

POLITECHNIKA WROCŁAWSKA
Wydział Podstawowych Problemów Techniki
Katedra Optyki i Fotoniki

Rozprawa doktorska

KSZTAŁTOWANIE WŁAŚCIWOŚCI
TRANSMISYJNYCH I CZUJNIKOWYCH ŚWIATŁOWODÓW
POPRZEZ SKRĘCENIE

Marta Weronika Bernaś

promotor: dr hab. inż. Gabriela Statkiewicz-Barabach
promotor pomocniczy: dr Maciej Napiórkowski

Praca powstała przy wsparciu Narodowego Centrum Nauki w ramach stypendium doktoranckiego w granie Maestro 8 "Spiralne światłowody foniczne do zastosowań w metrologii i komunikacji optycznej" na podstawie decyzji numer 2016/22/A/ST7/00089 oraz w ramach stypendium doktoranckiego w granie Opus 18 "Wielordzeniowe światłowody specjalne o dużej dwójłomności do jednoczesnych wieloparametrowych pomiarów" na podstawie decyzji numer 2019/35/B/ST7/04135.

Wrocław 2024

Pragnę podziękować moim promotorom dr hab. inż. Gabrieli Statkiewicz-Barabach oraz dr. Maciejowi Napiórkowskiemu za opiekę, niezwykle wsparcie merytoryczne i motywacyjne, dzielenie się cenną wiedzą oraz doświadczeniem.

Szczególnie podziękowania składam Panu prof. dr. hab. inż. Wacławowi Urbańczykowi. Dziękuję za możliwość pracy nad tak ciekawym tematem badawczym, wszystkie konstruktywne dyskusje i cenne uwagi, zaangażowanie oraz poświęcony czas.

Dziękuję wszystkim członkom grupy Optyki Światłowodów PWr za pomocną dłoń, dobre słowo oraz tworzenie przyjaznej i twórczej atmosfery.

Za nieustanne wsparcie, motywację i wiarę we mnie chcę bardzo podziękować moim Rodzicom, Babciom, Rodzeństwu, Damianowi oraz Przyjaciołom.

Spis treści

1	Wprowadzenie	1
2	Rodzaje światłowodów dwójłomnych.....	7
2.1	Światłowody dwójłomne liniowo	8
2.2	Światłowody dwójłomne kołowo	11
2.3	Światłowody dwójłomne eliptycznie	12
3	Modelowanie propagacji fali elektromagnetycznej w światłowodach skręconych	15
3.1	Formalizm optyki transformacyjnej	16
3.2	Przykłady modelowania światłowodów skręconych z wykorzystaniem metody elementów skończonych i formalizmu optyki transformacyjnej	18
4	Generacja wirów optycznych w światłowodach o gradientowym profilu skręcenia	25
4.1	Zasada działania i wytwarzanie skręconego konwertera modów	26
4.2	Eksperymentalna charakteryzacja gradientowo skręconego konwertera modów	28
4.3	Symulacje numeryczne skręconego konwertera modów z eliptycznym rdzeniem.....	32
4.4	Modelowanie konwersji modów z uwzględnieniem naprężeń radialnych	35
4.5	Podsumowanie.....	39
5	Światłowodowe źródło wiązek wirowych pracujące w trybie szerokopasmowym lub przestrajalnym	41
5.1	Koncepcja światłowodowego źródła wiązek wirowych.....	41
5.2	Włókno mikrostrukturalne do generacji superkontinuum oraz solitonów Ramana w modach LP_{11}	43
5.3	Szerokopasmowa konwersja modów LP_{11} do modów wirowych we włóknie typu PANDA	47
5.3.1	Pompowanie laserem nanosekundowym	49
5.3.2	Pompowanie laserem femtosekundowym	53
5.4	Podsumowanie.....	55
6	Siatki typu <i>rocking-filter</i> w dwumodowych światłowodach typu PANDA	57
6.1	Zasada działania oraz projektowanie siatek typu <i>rocking-filter</i> w światłowodach dwumodowych.....	58
6.1.1	Pomiary różnic efektywnych współczynników załamania modów LP_{11} we włóknie typu PANDA.....	61
6.1.2	Wyniki symulacji numerycznych	65
6.2	Wytwarzanie i charakteryzacja siatek	68

6.3	Wykorzystanie siatek typu <i>rocking-filter</i> do generacji polaryzacyjnych wirów optycznych	72
6.4	Podsumowanie.....	75
7	Wprowadzanie światła do światłowodów o spiralnym rdzeniu	77
7.1	Eksperymentalne badania efektywności sprzężenia światła do włókna o spiralnym rdzeniu i gradientowym skręceniu	78
7.2	Symulacje numeryczne efektywności sprzężenia do badanego włókna o spiralnym rdzeniu	83
7.3	Podsumowanie.....	85
8	Czułość na ciśnienie skręconych światłowodów typu <i>side-hole</i>	87
8.1	Czułość polarymetryczna	89
8.2	Czułość w pomiarach rozłożonych.....	92
8.2.1	Czułość na ciśnienie w pomiarach rozłożonych włókna skręconego i nie-skręconego	93
8.2.2	Pomiary czułości rozłożonej przy pomocy OFDR	94
8.3	Związek czułości polarymetrycznej i czułości w pomiarach rozłożonych	96
8.4	Podsumowanie.....	97
9	Uwagi końcowe	99
	Bibliografia	103
	Dorobek naukowy	115

Rozdział 1

Wprowadzenie

Pojawienie się światłowodów o małych stratach transmisyjnych umożliwiło szybki rozwój komunikacji optycznej i połączenie informacyjne różnych części świata [1–3]. Światłowody odgrywają jednak coraz większą rolę również w innych gałęziach przemysłu. Są stosowane między innymi jako czujniki [4, 5], endoskopy [6], interferometry [7, 8], lasery [9], w geotechnice i inżynierii lądowej [10], przemyśle kosmicznym [11], czy w opiece medycznej [12, 13]. Wymagania narzucone przez zastosowania inne niż przesyłanie informacji doprowadziły do rozwoju tzw. światłowodów specjalnych, których geometria lub skład materiałowy różnią się od standardowych światłowodów telekomunikacyjnych. Do światłowodów specjalnych należy zaliczyć np.: światłowody utrzymujące polaryzację [14], mikrostrukturalne i foniczne [15, 16], czy światłowody aktywne [17]. Właściwości światłowodów mogą być modyfikowane nie tylko przez odpowiedni dobór materiałów i zmianę struktury poprzecznej, ale także przez modyfikację ich struktury wzdłużnej, np. przez skrócenie światłowodu wokół osi symetrii płaszcza, co sprawia, że do klasy światłowodów specjalnych należy zaliczyć również światłowody skrócone, które są głównym przedmiotem badań prowadzonych w ramach niniejszej rozprawy.

Koncepcja światłowodów skróconych jest rozwijana od 1979 roku, kiedy po raz pierwszy pokazano, że elastyczne skrócenie włókna wywołuje w nim aktywność optyczną. Zaproponowano wtedy możliwość wykorzystania skróconego światłowodu jako rotatora polaryzacji lub czujnika prądu bazującego na efekcie Faradaya [18, 19]. Czujnik Faradaya wykorzystujący światłowod elastycznie skrócony jest bardziej efektywny i odporny na zakłócenia dzięki temu, że dwójłomność kołowa indukowana skróceniem dodaje się z dwójłomnością indukowaną polem magnetycznym wokół przewodnika z prądem. Niedługo później wytworzono światłowod, w którym trwałe, nieelastyczne skrócenie uzyskano poprzez obrót preformy w trakcie procesu wyciągania [20]. Tak wprowadzone skrócenie nie generuje ścinających naprężeń, więc nie indukuje efektu elastooptycznego we włóknie. Co więcej, takie skrócenie powoduje obniżenie resztkowej dwójłomności liniowej i zmniejszenie polaryzacyjnej dyspersji modowej (ang. *polarization mode dispersion*, PMD), która ma degradujący wpływ na sygnały telekomunikacyjne, a także ogranicza wykorzystanie standardowych włókien jako czujników natężenia prądu. Jednak nadal brakowało rozwiązań umożliwiających wytworzenie włókna o dużej dwójłomności kołowej, porównywalnej z dwójłomnością liniową światłowodów utrzymujących polaryzację, która eliminowałaby niepożądane efekty spowodowane dwójłomnością liniową, generowaną na przykład przez zgięcia lub ciśnienie hydrostatyczne. Rozwiązanie z 1979 roku [18], polegające na elastycznym skróceniu włókna, nie umożliwiało uzyskania dostatecznie dużej dwójłomności kołowej ze względu na pękanie światłowodu przy silnych skróceniach [21].

W latach 1985–1986 opracowano światłowody o spiralnym rdzeniu (ang. *helical-core fibers*, HCFs), również wytworzone poprzez obrót preformy podczas procesu wyciągania. Zdecentrowany rdzeń uzyskano poprzez umiejscowienie pręta o wyższym współczynniku załamania przy wewnętrznej ścianie krzemionkowej preformy rurowej (ang. *hollow preform construction*) [22] lub w wywierconym otworze w krzemionkowej, stałej preformie (ang. *solid preform construction*) [23]. Takie światłowody miały dwójłomność kołową porównywalną do dwójłomności liniowej znanych światłowodów utrzymujących polaryzację (drogę zdudnień na poziomie kilku milimetrów) oraz zapewniały jednomodową propagację dla dużych rozmiarów rdzenia (nawet do częstości znormalizowanej $V = 25$), co jest szczególnie korzystne w zastosowaniach do laserów dużej mocy [24,25]. Ze względu na pochylenie rdzenia względem osi symetrii płaszcza praktyczne zastosowania światłowodów o spiralnym rdzeniu były utrudnione i wymagały dodatkowej obróbki światłowodu, aby umożliwić efektywne sprzęganie światła. W tym celu stosowano miejscowe zwięzanie włókna lub wyciągano początkową część włókna przy spowolnionym obrocie preformy [22, 23, 26], co lokalnie „prostowało” rdzeń. Zwięzanie skręconego włókna generuje jednak problemy w przypadku spawania z włóknami standardowymi, a wyciąganie włókna z wydłużonym okresem skręcenia na wejściu/wyjściu uniemożliwia jego późniejsze przecinanie na mniejsze odcinki.

Kolejnym krokiem w rozwoju technologii było skręcanie innych rodzajów włókien o bardziej złożonej strukturze. Pokazano, że skręcenie włókna typu *bow-tie* z dużą wbudowaną dwójłomnością liniową [27, 28] prowadzi do powstania włókna z dwójłomnością eliptyczną, która przy odpowiednim dobraniu stopnia skręcenia do istniejącej dwójłomności liniowej (pochodzenia naprężeniowego) może być niemalże kołowa. Takie włókno jest zatem odpowiednie do wykorzystania jako czujnik prądu, a centralne położenie rdzenia umożliwia efektywne wprowadzanie światła bez dodatkowych zabiegów. Kilka lat później, w celu uzyskania dwójłomności kołowej, zaproponowano dodanie pojedynczego elementu naprężeniowego obok centralnego rdzenia [29]. Ponownie zasugerowano wykorzystanie takiego włókna jako czujnika prądu oraz żyroskopu. W [30] pokazano włókno typu PANDA wyciągane z preformy obracającej się z powoli wzrastającą prędkością do konwersji między polaryzacją liniową a niemal kołową. Taki światłowód jest odpowiednikiem objętościowej płytki ćwierćfalowej działającej w szerokim zakresie spektralnym. W kolejnych latach badano skręcone podczas wyciągania włókna mikrostrukturalne z centralnie [31–34] lub niecentralnie [35] położonym rdzeniem, pod kątem ich dwójłomności [33, 35], redukcji PMD [31] i zmniejszonej/zwiększonej czułości na temperaturę/skręcenie [32, 34].

Innym kierunkiem rozwoju, obok skręcania światłowodów o różnych konstrukcjach, było poszukiwanie nowych metod skręcania włókien umożliwiających uzyskiwanie krótkich okresów skręcenia, nieosiągalnych poprzez obrót preformy. Adresując ten problem, zaproponowano metodę skręcania już nie poprzez obrót preformy, ale obrót samego włókna w trakcie procesu wyciągania za pomocą specjalnych wałków [36, 37].

Ze względu na periodyczną strukturę wzdłużną światłowody skręcone były badane także jako siatki długookresowe (ang. *chiral/helical fiber gratings*). Pierwszą realizacją takiej siatki, określoną jako *helical grating*, był światłowód owinięty miedzianym drutem o średnicy 180/250 μm [38]. Wykazano wtedy możliwość sprzężenia między modem podstawowym a modami pierwszego rzędu. Badano również sprzężenia w skręconych światłowodach dwumodowych [39]. Kilka lat później, w 2004 roku, określenie *chiral gratings* pojawiło się już w kontekście światłowodów skręconych miejscowo, nieelastycznie, z okresem submilimetrym [40]. Pokazano, że jednocześnie szybkie skręcanie światłowodu i jego ogrzewanie w miniaturowym piecu prowadzi

do trwałego skręcenia i, w zależności od okresu skręcenia, silnego sprzężenia do kopropagujących modów płaszczowych (okres skręcenia rzędu 100 μm , tzw. siatki dłukookresowe, ang. *chiral long-period gratings*, CLPGs) lub wypromieniowania jednej z kołowych polaryzacji (okres skręcenia poniżej 100 μm , tzw. siatki średniookresowe, *chiral intermediate-period gratings* CIPGs). Wkrótce zaproponowano inne metody wytwarzania chiralnych siatek dłukookresowych w już wytworzonych światłowodach, np. przy użyciu lasera CO_2 [41–46] lub palnika wodorowego [47]. Pokazano możliwość zastosowania takich siatek jako czujników, podobnie jak tradycyjnych siatek dłukookresowych [48], lub jako szerokopasmowych polaryzatorów. Ciekawym zastosowaniem skręconych siatek dłukookresowych jest generacja wirów optycznych na skutek sprzężenia modu podstawowego z modami wyższych rzędów. Omawiane w literaturze rozwiązania bazują głównie na rezonansowych sprzężeniach w standardowych kilkumodowych włóknach między modem podstawowym a modami wyższych rzędów [49–51] lub wysokostratnymi modami płaszczowymi [47]. W [52] zaproponowano specjalne włókno mikrostrukturalne o potrójnej symetrii rdzenia prowadzące wprawdzie mody o niecylicylnym kształcie, ale niosące orbitalny moment pędu (ang. *orbital angular momentum*, OAM). Jednak ze względu na wyjątkowość i użyteczność wirów optycznych, wciąż istnieje potrzeba poszukiwania nowych, stabilnych i szerokopasmowych metod generacji takich wiązek.

Specjalnym rodzajem skręconych siatek dłukookresowych są siatki typu *rocking-filter* (RF). Są to siatki umożliwiające konwersję między modami polaryzacyjnymi we włóknach dwójłomnych, dzięki lokalnym, okresowym obrotom osi dwójłomności włókna o niewielki kąt. Już w 1984 roku wykorzystano pomysł obrotu preformy w trakcie wyciągania dwójłomnego światłowodu do wytworzenia siatek tego typu [53]. W tym przypadku preforma nie rotowała z jednakową prędkością kątową przez cały proces, ale jej obrót był oscylujący. Wkrótce opracowano metody wytwarzania siatek polaryzacyjnych w wyciągniętych już włóknach różnych typów (w tym mikrostrukturalnych) poprzez naświetlanie wiązką UV [54, 55], naświetlanie wiązką lasera CO_2 [56–58] oraz z wykorzystaniem łuku elektrycznego [59].

Ze względu na swoje wyjątkowe cechy i szerokie, choć wciąż niewyczerpane, możliwości zastosowań światłowody skręcone są tematem niniejszej rozprawy doktorskiej. Prowadzone w ramach rozprawy badania skupiały się na udowodnieniu trzech tez dotyczących wpływu różnych sposobów skręcania włókien na ich parametry transmisyjne i metrologiczne, sformułowanych następująco:

Teza 1: *Lokalne skręcenie światłowodu dwójłomnego umożliwia konwersję międzymodową w grupie modów pierwszego rzędu, w szczególności generację modów wirowych.*

Teza 2: *Lokalna zmiana okresu skręcenia światłowodu o spiralnym rdzeniu poprawia efektywność wprowadzania do niego światła.*

Teza 3: *Skręcenie światłowodu typu side-hole na całej długości podczas procesu wyciągania umożliwia kształtowanie jego czułości na ciśnienie hydrostatyczne.*

Praca została podzielona na dziewięć rozdziałów. Rozdziały 2 i 3 mają charakter wprowadzający. W rozdziale 2 opisano różne typy dwójłomności światłowodów, w tym dwójłomność indukowaną naprężeniowo oraz dwójłomność wywołaną nieelastycznym skręceniem światłowodu, istotne w kontekście całej rozprawy. W rozdziale 3 przedstawiono podstawy stosowanej

metody numerycznego modelowania światłowodów skręconych, bazującej na formalizmie optyki transformacyjnej [60], umożliwiającej również modelowanie skręconych światłowodów o wbudowanej dwójłomności naprężeniowej [61]. Ponadto pokazano wyniki przykładowych symulacji numerycznych światłowodu o spiralnym rdzeniu oraz światłowodu skręconego o dwójłomności naprężeniowej, które stanowią wprowadzenie do analizowanych w dalszej części pracy zagadnień. W rozdziałach 4–8 zamieszczono opis badań realizowanych w ramach rozprawy oraz otrzymanych wyników, przy czym rozdziały 4–6 skupiają się na właściwościach modów pierwszego rzędu, natomiast 7 i 8 – na właściwościach modów podstawowych włókien skręconych w różny sposób.

W ramach rozprawy badano możliwość generacji wirów optycznych w światłowodach poprzez adiabaticzną konwersję modów własnych nieskręconego światłowodu o wbudowanej dwójłomności naprężeniowej do modów własnych takiego światłowodu po skręceniu. Pokazano, że taką konwersję można otrzymać w światłowodzie o gradientowym profilu skręcenia. Wysoka czystość polaryzacyjna i modowa wyjściowych wiązek wirowych o całkowitych momentach pędu ± 2 lub 0 została potwierdzona eksperymentalnie, a obserwacje eksperymentalne wyjaśniono przy pomocy symulacji numerycznych. Opis opracowanego procesu skręcenia światłowodów, wyników badań oraz obliczeń zostały zebrane w rozdziale 4.

W rozdziale 5 zaproponowano wykorzystanie wspomnianego wyżej konwertera modów do zbudowania światłowodowego źródła modów wirowych, działającego w trybie szerokopasmowym lub przestrajalnym. Opracowane źródło bazuje na połączeniu dwóch typów dwumodowych światłowodów o specyficznych właściwościach. Pierwszym z nich jest specjalnie zaprojektowany światłowód mikrostrukturalny, wykorzystany do generacji superkontinuum lub przestrajalnych solitonów Ramana o dużej czystości modowej i polaryzacyjnej w modach LP_{11} . Drugim włóknom jest komercyjny światłowód typu PANDA o gradientowo skręconym wyjściowym końcu, pozwalający na konwersję modów LP_{11} do modów wirowych o całkowitych momentach pędu ± 2 i 0 .

W rozdziale 6 pokazano możliwość wytworzenia siatek typu *rocking-filter* do rezonansowych sprzężeń między różnymi parami modów LP_{11} . Przeprowadzone w ramach rozprawy symulacje oraz eksperymenty wykazały, że można uzyskać efektywną konwersję zarówno między modami LP_{11} o ortogonalnych polaryzacjach i takim samym rozkładzie przestrzennym amplitudy, jak i między modami o takich samych polaryzacjach i ortogonalnych rozkładach przestrzennych amplitudy. Pokazano również, że z wykorzystaniem wytworzonych siatek można uzyskać łatwo przestrajalne cylindryczne wiązki wektorowe, w tym o azymutalnej lub radialnej polaryzacji.

W rozdziale 7 niniejszej rozprawy zaproponowano metodę zwiększenia efektywności sprzężenia światła między włóknom o spiralnym rdzeniu (HCF) a włóknom standardowym, polegającą na częściowym odkręceniu włókna HCF z wykorzystaniem palnika wodorowego. Zaproponowana metoda pozwoliła na dziesięciokrotne zwiększenie efektywności sprzężenia światła między takimi włóknomi oraz zwiększenie kontroli nad pobudzaniem modów przestrzennych.

Przedmiotem badań przedstawionych w rozdziale 8 była polarymetryczna czułość skręconych włókien typu *side-hole* na ciśnienie oraz ich czułość w pomiarach rozłożonych, bazujących na rozpraszaniu Rayleigha i modulacji długości fali źródła światła (OFDR), która była badana niezależnie dla obu polaryzacyjnych modów własnych. Eksperymentalnie pokazano, że polarymetryczna czułość na ciśnienie w badanych włóknom maleje wraz ze skracaniem okresu skręcenia. Rozłożone pomiary czułości na ciśnienie włókien skręconych typu *side-hole* wykazały, że dla jednego modu polaryzacyjnego następuje spadek tej czułości w funkcji stopnia skręcenia, podczas gdy dla drugiego modu polaryzacyjnego następuje wzrost czułości.

Wyniki zaprezentowane w rozprawie zostały częściowo opublikowane w pięciu artykułach w czasopismach z listy filadelfijskiej [62–66], a także były prezentowane na konferencjach krajowych oraz międzynarodowych. Wykaz dorobku Autorki rozprawy znajduje się na stronie 115 niniejszej rozprawy.

