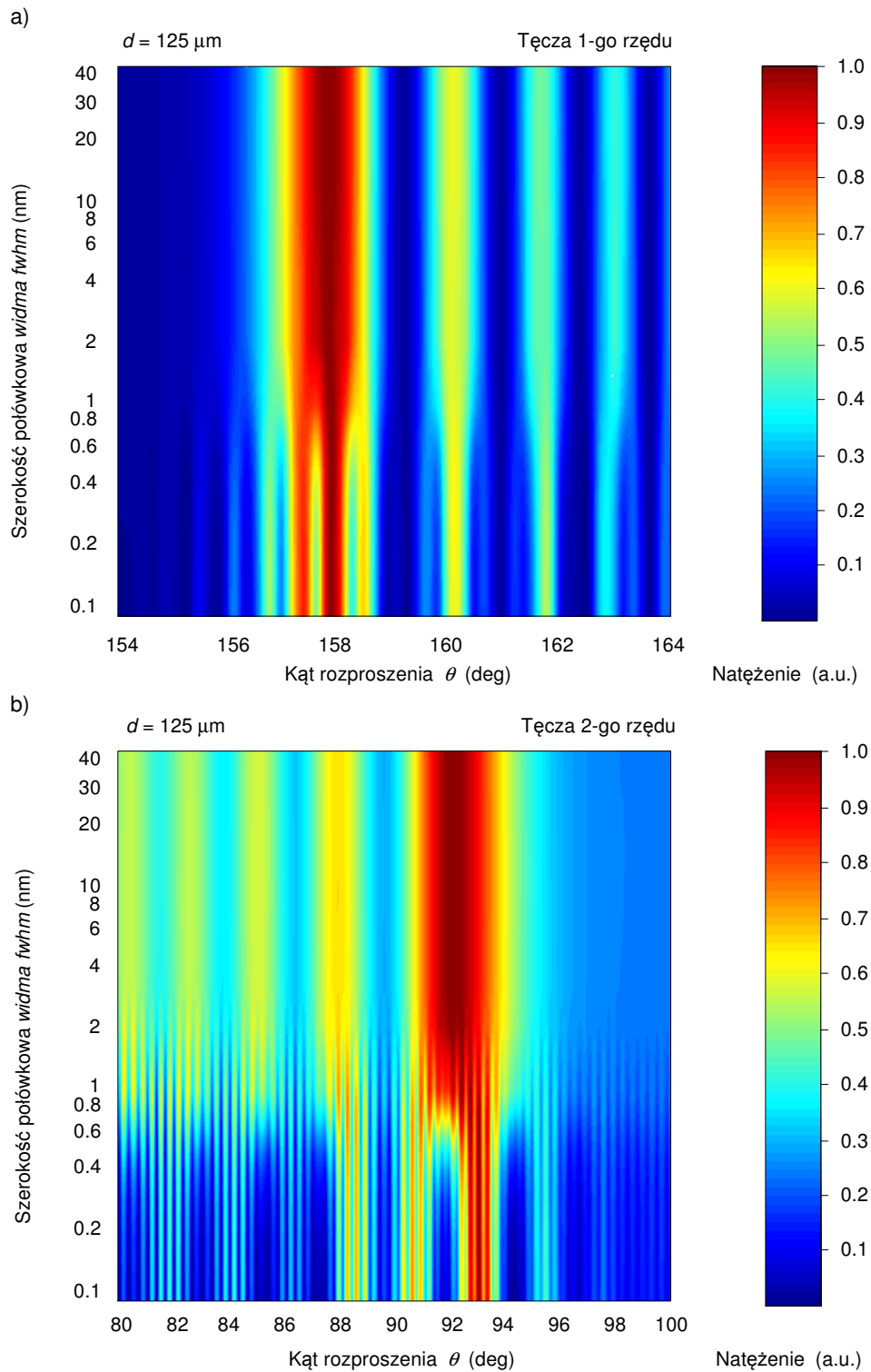
Rys. 3.11. Podobnie jak Rys. 3.10, ale w obszarze tęczy drugiego rzędu oraz dla następujących szerokości połowkowych $fwhm$ widma promieniowania oświetlającego: 0,1, 2, 3, 10nm.



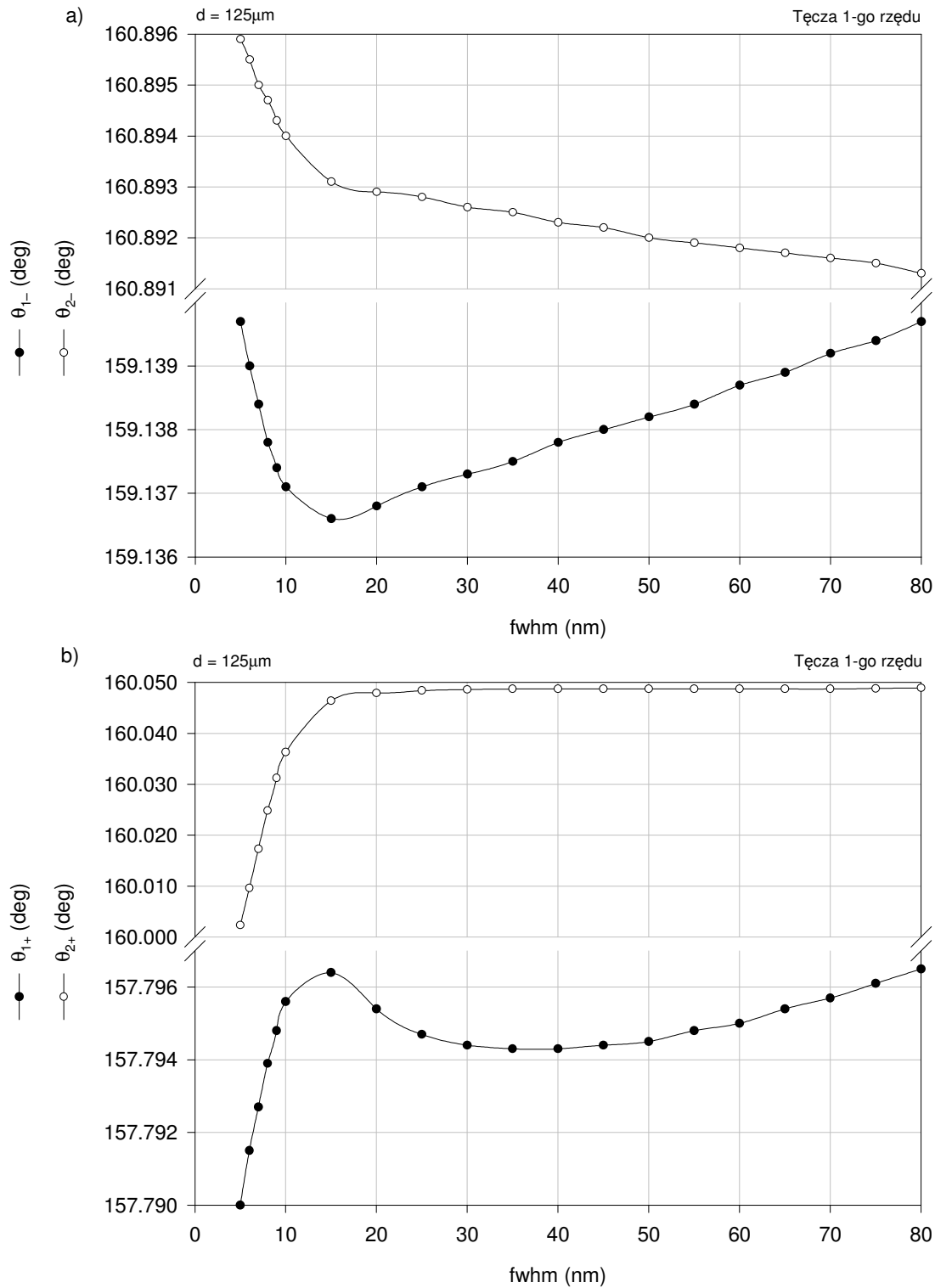
Rys. 3.12. Lewa kolumna: położenie pierwszego (θ_{1-}), drugiego (θ_{2-}) i piątego (θ_{5-}) ciemnego prążka tęczy pierwszego rzędu dla wybranych szerokości połowkowych $fwhm$ promieniowania oświetlającego homogeniczne włókno szklane. **Prawa kolumna:** położenie pierwszego (θ_{1+}), drugiego (θ_{2+}) i piątego (θ_{5+}) jasnego prążka tęczy pierwszego rzędu; $fwhm$ – parametr. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, kształt widma promieniowania – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.4957+i1E-8$ (Schott NPK52A). Rozdzielczość: $\Delta\theta = 0.001^\circ$, $\Delta d = 0.1\mu\text{m}$.

Istotną kwestią jest zbadanie relacji fazowych pomiędzy sygnałem wejściowym i wyjściowym omawianego systemu LSI. Innymi słowy, poszukiwana jest odpowiedź na pytanie, czy zmiana parametrów promieniowania oświetlającego wpływa na przesunięcie kątowe tęczy. Na Rys. 3.13 przedstawiono wykresy poziomicowe natężenia pola rozproszonego w funkcji kąta rozproszenia, w obszarze tęczy pierwszego (Rys. 3.13a) i drugiego (Rys. 3.13b) rzędu, wykonane dla różnych szerokości połówkowych widma promieniowania. Powyżej pewnej wartości $fwhm$ (około 2nm dla tęczy pierwszego i 4nm dla tęczy drugiego rzędu według) wpływ zakłóceń nie jest widoczny. Symulacje położenia kąтового dwóch pierwszych jasnych i ciemnych prążków (począwszy od kąta Descartesa), przeprowadzone z wysoką rozdzielczością (0.0001°) wskazują jednak, że $fwhm$ wpływa na położenie kątowe prążków a w konsekwencji także na zmiany położenia tęczy w polu rozproszonym (Rys. 3.14). Nie jest to jednak wpływ *znaczący*.

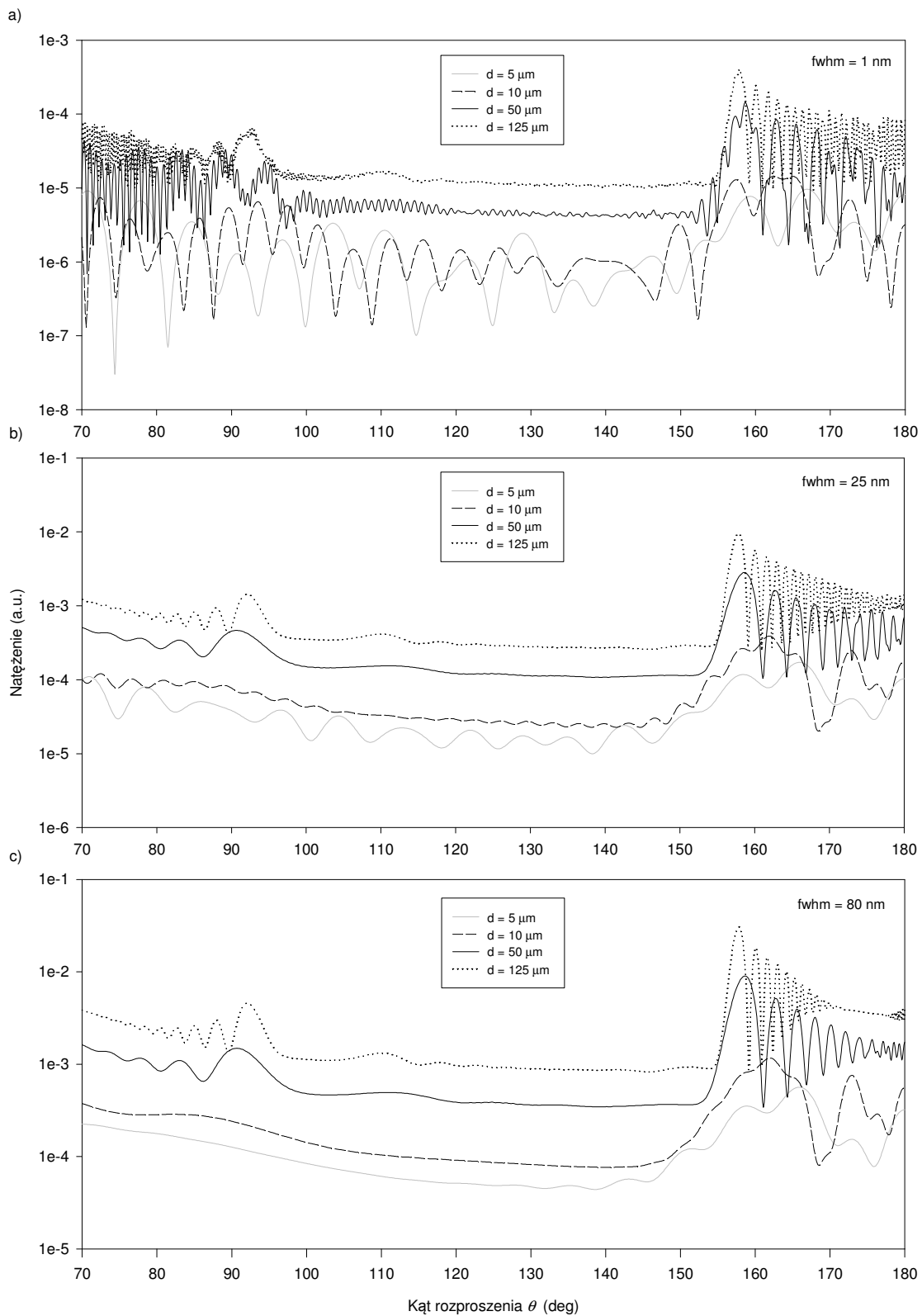
Jako że częstotliwość i amplituda sygnału zakłócającego są funkcjami średnicy włókna, reakcja systemu LSI o ustalonej odpowiedzi impulsowej będzie odmienna dla włókien o różnych średnicach. Fakt ten ilustrują wykresy natężenia promieniowania rozproszonego w funkcji kąta rozproszenia, wykonane dla włókien o średnicach 5, 10, 50 i $125\mu\text{m}$ i trzech szerokości połówkowych widma promieniowania oświetlającego: 1, 25, 80nm (Rys. 3.15). Według Rys. 3.15a, zakłócenia mają największy wpływ na sygnał tęczy powstającej na włóknach o najmniejszych średnicach, $d < 50\mu\text{m}$. Ich amplituda jest na tyle duża, że podstawowy obraz prążkowy jest trudno wyróżnialny. Zastosowanie promieniowania o znacznej szerokości widmowej redukuje amplitudę zakłóceń, co umożliwiło zaobserwowanie podstawowego, niskoczęstotliwościowego sygnału tęczy, ale nie ich nie eliminuje (por. Rys. 3.15c i Rys. 3.15a).



Rys. 3.13. Wpływ szerokości połówkowej $fwhm$ (skala log) widma promieniowania oświetlającego na charakterystykę znormalizowanego natężenia promieniowania rozproszonego na homogenicznym włóknie szklanym w funkcji kąta rozproszenia θ w obszarze: **(a)** tęczy 1-go rzędu, **(b)** tęczy 2-go rzędu. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.4957 + i1\text{E-}8$ (Schott NPK52A).



Rys. 3.14. Położenie kątowne (a) pierwszego (θ_{1-}) i drugiego (θ_{2-}) ciemnego prążka, (b) pierwszego (θ_{1+}) i drugiego (θ_{2+}) jasnego prążka tęczy pierwszego rzędu w funkcji szerokości połówkowej $fwhm$ promieniowania oświetlającego homogeniczne włókno szklane. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM-TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.4957 + i1E-8$ (Schott NPK52A). Rozdzielczość: $\Delta\theta = 0.0001^\circ$.



Rys. 3.15. Wykresy natężenia promieniowania rozproszonego (skala log) na homogenicznym włóknie szklanym w funkcji kąta rozproszenia θ wykonane dla różnych średnic włókna d i różnych szerokości połowkowych widma promieniowania oświetlającego $fwhm$. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.4957 + i1E-8$ (Schott NPK52A).

- **Tęcza według szeregów Debyeego**

Według wniosków zawartych w poprzednim punkcie, oświetlenie włókna quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem pozwoliło na redukcję zakłóceń zniekształcających podstawowy wykres prążkowy. W przypadku tęczy pierwszego rzędu zakłócenia te wynikają w głównej mierze z wpływu składowej rzędu $p = 0$. Zakłócenia zaobserwowane w tęczy drugiego rzędu są wynikiem udziału komponentów rzędu $p = 0$ i $p = 1$ (rozdz. 3.1). Rodzi się więc pytanie, czy w wyniku redukcji tych komponentów, wynikowy sygnał tęczy może być uważany jako rezultat interferencji komponentów warunkujących powstanie podstawowego wykresu prążkowego, czyli komponentów rzędu $p = 2$ (tęcza pierwszego rzędu) lub $p = 3$ (tęcza drugiego rzędu).

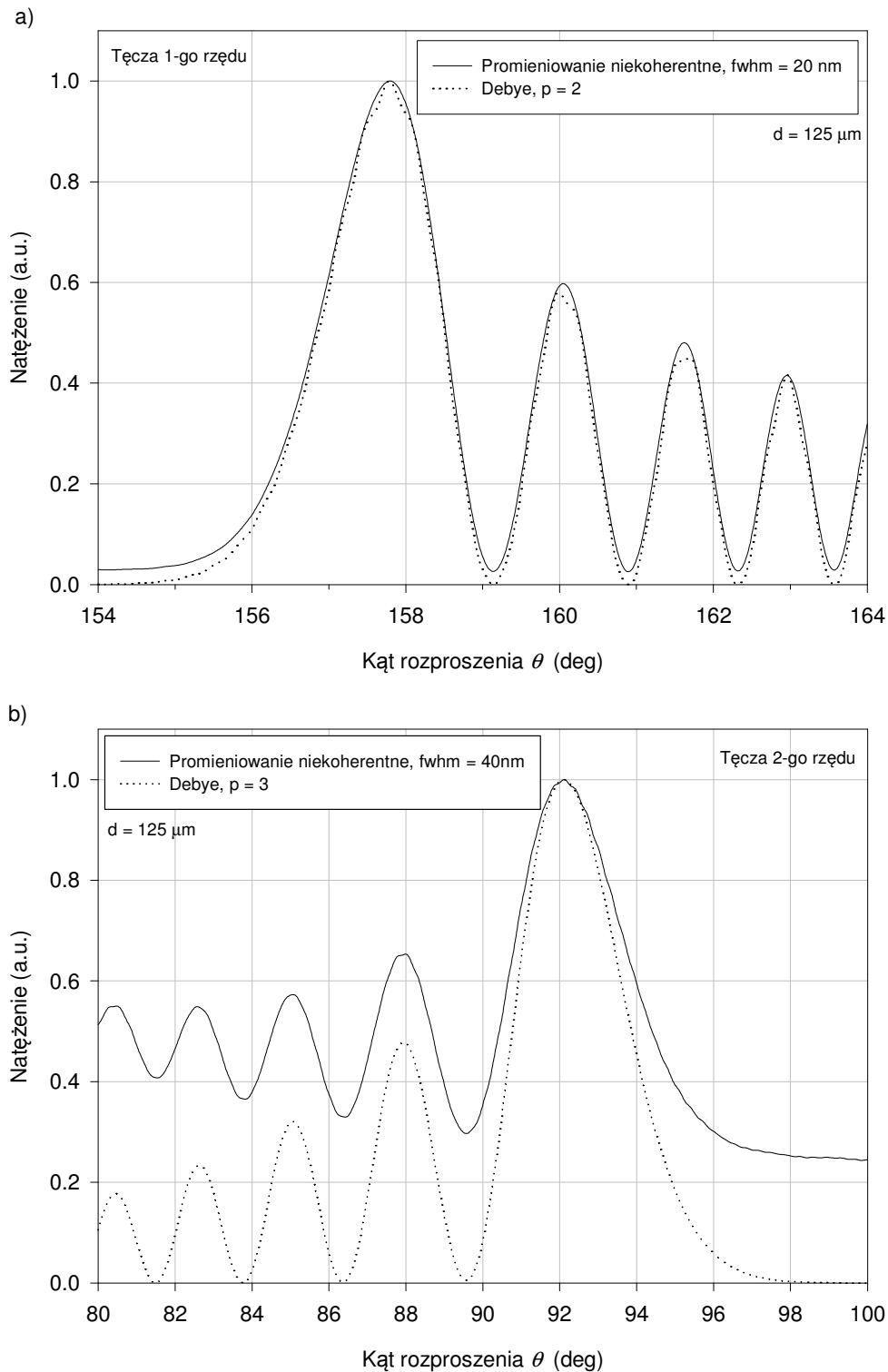
Na Rys. 3.16a przedstawiono tęczę pierwszego rzędu, obliczoną z wykorzystaniem dwóch modeli: i) modelu rozproszenia promieniowania niekoherentnego o wybranej *fwhm* (rozdz. 2.3), ii) modelu rozpraszania promieniowania monochromatycznego według szeregów Debyeego (wg. Li i in., 2006). Pole wygenerowane przez model Debyeego jest wynikiem wektorowej sumy komponentów rzędu $p = 2$. Dodatkowo, w tabeli 3.1 porównano położenia kątowne jasnych i ciemnych prążków według obu modeli. Podobne obliczenia dla tęczy rzędu drugiego przedstawiono na Rys. 3.16b i w tabeli 3.2, ale pole wynikowe według modelu Debyeego było wynikiem interferencji komponentów rzędu $p = 3$.

Wyniki wskazują na podobieństwo obu modeli pod względem położenia kątownych poszczególnych prążków. Szczególnie dobrą zgodność (na poziomie rozdzielczości symulacji równej 0.01°) odnotowano w przypadku położenia ciemnych prążków tęczy pierwszego rzędu (tabela 3.1). Mniejsza zgodność położenia jasnych prążków wynika z faktu, że są one bardziej wrażliwe na składowe zakłócające.

Tęcza drugiego rzędu ma bardziej skomplikowaną naturę niż tęcza pierwszego rzędu, co przekłada się na nieco mniejszą zgodność wyników według obu modeli (tabela 3.2).

- **Wpływ współczynnika załamania na tęczę**

Jako uzupełnienie analizy dotyczącej natury tęczy, na Rys. 3.17 zobrazowano wpływ współczynnika załamania na tęczę pierwszego i drugiego rzędu. Widoczne są istotne zmiany bezwzględnego położenia prążków i znacznie mniejsze zmiany we wzajemnym ich położeniu. Właściwość ta sugeruje wykorzystanie informacji o wzajemnym położeniu prążków w procesie wnioskowania o średnicy.



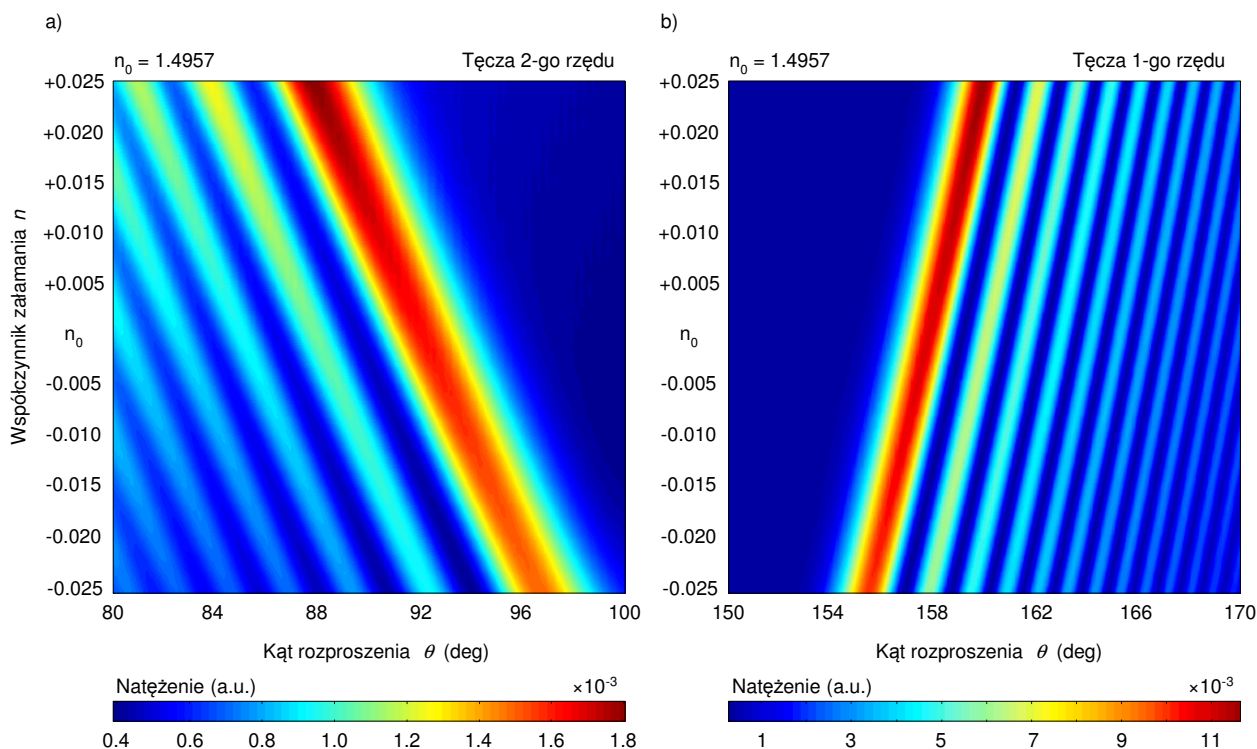
Rys. 3.16. Porównanie wykresów unormowanego natężenia promieniowania rozproszonego na homogenicznym włóknie szklanym, otrzymanych z wykorzystaniem dwóch modeli, tj. i) modelu rozproszenia promieniowania niekoherentnego o określonej szerokości połówkowej widma $fwhm$ (tęcza polichromatyczna), ii) modelu szeregów Debye'ego uwzględniającym komponent rzędu p (tęcza monochromatyczna): (a) obszar tęczy 1-go rzędu, (b) obszar tęczy 2-go rzędu. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.4957$ (Schott NPK52A), $\kappa = 0$. Rozdzielczość: $\Delta\theta = 0.01^\circ$.

Tabela 3.1. Położenie ciemnych (θ_{N-}) i jasnych (θ_{N+}) prążków tęczy 1-go rzędu z Rys. 3.16a

N	Promieniowanie niekoherentne fwhm = 20nm		Debye, $p = 2$	
	θ_{N-} (deg)	θ_{N+} (deg)	θ_{N-} (deg)	θ_{N+} (deg)
1	159.14	157.80	159.14	157.79
2	160.89	160.05	160.90	159.99
3	162.32	161.62	162.31	161.69
4	163.57	162.96	163.57	162.96

Tabela 3.2. Położenie ciemnych (θ_{N-}) i jasnych (θ_{N+}) prążków tęczy 1-go rzędu z Rys. 3.16b.

N	Promieniowanie niekoherentne fwhm = 40nm		Debye, $p = 3$	
	θ_{N-} (deg)	θ_{N+} (deg)	θ_{N-} (deg)	θ_{N+} (deg)
1	89.57	92.12	89.57	92.10
2	86.42	87.99	86.36	87.94
3	83.82	85.07	83.76	85.06
4	81.54	82.57	81.48	82.63

**Rys. 3.17.** Wpływ współczynnika załamania na charakterystykę natężenia promieniowania rozproszonego na włóknie homogenicznym w funkcji kąta rozproszenia w obszarze tęczy: **(a)** drugiego rzędu, **(b)** pierwszego rzędu. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM-TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, kształt widma promieniowania – funkcja Gaussa, $fwhm = 20\text{nm}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, średnica włókna $d = 125\mu\text{m}$, $\kappa = 0$.

3.3.2. Uproszczone modelowanie tęczy pierwszego rzędu

Klasycznym modelem odwrotnym zjawiska tęczy, wykorzystywanym w pomiarach cech obiektów rozpraszających falę monochromatyczną jest model Airy (van Beeck, 1997; van Beeck i Riethmuller, 1995; Saekeang i Chu, 1979; Chu, 1976). Wierność symulowanego pola przez model Airy jest akceptowalna dla cząstek charakteryzujących się znacznym parametrem rozmiarowym, $x > 5000$ (van de Hulst, 1981: 247), co ogranicza zastosowanie tego modelu w pomiarach parametrów włókien optycznych (dla włókna o średnicy $125\mu\text{m}$, oświetlonego falą o długości $0.6328\mu\text{m}$, $x \approx 620$). W niniejszym rozdziale przedstawiono skorygowany model Airy rozpraszania fali monochromatycznej w obszarze tęczy wynikający z teorii CAM. Następnie zbadano adekwatność tego modelu do aproksymacji tęczy powstającej w wyniku rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego. W dalszej części zaproponowano metodę postępowania odwrotnego w pomiarze średnicy włókna homogenicznego $125\mu\text{m}$.

- **Teoria CAM dla cylindra dla obszaru tęczy pierwszego rzędu**

Ideą teorii CAM (*Complex Angular Momentum*), zaproponowanej przez Nussenzveiga, jest transformacja funkcji amplitudowej cząstki rozpraszającej monochromatyczną falę elektromagnetyczną, przedstawionej w postaci Poissona, do postaci całkowej z zastosowaniem zmodyfikowanej transformaty Watsona. Tak sformułowane zagadnienie rozwiązywane jest następnie poprzez zastosowanie metod aproksymacyjnych. Według wczesnej teorii CAM Nussenzveiga (1969; 1979), stosowane są oddzielne aproksymacje dla sześciu wydzielonych obszarów kątowych pola rozproszonego; dla każdego obszaru sformułowane jest oddzielne rozwiązanie. Opublikowano także jednorodną teorię CAM, sparametryzowaną pod kątem rozproszenia fali na cząsteczce wody (Khare i Nussenzveig, 1974; Nussenzveig, 1992, rozdz. 10.3). Cechą charakterystyczną CAM jest fakt, że rozwiązanie ma postać sumy dominujących, asymptotycznych i szybkozbieżnych rozwinięć, co ma korzystny wpływ na prostotę rozwiązania, lecz kosztem wierności modelowanego pola.