Rozdział 2

Rodzaje światłowodów dwójłomnych

Degeneracja modów podstawowych, HE_{11}^x oraz HE_{11}^y , zachodzi tylko w przypadku światłowodu jednomodowego o idealnie osiowej symetrii. Rzeczywiste włókna światłowodowe wykazują jednak odstępstwa od tej symetrii wynikające z niedoskonałości procesu wytwarzania, takie jak deformacje rdzenia, jego decentracja względem płaszcza lub niejednorodny rozkład naprężeń. Ponadto czynniki środowiskowe, takie jak naprężenia spowodowane zgięciem lub skręceniem włókna, a także gradienty temperatury, również znoszą osiową symetrię włókien. Takie perturbacje struktury światłowodu powodują, że jego mody podstawowe mogą mieć różne stany polaryzacji (mogą być spolaryzowane liniowo, kołowo lub eliptycznie, zawsze ortogonalnie względem siebie) i propagować z różnymi prędkościami fazowymi (stałymi propagacji). W konsekwencji światłowod może być traktowany jako ośrodek dwójłomny, o typie dwójłomności określonej stanem polaryzacji podstawowych modów własnych [67, 68]. Dwójłomność włókna, rozumiana jako różnica efektywnych współczynników załamania ortogonalnie spolaryzowanych modów podstawowych, jest wtedy wyrażana wzorem:

$$\Delta n_{eff} = \frac{\beta_s - \beta_f}{k} = n_{eff}^s - n_{eff}^f, \quad (2.1)$$

gdzie β_s, β_f oznaczają stałe propagacji modów o odpowiednio większym i mniejszym efektywnym współczynniku załamania n_{eff} , natomiast k to liczba falowa równa $2\pi/\lambda$, gdzie λ to długość fali w próżni. Efektywne współczynniki załamania oraz dwójłomność są w ogólności dyspersyjne, tj. zależą od długości fali, co ma duże znaczenie w propagacji impulsów. Z tego powodu definiuje się również grupową dwójłomność, jako różnicę grupowych efektywnych współczynników załamania modów polaryzacyjnych:

$$\Delta N_{eff} = N_{eff}^s - N_{eff}^f = \Delta n_{eff} - \lambda \frac{d\Delta n_{eff}}{d\lambda}. \quad (2.2)$$

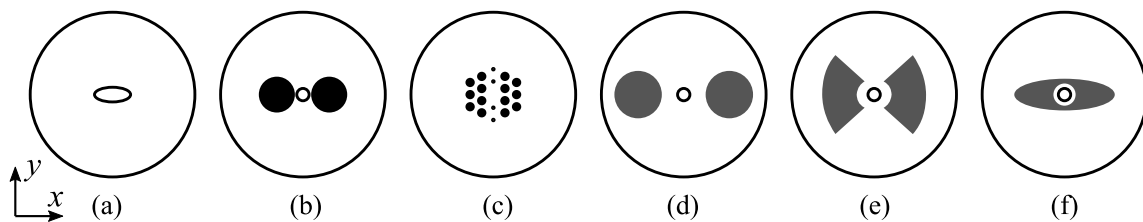
Przy pobudzeniu dwóch modów na wejściu światłowodu dwójłomnego wypadkowy stan polaryzacji ewoluuje wzdłuż włókna. Wynika to z dodawania ortogonalnych wektorów pola elektrycznego w różnych fazach, przyrastających proporcjonalnie do przebytej drogi. Charakterystyczna droga, po której stan polaryzacji się odtwarza (różnica faz między modami zmienia się o 2π), nazywana jest drogą zdudnień (ang. *beat length*) i zależy od dwójłomności Δn_{eff} i długości fali λ :

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n_{eff}}. \quad (2.3)$$

W standardowych włóknach jednomodowych, nominalnie niedwójłomnych, istnieje resztkowa dwójłomność zmieniająca się wzdłuż włókna, zarówno pod względem jej wartości, jak i stanu polaryzacji modów własnych. Wynika to z losowego charakteru perturbacji struktury światłowodu. Z tego powodu mody mieszają się w trakcie propagacji (nie jest możliwe utrzymanie jednego modu na całej długości włókna) i wypadkowy stan polaryzacji również zmienia się losowo i zależy od długości fali. Wywołane w ten sposób czasowe poszerzenie impulsu, nazywane polaryzacyjną dyspersją modową (PMD), jest czynnikiem ograniczającym m.in. szybkość przesyłania danych w światłowodowych systemach telekomunikacyjnych. Sprzęganie między modami jest najsilniejsze, gdy okres działania czynnika perturbującego cylindryczną symetrię włókna jest porównywalny z drogą zdudnień. Jednakże jest możliwe wytworzenie włókien, w których stan polaryzacji propagowanego sygnału jest zachowany na dużej odległości. Jednym ze sposobów jest wytworzenie światłowodu o niemal idealnie osiowej symetrii, co uzyskuje się poprzez poprawę precyzji procesu technologicznego oraz wyciąganie światłowodu z obracającej się preformy [20]. Są to tzw. światłowody o obniżonej dwójłomności (ang. *low-birefringence fibers*, LB), której wartość jest rzędu 10^{-8} lub mniej. Innym rozwiązaniem jest celowe wprowadzenie dużej dwójłomności rzędu 10^{-4} (ang. *high-birefringence fibers*, HB), dzięki której niewielkie perturbacje nie zmieniają polaryzacji pobudzonego modu [67, 68]. W zależności od struktury włókna HB jego mody własne, propagujące z różnymi prędkościami fazowymi, mogą być spolaryzowane liniowo, kołowo lub eliptycznie.

2.1 Światłowody dwójłomne liniowo

Intencjonalna dwójłomność liniowa, wprowadzana na etapie wytwarzania włókna, może być pochodzenia geometrycznego lub naprężeniowego. W obu przypadkach, aby zagwarantować liniową polaryzację modów własnych niezależną od długości fali, struktura włókna musi mieć dwupłaszczyznową symetrię. Typowe konstrukcje włókien liniowo dwójłomnych przedstawiono schematycznie na rys. 2.1. Dwójłomność pochodzenia geometrycznego spowodowana jest najczęściej eliptycznym kształtem rdzenia lub odpowiednim rozłożeniem elementów strukturalnych, takich jak pojedyncze kanały powietrzne po dwóch stronach rdzenia (światłowody typu *side-hole* [69]), czy mikrostruktura o dwóch płaszczyznach symetrii [70]. Z kolei dwójłomność pochodzenia naprężeniowego jest spowodowana różnicą naprężeń głównych w obszarze rdzenia ($\sigma_1 \neq \sigma_2$). Taki efekt można wywołać poprzez rozmieszczenie symetrycznie po dwóch stronach rdzenia elementów naprężających (ang. *stress-applying parts*, SAPs) lub eliptycznego płaszcza wewnętrznego. Elementy naprężające są zbudowane z krzemionki domieszkowanej materiałem o innym współczynniku rozszerzalności termicznej (np. B_2O_3) w stosunku do krzemionkowego płaszcza. Z tego



Rys. 2.1: Schematyczne przekroje typowych włókien dwójłomnych liniowo: z eliptycznym rdzeniem (a), z dwoma kanałami powietrznymi (b), z mikrostrukturą o dwupłaszczyznowej symetrii (c), typu PANDA (d), typu *bow-tie* (e), z eliptycznym wewnętrznym płaszczem (f). Czarnym kolorem oznaczono kanały powietrzne, szarym – elementy naprężające. *Rysunek na podstawie:* [14, 70, 71].

powodu, podczas chłodzenia włókna w czasie wyciągania, SAPs znacznie się kurczą i indukują niesymetryczne naprężenia ($\sigma_1 \neq \sigma_2$). Zazwyczaj silne rozciągające naprężenia (dodatnie) są indukowane wzdłuż osi x , a ściskające (ujemne) – w kierunku y , kiedy SAPs są rozłożone wzdłuż osi x [14, 71].

Naprężenia i odkształcenia wywołują zmianę właściwości optycznych szkieł, z których wykonany jest światłowod. Wynika to wprost ze zmiany położenia molekuł względem siebie i ich polaryzowalności [72]. Zmiana właściwości optycznych ośrodka pod wpływem naprężeń jest nazywana efektem piezooptycznym, natomiast pod wpływem odkształceń – efektem elastoptycznym. Zjawiska te są równoważne, jako że naprężenia i odkształcenia wiąże prawo Hooke’a, które można zapisać następująco:

$$\gamma_i = \sum_j s_{ij} \sigma_j, \quad (2.4)$$

gdzie γ_i , σ_j są odpowiednio elementami tensorów odkształceń i naprężeń, s_{ij} – elementami tensora podatności elastycznej ośrodka, który dla ośrodka izotropowego wyraża się:

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E} & -\frac{\nu}{E} & -\frac{\nu}{E} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu}{E} & \frac{1}{E} & -\frac{\nu}{E} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu}{E} & -\frac{\nu}{E} & \frac{1}{E} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\nu)}{E} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\nu)}{E} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\nu)}{E} \end{bmatrix}, \quad (2.5)$$

przy czym E oznacza moduł Younga, ν – liczbę Poissona.

Mimo że tensor naprężeń (odpowiednio odkształceń) jest w ogólności macierzą 3×3 i ma 9 składowych, ze względu na jego symetrię ($\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$, itd.) niezależnych jest tylko 6 z nich. Elementy diagonalne tensora $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$ reprezentują naprężenia normalne, natomiast elementy pozadiagonalne ($\sigma_{yz}, \sigma_{xz}, \sigma_{xy}$) – naprężenia ścinające. Indeksy $i, j = 1..6$ odpowiadają kolejnym kierunkom: xx, yy, zz, yz, zx, xy :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix}. \quad (2.6)$$

Pod wpływem naprężeń (lub odpowiadających im odkształceń), tensor względnej przenikalności elektrycznej, reprezentujący optyczne właściwości ośrodka, ulega zmianie, a zmiana elementu odwrotnego tensora przenikalności ΔB_i wyraża się wzorem [73]:

$$\Delta B_i = (\tilde{\epsilon}^{-1})_i - (\epsilon^{-1})_i = \sum_j q_{ij} \sigma_j = \sum_j p_{ij} \gamma_j, \quad (2.7)$$

gdzie $\tilde{\epsilon}^{-1}, \epsilon^{-1}$ są odwrotnymi tensorami względnej przenikalności elektrycznej odpowiednio ośrodka zdeformowanego (naprężonego) i niezdeformowanego (nienaprężonego), natomiast $p_{ij}(q_{ij})$ to elementy tensora elastooptycznego (piezooptycznego) ośrodka. W przypadku ośrodka izotropowego, tensor elastooptyczny wyraża się tylko przez dwa niezależne współczynniki p_{11} i p_{12} [73]:

$$\mathbf{p} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

Przy braku naprężeń ścinających w kierunku z oraz przyjęciu, że kwadraty poprawek ΔB_i są pomijalnie małe, można pokazać, że poprawki do tensora względnej przenikalności elektrycznej wynikające z odkształceń wyrażają się następująco:

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_{xx} &= -\epsilon^2(p_{11}\gamma_{xx} + p_{12}(\gamma_{yy} + \gamma_{zz})) \\ \Delta\epsilon_{yy} &= -\epsilon^2(p_{11}\gamma_{yy} + p_{12}(\gamma_{yy} + \gamma_{xx})) \\ \Delta\epsilon_{zz} &= -\epsilon^2(p_{11}\gamma_{zz} + p_{12}(\gamma_{xx} + \gamma_{yy})) \\ \Delta\epsilon_{xy} &= -0.5\epsilon^2(p_{11} - p_{12})\gamma_{xy} \end{aligned} \quad (2.9)$$

gdzie ϵ reprezentuje względną przenikalność elektryczną izotropowego materiału nienaprężonego. Po zastosowaniu prawa Hooke'a, poprawki do tensora względnej przenikalności elektrycznej można wyrazić także w funkcji naprężeń [71]:

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_{xx} &= 2n_0(C_1\sigma_{xx} + C_2(\sigma_{yy} + \sigma_{zz})) \\ \Delta\epsilon_{yy} &= 2n_0(C_1\sigma_{yy} + C_2(\sigma_{yy} + \sigma_{xx})) \\ \Delta\epsilon_{zz} &= 2n_0(C_1\sigma_{zz} + C_2(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})) \\ \Delta\epsilon_{xy} &= 2n_0(C_1 - C_2)\sigma_{xy} \end{aligned} \quad (2.10)$$

przy czym $n_0 = \sqrt{\epsilon}$ jest współczynnikiem załamania materiału nienaprężonego, a C_1, C_2 są stałymi piezooptycznymi i wiążą się ze stałymi elastooptycznymi w następujący sposób [74]:

$$\begin{aligned} C_1 &= -\frac{n_0^3}{2E}(p_{11} - 2p_{12}\nu) \\ C_2 &= -\frac{n_0^3}{2E}((1 - \nu)p_{12} - p_{11}\nu) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ostatecznie, tensor przenikalności elektrycznej światłowodu naprężonego (odkształconego) można przedstawić w następujący sposób:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + \Delta\epsilon = \begin{bmatrix} n_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_0^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_0^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{xx} & \Delta\epsilon_{xy} & 0 \\ \Delta\epsilon_{xy} & \Delta\epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\epsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

Naprężenia (odkształcenia) obecne w światłowodzie mogą mieć w ogólności skomplikowany rozkład przestrzenny, w zależności od konstrukcji światłowodu i działającego czynnika perturbu-

jącego. Znając rozkład naprężeń (odkształceń) i w konsekwencji poprawek do tensora względnej przenikalności elektrycznej $\Delta\epsilon(x, y, z)$, można wyznaczyć zmianę dwójłomności modowej włókna, wykorzystując standardowe metody numeryczne.

2.2 Światłowody dwójłomne kołowo

W przypadku perturbacji struktury włókna, która ma symetrię helikoidalną (np. poprzez skrócenie), jego mody własne stają się kołowo spolaryzowane, co oznacza, że takie włókno wykazuje dwójłomność kołową. Włókna tego rodzaju prowadzą kołowo spolaryzowane mody własne o różnych stałych propagacji i kątach eliptyczności równych -45° dla polaryzacji lewoskrętnej i $+45^\circ$ dla polaryzacji prawoskrętnej.

Pierwszą realizacją światłowodu dwójłomnego kołowo był standardowy światłowód jednorodny o symetrii cylindrycznej, który został elastycznie skrócony. Elastyczne skrócenie indukuje we włóknie efekt elastoptyczny [18]. Tensor takiego typu odkształcenia ma dwie niezerowe składowe, $\gamma_{yz} = 2\pi x/\Lambda$ i $\gamma_{zx} = -2\pi y/\Lambda$, gdzie Λ jest okresem skrócenia. Na podstawie równania (2.7) można pokazać, że korekta tensora przenikalności elektrycznej wywołana elastycznym skróceniem wyraża się w następujący sposób:

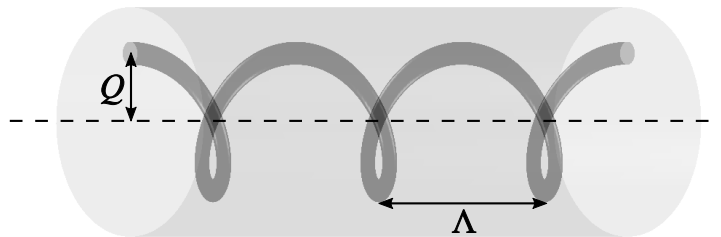
$$\Delta\epsilon = n_0^4(p_{11} - p_{12})\frac{\pi}{\Lambda} \begin{bmatrix} 0 & 0 & y \\ 0 & 0 & -x \\ y & -x & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

Korzystając z teorii modów sprzężonych, można pokazać, że w elastycznie skróconym światłowodzie mody własne są kołowo spolaryzowane, a dwójłomność włókna wyraża się wzorem [18]:

$$\Delta n_c = -n_0^2(p_{11} - p_{12})\frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (2.14)$$

Kołowa dwójłomność indukowana przez elastyczne skrócenie włókna jest nietrwała, tj. znika po wyprostowaniu włókna, i nie osiąga dużych wartości ze względu na pękanie szkła przy silniejszych skróceniach [21].

Indukowanie trwałej dwójłomności kołowej jest możliwe poprzez wytworzenie spiralnego rdzenia już na etapie wyciągania włókna, rys. 2.2. Taki kształt rdzenia uzyskuje się poprzez wyciąganie światłowodu z obracającej się preformy, w której rdzeń znajduje się poza osią symetrii płaszczka [26]. Mody w spiralnym rdzeniu poruszają się efektywnie wolniej wzdłuż osi z ze względu na fakt, że na tę samą długość światłowodu przypada większa długość rdzenia niż w nieskróconym światłowodzie. Na podstawie prostych zależności geometrycznych można poka-



Rys. 2.2: Światłowód kołowo dwójłomny o spiralnym rdzeniu.

zać, że efektywny współczynnik załamania modów w światłowodzie o spiralnym rdzeniu zależy następująco od parametrów spirali:

$$n_{eff}^{\Lambda} = n_{eff}^{\Lambda=\infty} \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi Q}{\Lambda}\right)^2}, \quad (2.15)$$

gdzie $n_{eff}^{\Lambda=\infty}$ to efektywny współczynnik załamania modu w analogicznym światłowodzie nieskręconym, Q – przesunięcie osi symetrii rdzenia względem osi symetrii płaszcza, Λ – okres skręcenia włókna. Dwójłomność światłowodu o spiralnym rdzeniu w kartezjańskim (laboratoryjnym) układzie odniesienia wyraża się następującym wzorem:

$$\Delta n_c = \frac{2\lambda(S - \Lambda)}{S\Lambda}, \quad (2.16)$$

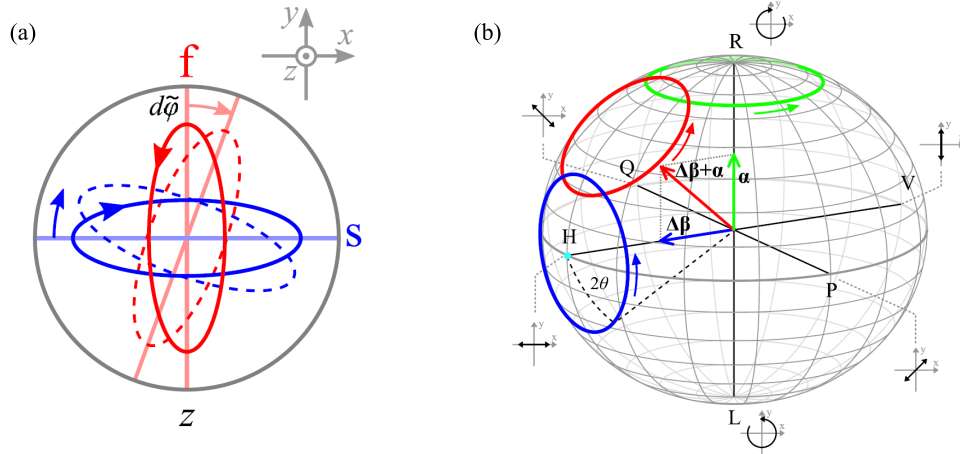
gdzie S jest długością spirali przypadającej na jeden skok spirali. Inną konsekwencją wynikającą z zakrzywionego rdzenia są zwiększone straty dla modów wyższych rzędów, dzięki czemu w takim włóknie znormalizowana częstość odcięcia modu pierwszego rzędu przyjmuje znacznie większe wartości niż w światłowodach standardowych.

Dwójłomność kołową można też uzyskać w niedwójłomnym włóknie mikrostrukturalnym o symetrii heksagonalnej poprzez jego skręcenie podczas wyciągania [75]. W przypadku standardowego włókna jednomodowego o nominalnie cylindrycznej symetrii skręcenie podczas wyciągania powoduje zmniejszenie jego resztkowej dwójłomności. Natomiast, jak pokazano symulacyjnie i eksperymentalnie w [75], w przypadku niedomieszkowanego włókna mikrostrukturalnego o symetrii heksagonalnej, z założenia niedwójłomnego, skręcenie powoduje indukowanie dwójłomności kołowej, która rośnie wraz ze wzrostem stopnia skręcenia. Efekt ten jest skutkiem oddziaływania modów z kanałami powietrznymi o spiralnym kształcie.

2.3 Światłowody dwójłomne eliptycznie

Jeśli w ośrodku optycznym indukowana jest jednocześnie dwójłomność liniowa i kołowa, taki ośrodek staje się dwójłomny eliptycznie. W przypadku światłowodów trwałą dwójłomność eliptyczną można uzyskać poprzez nieelastyczne skręcenie włókien z wbudowaną dwójłomnością liniową, np. typu *bow-tie* [27, 28] lub *side-hole* [33]. Jednak należy zwrócić uwagę na fakt, że w takim światłowodzie kierunki osi dwójłomności liniowej obracają wzdłuż długości włókna [76]. Z tego powodu, w układzie odniesienia związanym z laboratorium, elipsy reprezentujące stany polaryzacji modów takiego światłowodu również zmieniają swoje orientacje zgodnie z obrotem osi dwójłomności liniowej, rys. 2.3(a). Analiza takiego światłowodu jest zatem bardziej skomplikowana niż typowego ośrodka eliptycznie dwójłomnego, ze stałym kierunkiem osi dwójłomności liniowej. Dlatego też światłowody skręcone z wbudowaną dwójłomnością liniową wygodniej jest analizować w helikoidalnym układzie współrzędnych, którego osie obracają się wraz z osiami dwójłomności liniowej światłowodu. W takim obracającym się układzie odniesienia mody własne światłowodu są eliptycznie spolaryzowane – mają stały azymut i kąt eliptyczności. Kąt eliptyczności θ zależy od liniowej drogi zdudnień L_{bl} , wynikającej z dwójłomności liniowej oraz okresu skręcenia Λ :

$$\theta = \pm \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{2L_{bl}}{\Lambda}\right). \quad (2.17)$$



Rys. 2.3: Obrót azymutu eliptycznie spolaryzowanych modów własnych skręconego światłowodu z wbudowaną dwójłomnością liniową w laboratoryjnym układzie odniesienia (a). Superpozycja dwójłomności liniowej (niebieski) i kołowej (zielony) przedstawiona na sferze Poincarégo w układzie odniesienia związanym ze skręconym włóknom, która prowadzi do powstania eliptycznie spolaryzowanych modów własnych (czerwony) (b). *Źródło rysunku:* [76]

Im silniej skręcony jest światłowód i/lub mniejsza jest dwójłomność liniowa, tym bardziej polaryzacja modów własnych zbliża się do kołowej, tj. eliptyczność stanów własnych jest bliższa $\pm 45^\circ$.

Dwójłomność eliptyczną w układzie helikoidalnym można wyrazić jako superpozycję dwójłomności liniowej i kołowej (rys. 2.3(b)) [33, 76]:

$$\Delta n'_e = \sqrt{\Delta n_l^2 + \Delta n_c^2}, \quad (2.18)$$

gdzie Δn_l jest liniową składową dwójłomności dla analogicznego światłowodu nieskręconego, natomiast Δn_c – kołową składową dwójłomności w helikoidalnym układzie współrzędnych związanym z włóknom nieelastycznie skręconym:

$$\Delta n_c = \frac{\lambda}{L_{bc}} = \frac{2\lambda}{\Lambda}. \quad (2.19)$$

Powyższa zależność może być wyjaśniona w sposób intuicyjny. Nieelastyczne skręcenie światłowodu o idealnie cylindrycznej symetrii nie wprowadza żadnej dwójłomności w układzie współrzędnych związanym z laboratorium. Oznacza to, że wprowadzony liniowy stan polaryzacji propaguje w takim światłowodzie bez zmiany. W układzie helikoidalnym obracającym się tak, jak skręcony został światłowód, następuje obrót wprowadzonego liniowego stanu polaryzacji wzdłuż drogi propagacji, co sugeruje istnienie kołowej dwójłomności (wynikiem interferencji kołowych stanów polaryzacji ze zmienną różnicą faz jest obracający się liniowy stan polaryzacji). Droga, po której nastąpi obrót azymutu liniowej polaryzacji o 2π , jest równa okresowi skręcenia światłowodu Λ , który z kolei jest równy podwojonej drodze zdudnień L_{bc} dla modów o polaryzacji kołowej [33].

Dwójłomność kołowa może być również wyznaczona przez analizę pola elektrycznego modów hybrydowych przy zmianie układu odniesienia z kartezjańskiego na helikoidalny [77]. Zmiana układu odniesienia znosi degenerację modów polaryzacyjnych lewo- i prawoskrętnych, których

efektywne współczynniki załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych wyrażają się w następujący sposób:

$$n'_{eff} = n_{eff} - jA \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (2.20)$$

gdzie n_{eff} to efektywny współczynnik załamania modów zdegenerowanych w kartezjańskim układzie współrzędnych, j – liczba opisująca całkowity moment pędu modu, A – współczynnik skręcenia wyrażający się następującym wzorem:

$$A = \pm \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (2.21)$$

gdzie Λ – okres skręcenia światłowodu. A jest dodatnie dla osi światłowodu obracających się zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara wzdłuż osi z zwróconej w stronę obserwatora. Liczba opisująca całkowity moment pędu j (ang. *total angular momentum*), pojawiająca się w równaniu (2.20), jest sumą liczb spinowej i orbitalnej: $j = s + l$, proporcjonalnych do spinowego i orbitalnego momentu pędu modu. Orbitalny moment pędu (ang. *orbital angular momentum*, OAM) jest związany z rotacją frontu falowego, lub inaczej – z ładunkiem topologicznym niesionym przez mod, natomiast spinowy moment pędu – z kołową polaryzacją (ang. *spin angular momentum*, SAM). OAM wiązki światła wynosi $l\hbar$ na foton, gdzie $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ dla wiązek których faza w przekroju zmienia się w sposób ciągły zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara (z punktu widzenia obserwatora) o $2\pi l$. SAM jest równy $s\hbar$ na foton, gdzie s wynosi 0 dla polaryzacji liniowej, +1 dla polaryzacji kołowej lewoskrętnej i –1 dla polaryzacji kołowej prawoskrętnej, przy czym skrętność polaryzacji jest określona kierunkiem obrotu wektora pola elektrycznego w czasie z punktu widzenia obserwatora (odpowiednio przeciwnie i zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara) [78]. Dla polaryzacji eliptycznej $0 < |s| < 1$. W dalszej części pracy liczby j , l i s są określane w skrócie całkowitym, orbitalnym i spinowym momentem pędu.