Wypadkowe pole rozproszone w teorii CAM w sąsiedztwie tęczy pierwszego rzędu, tworzonej przez komponenty $p = 2$ (Rys. 3.4), w warunkach gdy fala padająca spolaryzowana jest magnetycznie (TM), jest liniową kombinacją całki Airy oraz jej pochodnej (Nussenzveig, 1969: 143):

$$E_{\parallel s}(\theta, x, n) \propto w(\Delta, x) \cdot \text{Ai} \left[\frac{-x^{2/3} \Delta}{h_2^{1/3}} u(\Delta) \right] - i x^{-1/3} v(\Delta, x) \cdot \text{Ai}' \left[\frac{-x^{2/3} \Delta}{h_2^{1/3}} u(\Delta) \right] \quad (3.1)$$

Ai , Ai' jest odpowiednio funkcją Airy i jej pochodną (Abramowitz i Stegun, 1970, rozdz. 10.4), θ – kątem rozproszenia, $x = kd/2$ jest parametrem rozmiarowym włókna o średnicy d , n – współczynnikiem załamania włókna,

$$\Delta \equiv \theta - \theta_2^D \quad (3.2)$$

gdzie θ_2^D jest kątem Descartesa. Według reguł optyki geometrycznej, kąt Descartesa zależy wyłącznie od współczynnika załamania cząstki i dla tarczy pierwszego rzędu opisuje go zależność (Adam, 2002: 244):

$$\theta_2^D = \pi + 2\theta_i^D - 4\theta_t^D \quad (3.3)$$

W powyższym równaniu, θ_i^D, θ_t^D to kąty padania i załamania geometrycznego promienia – elementarnego ciągu falowego, tworzącego promień Descartesa, zdefiniowane względem normalnej do powierzchni włókna, obliczane z wykorzystaniem prawa Snella:

$$\cos(\theta_i^D) = \left(\frac{n^2 - 1}{3} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

$$\sin(\theta_t^D) = \frac{1}{n} \sin(\theta_i^D) \quad (3.5)$$

Współczynniki u , v , w występujące w równaniu (3.1) są funkcjami współczynnika załamania oraz parametru rozmiarowego włókna:

$$u(\Delta) = 1 + B\Delta + O(\Delta^2) \quad (3.6)$$

$$v(\Delta, x) = 2^{-1/3} C \left[1 + O(\Delta^{1/2}) + O(x^{-1}) \right] \quad (3.7)$$

$$w(\Delta, x) = 1 + O(\Delta) + O(x^{-1}) \quad (3.8)$$

przy czym:

$$B = \frac{875c^6 - 1257c^4 + 657c^2 + 45}{8640(sc)^3} \quad (3.9)$$

$$C = \frac{28 - 31s^2}{4c(3s)^{4/3}} \quad (3.10)$$

$$s \equiv \sin(\theta_i^D) = \left(\frac{4-n^2}{3} \right)^{1/2} \quad (3.11)$$

$$c \equiv \cos(\theta_i^D) = \left(\frac{n^2-1}{3} \right)^{1/2} \quad (3.12)$$

Parametr h_2 we wzorze (3.1) wyraża odstęp międzyprążkowy i dla tęczy pierwszego rzędu zdefiniowany jest następująco:

$$h_2 = \frac{9(4-n^2)^{1/2}}{4(n^2-1)^{3/2}} \quad (3.13)$$

Funkcje $u(\Delta)$, $w(\Delta, x)$ odpowiedzialne są za modyfikację amplitudy prążków tęczy, tak że natężenie kolejnych minimów jest większe od zera. Z kolei funkcja $v(\Delta, x)$ zmienia położenie kolejnych prążków. Warto zauważyć, że teoria CAM upraszcza się do klasycznej teorii Airy tęczy (por. Dodatek B), wówczas gdy we wzorze (3.1) przyjmie się: $v(\Delta, x) = 0$, $u(\Delta) = 1$, $w(\Delta, x) = 1$.

- **Korekcja wzoru Airy wynikająca z teorii CAM**

Proponuje się modyfikację wzoru (3.1) polegającą na uwzględnieniu czynnika $u(\Delta)$, korygującego położenie prążków tęczy, ograniczonego do dwóch pierwszych wyrazów rozwinięcia (3.6),

$$u(\Delta) = 1 + B\Delta \quad (3.14)$$

oraz przyjęcie współczynników $v(\Delta, x) = 0$, $w(\Delta, x) = 1$. Wzór (3.1) przyjmuje więc postać:

$$E_{\parallel s}(\theta, x, n) \propto \text{Ai} \left[\frac{-x^{2/3}\Delta}{h_2^{1/3}} (1 + B\Delta) \right] \quad (3.15)$$

Wzór ten można traktować jako skorygowaną zależność Airy o czynnik $u(\Delta)$ (3.14) (por. Dodatek B). Natężenie fali rozproszonej I jest proporcjonalne do $E_{\parallel s} \cdot E_{\parallel s}^*$.

- **Skorygowana teoria Airy w modelowaniu tęczy**

W rozdziale 3.3.1 stwierdzono, że pole rozproszone w obszarze tęczy, powstającej w wyniku rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego na włóknie homogenicznym, może być uważane jako rezultat interferencji komponentów rzędu $p = 2$ pod warunkiem, że fala padająca ma dostatecznie dużą szerokość widmową ($fwhm$). Dzięki tej interferencji powstaje regularny, podstawowy wykres prążkowy.

Zaprezentowane uprzednio uproszczone teorie modelowania tęczy powstającej w świetle monochromatycznym (CAM, Airy klasyczna i skorygowana) zostały stworzone na fundamencie założenia, że tęcza jest wynikiem interferencji komponentów rzędu $p = 2$. Można zatem przypuszczać, że nieskomplikowany model tęczy monochromatycznej będzie w pewnych warunkach adekwatnym modelem tęczy powstającej w złożonym procesie rozpraszania fali niekoherentnej.

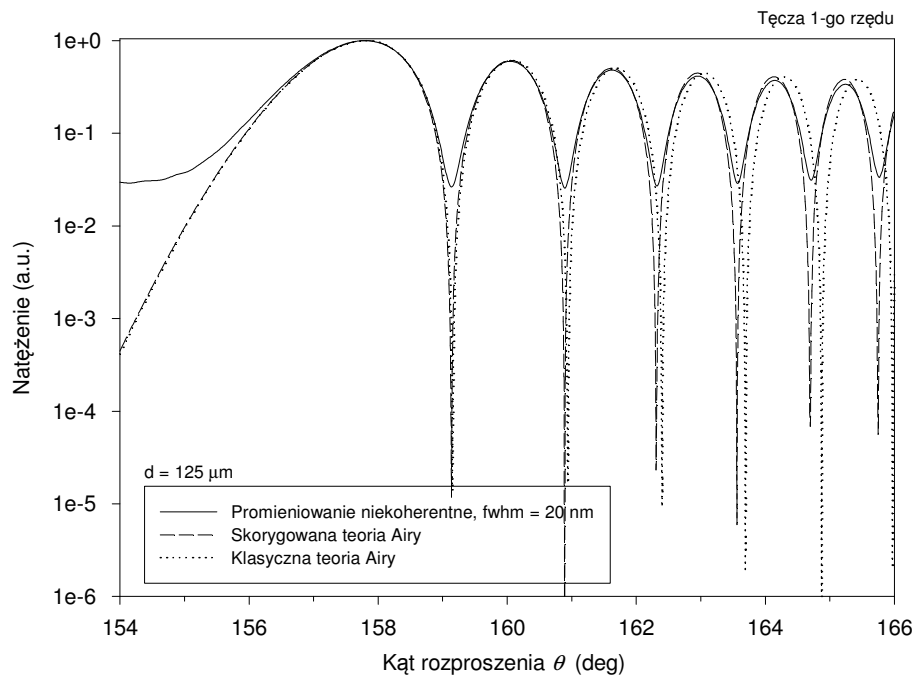
Na Rys. 3.18 przedstawiono porównanie wykresów natężenia promieniowania rozproszonego na włóknie w obszarze tęczy pierwszego rzędu, według następujących modeli:

- i. modelu rozproszenia promieniowania niekoherentnego o $fwhm = 20\text{nm}$,
- ii. modelu rozproszenia fali monochromatycznej według skorygowanej teorii Airy,
- iii. modelu rozproszenia fali monochromatycznej według klasycznej teorii Airy.

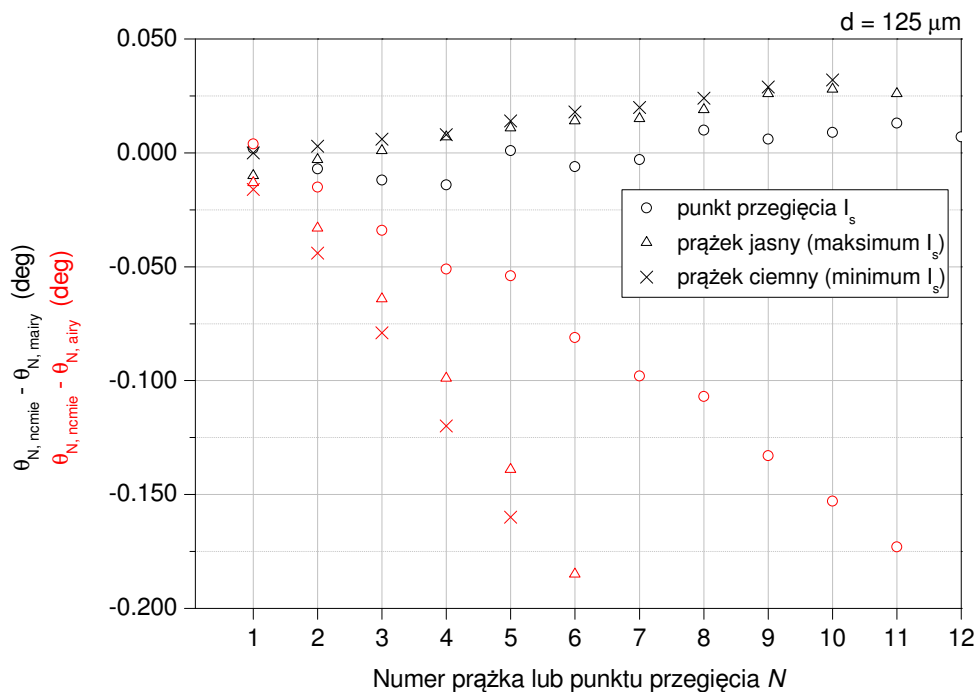
Według Rys. 3.18, model ii) znacznie dokładniej aproksymuje położenia prążków tęczy powstającej poprzez rozproszenie promieniowania niekoherentnego, niż model iii). Model iii) prawidłowo aproksymuje jedynie położenie pierwszego jasnego i pierwszego ciemnego prążka. Większa dokładność aproksymacji położenia kąowego prążków usytuowanych bliżej kąta Descartesa jest cechą zarówno modelu ii) jak i iii). Fakt ten ilustruje wykres rezydówuw położen kątowych prążków i punktów przegięcia tęczy (Rys. 3.19). Jako model odniesienia przyjęto model rozproszenia promieniowania niekoherentnego.

Według Rys. 3.20, ilustrującego analizę rezydualną położen kątowych prążków w funkcji średnicy włókna, jakość aproksymacji generalnie poprawia się wraz ze wzrostem średnicy. Wyjątkowo, jakość aproksymacji położenia ciemnych prążków tęczy, obliczonej przez model według skorygowanej teorii Airy, nie zmienia się znacząco w całym zakresie średnic (Rys. 3.20a).

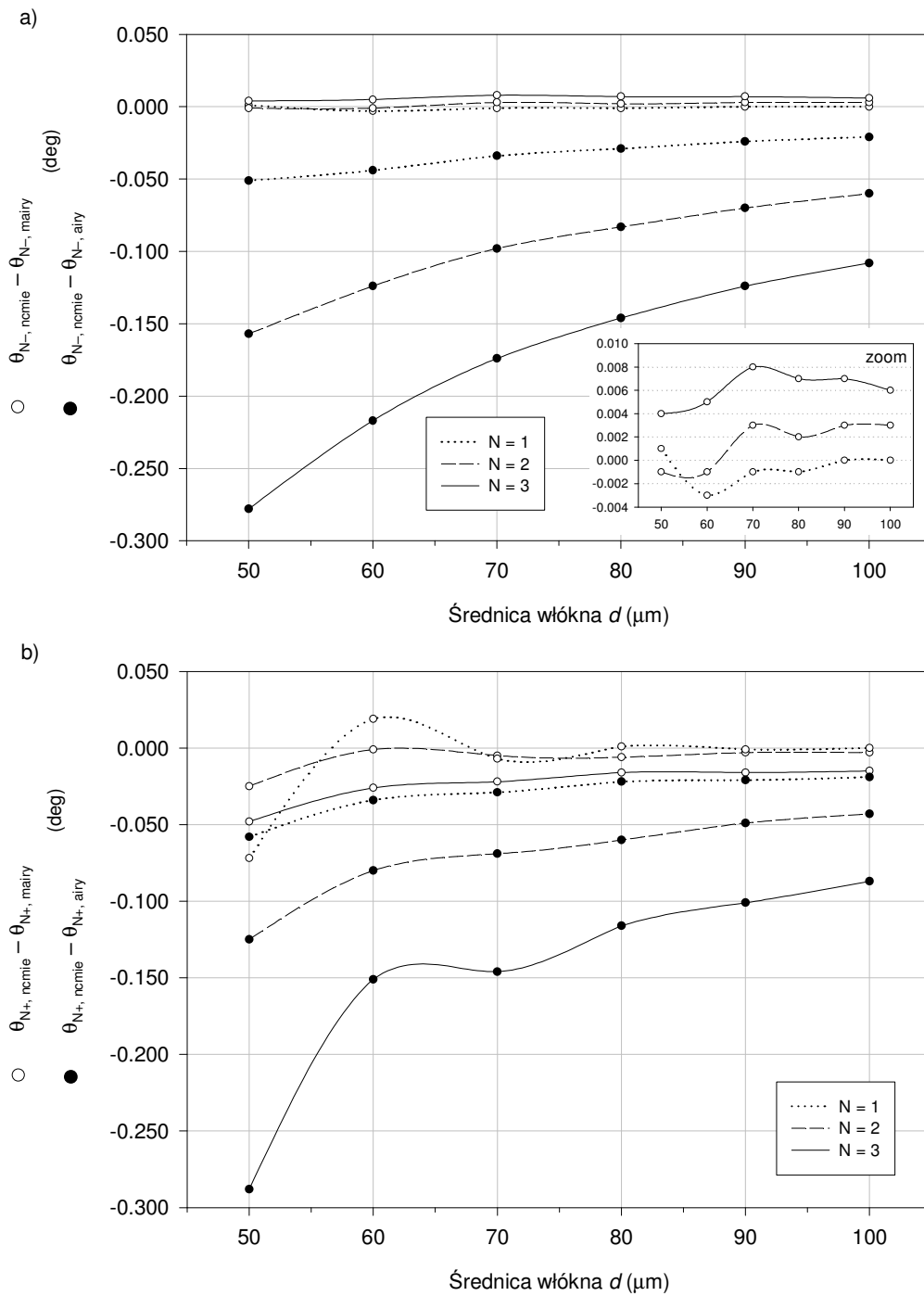
Porównując Rys. 3.20a i Rys. 3.20b, można zauważyć oscylacyjny charakter zmian rezydówuw położen jasnych w funkcji średnicy włókna, nieobecny na wykresie rezydówuw



Rys. 3.18. Porównanie wykresów natężenia promieniowania rozproszonego (skala log) w obszarze tęczy 1-go rzędu na homogenicznym włóknie szklanym, według następujących modeli rozproszenia: i) modelu rozproszenia promieniowania niekoherentnego o $fwhm = 20\text{ nm}$, ii) modelu według skorygowanej teorii Airy, iii) klasycznego modelu Airy. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d = 125\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.4957$ (Schott NPK52A), $\kappa = 0$. Rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.001^\circ$.



Rys. 3.19. Wykres ilustrujący rezydua położenia kątowych prążków i punktów przezięcia tęczy 1-go rzędu z Rys. 3.18. Modelem odniesienia jest model rozpraszania promieniowania niekoherentnego o $fwhm = 20\text{ nm}$ (*ncmie*). Modelami poddanymi ocenie są: i) model według skorygowanej teorii Airy (*mairy*), ii) klasyczny model Airy (*airy*). Parametry symulacji jak dla Rys. 3.18.



Rys. 3.20. Wykresy ilustrujące rezydua położenia kątownego trzech pierwszych ciemnych prążków (a) (θ_{N-} , $N = 1, 2, 3$) oraz trzech jasnych prążków (b) (θ_{N+} , $N = 1, 2, 3$) tęczy 1-go rzędu z Rys. 3.18, w funkcji średnicy włókna. Modelem odniesienia jest model rozpraszania promieniowania niekoherentnego o $fwhm = 20\text{nm}$ (*ncmie*). Modelami poddanymi ocenie są: i) model według skorygowanej teorii Airy (*mairy*), ii) klasyczny model Airy (*airy*). Parametry symulacji jak dla Rys. 3.18.

położeń prążków ciemnych. Fakt ten wynika z większego wpływu składowej wysokoczęstotliwościowej i MDR na położenie prążków jasnych (rozdz. 3.3.1).

Reasumując, model rozproszenia fali monochromatycznej według skorygowanej teorii Airy jest adekwatnym modelem w aproksymacji tęczy powstającej poprzez rozproszenie niekoherentnego promieniowania optycznego o rozkładzie widmowym o kształcie gaussoidy. Symulowanie tęczy przy użyciu modelu aproksymacyjnego nie wymaga znajomości zmian współczynnika załamania włókna w funkcji długości fali promieniowania. Konieczna jest jedynie informacja o współczynniku załamania dla szczytowej długości fali quasi-monochromatycznego promieniowania optycznego. Fakt ten ma duże znaczenie praktyczne, zwłaszcza w procesie wnioskowania odwrotnego.

- **Wykorzystanie skorygowanej teorii Airy w procesie wnioskowania odwrotnego**

Na potrzeby planowania strategii modelowania odwrotnego, warto podsumować wnioski sformułowane w poprzednich rozdziałach, dotyczące tęczy pierwszego rzędu, powstającej w wyniku rozpraszania quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego:

- i. Korzystniej jest mierzyć zmiany wzajemnego położenia prążków tęczy w funkcji zmian średnicy włókna niż bezwzględne położenia prążków, ze względu na mniejszą wrażliwość od współczynnika załamania (rozdz. 3.3.1).
- ii. Składowa wysokoczęstotliwościowa wpływa w mniejszym stopniu na położenie prążków ciemnych niż prążków jasnych (rozdz. 3.3.1).
- iii. Wpływ składowej wysokoczęstotliwościowej na położenie prążka jest tym większy, im bliżej kąta Descartesa znajduje się dany prążek (rozdz. 3.3.1). Z drugiej strony, wykres tęczy obliczony na podstawie skorygowanego wzoru Airy (3.15) najwierniej odzwierciedla położenie prążków tęczy blisko kąta Descartesa (rozdz. 3.3.2).

Przyjęta taktyka modelowania odwrotnego zakłada wykorzystanie informacji o wzajemnym położeniu dwóch pierwszych (licząc począwszy od kąta Descartesa), ciemnych prążków tęczy, oraz sformułowanie matematycznej struktury modelu odwrotnego na podstawie skorygowanego wzoru Airy (3.15).

Model odwrotny tęczy pierwszego rzędu

Położenie ciemnych prążków tęczy determinują zera funkcji natężenia według skorygowanego wzoru Airy (3.15), natomiast położenia ciemnych prążków – zera pochodnej tej funkcji. W tabeli 3.3 przedstawiono argumenty funkcji Airy, dla których osiąga ona minimum lub maksimum o numerze N .

Różnicę argumentów funkcji Airy we wzorze (3.15), którym odpowiadają położenia kątowe θ_i , θ_j dwóch wybranych prążków, można zapisać następująco:

$$z_i - z_j = (x^{2/3}/h_2^{1/3}) [\Delta_i (1 + B\Delta_i) - \Delta_j (1 + B\Delta_j)] \quad (3.16)$$

gdzie $x = kd/2$ jest parametrem rozmiarowym włókna o średnicy d , parametry B i h_2 definiują równania odpowiednio (3.9) i (3.13),

$$\Delta_i \equiv \theta_i - \theta_2^D \quad (3.17)$$

$$\Delta_j \equiv \theta_j - \theta_2^D \quad (3.18)$$

gdzie θ_2^D jest kątem Descartesa tęczy pierwszego rzędu (3.2). Na mocy równania (3.16), estymator średnicy włókna przyjmuje postać:

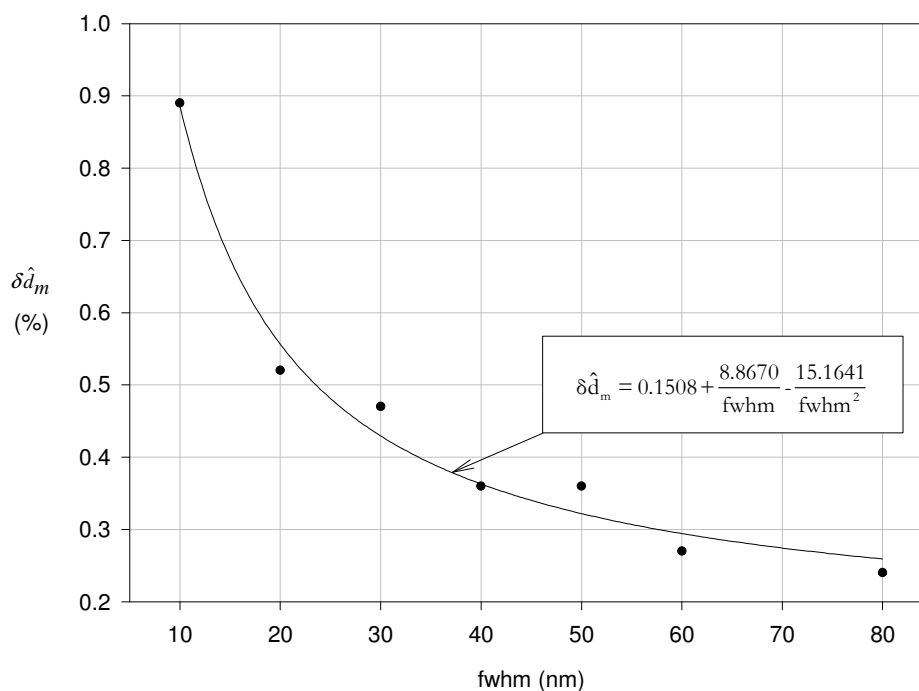
$$\hat{d} = \frac{\lambda}{\pi} h_2^{1/2} \left[(z_i - z_j) / (\Delta_i (1 + B\Delta_i) - \Delta_j (1 + B\Delta_j)) \right]^{3/2} \quad (3.19)$$

Dla zweryfikowania jakości modelowania odwrotnego, przeprowadzono analizę rezyduów $\mathbf{d} - \hat{\mathbf{d}}$. Jako syntetyczne dane pomiarowe, przyjęto wektory położenia kątowych pierwszego i drugiego ciemnego prążka tęczy, θ_{1-} , θ_{2-} . Dane te zostały wygenerowane przez model odniesienia – model Lorenza-Mie rozpraszania quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego (rozdz. 2.3) na włóknie homogenicznym. Weryfikację przeprowadzono dla średnic włókna \mathbf{d} z przedziału 120÷130 μm (125±5 μm). Jako miarę jakości estymacji na tym przedziale przyjęto *maksymalną* wartość niepewności estymaty średnicy włókna, rozumianej jako: $\delta \hat{d}_m = \left(|d - \hat{d}| / d \right) \cdot 100$. Wyniki obliczeń przedstawiono w postaci wykresu $\delta \hat{d}_m$ w funkcji szerokości połówkowej widma promieniowania

oświetlającego (Rys. 3.21). Wzrost $fwhm$ powoduje zmniejszenie oscylacji położeń poszczególnych prążków tęczy, co jest wynikiem tłumienia udziału składowej wysokoczęstotliwościowej (rozdz. 3.3.1), co w konsekwencji przekłada się na zmniejszenie niepewności estymaty.

Tabela 3.3. Argumenty funkcji Airy dla której osiąga ona minimum lub maksimum o numerze N . Obliczenia argumentów przeprowadzono z rozdzielczością 1E-9.

N	Argument x_N funkcji Airy: $A(-z_N)$, dla którego osiąga ona N-te minimum	Argument x_N funkcji Airy: $A(-z_N)$, dla którego osiąga ona N-te maksimum
1	2.338107410	1.018793161
2	4.087949444	3.248197582
3	5.520559828	4.820099211
4	6.786708090	6.163307355
5	7.944133587	7.372177255



Rys. 3.21. Niedokładność modelu odwrotnego $\delta \hat{d}_m$ według skorygowanego wzoru Airy dla zakresu średnic $d = 120 \div 130 \mu\text{m}$, w funkcji szerokości połówkowej $fwhm$ widma promieniowania oświetlającego. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM-TM, $\lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m(\lambda_0) = 1.4957 + i1E-8$ (Schott NPK52A), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.001^\circ$.

Weryfikacja działania modelu odwrotnego w odpowiedzi na zmiany warunków eksperymentu

Weryfikacja działania modelu odwrotnego będzie przeprowadzona pod kątem zbadania wpływu błędu systematycznego oraz niedokładności modelu odwrotnego na wynik estymacji średnicy włókna. Przyjęto, że źródłem błędu systematycznego jest różnica pomiędzy aktualnymi warunkami pomiaru i warunkami odniesienia, dla których eksperyment pomiarowy jest optymalizowany. Z analizy wyłączono wpływ błędu przypadkowego na wynik, ze względu na bardzo długi czas obliczeń pola rozproszonego w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym.

W lewej kolumnie tabeli 3.4 zestawiono przyjęte na potrzeby analizy warunki eksperymentu wraz z przedziałami ich zmienności. Założono, że badane włókno – osiowosymetryczny, homogeniczny cylinder o nominalnej średnicy $125\mu\text{m}$, wykonane jest ze szkła typu NPK52A (Schott), a jego własności chromatyczne opisuje równanie Sellmeiera wraz ze stałymi dyspersyjnymi (Schott AG, 2007). Niepewność wartości współczynnika załamania odpowiada anizotropowym zmianom współczynnika załamania włókna jednomodowego, zachodzącym w procesie produkcyjnym (rozdz. 1.5.1). Przyjęto, że parametry źródła promieniowania, typowe dla diody LED, zostały ustalone w pomiarze spektrofotometrycznym, a ich zmienność wynika z wpływu temperatury. Zmienność kąta pochylenia ζ i kąta polaryzacji γ są skutkiem ograniczonej precyzji justowania układu pomiarowego. Przyjęto wysoką rozdzielczość symulacji kąta rozproszenia (0.00001°) dla minimalizacji wpływu ograniczonej rozdzielczości odczytu położenia prążka na niepewność estymaty.

W prawej kolumnie tabeli 3.4 umieszczono wyniki eksperymentu numerycznego – odpowiedź modelu odwrotnego na zmianę danego parametru eksperymentu w postaci estymaty \hat{d} oraz jej względnej niepewności $\delta\hat{d}$. Największy wpływ na estymatę ma niepewność długość fali oraz współczynnika załamania. Nie stwierdzono wpływu zmian kąta polaryzacji na estymatę (w przyjętym przedziale zmian tego kąta). Niepewność estymaty w wyniku zmian współczynnika ekstynkcji wynika z rozdzielczości symulacji położenia kąтового prążków. Sumaryczna niepewność estymaty w odpowiedzi ze zmienności parametrów eksperymentu wynosi 0.28%, natomiast niedokładność modelu odwrotnego dla warunków odniesienia jest równa 0.16% (według Rys. 3.21 należy się spodziewać, że na przedziale $120\div 130\mu\text{m}$ niedokładność modelu odwrotnego będzie nie większa niż 0.36%).

Tabela 3.4. Odpowiedź modelu odwrotnego według skorygowanego wzoru Airy na nominalne warunki eksperymentu i ich zmienności. Nominalna średnica włókna $d = 125\mu\text{m}$. Rozdzielczość symulacji $\Delta\theta = 0.00001^\circ$.

Parametry modelu wprost			Odpowiedź modelu odwrotnego	
Parametr	Warunki odniesienia	Przedział zmienności	\hat{d} (μm)	$\delta\hat{d}$ (%)
λ_0 (μm)	0.6328	$\lambda_0 \pm 0.001$	124.81	0.17
$n(\lambda_0)$	1.4957	$n(\lambda_0) \pm 0.0005$		0.08
κ	1E-8	1E-8...1E-7		0.0009
ζ (deg)	90.0	$\zeta \pm 0.1$		0.012
fwhm (nm)	40	fwhm ± 2		0.015
γ (deg)	90.0	$\gamma \pm 0.1$		— ⁽¹⁾

Uwagi:

(1) – Nie stwierdzono wpływu parametru na \hat{d} w przyjętej rozdzielczości symulacji kąta θ .

W uzupełnieniu szeregu zagadnień związanych z weryfikacją modelu odwrotnego, przeprowadzono symulacje numeryczne mające na celu ocenę wpływu niepewności współczynnika załamania Δn (parametr modelu odwrotnego), na estymatę średnicy \hat{d} . Jest to próba weryfikacji wniosku sformułowanego na początku niniejszego paragrafu, którym kierowano się na etapie tworzenia modelu odwrotnego, że korzystniej jest mierzyć zmiany wzajemnego położenia prążków tęczy w funkcji zmian średnicy włókna niż bezwzględne położenia prążków, ze względu na mniejszą wrażliwość od współczynnika załamania.

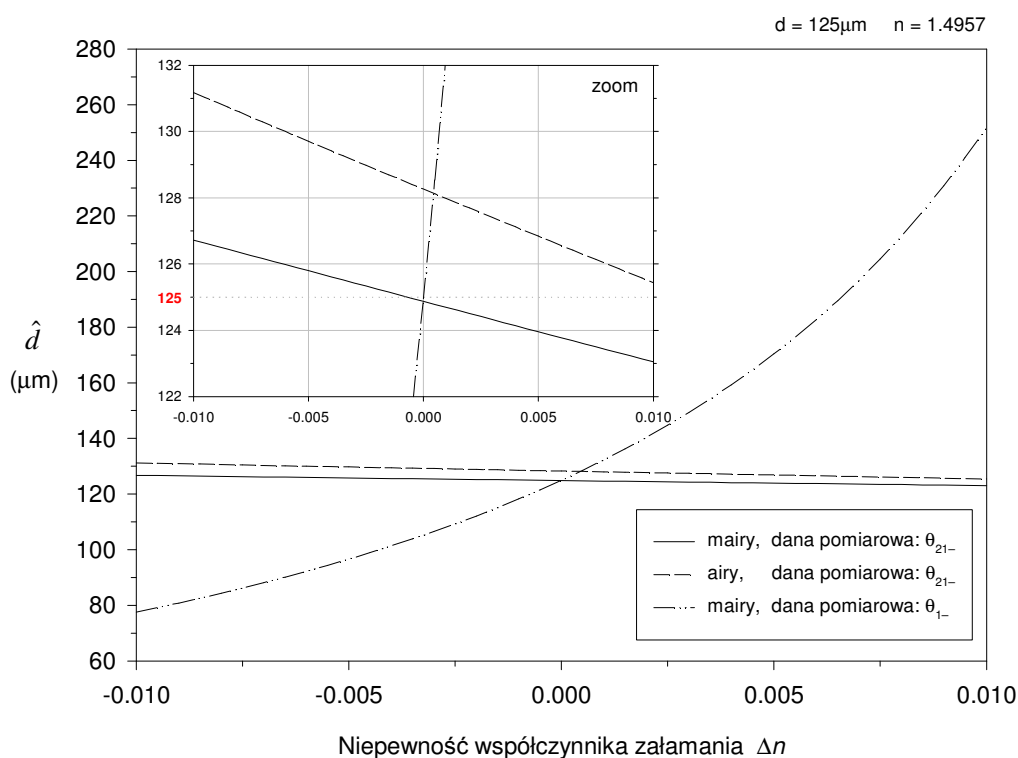
W pierwszym kroku wygenerowano wykres syntetycznej tęczy za pomocą modelu odniesienia – modelu Lorenza-Mie rozpraszania quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego (rozd. 2.3) na homogenicznym włóknie o średnicy $125\mu\text{m}$. Z otrzymanej tęczy wyodrębniono pozycje katowe pierwszego i drugiego ciemnego prążka, odpowiednio θ_{1-} , θ_{2-} . W procesie wnioskowania odwrotnego założono, że współczynnik załamania włókna znany jest z dokładnością ± 0.01 . Wpływ tej niepewności na \hat{d} oszacowano w trzech eksperymentach:

- i. jako model odwrotny przyjęto model według skorygowanej teorii Airy (3.19), a wnioskowanie wykonywane jest na podstawie informacji o wzajemnym położeniu prążków tęczy, tj. θ_{1-} , θ_{2-} .
- ii. jako model odwrotny przyjęto model według klasycznej teorii Airy, który powstaje poprzez wyzerowanie czynnika korekcyjnego B w modelu odwrotnym

według skorygowanej teorii Airy (3.19). Wnioskowanie wykonywane jest na podstawie informacji o wzajemnym położeniu prążków tęczy, tj. θ_{1-} , θ_{2-} .

- iii. jako model odwrotny przyjęto model według skorygowanej teorii Airy, ale wnioskowanie odwrotne wykonywane jest na podstawie informacji tylko o położeniu pierwszego ciemnego prążka, θ_{1-} (w równaniu (3.19): $\Delta_j = 0$, $z_j = 0$).