Z równania (2.20) wynika, że dwójłomność kołowa modów wyższych rzędów zależy w ogólności od ich całkowitych momentów pędu i wyraża się następującym wzorem:

$$\Delta n_c = j \frac{2\lambda}{\Lambda}. \quad (2.22)$$

W pomiarach prowadzonych w układzie laboratoryjnym istotna jest dwójłomność wyrażona w kartezjańskim układzie współrzędnych. Można ją wyznaczyć przez odpowiednią korektę równania (2.18) [27]:

$$\Delta n_e = \sqrt{\Delta n_l^2 + \Delta n_c^2} - \Delta n_c. \quad (2.23)$$

Z równania (2.18) wynika, że w układzie helikoidalnym dwójłomność eliptyczna rośnie wraz ze zwiększeniem stopnia skręcenia światłowodu. Przeciwnie natomiast, dwójłomność eliptyczna w układzie kartezjańskim zmniejsza się przy zwiększaniu składowej kołowej dwójłomności, o czym świadczy ujemny znak pochodnej:

$$\frac{\partial \Delta n_e}{\partial \Delta n_c} = \frac{n_c}{\sqrt{\Delta n_l^2 + \Delta n_c^2}} - 1 < 0. \quad (2.24)$$

Rozdział 3

Modelowanie propagacji fali elektromagnetycznej w światłowodach skręconych

Do projektowania światłowodów o pożądanym cechach oraz lepszemu rozumieniu wyników eksperymentalnych przydatna jest znajomość rozkładów pól elektrycznych i stałych propagacji dla poszczególnych modów. W przypadku światłowodów standardowych o cylindrycznej symetrii i skokowym profilu współczynnika załamania te parametry można wyznaczyć analitycznie [71, 79], rozwiązując równanie falowe. Dla światłowodów o bardziej skomplikowanej geometrii, w tym światłowodów skręconych [18], często stosuje się metody perturbacyjne. Zakładają one, że mody światłowodu zaburzonego, odbiegającego właściwościami od światłowodu cylindrycznego, można wyrazić jako superpozycję modów światłowodu niezaburzonego, idealnego. Superpozycja jest opisana odpowiednimi współczynnikami sprzężenia, które można wyznaczyć na podstawie zaburzenia, czyli korekty tensora przenikalności elektrycznej $\Delta\epsilon$. Jednakże taka metoda jest przybliżona i można ją stosować pod warunkiem, że zaburzenie jest niewielkie ($|\Delta\epsilon| \ll 1$). Dokładniejsze rezultaty można osiągnąć stosując metody numeryczne, takie jak metoda elementów skończonych (ang. *finite element method*, FEM) [80]. Polega ona na odwzorowaniu geometrii analizowanego obiektu, np. światłowodu, i jej podziale na dyskretne elementy, które tworzą siatkę. Równanie różniczkowe opisujące analizowane zagadnienie (w przypadku światłowodów jest to równanie falowe) jest rozwiązywane w punktach łączących elementy siatki, tzw. węzłach. Dla wszystkich węzłów w obszarze obliczeniowym uzyskuje się układ równań, który jest rozwiązywany numerycznie z zachowaniem zadanych warunków brzegowych, a wartości pola pomiędzy punktami są aproksymowane. Dzięki możliwości zagęszczania siatki odpowiednio dla analizowanej struktury rozwiązania numeryczne mogą być bardzo dokładne i zbieżne do rozwiązań analitycznych. W przypadku standardowych światłowodów, zachowujących niezmienniczość po osi z (wzdłuż kierunku propagacji), symulacje są przeprowadzane na modelu dwuwymiarowym, reprezentującym przekrój światłowodu lub jego część, co znacząco skraca czas obliczeń [81, 82].

W przypadku światłowodów skręconych niezmienniczość po osi z nie jest zachowana i jest to cecha implikująca wyjątkowe właściwości tych światłowodów. Z tego powodu niepoprawnym byłoby stosowanie standardowych modeli dwuwymiarowych w metodzie FEM, natomiast obliczenia na modelach trójwymiarowych byłyby nieefektywne czasowo. Rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie formalizmu optyki transformacyjnej [60], który wykorzystuje niezmienniczość równań Maxwella do przedstawienia transformacji przestrzeni jako równoważnej zmiany właściwości optycznych ośrodka. Z pomocą tego formalizmu możliwe jest przeprowadzenie symulacji we wspomnianym już helikoidalnym układzie współrzędnych, w którym geometria skręconego

światłowodu jest niezmiennicza po osi z i może być przedstawiona za pomocą dwuwymiarowego modelu.

3.1 Formalizm optyki transformacyjnej

Zgodnie z formalizmem optyki transformacyjnej zmiana układu współrzędnych z układu (x, y, z) do układu (x', y', z') jest równoważna zmianie właściwości optycznych ośrodka, tj. tensora względnej przenikalności elektrycznej ϵ i magnetycznej μ , co opisują równania [60]:

$$\begin{aligned}\epsilon' &= \frac{\mathbf{J}^{-1} \epsilon \mathbf{J}^{-T}}{\det(\mathbf{J}^{-1})} \\ \mu' &= \frac{\mathbf{J}^{-1} \mu \mathbf{J}^{-T}}{\det(\mathbf{J}^{-1})},\end{aligned}\quad (3.1)$$

gdzie \mathbf{J} jest macierzą Jakobiego, której odwrotność jest wyrażona w następujący sposób:

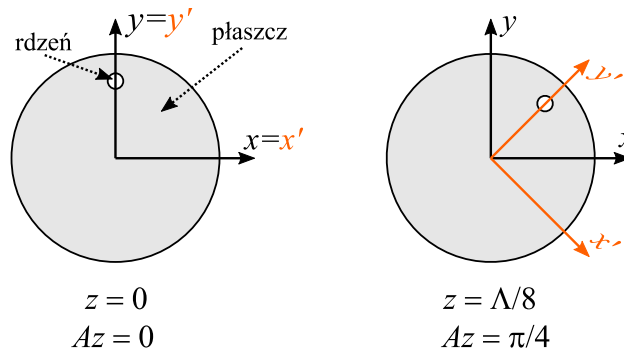
$$\mathbf{J}^{-1} = \left(\frac{\partial(x, y, z)}{\partial(x', y', z')} \right)^{-1} = \frac{\partial(x', y', z')}{\partial(x, y, z)}.\quad (3.2)$$

Relacje między współrzędnymi układu obracającego się wraz z osiami skręconego światłowodu, nazywanego helikoidalnym (x', y', z') , a współrzędnymi układu kartezjańskiego (x, y, z) są opisane zależnościami:

$$\begin{cases} x' = x \cos(Az) - y \sin(Az) \\ y' = x \sin(Az) + y \cos(Az) \\ z' = z \end{cases}, \quad (3.3)$$

gdzie A jest współczynnikiem skręcenia zależnym od okresu obrotu układu współrzędnych (x', y', z') , czyli okresu skręcenia światłowodu, równanie (2.21), rys. 3.1. Odwrotność macierzy Jakobiego w tym przypadku wyraża się w następujący sposób:

$$\mathbf{J}^{-1} = \begin{bmatrix} \cos(Az) & -\sin(Az) & -Ax \sin(Az) - Ay \cos(Az) \\ \sin(Az) & \cos(Az) & Ax \cos(Az) - Ay \sin(Az) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(Az) & -\sin(Az) & -Ay' \\ \sin(Az) & \cos(Az) & Ax' \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$



Rys. 3.1: Transformacja układu współrzędnych w celu uzyskania niezmienniczości geometrii światłowodu o spiralnym rdzeniu wzdłuż osi z .

a jej wyznacznik $\det(\mathbf{J}^{-1}) = 1$. Pomimo tego, że Jakobian zależy od trzeciej współrzędnej $z = z'$, można zauważyć, że dla materiałów izotropowych, w których tensory względnej przenikalności elektrycznej i magnetycznej są skalarami ϵ i μ , równania (3.1) można przedstawić następująco:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\epsilon}' &= \epsilon \frac{\mathbf{J}^{-1} \mathbf{J}^{-T}}{\det(\mathbf{J}^{-1})} = \epsilon \mathbf{T}^{-1} \\ \boldsymbol{\mu}' &= \mu \frac{\mathbf{J}^{-1} \mathbf{J}^{-T}}{\det(\mathbf{J}^{-1})} = \mu \mathbf{T}^{-1},\end{aligned}\tag{3.5}$$

gdzie macierz \mathbf{T}^{-1} :

$$\mathbf{T}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 + A^2 y'^2 & -A^2 x' y' & -A y' \\ -A^2 x' y' & 1 + A^2 x'^2 & A x' \\ -A y' & A x' & 1 \end{bmatrix}\tag{3.6}$$

zależy już tylko od współrzędnych x' i y' helikoidalnego układu odniesienia. W związku z tym układ helikoidalny w połączeniu ze zmodyfikowanymi tensorami względnej przenikalności elektrycznej i magnetycznej (3.5) może być wykorzystany do symulacji metodą FEM dla dwuwymiarowego modelu światłowodu skręconego. Należy jednak zwrócić uwagę, że wzory (3.5) i (3.6) zostały wyprowadzone przy założeniu, że światłowod jest zbudowany z materiałów izotropowych. Wyklucza to ich użycie np. do symulacji skręconych światłowodów z dwójłomnością naprężeniową.

Problem ten został rozwiązany w [61]. Pokazano, że macierz \mathbf{J}^{-1} można zapisać jako:

$$\begin{aligned}\mathbf{J}^{-1} &= \begin{bmatrix} \cos(Az) & -\sin(Az) & -A y' \\ \sin(Az) & \cos(Az) & A x' \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -A y' \\ 0 & 1 & A x' \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(Az) & -\sin(Az) & 0 \\ \sin(Az) & \cos(Az) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & -A y' \\ 0 & 1 & A x' \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{R}(Az),\end{aligned}\tag{3.7}$$

gdzie \mathbf{R} jest macierzą obrotu. Podstawiając powyższe wyrażenie do ogólnego wzoru (3.1), można zapisać tensor względnej przenikalności elektrycznej w danym punkcie przekroju w helikoidalnym układzie współrzędnych w następujący sposób:

$$\boldsymbol{\epsilon}' = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -A y' \\ 0 & 1 & A x' \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \mathbf{R}(Az) \boldsymbol{\epsilon} \mathbf{R}(-Az) \begin{bmatrix} 1 & 0 & -0 \\ 0 & 1 & 0 \\ -A y' & A x' & 1 \end{bmatrix},\tag{3.8}$$

gdzie tensor $\boldsymbol{\epsilon}$ opisuje względną przenikalność elektryczną anizotropowego ośrodka w tym samym punkcie, wyrażoną w kartezjańskim układzie współrzędnych. Transformację tensora względnej przenikalności elektrycznej dla danego punktu wynikającą z obrotu osi światłowodu wzdłuż osi z można zapisać w kartezjańskim układzie współrzędnych jako:

$$\boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{R}(-Az) \boldsymbol{\epsilon}^{z=0} \mathbf{R}(Az),\tag{3.9}$$

gdzie $\epsilon^{z=0}$ reprezentuje tensor względnej przenikalności elektrycznej dla $z = 0$. Podstawiając równanie (3.9) do (3.8) i zakładając, że tensor $\epsilon^{z=0}$ jest symetryczny, otrzymuje się wyrażenie reprezentujące tensor ϵ' :

$$\epsilon' = \epsilon^{z=0} + \epsilon_{zz}^{z=0} \begin{bmatrix} A^2 y'^2 & -A^2 x' y' & -A y' \\ -A^2 x' y' & A^2 x'^2 & A x' \\ -A y' & A x' & 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -2A y' \epsilon_{xz}^{z=0} & A x' \epsilon_{xz}^{z=0} - A y' \epsilon_{yz}^{z=0} & 0 \\ A x' \epsilon_{xz}^{z=0} - A y' \epsilon_{yz}^{z=0} & 2A x' \epsilon_{yz}^{z=0} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.10)$$

które dla prostego przypadku indukowanej naprężeniowo dwójłomności liniowej można wyrazić jako:

$$\epsilon' = \epsilon \begin{bmatrix} 1 + A^2 y'^2 & -A^2 x' y' & -A y' \\ -A^2 x' y' & 1 + A^2 x'^2 & A x' \\ -A y' & A x' & 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \Delta \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

gdzie ϵ to izotropowa względna przenikalność elektryczna materiału nienaprężonego, $\Delta \epsilon_{xx}$ i $\Delta \epsilon_{yy}$ – zmiany składowych tensora przenikalności elektrycznej, wynikające z efektu piezooptycznego.

3.2 Przykłady modelowania światłowodów skręconych z wykorzystaniem metody elementów skończonych i formalizmu optyki transformacyjnej

W niniejszym podrozdziale przedstawiono przykładowe wyniki symulacji numerycznych światłowodów skręconych z wykorzystaniem oprogramowania COMSOL *Multiphysics*, umożliwiającego obliczenia metodą FEM. Przygotowano modele dwuwymiarowe przekrojów dwóch typów światłowodów: światłowodu o spiralnym rdzeniu i skręconego światłowodu z dwójłomnością typu naprężeniowego. Obliczenia prowadzono w helikoidalnym układzie współrzędnych z zastosowaniem formalizmu optyki transformacyjnej. Gęstość siatek w poszczególnych obszarach przekroju światłowodu została dobrana tak, aby przy dalszym zagęszczaniu siatki zmiana efektywnych współczynników załamania była maksymalnie rzędu 10^{-8} , przy czym najgęstszą siatkę zastosowano w rdzeniu i jego pobliżu, gdzie zlokalizowany jest mod podstawowy światłowodu. Na granicy obszaru obliczeniowego zastosowano warunek brzegowy typu idealny przewodnik (ang. *perfect electric conductor*, PEC). PEC odpowiada powierzchni całkowicie odbijającej promieniowanie elektromagnetyczne i stosuje się go w przypadku modów prowadzonych bezstratnie, tj. których amplituda pola elektrycznego na granicy obszaru obliczeniowego jest zaniedbywalnie mała. Współczynniki załamania szkła krzemionkowego domieszkowanego tlenkiem germanu wyznaczono dla wybranej domieszki i długości fali na podstawie formuły Sellmeiera przedstawionej w [83]. W przypadku obydwu modeli poszukiwano rozkładów pól elektrycznych, efektywnych współczynników załamania oraz kątów eliptyczności dla modów podstawowych oraz modów pierwszego rzędu w funkcji stopnia skręcenia.

Dla światłowodu o spiralnym rdzeniu parametry modelu obliczeniowego były następujące: poziom domieszki GeO_2 w rdzeniu równy 23%mol, średnica rdzenia $d = 6 \mu\text{m}$, przesunięcie rdzenia względem osi symetrii płaszcza $Q = 40 \mu\text{m}$, długość fali $\lambda = 1 \mu\text{m}$, zakres współczynników skręceń A od 0 do $+2\pi$ rad/mm. Materiał światłowodu nieskręconego był izotropowy, więc do transformacji tensorów względnych przenikalności elektrycznej i magnetycznej związanych z przejściem do helikoidalnego układu współrzędnych zastosowano równanie (3.5). Wyniki prze-

prowadzonych symulacji w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$ przedstawiono na rys. 3.2 oraz rys. 3.3. Analizowano zmianę współczynnika załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych, rozkłady modułu wektora pola elektrycznego, kąty eliptyczności i azymutu, a także rozkład fazy. Znaki „+” i „-” przy nazwach modów są związane ze znakami ich całkowitych momentów pędu, określonych na podstawie kątów eliptyczności, map fazowych oraz zmiany efektywnego współczynnika załamania w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$, równanie (2.20). Kąty eliptyczności $\theta(x', y')$ i kąty azymutu $\alpha(x', y')$ wyznaczono korzystając z formalizmu Stokesa, na podstawie uzyskanych w symulacjach wektorowych rozkładów pola elektrycznego dla każdego z modów. Wiedząc, że wektor Stokesa fali spolaryzowanej ściśle monochromatycznej wyraża się następująco [84]:

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2 \operatorname{Re}(E_x E_y^*) \\ -2 \operatorname{Im}(E_x E_y^*) \end{bmatrix} = S_0 \begin{bmatrix} 1 \\ \cos(2\theta) \cos(2\alpha) \\ \cos(2\theta) \sin(2\alpha) \\ \sin(2\theta) \end{bmatrix}, \quad (3.12)$$

kąt eliptyczności można wyznaczyć jako:

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \right), \quad (3.13)$$

natomiast kąt azymutu:

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{S_2}{S_1} \right). \quad (3.14)$$

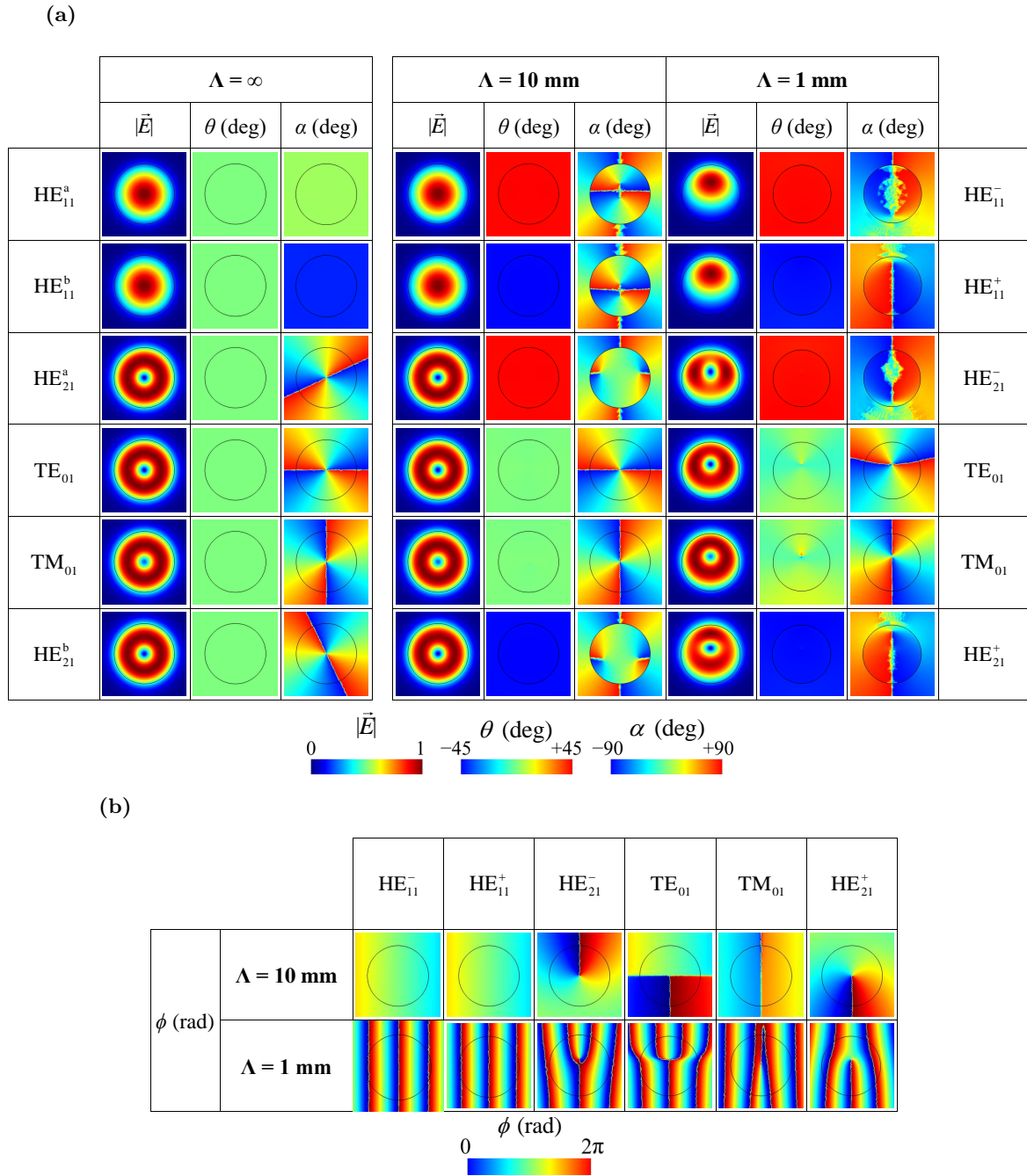
Dla poszczególnych modów wyznaczono również średnią wartość kąta eliptyczności, ważoną rozkładem intensywności w modzie, czyli modułem wektora natężenia pola elektrycznego do kwadratu:

$$\theta_{av} = \frac{\iint \theta(x', y') |\vec{E}(x', y')|^2 dx' dy'}{\iint |\vec{E}(x', y')|^2 dx' dy'}. \quad (3.15)$$

Rys. 3.2 przedstawia mapy modułu wektora pola elektrycznego, kąta azymutu, kąta eliptyczności (a), a także rozkładu fazy (b) dla modów podstawowych i pierwszego rzędu obliczonych dla wybranych okresów skręcenia światłowodu o spiralnym rdzeniu. Dla silniejszych skręceń można zaobserwować deformację modów, polegającą na utracie symetrii cylindrycznej oraz przesunięciu ich środka od osi symetrii płaszcza [77]. Na podstawie diagramów fazowych na rys. 3.2(b) można stwierdzić, że front falowy modów jest pochylony w płaszczyźnie xz . Jest to znane zjawisko dla światłowodów o spiralnym rdzeniu, związane z jego krzywizną i utrudniające wprowadzanie światła do tego typu włókien [26].

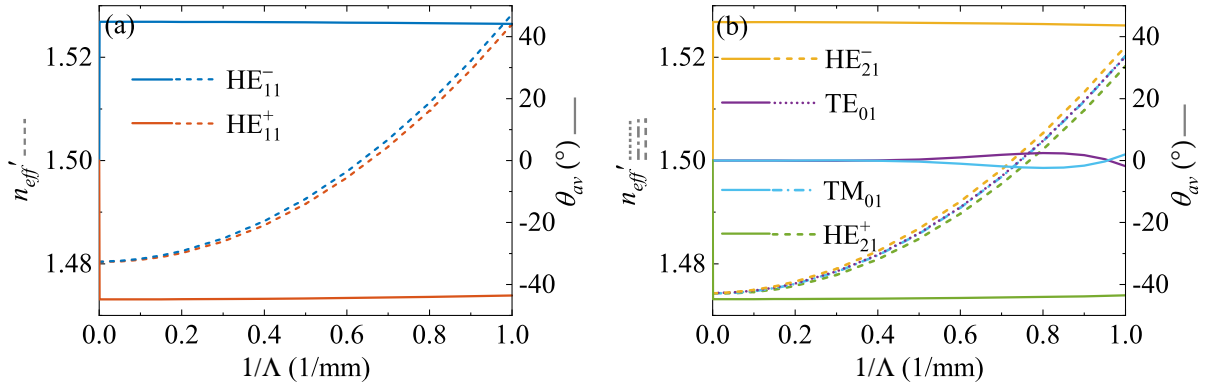
Polaryzacja modów podstawowych HE_{11}^- , HE_{11}^+ oraz modów pierwszego rzędu HE_{21}^- i HE_{21}^+ jest kołowa (kąty eliptyczności stałe w przekroju modu i równe $\pm 45^\circ$, rys. 3.2(a), rys. 3.3(a,b)) już dla niewielkich stopni skręcenia. Dla modów podstawowych całkowity moment pędu jest równy ± 1 i tożsamy ze spinowym momentem pędu, gdyż orbitalny moment pędu dla modów podstawowych jest równy 0. W przypadku modów HE_{21} całkowity moment pędu wynosi ± 2 i jest sumą spinowego momentu pędu oraz orbitalnego momentu pędu, równych odpowiednio $+1$ i $+1$ (HE_{21}^+) lub -1 i -1 (HE_{21}^-).