Wyniki symulacji przedstawiono na Rys. 3.22. Wykres potwierdza słuszność przyjętej strategii modelowania odwrotnego – zmiany estymaty średnicy w odpowiedzi na zmienność współczynnika załamania są najmniejsze wówczas, gdy wnioskowanie wykonywane jest na podstawie informacji o wzajemnym położeniu prążków tęczy. Dodatkowo, estymata obliczona za pomocą modelu odwrotnego według skorygowanej teorii Airy jest mniej wrażliwa na zmiany współczynnika załamania niż estymata obliczona za pomocą modelu według klasycznej teorii Airy. Warto również zauważyć znaczne różnice rezydualne w odniesieniu do estymat generowanych przez model według klasycznej teorii Airy.

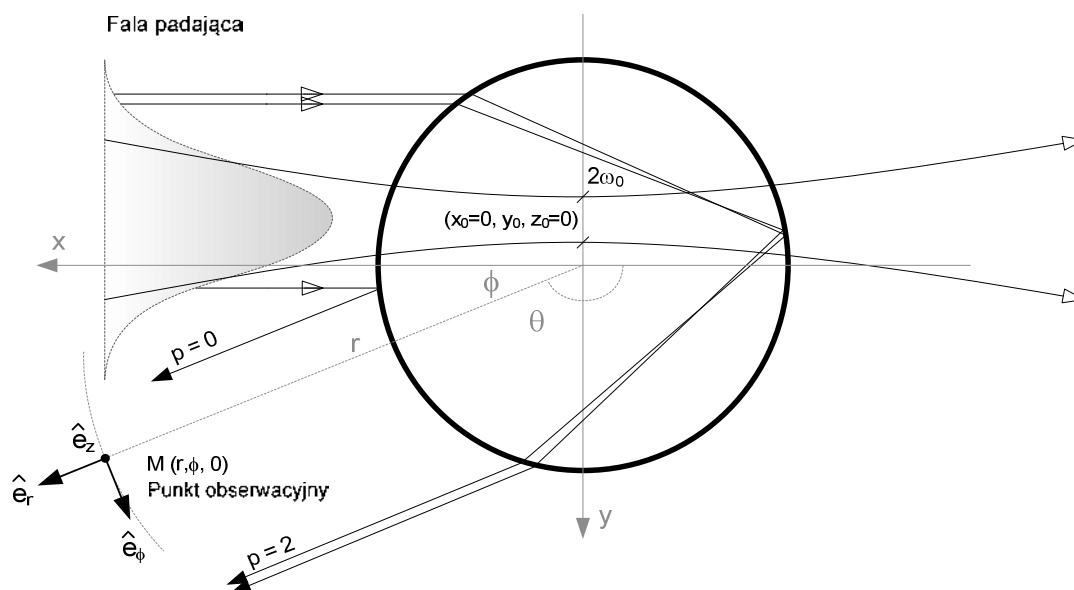


Rys. 3.22. Wpływ niepewności współczynnika załamania Δn na estymatę średnicy \hat{d} , obliczaną za pomocą dwóch modeli odwrotnych: i) modelu według skorygowanej teorii Airy (*mairy*), ii) modelu według klasycznej teorii Airy (*airy*). Jako syntetyczne dane pomiarowe przyjęto położenia kątowe odpowiednio pierwszego i drugiego prążka (θ_{1-} , θ_{2-}) wygenerowane przez model rozpraszania promieniowania niekoherentnego dla następujących parametrów eksperymentu: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$, $fwhm = 40 \text{nm}$, kształt widma – funkcja Gaussa, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d = 125 \mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.4957 + i1\text{E-}8$ (Schott NPK52A).

3.3.3. Analiza tęczy powstającej na homogenicznym włóknie optycznym w warunkach oświetlenia wiązką gaussowską

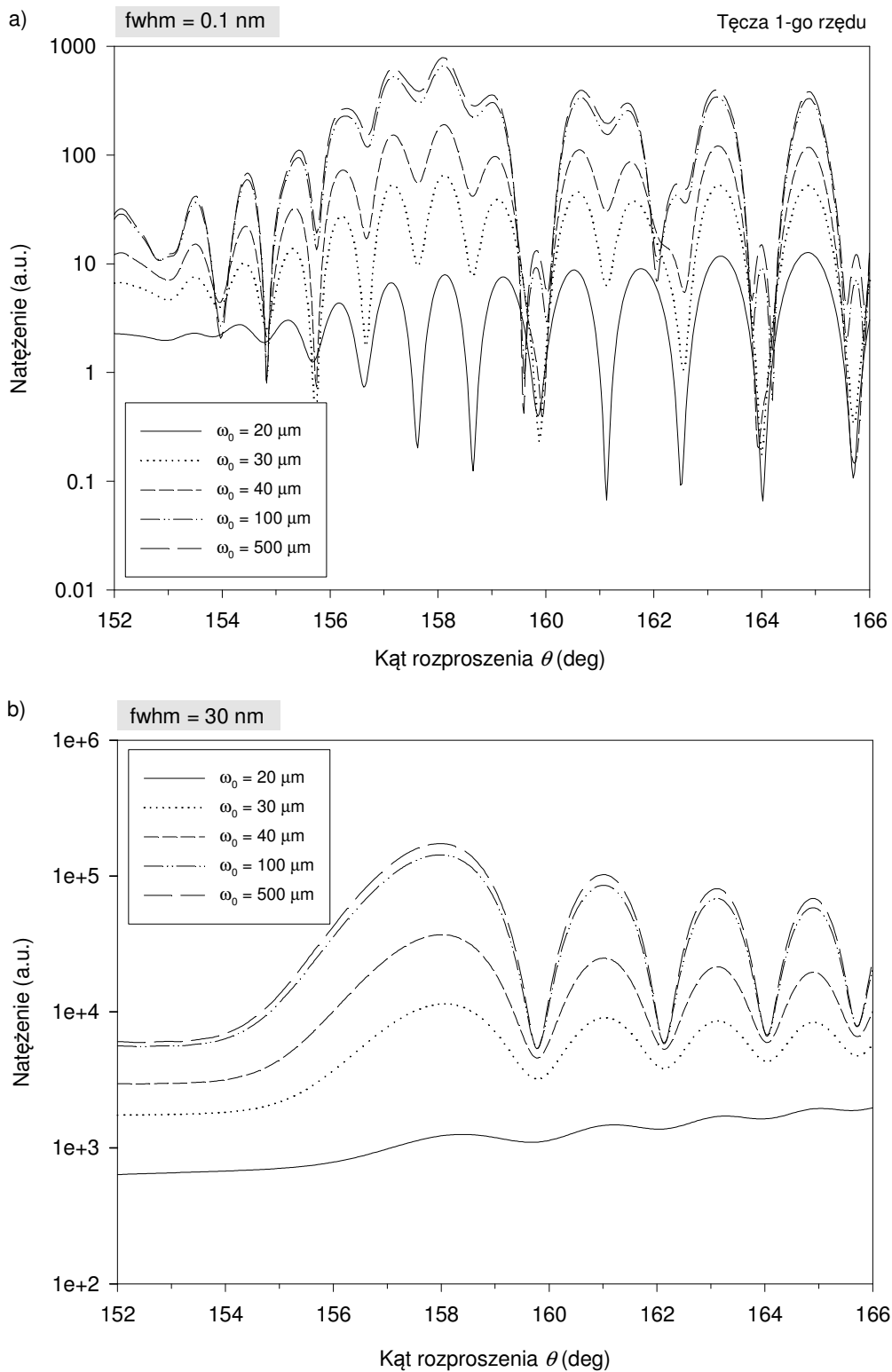
W poprzednich paragrafach analizowano rozproszenie quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego o płaskim froncie falowym i jednorodnym rozkładzie amplitudy fali w obrębie powierzchni falowej. Taka analiza jest pewnego rodzaju uproszczeniem na drodze laboratoryjnej implementacji metody badawczej, ponieważ możliwości wytworzenia takiej fali ograniczone są m.in.: rodzajem i zasadą działania zastosowanego źródła promieniowania (laser, dioda laserowa, dioda LED, etc.), parametrami przestrzennymi emitowanej wiązki promieniowania, gęstością mocy promieniowania, właściwościami transmisyjnymi układu optycznego kształtującego wiązkę. Szereg prac symulacyjnych przedstawionych w niniejszym paragrafie ma na celu zbadanie właściwości tęczy powstającej na włóknie homogenicznym, oświetlonym quasi-monochromatyczną, niekoherentną wiązką promieniowania, której poprzeczny rozkład natężenia w funkcji promienia opisany jest krzywą Gaussa.

Geometrię eksperymentu przedstawiono na Rys. 3.23. Gaussowska wiązka promieniowania pada w kierunku normalnym na homogeniczne, osiowosymetryczne włókno, a jej centrum umiejscowione jest w punkcie $(x_0 = 0, y_0, z_0 = 0)$ względem prostokątnego układu współrzędnych x, y, z skojarzonego z włóknem. Fala padająca jest spolaryzowana równolegle (TM) względem osi symetrii włókna, a jej szczytowa długość wynosi $0.6328\mu\text{m}$. Przyjęto, że badane włókno średnicy $80\mu\text{m}$ wykonane jest ze szkła typu NPK52A (Schott), a jego własności chromatyczne opisuje równanie Sellmeiera wraz ze stałymi dyspersyjnymi (Schott AG, 2007). Położenie punktowego detektora promieniowania zdefiniowane jest w cylindrycznym układzie współrzędnych: $(r = 0.01\text{m}, \pi - \theta, z = 0)$. Umieszczając detektor w relatywnie niewielkiej odległości od osi symetrii włókna, uniknięto nadmiernego wydłużenia czasu obliczeń pola rozproszonego. W drodze wstępnych obliczeń stwierdzono, że dla założonej rozdzielczości kąta rozproszenia (0.025°), zwiększanie odległości w jakiej znajduje się detektor nie przynosi istotnych, z punktu widzenia analizy, zmian pola rozproszonego (zmian położenia prążków tęczy) i pole w odległości 0.01m od osi symetrii włókna można traktować jako dalekie. Model symulacyjny eksperymentu opracowano według uogólnionej teorii Lorenza-Mie dla homogenicznego cylindra (*Generalized Lorenz-Mie Theory*, GLMT) (Gouesbet, 1997; Gouesbet i in., 1999b; Mès i in., 1999).



Rys. 3.23. Geometria rozproszenia wiązki gaussowskiej na homogenicznym cylindrze. Oś symetrii włókna pokrywa się z osią z układu współrzędnych x - y - z . $(0, y_0, 0)$: położenie wiązki względem układu współrzędnych x - y - z , $2\omega_0$: średnica przewężenia wiązki, r : odległość punktu obserwacyjnego od osi cylindra, θ : kąt rozproszenia, p : rząd komponentu rozproszonego.

Na Rys. 3.24 zobrazowano wyniki eksperymentu, w którym badano wpływ rozmiarów wiązki, modyfikowanych poprzez zmianę promienia przewężenia ω_0 w granicach $20 \div 500 \mu\text{m}$, na wykres natężenia pola rozproszonego w funkcji kąta rozproszenia w obszarze tarczy pierwszego rzędu. Szerokość połówkowa widma promieniowania (*fwhm*) wynosi 0.1 nm (Rys. 3.24a) oraz 30 nm (Rys. 3.24b). Porównując wykresy Rys. 3.24a i b, łatwo zauważyć właściwości filtracyjne quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego, dyskutowane szerzej w rozdziale 3.3.1. Udział wysokoczęstotliwościowej struktury interferencyjnej, zakłócającej podstawowy wykres prążkowy jest tym silniejszy im mniejsza jest szerokość wiązki promieniowania (Rys. 3.24a). Dla wiązki o najmniejszym promieniu ($20 \mu\text{m}$), amplituda zakłóceń jest porównywalna z amplitudą podstawowego wykresu prążkowego. Dzieje się tak dlatego, że w opisywanym przypadku natężenie komponentów rzędu $p = 2$, odpowiedzialnych za powstawanie podstawowego wykresu prążków, jest dużo mniejsze od natężenia składowej rzędu $p = 0$, czyli odbitej od powierzchni włókna (Rys. 3.23). Wraz z poszerzaniem wiązki, energia komponentów rzędu $p = 2$ zwiększa się. Podstawowy wykres prążkowy tarczy powstającej w promieniowaniu o *fwhm* = 30 nm jest wyróżnialny już dla wiązki o najmniejszym promieniu (Rys. 3.24b).



Rys. 3.24. Wpływ promienia przewężenia ω_0 niekoherentnej wiązki gaussowskiej oświetlającej homogeniczne włókno na natężenie pola rozproszonego w obszarze tarczy pierwszego rzędu (skala log): **(a)** szerokość połowkowa widma promieniowania oświetlającego $fwhm = 0.1\text{nm}$, **(b)** $fwhm = 30\text{nm}$. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, $x_0 = 0$, $y_0 = 0$, $r = 0.01\text{m}$, $z = 0$, $\zeta = 90^\circ$, $d = 80\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.4957 + i1\text{E-}8$ (Schott NPK52A), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.025^\circ$.

Tabela 3.5. Położenie kątowne θ_{N-} N-tego ciemnego prążka tęczy pierwszego rzędu z Rys. 3.24b dla różnych promieni przewężenia wiązki gaussowskiej.

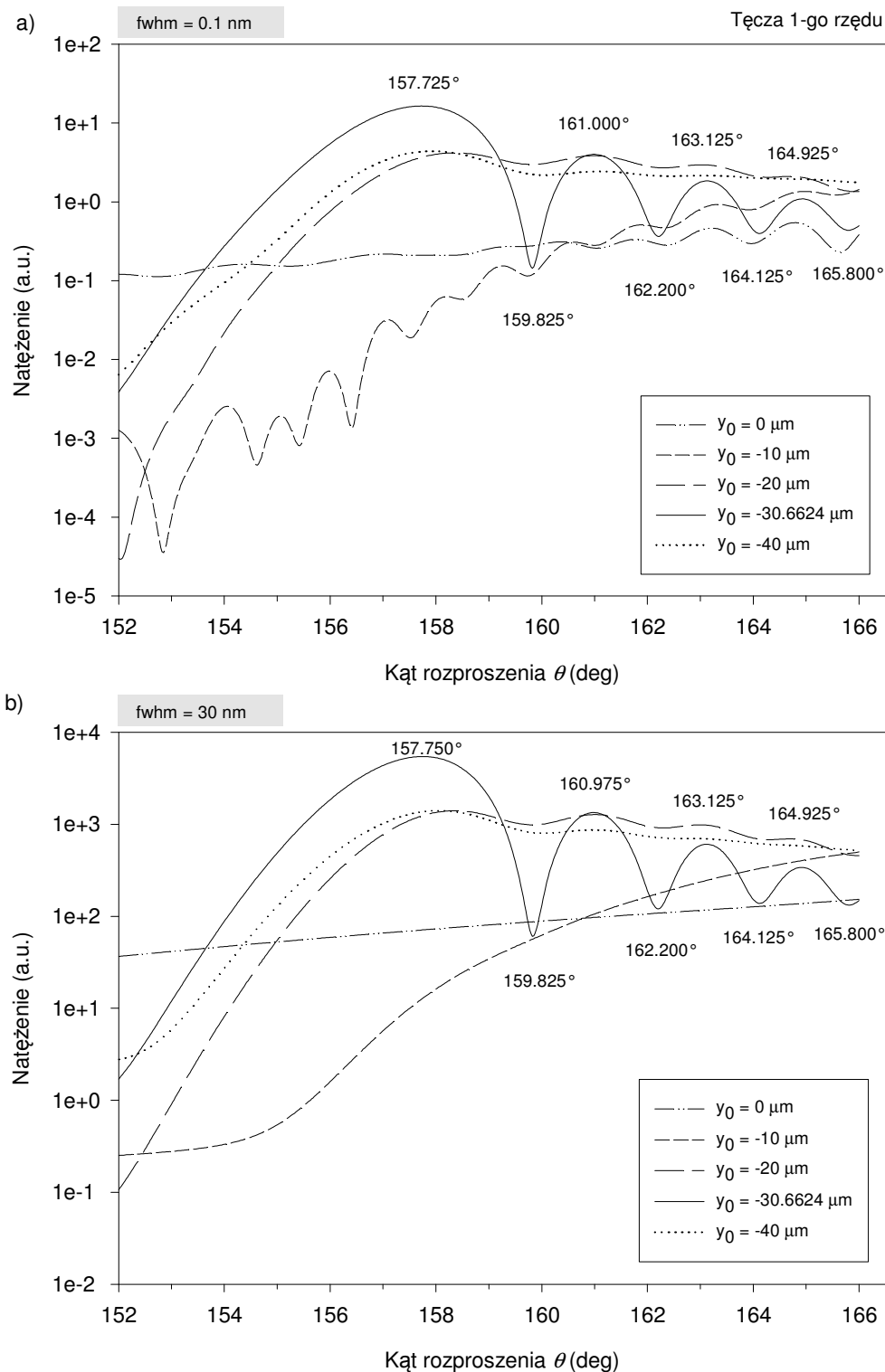
N	Położenie N-tego ciemnego prążka, θ_{N-} (deg)				
	$\omega_0 = 20\mu\text{m}$	$\omega_0 = 30\mu\text{m}$	$\omega_0 = 40\mu\text{m}$	$\omega_0 = 100\mu\text{m}$	$\omega_0 \rightarrow \infty$
1	159.675	159.775	159.775	159.775	159.775
2	162.025	162.125	162.125	162.125	162.125
3	163.950	164.050	164.050	164.050	164.050
4	165.600	165.700	165.725	165.725	165.725

Tabela 3.6. Położenie kątowne θ_{N+} N-tego jasnego prążka tęczy pierwszego rzędu z Rys. 3.24b dla różnych promieni przewężenia wiązki gaussowskiej.

N	Położenie N-tego jasnego prążka, θ_{N+} (deg)				
	$\omega_0 = 20\mu\text{m}$	$\omega_0 = 30\mu\text{m}$	$\omega_0 = 40\mu\text{m}$	$\omega_0 = 100\mu\text{m}$	$\omega_0 \rightarrow \infty$
1	158.400	158.050	158.000	157.975	157.975
2	161.200	161.025	161.025	161.000	161.000
3	163.257	163.125	163.125	163.100	163.100
4	165.050	164.900	164.900	164.900	164.900

Położenie prążków tęczy zależy od ω_0 , co jest wynikiem wpływu dywergencji wiązki gaussowskiej. Dane o położeniach prążków w funkcji ω_0 zebrane w tabeli 3.5 i 3.6 wskazują jednak, że gdy szerokość wiązki ($2\omega_0$) jest porównywalna ze średnicą włókna (d), to bezwzględne położenia prążków są takie, jak w sytuacji gdy fala padająca ma płaski front falowy i jednorodny rozkład amplitudy ($\omega_0 \rightarrow \infty$), a ewentualne oscylacje położzeń równe są rozdzielczości symulacji kąta rozproszenia (0.025°). Konsekwentnie, niewielkie zmiany położenia włókna w polu wiązki Gaussa o średnicy $2\omega_0 \gg d$ będą miały nikły wpływ na położenie prążków tęczy.

W kolejnym eksperymencie włókno zostało oświetlone silnie skupioną, niekoherentną wiązką gaussowską o $\omega_0 = 10\mu\text{m}$. Dla wybranych położzeń wiązki względem włókna (y_0 – parametr), obliczono wykresy natężenia promieniowania w funkcji kąta rozproszenia w obszarze tęczy pierwszego rzędu (Rys. 3.25). Szerokość połówkowa widma promieniowania ($fwhm$) wynosi 0.1nm (Rys. 3.25a) oraz 30nm (Rys. 3.25b). Eksperyment ten pozwala na selektywne wyróżnienie komponentów rzędu $p = 2$ tworzących podstawowy wykres prążkowy tęczy (Rys. 3.23). Dla wygenerowania tych komponentów, w przyjętym



Rys. 3.25. Wpływ przesunięcia osiowego y_0 niekoherentnej, silnie skupionej ($\omega_0 = 10\mu\text{m}$) wiązki gaussowskiej oświetlającej homogeniczne włókno na natężenie pola rozproszonego w obszarze tęczy pierwszego rzędu (skala log): **(a)** szerokość połowkowa widma promieniowania oświetlającego $fwhm = 0.1\text{nm}$, **(b)** $fwhm = 30\text{nm}$. Oznaczono położenie jasnych i ciemnych prążków dla przypadku $y_0 = -30.6624\mu\text{m}$. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, $x_0 = 0$, $r = 0.01\text{m}$, $z = 0$, $\zeta = 90^\circ$, $d = 80\mu\text{m}$, $m(\lambda_0) = 1.4957+i1E-8$ (Schott NPK52A), rozdzielczość symulacji: $\Delta\theta = 0.025^\circ$.

modelu refrakcyjnym włókna, wiązka promieniowania musi być ustawiona w pozycji $y_0 \approx -30.66\mu\text{m}$. Podobny eksperyment dla monochromatycznej wiązki gaussowskiej opisuje Mèès i in. (1999).

Porównując Rys. 3.25a oraz Rys. 3.25b można zauważyć, że położenie ciemnych i jasnych prążków, z dokładnością wynikającą z rozdzielczości symulacji, nie zależy od $fwhm$. Natężenia pozostałych komponentów rozproszonych jest na tyle nieduże, że nie zniekształcają one podstawowego wykresu prążkowego. Eksperyment ten potwierdza wnioski sformułowane w rozdziale 3.3.1, według których tęcza pierwszego rzędu w warunkach oświetlenia falą niekoherentną może być uważana jako wynik interferencji komponentów rzędu $p = 2$.

3.3.4. Analiza tęczy powstającej na włóknie o przekroju eliptycznym

Wierne modelowanie pola rozproszonego na cząstkach o nieregularnych kształtach jest problemem trudnym. Precyzyjny aparat matematyczny, wynikający z równań Maxwella jest podstawą dwóch dostępnych obecnie metod obliczeniowych umożliwiających symulację pola rozproszonego dla cylindra o przekroju eliptycznym: metody wykorzystującej macierz przejścia T (*Transition Matrix*) (Barber i Hill, 1990; rozdz. 3, Nelson i Eyges, 1976) oraz uogólnionej teorii Lorenza-Mie (*Generalized Lorenz-Mie Theory*) (Gouesbet i Mèès, 1999a; Gouesbet i in., 1999c). Obie metody mają swoje ograniczenia wynikające ze stabilności implementacji numerycznych wykorzystywanych algorytmów w symulacji pola rozproszonego dla cylindrów charakteryzujących się stosunkowo dużym parametrem rozmiarowym (Mishchenko i Travis, 1998; Yeh, 1963, 1965; Yeh i Kim, 1988), co wyklucza ich zastosowanie w symulacji pola rozproszonego na włóknie optycznym o średnicy $125\mu\text{m}$ ($x \approx 620$ przy $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$).

Innym sposobem zbadania właściwości pola rozproszonego na włóknie o przekroju eliptycznym jest wykorzystanie metod aproksymacyjnych. Wzór Möbiusa, sformułowany na początku XX w., umożliwia obliczenie zmian kąta Descartesa w wyniku obracania eliptycznej cząstki względem fali padającej o płaskim froncie falowym (Können, 1987). Bardziej uniwersalną metodę, umożliwiającą zbadanie wpływu eliptyczności na odległości międzyprążkowe proponuje Lock (Lock, 2000; Adler i in., 1998, 2001b). Metoda Locka wykorzystuje symulacje numeryczne frontu falowego w bliskim sąsiedztwie tęczy pierwszego i drugiego rzędu do wyprowadzenia wzoru aproksymacyjnego na parametr h , który zwyczajowo wyraża odstęp międzyprążkowy we na natężenie pola rozproszonego według teorii Airy (wzór B-1, Dodatek B) oraz według teorii CAM (3.1). Lock wskazuje jednak, że

dla uzyskania prawidłowych wyników w symulacjach pola rozproszonego przy użyciu teorii CAM, konieczne jest sformułowanie współczynników u , v , w (3.6)÷(3.8) w taki sposób, aby uwzględniały one eliptyczność cylindra, co nie zostało jak dotychczas osiągnięte i bardziej wiarygodne wyniki otrzymuje się wykorzystując klasyczną teorię Airy (Lock, 2000: 5050).

W niniejszym rozdziale, wobec braku ścisłych modeli matematycznych, wykorzystano teorię Airy wraz z parametrem h sformułowanym przez Locka do obserwacji związków przyczynowo – skutkowych pomiędzy eliptycznością badanego włókna i jego orientacją względem płaskiej, monochromatycznej fali padającej, a cechami pola rozproszonego w obszarze tęczy pierwszego rzędu (położenie prążków tęczy). Użyteczność przytoczonej teorii ograniczona jest do symulacji pola rozproszonego na cylindrze o niewielkiej perturbacji symetrii osiowej – tęcza jest przykładem *strukturalnie stabilnej kaustyki*, której morfologia nie zmienia się pod wpływem niewielkich zmian obiektu rozpraszającego falę (Berry, 1976). Jako że pole rozproszone na włóknie homogenicznym w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym może być uważane jako wynik interferencji komponentów rozproszonych rzędu $p = 2$ (rozdz. 3.3.1), można przypuszczać, że opisana powyżej teoria i uzyskane wyniki są adekwatne do tych warunków.

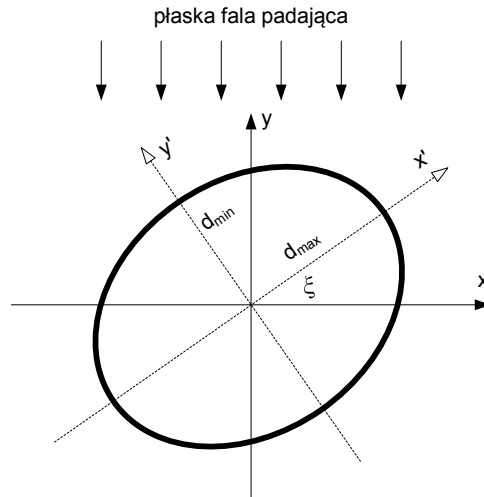
▪ **Rozpraszanie fali na włóknie o przekroju eliptycznym w obszarze tęczy pierwszego rzędu w ujęciu optyki geometrycznej**

Geometrię rozproszenia płaskiej fali elektromagnetycznej na włóknie homogenicznym przedstawiono na Rys. 3.26. Definiuje się dwa układy współrzędnych w przestrzeni: x' , y' , z' – lokalny, względem którego ustalona jest geometria włókna, oraz układ x , y – laboratoryjny. Oś symetrii włókna pokrywa się z osiami z i z' obu układów współrzędnych. Włókno zorientowane jest w taki sposób, że os x' tworzy kąt ξ z osią x . Przyjęto, że przekrój poprzeczny włókna definiuje równanie elipsy:

$$x'^2/(0.5d_{\max})^2 + y'^2/(0.5d_{\min})^2 = 1 \quad ; d_{\max} > d_{\min} \quad (3.20)$$

gdzie d_{\min} , d_{\max} to długości odpowiednio krótkiej i długiej osi elipsy przekroju. Dla ilościowego scharakteryzowania eliptycznego przekroju włókna definiuje się współczynnik eliptyczności ε :

$$\varepsilon = 1 - d_{\min}/d_{\max} \quad (3.21)$$



Rys. 3.26. Geometria rozproszenia fali o płaskim froncie falowym na cylindrze o przekroju eliptycznym. x - y : laboratoryjny układ współrzędnych, x' - y' : lokalny układ współrzędnych, d_{\min} , d_{\max} : długości odpowiednio krótkiej i długiej osi elipsy przekroju, ξ : kąt orientacji.

Nateżenie fali rozproszonej na eliptycznym cylindrze, oświetlonym płaską falą o polaryzacji magnetycznej (TM), w ramach teorii Airy może być sformułowane następująco:

$$I(\theta, x, n) \propto \text{Ai}^2 \left(\frac{-x_{\text{ave}}^{2/3} [\theta - \theta_2^R(\xi)]}{h_2^R(\xi)^{1/3}} \right) \quad (3.22)$$

gdzie x_{ave} jest średnią arytmetyczną parametru rozmiarowego cylindra:

$$x_{\text{ave}} = [(\pi d_{\min}/\lambda) + (\pi d_{\max}/\lambda)]/2 \quad (3.23)$$

W odróżnieniu od teorii Airy sformułowanej dla cylindra osiowosymetrycznego (por. Dodatek B), parametry θ^R i h występujące w jądrze funkcji Airy (3.22) zależą od kąta orientacji ξ . Jeśli $x_{\text{ave}} \gg 1$ (spełnione są postulaty optyki geometrycznej), a także cylinder cechuje się niedużą eliptycznością, $\varepsilon \ll 1$, wówczas kąt Descartesa tarczy pierwszego rzędu, $\theta_2^R(\xi)$, może być obliczony z wykorzystaniem teorii Möbiusa (Adler i in., 1998: 1543):

$$\theta_2^R(\xi) = \theta_2^D - \Delta\theta_2^R \cos(2\xi + \theta_2^D) + O(\varepsilon^2) \quad (3.24)$$

gdzie:

$$\Delta\theta_2^R = 8\varepsilon \sin(\theta_i^D) \cos^3(\theta_i^D) \cos(2\theta_i^D) \quad (3.25)$$

jest amplitudą oscylacji kąta Descartesa, powstających w wyniku zmian orientacji cylindra eliptycznego, θ_2^D jest kątem Descartesa tęczy pierwszego rzędu dla cylindra osiowosymetrycznego, a θ_i^D, θ_r^D to odpowiednio kąt padania i załamania geometrycznego promienia światła tworzącego promień Descartesa (Dodatek B). Wzór aproksymacyjny na parametr $h_2^R(\xi)$ we wzorze (3.22), słuszny jest dla $\varepsilon \ll 1$ oraz $1.25 \leq n \leq 1.7$ (Lock, 2000: 5043):

$$h_2^R(\xi) = h_2 + \Delta h_2 \cos(2\xi + \Phi) \quad (3.26)$$

przy czym parametr h_2 wyraża odstęp pomiędzy kolejnymi prążkami tęczy powstającej na cylindrze osiowosymetrycznym (Dodatek B), Δh_2 wyraża amplitudę oscylacji odstępów międzyprążkowego:

$$\Delta h_2 \approx 19\varepsilon \left[\sin(\theta_i^D) \right]^{3/4} \left[\cos(\theta_r^D) \right]^{-10/3} \quad (3.27)$$

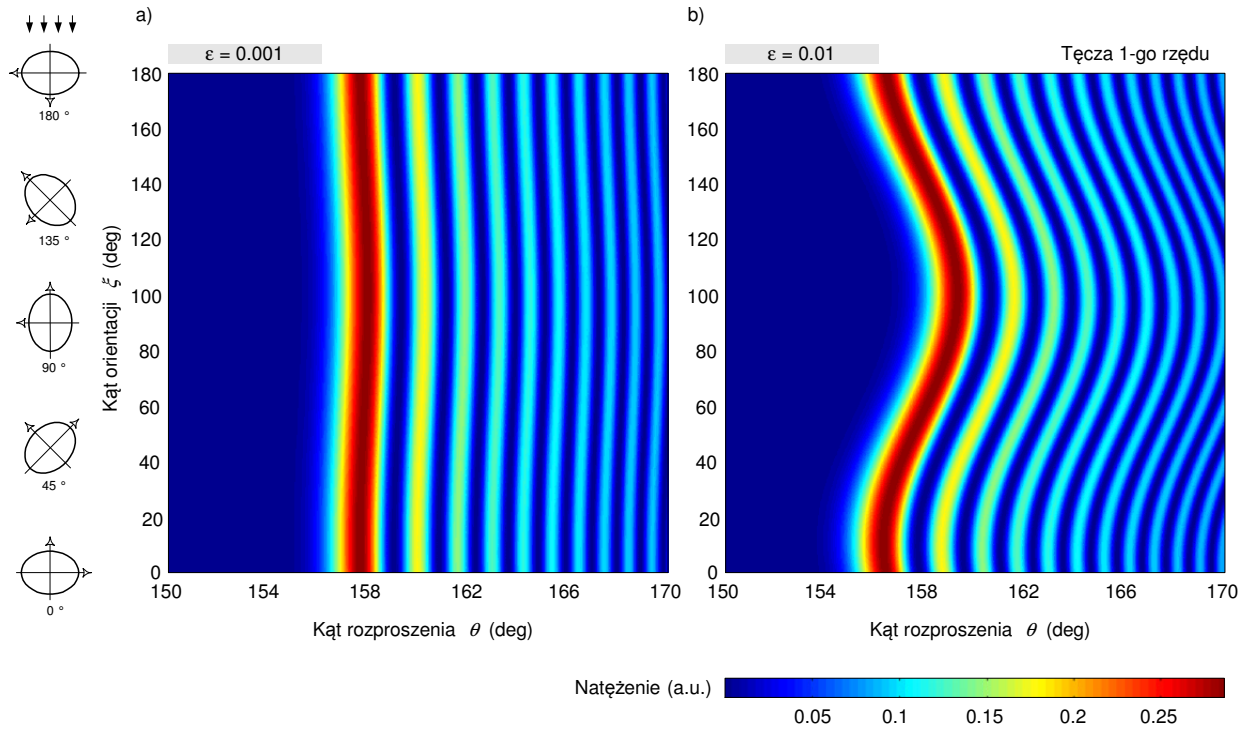
natomiast Φ ich fazę:

$$\Phi \approx n \cdot 250^\circ - 285^\circ \quad (3.28)$$

▪ Obserwacja wpływu eliptyczności włókna na pole rozproszone

Na Rys. 3.27 zobrazowano w jaki sposób kąt orientacji włókna cechującego się *niewielką* ($\varepsilon = 0.001$) i *znaczoną* ($\varepsilon = 0.01$) eliptycznością, wpływa na wykres natężenia pola rozproszonego w funkcji kąta rozproszenia w obszarze tęczy pierwszego rzędu. Warto na wstępie odnotować, że współczynnik eliptyczności płaszcza typowego, jednomodowego włókna światłowodowego jest mniejszy od 0.007 (0.7%) (rozd. 1.3.1). Według szacunkowej oceny, zmiana orientacji włókna eliptycznego wpływa istotnie na położenie poszczególnych prążków tęczy (Rys. 3.27). Oscylacja położenia prążków jest tym większa, im włókno cechuje się większą eliptycznością. Z punktu widzenia praktyki pomiarowej, istotnie zmiany położenia tęczy mogą więc utrudniać lub nawet uniemożliwiać obserwację cech tęczy (bezwzględnego lub względnego położenia prążków) w polu ograniczonym przez czujnik pomiarowy.