Dla modelowanego włókna o spiralnym rdzeniu mody TE_{01} i TM_{01} zachowują liniowe stany polaryzacji w przekroju (wektory pola elektrycznego zorientowane azymutalnie lub radialnie) w zakresie stopni skręcenia $1/\Lambda$ od 0 do 0.4 mm^{-1} , a na ich diagramach fazowych nie obserwuje



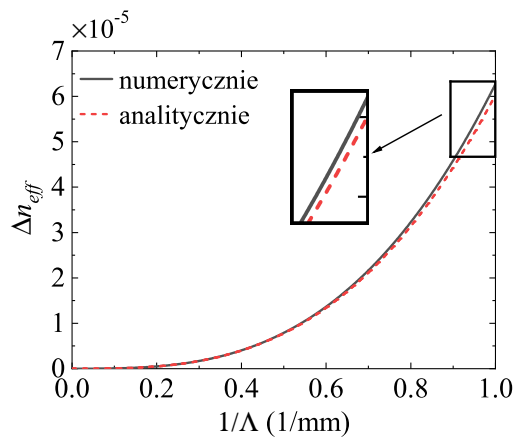
Rys. 3.2: Rozkłady modułów wektora natężenia pola elektrycznego, kątów eliptyczności i azymutów (a) oraz rozkłady fazy (b) na powierzchni modów podstawowych i pierwszego rzędu światłowodu o spiralnym rdzeniu obliczone dla wybranych okresów skręcenia.

się ciągle, azymutalnego wzrostu fazy w zakresie $0-2\pi$. Pozwala to wnioskować, że mody mają zerowy całkowity moment pędu, przy czym jego składowe (SAM i OAM) także są równe zero. Przy większych skręceniach, kiedy średni kąt eliptyczności modów zaczyna być niezerowy, rys. 3.3(b) (przy odpowiednim doborze parametrów włókna może osiągnąć $\pm 45^\circ$ [77]), SAM może być niecałkowity. Jednak na podstawie zniekształconych widelcowatych profili fazowych można przypuszczać, że OAM również jest niecałkowity i ma znak przeciwny do SAM, dając łącznie całkowity moment pędu bliski 0.



Rys. 3.3: Efektywny współczynnik załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych (linie przerywane, oś lewa) oraz średnie kąty eliptyczności (linia ciągła, oś prawa) wyznaczone w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$ dla modów podstawowych (a) i pierwszego rzędu (b) światłowodu o spiralnym rdzeniu.

Na rys. 3.3 przedstawiono efektywne współczynniki załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych, wyznaczone w symulacjach dla modów podstawowych i pierwszego rzędu analizowanego światłowodu o spiralnym rdzeniu. Obserwowana zmiana n'_{eff} dla poszczególnych modów w funkcji stopnia skręcenia wynika z zakrzywionego rdzenia (zgodnie z równaniem (2.15)) oraz z korekty będącej skutkiem obliczeń w układzie helikoidalnym (równanie (2.20)), zależnej m.in. od całkowitego momentu pędu modu oraz współczynnika skręcenia A . W obrębie modów danego rzędu większe n'_{eff} mają mody o ujemnym całkowitym momencie pędu, ponieważ w symulacjach przyjęto, że A jest dodatnie, czyli obrót osi światłowodu zachodzi zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara wzdłuż osi z zwróconej w stronę obserwatora. Wyznaczona numerycznie dwójłomność modu podstawowego w układzie kartezjańskim jest zbliżona do dwójłomności wyznaczonej analitycznie z formuły (2.16), rys. 3.4, przy czym zaobserwowano zwiększającą się rozbieżność dla silniejszych skręceń. Jak pokazano w [77], efekt ten można wyjaśnić deformacją modu podstawowego, widoczną przy mniejszych okresach skręcenia, rys. 3.2(a), powodującą przesunięcie modu względem osi symetrii płaszcza, co nie jest uwzględnione w równaniu analitycznym.



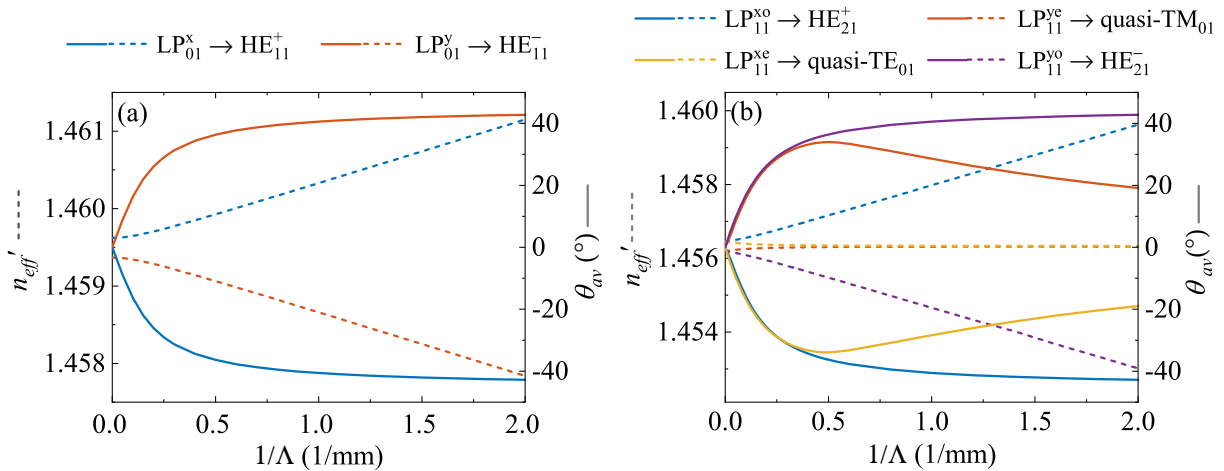
Rys. 3.4: Dwójłomność w kartezjańskim układzie współrzędnych dla modów podstawowych światłowodu o spiralnym rdzeniu wyznaczona numerycznie i na podstawie analitycznej formuły danej równaniem (2.16) w funkcji stopnia skręcenia.

Drugą modelowaną strukturą był światłowod z centralnie położonym rdzeniem oraz dwójłomnością naprężeniową. Poziom domieszki germanu w rdzeniu był równy 6.4%mol, średnica rdzenia $d = 6.5 \mu\text{m}$, długość fali $\lambda = 0.825 \mu\text{m}$, zakres współczynników skręceń A od 0 do $-4\pi \text{ rad/mm}$. Założono, że dwójłomność modowa światłowodu nieskręconego na poziomie $\Delta n_l = 2.57 \times 10^{-4}$ jest spowodowana jednorodnym rozkładem dwójłomności materiałowej wywołanej efektem piezooptycznym. Przyjęto uproszczoną modyfikację tensora względnej przenikalności elektrycznej zakładającą, że naprężenia działające w kierunku x oraz y mają takie same wartości bezwzględne i przeciwne znaki. Po przekształceniu związanym z obliczeniami w układzie helikoidalnym, zgodnie z formułą (3.11), tensor względnej przenikalności elektrycznej w każdym punkcie w przekroju światłowodu został wyrażony w następujący sposób:

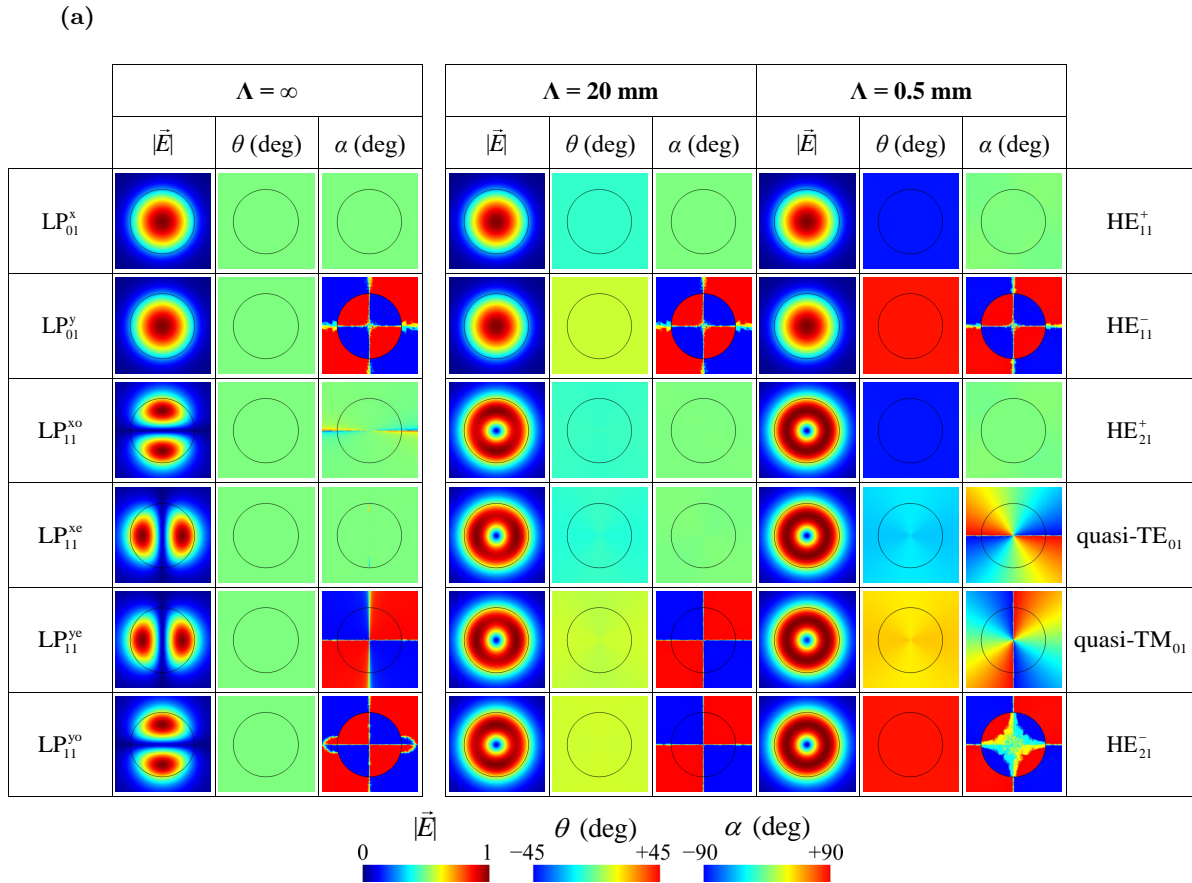
$$\epsilon' = n_0^2 \begin{bmatrix} 1 + A^2 y'^2 & -A^2 x' y' & -A y' \\ -A^2 x' y' & 1 + A^2 x'^2 & A x' \\ -A y' & A x' & 1 \end{bmatrix} + \frac{\delta\epsilon}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (3.16)$$

przy czym $\delta\epsilon \approx 2n_0\Delta n_l$, natomiast n_0 – współczynnik załamania materiału nienaprężonego.

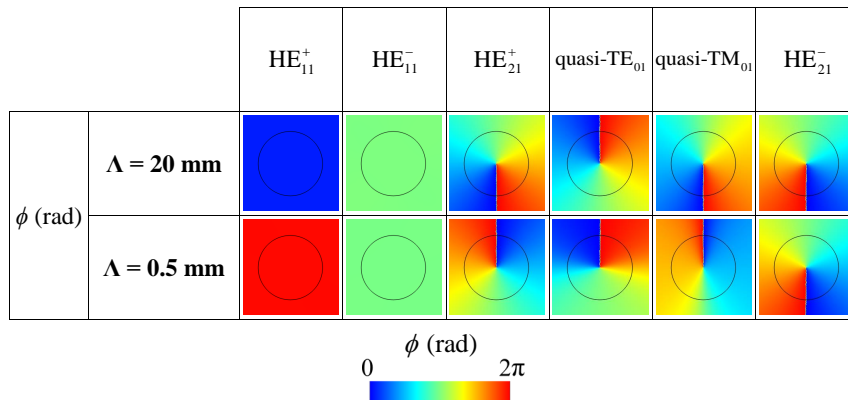
Wyniki przeprowadzonych symulacji przedstawiono na rys. 3.5–3.7. Wskazują one, że wraz ze wzrostem stopnia skręcenia mody podstawowe LP_{01} zmieniają swoją polaryzację od liniowej, poprzez eliptyczną, do praktycznie kołowej, co zgadza się z wcześniejszymi obserwacjami z [30]. Dla niezerowych skręceń mody te oznaczono jako HE_{11}^- oraz HE_{11}^+ , ze względu na odpowiednio prawo- i lewoskrętną polaryzację. Warto podkreślić, że całkowity moment pędu modów HE_{11}^+ oraz HE_{11}^- zmienia się stopniowo wraz ze stopniem skręcenia od 0 do ± 1 . Mody pierwszego rzędu ewoluują wraz ze zwiększającym się skręceniem od modów LP_{11} do modów o cylindrycznej symetrii, przypominających mody własne światłowodu cylindrycznego, jednak niezdegenerowanych w układzie helikoidalnym. Mody $LP_{11}^{y_0}$ i $LP_{11}^{x_0}$ przekształcają się odpowiednio w mody HE_{21}^- i HE_{21}^+ , o praktycznie kołowych polaryzacjach (kąt eliptyczności na poziomie $\pm 43^\circ$ dla dużych skręceń), natomiast mody $LP_{11}^{y_e}$ i $LP_{11}^{x_e}$ – w mody o strukturze pola przypominającej mody TM_{01} i TE_{01} , tj. charakteryzujących się radialną i azymutalną polaryzacją, jednak z niezerowym kątem eliptyczności, nazywane dalej modami quasi- TM_{01} oraz quasi- TE_{01} . Ewolucja



Rys. 3.5: Efektywne współczynniki załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych (linie przerywane, oś lewa) oraz średnie kąty eliptyczności (linia ciągła, oś prawa) wyznaczone w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$ dla modów podstawowych (a) i pierwszego rzędu (b) skręconego światłowodu o dwójłomnością naprężeniową.



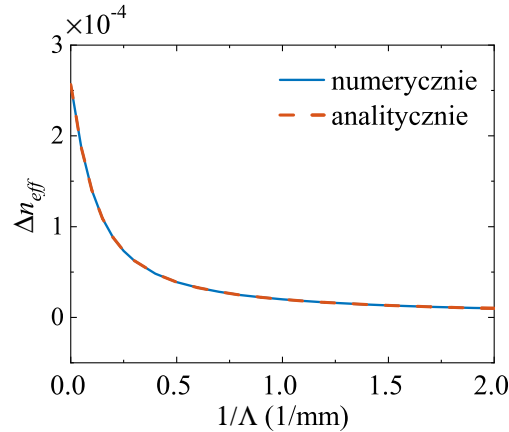
(b)



Rys. 3.6: Rozkłady modu wektora natężenia pola elektrycznego, kątów eliptyczności i azymutów (a) oraz rozkłady fazy (b) na powierzchni modów podstawowych i pierwszego rzędu światłowodu o dwójłomności naprężeniowej obliczone dla wybranych okresów skręcenia. Mody zostały uszeregowane w kolejności od największego do najmniejszego efektywnego współczynnika załamania.

poszczególnych modów danego rzędu w funkcji stopnia skręcenia odbywa się z zachowaniem ich uporządkowania ze względu na efektywne współczynniki załamania, tj. mod o największym n_{eff} w nieskręconym światłowodzie transformuje się w mod o największym n'_{eff} w skręconym światłowodzie, itd.

Całkowity moment pędu modów HE_{21}^+ , quasi- TE_{01} , quasi- TM_{01} , i HE_{21}^- dąży odpowiednio do $+2, 0, 0, -2$, o czym świadczą kąty eliptyczności, rozkłady fazy oraz ewolucja współczynników



Rys. 3.7: Dwójłomność w kartezjańskim układzie współrzędnych dla modów podstawowych światłowodu z dwójłomnością naprężeniową wyznaczona numerycznie i na podstawie analitycznej formuły danej równaniem (2.23) w funkcji stopnia skręcenia.

załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych, zgodna ze wzorem (2.20). W obrębie modów danego rzędu, większe n'_{eff} mają mody o dodatnim całkowitym momencie pędu, ponieważ w symulacjach skręconego włókna z liniową dwójłomnością naprężeniową przyjęto, że A jest ujemne, czyli obrót osi światłowodu zachodzi przeciwnie do kierunku ruchu wskazówek zegara wzdłuż osi z zwróconej w stronę obserwatora. Dla mocniejszych skręceń poprawka we wzorze (2.20) dobrze opisuje zmianę współczynnika załamania modów w funkcji skręcenia, jednak ze względu na degenerację modów w nieskręconym światłowodzie i różne rozkłady pola modów światłowodu nieskręconego i skręconego, powinna być wyznaczana względem średniej wartości współczynnika załamania modów danego rzędu.

Dwójłomność modów podstawowych wyznaczona w układzie kartezjańskim zgodnie z równaniem (2.23), na podstawie jedynie dwójłomności liniowej światłowodu nieskręconego i stopnia skręcenia, oraz na podstawie symulacji numerycznych są zgodne, co przedstawia rys. 3.7. Odwrotnie niż w światłowodzie o spiralnym rdzeniu, dwójłomność całkowita skręconego włókna z wbudowaną dwójłomnością naprężeniową i centralnie położonym rdzeniem maleje wraz ze wzrostem stopnia skręcenia.

Wyniki symulacji numerycznych przedstawione w niniejszym podrozdziale są wstępem do zagadnień poruszanych w dalszej części pracy. Zaobserwowana ewolucja modów pierwszego rzędu w skręconym włóknie z wbudowaną dwójłomnością naprężeniową została wykorzystana do generacji wiązek wirowych dobrej jakości, poprzez konwersję z modów LP_{11} , możliwych do pobudzenia eksperymentalnie. W kolejnym kroku wykorzystano sposób ewolucji modów pierwszego rzędu w gradientowo skręconym światłowodzie do budowy szerokopasmowego lub przestrajalnego światłowodowego źródła wiązek wirowych. Te zagadnienia opisano szczegółowo w rozdziałach 4 i 5. Ponadto w ramach rozprawy badano problem wprowadzania światła do włókien o spiralnym rdzeniu, wynikający z pochylenia frontu falowego modów podstawowych. Zaproponowano alternatywną metodę zwiększenia efektywności wprowadzania światła do takich włókien, wygodniejszą w stosunku do wcześniej stosowanych [22, 23, 26]. Wyniki zostały przedstawione w rozdziale 7.

Rozdział 4

Generacja wirów optycznych w światłowodach o gradientowym profilu skręcenia

Wiry optyczne (ang. *optical vortices*) to wiązki z punktową osobliwością, w której natężenie światła jest równe zero. Określenie to najczęściej odnosi się do wiązek o cylindrycznej symetrii, z punktem o zerowej intensywności w środku, powiązany z osobliwością fazową. W tzw. wirach fazowych pole elektryczne jest opisane przez zespolony czynnik $\exp(il\phi)$, który reprezentuje spiralny rozkład fazy wiązki. Dla takiej wiązki, faza w przekroju zmienia się zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara od 0 do $2\pi l$, gdzie l jest nazywane ładunkiem topologicznym wiru, i taka wiązka niesie OAM proporcjonalny do l . W punkcie o zerowej intensywności faza jest nieokreślona. Oprócz wirów fazowych wyróżnia się także wiry polaryzacyjne (lub inaczej wiry wektorowe, ang. *vector vortices*, lub cylindryczne wiązki wektorowe, ang. *cylindrical vector beams* – CVBs), które zamiast osobliwości fazowej wykazują osobliwość polaryzacyjną, czyli miejsce o nieokreślonym stanie polaryzacji. Polaryzacja w takich wiązkach nie jest jednorodna w ich przekroju, ale ma skomplikowany rozkład przestrzenny i zmienia się w sposób ciągły. Przykładem są wiązki radialnie lub azymutalnie spolaryzowane, jak światłowodowe mody TM_{01} i TE_{01} [78, 85, 86]. Ze względu na wyjątkowe właściwości wiry optyczne cieszą się dużym zainteresowaniem i mają wiele zastosowań, m. in. w manipulatorach optycznych [87], komunikacji [88], mikroskopii [89], laserach [90], czy optyce kwantowej [91]. Powoduje to potrzebę poszukiwania nowych, konkurencyjnych metod generacji takich wiązek, nie tylko w wolnej przestrzeni [92], ale również w światłowodach – ze względu na technologiczne trendy w kierunku miniaturyzacji.

W światłowodach standardowych mody wyższego rzędu mogą być traktowane jako wiry optyczne, dla przykładu mody TE_{01} i TM_{01} – jako wiry polaryzacyjne, a superpozycja zdegenerowanych modów HE_{21}^{odd} i HE_{21}^{even} z przesunięciem fazowym $\pm\pi/2$ – jako kołowo spolaryzowane wiry fazowe [85]. Jednak selektywne pobudzenie poszczególnych modów jest wyzwaniem ze względu na skomplikowany rozkład ich pól. Ponadto mody danego rzędu w światłowodzie cylindrycznym są zdegenerowane lub prawie zdegenerowane, co ogranicza możliwość ich niezaburzonej transmisji w światłowodzie. Zaproponowano dotychczas różne struktury włókna w celu zniesienia degeneracji modów pierwszego rzędu, w tym skręcone włókna mikrostrukturalne [52, 93] i światłowód o rdzeniu pierścieniowym [88, 94, 95]. Pierścieniowa konstrukcja rdzenia, zwiększająca różnice między efektywnymi współczynnikami modów pierwszego rzędu i ograniczająca mieszanie tych modów podczas propagacji, umożliwiła w 2013 roku [88] uzyskanie dla włókna o długości 1.1 km transmisji danych z szybkością 400 Gb/s przy wykorzystaniu czterech modów na jednej długości fali lub 1.6 Tb/s z wykorzystaniem dwóch modów na dziesięciu długościach fali. Demonstracja ta pokazała duży potencjał modów OAM do zastosowań w telekomunikacji

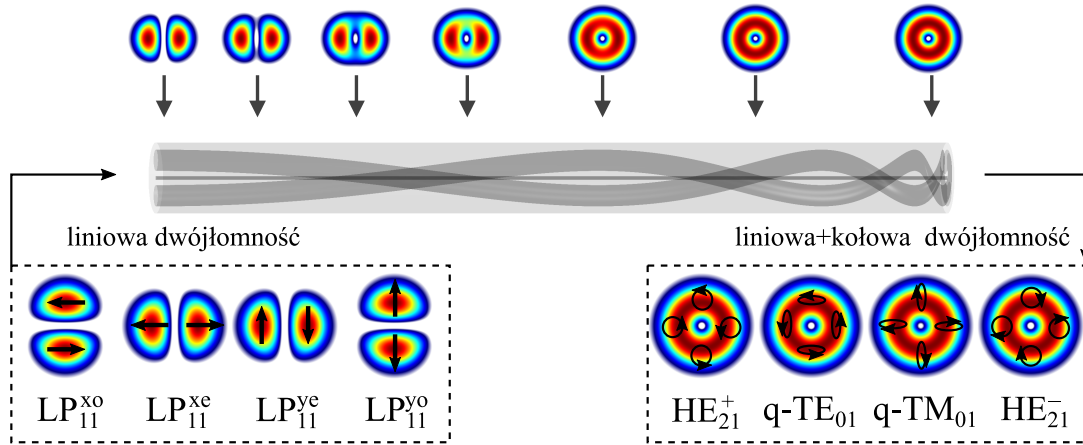
z wykorzystaniem technik multipleksowania. Proponowane metody generowania wiązek wirowych w światłowodach często bazują na siatkach długookresowych, w tym skręconych [49,96–98], siatkach Bragga [99], selektywnych sprzęgaczach umożliwiającymi transfer mocy między modem podstawowym a modami wyższego rzędu [100–102] oraz maskach fazowych wytworzonych na końcach włókien [103]. Ze względu na wykorzystanie rezonansowych lub fazowych efektów zakres spektralny takich metod generacji wirów jest ograniczony. Zastosowanie włókien o specjalnym profilu dyspersji [51], długookresowych siatek apodyzowanych [104], siatek kaskadowych [105], czy nanostrukturizowanych masek fazowych wytworzonych z materiałów o odpowiednim profilu dyspersji [106] częściowo znosi niektóre ograniczenia wymienionych metod, jednakże takie rozwiązania wymagają wysokiej precyzji wykonania i często skutkują zwiększonymi stratami. Wśród metod szerokopasmowej generacji modów OAM warto zwrócić uwagę na koncepcję tzw. *photonic lanterns* [107]. Szeroki zakres spektralny generowania modów OAM w tej metodzie (550 nm) jest jednak okupiony skomplikowanym procesem wytwarzania, koniecznością pobudzenia modów LP z odpowiednim przesunięciem fazowym oraz brakiem kompatybilności ze standardowymi, komercyjnymi włóknami. Chociaż zaproponowano już wiele atrakcyjnych sposobów generowania wirów w światłowodach, wciąż poszukiwane są nowe metody, umożliwiające uzyskanie wiązek lepszej jakości.

W ramach rozprawy zaproponowano nową metodę generacji wiązek wirowych, o całkowitych momentach pędu j równych ± 2 lub 0, poprzez adiabatyczną konwersję modów LP_{11} pobudzanych selektywnie w skręconym włóknie z dwójłomnością naprężeniową typu PANDA. Zweryfikowana eksperymentalnie koncepcja konwertera modów jest rozwinięciem wcześniejszych prac teoretycznych [61, 108] pokazujących, że w skręconych światłowodach takiego typu mody pierwszego rzędu ewoluują wraz ze stopniem skręcenia do kołowo spolaryzowanych modów HE_{21}^+ i HE_{21}^- o orbitalnych momentach pędu ± 1 ($j = \pm 2$) i do modów quasi- TE_{01} oraz quasi- TM_{01} o całkowitym momencie pędu $j = 0$. W niniejszym rozdziale zebrano wyniki przeprowadzonych eksperymentów, które potwierdzają możliwość uzyskania adiabatycznej konwersji modów LP_{11} (modów własnych nieskręconego włókna typu PANDA) w mody wirowe (mody własne skręconego włókna typu PANDA) poprzez gradientową zmianę stopnia skręcenia światłowodu. Konwersja modów ma charakter topologiczny, dlatego zachodzi w szerokim zakresie spektralnym. Przeprowadzone eksperymenty wsparto symulacjami numerycznymi rzeczywistych struktur. Wyniki przedstawione w tym rozdziale zostały częściowo opublikowane w [62].

4.1 Zasada działania i wytwarzanie skręconego konwertera modów

Zasada działania gradientowo skręconego konwertera modów została przedstawiona schematycznie na rys. 4.1. Wykorzystuje ona transformację modów własnych wraz ze zmianą stopnia skręcenia światłowodu dwójłomnego [61, 108]. Symulacje numeryczne ilustrujące taką transformację w wyidealizowanym włóknie zostały pokazane w rozdziale 3 niniejszej rozprawy. Założono, że można uzyskać adiabatyczną konwersję modów LP_{11} w mody wirowe w światłowodzie o stopniowo zmniejszającym się okresie skręcenia.

Do badania możliwości konwersji modów LP_{11} w mody wirowe wykorzystano komercyjne włókno z dwójłomnością naprężeniową typu PANDA, Nufern PM-GDF-6/125-M, którego zdjęcie wykonane w skaningowym mikroskopie elektronowym (ang. *scanning electron microscope*, SEM) zostało pokazane na rys. 4.2(a). Rdzeń włókna ma średnicę około 6 μm i kształt lekko eliptyczny, z eliptycznością $a/b = 1.03$, gdzie a, b są odpowiednio długą i krótką osią elipsy. Długa oś elipsy



Rys. 4.1: Zasada działania gradientowo skręconego konwertera modów LP_{11} w mody wirowe.

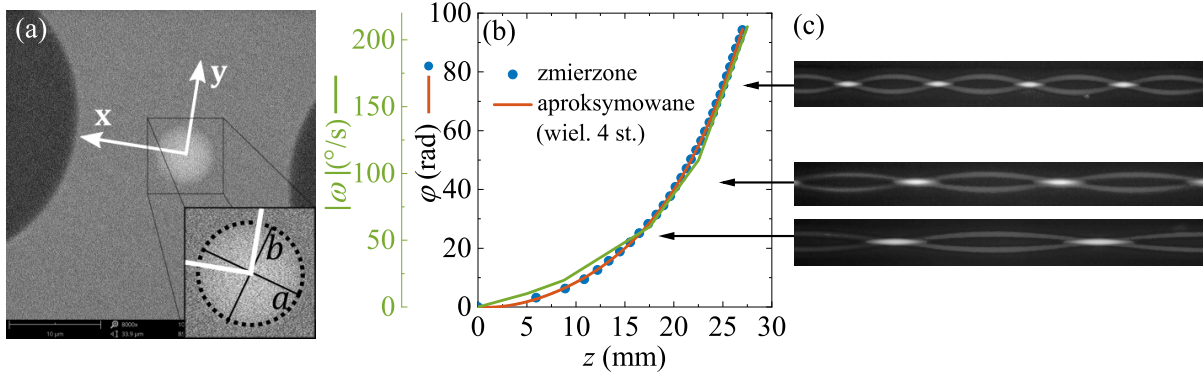
rdzenia tworzy z osią wyznaczaną przez elementy naprężające (osią x) kąt około 20° . Apertura numeryczna włókna, oszacowana na podstawie średniej długości fali odcięcia modów pierwszego rzędu, wynosi 0.16, natomiast dwójłomność modu podstawowego, zmierzona z wykorzystaniem metody nacisku i interferometrii spektralnej, szerzej opisanych w rozdziale 6, jest równa 2.57×10^{-4} dla długości fali 825 nm.

Włókno zostało skręcone przeciwnie do ruchu wskazówek zegara wzdłuż osi z (współczynnik skręcenia $A < 0$) przy pomocy stacji roboczej CW-5000 *Lightel Workstation*, pozwalającej na obróbkę cieplną światłowodów w płomieniu palnika wodorowego, wyposażoną w przesuwne i obrotowe stoliki. Konwersja modów LP_{11} do modów wirowych powinna być adiabaticzna, tj. zachodzić bez wymiany energii z innymi modami. Aby zagwarantować adiabaticzność konwersji, profil skręcenia powinien być dostosowany do szybkości zmiany pól modów w funkcji stopnia skręcenia [109]. Innymi słowy, okres skręcenia powinien zmieniać się w sposób ciągły, począwszy od dużych wartości na początku konwertera i coraz mniejszych w dalszej jego części. Stoliki, w których zamocowane były obydwa końce włókna, obracały się z prędkościami o tych samych wartościach, ale w przeciwnych kierunkach. Wartość prędkości obrotu każdego stolika ω była odcinkami liniowa (rys. 4.2(b)) i dobrana tak, aby spełnić opisane wymagania dotyczące gradientu zmian stopnia skręcenia włókna. Dla zapewnienia powtarzalności i stabilności procesu skręcania, utrzymywano ciągłe naprężenie włókna, dzięki jego delikatnemu rozciąganiu przez przesuwne stoliki. Całkowita długość konwertera wyniosła około 3 cm. Dobrane parametry procesu zestawiono w tabeli 4.1.

Po skręceniu światłowodu obcięto go w miejscu najsilniejszego skręcenia, a następnie zmierzono całkowity kąt skręcenia w funkcji długości światłowodu, wykorzystując mikroskop polaryza-

Tabela 4.1: Parametry procesu gradientowego skręcania włókna typu PANDA w urządzeniu *Lightel Workstation*.

nazwa parametru	przepływ wodoru	szybkość rozsuwania stolików	wysokość palnika nad włóknem	szybkość przesuwu palnika	całkowite rozciągnięcie włókna	kątowa prędkość obrotu stolików
wartość parametru	140 ml/min	0.04 mm/s	12 mm	0.5 mm/s	2.2 mm	0–210°



Rys. 4.2: Zdjęcie przekroju włókna typu PANDA stosowanego do wytworzenia skręconego konwertera modów pierwszego rzędu, uzyskane w mikroskopie elektronowym (SEM) (a). Kąt skręcenia φ konwertera modów (oś czarna) oraz profil wartości prędkości kątowej obrotu każdego stolika ω (oś zielona) w funkcji długości włókna (b) oraz zdjęcia różnych odcinków skręconego światłowodu wykonane w mikroskopie polaryzacyjnym (c).

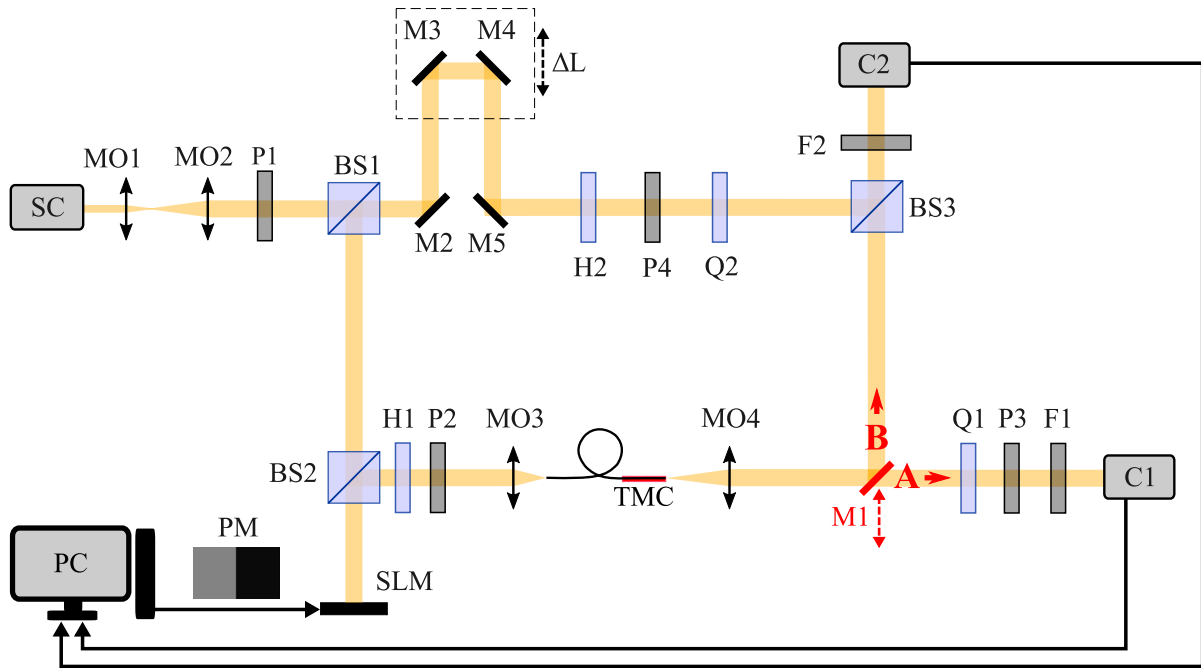
cyjny i stolik ze śrubą mikrometryczną. Światłowód został ustawiony pod kątem 45° w stosunku do krzyża polaryzacyjnego w mikroskopie, co pozwoliło na obserwację rozjaśnionych elementów naprężających. Kolejne rozjaśnione punkty, rys. 4.2(c), odpowiadały zmianie kąta skręcenia o π . Zatem mierząc odległości między nimi, można uzyskać całkowity kąt skręcenia φ w funkcji długości światłowodu z , co przedstawiono na rys. 4.2(b). Całkowity kąt skręcenia można wykorzystać do obliczenia lokalnego okresu skręcenia, używając relacji:

$$\frac{1}{\Lambda(z)} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(z)}{dz}. \quad (4.1)$$

Wyznaczony w ten sposób okres skręcenia włókna na końcu konwertera wyniósł $\Lambda = 560 \mu\text{m}$, co odpowiada stopniowi skręcenia $1/\Lambda \approx 1.8 \text{ mm}^{-1}$.

4.2 Eksperymentalna charakteryzacja gradientowo skręconego konwertera modów

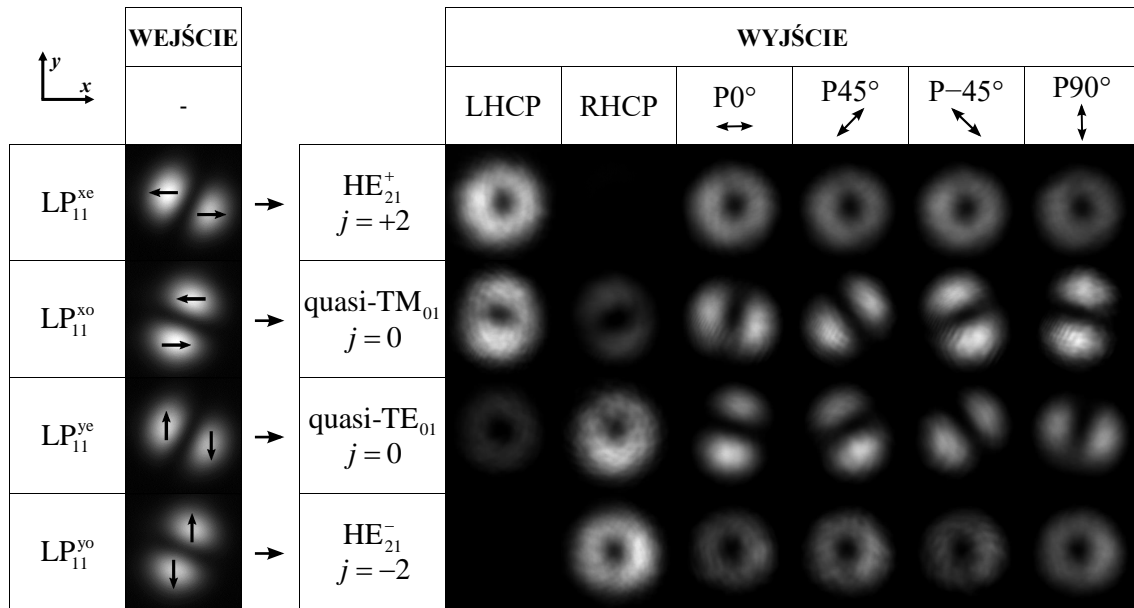
Wiązki otrzymywane na wyjściu wytworzonego konwertera, przy pobudzeniu poszczególnych modów LP_{11} na jego wejściu, charakteryzowano pod kątem polaryzacyjnym oraz fazowym w szerokim zakresie spektralnym, w układzie Macha-Zehndera przedstawionym na rys. 4.3. Światło z superkontinuum (SC) zostało spolaryzowane i podzielone przez dzielnik wiązki (BS1). Jedna część wiązki pełniła rolę wiązki referencyjnej, natomiast druga, tzw. wiązka pomiarowa, po odbiciu od ciekłokrystalicznego, przestrzennego modulatora światła (SLM), została wprowadzona do konwertera modów wytworzonego w światłowodzie typu PANDA. Początkowa polaryzacja wiązki, ustawiana polaryzatorem P1, została dostosowana do kierunku osi nadzwyczajnej molekuł ciekłego kryształu w SLM, aby umożliwić zmianę przestrzennego rozkładu fazy poprzez przyłożenie napięcia do poszczególnych komórek SLM. Kolejne mody LP_{11} były pobudzane we włóknie dzięki odpowiednim maskom fazowym wyświetlanym na SLM, umożliwiającym nadanie wiązce profilu fazowego zgodnego z pożądanym modem przestrzennym, oraz przez dopasowanie polaryzacji wiązki pobudzającej obrotem półfalówki H1 oraz polaryzatora P2. Wykorzystanie SLM w konfiguracji odbiciowej do pobudzania oraz pomiaru dyspersji chromatycznej modów wyższych rzędów w kilkumodowych światłowodach zostało niedawno pokazane oraz szczegółowo



Rys. 4.3: Układ interferencyjny do charakteryzacji wiązek na wyjściu gradientowo skręconego konwertera modów. SC – źródło superkontinuuum, MO1–MO4 – obiektywy mikroskopowe, BS1–BS3 – dzielniki wiązki, M1–M5 – zwierciadła, P1–P4 – polaryzatory liniowe, H1–H2 – półfalówki, Q1–Q2 – ćwierćfalówki, F1, F2 – filtry spektralne, C1–C2 – kamery, SLM – przestrzenny modulator światła, PM – maska fazowa odpowiadająca jednemu z modów LP_{11} , TMC – gradientowo skręcony światłowodowy konwerter modów, A, B – ścieżki wiązki wyjściowej z TMC wybierane przez wstawienie bądź usunięcie zwierciadła M1.

opisane w [110]. W podstawowej konfiguracji układu, tworzącej interferometr Macha-Zehndera, wiązka wyjściowa z konwertera była kierowana przez zwierciadło M1 w stronę kamery C2 (ścieżka B), gdzie spotykała się z wiązką referencyjną o polaryzacji kołowej, kontrolowanej przez elementy H2, P4 oraz Q2. Długość ramienia referencyjnego była ustalana przez przesuw zwierciadeł M3 i M4 tak, żeby odpowiadała długości optycznej ramienia pomiarowego. Umożliwiło to obserwację prążków interferencyjnych przy pomocy kamery C2. Analizowany zakres spektralny był wybierany przy pomocy filtrów interferencyjnych F2 o szerokości połówkowej 20 nm i centralnych długościach fali równych kolejno 725, 775, 825, 875 i 925 nm. W celu analizy polaryzacji wyjściowych wiązek konwertera z układu usunięto zwierciadło M1, kierując badaną wiązkę na kamerę C1 (ścieżka A) przez wybrany filtr spektralny F1, liniowy polaryzator P3 lub ćwierćfalówkę Q1 oraz polaryzator P3, które tworzyły razem analizator eliptycznych stanów polaryzacji. Na podstawie symulacji przedstawionych w rozdziale 3, w eksperymencie spodziewano się zidentyfikować cztery różne mody wirowe na wyjściu, dwa o kołowej polaryzacji oraz dwa o polaryzacji bliskiej radialnej i azymutalnej, w zależności od modu pobudzonego na wejściu konwertera.

Pierwszym krokiem charakteryzacji konwertera była ocena polaryzacji wyjściowych wiązek. Przykładowe wyniki tej analizy dla długości fali $\lambda = 825$ nm zostały pokazane na rys. 4.4. Przy pobudzeniu modu LP_{11}^{xe} lub LP_{11}^{yo} i umieszczeniu przed kamerą tylko liniowego polaryzatora zaobserwowano jednorodne zmniejszenie natężenia w przekroju wiązki wyjściowej, przy czym obrót polaryzatora praktycznie nie powodował dalszej zmiany poziomu natężenia. Na tej podstawie można było stwierdzić, że mody LP_{11}^{xe} lub LP_{11}^{yo} ewoluowały do modów o polaryzacji bliskiej kołowej. Umieszczając ćwierćfalówkę Q1 przed polaryzatorem P3 i otrzymując w ten sposób w ogólności analizator eliptycznego stanu polaryzacji, zmierzono średni kąt eliptyczności



Rys. 4.4: Rozkłady intensywności w modach wirowych, dla długości fali $\lambda = 825$ nm, na wyjściu gradientowo skręconego konwertera modów po przejściu przez analizatory polaryzacji transmitujące polaryzacje lewoskrętną (LHCP), prawoskrętną (RHCP) lub liniową o kierunkach transmisji oznaczonych strzałkami.

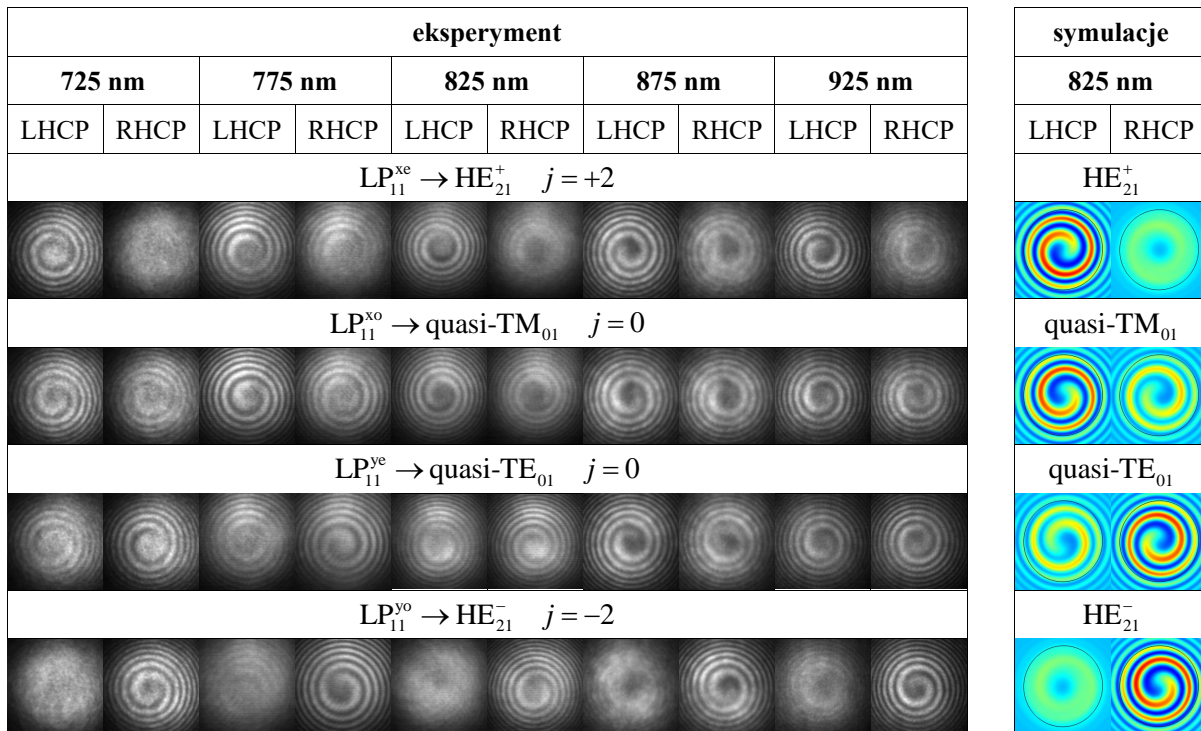
dla tych wiązek, zgodnie ze standardową procedurą [84]. Kąty eliptyczności wiązki otrzymanej na wyjściu przy pobudzeniu modu LP_{11}^{xc} na wejściu konwertera wynosiły w analizowanym zakresie spektralnym $\theta_{av} = -42.5 \pm 2.5^\circ$, natomiast przy pobudzeniu modu LP_{11}^{yo} były równe $\theta_{av} = 41 \pm 3^\circ$, co potwierdza praktycznie kołową polaryzację analizowanych modów. Wartość współczynnika ekstynkcji, mierzona jako stosunek mocy wiązki o polaryzacji własnej modu do mocy niesionej w polaryzacji ortogonalnej, wynosiła dla tych modów 12–17 dB w badanym zakresie spektralnym, przy czym dla modów LP_{11} światłowodu nieskręconego była równa 12–15 dB. Na podstawie spinowych momentów pędu odpowiednich modów, wynikających z ich kołowych polaryzacji, można było stwierdzić, że mod LP_{11}^{xc} ewoluował w konwerterze do modu HE_{21}^+ ($s = +1$), a mod LP_{11}^{yo} – do modu HE_{21}^- ($s = -1$). Przy pobudzeniu modu LP_{11}^{ye} lub LP_{11}^{xo} i umieszczeniu na drodze wiązki wyjściowej tylko liniowego polaryzatora, obserwowano w jej rozkładzie natężenia ciemną linię, o kierunku odpowiednio zgodnym lub prostopadłym do kierunku transmisji polaryzatora. Świadczy to odpowiednio o azymutalnej lub radialnej polaryzacji danej wiązki wyjściowej. Średni kąt eliptyczności modów quasi-TE₀₁ oraz quasi-TM₀₁ oszacowano na podstawie stosunku mocy zmierzonej w wiązkach w kołowych polaryzacjach, czyli po przejściu przez ćwierćfalówkę Q1 i polaryzator P3 o względnych azymutach $\pm 45^\circ$, korzystając z uogólnionego prawa Malusa [84]. Zakładając, że wykorzystane elementy Q1 i P3 tworzą idealny kołowy analizator lewo- lub prawoskrętny, a analizowana wiązka jest całkowicie spolaryzowana, można wyrazić uśredniony kąt eliptyczności wiązki jako:

$$\theta_{av} = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} \right), \quad (4.2)$$

gdzie I_L i I_R są natężeniami światła zmierzonymi po przejściu wiązki przez kołowy analizator odpowiednio lewo- i prawoskrętny. Dla omawianych modów w badanym zakresie spektralnym średni kąt eliptyczności wyniósł $\theta_{av} = \pm(16.5 \pm 2^\circ)$. Na podstawie powyższych pomiarów stwier-

dzono, że mod LP_{11}^{xo} ewoluował w konwerterze do modu quasi- TM_{01} , a mod LP_{11}^{ye} – do modu quasi- TE_{01} .