Według Rys. 3.27, mniej podatne na zmiany orientacji włókna eliptycznego jest wzajemne położenie prążków niż ich bezwzględne położenie. Dla potwierdzenia tego przypuszczenia, w następnym eksperymencie wybrano do obserwacji następujące dane



Rys. 3.27. Wpływ kąta orientacji ξ włókna homogenicznego na wykres natężenia pola rozproszonego w obszarze tęczy pierwszego rzędu w funkcji kąta rozproszenia θ (a) współczynnik eliptyczności $\varepsilon = 0.001$ (0.1%), (b) $\varepsilon = 0.01$ (1%). Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d = 125\mu\text{m}$, $m = 1.4957+i0$.

pomiarowe: różnicę położenia kąтового pomiędzy kolejno 1 i 2 ciemnym prążkiem tęczy ($\theta_{21-, \varepsilon}$), 1 i 2 jasnym prążkiem ($\theta_{21+, \varepsilon}$), oraz pomiędzy 1 i 2 punktem przegięcia ($\theta_{21p, \varepsilon}$). Dla stwierdzenia czy obrót eliptycznego włókna ma taki sam wpływ na wymienione dane pomiarowe, obliczono ich zmiany (dewiacje) w odniesieniu do włókna osiowosymetrycznego ($\varepsilon = 0$), otrzymując:

$$\Delta\theta_{21-} \equiv \theta_{21-, \varepsilon} - \theta_{21-, \varepsilon=0} \quad (3.29)$$

$$\Delta\theta_{21+} \equiv \theta_{21+, \varepsilon} - \theta_{21+, \varepsilon=0} \quad (3.30)$$

$$\Delta\theta_{21p} \equiv \theta_{21p, \varepsilon} - \theta_{21p, \varepsilon=0} \quad (3.31)$$

Wykres zmian parametrów (3.29)–(3.31) w funkcji kąta orientacji włókna przedstawiono na Rys. 3.28. Dla dwóch charakterystycznych kątów orientacji ζ_0 (93.8° i 177.1° w przyjętych warunkach symulacji), odległość międzyprążkowa lub odległość pomiędzy punktami przegięcia nie zmienia się wraz z obrotem włókna eliptycznego i jest równa odległości zmierzonej dla przypadku włókna osiowosymetrycznego. Położenie kątów ζ_0 nie zależy od średnicy mierzonego włókna (Rys. 3.29) ale zależy od jego współczynnika załamania

(Rys. 3.30). Dodatkowo, mając na uwadze fakt, że położenie międzyprążkowe według klasycznej teorii Airy jest większe od rzeczywistego (rozdz. 3.3.2), można przypuszczać, że położenie kątów ζ_0 jest nieco zawyżone.

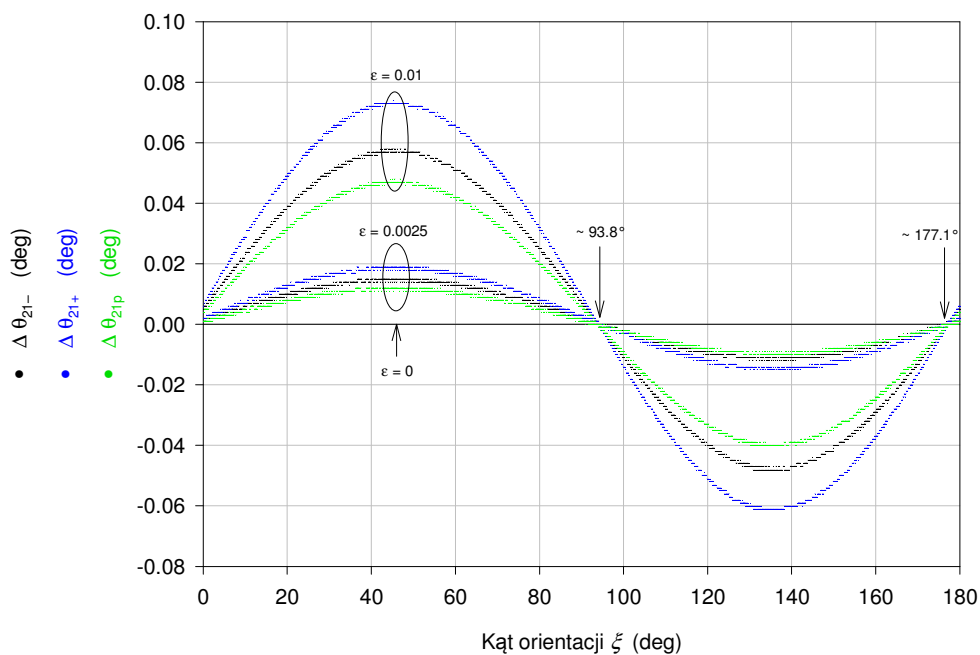
Według Rys. 3.28, eliptyczność włókna ma największy wpływ na odległość pomiędzy 1 i 2 jasnym prążkiem, a najmniejszy na odległość pomiędzy 1 i 2 punktem przegięcia. Widoczna jest również asymetria względem wykresu dla $\varepsilon = 0$.

Eksperymentalne wyznaczenie położenia cząstki względem laboratoryjnego układu współrzędnych, w celu ustalenia kątów charakterystycznych ζ_0 może być trudne, ponieważ kształt frontu falowego opuszczającego eliptyczną cząstkę w regionie tęczy jest bardzo czuły na lokalne niehomogeniczności i niejednorodności włókna (Adler i in., 2001).

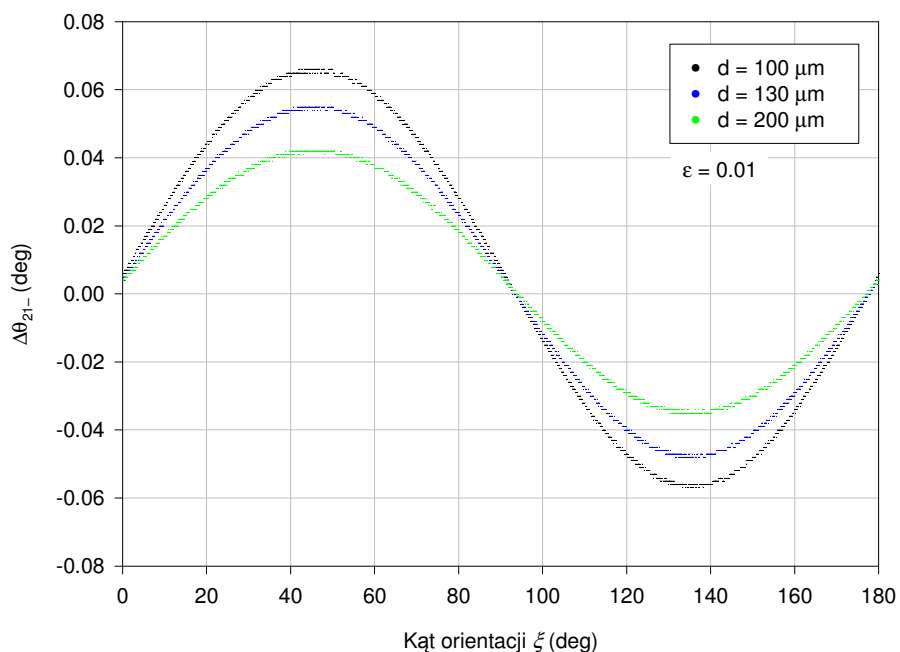
Nieuwzględnienie eliptyczności włókna w procesie wnioskowania odwrotnego będzie skutkowało powstaniem dodatkowego błędu estymacji. Dla szacunkowej oceny wartości tego błędu, wykonano symulacje pola rozproszonego w obszarze tęczy pierwszego rzędu. Jako model tęczy wykorzystano model Airy dla włókna eliptycznego według równania (3.22). Danymi pomiarowymi są różnicę położenia kąтового pomiędzy 1 i 2 ciemnym prążkiem tęczy ($\theta_{21-, \varepsilon}$), oraz pomiędzy 1 i 2 jasnym prążkiem ($\theta_{21+, \varepsilon}$). Model odwrotny według klasycznej teorii Airy uzyskano poprzez wyzerowanie czynnika korekcyjnego B w modelu odwrotnym według skorygowanej teorii Airy (3.19). Błąd estymaty średnicy włókna, $\delta \hat{d}_m$, będący wynikiem eliptyczności włókna zdefiniowano następująco:

$$\delta \hat{d}_m = \frac{\hat{d}_{\varepsilon=0} - \hat{d}_{\varepsilon}}{\hat{d}_{\varepsilon=0}} \cdot 100 \quad (\%) \quad (3.32)$$

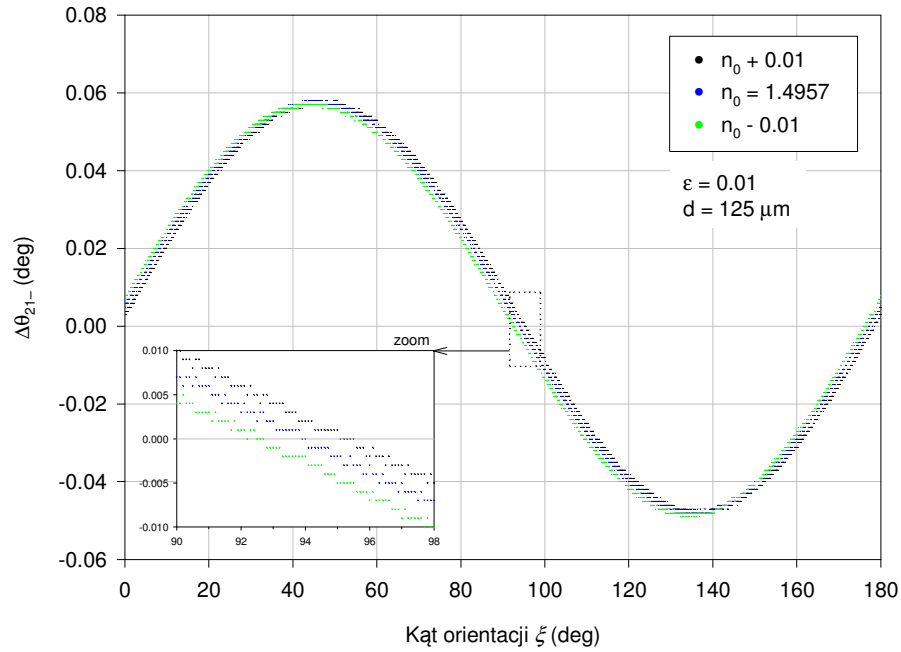
gdzie \hat{d}_{ε} – jest estymatą średnicy włókna o współczynniku eliptyczności ε , $\hat{d}_{\varepsilon=0}$ – estymatą średnicy włókna osiowosymetrycznego. Na Rys. 3.31 przedstawiono wykres błędu $\delta \hat{d}_m$ w funkcji współczynnika eliptyczności. Wykres wykonano dla dwóch kątów orientacji $\xi = 44.9^\circ$ i 134.9° , dla których występują największe zmiany odległości międzyprążkowych $\theta_{21-, \varepsilon}$ i $\theta_{21+, \varepsilon}$ (Rys. 3.28). Według Rys. 3.31, błąd estymacji w pomiarze średnicy włókna o współczynniku eliptyczności $\varepsilon = 0.007$ (światłowód jednomodowy) wynosi szacunkowo 3.3%. Błędy estymaty obliczonej na podstawie obu danych pomiarowych, $\theta_{21-, \varepsilon}$ i $\theta_{21+, \varepsilon}$, są zbliżone, pomimo faktu, że eliptyczność włókna ma największy wpływ na zmiany odległości pomiędzy 1 i 2 jasnym prążkiem (Rys. 3.28).



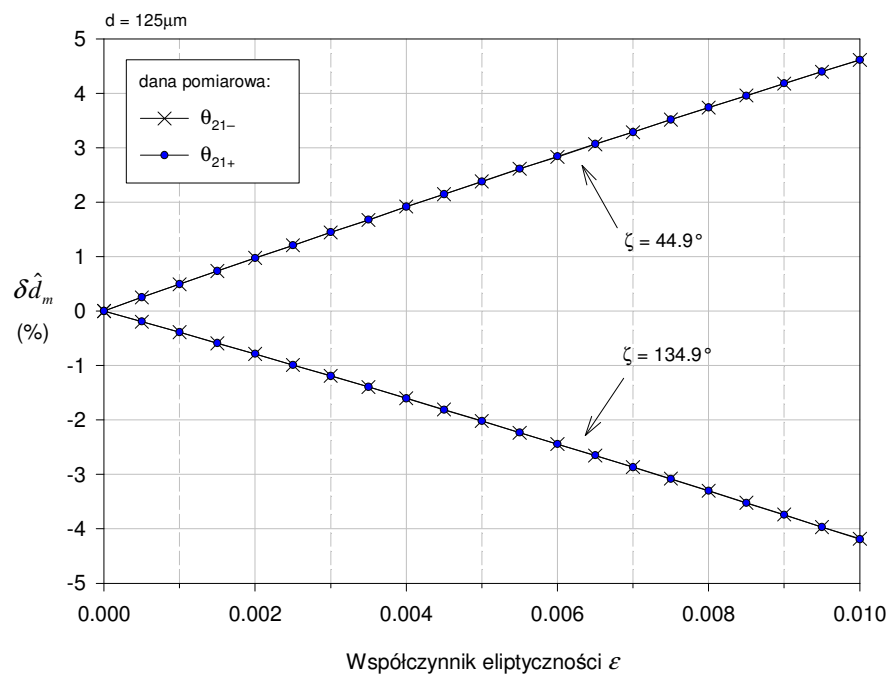
Rys. 3.28. Wpływ orientacji włókna eliptycznego na zmianę następujących cech tęczy 1-go rzędu: i) odległości pomiędzy 1 i 2 ciemnym prążkiem, θ_{21-} , ii) odległości pomiędzy 1 i 2 jasnym prążkiem, θ_{21+} , odległości pomiędzy 1 i 2 punktem przegięcia, θ_{21p} . Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d = 125\mu\text{m}$, $m = 1.4957+i0$.



Rys. 3.29. Wpływ średnicy włókna d na wykres zmian odległości pomiędzy 1 i 2 ciemnym prążkiem, θ_{21-} (tęcza 1-go rzędu) w funkcji kąta orientacji ξ . Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m = 1.4957+i0$, współczynnik eliptyczności $\epsilon = 0.01$.



Rys. 3.30. Wpływ współczynnika załamania włókna n_0 na wykres zmian odległości pomiędzy 1 i 2 ciemnym prążkiem, $\Delta\theta_{21-}$ (tęcza 1-go rzędu) w funkcji kąta orientacji ξ . Parametry symulacji: polaryzacja fali TM-TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d = 125\mu\text{m}$, $\kappa = 0$, współczynnik eliptyczności $\varepsilon = 0.01$.



Rys. 3.31. Wpływ eliptyczności włókna na błąd estymaty średnicy włókna, $\delta\hat{d}_m$, według teorii Airy (opis w tekście). Jako mierzony parametr wybrano: i) odległość pomiędzy 1 i 2 ciemnym prążkiem, θ_{21-} , ii) odległości pomiędzy 1 i 2 jasnym prążkiem (tęcza 1-go rzędu). Wykres wykonano dla dwóch kątów orientacji ξ : 44.9° i 134.9° (por. Rys. 3.28). Parametry symulacji: polaryzacja fali TM-TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d = 125\mu\text{m}$, $m = 1.4957+i0$.

3.4. Wstęp do wykorzystania zjawiska tęczy w pomiarze średnicy włókna niehomogenicznego

Szereg zagadnień poruszanych w niniejszym rozdziale ma charakter obserwacji, abstrahując tym samym od szukania formalnych zależności przyczynowo-skutkowych na rzecz stworzenia fundamentu dalszych prac. Metodologię działania skoncentrowano na wykorzystaniu tęczy powstającej na niehomogenicznym włóknie optycznym jako pola obserwacyjnego w procesie pomiaru średnicy włókna. Obiektem analizy jest niehomogeniczne włókno optyczne o budowie typu rdzeń-płaszcz (światłowód). Wstępnie założono, że rdzeń i płaszcz są w całej swej objętości homogeniczne, a rdzeń charakteryzuje się wyższym współczynnikiem załamania od płaszcza.

Przedstawione metody pomiarowe, jako pole obserwacji wykorzystują tęczę powstającą w warunkach rozproszenia promieniowania monochromatycznego lub niekoherentnego promieniowania quasi-monochromatycznego. Model symulacyjny rozpraszania monochromatycznej fali płaskiej na niehomogenicznym cylindrze opracowano według teorii opisanej przez Onofriego (2005, rozdz. 2). Aspekty rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego przedyskutowano w rozdz. 2.3 niniejszej pracy.

3.4.1. Natura tęczy mnogiej

Dla zbadania natury tęczy monochromatycznej, powstającej na włóknie niehomogenicznym o strukturze rdzeń-płaszcz, wykonano symulacje natężenia pola rozproszonego na włóknie w funkcji kąta rozproszenia. Aby zaobserwować wpływ rdzenia na pole rozproszone, wykonano szereg symulacji dla różnych średnic rdzenia, d_r , zachowując stałą średnicę płaszcza, d_p (125 μ m). Przyjęto, że współczynnik załamania rdzenia (n_r) jest większy od współczynnika załamania płaszcza (n_p) o 0.01. Wyniki eksperymentu w postaci wykresu poziomicowego przedstawiono na Rys. 3.32. Na wykresie widoczne są dwie interferujące tęcze oznaczone jako α i β ⁽²⁾. We wstępnym etapie obserwacji można stwierdzić, że położenie prążków Airy (podstawowy, niskoczęstotliwościowy obraz prążkowy) tęczy α słabo zależy od średnicy rdzenia w zakresie $d_r/d_p \approx 0 \div 0.5$. Położenie prążków Airy tęczy β jest z kolei

² Przyjęto konwencję opisu tęczy mnogiej zaproponowaną przez Locka i in. (1994).

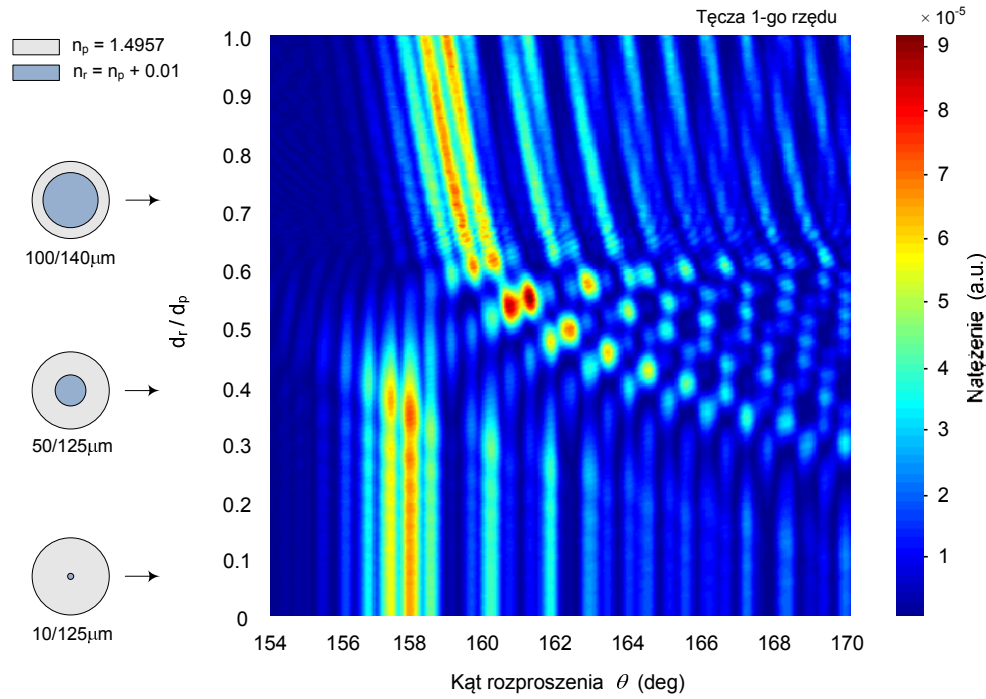
czułe na zmiany średnicy rdzenia, a wyraźny obraz prążkowy tej tęczy występuje w zakresie $d_r/d_p \approx 0.2 \div 1$.

Fizyczne aspekty powstawania tęczy mnogiej można objaśnić wykorzystując prawa optyki geometrycznej. Rys. 3.33 przedstawia szkic promieni Descartesa w przekroju poprzecznym włókna o skokowym profilu refrakcyjnym. Jako $b = y_0/0.5d_p$ oznaczono współczynnik oddziaływania (*impact parameter*), charakteryzujący miejsce oddziaływania promienia padającego z cylindrem (dla promienia Descartesa, $d\theta/db = 0$). Dla cylindra homogenicznego istnieje tylko jeden promień Descartesa, natomiast dla cylindra niehomogenicznego można wyróżnić dwa dominujące promienie Descartesa, ale o różnej naturze, zależnej od ilorazu d_r/d_p i współczynników załamania n_r i n_p ⁽³⁾:

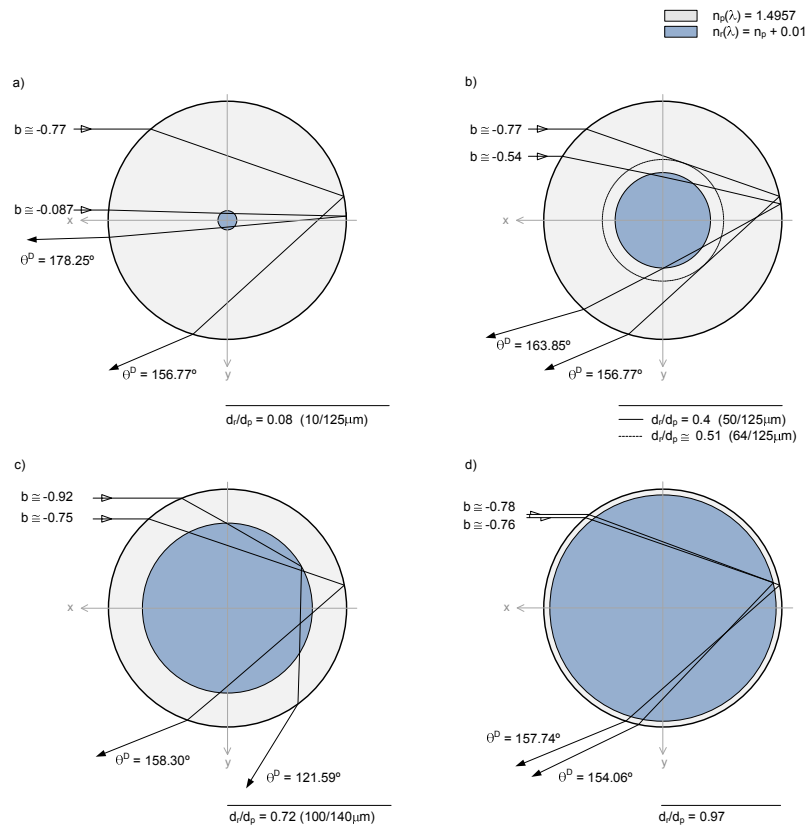
- $d_r/d_p < 0.51$: Pierwszy promień – rozchodzący się w płaszczu i odbity od powierzchni granicznej płaszcz-otoczenie – dzięki któremu powstaje tęcza α . Drugi promień – załamany w rdzeniu i odbity od powierzchni granicznej płaszcz-otoczenie – warunkujący powstanie tęczy β (Rys. 3.33a i b). Dla rdzenia o relatywnie niedużej średnicy (światłowodów jednomodowy), tęcze α i β są znacznie odseparowane w kącie rozpraszania, dlatego ich wzajemny wpływ w postaci efektu interferencyjnego, dla przyjętych warunków eksperymentu z Rys. 3.33, jest niewidoczny. Dodatkowo, tęcza β jest zniekształcona przez inne, silne komponenty rozproszone wstecz tworzące zjawisko glorii (np. Laven, 2005; Nussenzveig, 2002).
- $d_r/d_p > 0.51$: Powyżej wartości granicznej d_r/d_p , promień rozchodzący się w tylko płaszczu przestaje istnieć, a w jego miejsce pojawia się promień załamany w płaszczu i odbity od granicy rdzeń płaszcz (Rys. 3.33c i d). Drugi promień, podobnie jak w poprzednim przypadku, jest załamany w rdzeniu i odbity od powierzchni granicznej płaszcz-otoczenie. Oba promienie warunkują powstanie tęczy o właściwościach zależnych od średnicy rdzenia. W warunkach, gdy płaszcz ma formę cienkowarstwowej powłoki (d_r/d_p bliskie 1) oba promienie Descartesa mają zbliżone drogi optyczne i kąty rozproszenia, a odpowiadające im tęcze interferują konstruktywnie w porównywalnych fazach i amplitudach (Rys. 3.33d).

Oprócz niskoczęstotliwościowych obrazów prążkowych Airy interferujących tęczy, na Rys. 3.32 widoczny jest również udział składowych wysokoczęstotliwościowych, modulujących obraz tęczy Airy. Dla modelu cylindra homogenicznego, składowe

³ Podane relacje graniczne zostały obliczone dla profilu skokowego przy $n_r = n_p + 0.01$.



Rys. 3.32. Wpływ średnicy rdzenia d_r włókna szklanego o skokowym profilu refrakcyjnym na wykres natężenia fali rozproszonej w funkcji kąta rozproszenia (według teorii Lorenza-Mie). Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, średnica płaszczki $d_p = 125\mu\text{m}$, współczynnik załamania płaszczki $n_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$, współczynnik załamania rdzenia $n_r(\lambda) = (1.4957 + 0.01) + i1\text{E-}8$, rozdzielczość symulacji: $\Delta d_r = 0.1\mu\text{m}$, $\Delta\theta = 0.002^\circ$.



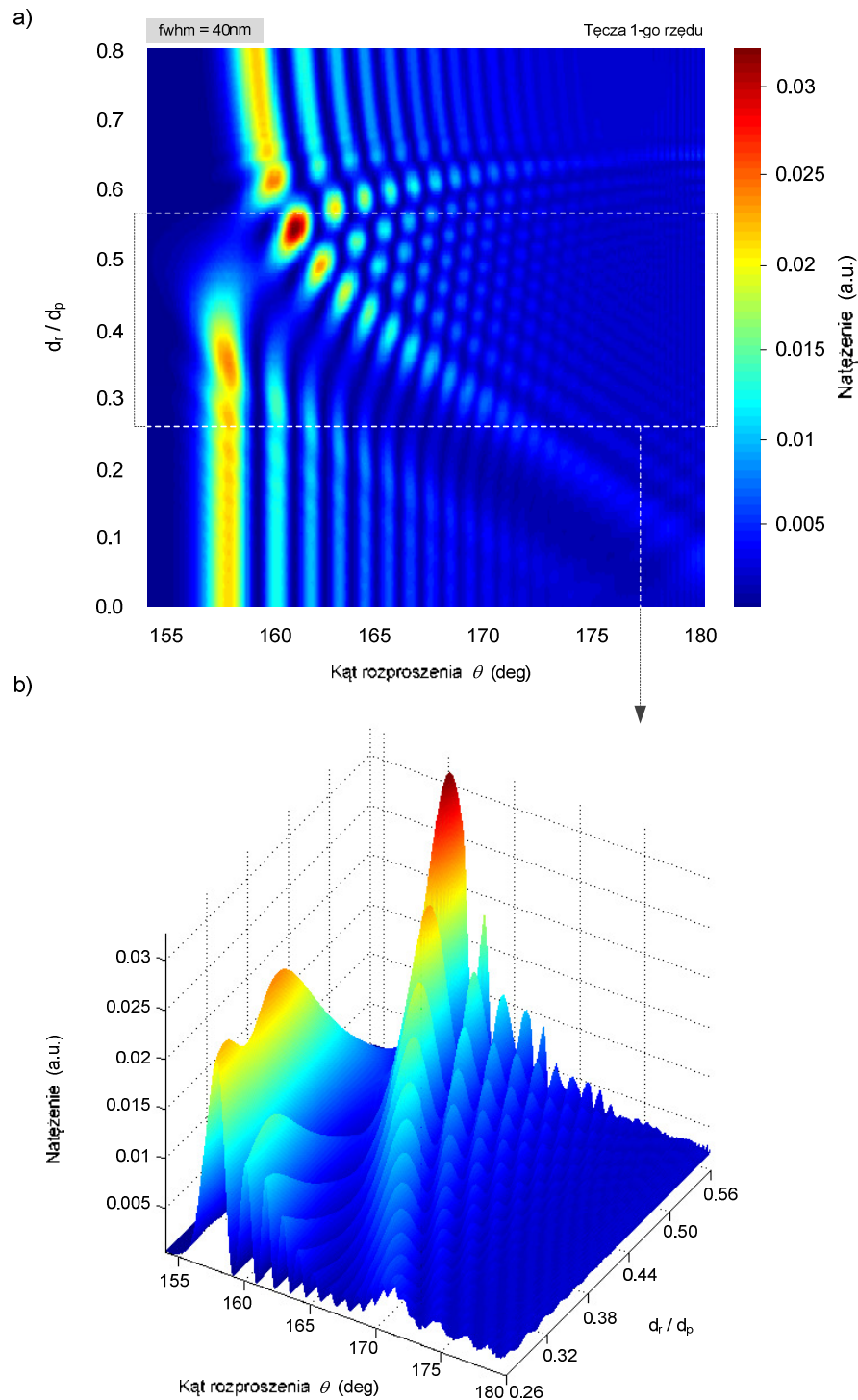
Rys. 3.33. Przebieg promieni Descartesa w przekroju poprzecznym włókna o skokowym profilu refrakcyjnym: (a) średnica włókna/średnica rdzenia $d_r/d_p = 0.08$, (b) $d_r/d_p = 0.4$, (c) $d_r/d_p = 0.72$, (d) $d_r/d_p = 0.97$. Jako $b = y_0/0.5d_p$ oznaczono współczynnik oddziaływania (*impact parameter*). Parametry symulacji: $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, współczynnik załamania płaszczki $n_p = 1.4957$, współczynnik załamania rdzenia $n_r = n_p + 0.01$.

wysokoczęstotliwościowe są wynikiem udziału składowych odbitych od płaszcza i rdzenia, a także składowych wielokrotnie załamanych we włóknie i fal powierzchniowych (rozd. 3.1). W warunkach rozpraszania fali na cylindrze niehomogenicznym, o skokowej różnicy pomiędzy współczynnikiem załamania rdzenia i płaszcza, opis rozpraszania należy uzupełnić o składowe jednokrotnie (bezpośrednio) odbite od rdzenia, składowe wielokrotnie odbite od powierzchni granicznych rdzeń-płaszcz i płaszcz-otoczenie, oraz fale powierzchniowe związane z powierzchnią graniczną rdzeń-płaszcz.

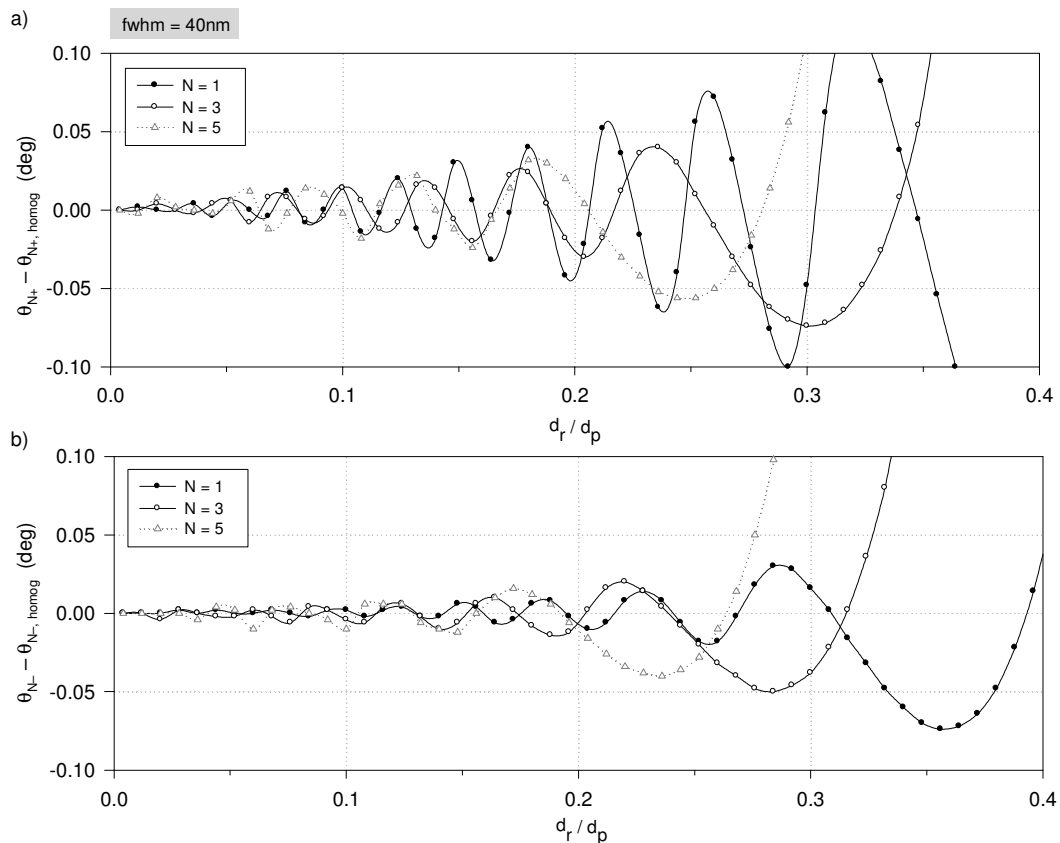
Podstawowe problemy dotyczące wykorzystania tęczy jako pola zjawisk w pomiarach cech fizycznych obiektu rozpraszającego falę zostały opisane w rozdz. 3.2 – różnorodność zjawisk fizycznych zachodzących w procesie rozpraszania oraz wzajemnych relacji daje w wyniku złożony, trudny w interpretacji fizycznej i modelowaniu matematycznym obraz pola rozproszonego. W przypadku tęczy mnogiej, złożoność ta potęguje się w wyniku udziału dodatkowych komponentów rozproszonych przez rdzeń.

Skomplikowana natura pola pomiarowego jest podstawową przyczyną licznych ograniczeń istniejących metod pomiarowych, wykorzystujących zjawisko tęczy mnogiej. W pionierskiej pracy poruszającej problematykę tęczy mnogiej, Presby i Marcuse (1974) wykorzystują cechy przestrzenne tęczy α i β (względne położenie pierwszego, jasnego prążka) do wyznaczenia ilorazu d_r/d_p światłowodu lub preformy. Jest to jednak możliwe w zakresie niewielkich zmian d_r/d_p . Podobną metodologię postępowania przyjęto na potrzeby pomiaru grubości cienkowarstwowej, przezroczystej powłoki (ciecz Newtonowska) pokrywającej szklany pręt cylindryczny ($d_r/d_p \approx 1$), (Adler i in., 2003; 2001). Wzajemna modulacja sygnałów prążkowych obu tęczy ogranicza istotnie dokładność estymacji grubości powłoki do ~19% (Adler, 2003: 6590).

W rozdziale 3.3 stwierdzono, że wykorzystując quasi-monochromatyczne, niekoherentne promieniowanie optyczne do wytworzenia pola rozproszonego na badanym włóknie homogenicznym, można uzyskać redukcję komponentów pola rozproszonego na zasadzie niekoherentnego uśredniania sygnału. Naturalną konsekwencją metody opisanej w rozdz. 3.3 jest sprawdzenie działania takiego samego promieniowania na pole rozproszone na obiekcie niehomogenicznym. Wyniki eksperymentu numerycznego, ilustrującego wpływ quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania na pole rozproszone na włóknie niehomogenicznym przedstawiono na Rys. 3.34 w postaci mapy poziomicowej, analogicznej do mapy z Rys. 3.32a wykonanej dla promieniowania monochromatycznego. Widoczna jest redukcja wysokoczęstotliwościowych sygnałów modulujących podstawowy,



Rys. 3.34. Podobnie jak Rys. 3.32, ale w warunkach oświetlenia włókna quasi-monochromatycznym, promieniowaniem niekoherentnym o $fwhm = 40\text{nm}$: **(a)** wykres poziomicowy, **(b)** pseudotrójwymiarowe powiększenie fragmentu (a); widoczna interferencja dwóch tęcz Airy. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, średnica płaszczka $d_p = 125\mu\text{m}$, współczynnik załamania płaszczka $m_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$ (Schott, NPK52A), współczynnik załamania rdzenia $m_r(\lambda) = (1.4957 + 0.01) + i1\text{E-}8$, rozdzielczość symulacji: $\Delta d_r = 0.1\mu\text{m}$, $\Delta\theta = 0.002^\circ$.



Rys. 3.35. a) Wpływ średnicy rdzenia (wyrażonej przez iloraz d_r/d_p) na: (a) zmiany położenia N -tego jasnego prążka tęczy α , (b) zmiany położenia N -tego ciemnego prążka ($N = 1, 3, 5$) tęczy α . Jako położenie odniesienia przyjęto położenie prążka dla włókna homogenicznego ($d_r = 0$). Parametry symulacji jak dla Rys. 3.34.

niskoczęstotliwościowy wykres prążków tęczy α i β . Przekształcenie fragmentu mapy poziomicowej do pseudotrójwymiarowego wykresu powierzchniowego (Rys. 3.32b) pokazuje wzajemną interferencję obu tęczy. Wpływ tęczy α ujawnia się w postaci modulacji niskoczęstotliwościowego wykresu tęczy β . Oddziaływanie przeciwne widoczne jest jako modulacja położenia i amplitudy prążków tęczy α . Skutki interferencji są tym silniejsze, im kąty Descartesa tęczy są bliższe. Fakt ten ilustruje Rys. 3.35a i b, na którym przedstawiono położenie wybranych, jasnych i ciemnych prążków (1, 3 i 5-go) tęczy α . Jako położenie odniesienia przyjęto położenie prążka o tym samym numerze ale tęczy powstającej na włóknie homogenicznym. Według rysunku, obecność rdzenia nawet o niewielkiej średnicy (światłowód jednomodowy) jest przyczyną zmiany pozycji kątowej prążków tęczy α . Posługując się estymatorem średnicy płaszczka, opracowanym dla włókna homogenicznego według skorygowanej teorii Airy (3.19) obliczono, że dodatkowy błąd spowodowany obecnością rdzenia wynosi około 0.17%.

Jako że głównymi i znaczącymi komponentami pola rozproszonego, powstającego w warunkach zastosowania quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego są komponenty rzędu $p = 2$ (rozdz. 3.3), model fizyczny zjawiska rozproszenia promieniowania na dyskutowanym cylindrze niehomogenicznym, w rozumieniu teorii Airy i przy przyjęciu ograniczeń wynikających z tej teorii, należy interpretować jako koherentną superpozycję dwóch odrębnych sygnałów – tęczy Airy. Konkluzja ta ma istotne znaczenie z punktu widzenia uproszczonego modelowania matematycznego zjawiska tęczy mnogiej i jego wykorzystania w pomiarach cech obiektów niehomogenicznych rozpraszających promieniowanie.

3.4.2. Identyfikacja średnicy światłowodu na podstawie analizy składowych widmowych tęczy charakterystycznych dla włókna homogenicznego

Przedstawiona w niniejszym rozdziale strategia estymacji średnicy płaszczu włókna niehomogenicznego o skokowym profilu współczynnika załamania, polega na poszukiwaniu w widmie tęczy monochromatycznej powstającej na włóknie niehomogenicznym składowych charakterystycznych dla włókna homogenicznego, niezakłóconych przez obecność rdzenia (w relatywnie szerokim zakresie zmian jego średnicy). Podstawą tej idei jest fakt, że propagacja promienia Descartesa rozchodzącego się w płaszczu i odbitego od powierzchni granicznej płaszcz-otoczenie (Rys. 3.33a, b), w myśl optyki geometrycznej nie jest zaburzona przez obecność rdzenia w relatywnie szerokim zakresie zmian jego średnicy.

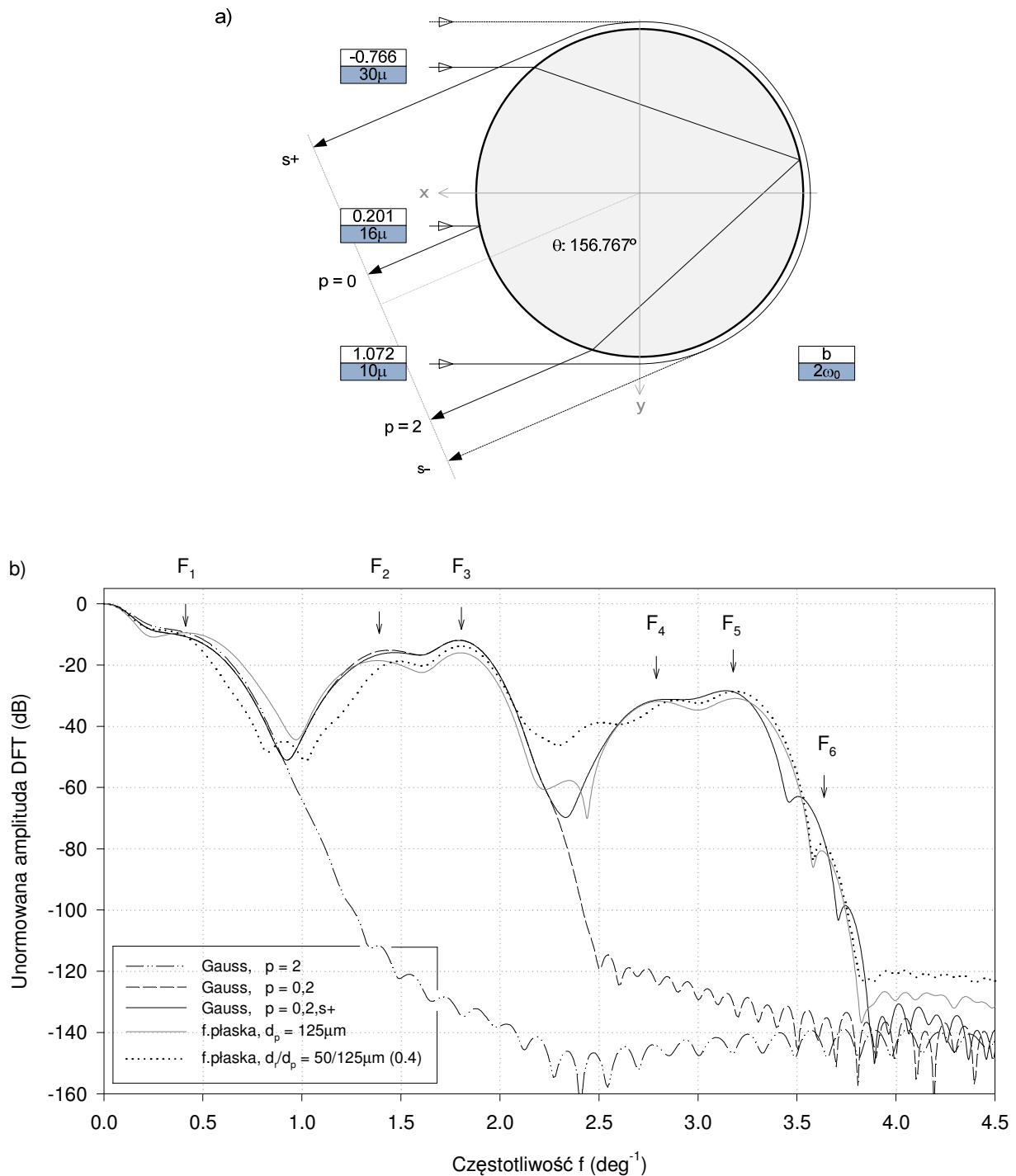
- **Identyfikacja składowych w widmie tęczy powstającej na włóknie homogenicznym**

Naturę widma tęczy powstającej na homogenicznej sferze wyjaśnia van Beeck (1997), przy wykorzystaniu metod optyki geometrycznej dla eksperymentu Younga z podwójną szczeliną. Kontynuacją badań van Beecka jest praca Hana (2000), w której autor podejmuje problematykę estymacji średnicy oraz ciągłego profilu współczynnika załamania słupa wody, z wykorzystaniem widma tęczy. Ważną konkluzją wynikającą z obu prac jest fakt, że kluczowy wpływ na postać widma mają parametry pomiaru (zakres kątów rozpraszania obejmowanych przez okno pomiarowe, usytuowanie tego okna w polu rozproszonym, liczba próbek sygnału), właściwości przekształcenia DFT (liczba punktów transformaty, rodzaj okna DFT), ale także rozmiar badanej cząstki (czym mniejsza cząstka tym reprezentacje widmowe składowych tęczy leżą bliżej siebie, co utrudnia ich identyfikację).

Brak punktu odniesienia w postaci jednoznacznej reprezentacji widmowej skłania do przeprowadzenia identyfikacji składowych widmowych tęczy dla przyjętych warunków pomiaru i analizy. Zagadnienie to zrealizowano drogą symulacji numerycznych, wykorzystując metodę punktowego oświetlenia włókna z wykorzystaniem silnie skupionej wiązki lasera (Mèés i in., 1999). Dobierając odpowiednio miejsca oddziaływania oraz szerokość wiązki, uzyskano quasi-selektywną generację komponentów pola rozproszonego (Rys. 3.36a): komponentu odbitego od powierzchni włókna ($p = 0$), komponentu jednokrotnie załamane ($p = 2$), oraz fal powierzchniowych ($s+$, $s-$). Miejsce oddziaływania dobrano w taki sposób, aby uzyskać rozproszenie w kącie Descartesa promienia rzędu $p = 2$ (por. Rys. 3.33a, b). Widmo sygnału odpowiadające wygenerowanym komponentom rozproszonym i ich superpozycji może oczywiście odbiegać od widma tęczy powstałej w warunkach rozpraszania fali płaskiej, zarówno pod względem ilości informacji jak i amplitudy składowych widmowych, bowiem rozpatruje się tylko fragment całości zjawisk zachodzących w polu rozproszonym.

Podczas doboru parametrów pomiaru sygnału i parametrów analizy widmowej wzięto pod uwagę ograniczenia wynikające z praktycznych aspektów realizacji układu pomiarowego. Po pierwsze, wybrana szerokość okna pomiarowego (10°) jest kompromisem pomiędzy potrzebą odpowiednio dużej rozdzielczości widmowej i obecnością efektów nieliniowych w relacji płaszczyzna detektora – kąt rozpraszania, które uwydatniają się wraz z poszerzaniem okna. Przyjęto, że okres próbkowania tęczy wynosi 0.01° (1000-punktowy detektor). Dla zwiększenia rozdzielczości widma wykorzystano technikę uzupełniania zerami oryginalnego ciągu próbek tęczy (do 65536 próbek). Dla podanych warunków pomiarowych, rozdzielczość widmowa wynosi $\sim 0.0015 \text{deg}^{-1}$. Aby zmniejszyć skutki przecieku widma i uwidocznić komponenty widmowe o niewielkiej amplitudzie, zastosowano okno Blackmana-Harrisa, charakteryzujące się dużą dynamiką.

Na Rys. 3.36b przedstawiono wynik analizy widmowej pięciu różnych sygnałów natężenia w funkcji kąta rozproszenia, wygenerowanych metodą punktowego oświetlenia włókna: komponentu rzędu $p = 2$, koherentnej sumy komponentów $p = 0$ i 2 , koherentnej sumy komponentów $p = 0$, 2 i $s+$. Dla porównania zamieszczono również widma tęczy powstałej poprzez rozproszenie fali płaskiej na włóknie homogenicznym $125\mu\text{m}$ i włóknie niehomogenicznym $50/125\mu\text{m}$. Wyróżniono 6 składowych widmowych $F_1 \div F_6$. Według Rys. 3.36b, składowa F_1 jest reprezentacją widmową tęczy Airy typu α (Rys. 3.32), składowe F_2 i F_3 są wynikiem superpozycji komponentów $p = 0$ i 2 , objawiającej się jako



Rys. 3.36. Identyfikacja składowych widmowych tęczy powstającej na homogenicznym włóknie szklanym: (a) generacja składowych rozproszonych rzędu $p = 0, 2$ i składowych powierzchniowych $s+$, $s-$ za pomocą silnie zogniskowanej wiązki gaussowskiej o średnicy $2\omega_0$ i o współczynniku oddziaływania $b = y_0/0.5d_p$, (b) unormowane widmo wybranych składowych tęczy i ich koherentnej superpozycji (Gauss). Dla porównania zamieszczono widmo tęczy powstającej na włóknie homogenicznym ($d_r = 125\mu\text{m}$) i niehomogenicznym ($d_r/d_p = 50/125\mu\text{m}$) w warunkach rozpraszania fali płaskiej. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, położenie wiązki Gaussa: $x_0 = 0$, $r = 0.1\text{m}$, $z = 0$ (por. Rys. 3.23), kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$, $m_r(\lambda) = (1.4957 + 0.01) + i1\text{E-}8$, DFT: okres próbkowania tęczy: 0.01° , zakres okna pomiarowego: $154\div 164^\circ$, ilość próbek widma: 65536 (zastosowano uzupełnianie zerami oryginalnego ciągu próbek tęczy), okno Blackmana-Harrisa.

wysokoczęstotliwościowy sygnał modulujący tęczę Airy, natomiast składowe F_4 , F_5 i F_6 – są wynikiem wpływu fali powierzchniowej $s+$ na sygnał tęczy. Nie stwierdzono zauważalnego wpływu fali powierzchniowej $s-$ na widmo.

Widmo tęczy powstałej na włóknie niehomogenicznym $50/125\mu\text{m}$ jest zbliżone do widma tęczy włókna homogenicznego $125\mu\text{m}$ (dla przyjętych warunków symulacji). W szczególności nie jest widoczna składowa, będąca reprezentacją widmową tęczy Airy typu β (Rys. 3.32). Jako, że tęcza Airy typu β ma mniejszą częstotliwość od tęczy Airy typu α (Rys. 3.34), odpowiadająca jej składowa widmowa jest przesłonięta przez składową F_1 .

Składowe widmowe są słabo wyróżnialne. Główną przyczyną nie jest rodzaj zastosowanego okna o niewielkiej rozdzielczości widmowej, lecz charakter sygnału tęczy, który jest nieperiodyczny w dziedzinie przestrzeni, a także niewielka szerokość okna pomiarowego.

- **Analiza widma tęczy powstającego na niehomogenicznym włóknie szklanym**

Analiza widma tęczy powstającej poprzez rozpraszanie fali monochromatycznej na niehomogenicznym włóknie, została ukierunkowana na ustalenie wpływu rozmiaru rdzenia/płaszczka oraz wpływu współczynnika załamania rdzenia/płaszczka na to widmo. Wyniki symulacji przedstawiono odpowiednio na Rys. 3.37 i Rys. 3.38 w postaci wykresów poziomicowych i wykresów położenia wybranych składowych widmowych.

Wykres poziomicowy widma z Rys. 3.37a, dla którego parametrem symulacji jest iloraz średnicy rdzenia i średnicy płaszczka, d_r/d_p ($d_p = 125\mu\text{m}$), uwidacznia udział dwóch rodzajów składowych widmowych:

- Składowe $F_1 \div F_6$, charakterystyczne dla włókna homogenicznego (zob. poprzedni akapit). Położenia widmowe tych składowych nie zależą od średnicy rdzenia w różnych zakresach d_r/d_p (Rys. 3.37b), lub oscylują nieznacznie względem położenia odniesienia, oznaczonego w widmie tęczy włókna homogenicznego. Oscylacje te wynikają przede wszystkim z wpływu komponentów rozproszonych przez rdzeń i komponentów wielokrotnie rozproszonych.

Udział komponentów wielokrotnie rozproszonych jest szczególnie widoczny, gdy $d_r/d_p \rightarrow 1$, czyli wówczas gdy promienie rozproszone tunelują w cienkim pierścieniu utworzonym przez powierzchnie graniczne rdzenia i płaszczka (Rys. 3.37a, $d_r/d_p \approx 0.65 \div 0.8$), a także gdy zmienia się średnica bądź współczynnik załamania płaszczka, wywołując modyfikację falowej struktury przestrzennej tych komponentów,

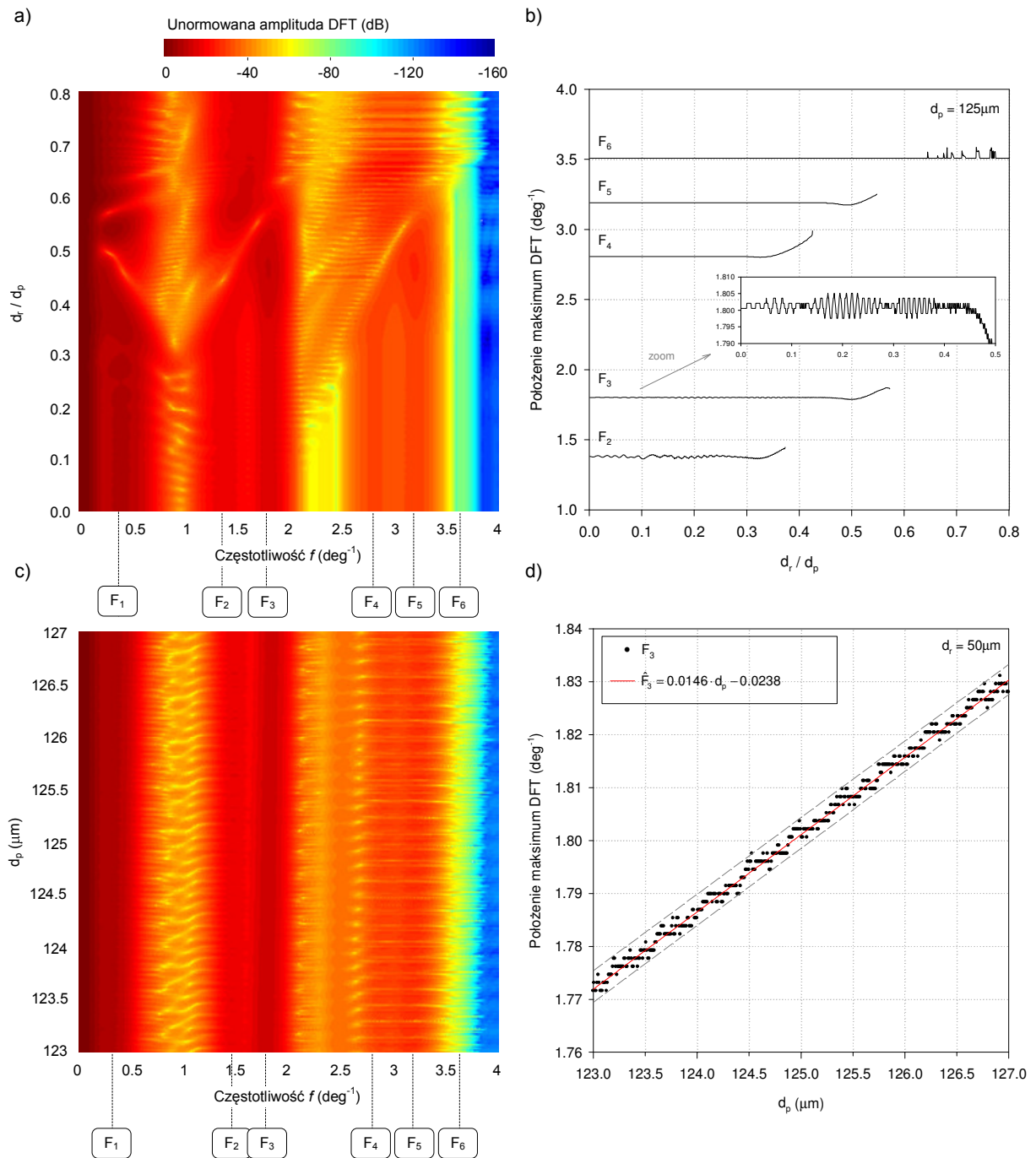
co z kolei uwidacznia się to w postaci licznych zakłóceń wpływających na położenia składowych $F_1 \div F_6$ na wykresach poziomicowych, obrazujących wpływ d_p (Rys. 3.37c) i wpływ n_p (Rys. 3.38c) na widmo. Zakłócenia te praktycznie uniemożliwiają wykorzystanie składowych o najmniejszych amplitudach, $F_4 \div F_6$, w procesie estymacji d_p .

Największą przydatność w estymacji średnicy rdzenia pod względem monotoniczności położenia widmowego w funkcji zmian d_p , wykazuje składowa F_3 (Rys. 3.37d) czyli składowa, która jest wynikiem superpozycji komponentów rzędu $p = 0$ i 2 (wysokoczęstotliwościowy sygnał modulujący tęczę Airy). Dla przyjętych warunków symulacji, aproksymując dane pomiarowe funkcją liniową, niepewność estymacji d_p w przedziale $123 \div 127 \mu\text{m}$ wynosi $\pm 0.25 \mu\text{m}$. Estymacja d_p na podstawie położenia składowych F_1 i F_2 na przedziale $123 \div 127 \mu\text{m}$ jest utrudniona ze względu na liczne braki maksimum lokalnego właściwego funkcji położenia F_1 lub F_2 od średnicy płaszczka.

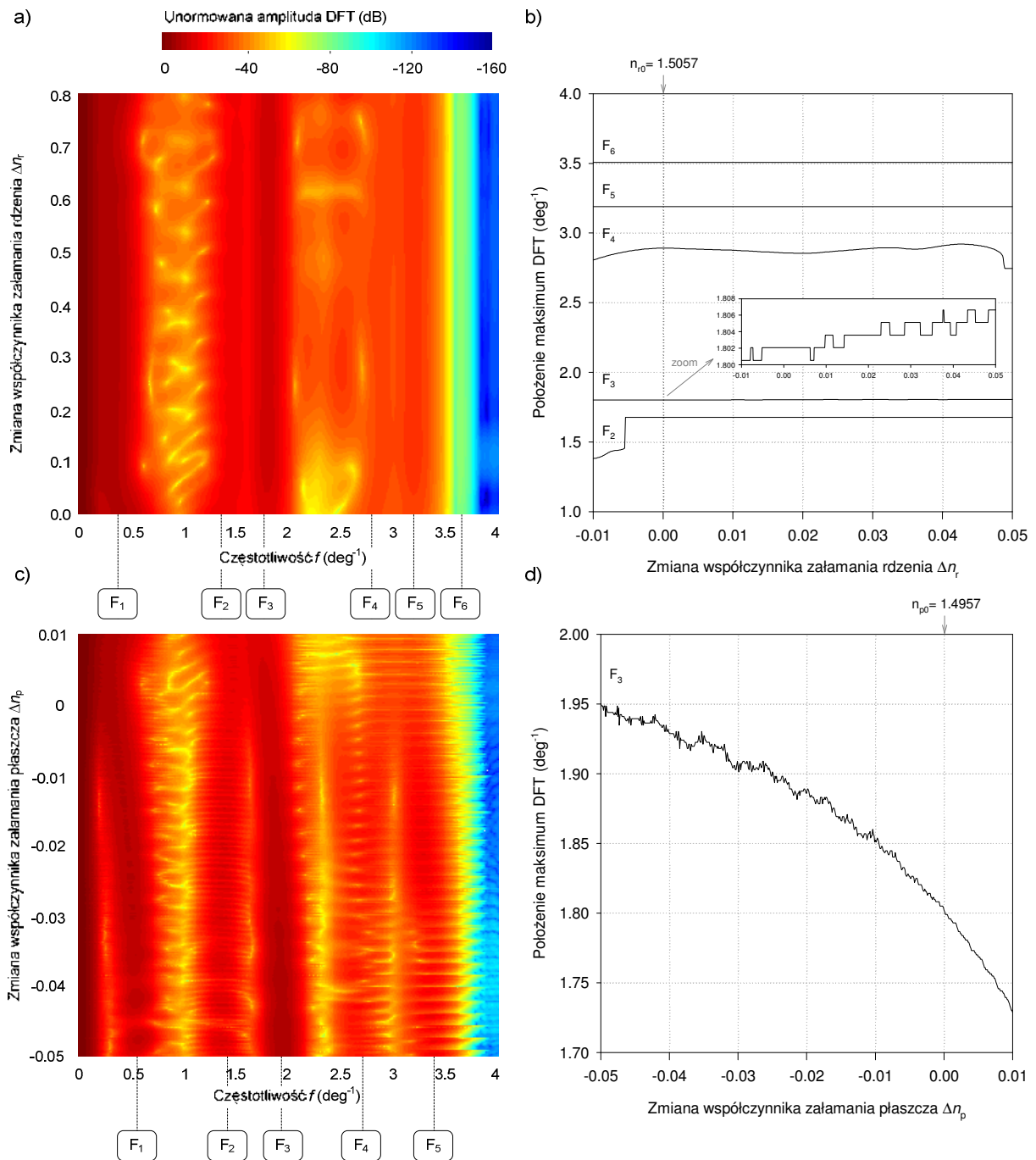
Położenie wyróżnionej składowej F_3 wykazuje *nieznaczną* podatność na zmianę współczynnika załamania rdzenia (Rys. 3.38b, powiększenie) i maleje wykładniczo wraz ze wzrostem współczynnika załamania płaszczka (Rys. 3.38c i d).