W drugim kroku umieszczono zwierciadło M1 na drodze wiązki pomiarowej i po wyjustowaniu interferometru analizowano wynik jej interferencji z wiązką odniesienia spolaryzowaną kołowo, lewo- lub prawoskrętnie. Na rys. 4.5 zostały pokazane spiralne interferogramy, charakterystyczne dla interferencji wiązki wirowej z gaussowską wiązką referencyjną, zarejestrowane z wykorzystaniem filtrów interferencyjnych dla różnych długości fali. Wyniki eksperymentalne porównano z symulacjami numerycznymi, w których uwzględniono czynniki wpływające na zmianę skrętności spirali, tj. rozbieżność wiązki referencyjnej w stosunku do wiązki pomiarowej oraz liczbę odbić lustrzanych. W układzie stosowanym w eksperymencie pojedyncza spirala obracająca się od środka zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara świadczyła o orbitalnym momencie pędu $l = -1$, natomiast spirala obracająca się przeciwnie – o orbitalnym momencie pędu $l = +1$. Wzory interferencyjne zarejestrowane dla modów HE_{21} potwierdzają ich zadowalającą czystość, polaryzację bliską kołowej (ze względu na znikomy kontrast prążków przy interferencji z wiązką o skrętności odwrotnej do skrętności analizowanego modu) oraz znak orbitalnego momentu pędu zgodny ze znakiem spinowego momentu pędu, co daje całkowite momenty pędu tych modów $j = \pm 2$. Interferogramy zarejestrowane dla modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} pozwalają stwierdzić, że mogą one być traktowane jako niesymetryczne (tzn. o różnych natężeniach) superpozycje dwóch stanów o spinowym i orbitalnym momencie odpowiednio $s = +1$, $l = -1$ lub $s = -1$, $l = +1$. Ta obserwacja potwierdza, że całkowity moment pędu modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} jest bliski 0, nawet jeśli składowe spinowa i orbitalna są niezerowe.



Rys. 4.5: Wyniki interferencji poszczególnych wiązek wirowych na wyjściu konwertera modów z wiązką odniesienia o polaryzacji lewo- i prawoskrętnej (LHCP i RHCP) zarejestrowane kamerą dla długości fali 725–925 nm oraz wyniki symulacji dla długości fali 825 nm.

Podsumowując, opisane powyżej eksperymenty pokazały, że mody LP_{11}^{yo} i LP_{11}^{xe} ewoluowały w konwerterze odpowiednio do modów HE_{21}^- ($j = -2$) i HE_{21}^+ ($j = +2$) o średnim kącie eliptyczności $\pm(41 \pm 3^\circ)$, natomiast mody LP_{11}^{ye} i LP_{11}^{xo} – odpowiednio do modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} o średnich kątach eliptyczności $\pm(16.5 \pm 2^\circ)$. Średnie kąty eliptyczności i całkowite momenty pędu poszczególnych modów wyjściowych wytworzonego konwertera są zgodne z wynikami symulacji z rozdziału 3, jednakże zaobserwowany w eksperymencie kierunek konwersji modów w skręconym światłowodzie jest zgodny z symulacjami tylko w przypadku modu LP_{11}^{yo} , ewoluującego do modu HE_{21}^- . Dla pozostałych modów LP_{11} wyniki symulacji przewidują inny niż w eksperymencie kierunek konwersji, tj. $LP_{11}^{xo} \rightarrow HE_{21}^+$, $LP_{11}^{xe} \rightarrow$ quasi- TE_{01} i $LP_{11}^{ye} \rightarrow$ quasi- TM_{01} . W celu wyjaśnienia tych rozbieżności przeprowadzono dokładniejsze symulacje numeryczne ewolucji modów w skręconym światłowodzie, uwzględniając, oprócz domieszkowania, rozmiaru rdzenia oraz dwójłomności włókna, także niecylicyndryczny kształt rdzenia, odtworzony ze zdjęcia SEM (rys. 4.2(a)). Wyraźny wpływ niecylicyndrycznego kształtu rdzenia zauważono w eksperymencie w rozkładzie natężenia modów LP_{11} w nieskręconym włóknie – osie symetrii modów nie pokrywały się z kierunkiem osi dwójłomności (rys. 4.4). Postawiono hipotezę, że eliptyczny kształt rdzenia może wpływać na kolejność poszczególnych modów LP_{11} pod względem wartości ich efektywnych współczynników załamania i tym samym zmieniać kierunek konwersji do modów wirowych. Konwersje modów zaobserwowane w eksperymencie oraz otrzymane w symulacjach dla kolejnych wersji modelu numerycznego zostały podsumowane w tabeli 4.2. Należy jednak mieć na uwadze, że analizowano kierunki ewolucji modów dla ujemnego współczynnika skręcenia A , tj. dla obrotu osi światłowodu przeciwnie do kierunku ruchu wskazówek zegara wzdłuż osi z zwróconej w stronę obserwatora, a w przypadku $A > 0$ kolejność modów w skręconym światłowodzie pod kątem ich efektywnych współczynników załamania jest inna.

Tabela 4.2: Kierunki ewolucji modów pierwszego rzędu w światłowodzie typu PANDA skręconym ze współczynnikiem skręcenia $A < 0$, obserwowane w eksperymencie oraz symulacjach uwzględniających w różnym stopniu rzeczywistą strukturę włókna. Mody uszeregowano w kolejności od największego do najmniejszego efektywnego współczynnika załamania n'_{eff} .

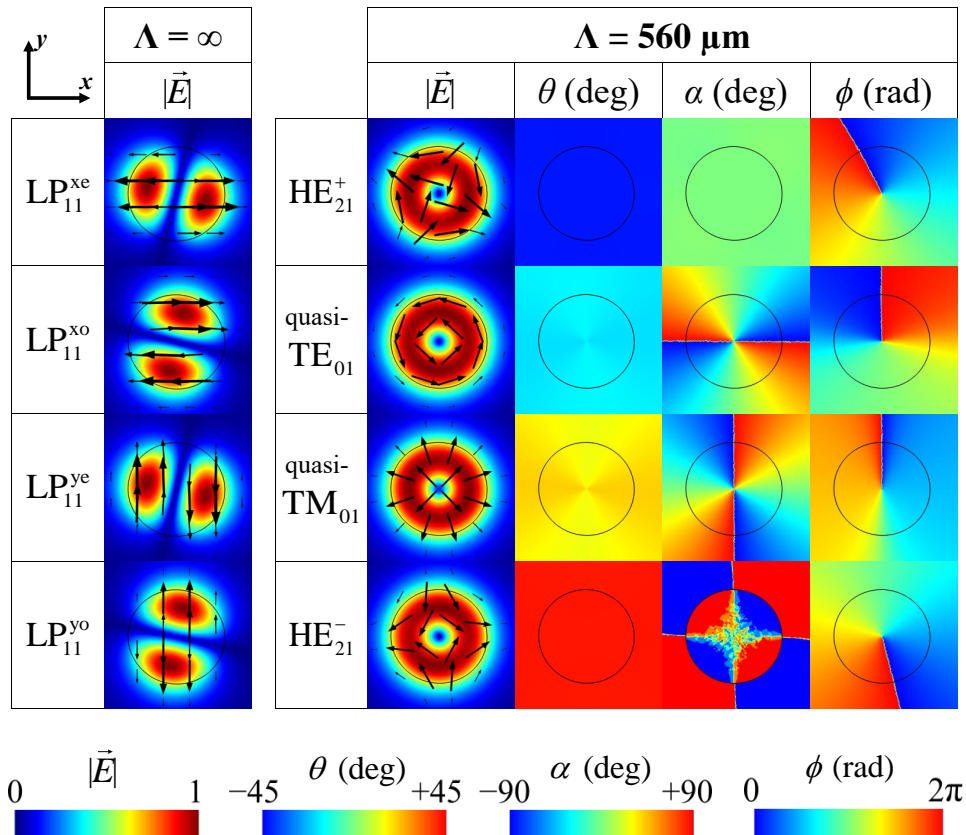
eksperyment	model z kołowym rdzeniem	model z eliptycznym rdzeniem	model z eliptycznym rdzeniem i naprężeniami
$LP_{11}^{xe} \rightarrow HE_{21}^+$	$LP_{11}^{xo} \rightarrow HE_{21}^+$	$LP_{11}^{xe} \rightarrow HE_{21}^+$	$LP_{11}^{xe} \rightarrow HE_{21}^+$
$LP_{11}^{xo} \rightarrow$ quasi- TM_{01}	$LP_{11}^{xe} \rightarrow$ quasi- TE_{01}	$LP_{11}^{xo} \rightarrow$ quasi- TE_{01}	$LP_{11}^{xo} \rightarrow$ quasi- TM_{01}
$LP_{11}^{ye} \rightarrow$ quasi- TE_{01}	$LP_{11}^{yo} \rightarrow$ quasi- TM_{01}	$LP_{11}^{ye} \rightarrow$ quasi- TM_{01}	$LP_{11}^{ye} \rightarrow$ quasi- TE_{01}
$LP_{11}^{yo} \rightarrow HE_{21}^-$	$LP_{11}^{xo} \rightarrow HE_{21}^-$	$LP_{11}^{yo} \rightarrow HE_{21}^-$	$LP_{11}^{yo} \rightarrow HE_{21}^-$

4.3 Symulacje numeryczne skręconego konwertera modów z eliptycznym rdzeniem

Dla stosowanego do wytworzenia konwertera modów włókna, o znanych parametrach i geometrii rdzenia odtworzonej ze zdjęcia SEM (rys. 4.2(a)), przeprowadzono symulacje numeryczne ewolucji modów pierwszego rzędu LP_{11} w funkcji stopnia skręcenia. Dwójłomność liniowa włókna została uwzględniona zgodnie z równaniem (3.16), podobnie jak w symulacjach włókna z cylin-

drycznym rdzeniem. Celem symulacji było sprawdzenie, czy eliptyczny kształt rdzenia ma wpływ na ewolucję modów LP_{11} do modów wirowych w skręconym światłowodzie typu PANDA.

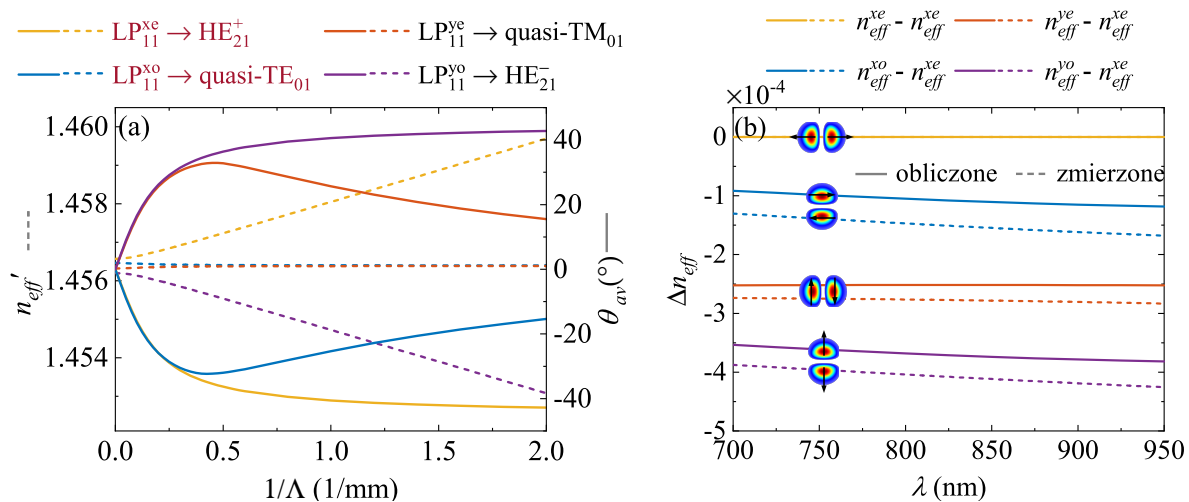
Na rys. 4.6 przedstawiono uzyskane w symulacjach mapy modu wektora natężenia pola elektrycznego dla modów własnych włókna nieskręconego oraz mapy modu wektora natężenia pola elektrycznego, kąta eliptyczności, kąta azymutu oraz fazy dla modów włókna o okresie skręcenia takim, jak zmierzony w eksperymencie na wyjściu konwertera, tj. $\Lambda = 560 \mu\text{m}$. Ewolucja efektywnych współczynników załamania w układzie helikoidalnym oraz średniego kąta eliptyczności modów w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$ w zakresie od 0 do 2 mm^{-1} została pokazana na rys. 4.7(a). Kształt rdzenia spowodował pochylenie modów LP_{11} w stosunku do osi dwójłomności naprężeniowej, co było także widoczne w eksperymencie, rys. 4.4. Dzięki tylko nieznacznej eliptyczności rdzenia, kształt modów wirowych silnie skręconego światłowodu ($1/\Lambda = 1.8 \text{ mm}^{-1}$) jest zdeformowany w stosunku do kształtu cylindrycznego jedynie w niewielkim stopniu (azy-mutalna modulacja modu wektora natężenia pola elektrycznego i średnicy modu nie większa niż 5%). Podobnie jak w przypadku wyidealizowanego modelu włókna o cylindrycznej geometrii, dla którego przykładowe symulacje przedstawiono w rozdziale 3, modami własnymi skręconego włókna typu PANDA o eliptycznym rdzeniu stosowanego w eksperymencie, są dwa mody HE_{21}^+ i HE_{21}^- o kołowych polaryzacjach i całkowitym momencie pędu $+2$ i -2 , oraz mody quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} o eliptycznych stanach polaryzacji na powierzchni i całkowitym momencie pędu równym 0. Średni kąt eliptyczności modów HE_{21} oraz quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} przy stopniu



Rys. 4.6: Obliczone rozkłady modu wektora natężenia pola elektrycznego dla modów LP_{11} w światłowodzie nieskręconym oraz rozkłady modu wektora pola elektrycznego, kątów eliptyczności, kątów azymutu oraz rozkładów fazy dla odpowiednich modów wirowych światłowodu o okresie skręcenia $560 \mu\text{m}$, $A < 0$. Mody zostały uszeregowane w kolejności od największego do najmniejszego efektywnego współczynnika załamania.

skręcenia 1.8 mm^{-1} jest równy odpowiednio $\pm 43^\circ$ oraz $\pm 17^\circ$. Wartość średniego kąta eliptyczności modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} jest o 4° mniejsza dla modelu włókna o eliptycznym rdzeniu niż dla włókna wyidealizowanego (rys. 3.5 i 4.7).

Uwzględnienie eliptycznego rdzenia w symulacjach wprowadza istotną zmianę, dotyczącą kierunku ewolucji modów o polaryzacji x . We włóknie o cylindrycznym rdzeniu mod $\text{LP}_{11}^{\text{xo}}$ ewoluje do modu HE_{21}^+ , natomiast mod $\text{LP}_{11}^{\text{xe}}$ ewoluje do modu quasi- TE_{01} . W symulacjach przeprowadzonych dla włókna o rzeczywistej geometrii rdzenia obserwuje się odwrotne kierunki tych ewolucji. Przyczyną tej zmiany jest wpływ eliptycznego rdzenia na kolejność modów pierwszego rzędu światłowodu nieskręconego ze względu na wartość ich efektywnego współczynnika załamania. W modelu uwzględniającym rzeczywistą geometrię rdzenia efektywny współczynnik załamania modu $\text{LP}_{11}^{\text{xe}}$ jest większy niż $\text{LP}_{11}^{\text{xo}}$, natomiast w modelu włókna wyidealizowanego jest odwrotnie ($n_{eff}^{\text{xo}} > n_{eff}^{\text{xe}}$). Ta obserwacja potwierdza hipotezę, że kierunek ewolucji modów w wyniku skręcenia nie jest związany z typem modu, a zależy jedynie od relacji efektywnych współczynników załamania modów, co może być modyfikowane przez zmianę resztkowej eliptyczności rdzenia. W obydwu modelach włókna mody LP_{11} o odpowiednio największym i najmniejszym n_{eff} ewoluują w światłowodzie skręconym ze współczynnikiem skręcenia $A < 0$ odpowiednio do modów HE_{21}^+ i HE_{21}^- , natomiast mody o drugim i trzecim co do wartości n_{eff} ewoluują odpowiednio do modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} . Różnice efektywnych współczynników załamania modów pierwszego rzędu, uzyskane w obliczeniach uwzględniających eliptyczny rdzeń oraz zmierzone z wykorzystaniem procedury opisanej w rozdziale 6, zostały pokazane na rys. 4.7(b). Obok zmiany kolejności uporządkowania modów niekołowy kształt rdzenia spowodował zwiększenie separacji modów pierwszego rzędu światłowodu nieskręconego pod względem efektywnych współczynników załamania. Cecha ta jest korzystna dla adiabaticznej konwersji modów, ponieważ większa separacja stałych propagacji redukuje sprzężenia pomiędzy modami własnymi światłowodu, które mogą się resztkowo pojawiać w wyniku gradientowego skręcenia. Zgodnie z symulacjami propagacji modów pierwszego rzędu w światłowodzie o gradientowym



Rys. 4.7: Efektywny współczynnik załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych (linie przerywane, oś lewa) oraz średnie kąty eliptyczności (linia ciągła, oś prawa) wyznaczone w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$ dla modów pierwszego rzędu skręconego włókna typu PANDA stosowanego w eksperymencie (a). Różnice efektywnych współczynników załamania poszczególnych modów pierwszego rzędu nieskręconego światłowodu w funkcji długości fali, zmierzone (linie przerywane) i obliczone (linie ciągłe) (b).

skręceniu przeprowadzonymi zmodyfikowaną metodą perturbacyjną w [111], niewielka eliptyczność rdzenia pozwala na osiągnięcie czystej konwersji między modami LP_{11} a modami wirowymi dla krótszej długości konwertera.

Uwzględnienie eliptyczności rdzenia w modelu numerycznym częściowo poprawiło zgodność kierunku konwersji w porównaniu do eksperymentu, w stosunku do modelu włókna z cylindrycznym rdzeniem. Zarówno w eksperymencie, jak i w symulacjach uwzględniających eliptyczność rdzenia, mody o największym i najmniejszym efektywnym współczynniku załamania, LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{yo} , ewoluują odpowiednio do modów HE_{21}^+ i HE_{21}^- . Wciąż jednak istnieje niezgodność dotycząca konwersji modów o środkowych co do wartości efektywnych współczynnikach załamania, LP_{11}^{xo} oraz LP_{11}^{ye} , ewoluujących odpowiednio do modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} (w poprawionych symulacjach) lub do modów quasi- TM_{01} i quasi- TE_{01} (w eksperymencie). W kolejnym kroku zdecydowano się rozszerzyć symulacje o inny czynnik, który ze względu na swoją symetrię może wpływać już nie na uporządkowanie modów LP_{11} pod kątem wartości ich efektywnych współczynników w światłowodzie nieskręconym, ale modów quasi- TM_{01} i quasi- TE_{01} w światłowodzie skręconym. Takim czynnikiem są indukowane w pobliżu rdzenia radialne naprężenia pochodzenia termicznego, wynikające z różnych współczynników rozszerzalności termicznej materiału rdzenia i płaszczu. W celu zweryfikowania tej hipotezy przeprowadzono symulacje numeryczne, uwzględniające strukturę naprężeń we włóknie typu PANDA, a ich wyniki zawarto w kolejnym podrozdziale.

4.4 Modelowanie konwersji modów z uwzględnieniem naprężeń radialnych

Do obliczenia rozkładu naprężeń we włóknie typu PANDA wykorzystano moduł *Structural mechanics*, wchodzący w skład oprogramowania COMSOL *Multiphysics*. Umożliwił on wyznaczenie naprężeń we włóknie badanego typu, indukowanych przez różne współczynniki rozszerzalności termicznej materiałów tworzących światłowód. Analizowany zakres temperatur odpowiadał procesowi chłodzenia włókna w trakcie wyciągania od temperatury mięknięcia (1000°C) do temperatury pokojowej (20°C). Ze względu na to, że światłowody spełniają założenie, że ich wymiar w kierunku z jest znacznie większy niż w przekroju $x-y$, analizowane zagadnienie mechaniczne sklasyfikowano jako płaski stan odkształcenia (ang. *plane strain problem*). Dokładny skład materiałowy włókna stosowanego w eksperymencie nie był znany, więc w modelu przyjęto standardowy skład materiałowy włókien typu PANDA, tj. krzemionkę (płaszcz), krzemionkę domieszkowaną tlenkiem germanu (rdzeń) oraz krzemionkę domieszkowaną tlenkiem boru (elementy naprężające). Współczynnik rozszerzalności termicznej wyznaczono dla materiałów o różnym składzie przy pomocy równania [112]:

$$\alpha = (1 - m)\alpha_0 + m\alpha_1, \quad (4.3)$$

gdzie m jest procentem molowym domieszki, α_1 – współczynnikiem rozszerzalności termicznej materiału domieszki, α_0 – współczynnikiem rozszerzalności termicznej krzemionki. Domieszkę GeO_2 w rdzeniu oszacowano na podstawie wyznaczonej eksperymentalnie apertury numerycznej włókna na 0.064, natomiast domieszkę B_2O_3 w elementach naprężających oszacowano na 0.157, co odpowiada obliczonej numerycznie dwójłomności modu podstawowego takiej, jak wyznaczona w eksperymencie.

Tensory naprężeń, wyznaczone w symulacjach mechanicznych dla każdego punktu przekroju włókna, zostały następnie wykorzystane w symulacjach elektromagnetycznych. Z ich pomocą

wyznaczono korekty piezooptyczne tensorów przenikalności elektrycznej włókna nieskręconego, zgodnie z równaniem (2.12). Tym razem uwzględniono zarówno poprawki diagonalne $\Delta\epsilon_{xx}(x, y)$ i $\Delta\epsilon_{yy}(x, y)$, jak i pozadiagonalne $\Delta\epsilon_{xy}(x, y)$. Dla uproszczenia przyjęto $\Delta\epsilon_{zz} = 0$, jako że ten czynnik nie ma wpływu na różnice między współczynnikami załamania modów. Zastosowane wartości współczynników rozszerzalności termicznej materiałów wchodzących w skład modelowanego włókna, a także moduł Younga, liczba Poissona oraz współczynniki piezooptyczne C_1 i C_2 , w przybliżeniu stałe dla wszystkich materiałów, pochodzą z [112] i zostały zebrane w tabeli 4.3.

Skręcone włókno o wyznaczonym w symulacjach rozkładzie naprężeń, obracającym się razem z osiami włókna, modelowano ponownie z wykorzystaniem formalizmu optyki transformacyjnej (równanie (3.10)). Tensor przenikalności elektrycznej dla każdego punktu modelu wyniósł w tym przypadku:

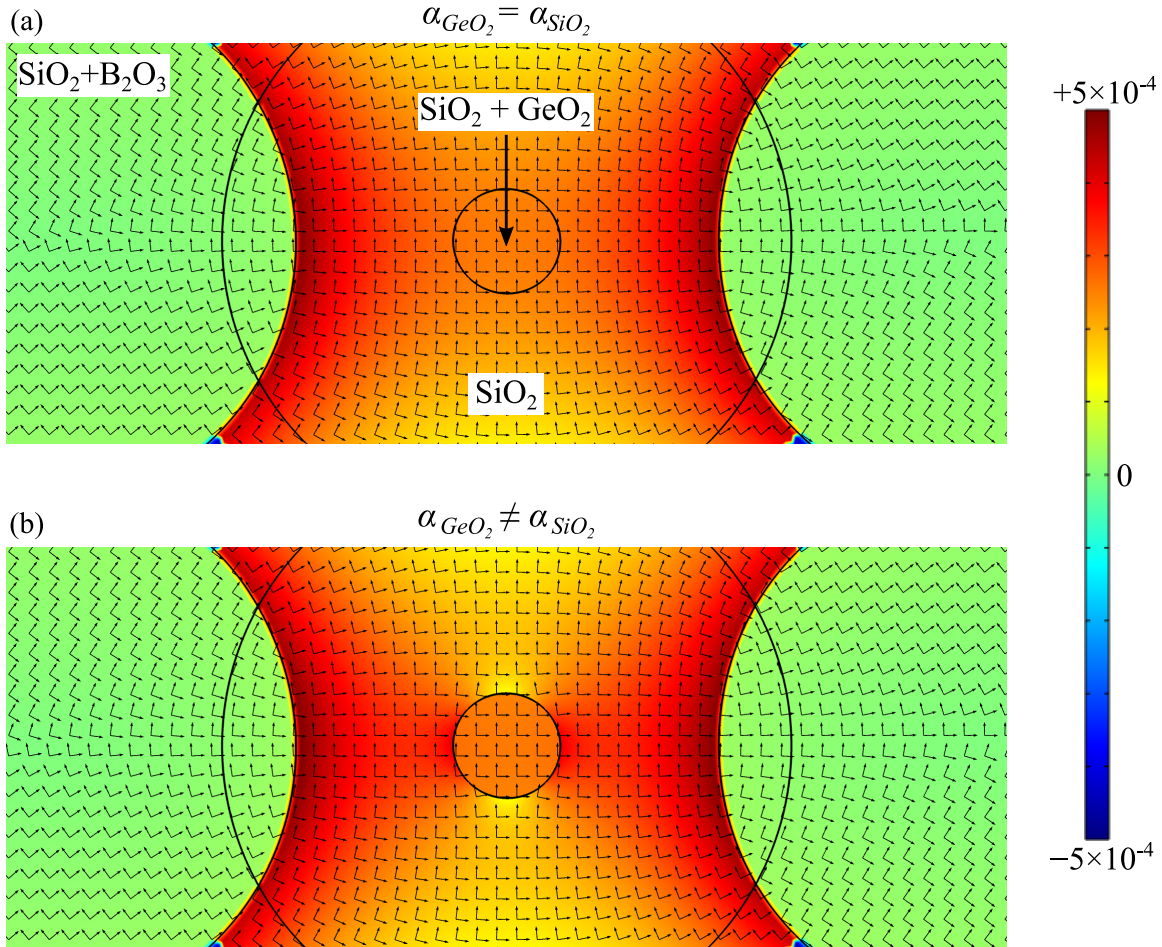
$$\epsilon' = \epsilon \begin{bmatrix} 1 + A^2 y'^2 & -A^2 x' y' & -A y' \\ -A^2 x' y' & 1 + A^2 x'^2 & A x' \\ -A y' & A x' & 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_{xx} & \Delta\epsilon_{xy} & 0 \\ \Delta\epsilon_{xy} & \Delta\epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (4.4)$$

gdzie ϵ jest rozkładem przenikalności elektrycznej w przekroju nienaprężonego włókna. Kontrolnie przeprowadzono symulacje z uwzględnieniem naprężeń pochodzących tylko od elementów naprężających ($\alpha_{B_2O_3} \neq \alpha_{SiO_2}$), wykluczając naprężenia termiczne wywołane różnym składem materiałowym rdzenia i płaszczka (zakładając, że $\alpha_{GeO_2} = \alpha_{SiO_2}$). Wyniki takich symulacji były zgodne z wcześniejszymi, uwzględniającymi eliptyczny rdzeń oraz zakładającymi jednorodny rozkład naprężeń w całym przekroju włókna (poprawki tensora przenikalności elektrycznej $\Delta\epsilon_{xx} = -\Delta\epsilon_{yy} \approx n_0 \Delta n_l$), pod kątem zarówno kierunku konwersji, jak i średniego kąta eliptyczności modów wyjściowych. Otrzymany w kontrolnych symulacjach powierzchniowy rozkład dwójłomności materiałowej $\Delta n = (C_1 - C_2)(\sigma_1 - \sigma_2)$ w okolicy rdzenia, wyznaczony w układzie współrzędnych związanym z naprężeniami głównymi σ_1 i σ_2 [112], przedstawiono na rys. 4.8(a). Czarne strzałki w poszczególnych punktach przekroju wyznaczają kierunki naprężeń głównych.

Uwzględnienie współczynnika rozszerzalności termicznej w rdzeniu, zgodnie z jego zakładanym składem materiałowym, spowodowało pojawienie się naprężeń radialnych i w konsekwencji

Tabela 4.3: Parametry materiałowe światłowodu typu PANDA stosowane w symulacjach: α – współczynniki rozszerzalności termicznej poszczególnych materiałów, E – moduł Younga, ν – liczba Poissona, C_1, C_2 – współczynniki piezooptyczne, m_{co} – domieszka GeO_2 w rdzeniu, m_{SAP} – domieszka B_2O_3 w elementach naprężających.

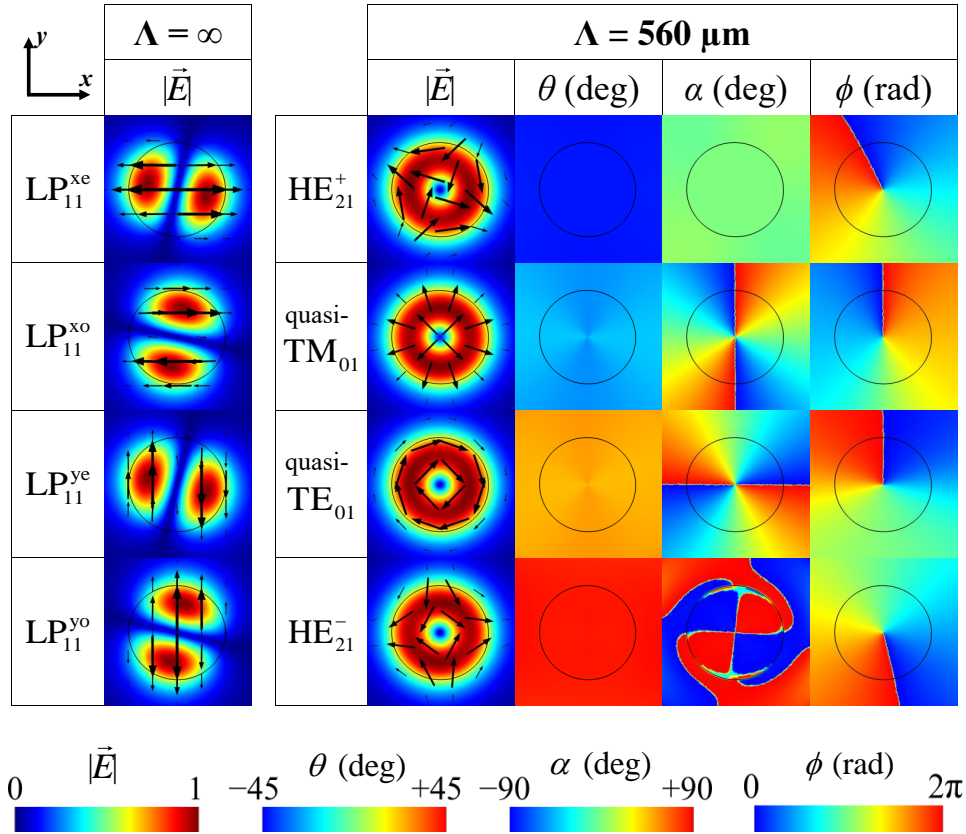
α_{SiO_2}	$0.54 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
α_{GeO_2}	$7 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
$\alpha_{B_2O_3}$	$10 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
E	$78 \times 10^9 \text{ N/m}^2$
ν	0.186
C_1	$-0.7572448 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$
C_2	$-4.18775 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$
m_{co}	0.064
m_{SAP}	0.157



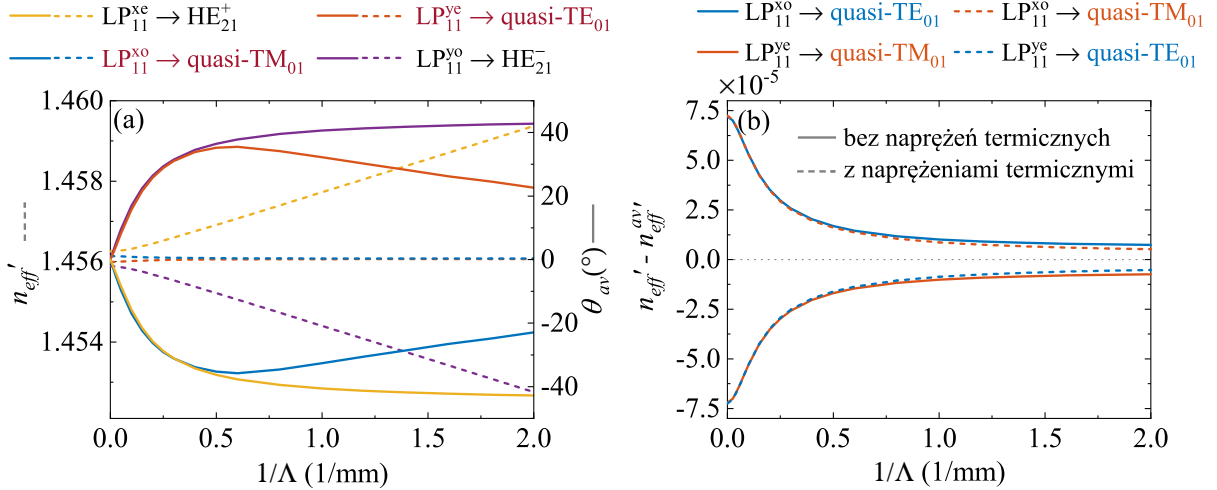
Rys. 4.8: Dwójłomność materiałowa włókna typu PANDA wywołana naprężeniami termicznymi bez uwzględnienia (a) i z uwzględnieniem (b) różnych współczynników rozszerzalności termicznej rdzenia i płaszczka. Wartość dwójłomności wyrażono w lokalnym układzie współrzędnych związanym z kierunkami naprężeń głównych, oznaczonymi przez czarne strzałki.

modulację dwójłomności materiałowej wokół rdzenia, rys. 4.8(b). W pobliżu rdzenia zaobserwowano również pojawienie się naprężeń ścinających, w szczególności w kierunkach diagonalnych względem globalnego układu współrzędnych (x, y) , o czym świadczy zmiana kierunków naprężeń głównych (czarne strzałki).

Wyniki symulacji konwersji modów pierwszego rzędu w skręconym światłowodzie typu PANDA, przeprowadzonych z uwzględnieniem naprężeń termicznych w rdzeniu, przedstawiono na rys. 4.9 i 4.10. Symulacje wykazały, że naprężenia termiczne indukowane w okolicy rdzenia praktycznie nie wpływają na konwersję modów LP₁₁ o największym i najmniejszym efektywnym współczynniku załamania, jednocześnie istotnie wpływając na konwersję dwóch pozostałych modów LP₁₁, ewoluujących do modów quasi-TE₀₁ oraz quasi-TM₀₁. Zmianie w stosunku do poprzednich, uproszczonych symulacji uwzględniających eliptyczność rdzenia, uległ kierunek konwersji tych modów, wartość średniego kąta eliptyczności dla najsilniejszych skręceń oraz różnica między efektywnymi współczynnikami tych modów w skręconym światłowodzie. W symulacjach uwzględniających naprężenia termiczne w rdzeniu mod LP₁₁^{x0} ewoluował do modu quasi-TM₀₁, natomiast mod LP₁₁^{ye} – do modu quasi-TE₀₁, co jest zgodne z obserwacjami w eksperymencie i odwrócone w stosunku do symulacji uwzględniających tylko eliptyczny kształt rdzenia. Wynika



Rys. 4.9: Obliczone rozkłady modułu wektora natężenia pola elektrycznego dla modów LP_{11} w światłowodzie nieskręconym oraz rozkłady modułu wektora pola elektrycznego, kątów eliptyczności, kątów azymutu oraz rozkłady fazy dla odpowiednich modów wirowych światłowodu o okresie skręcenia $\Lambda = 560 \mu\text{m}$, $A < 0$, z uwzględnieniem naprężeń termicznych. Mody zostały uszeregowane w kolejności od największego do najmniejszego efektywnego współczynnika załamania.



Rys. 4.10: Efektywny współczynnik załamania w helikoidalnym układzie współrzędnych (linie przerywane, oś lewa) oraz średnie kąty eliptyczności (linia ciągła, oś prawa) wyznaczone w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$ dla modów pierwszego rzędu skręconego włókna typu PANDA z uwzględnieniem naprężeń termicznych (a). Efektywne współczynniki załamania w układzie helikoidalnym dla modów konwertera o całkowitym momencie pędu $j = 0$, wyznaczone względem ich średniej wartości bez uwzględnienia (linie ciągłe) i z uwzględnieniem naprężeń termicznych (linie przerywane) (b).

to że zmiany relacji efektywnych współczynników załamania modów quasi-TE₀₁ i quasi-TM₀₁ w skręconym światłowodzie, które przy uwzględnieniu naprężeń radialnych spełniają warunek $n_{eff}^{TM} > n_{eff}^{TE}$, natomiast bez uwzględnienia naprężeń spełniają relację odwrotną $n_{eff}^{TM} < n_{eff}^{TE}$. Średni kąt eliptyczności dla modów quasi-TE₀₁ i quasi-TM₀₁ i stopnia skręcenia $1/\Lambda = 1.8 \text{ mm}^{-1}$ wyniósł $|\theta_{av}| = 25^\circ$. Wartość ta jest o około 8° większa od wyznaczonej w eksperymencie oraz obliczonej we wcześniejszych symulacjach. Zaobserwowana rozbieżność jest jednak akceptowalna ze względu na brak dokładnych informacji na temat składu materiałowego stosowanego włókna, niewielką eliptyczność rdzenia, stosunkowo trudną do oszacowania ze zdjęcia SEM, oraz widoczny na zdjęciu SEM gradient domieszki w rdzeniu, nieuwzględniony w symulacjach. Wzrost kąta eliptyczności modów quasi-TE₀₁ i quasi-TM₀₁ w stosunku do uproszczonych symulacji może być także spowodowany zmniejszeniem się różnicy ich efektywnych współczynników załamania, co było szerzej badane z wykorzystaniem metod perturbacyjnych w [111]. Dla ułatwienia analizy wyników obliczeń, na wykresie 4.10(b) pokazano wartości n'_{eff} wyznaczone względem średniej wartości n_{eff}^{av} dla pary modów quasi-TE₀₁ i quasi-TM₀₁ w przypadku symulacji z uwzględnieniem i bez uwzględnienia naprężeń termicznych.

Uwzględnienie w symulacjach eliptycznego kształtu rdzenia oraz naprężeń radialnych, pojawiających się wokół rdzenia w wyniku różnych współczynników rozszerzalności termicznej materiału rdzenia i płaszcza, pozwoliło na wyjaśnienie kierunków konwersji modów pierwszego rzędu w gradientowo skręconym konwerterze modów obserwowanych w eksperymencie. Warto zwrócić uwagę na fakt, że wyniki tych symulacji wciąż są zgodne z postawioną wcześniej hipotezą, że taka konwersja zachodzi z zachowaniem uporządkowania modów pod względem efektywnych współczynników załamania n'_{eff} , zarówno na wejściu (w nieskręconym światłowodzie), jak i na wyjściu (w skręconym światłowodzie). Symulacje uwzględniające rzeczywistą strukturę włókna pokazały czynniki zmieniające to uporządkowanie i tym samym wpływające na kierunki ewolucji modów w gradientowo skręconym konwerterze (tabela 4.2). Oprócz wymienionych w tabeli czynników warto pamiętać, że również kierunek skręcenia światłowodu, opisany znakiem współczynnika skręcenia A , ma wpływ na konwersję modów pierwszego rzędu. Chociaż w eksperymencie i w symulacjach szczegółowo analizowano tylko przypadek $A < 0$, to na podstawie dodatkowo przeprowadzonych symulacji można stwierdzić, że w przypadku $A > 0$ znaki orbitalnego i spinowego momentu pędu kolejnych (pod względem wartości n'_{eff}) modów wyjściowych konwertera będą przeciwne.

4.5 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale pokazano eksperymentalnie, że gradientowe skręcanie światłowodu typu PANDA umożliwia adiabatyczną konwersję modów LP₁₁ nieskręconego światłowodu do modów wirowych, będących modami własnymi skręconego światłowodu [61, 108]. Poszczególne mody LP₁₁ (LP₁₁^{xo}, LP₁₁^{yo}, LP₁₁^{xe}, LP₁₁^{ye}) konwertują się do kołowo spolaryzowanych modów o całkowitym momencie pędu ± 2 lub do modów quasi-TM₀₁/quasi-TE₀₁ o całkowitym momencie pędu równym 0. Wysoka czystość polaryzacyjna i modowa wyjściowych wiązek wirowych została potwierdzona eksperymentalnie. Zaproponowany konwerter modów jest stosunkowo łatwy do wytworzenia, bazuje na standardowych, komercyjnie dostępnych światłowodach, a konwersja modów zachodzi w szerokim zakresie spektralnym.

Konwersja modów pierwszego rzędu w funkcji stopnia skręcenia była analizowana numerycznie, z wykorzystaniem metody elementów skończonych oraz formalizmu optyki transformacyjnej.

Pokazano, że kierunek konwersji modów LP_{11} do poszczególnych modów wirowych zależy od uporządkowania modów pod względem efektywnych współczynników załamania, zarówno w nieskręconym, jak i w skręconym światłowodzie. Ewolucja modów odbywa się z zachowaniem tego uporządkowania, tj. mod o największym n_{eff} w nieskręconym światłowodzie ewoluuje do modu o największym n'_{eff} w układzie helikoidalnym w skręconym światłowodzie, itd. Wyniki przeprowadzonych symulacji pokazują, że relacje między efektywnymi współczynnikami załamania modów w nieskręconym i skręconym światłowodzie mogą być modyfikowane np. przez eliptyczny kształt rdzenia i naprężenia termiczne powstające wokół rdzenia na skutek różnych współczynników rozszerzalności termicznej materiału rdzenia i płaszczka (tabela 4.2) oraz dodatkowo przez kierunek skręcenia światłowodu.

Ze względu na łatwość wykonania i szeroki zakres spektralny konwerter modów zaproponowany w niniejszym podrozdziale może mieć wiele zastosowań, m. in. w telekomunikacji, mikroskopii lub pałapkowaniu optycznym. Wyniki eksperymentów oraz obliczeń przedstawione w tym rozdziale zostały uzyskane i opublikowane w [62] z dominującym wkładem Autorki rozprawy.

Rozdział 5

Światłowodowe źródło wiązek wirowych pracujące w trybie szerokopasmowym lub przestrajalnym

W poprzednim rozdziale pokazano możliwość konwersji modów LP_{11} do modów wirowych w gradientowo skrzyętym włóknie dwójłomnym typu PANDA. Ze względu na topologiczny charakter taki sposób konwersji działa w szerokim zakresie spektralnym i nie wymaga skomplikowanego procesu wytwarzania. Do przeprowadzenia badań eksperymentalnych opisanych w poprzednim rozdziale konieczne było czyste pobudzenie modów LP_{11} na różnych długościach fali, co zrealizowano z wykorzystaniem przestrzennego modulatora światła (SLM) i zewnętrznego źródła typu superkontinuum (SC). Wykorzystanie wyjątkowej właściwości zaproponowanego konwertera modów, jaką jest działanie w szerokim zakresie długości fali, umożliwia stworzenie źródła wiązek wirowych pracującego w trybie szerokopasmowym lub przestrajalnym. Do osiągnięcia tego celu zdecydowano się wykorzystać nieliniową konwersję spektralną zachodzącą bezpośrednio w modach LP_{11} odpowiedniego światłowodu mikrostrukturalnego, zasilającego dalej gradientowo skrzyęty konwerter modów we włóknie typu PANDA. Konieczność zastosowania impulsowego lasera dużej mocy do generacji nieliniowych efektów w światłowodzie, dokładniej do generacji SC lub przestrajalnych solitonów w modzie LP_{11} , wykluczyła użycie ciekłokrystalicznego SLM do pobudzania modów pierwszego rzędu, ze względu na możliwość jego uszkodzenia. Wprawdzie generacja SC i przestrajalnych solitonów w modach LP_{11} była opisana w literaturze [113, 114], mody te były pobudzane z wykorzystaniem niecentralnego wprowadzania światła do światłowodu. Taki sposób nieuchronnie prowadzi do pobudzenia kombinacji modów LP_{01} i LP_{11} , zatem może indukować niepożądane nieliniowe efekty międzymodowe, zaburzające czystość modową docelowego widma generowanego w modzie LP_{11} . To natomiast wpływałoby niekorzystnie na czystość wyjściowych modów wirowych w projektowanym źródle. Z tych powodów zastosowano niedawno zaproponowaną metodę selektywnego pobudzania modów LP_{11} bazującą na standardowych komponentach optycznych, takich jak pryzmat Wollastona, płytki półfalowe oraz liniowe polaryzatory [115]. Wyniki przedstawione w niniejszym rozdziale zostały opublikowane w [63].

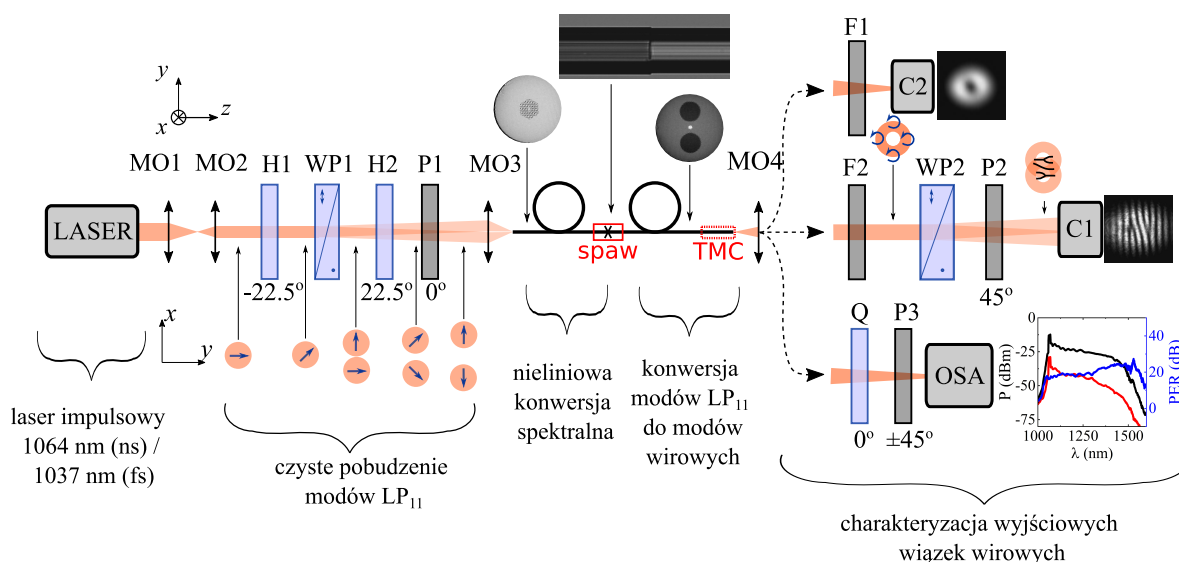
5.1 Koncepcja światłowodowego źródła wiązek wirowych

Schemat proponowanego źródła wiązek wirowych został przedstawiony na rys. 5.1. Źródło jest zbudowane ze światłowodów dwójłomnych dwóch rodzajów. Pierwszy z nich to specjalnie zaprojektowany światłowodowy mikrostrukturalny, który pełni rolę szerokopasmowego lub przestrajalnego źródła modów LP_{11} . Drugi to komercyjny światłowodowy typu PANDA, który dzięki gradientowe-

mu skręceniu wyjściowego odcinka pełni rolę konwertera modów transformującego mody LP_{11} w mody wirowe.