W uzupełnieniu dyskusji na temat składowych charakterystycznych dla włókna homogenicznego, na Rys. 3.39 przedstawiono wpływ usytuowania okna pomiarowego (o stałej szerokości 1000 próbek rozłożonych co 0.01°) na wykres położenia składowej widmowej F_3 . Najbardziej optymalne ustawienie, ze względu na monotoniczność położenia widmowego, uzyskano dla okna obejmującego zakres kątów rozpraszania $154 \div 164^\circ$. Przesunięcie okna w kierunku kąta półpełnego przyczynia się do wzrostu oscylacji składowej F_3 , powodowanego przez zwiększenie amplitudy składowych widmowych charakterystycznych dla rdzenia.

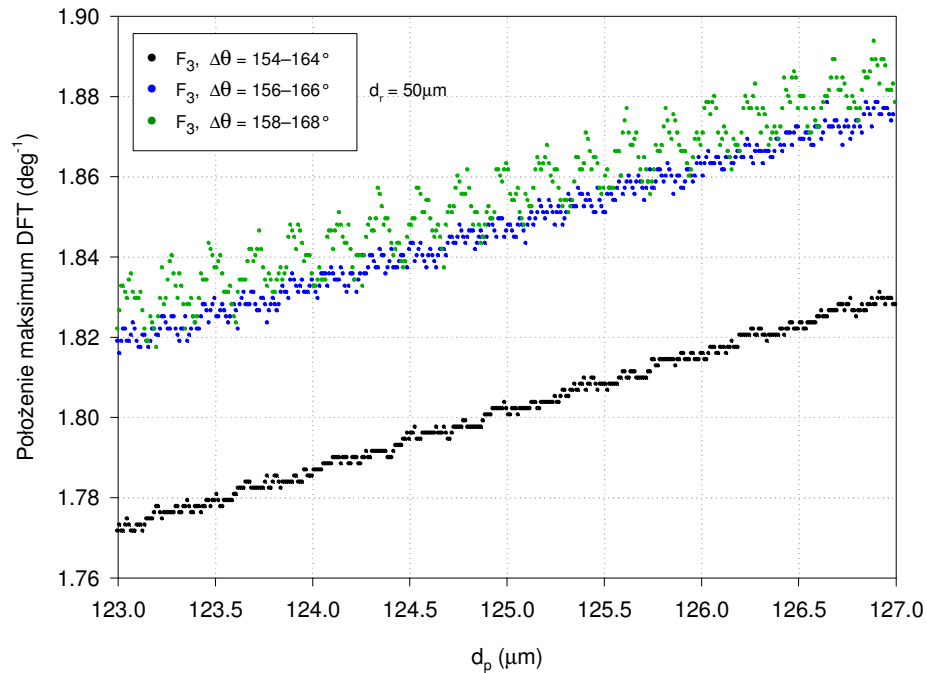
- ii. Składowe, których położenie w widmie jest silnie zależne od średnicy rdzenia, tworzące na wykresie poziomicowym z Rys. 3.37(a) literę „V”. Widoczny udział tych składowych, dla przyjętych warunków symulacji, zaznacza się dla $d_r/d_p > 0.2$, ale ich praktyczne wykorzystanie w pomiarach cech rdzenia wydaje się bardzo trudne, gdyż cechują się niewielką amplitudą i dużym udziałem zakłóceń. W rozdziale 3.4.3 zaproponowano metodę wykorzystania tych składowych jako danych pomiarowych w estymacji średnicy rdzenia, ale przy wykorzystaniu quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania do wytworzenia pola rozproszonego na włóknie.



Rys. 3.37. Badanie widma tęczy i jego cech, powstającego na niehomogenicznym włóknie szklanym: **(a, b)** wpływ średnicy rdzenia (wyrażonej przez iloraz d_r/d_p) na widmo i położenie wybranych maksimów widmowych ($d_p = 125 \mu\text{m}$), **(c, d)** wpływ średnicy płaszczka na widmo i położenie wybranych maksimów widmowych ($d_r = 50 \mu\text{m}$). Parametry symulacji: polaryzacja fali TM-TM (fala płaska), $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$, $m_r(\lambda) = m_p(\lambda) + 0.01$. Parametry DFT jak dla Rys. 3.36. Położenie prążka DFT wyznaczono z rozdzielczością $\sim 0.0015 \text{deg}^{-1}$.



Rys. 3.38. Badanie widma tęczy i jego cech, powstającego na niehomogenicznym ($d_r/d_p = 125\mu\text{m}$) włóknie szklanym: **(a, b)** wpływ współczynnika załamania rdzenia na widmo i położenie wybranych maksimum widmowych, **(c, d)** wpływ współczynnika załamania płaszczu na widmo i położenie wybranych maksimum widmowych. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM (fala płaska), $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $m_{p0}(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$, $m_{r0}(\lambda) = m_{p0}(\lambda) + 0.01$. Parametry DFT jak dla Rys. 3.36. Położenie prążka DFT wyznaczono z rozdzielczością $\sim 0.0015\text{deg}^{-1}$.



Rys. 3.39. Wpływ usytuowania okna pomiarowego (o stałej szerokości 1000 próbek rozłożonych co 0.01°) na wykres położenia maksimum DFT o oznaczeniu F_3 (por. Rys. 3.36b), w funkcji średnicy płaszcza włókna niehomogenicznego. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM (fala płaska), $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d_r = 50\mu\text{m}$, $m_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$, $m_r(\lambda) = m_p(\lambda) + 0.01$. Pozostałe parametry DFT jak dla Rys. 3.36. Położenie prążka DFT wyznaczono z rozdzielczością $\sim 0.0015\text{deg}^{-1}$.

3.4.3. Obserwacja widma tęczy powstającej w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem pod kątem pomiaru średnicy rdzenia włókna niehomogenicznego

Analiza cech fizycznych rdzenia umieszczonego we włóknie optycznym, rozpraszającym monochromatyczne promieniowanie optyczne, jest skomplikowanym zagadnieniem. Wnioskowanie na podstawie parametrów przestrzennych tęczy mnogiej jest ograniczone ze względu na złożoność pola rozproszonego (rozd. 3.4.1). Reprezentacja widmowa tęczy mnogiej również nie dostarcza łatwo interpretowalnych i jednoznacznych danych, ponieważ składowe widmowe charakterystyczne dla rdzenia są zniekształcane przez inne składowe (rozd. 3.4.2).

Postępując na rzecz zmiany reprezentacji widmowej tęczy, wykonano serię eksperymentów numerycznych z wykorzystaniem quasi-monochromatycznego, niekoherentnego źródła promieniowania. Działanie takiego promieniowania można utożsamiać z filtracją dolnoprzepustową sygnału tęczy (rozd. 3.3.1, 3.4.1).

Na Rys. 3.40 przedstawiono wpływ szerokości widmowej ($fwhm$) źródła promieniowania na widmo tęczy powstającej na włóknie niehomogenicznym. Jako parametr

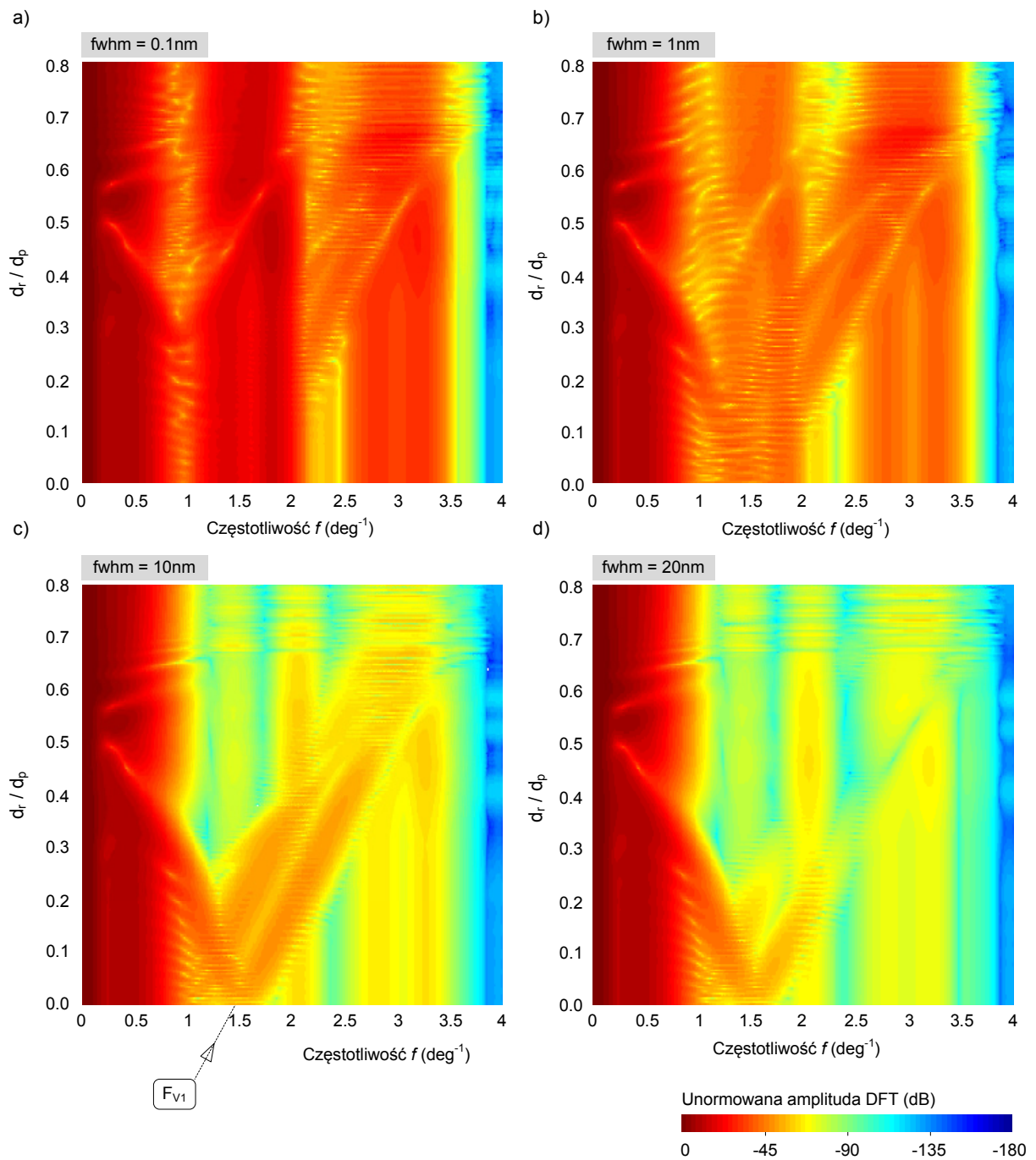
symulacji wybrano iloraz średnicy rdzenia i płaszczka, d_r/d_p ($d_p = 125\mu\text{m}$). Według wykresów, wzrost $fwhm$ powoduje widoczną filtrację składowych widmowych. Znacznej redukcji ulegają przede wszystkim składowe charakterystyczne dla włókna homogenicznego o częstotliwościach z zakresu $1.2\div 2.0 \text{ deg}^{-1}$, co spowodowało uwydatnienie składowych, których położenie w widmie zależne jest od średnicy rdzenia. Istotny jest również fakt, że obserwacja tych składowych możliwa jest w obecności rdzenia o niewielkiej średnicy.

Położenie składowej F_{V1} , wyróżnionej na Rys. 3.40(c), jest liniową funkcją d_r/d_p w relatywnie szerokim zakresie zmian tego parametru obejmującym włókna jednomodowe ($d_r/d_p \approx 0.064\div 0.08$) (Rys. 3.41). W zakresie częstotliwości $\sim 1.8\div 2.3 \text{ deg}^{-1}$, w którym dochodzi do zrównania częstotliwości składowej F_{V1} i składowej charakterystycznej dla włókna homogenicznego (Rys. 3.40c), obserwuje się pogorszenie monotoniczności F_{V1} . Wpływ składowych widmowych zakłócających położenie F_{V1} , redukuje się wraz ze wzrostem $fwhm$, ale przy jednoczesnej degradacji amplitudy F_{V1} (por. Rys. 3.40a÷d).

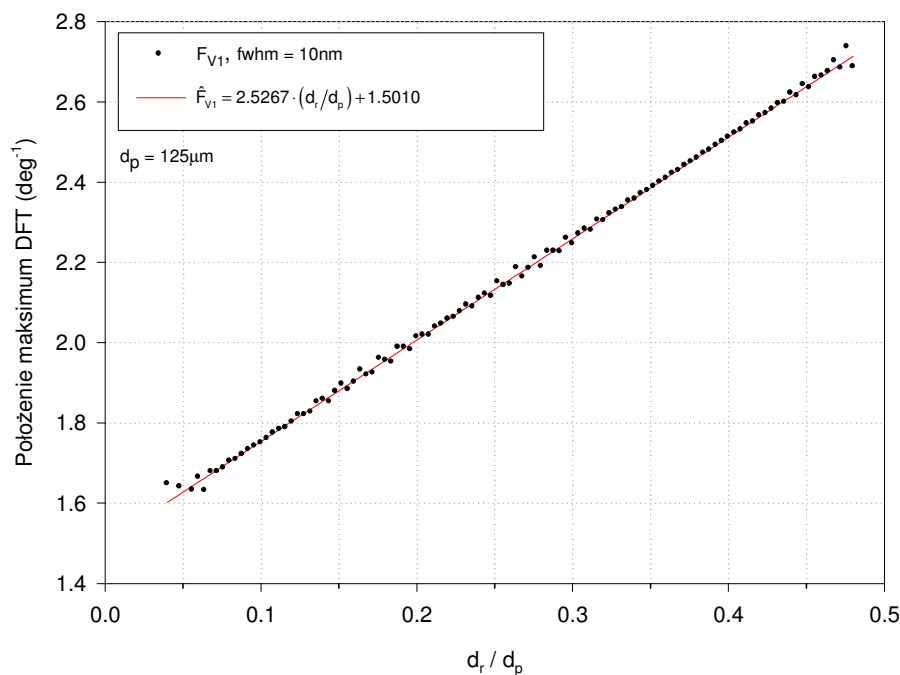
Jako że komponenty pola rozpraszane przez rdzeń propagują się również w płaszczu, położenie składowych widmowych charakterystycznych dla rdzenia zależy od właściwości płaszczka (średnicy, współczynnika załamania). Relację pomiędzy położeniem składowej F_{V1} i średnicą płaszczka zobrazowano na Rys. 3.42. Dla najmniejszej użytej szerokości połówkowej widma (5nm) obserwuje się nieliniową modulację położenia F_{V1} przez składową charakterystyczną dla płaszczka. Wraz ze wzrostem $fwhm$ składowa ta jest tłumiona, a funkcja $F_{V1}(d_p)$ przybiera postać liniowo narastającego przebiegu schodkowego o wysokości schodka równej rozdzielczości pomiaru położenia maksimum widmowego ($\sim 0.0015\text{deg}^{-1}$). Dalszy wzrost $fwhm$ prowadzi do degradacji amplitudy składowej F_{V1} i zwiększenia niepewności pomiaru położenia jej maksimum widmowego.

Warto zauważyć, że uzupełnienie wnioskowania odwrotnego o estymatę średnicy płaszczka, uzyskaną w drodze pomiaru z wykorzystaniem promieniowania monochromatycznego (rozdz. 3.4.2), umożliwia uzyskanie estymaty średnicy rdzenia zamiast ilorazu d_r/d_p .

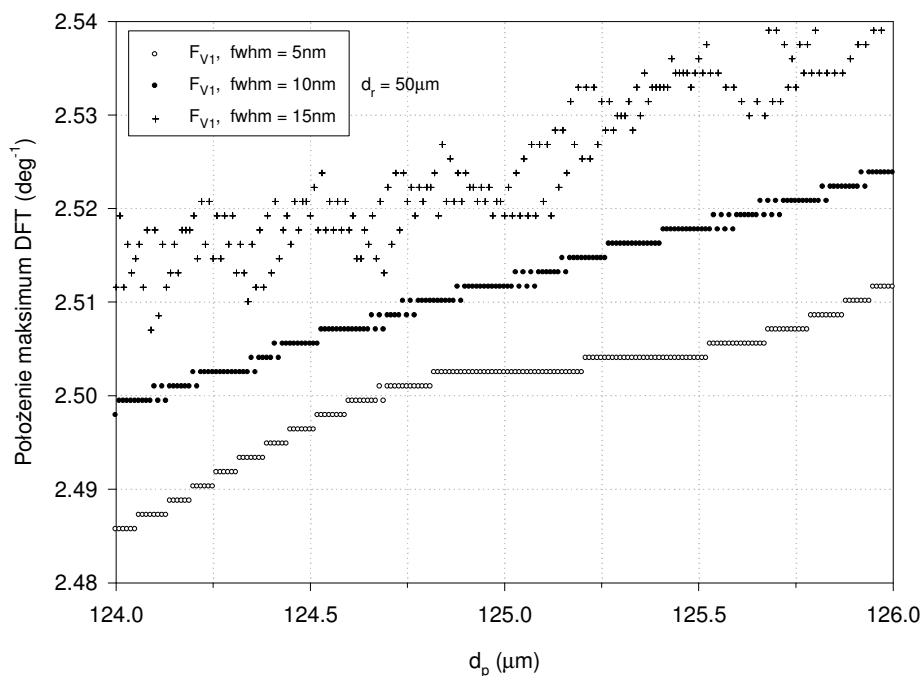
Zastrzeżenia może budzić możliwość praktycznej detekcji składowych widmowych charakterystycznych dla rdzenia, które odznaczają się relatywnie niewielką amplitudą. Zdolność ich detekcji zależy przede wszystkim od warunków eksperymentu pomiarowego (usytuowanie i szerokość okna pomiarowego, rozdzielczość przetwarzania A/C, parametry DFT, etc.) i powinna być starannie zweryfikowana w bardziej szczegółowym etapie prac.



Rys. 3.40. Wykresy poziomicowe DFT tęczy pierwszego rzędu dla różnych średnic rdzenia d_r (wyrażonych przez iloraz d_r/d_p). Wykresy wykonano dla wybranych szerokości połówkowych $fwhm$ widma promieniowania oświetlającego: 0.1nm, 1, 10, 20nm. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d_p = 125\mu\text{m}$, $m_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$ (Schott, NPK52A), $m_r(\lambda) = m_p(\lambda) + 0.01$. Parametry DFT jak dla Rys. 3.36.



Rys. 3.41. Wykres zmian położenia maksimum DFT o oznaczeniu F_{V1} (por. Rys. 3.40c) w funkcji średnicy rdzenia (wyrażonej przez iloraz d_r/d_p). Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, $fwhm = 10\text{nm}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d_p = 125\mu\text{m}$, $m_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$ (Schott, NPK52A), $m_r(\lambda) = m_p(\lambda) + 0.01$. Parametry DFT jak dla Rys. 3.36. Położenie prążka DFT wyznaczono z rozdzielczością $\sim 0.0015\text{deg}^{-1}$.



Rys. 3.42. Wykres zmian położenia maksimum DFT o oznaczeniu F_{V1} (por. Rys. 3.40c) w funkcji średnicy płaszczka. Parametry symulacji: polaryzacja fali TM–TM, $\lambda_0 = 0.6328\mu\text{m}$, $fwhm = 5, 10, 15\text{nm}$, kąt padania $\zeta = 90^\circ$, $d_r = 50\mu\text{m}$, $m_p(\lambda) = 1.4957 + i1\text{E-}8$ (Schott, NPK52A), $m_r(\lambda) = m_p(\lambda) + 0.01$. Parametry DFT jak dla Rys. 3.36. Położenie prążka DFT wyznaczono z rozdzielczością $\sim 0.0015\text{deg}^{-1}$.

Podsumowanie

Podsumowanie

Praca dotyczy problematyki pomiaru średnicy włókna optycznego w procesie produkcyjnym. Termin *włókna optyczne* utożsamiany jest ze szklanymi bądź polimerowymi światłowodami włóknistymi, które w postaci torów światłowodowych wykorzystywane są do przesyłania informacji, której nośnikiem jest fala świetlna, a także z włókami szklanymi, które są podstawowym budulcem materiałów kompozytowych. Zarówno światłowody włókniste jak i włókna stosowane w materiałach kompozytowych produkowane są w podobnym procesie technologicznym, wykazują przepuszczalność spektralną w paśmie optycznym, co usprawiedliwia przyjęcie podobnych metod analizy ich właściwości fizycznych.

W pracy zaproponowano dwie techniki pomiarowe wykorzystujące quasi-monochromatyczne, niekoherentne promieniowanie optyczne jako narzędzie poznawcze. Obie techniki umożliwiają nieinwazyjny pomiar średnicy w czasie rzeczywistym i umożliwiają prowadzenie pomiarów *in situ*. Zastosowanie quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania umożliwiło redukcję pewnych informacji pola rozproszonego na rzecz uzyskania zależności umożliwiających jednoznaczny identyfikację średnicy badanego włókna.

•

Pierwsza zaproponowana w pracy technika pomiarowa – dyfraktometria wysokiej rozdzielczości – została zaprojektowana do pomiaru średnicy homogenicznego włókna szklanego, produkowanego na potrzeby materiałów kompozytowych. Potencjał metody przebadano drogą symulacji numerycznych dla włókien z zakresu $5\div 8\mu\text{m}$. Przy wyborze przedziału pomiarowego kierowano się faktem, że 99% stosowanych włókien to włókna typu „E” o średnicy około $7\mu\text{m}$. (Gupta, 1988).

Wykorzystanie zjawiska dyfrakcji promieniowania w badaniach pojedynczych, niewielkich obiektów rozpraszających falę, charakteryzujących się niską tłumiennością i wysokim stopniem symetrii osiowej (takich jak włókno optyczne), napotyka na liczne trudności. Zależność położenia wybranego prążka w polu dyfrakcyjnym od średnicy badanego włókna jest nieregularna, z obecnymi licznymi zakłóceniami. Wyróżniono zakłócenia o charakterze interferencyjnym i rezonansowym (MDR). Wyjaśniono ich naturę na gruncie znanych praw i teorii. Część pracy poświęcono badaniom wpływu parametrów eksperymentu, takich jak długość fali i jej kąt padania, na amplitudę i odstęp obserwowanych zakłóceń.

W kolejnym etapie badań sprawdzono w jaki sposób oświetlenie włókna optycznego źródłem quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania o gaussowskim kształcie widma, wpływa na pole rozproszone w obszarze dyfrakcyjnym, a zwłaszcza na zależność położenia pierwszego minimum dyfrakcyjnego od średnicy włókna.

Na wstępie prac symulacyjnych przedyskutowano aspekty symulacji pola rozproszonego, m.in. ustalono wpływ liczby fal cząstkowych na pole rozproszone, zwrócono uwagę na konieczność uwzględnienia dyspersji chromatycznej włókna i na wystąpienie zjawiska rozmycia chromatycznego obrazu pola rozproszonego.

Przeprowadzone symulacje pola rozproszonego wskazują, że:

1. Możliwe jest dobranie warunków eksperymentu w taki sposób, aby położenie kątowe pierwszego ciemnego prążka było malejącą funkcją średnicy włókna. Zastosowanie źródła o szerokim zakresie spektralnym, o niskim stopniu koherencji czasowej, daje w wyniku uniewrażliwienie pola rozproszonego na zakłócenia (interferencyjne i rezonansowe), które ujawniają się wówczas, gdy stosowane jest promieniowanie monochromatyczne, wysoko spójne, np. promieniowanie laserowe.
2. Tłumieniu zakłóceń sprzyjają: i) odpowiednio duża szerokość spektralna źródła promieniowania, ii) pochylanie włókna względem kierunku propagacji promieniowania padającego, iii) przesuwanie szczytowej długości fali źródła w kierunku fal krótkich, iv) konfiguracja elektryczna (TE-TE) układu źródło światła – detektor (w niewielkim stopniu). Stwierdzono, że warunki eksperymentu powinny być ukierunkowane na minimalizację odstępu pomiędzy dyskutowanymi wcześniej zakłóceniami.

W kolejnym etapie prac zbadano wpływ różnych parametrów eksperymentu na położenie pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym dla włókna o ustalonej średnicy (7 μ m). Stwierdzono, że najistotniejszy wpływ na położenie pierwszego ciemnego prążka mają kąt padania oraz szczytowa długość fali oświetlającej włókno. Parametry te, z punktu widzenia planowania pomiaru pod kątem precyzji, muszą być dokładnie poznane, a ich wartości stabilizowane. Niewielki wpływ na położenie prążka mają właściwości optyczne włókna wyrażone przez współczynnik załamania i współczynnik ekstynkcji w szerokim przedziale ich wartości, co jest bardzo pozytywną cechą opisywanej metody pomiarowej.

Zbadano także wpływ niejednorodności włókna o średnicy 7 μ m na położenie pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym. Poprzez zmianę współczynnika załamania rdzenia symulowano dwa rodzaje niejednorodności: i) niejednorodność mającą charakter zaburzenia współczynnika załamania (zaburzenie gęstości szkła),

ii) niejednorodność w postaci nieciągłości współczynnika załamania – luki powietrznej (pęcherz powietrza). Stwierdzono, że w warunkach oświetlenia quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym, dla przyjętej dokładności obserwacji pola rozproszonego i w określonej skali zmian właściwości optycznych badanego włókna, wykazuje ono cechy obiektu quasi-dyfrakcyjnego. Położenie pierwszego ciemnego prążka jest praktycznie identyczne dla włókna homogenicznego, włókna z rdzeniem o średnicy $2\mu\text{m}$ o zwiększonym współczynniku załamania i włókna z rdzeniem powietrznym $2\mu\text{m}$. Zauważalne odstępstwa zauważono dla włókna o rdzeniu powietrznym $5\mu\text{m}$.

Kolejny etap prac poświęcono zagadnieniom związanym z identyfikacją średnicy włókna na podstawie informacji o położeniu pierwszego ciemnego prążka w polu rozproszonym. Zaproponowano matematyczną strukturę modelu przyczynowego (wprost), oraz modelu odwrotnego, umożliwiającego estymację średnicy. W następnej kolejności wykonano eksperyment symulacyjny, przeprowadzony dla warunków zbliżonych do rzeczywistych, mający na celu weryfikację modelu odwrotnego. Dla zaproponowanych warunków eksperymentu, maksymalna niepewność estymacji średnicy w przedziale $5\div 8\mu\text{m}$ wyniosła 1.6%. Najbardziej znaczącym składnikiem błędu pomiarowego był błąd systematyczny wynikający z niepewności kąta pochylenia włókna oraz długości fali promieniowania oświetlającego.

Konkurencyjna i jedyna jak dotąd procedura inwersji danych dyfrakcyjnych, optymalizowana pod kątem pomiaru średnicy włókien stosowanych w materiałach kompozytowych (*Joint Probability Method*), została opracowana przez Onofriego i in. (Onofri i in., 2004b; Lenoble, 2004, rozdz. 4). Procedura ta bazuje na wiedzy apriorycznej o badanym włóknie, zgromadzonej drogą symulacji komputerowych według teorii Lorenza-Mie, porównywanej za pomocą estymatora korelacji z obrazem rzeczywistym. Wymagana jest dokładna znajomość współczynnika załamania włókna oraz jego zmian w procesie kształtowania technologicznego. Opracowana przez autora dyfraktometria wysokiej rozdzielczości, wykorzystująca quasi-monochromatyczne, niekoherentne promieniowanie optyczne, nie wymaga dokładnej znajomości współczynnika załamania. W procesie weryfikacji eksperymentalnej należy jednak dokładnie rozważyć i zoptymalizować wpływ parametrów eksperymentu, szczególnie zmian kąta pochylenia włókna, na wynik pomiaru i jego niepewność.



Druga dyskutowana w pracy technika pomiarowa to interferometria w obszarze tęczy. W praktyce, natura zjawiska decyduje o tym, że możliwa jest analiza tęczy powstającej na włóknie optycznym o średnicy $> 50\mu\text{m}$. Obraz tęczy niesie m.in. informacje o średnicy włókna rozpraszającego promieniowanie.

Na wstępie omówiono mechanizmy powstawania tęczy w warunkach oświetlenia wysokospójnym promieniowaniem monochromatycznym. Zwrócono uwagę na znaczną złożoność tęczy, ukazującą mnogość zjawisk fizycznych zachodzących w procesie rozpraszania, co skutkuje trudnościami w jednoznacznym ustaleniu związków przyczynowo-skutkowych pomiędzy cechą obserwowanego pola a średnicą badanego włókna, ustalaną w procesie estymacji. Dla zobrazowania tego zagadnienia wykonano wykresy poziomicowe natężenia fali monochromatycznej, rozproszonej na homogenicznym włóknie szklanym w funkcji kąta rozproszenia, wykonane dla różnych średnic włókna. Według tych wykresów, pozycje ciemnych i jasnych prążków nie są monotoniczną funkcją średnicy włókna. Wskazano mechanizmy powstawania obserwowanych nieregularności i przedyskutowano obecnie stosowane metody ich eliminacji bądź ograniczonego wykorzystania w procesie wnioskowania odwrotnego.

Nowym podejściem zaproponowanym przez autora jest metoda wytworzenia tęczy, która polega na modyfikacji własności widmowych wiązki oświetlającej. Metoda ta pozbawiona jest wad klasycznych metod analizy, polegających na modyfikacji cech (zwykle filtracji dolnoprzepustowej) zarejestrowanego sygnału tęczy.

Pierwszy etap prac ukierunkowano na zbadanie natury tęczy w powstającej w wyniku rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego na homogenicznym włóknie optycznym. Wyniki przeprowadzonych symulacji numerycznych wskazują, że działanie takiego promieniowania można porównać do działania systemu liniowego, niezmiennego w przestrzeni, LSI (*Linear Shift-Invariant*). Sygnałem wejściowym takiego systemu jest funkcja natężenia pola rozproszonego od kąta rozproszenia zmierzona w warunkach oświetlenia promieniowaniem monochromatycznym, natomiast sygnałem wyjściowym jest analogiczna funkcja, ale zmierzona w warunkach oświetlenia promieniowaniem quasi-monochromatycznym i niekoherentnym. Przetwarzanie sygnału wejściowego przez system można utożsamiać z filtracją dolnoprzepustową. Zbadano wpływ parametrów promieniowania oświetlającego (szerokość widmowa) na skuteczność filtracji. Zbadano także relacje fazowe pomiędzy sygnałem wejściowym i wyjściowym omawianego systemu LSI. Symulacje wskazują na bardzo nieznaczną zmianę fazy (modyfikacja fazy sygnału jest podstawowym problemem klasycznych metod eliminacji niepożądanych

składowych z sygnału tęczy, opartych na filtracji dolnoprzepustowej). Stwierdzono również, że skuteczność filtracji jest odmienna dla włókien o różnych średnicach.

Kolejny etap prac poświęcono na stworzenie wiernego modelu fizycznego i matematycznego tęczy powstającej w wyniku rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego na homogenicznym włóknie szklanym.

Model fizyczny zaproponowano na podstawie wyników symulacji tęczy z wykorzystaniem szeregów Debyego. Stwierdzono, że w określonych warunkach (przy dostatecznie dużej szerokości widmowej promieniowania oświetlającego) pole rozproszone może być uważane jako wynik interferencji komponentów, które warunkują powstanie podstawowego, regularnego obrazu prążkowego (komponenty $p = 2$ i $p = 3$ w przypadku tęczy odpowiednio pierwszego i drugiego rzędu). Konsekwentnie, opis złożonego procesu rozpraszania quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego, może być zrealizowany za pomocą uproszczonego modelu fizycznego zjawiska rozpraszania *fali monochromatycznej*.

Model matematyczny interferencji komponentów rzędu $p = 2$ został stworzony na gruncie teorii Airy. Jako że wierność symulowanego pola przez model Airy jest akceptowalna dla cząstek charakteryzujących się znacznym parametrem rozmiarowym, $x > 5000$ (dla włókna o średnicy $125\mu\text{m}$, oświetlonego falą o długości $0.6328\mu\text{m}$, $x \approx 620$), dokonano korekcji modelu Airy poprzez uwzględnienie wyrazów aproksymacyjnych wynikających z teorii CAM. Potwierdzono następnie adekwatność tak stworzonego modelu w aproksymacji tęczy powstającej w wyniku rozproszenia quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego. Należy zauważyć, że symulowanie tęczy przy użyciu modelu aproksymacyjnego nie wymaga znajomości zmian współczynnika załamania włókna w funkcji długości fali promieniowania. Konieczna jest jedynie informacja o współczynniku załamania dla szczytowej długości fali quasi-monochromatycznego promieniowania optycznego. Fakt ten ma duże znaczenie praktyczne, zwłaszcza w procesie wnioskowania odwrotnego.

Kolejny etap prac poświęcono zagadnieniom związanym z identyfikacją średnicy włókna. Przyjęta taktyka modelowania odwrotnego zakłada wykorzystanie informacji o wzajemnym położeniu dwóch pierwszych (licząc począwszy od kąta Descartesa), ciemnych prążków tęczy, oraz sformułowanie matematycznej struktury modelu odwrotnego na podstawie skorygowanego wzoru Airy. Dla zaproponowanych warunków eksperymentu, przy pomiarze średnicy włókna homogenicznego o średnicy nominalnej $125\mu\text{m}$, sumaryczna niepewność estymaty w odpowiedzi ze zmienności parametrów eksperymentu wyniosła

0.28%, natomiast niedokładność modelu odwrotnego dla warunków odniesienia jest równa 0.16% (na przedziale $120 \div 130 \mu\text{m}$ niedokładność modelu odwrotnego jest nie większa niż 0.36%). Największy wpływ na estymatę ma niepewność długości fali oraz współczynnika załamania włókna.

Kolejne prace symulacyjne poświęcono zbadaniu właściwości tęczy powstającej na włóknie homogenicznym, oświetlonym quasi-monochromatyczną, niekoherentną wiązką promieniowania, której poprzeczny rozkład natężenia w funkcji promienia opisany jest krzywą Gaussa. Wyniki wskazują, że gdy szerokość wiązki ($2\omega_0$) jest porównywalna ze średnicą włókna (d), to bezwzględne położenia prążków tęczy są takie, jak w sytuacji gdy fala padająca ma płaski front falowy i jednorodny rozkład amplitudy ($\omega_0 \rightarrow \infty$), a obserwowane oscylacje położenia są rozdzielczości symulacji kąta rozproszenia. Konsekwentnie, niewielkie zmiany położenia włókna w polu wiązki Gaussa o średnicy $2\omega_0 \gg d$ będą miały nikły wpływ na położenie prążków tęczy.

Serię eksperymentów numerycznych, dotyczących rozproszenia promieniowania na homogenicznym włóknie szklanym, zamykają obserwacje związków przyczynowo-skutkowych pomiędzy eliptycznością badanego włókna i jego orientacją względem fali padającej, a wybranymi cechami pola rozproszonego w obszarze tęczy pierwszego rzędu (położenie prążków tęczy). Wobec braku ścisłych modeli matematycznych, wykorzystano klasyczną teorię Airy wraz z parametrem h , wyrażającym odstęp międzyprążkowy, sformułowanym przez Locka. Zauważono, że zmiana orientacji włókna eliptycznego wpływa istotnie na położenie poszczególnych prążków tęczy ale znacznie mniejszym stopniu na odległość międzyprążkową. Istnieją przy tym takie kąty orientacji włókna, dla których eliptyczność włókna nie wpływa na odległość międzyprążkową. Wykorzystanie tego faktu w praktyce może być trudne, bowiem konieczne jest ustalenie położenia badanego włókna względem laboratoryjnego układu odniesienia. Nieuwzględnienie eliptyczności włókna w procesie wnioskowania odwrotnego będzie skutkowało powstaniem dodatkowego błędu estymacji (szacunkowo około 3.3% dla włókna o eliptyczności 0.7% – światłowód jednomodowy Corning). Wyniki symulacji są podobne do opublikowanych wyników dotyczących wpływu eliptyczności na pole rozproszone na cząstce sferycznej (van Beeck, 1997).

W końcowym fragmencie pracy przedstawiono wstępne efekty badań nad wykorzystaniem interferometrii w obszarze tęczy w charakterystyce cech fizycznych włókien niehomogenicznych. Jako obiekt analizy przyjęto włókno optyczne o budowie typu rdzeń-

płatcz (światłowód) i o skokowym profilu refrakcyjnym. Stwierdzono, że w wyniku rozproszenia fali na takim włóknie powstają dwie, wzajemnie interferujące tęcze (tęcza mnoga). Fizyczna natura tego zjawiska może być wytłumaczona na gruncie praw formułowanych przez optykę geometryczną. Zwrócono przy tym uwagę na znaczną złożoność pola w obszarze tęczy mnogiej powstającej w wyniku rozproszenia wysokospójnego promieniowania monochromatycznego.

Skomplikowana natura pola jest podstawową przyczyną licznych ograniczeń istniejących metod pomiarowych, wykorzystujących zjawisko tęczy mnogiej. W konsekwencji przyjętego w niniejszej pracy nurtu badawczego, działając na rzecz relatywnego uproszczenia pola rozproszonego, wykonano serię eksperymentów numerycznych stosując quasi-monochromatyczne, niekoherentne promieniowanie optyczne do wytworzenia pola rozproszonego na badanym włóknie. Wyniki eksperymentu wskazują, że model fizyczny zjawiska rozproszenia promieniowania na włóknie niehomogenicznym, w rozumieniu teorii Airy i przy przyjęciu ograniczeń wynikających z tej teorii, należy interpretować jako koherentną superpozycję dwóch odrębnych sygnałów – tęczy Airy. Fakt ten ma istotne znaczenie z punktu widzenia budowy nieskomplikowanych modeli matematycznych tęczy mnogiej i wykorzystania tych modeli w pomiarach cech fizycznych obiektów niehomogenicznych (o skokowym profilu refrakcyjnym).

Kolejny wątek badań ukierunkowano na wykorzystanie cech widma tęczy mnogiej, powstającej w wyniku rozproszenia promieniowania monochromatycznego, w estymacji średnicy płatcza (d_p) włókna niehomogenicznego. Strategia estymacji polega na poszukiwaniu w widmie tęczy składowych charakterystycznych dla włókna homogenicznego, które nie są zakłócone przez obecność rdzenia w relatywnie szerokim zakresie zmian jego średnicy (d_r). Na podstawie obserwacji widma wyróżniono składową, która wykazuje *nieznaczną* podatność na zmiany średnicy i współczynnika załamania rdzenia (w zakresie $d_r/d_p = 0 \div 0.46$, obejmującym światłowody jednomodowe $8 \div 10/125\mu\text{m}$ i wielodomowe $50/125\mu\text{m}$), a także wykazuje przydatność pod względem monotoniczności zmian położenia widmowego w funkcji zmian średnicy płatcza. Szacunkowe obliczenia wskazują, że dla przyjętych warunków symulacji, aproksymując dane pomiarowe funkcją liniową, niepewność estymacji d_p w przedziale $123 \div 127\mu\text{m}$ wynosi $\pm 0.25\mu\text{m}$.

Analiza cech fizycznych rdzenia we włóknie o skokowym profilu refrakcyjnym, na podstawie widma tęczy powstającej w spójnym promieniowaniu monochromatycznym, wydaje się bardzo trudna, bowiem składowe widmowe charakterystyczne dla rdzenia charakteryzują się *nieznaczną* amplitudą i są zakłócone przez inne składowe widmowe.

Postępując na rzecz zmiany reprezentacji widmowej tęczy, wykonano serię eksperymentów numerycznych z wykorzystaniem quasi-monochromatycznego, niekoherentnego źródła promieniowania. Zauważono, że w wyniku wzrostu szerokości widmowej promieniowania następuje stopniowa, dolnoprzepustowa redukcja komponentów widmowych. Dzięki temu udało się wytłumić składowe charakterystyczne dla włókna homogenicznego, co spowodowało uwydatnienie składowych, których położenie w widmie zależne jest od średnicy rdzenia. Wyróżniona składowa charakterystyczna dla rdzenia jest liniową funkcją d_r/d_p w relatywnie szerokim zakresie zmian tego parametru, obejmującym włókna jednomodowe ($d_r/d_p \approx 0.064 \div 0.08$). Warto zaznaczyć fakt, że obserwacja tej składowej możliwa jest w obecności rdzenia już o niewielkiej średnicy.

Ważną konkluzją wynikającą z przeprowadzonej analizy jest fakt, że kluczowy wpływ na postać widma mają parametry pomiaru (zakres kątów rozpraszania obejmowanych przez okno pomiarowe, usytuowanie tego okna w polu rozproszonym, liczba próbek sygnału, parametry przetwarzania A/C), właściwości przekształcenia DFT (liczba punktów transformaty, rodzaj okna DFT), ale także rozmiar badanej cząstki. Brak jednoznacznej reprezentacji widmowej skłania do przeprowadzenia postępowania odwrotnego dla przyjętych warunków pomiaru i analizy.

W ramach kontynuacji opisanych prac, planowane jest zbadanie wpływu profilu refrakcyjnego rdzenia we włóknie światłowodowym na pole rozproszone w warunkach zastosowania quasi-monochromatycznego, niekoherentnego promieniowania optycznego.



Reasumując najważniejsze osiągnięcia badawcze, postępowanie na rzecz uproszczenia pola rozproszonego poprzez oddziaływanie na badane włókno optyczne quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniem optycznym, umożliwiło:

- Wykorzystanie zjawiska dyfrakcji promieniowania w pomiarze średnicy włókien stosowanych w materiałach kompozytowych, charakteryzujących się niewielką średnicą nominalną ($<25\mu\text{m}$), niską tłumiennością i wysokim stopniem symetrii osiowej.
- Wytworzenie tęczy Airy, co umożliwiło adekwatną analizę metrologiczną w pomiarze średnicy homogenicznego włókna optycznego ($125\mu\text{m}$) przy użyciu uproszczonych narzędzi modelowania matematycznego.

-
- Stworzenie fundamentu prac nad wykorzystaniem zjawiska tęczy mnogiej, interpretowanej jako koherentna superpozycja dwóch tęczy Airy, w pomiarach cech niehomogenicznego włókna optycznego o skokowym profilu refrakcyjnym.



Dodatki

Dodatek A

Właściwości wybranych szkieł optycznych¹

Typ szkła	Skład	n (λ, μm)	ρ [g/cm ³]	α [10 ⁻⁶ /K]	T _g [°C]	HK [kg/mm ²]	E [10 ³ N/mm ²]	dn _{rel} /dT (λ, μm) [10 ⁻⁶ /K]	
Szkła tlenkowe									
N-FK51A	Fluor crown	SiO ₂ -B ₂ O ₃ -K ₂ O-KF	1.485340 (0.6328)	3.68	14.8	464	345	73	-5.3 (0.4358)
N-PK52A	Phosphate crown	P ₂ O ₅ -B ₂ O ₃ -P ₂ O-BaO	1.495710 (0.6328)	3.75	15	467	355	71	-6.0 (0.4358)
N-BK7	Borosilicate crown	SiO ₂ -B ₂ O ₃ -R ₂ O-BaO	1.515090 (0.6328)	2.51	8.3	557	610	82	3.5 (0.4358)
N-BAK4	Barium crown	SiO ₂ (B ₂ O ₃)-BaO-R ₂ O	1.566700 (0.6328)	3.05	7.9	581	550	77	4.7 (0.4358)
F2	Flint	SiO ₂ -Na ₂ O-K ₂ O-PbO	1.616560 (0.6328)	3.60	9.2	434	420	57	6.3 (0.4358)
N-LASF9	Dense lanthanum flint	B ₂ O ₃ (SiO ₂)-La ₂ O ₃ -MO-PbO	1.616560 (0.6328)	4.41	8.4	683	515	109	7.7 (0.4358)
SF10	Dense flint	SiO ₂ -K ₂ O-PbO	1.723090 (0.6328)	4.28	8.4	454	430	64	11.6 (0.4358)
Szkła fluorkowe									
ZBLAN	Fluorozirconate	ZrF ₄ -BaF ₂ -LaF ₃ -AlF ₃ -NaF	1.480 (0.5893)	4.52	17.5	270	225	60	-14.5 (0.633)
Szkła chalcogenidowe									
AMTIR-1	Chalcogenide	Ge33As12Se55	2.4981 (10)	4.4	12	405	170	-	72 (10)
AsGeSeTe	Chalcogenide	As13-Ge30-Se27-Te30	2.8563 (10)	4.91	12.8	262	-	-	15 (10)

Oznaczenia:

n – współczynnik załamania; ρ – gęstość; α – współczynnik rozszerzalności termicznej dla zakresu (+20 °C; +300 °C); HK – twardość wg skali Knoopa; T_g – temperatura transformacji; E – moduł Younga; dn_{rel}/dT – względna stała termooptyczna w powietrzu (T = 20 °C).
N – przedrostek w oznaczeniu typu szkła oznacza wersję „eco” – bez związków Pb i As.
R i **M** oznaczają jeden lub więcej odpowiednio pierwiastków alkaicznych lub pierwiastków ziem alkalicznych.

¹ Opracowano na podstawie: AMTIR-1: (Amorphous Materials Inc. ATMIR-1, 2007); pozostałe: (Schott AG, 2007); (Weber, 2003: 222, 241).

Dodatek B

Teoria Airy w opisie zjawiska tęczy powstającej na homogenicznym cylindrze

Teoria Airy definiuje model fizyczny i matematyczny zjawiska tęczy powstającej w wyniku rozproszenia fali monochromatycznej o płaskim froncie falowym na osiowosymetrycznej, bezstratnej cząstce. Wyczerpujący opis teorii Airy przytacza Adam (2002).

Natężenie fali rozproszonej w polu dalekim według teorii Airy opisuje wzór (Lock, 2000: 5041):

$$I(\theta, x, n) = \frac{\pi I_0 F}{r} \cdot \frac{dx^{1/3}}{h_p^{2/3}} \cdot \text{Ai}^2 \left(\frac{-x^{2/3} \Delta}{h_p^{1/3}} \right) \quad (\text{B.1})$$

gdzie: Ai jest funkcją Airy (Abramowitz i Stegun, 1970, rozdz. 10.4), I_0 – natężeniem padającej fali płaskiej θ – kątem rozproszenia, $x = kd/2$ jest parametrem rozmiarowym włókna o średnicy d , n – współczynnikiem załamania włókna, r – odległością punktu obserwacyjnego (detektora) od osi cylindra w płaszczyźnie rozpraszania,

$$\Delta \equiv \theta - \theta_p^D \quad (\text{B.2})$$

gdzie θ^D jest kątem Descartesa:

$$\theta_p^D = (p-1)\pi + 2\theta_i^D - 2p\theta_i^D \quad (\text{B.3})$$

W powyższych równaniach, $p = 2$ dla tęczy pierwszego rzędu (utworzonej przez promienie załamane po jednym wewnętrznym odbiciu), $p = 3$ dla tęczy drugiego rzędu (dwa wewnętrzne odbicia), itd. θ_i^D, θ_i^D to odpowiednio kąt padania i załamania geometrycznego promienia światła tworzącego promień Descartesa, zdefiniowane względem normalnej do powierzchni cylindra, obliczane z wykorzystaniem prawa Snella:

$$\cos(\theta_i^D) = \left(\frac{n^2 - 1}{p^2 - 1} \right)^{1/2} \quad (\text{B.4})$$

$$\sin(\theta_i^D) = \frac{1}{n} \sin(\theta_i^D) \quad (\text{B.5})$$

Promień Descartesa wyróżnia się spośród promieni rozproszonych tego samego rzędu tym, że opuszcza cząstkę pod najmniejszym możliwym kątem dewiacji od kierunku pierwotnego

(padania), $d\theta/d\theta_i = 0$. W równaniu (B.1), czynnik F wynika z równań Fresnela i wyraża zmianę amplitudy promienia Descartesa w wyniku kolejnych odbić i załamania na drodze propagacji:

$$F = T^{21}(\theta_i^D) \cdot [R^{11}(\theta_i^D)]^{p-1} \cdot T^{12}(\theta_i^D) \quad (\text{B.6})$$

gdzie T^{21} , T^{12} są współczynnikami transmisji odpowiednio pomiędzy otoczeniem i cylindrem oraz pomiędzy cylindrem i otoczeniem, R^{11} – współczynnikiem odbicia fali wewnątrz cylindra.

Parametr h_p we wzorze (B.1), wyrażający odstęp pomiędzy kolejnymi prążkami tęczy, zdefiniowany jest następująco:

$$h_p = \frac{(p^2 - 1)^2 (p^2 - n^2)^{1/2}}{p^2 (n^2 - 1)^{3/2}} \quad (\text{B.7})$$

Podczas wyprowadzania wzoru na natężenie fali rozproszonej (B.1) założono, że fala padająca jest spolaryzowana równolegle względem osi symetrii cylindra (polaryzacja magnetyczna, TM). Jeśli fala padająca spolaryzowana jest elektrycznie (TE), natężenie pola rozproszonego proporcjonalne jest do kwadratu pochodnej funkcji Airy, $\text{Ai}'^2(-x^{2/3} \Delta / h_p^{1/3})$ (Können i de Boer, 1979: 1963).

Dodatek C

Wykaz wybranych oznaczeń

Litery rzymskie

a_n	Zespolony współczynnik rozpraszania w teorii Lorenza-Mie
$Ai(z)$	Funkcja Airy zespolonego argumentu z
b	Współczynnik oddziaływania
b_n	Zespolony współczynnik rozpraszania w teorii Lorenza-Mie
$fwhm$	Szerokość połówkowa widma
c	Prędkość światła
d	Średnica
\mathbf{d}	Wektor rzeczywistych średnic
\hat{d}	Estymata średnicy
$\hat{\mathbf{d}}$	Wektor estymat średnicy
d_{\max}	Długość długiej osi elipsy przekroju poprzecznego włókna eliptycznego
d_{\min}	Długość krótkiej osi elipsy przekroju poprzecznego włókna eliptycznego
\mathbf{e}	Wektor jednostkowy
E	Zespolona amplituda wektora natężenia pola elektrycznego
\mathbf{E}	Wektor natężenia pola elektrycznego
F_n	Składowa widmowa
$h(\theta)$	Odpowiedź impulsowa systemu LSI
h_p	Parametr wyrażający odstęp międzyprążkowy w teorii Airy
i	$\sqrt{-1}$
I	Natężenie ($E \cdot E^*$)
k	Liczba falowa ($2\pi/\lambda$)
m	Zespolony współczynnik załamania ($n + i\kappa$)
n	Współczynnik załamania
n_p	Współczynnik załamania płaszczka
n_r	Współczynnik załamania rdzenia
p	Rząd komponentu rozproszonego
P	Ciśnienie
r, θ, z	Współrzędne cylindryczne punktu obserwacyjnego
R^{mn}	Współczynnik odbicia
\mathbf{R}	Wektor rezyduów

$s+$	Fala powierzchniowa
$s-$	Fala powierzchniowa
T	Temperatura
T^{mn}	Współczynnik transmisji
x	Parametr rozmiarowy ($\pi d/\lambda$)
x_0, y_0, z_0	Współrzędne kartezjańskie położenia wiązki laserowej
x_{ave}	Średnia parametru rozmiarowego włókna eliptycznego

Litery greckie

Δ	Przyrost; względna różnica współczynnika załamania rdzenia i płaszczka; bezwzględna niepewność pomiarowa; różnica pomiędzy kątem rozproszenia i kątem Descartesa
Γ	Płaszczyna
α	Współczynnik pochłaniania; współczynnik kształtu profilu refrakcyjnego; składowa α tęczy mnogiej
β	Składowa β tęczy mnogiej
χ	Tensor podatności elektrycznej
δ	Względna niepewność pomiarowa
ε	Współczynnik eliptyczności ($1 - d_{min}/d_{max}$); przenikalność elektryczna ośrodka
ε_0	Przenikalność elektryczna próżni
ε_r^c	Względna, zespolona przenikalność elektryczna ośrodka
γ	Kąt polaryzacji; współczynnik nieliniowości
κ	Współczynnik ekstynkcji
λ	Długość fali (promieniowanie monochromatyczne)
λ_0	Szczytowa długość fali (promieniowanie quasi-monochromatyczne)
θ	Kąt rozproszenia
θ_{N-}	Wektor położen kątowych N-tego, ciemnego prążka (dana pomiarowa)
θ^D	Kąt Descartesa
θ_{N-}	Położenie kątowe N-tego, ciemnego prążka
θ_{N+}	Położenie kątowe N-tego, jasnego prążka
θ_{MN-}	Odległość kątowa pomiędzy ciemnym prążkiem o numerach M i N
θ_{MN+}	Odległość kątowa pomiędzy jasnym prążkiem o numerach M i N
σ	Przewodnictwo elektryczne ośrodka
ω	Pulsacja
ω_0	Promień przewężenia wiązki gaussowskiej
ξ	Kąt orientacji włókna eliptycznego

ζ Kąt padania fali

Indeksy dolne

\perp	Komponent prostopadły względem osi symetrii włókna
\parallel	Komponent równoległy względem osi symetrii włókna
0	Pierwotny
airy	Według klasycznej teorii Airy
i	Padający
mairy	Według zmodyfikowanej teorii Airy
ncmie	Według metody symulacji pola rozproszonego w quasi-monochromatycznym, niekoherentnym promieniowaniu padającym
r	Komponent w kierunku radialnym
s	Rozproszony
ϕ	Komponent w kierunku stycznym
z	Komponent w kierunku osiowym

Indeksy górne

*	Sprzężenie liczby zespolonej
'	Pochodna

Akronimy

CAM	Teoria CAM (<i>Complex Angular Momentum</i>)
EGO	Rozszerzona optyka geometryczna (<i>Extended Geometrical Optics</i>)
GLMT	Uogólniona teoria Lorenza-Mie (<i>Generalized Lorenz-Mie Theory</i>)
GO	Optyka geometryczna (<i>Geometrical Optics</i>)
LSI	System liniowy, niezmienny w przestrzeni (<i>Linear Shift-Invariant</i>)
MDR	Mikrostrukturalne piki rezonansowe (<i>Morphology-Dependent Resonances</i>)
PDI	Fazowa interferometria Dopplerowska (<i>Phase Doppler Interferometry</i>)
TE	Polaryzacja elektryczna wektora \mathbf{E} (kierunek prostopadły względem osi włókna) (<i>Transverse Electric</i>)
TM	Polaryzacja magnetyczna wektora \mathbf{E} (kierunek równoległy względem osi włókna) (<i>Transverse Magnetic</i>)



Bibliografia

Bibliografia

- [1] Abramowitz, M., I. A. Stegun (ed.) *Handbook of Mathematical Functions*. 9th ed. Washington D.C.: National Bureau of Standards (1970).
- [2] Adam, J. L. „Non-Oxide Glasses and Their Applications in Optics.” *J. Non-Cryst. Solids*, **287**, 401–404 (2001).
- [3] Adam, J. A. „The Mathematical Physics of Rainbows and Glories.” *Phys. Rep.*, **356**, 229–356 (2002).
- [4] Adair, R., L. L. Chase, S. A. Payne „Nonlinear Refractive Index of Optical Crystals.” *Phys. Rev. B*, **39**, 3337–3350 (1989).
- [5] Adler, C., J. A. Lock, B. R. Stone „Rainbow Scattering by a Cylinder with a Nearly Elliptical Cross Section.” *Appl. Opt.*, **37**, 1540–1550 (1998).
- [6] Adler, C. L., J. A. Lock, J. K. Nash, K. W. Saunders „Experimental Observation of Rainbow Scattering by a Coated Cylinder: Twin Primary Rainbows and Thin-Film Interference.” *Appl. Opt.*, **40**, 1548–1558 (2001a).
- [7] Adler, C. A., D. Phipps, K. W. Saunders, J. K. Nash, J. A. Lock „Supernumerary Spacing of Rainbows Produced by an Elliptical-Cross-Section Cylinder. II. Experiment.” *Appl. Opt.*, **40**, 2535–2545 (2001b).
- [8] Adler, C. A., J. A. Lock, I. P. Rafferty, W. Hickok „Twin-Rainbow Metrology. I. Measurement of the Thickness of a Thin Liquid Film under Gravity.” *Appl. Opt.*, **42**, 6584–6594 (2003).
- [9] AEI-1 *Single Fiber Draw Tower (POF, Soft Glass, and Fused Silica) for Solid or Hollow Core Applications*. Nota aplikacyjna firmy Automation Engineering Inc. (2007).
- [10] AEI-2 *Fiber Bundle Draw Tower for Illumination Applications*. Nota aplikacyjna firmy Automation Engineering Inc. (2007).
- [11] Albrecht H.E., M. Borys, N. Damaschke, C. Tropea *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Berlin: Springer-Verlag (2005).
- [12] Amorphous Materials Inc. AMITR-1, strona internetowa firmy Amorphous Materials Inc., <http://amorphousmaterials.com/amtir-1.htm>, stan z 29 września 2007.
- [13] Asahi Glass T013E *Lucina 8 Core Cable Technical Bulletin*. Nota aplikacyjna firmy Asahi Glass Ltd. (2004).
- [14] Ashkin, A. J. M. Dziedzic „Observation of Optical Resonances of Dielectric Spheres by Light Scattering.” *Appl. Opt.*, **10**, 1803–1814 (1981).
- [15] ASTM C162-05 *Standard Terminology of Glass and Glass Products*. Norma ASTM (2007).

- [16] Bachmann, P. K., W. Hermann, H. Wehr, D. U. Wiechert „Stress in Optical Waveguides. 2: Fibers.” *Appl. Opt.*, **26**, 1175–1182 (1987).
- [17] Baines, J. G. N., A. G. Hallam, K. W. Raine, N. P. Turner, „Fibre Diameter Measurements and Their Calibration.” *J. Lightwave Technol.*, **8**, 1259 (1990).
- [18] Barber, P. W., J. F. Owen, R. K. Chang „Resonant Scattering for Characterization of Axisymmetric Objects.” *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, **AP-30**, 168–172 (1982).
- [19] Barber, P. W., S. C. Hill *Light Scattering by Particles: Computational Methods*. Singapore: World Scientific Publishing (1990).
- [20] Benner, R. E., P. W. Barber, J. F. Owen, R. K. Chang „Observation of Structure Resonances in the Fluorescence Spectra from Microspheres.” *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 475–478 (1980).
- [21] Berry, M. V. „Waves and Thom’s Theorem.” *Adv. Phys.*, **25**, 1–26 (1976).
- [22] Bohren, C. F., D. R. Huffman *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: John Wiley & Sons (1983).
- [23] Boling, N. L., A. J. Glass, A. Owyong „Empirical Relationships for Predicting Nonlinear Refractive Index Changes in Optical Solids.” *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-14**, 601–608 (1978).
- [24] Born, M., E. Wolf *Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Oxford: Pergamon Press (1964).
- [25] Brilliant, N. A., B. K. Alpert, M. Young „Video Microscopy Applied to Optical Fiber Geometry Measurements.” *NIST Technical Note 1369*, U.S. Department of Commerce, Boulder, CO (1994).
- [26] Brugger, K. „Effect of Thermal Stress on Refractive Index in Clad Fibers.” *Appl. Opt.*, **10**, 437–438 (1971).
- [27] Chew, W. C. *Waves and Fields in Inhomogeneous Media*. New York: IEEE Press (1995).
- [28] ChG Southampton Ltd. LF355-GLSO *LF355-GLSO preliminary data*. Nota aplikacyjna firmy ChG Southampton Ltd. (2007).
- [29] Chu, P. L. „Determination of the Diameter of Unclad Optical Fibre.” *Electron. Lett.*, **12**, 14–16 (1976).
- [30] Chýlek, P., J. T. Kiehl, M. K. W. Ko „Narrow Resonance Structure in the Mie Scattering Characteristics.” *Appl. Opt.*, **17**, 3019–3021 (1978).
- [31] Chýlek, P., J. T. Kiehl, M. K. W. Ko, A. Ashkin „Surface Waves in Light Scattering by Spherical and Non-Spherical Particles.” [w:] Schuerman, D. W. (ed.) *Light Scattering by Irregularly Shaped Particles*. 153–164, New York: Plenum Press (1980).

- [32] Cohen, L. G., P. Glynn „Dynamic Measurement of Optical Fiber Diameter.” *Rev. Sci. Instrum.* **44**, 1749–1752 (1973).
- [33] Corning PI359 *Corning® 50/125 CPC6 Multimode Optical Fiber*. Nota aplikacyjna firmy Corning (2007).
- [34] Corpus, J. M., P. K. Gupta „Diameter Dependence of the Refractive Index of Melt-Drawn Glass Fibers.” *J. Am. Ceram. Soc.*, **76**, 1390–1392 (1993).
- [35] Dereń, J., J. Haber, R. Pampuch *Chemia Ciała Stałego*. Warszawa: Państwowe Wydawnictwo Naukowe (1977).
- [36] Devaney, A. J. „Nonuniqueness in the Inverse Scattering Problem.” *J. Mat. Phys.*, **19**, 1526–1531 (1978).
- [37] Devaney, A. J., G. C. Sherman „Nonuniqueness in Inverse Source and Scattering Problems.” *IEEE Trans. Antennas Propag.* **8**, 1034–1037 (1982).
- [38] Dodge, M. J. „Refractive Index.” [w:] Weber, M. (ed.) *CRC Handbook of Laser Science and Technology; vol.4: Optical Materials, part 2: Properties*, 21–23, Boca Raton: CRC Press (1986).
- [39] Dorosz, J., R. S. Romaniuk „Multicrucible Technology of Tailored Optical Fibers.” *Optica Applicata*, **XXVIII**, 293–322 (1998).
- [40] Dorosz, J. „Technologia Światłowodów Włóknistych.” [w:] Pampuch, R., L. Stoch (ed.) *Ceramika*, **86** (2005).
- [41] Dugas, J., I. Pirrejean, J. Farenc, J. P. Peichot „Birefringence and Internal Stress in Polystyrene Optical Fibers.” *Appl. Opt.*, **33**, 3545–3548 (1994).
- [42] Fleming, J. W. „Optical Glasses.” [w:] Weber, M. (ed.) *CRC Handbook of Laser Science and Technology. Vol.4: Optical Materials. Part 2: Properties*, 69–83, Boca Raton: CRC Press (1986).
- [43] Fournier, J. T., E. Snitzer „The Nonlinear Refractive Index of Glass.” *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10**, 473–475 (1974).
- [44] Gan, F. „Optical Properties of Fluoride Glasses: A Review.” *J. Non-Cryst. Solids*, **184**, 9–20 (1995).
- [45] Gedzelman, S. D. „Simulating Rainbows and Halos in Color.” *Appl. Opt.*, **33**, 4607–4613 (1994).
- [46] Gedzelman, S. D. „Simulating Glories and Cloudbows in Color.” *Appl. Opt.*, **42**, 429–435 (2003).
- [47] Gouesbet, G. „Interaction Between an Infinite Cylinder and an Arbitrary-Shaped Beam.” *Appl. Opt.*, **36**, 4292–4304 (1997).
- [48] Gouesbet, G., L. Mès „Generalized Lorenz-Mie Theory for Infinitely Long Elliptical Cylinders.” *J. Opt Soc. Am. A.*, **16**, 1333–1341 (1999a).

- [49] Gouesbet, G., K. F. Ren, L. Mèès, G. Gréhan „Cylindrical Localized Approximation to Speed Up Computations for Gaussian beams in the Generalized Lorenz-Mie Theory for Cylinders, with Arbitrary Location and Orientation of the Scatterer.” *Appl. Opt.*, **38**, 2647–2665 (1999b).
- [50] Gouesbet, G., L. Mèès, G. Gréhan „Partial-Wave Expansions of Higher-Order Gaussian Beams in Elliptical Cylindrical Coordinates.” *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1**, 121–132 (1999c).
- [51] Gupta, P. K. „Glass Fibers for Composite Materials.” [w:] Bunsell, A. R. (ed.) *Fiber Reinforcements for Composite Materials*, 19–71, Holandia: Elsevier (1988).
- [52] Han, X., K. F. Ren, Z. Wu, F. Corbin, G. Gouesbet, G. Gréhan „Characterization of Initial Disturbances in a Liquid Jet by Rainbow Sizing.” *Appl. Opt.*, **37**, 8498–8503 (1998).
- [53] Han, X. *Study of Refractometry of Rainbow and Applications to the Measurement of Instability and Temperature Gradient of a Liquid Jet*. Praca doktorska, Uniwersytet w Rouen, Francja (2000).
- [54] Han, X., K. F. Ren, L. Mèès, G. Gouesbet, G. Gréhan „Surface Waves/Geometrical Rays Interferences: Numerical and Experimental Behaviour at Rainbow Angles.” *Opt. Comm.*, **195**, 49–54 (2001).
- [55] Han, Y. P., L. Mèès, K. F. Ren, G. Gréhan, Z. S. Wu, G. Gouesbet „Far Scattered Field from a Spheroid under a Femtosecond Pulsed Illumination in a Generalized Lorenz-Mie Theory Framework.” *Opt. Comm.*, **231**, 71–77 (2004).
- [56] Hermann, W., M. Hutjens, D. U. Wiechert „Stress in Optical Waveguides. 3: Stress Induced Index Change.” *Appl. Opt.*, **28**, 1980–1983 (1989).
- [57] Hovenac, E. A., J. A. Lock „Assessing the Contributions of Surface Waves and Complex Rays to Far-Field Mie Scattering by use of the Debye Series.” *J. Opt. Soc. Am. A*, **9**, 781–795 (1992).
- [58] IEC 60793-2-40 *Optical Fibres. Part 2-40: Product Specifications – Sectional Specification for Category A4 Multimode Fibres*. Norma IEC (2006).
- [59] IR Photonics *UVIR Glass*. Nota aplikacyjna firmy IR Photonics (2007).
- [60] Ishigure, T., E. Nihei, Y. Koike „High-Bandwidth, Low-Loss Graded-Index Polymer Optical Fiber for Near Infrared Use.” *Proc. ECOC98*, Madrid, Spain, 231–232 (1998).
- [61] ISO 10110-4 *Optics and Optical Instruments. Preparation of Drawings for Optical Elements and Systems. Part 4: Material Imperfections – Inhomogeneity and Striae*. International Organization for Standardization ISO (1997).
- [62] Jabłoński, R. „Laser Measuring Scanners and their Accuracy Limits.” [w:] Li Zhu (ed.) *Measurement Technology and Intelligent Instruments*, Proc. SPIE, **2101**, 741–749 (1993).

- [63] Jabłoński, R., P. Fotowicz „New Generation of Lasermike.” [w:] A. Albertazzi, Jr. (ed.) *Laser Metrology for Precision Measurement and Inspection in Industry*, Proc. SPIE, **4420**, 91–98 (2001).
- [64] Jabłoński, R., M. Kretkowski, P. Fotowicz „Simple Lasermike for Measurement of Dimension, Form and Position of Cylindrical Elements.” *Eng. Mech.*, **12**, 299–305 (2005).
- [65] Jackson, D. A., J. D. C. Jones „Fibre Optic Sensors.” *J. Modern Optics*, **33**, 1469–1503 (1986).
- [66] Jasapara, J. C., E. Monberg, F. DiMarcello, J. W. Nicholson „Accurate Noncontact Optical Fiber Diameter Measurement with Spectral Interferometry.” *Opt. Lett.*, **28**, 601–603 (2003).
- [67] Jasapara, J. C. „Non-Invasive Characterization of Microstructured Optical Fibers using Fourier Domain Optical Coherence Tomography.” *Opt. Exp.*, **13**, 1228–1233 (2005).
- [68] Jasapara, J. C., S. Wielandy „Characterization of Coated Optical Fibers by Fourier-Domain Optical Coherence Tomography.” *Opt. Lett.*, **30**, 1018–1020 (2005).
- [69] Jasapara, J. C., S. Wielandy, A. D. Yablon „Fourier Domain Optical Coherence Tomography - A New Platform for Measurement of Standard and Microstructured Fibre Dimensions.” *Proc. IEE Optoelectronics*, **153**, 229–234 (2006).
- [70] Ji, P., A. D. Q. Li, G. D. Peng „Transverse Birefringence in Polymer Optical Fibre Introduced in Drawing Process.” [w:] Kuzyk, M. G., Eich, M., Norwood, N. A. (ed.) *Linear and Nonlinear Optics of Organic Materials III*, Proc. SPIE, **5212**, 108–116 (2003).
- [71] Kai, L., M. Alessio „Finely Stratified Cylinder Model for Radially Inhomogeneous Cylinders Normally Irradiated by Electromagnetic Plane Waves.” *Appl. Opt.*, **34**, 5520–5530 (1995).
- [72] Kerker, M., E. Matijević „Scattering of Electromagnetic Waves from Concentric Infinite Cylinders.” *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 506–508 (1961).
- [73] Kerker, M. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*. New York: Academic Press (1969).
- [74] Khare, V., H. M. Nussenzveig „Theory of the Rainbow.” *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 976–980 (1974).
- [75] Kim, E. M., D. L. Franzen „Measurement of the Core Diameter of Graded-Index Optical Fibers: An Interlaboratory Comparison.” *Appl. Opt.*, **21**, 3443–3450 (1982).
- [76] Kleszczewski, Z. *Wybrane Zagadnienia z Optyki Falowej*. Gliwice: Wydawnictwo Politechniki Śląskiej (2003).
- [77] Knight, J. C. „Photonic Crystal Fibres.” *Nature*, **424**, 847–851 (2003).

- [78] Koike, Y. „High Bandwidth and Low-Loss Polymer Optical Fiber.” *Proc. First International Conference on Plastic Optical Fibres and Applications POF'92*, Paris, France, 15–19 (1992a).
- [79] Koike, Y. „Graded-Index and Single-Mode Polymer Optical Fibers.” *Proc. Mater. Res. Soc. Symp.*, **247**, 817–828 (1992b).
- [80] Koike, Y. „High-Bandwidth Graded-Index Polymer Optical Fiber.” *J. Lightwave Technol.*, **13**, 1475–1489 (1995).
- [81] Können, G. P., J. H. de Boer „Polarized Rainbow.” *Appl. Opt.*, **18**, 1961–1965 (1979).
- [82] Können, G. P. „Appearance of Supernumeraries of the Secondary Rainbow in Rain Showers.” *J. Opt. Soc. Am. A.*, **4**, 810–816 (1987).
- [83] Kumar, V. V. R. K., A. K. George, W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell, F. G. Omenetto, A. J. Taylor „Extruded Soft Glass Photonic Crystal Fiber for Ultrabroad Supercontinuum Generation.” *Opt. Express*, **10**, 1520–1525 (2002).
- [84] LaserMike *AccuScanTM 3000 Series*. Nota aplikacyjna firmy LaserMike (2003).
- [85] Laven, P. „Simulation of Rainbows, Coronas, and Glories by use of Mie Theory.” *Appl. Opt.*, **42**, 436–444 (2003).
- [86] Laven, P. „How Are Glories Formed?” *Appl. Opt.*, **44**, 5675–5683 (2005).
- [87] Lebrun, D., S. Belaid, C. Özkul, K. F. Ren, G. Gréhan „Enhancement of Wire Diameter Measurements: Comparison Between Fraunhofer Diffraction and Lorenz-Mie Theory.” *Opt. Eng.*, **35**, 946–950 (1996).
- [88] Ledtronics LED100-01A *Discrete & SMT Ratings and Characteristic Curves. General Information*. Nota aplikacyjna firmy Ledtronics Inc. (1999).
- [89] Ledtronics DSTR0165 *SML13RGB2KT-TR Red/Green/Blue Surface Mount LED*. Nota aplikacyjna firmy Ledtronics Inc. (2006).
- [90] Lee, R. L. Jr. „Mie Theory, Airy Theory, and the Natural Rainbow.” *Appl. Opt.*, **37**, 1506–1519 (1998).
- [91] Lee, R. L. Jr., A. B. Fraser *The Rainbow Bridge: Rainbows in Art, Myth and Science*. New York: Pennsylvania State University Press (2001).
- [92] Lenoble, A. „Caractérisation Optique et Étude de la Stabilité d'un Procédé de Fibrage du Verre.” Praca doktorska, Université de Provence, Marsylia (2004).
- [93] Lentès, F-T., „Optical Properties.” [w:] H. Bach, N. Neuroth (ed.) *The Properties of Optical Glass*, Springer (1995).
- [94] Lezal, D., L. Pedlikova, P. Kostka, J. Bludská, M. Poulain, J. Zavadil “Heavy Metal Oxide Glasses: Preparation and Physical Properties.” *J. Non-Cryst. Solids*, **284**, 288–295 (2001).

- [95] Li, R., X. Han, H. Jiang, K. F. Ren „Debye Series of Normally Incident Plane-Wave Scattering by an Infinite Multilayered Cylinder.” *Appl. Opt.*, **45**, 6255–6262 (2006).
- [96] Lock, J. A., J. M. Jamison, C-Y. Lin „Rainbow Scattering by a Coated Sphere.” *Appl. Opt.*, **21**, 4677–4690 (1994).
- [97] Lock, J. A. „Scattering of a Diagonally Incident Focused Gaussian Beam by an Infinitely Long Homogeneous Circular Cylinder.” *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 640–652 (1997a).
- [98] Lock, J. A. „Morphology-Dependent Resonances of an Infinitely Long Circular Cylinder Illuminated by a Diagonally Incident Plane Wave or a Focused Gaussian Beam.” *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 653–661 (1997b).
- [99] Lock, J. A. „Supernumerary Spacing of Rainbows Produced by an Elliptical-Cross-Section Cylinder. I. Theory.” *Appl. Opt.*, **39**, 5040–5051 (2000).
- [100] Lucas, J. „Infrared Glasses.” *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, **4**, 181–187 (1999).
- [101] Lyytikäinen, K. J. *Control of Complex Structural Geometry in Optical Fibre Drawing*. Praca doktorska, University of Sydney (2004).
- [102] Maitland, K. C., H. J. Shin, H. Ra, D. Lee, O. Solgaard, R. Richards-Kortum „Single Fiber Confocal Microscope with a Two-Axis Gimbaled MEMS Scanner for Cellular Imaging.” *Opt. Express*, **14**, 8604-8612 (2006).
- [103] Majewski, A. *Teoria i Projektowanie Światłowodów*. Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne (1991).
- [104] Man, K., I. E. Ashdown „Accurate Colorimetric Feedback for RGB LED Clusters.” [w:] Ferguson, I. T., N. Narendran, T. Taguchi, I. E. Ashdown (ed.) *6th International Conference on Solid State Lighting*, Proc. SPIE, **6337**, 02-1–02-8 (2006).
- [105] Mangan, B. J., L. Farr, A. Langford, P. J. Roberts, D. P. Williams, F. Couny, M. Lawman, M. Mason, S. Coupland, R. Flea, H. Sabert, T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell „Low Loss (1.7 dB/km) Hollow Core Photonic Bandgap Fiber.” *Proc. Optical Fibre Communication Conference OFC2004*, Los Angeles, USA, PDP24 (2004).
- [106] Mechels, S., M. Young „Video Microscope With Submicrometer Resolution.” *Appl. Opt.*, **30**, 2202–2211 (1991).
- [107] Mèes, L., K. F. Ren, G. Gréhan, G. Gouesbet „Scattering of a Gaussian Beam by an Infinite Cylinder with Arbitrary Location and Arbitrary Orientation: Numerical Results.” *Appl. Opt.*, **38**, 1867–1876 (1999).
- [108] Mèes, L., G. Gouesbet, G. Gréhan „Scattering of Laser Pulses (Plane Wave and focused Gaussian Beam) by Spheres.” *Appl. Opt.*, **40**, 2546–2550 (2001a).

- [109] Mèés, L., G. Gréhan, G. Gouesbet „Time-Resolved Scattering Diagrams for a Sphere Illuminated by Plane Wave and Focused Short Pulses.” *Opt. Comm.*, **194**, 59–65 (2001b).
- [110] Mèés, L., G. Gouesbet, G. Gréhan „Interaction Between Femtosecond Pulses and a Spherical Microcavity: Internal Fields.” *Opt. Comm.*, **199**, 33–38 (2001c).
- [111] Midwinter, J. E. *Światłowody Telekomunikacyjne*. Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne (1983).
- [112] Mignani, A. G., F. Baldini „Biomedical Sensors Using Optical Fibres.” *Rep. Prog. Phys.*, **59**, 1–28 (1996).
- [113] Miles, P. „Transparency of Window Materials.” [w:] Weber, M. (ed.) *CRC Handbook of Laser Science and Technology; vol.4: Optical Materials, part 2: Properties*, 15–19, Boca Raton: CRC Press (1986).
- [114] Mishchenko, M. I., L. D. Travis „Capabilities and Limitations of a Current FORTRAN Implementation of the T-Matrix Method for Randomly Oriented, Rotationally Symmetric Scatterers.” *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **60**, 309–324 (1998).
- [115] Mossadegh, R., J. S. Sanghera, D. Schaafsma, B. J. Cole, V. Q. Nguyen, R. E. Miklos, I. D. Aggarwal „Fabrication of Single-Mode Chalogenide Optical Fiber.” *J. Lightwave Technol.*, **16**, 214–217 (1998).
- [116] Mroczka, J. „Metrologiczne Problemy Wykorzystywania Światła Rozproszonego do Badań Rozkładu Wielkości Cząstek w Roztworach Dyspersyjnych.” *Metrologia i Systemy Pomiarowe*, Monografia 4. Wrocław: Politechnika Wroclawska (1990).
- [117] Nasu H., Y. Ibara, K. Kubodera „Optical Third-Harmonic Generation from some High-Index Glasses.” *J. Non-Cryst. Solids.*, **110**, 229–234 (1989).
- [118] Nelson, A., L. Eyges „Electromagnetic Scattering from Dielectric Rods of Arbitrary Cross Section.” *J. Opt. Soc. Am. A.*, **66**, 254–259 (1976).
- [119] Ng, P. H., M. Y. Tse, W. K. Lee „Observation of High-Order Rainbows Formed by a Pendant Drop.” *J. Opt. Soc. Am. B.*, **15**, 2782–2787 (1998).
- [120] Nichia STSE-CW7154A *Specifications for Nichia White LED Model: NSPW300DS*. Nota aplikacyjna firmy Nichia Corp. (2008).
- [121] Noda, J., K. Okamoto, Y. Sasaki „Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications.” *J. Light. Technol.*, **LT-4**, 1071–1089 (1986).
- [122] Nussenzveig, H. M. „High-Frequency Scattering by a Transparent Sphere. II. Theory of the Rainbow and the Glory.” *J. Math. Phys.*, **10**, 125–176 (1969).
- [123] Nussenzveig, H. M. „Complex Angular Momentum Theory of the Rainbow and the Glory.” *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 1068–1079 (1979).

- [124] Nussenzveig, H. M. *Diffraction Effects in Semiclassical Scattering*. Cambridge: Cambridge University Press (1992).
- [125] Nussenzveig, H. M. „Does the Glory Have a Simple Explanation?” *Opt. Lett.*, **27**, 1379-1381 (2002).
- [126] Ohno, Y. „LED Photometric Standards.” *Proc. ATP National Meeting, Photonics Manufacturing*, San Jose, USA (1999).
- [127] Onofri, F. „On the Optical Sizing and Refractive Index Measurements of Spherical Particles Using the Critical Scattering Angle.” *Proc. 5th International Congress on Optical Particle Sizing OPS'98*, Minneapolis, USA, 73–76 (1998).
- [128] Onofri F., A. Lenoble, S. Radev, H. Bultynck, P-H. Guering, N. Marsault „Interferometric Sizing of Singleaxis Birefringent Glass Fibres.” *Part. Part. Syst. Charact.*, **20**,171–182 (2003).
- [129] Onofri, F., A. Lenoble, S. Radev, P-H. Guering „Optical Measurement of the Drawing Tension of Small Glass Fibres.” *Meas. Sci. Technol.*, **15**, 1279–1284 (2004a).
- [130] Onofri, F., A. Lenoble, H. Bultynck, P-H. Guering „High-Resolution Laser Diffractometry for the On-Line Sizing of Small Transparent Fibres.” *Opt. Comm.*, **234**, 183–191 (2004b).
- [131] Onofri, F. *Diagnosics Optiques des Milieux Multiphasiques*. Praca habilitacyjna, Universite de Provence, Marsylia (2005).
- [132] Ouzounov, D. G., R. A. Faisal, A. L. Gaeta, D. Müller, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, K. W. Koch „Generation of High-Power, Non-Frequency Shifted Solitons in a Gas-Filled Photonic Bandgap Fiber.” *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO2003*, Baltimore, USA, QThPDA3 (2003).
- [133] Owen, J. F., P. W. Barber, B. J. Messinger, R. K. Chang „Determination of Optical-Fiber Diameter from Resonances in the Elastic Scattering Spectrum.” *Opt. Lett.*, **6**, 272–274 (1981).
- [134] Owyong, A., R. W. Hellwarth, N. George „Intensity-Induced Changes in Optical Polarizations in Glasses.” *Phys. Rev. B*, **5**, 628–633 (1972).
- [135] Paek, U. C., C. R. Kurkjian „Calculation of Cooling Rate and Induced Stresses in Drawing of Optical Fibers.” *J. Am. Ceram. Soc.*, **58**, 330–335 (1975).
- [136] Paek, U. C., C. M. Schroeder „High Speed Coating of Optical Fibers with UV Curable Materials at Rate of Greater than 5 m/sec.” *Appl. Opt.*, **20**, 4028–4034 (1981).
- [137] Paek, U. C. „High-Speed High-Strength Fiber Drawing.” *J. Lighthwave. Technol.*, **LT-4**, 1048–1060 (1986).

- [138] Pan., J., H. Shen, H. Feng „Simulation Analysis of Luminous Efficiency and Color Rendering of CCT Tunable White LEDs.” *Proc. 6th International Conference on Energy-Efficient Lighting*, Shanghai, China (2005).
- [139] Patorski, K., M. Kujawińska, L. Sałbut *Interferometria Laserowa z Automatyczną Analizą Obrazu*. Warszawa: Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej (2005).
- [140] Petrykiewicz, J. *Optyka falowa*. Warszawa: Państwowe Wydawnictwa Naukowe (1986).
- [141] Pielichowski, J., A. Puszyński *Chemia Polimerów*. Kraków: Wydawnictwo Naukowo-Techniczne TEZA (2004).
- [142] Polak, A. G., J. Mroczka „Pośrednie Pomiary Właściwości Obiektów Złożonych.” [w:] Mroczka, J. (ed.) *Problemy Metrologii Elektronicznej i Fotonicznej*, 9–78, Wrocław: Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej (2008).
- [143] Poon, A. W., R. K. Chang, J. A. Lock „Spiral Morphology-Dependent Resonances in an Optical Fiber: Effects of Fiber Tilt and Focused Gaussian Beam Illumination.” *Opt. Lett.*, **23**, 1105–1107 (1998).
- [144] Przygocki, W., A. Włochowicz *Uporządkowanie Makrocząsteczek w Polimerach i Włóknach*. Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne (2006).
- [145] Ratajczyk, F. *Wpływ Lokalnych Niejednorodności i Nieciągłości na Jakość Odwzorowania w Instrumentach Optycznych*. Wrocław: Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej (1979).
- [146] Ren, K. F., G. Gréhan, G. Gouesbet „Scattering of a Gaussian Beam by an Infinite Cylinder in the Framework of Generalized Lorenz-Mie Theory: Formulation and Numerical Results.” *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 3014–3025 (1997).
- [147] Robinson, D. W., Reid, G. D (ed.). *Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques*. Bristol & Philadelphia: Institute of Physics Publ. (1993).
- [148] Romaniuk R. S. *DWDM, Technologia, Pomiar, Eksploatacja, Rozwój*. Warszawa: Komitet Elektroniki i Telekomunikacji, Polska Akademia Nauk (2001a).
- [149] Romaniuk R. S. *Miernictwo Światłowodowe*. Warszawa: Polska Akademia Nauk (2001).
- [150] Romaniuk, R. S. „Światłowody Kształtowane. Cz. 1.” *Elektronika*, nr 3, 3–10 (2002a).
- [151] Romaniuk, R. S. „Światłowody Kształtowane. Cz. 2.” *Elektronika*, nr 4, 6–13 (2002b).
- [152] Roth, N., K. Anders, A. Frohn „Refractive-Index Measurements for the Correction of Particle Sizing Methods.” *Appl. Opt.*, **30**, 4960–4965 (2004).
- [153] Russell, P. St. J. „Photonic-Crystal Fibers.” *J. Lightwave Technol.*, **24**, 4729–4749 (2006).

- [154] Saekeang, C., P. L. Chu „Diameter Determination of Graded-Index Optical Fibers From Backward-Scattered Pattern.” *Appl. Opt.*, **18**, 3276–3281 (1979).
- [155] Saengkaew, S., T. Charinpanitkul, H. Vanisri, W. Tanthapanichakoon, Y. Biscos, N. Garcia, G. Lavergne, L. Mèès, G. Gouesbet, G. Gréhan „Rainbow Refractometry on Particles with Radial Refractive Index Gradients.” *Exp. Fluids*, **43**, 595–601 (2007).
- [156] Saffell J. R., A. H. Windle, “The Influence of Thermal History on Internal Stress Distributions in Sheets of PMMA and Polycarbonate”, *J. Appl. Poly. Sci.*, **25**, 1117–1129 (1980).
- [157] Saito, M., K. Kikuchi „Infrared Optical Fiber Sensors.” *Opt. Rev.*, **4**, 527–538 (1997).
- [158] Sanders, H., C. Venkataraman, K. Gupta „Speedy Analysis of Average Fiber Diameter by a Novel Technique.” *Proc. The 14th Annual National Technical Conference of the American Filtration & Separation Society*, Tampa, Florida (2001).
- [159] Sankar, S. V., W. D. Bachalo „Resoponse Characteristics of the Phase Doppler Particle Analyzer for Sizing Particles Larger than the Light Wavelength.” *Appl. Opt.*, **30**, 1487–1496 (1991).
- [160] Schaub S. A., A. A. Naqwi, “Light Scattering Based Sensor for On-line Monitoring of Fiber Diameter Distribution During Fiberglass Manufacturing,” *SBIR Final Report #DOE/ER/82229-1*, U.S. Department of Energy, Washington, D.C. (1997).
- [161] Schaub, S. A, A. A. Naqwi, F. L. Harding „Design of a Phase/Doppler Light-Scattering System for Measurement of Small-Diameter Glass Fibers During Fiberglass Manufacturing.” *Appl. Opt.*, **37**, 573–585 (1998).
- [162] Scherer, G. W. „Stress-Induced Index Profile Distortion in Optical Waveguides.” *Appl. Opt.*, **19**, 2000–2006 (1980).
- [163] Scherer, G. W., A. R. Cooper „Thermal Stresses in Clad-Glass Fibers.” *J. Am. Ceram. Soc.*, **60**, 346–347 (1980).
- [164] Schott AG *Optical Glass. Data Sheets*. Katalog firmy Schott AG (2007).
- [165] Schott TIE-25 *Striae in Optical Glass*. Nota aplikacyjna firmy Schott AG (2006).
- [166] Schott TIE-26 *Homogeneity of Optical Glass*. Nota aplikacyjna firmy Schott AG (2004).
- [167] Schott TIE-28 *Bubbles and Inclusions in Optical Glass*. Nota aplikacyjna firmy Schott AG (2004).
- [168] Schott TIE-29 *Refractive Index and Dispersion*. Nota aplikacyjna firmy Schott AG (2007).
- [169] Schott TIE-35 *Transmittance of Optical Glass*. Nota aplikacyjna firmy Schott AG (2005).

- [170] Smektala F., C. Quemard, L. Le Neindre, J. Lucas, A. Barthelemy, C. De Angelis „Chalcogenide Glasses with Large Non-Linear Refractive Indices.” *J. Non-Cryst. Solids*, **239**, 139–142 (1998).
- [171] Sugimoto, N., H. Kanabara, S. Fujiwara, K. Tanaka, Y. Shimizugawa „Third-Order Optical Nonlinearities and their Ultrafast Response in $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ Glasses.” *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 1904–1908 (1999).
- [172] Szwedowski, A. *Materiałoznawstwo Optyczne i Optoelektroniczne*. Warszawa: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne (1996).
- [173] Świrniak, G., D. Wysoczański, J. Mroczka „Rozproszenie Światła na Włóknie Cylindrycznym w Ujęciu Optyki Geometrycznej.” *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **53** bis, 305–308 (2007).
- [174] Świrniak, G., J. Mroczka „Wybrane Zagadnienia Pomiaru Średnicy Włókna Optycznego w Procesie Produkcji z Wykorzystaniem Światła Laserowego.” [w:] Mroczka, J. (ed.) *Problemy Metrologii Elektronicznej i Fotonicznej*, 255–281, Wrocław: Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej (2008).
- [175] Takano, Y., M. Tanaka „Phase Matrix and Cross Sections for Single Scattering by Circular Cylinders: A Comparison of Ray Optics and Wave Theory.” *Appl. Opt.*, **19**, 2781–2793 (1980).
- [176] Tang, W., Y. Zhou, J. Zhang „Improvement on Theoretical Model for Thin-Wire and Slot Measurement by Optical Diffraction.” *Meas. Sci. Technol.*, **10**, N119–N123 (1999).
- [177] Tarigan, H. J., P. Neill, C. K. Kenmore, D. J. Bornhop „Capillary-Scale Refractive Index Detection by Interferometric Backscatter.” *Anal. Chem.*, **68**, 1762–1770 (1996).
- [178] Thum, R., W. Kiefer „Structural Resonances Observed in the Raman Spectra of Optically Levitated Liquid Droplets.” *Appl. Opt.*, **24**, 1515–1519 (1985).
- [179] Tschümperlé D., M. Nicolardot „Fiber Cooling Modelisation During Draw Using CFD.” *Proc. ASME CFD Symposium: 3rd Int. Symp. on Computational Technologies for Fluid/Thermal/Chemical Systems with Industrial Applications*, Atlanta, USA, E13 (2001).
- [180] van Beeck, J. P. A. J., M. L. Riethmuller „Nonintrusive Measurements of Temperature and Size of Single Falling Raindrops.” *Appl. Opt.*, **34**, 1633–1639 (1995).
- [181] van Beeck, J. P. A. J., M. L. Riethmuller „Rainbow Phenomena Applied to the Measurement of Droplet Size and Velocity and to the Detection of Nonsphericity.” *Appl. Opt.*, **35**, 2259–2266 (1996).
- [182] van Beeck, J. P. A. J. *Rainbow Phenomena: Development of a Laser-Based, Non-Intrusive Technique for Measuring Droplet Size, Temperature, and Velocity*. Praca doktorska, Technische Universiteit Eindhoven, von Karman Instituut, Holandia (1997).

- [183] van de Hulst, H.C. *Light Scattering by Small Particles*. New York: Dover Publications, Inc. (1981).
- [184] van Eijkelenborg, M. A., A. Argyros, G. Barton, I. M. Bassett, M. Fellow, G. Henry, N. A. Issa, M. C. J. Large, S. Manos, W. Padden, L. Poladian, J. Zagari „Recent Progress in Microstructured Polymer Optical Fibre Fabrication and Characterisation.” *Opt. Fiber Technol.*, **9**, 199–209 (2003).
- [185] Vertrano, M. R., J. P. A. J. van Beeck, M. L. Riethmuller „Global Rainbow Thermometry: Improvements in the Data Inversion Algorithm and Validation Technique in Liquid-Liquid Suspension.” *Appl. Opt.*, **43**, 3600–3607 (2004).
- [186] Watkins, L. S. “Scattering from Side-illuminated Clad Glass Fibers for Determination of Fiber Parameters.” *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, 767–772 (1974).
- [187] Weber, M. J. *Handbook of Optical Materials*. Boca Raton: CRC Press (2003).
- [188] Woliński, T. R., S. Ertman, P. Lesiak, A. W. Domański, A. Czapla, R. Dąbrowski, E. Nowinowski-Kruszelnicki, J. Wójcik „Photonic Liquid Crystal Fibers – A New Challenge for Fiber Optics and Liquid Crystals Photonics.” *Opto-Electronics Rev.*, **14**, 329–334 (2006).
- [189] Wu, J. „Study on the Diameter Measurement of Optical Fibers Using the Method of Forward Near-Axis Far-Field Interference.” *IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*, St. Paul, Minnesota, USA, 1149–1152 (1998).
- [190] Wu, H., X. Zhang, C. Guo, J. Xu, M. Wu, Q. Su „Three-Band White Light From InGaN-Based Blue LED Chip Precoated With Green/Red Phosphors.” *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **17** (2005).
- [191] Xie, J., Y. Qiu, H. Ming, Ch. Li „Light Polarization Effect in Measurement of Thin Wire Diameter by Laser Diffraction and its Explanation With Boundary Diffraction Wave.” *J. Appl. Phys.*, **69**, 6899–6903 (1991).
- [192] Xu, R. *Particle Characterization: Light Scattering Methods*. The Netherlands: Kluwer Academic Publishers (2000).
- [193] Yablon, A. D. M. F. Yan, P. Wisk, F. V. DiMarcello, W. A. Reed, E. M. Monberg, D. J. DiGiovanni, J. Jasapara, M. E. Lines „Anomalous Refractive Index Changes in Optical Fibers Resulting From Frozen-in Viscoelastic Strain.” [w:] *Optical Fiber Communication Conference*, PD6-1–PD6-3, Washington, DC: Optical Society of America (2003).
- [194] Yablon, A. D., M. F. Yan, P. Wisk, F. V. DiMarcello, J. W. Fleming, W. A. Reed, E. M. Monberg, D. J. DiGiovanni, J. Jasapara „Refractive Index Perturbations in Optical Fibers Resulting from Frozen-in Viscoelasticity.” *Appl. Phys. Letters*, **84**, 19–21 (2004).
- [195] Yeh, C. „The Diffraction of Waves By a Penetrable Ribbon.” *J. Math. Phys.*, **4**, 65–71 (1963).

- [196] Yeh, C. „Backscattering Cross Section of a Dielectric Elliptical Cylinder.” *J. Opt. Soc. Am.*, **4**, 309–314 (1965).
- [197] Yeh, C., C. S. Kim „Erratum: The Diffraction of Waves By a Penetrable Ribbon [J. Math. Phys. 4, 65 (1963)].” *J. Math. Phys.*, **29**, 721–722 (1988).
- [198] Young, M., P. D. Hale, S. E. Mechels „Optical Fiber Geometry: Accurate Measurement of Cladding Diameter.” *J. Res. Natl. Stand. Technol.*, **98**, 203–216 (1993).
- [199] Young, R., K. Muray, C. Jones „Quantifying Photometric Spectral Mismatch Uncertainties in LED Measurements.” *Proc. 2nd CIE Expert Symposium on LED Measurement*, Maryland, USA (2001).
- [200] Zakery, A., S. R. Elliott „Optical Properties and Applications of Chalcogenide Glasses: A Review.” *J. Non-Cryst. Solids*, **330**, 1–12 (2003).
- [201] Ziman, J. M. *Principles of the Theory of Solids*. Cambridge: Cambridge University Press (1972).
- [202] Zubia, J., J. Arrue „Plastic Optical Fibers: An Introduction to Their Technological Processes and Applications.” *Opt. Fiber Technol.*, **7**, 101–140 (2001).