Włókno mikrostrukturalne wykorzystane do budowy proponowanego źródła wiązek wirowych zostało wytworzone w Pracowni Technologii Światłowodów na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej (UMCS) w Lublinie. Włókno zaprojektowano w taki sposób, aby było dwójłomne i dwumodowe w szerokim zakresie spektralnym (przynajmniej do 1700 nm), a jego charakterystyka dyspersyjna umożliwia efektywną generację superkontinuum lub przestrajalnych solitonów w modach pierwszego rzędu, przy wykorzystaniu nanosekundowego lasera Nd:YAG ($\lambda = 1064$ nm) lub lasera femtosekundowego ($\lambda = 1037$ nm). Włókno mikrostrukturalne było dospawane do włókna typu PANDA, Nufern PM-1950, o długości fali odcięcia około 1650 nm. Osie polaryzacyjne włókien ustawiono równolegle względem siebie, żeby zapewnić czysty transfer poszczególnych modów pierwszego rzędu między włóknami. Wyjściowa końcówka światłowodu typu PANDA była gradientowo skręcona, co umożliwiło konwersję modów LP_{11} w mody wirowe, podobnie jak w przypadku konwertera omawianego w poprzednim rozdziale. Dokładniejsze charakterystyki włókien, szczegóły dotyczące generowania SC i przestrajalnych solitonów we włóknie mikrostrukturalnym, a także szczegóły samej konwersji w skręconym włóknie typu PANDA zostały przedstawione w dalszej części rozdziału.

Ponieważ czystość pobudzenia modów LP_{11} we włóknie mikrostrukturalnym bezpośrednio wpływa na czystość wiązek wirowych na wyjściu skręconego włókna typu PANDA, do selektywnego pobudzenia modów LP_{11} zastosowano niedawno zaproponowaną metodę wykorzystującą pryzmat Wollastona [115]. Jak pokazano na rys. 5.1, w tej metodzie początkowy azymut polaryzacji impulsu pompującego z lasera nano- lub femtosekundowego jest obrócony przez półfalówkę H1 tak, żeby tworzyć kąt 45° z osiami dwójłomności pryzmatu Wollastona WP1. Azymuty ortogonalnie spolaryzowanych wiązek, rozdzielonych przez WP1 o kąt 0.04° , są obrócone przez półfalówkę H2 o kąt 45° . Następnie przy użyciu polaryzatora P1 składowe obu wiązek o symetrycznych i antysymetrycznych rozkładach amplitudy są odpowiednio wygaszane i transmitowane tak, żeby



Rys. 5.1: Schemat szerokopasmowego/przestrajalnego światłowodowego źródła wiązek wirowych. MO1–MO4 – obiektywy mikroskopowe, P1–P3 – polaryzatory liniowe, H1–H2 – półfalówki, Q – ćwierćfalówka, F1–F2 – filtry spektralne, WP1–WP2 – pryzmaty Wollastona, C1–C2 – kamery, OSA – analizator widma, TMC – gradientowo skręcony światłowodowy konwerter modów.

po skupieniu przez obiektyw mikroskopowy na czole światłowodu efektywnie pobudzać wybrany mod LP_{11} . Czystość pobudzenia oraz wybór pobudzanego modu LP_{11} mogą być modyfikowane przesuwem poprzecznym (w kierunku y) pryzmatu Wollastona, zmianą rozbieżności wiązki, obrotom poszczególnych elementów polaryzacyjnych i końcówki światłowodu [115]. Taka metoda, przy odpowiednim ukształtowaniu i skupieniu wiązki pobudzającej na czole światłowodu, umożliwia pobudzenia każdego z modów LP_{11} z wysoką selektywnością (ponad 20 dB), ze względu na ich różne symetrie i ortogonalność polaryzacji. Efektywność pobudzania modów parzystych (LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{ye}) w stosowanym włóknie mikrostrukturalnym oszacowano na 26%, natomiast modów nieparzystych (LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{yo}) – na 20%.

Czystość nieliniowej konwersji spektralnej we włóknie mikrostrukturalnym oraz konwersji do modów wirowych we włóknie typu PANDA była charakteryzowana pod kątem modowości oraz polaryzacji. Czystość polaryzacyjna była sprawdzana w szerokim zakresie spektralnym z wykorzystaniem analizatora kołowych polaryzacji (Q, P3) i analizatora widma (OSA). Kamera InGaAs *Hamamatsu* C12741-03, działająca na podczerwień, poprzedzona filtrami interferencyjnymi (F1, F2) o szerokości połówkowej 10 nm i centralnych długościach fali w odstępach 100 nm w zakresie 1100–1500 nm, umożliwiła obserwację kształtu wiązek oraz rejestrację interferogramów potwierdzających wirowy charakter wiązek. Ze względu na brak spójnej referencyjnej wiązki odniesienia wirowy charakter wiązek wyjściowych źródła był potwierdzony eksperymentalnie przy pomocy pryzmatu Wollastona WP2, z wykorzystaniem interferometrii wspólnej drogi (ang. *shearing interferometry*) [116]. W tej metodzie wirowe wiązki o kołowej polaryzacji są rozdzielane na dwie wiązki o ortogonalnych polaryzacjach przez pryzmat WP2, które po przejściu przez polaryzator o osi transmisji zorientowanej pod kątem 45° w stosunku do osi pryzmatu WP2 interferują, tworząc charakterystyczny widelcowy wzór. Orientacja widelców w interferogramie umożliwia identyfikację orbitalnego momentu pędu badanej wiązki.

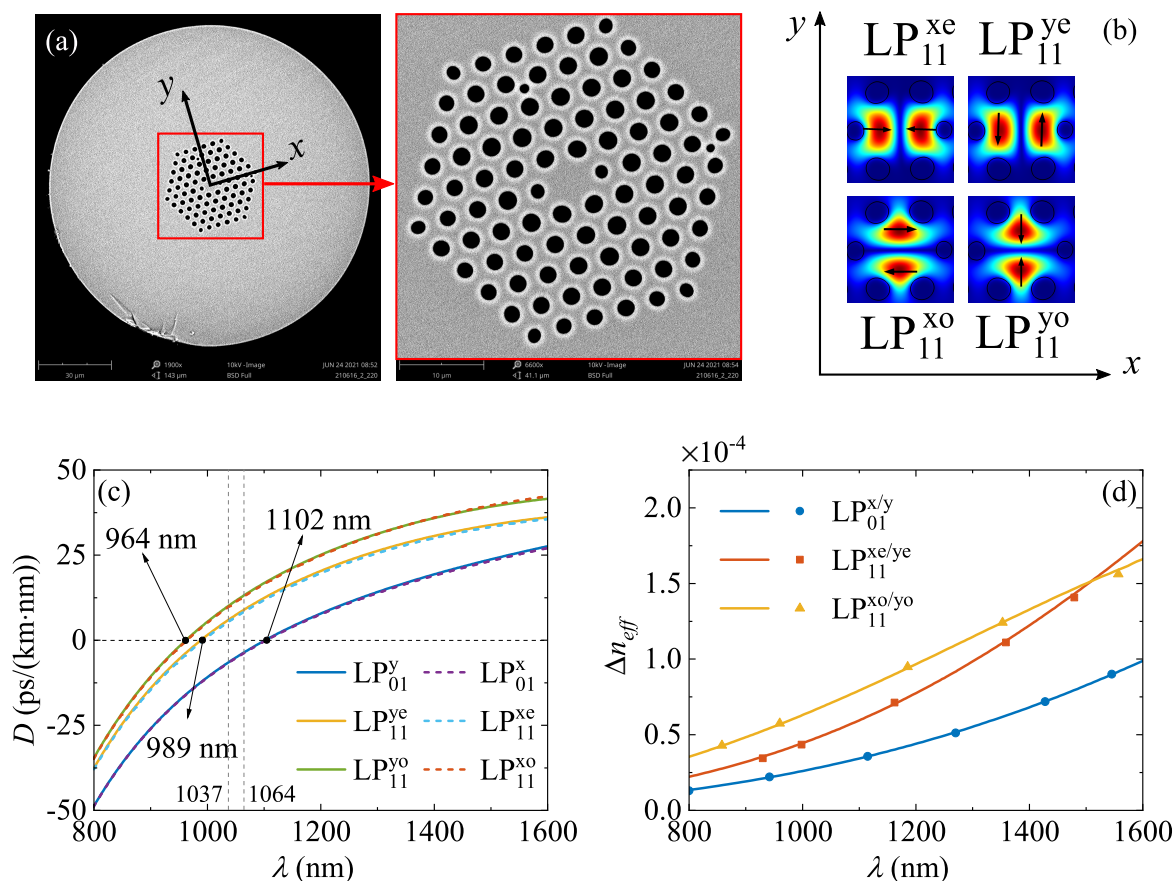
5.2 Włókno mikrostrukturalne do generacji superkontinuum oraz solitonów Ramana w modach LP_{11}

Jako medium do nieliniowego poszerzania impulsów nanosekundowych lub femtosekundowych w modach LP_{11} zastosowano specjalne włókno mikrostrukturalne, którego przekrój jest pokazany na rys. 5.2(a). Zaprojektowane na potrzeby niniejszej rozprawy włókno zostało wytworzone przez grupę technologiczną z UMCS w Lublinie, kierowaną przez dr. hab. Pawła Mergo. Mikrostruktura, tworząca płaszcz włókna, składa się z pięciu rzędów kanałów powietrznych o stałej sieci $4 \mu\text{m}$ i współczynnika wypełnienia 0.5 dla większych kanałów i 0.36 dla pary mniejszych kanałów, zlokalizowanych w pobliżu rdzenia w celu indukowania dwójłomności. Eksperymentalnie zweryfikowano, że – zgodnie z projektem – włókno prowadzi dwa mody przestrzenne aż do 2500 nm. Efektywne pole modów LP_{11} , przedstawionych na rys. 5.2(b), które obliczono stosując metodę FEM, wynosi dla długości fali $\lambda = 1064 \text{ nm}$ około $24 \mu\text{m}^2$, co daje współczynnik nieliniowości $\gamma \approx 6.7 \text{ W}^{-1} \times \text{km}^{-1}$. Profile dyspersji chromatycznej wyznaczone eksperymentalnie dla modów podstawowych (LP_{01}^x , LP_{01}^y) oraz pierwszego rzędu (LP_{11}^{xe} , LP_{11}^{ye} , LP_{11}^{xo} , LP_{11}^{yo}) pokazano na rys. 5.2(c). Dyspersja chromatyczna D została wyznaczona na podstawie pomiarów opóźnienia grupowego G , przeprowadzonych w interferometrze Macha-Zehndera [110]. Ramię referencyjne o zmiennej długości pozwalało na kompensację opóźnienia grupowego i śledzenie prążka interferencyjnego zerowego rzędu w funkcji długości fali, co umożliwiło wyznaczenie dyspersji w funkcji długości fali zgodnie z poniższym wzorem:

$$D(\lambda) = \frac{1}{cL} \frac{dG(\lambda)}{d\lambda}, \quad (5.1)$$

gdzie c to prędkość światła w próżni, L – długość włókna. Jak zaznaczono na rys. 5.2(c), długości fali o zerowej dyspersji dla modów pierwszego rzędu mieszczą się w przedziale 964–989 nm. Oznacza to, że centralne długości fali wykorzystywanych laserów (1064 nm (ns) oraz 1037 nm (fs)) przypadają na anomalny zakres dyspersji modów LP_{11} tego włókna, co umożliwia efektywną generację superkontinuum lub przestrajalnych solitonów Ramana w tych modach [117].

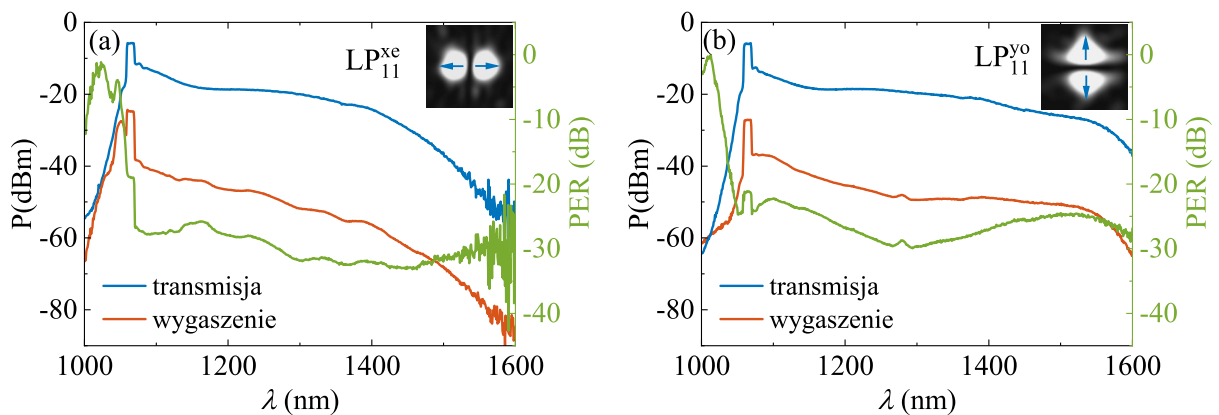
W wytworzonym włóknie wprowadzono dwójłomność za pomocą pary mniejszych kanałów powietrznych umieszczonych w pobliżu rdzenia. Dwójłomność włókna powoduje, że mody LP_{11} są modami własnymi światłowodu i niewielkie, zewnętrzne perturbacje nie powinny wywoływać sprzężeń między nimi. Dwójłomność fazową, wyznaczoną eksperymentalnie dla każdej pary ortogonalnie spolaryzowanych modów pierwszego rzędu oraz modów podstawowych, pokazano na rys. 5.2(d). Dwójłomność włókna rośnie monotonicznie z długością fali, charakterystycznie dla włókien mikrostrukturalnych, i w przypadku modów pierwszego rzędu przyjmuje wartości od 0.4×10^{-4} dla $\lambda = 1000$ nm do 1.5×10^{-4} dla $\lambda = 1500$ nm. W przypadku modu podstawowego dwójłomność ma podobną zależność spektralną, ale wartości mniejsze o około 50%. Do zmierzenia dwójłomności wykorzystano metodę punktowego nacisku w połączeniu z metodą



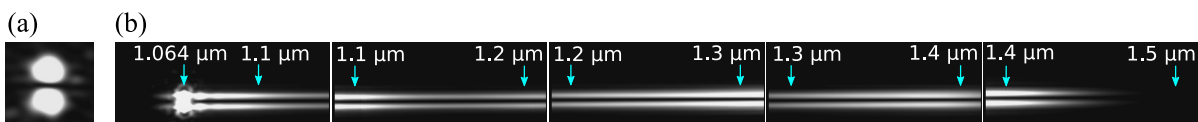
Rys. 5.2: Przekrój włókna mikrostrukturalnego wykorzystanego do generacji SC lub solitonów w modach LP_{11} (a), rozkłady modu wektora natężenia pola elektrycznego $|\vec{E}|$ modów pierwszego rzędu wyznaczone metodą FEM (b), zmierzona dyspersja chromatyczna D (c) oraz dwójłomność Δn_{eff} (d) w modach podstawowych i pierwszego rzędu.

interferometrii spektralnej, które zostały opisane szerzej w rozdziale 6, oraz metodę pobudzania modów LP_{11} przy pomocy pryzmatu Wollastona.

Pobudzając selektywnie każdy z modów polaryzacyjnych LP_{11} w dwójłownym światłowodzie mikrostrukturalnym o długości 9.3 m, uzyskano ich spektralne poszerzenie (przy pobudzeniu impulsami o czasie trwania 1 ns) lub przestrajanie (przy pobudzeniu impulsami o czasie trwania 190 fs). Konwersja spektralna zachodziła w pobudzonym modzie, bez widocznych przesłuchów do modów o ortogonalnych polaryzacjach. W reżimie nanosekundowym, dla średniej mocy wejściowej 50 mW (zmierzonej przed obiektywem wprowadzającym MO3, rys. 5.1), zaobserwowano generację płaskiego spektralnie SC, rozciągającego się od długości fali pompy 1064 nm do około 1550 nm, w każdym z modów polaryzacyjnych LP_{11} . Ze względu na ograniczoną moc szczytową lasera (~ 3 kW) oraz większe nachylenie krzywych dyspersji nie obserwowano wydajnej generacji SC w modach LP_{11} dla długości fali poniżej pompy. Na rys. 5.3 pokazano spektrum SC wygenerowanego w modzie LP_{11}^{xe} (a) oraz LP_{11}^{yo} (b), zarejestrowane przy pomocy OSA, po przejściu przez polaryzator ustawiony w transmisji lub w wygaszeniu pobudzonego modu. Dla obydwu modów współczynnik ekstynkcji (ang. *polarization extinction ratio*, PER), zdefiniowany jako stosunek mocy w niepobudzonym do mocy w pobudzonym modzie polaryzacyjnym, wynosił od -25 do -33 dB w zakresie spektralnym 1100–1550 nm. Podobne charakterystyki otrzymano dla pozostałych modów, co dowodzi dużej czystości polaryzacyjnej SC wygenerowanego w każdym z modów LP_{11} włókna mikrostrukturalnego. Eksperymentalnie potwierdzono także brak sprzężeń między modami przestrzennymi w szerokim zakresie spektralnym. W tym celu wykorzystano odbiciową siatkę dyfrakcyjną (300 linii/mm) do rozszczepienia widma SC w kierunku poziomym, a nastę-



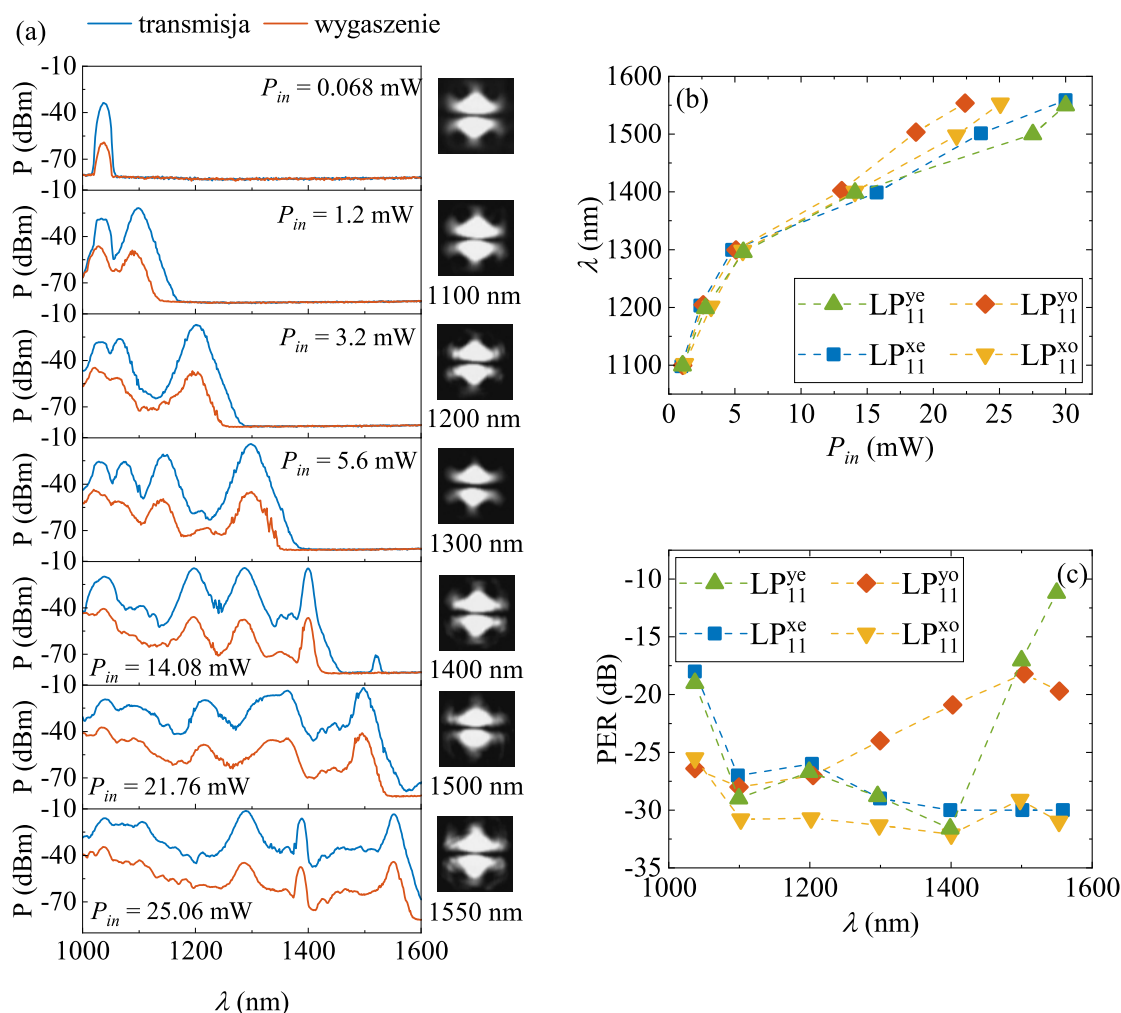
Rys. 5.3: Wygenerowane w światłowodzie mikrostrukturalnym widma superkontinuum zarejestrowane z użyciem OSA, po przejściu przez polaryzator ustawiony w transmisji lub wygaszeniu pobudzonego modu, (oś lewa) oraz wynikowy PER (oś prawa) przy pobudzeniu modu LP_{11}^{xe} (a) i LP_{11}^{yo} (b).



Rys. 5.4: Superkontinuum wygenerowane w modzie LP_{11}^{xe} dwójłownego światłowodu mikrostrukturalnego, odbite od siatki dyfrakcyjnej i zarejestrowane w zerowym (a) i pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym (b) przy pomocy kamery na podczerwień. Niebieskie strzałki nad rozszczepionym SC w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym, oznaczają kolejne długości fali, wyznaczone przy użyciu filtrów interferencyjnych.

nie zarejestrowano je przy pomocy kamery na podczerwień. Dla każdego pobudzonego modu LP_{11} wyjściowa końcówka włókna mikrostrukturalnego była ustawiona tak, żeby linia zerowego natężenia modu była również zorientowana w kierunku poziomym. Jak pokazano na rys. 5.4, wyraźna ciemna linia jest widoczna w całym rozszczepionym przez siatkę dyfrakcyjną spektrum, co dowodzi wysokiej czystości modowej wygenerowanego SC. Analogiczne wyniki otrzymano dla pozostałych modów.

Wprowadzanie impulsów femtosekundowych do włókna w zakresie jego dyspersji anomalnej skutkuje generowaniem solitonów [117], co zaobserwowano również w przypadku modów LP_{11} badanego włókna mikrostrukturalnego. Dla średnich mocy wiązki pompującej większych niż 0.2 mW zaobserwowano generację solitonów wyższego rzędu na początku światłowodu, rozszczepiających się dalej na wiele solitonów podstawowych, których długości fali przesuwają się w stronę fal dłuższych wraz z pokonywanym dystansem. Liczba generowanych solitonów i ich przesunięcie spektralne, związane z rozpraszaniem Ramana, zwiększają się z mocą impulsów.



Rys. 5.5: Widma zarejestrowane w ortogonalnych polaryzacjach na wyjściu włókna mikrostrukturalnego, przy pobudzeniu modu LP_{11}^{xo} impulsami femtosekundowymi o różnych mocach, oraz zdjęcia zarejestrowane przez kamerę, poprzedzoną filtrami interferencyjnymi o pasmach transmisji odpowiadających generowanym solitonom (a). Zależność centralnej długości fali od mocy wejściowej (b) oraz zależność PER od centralnej długości fali (c) dla pierwszych solitonów generowanych we wszystkich modach LP_{11} .

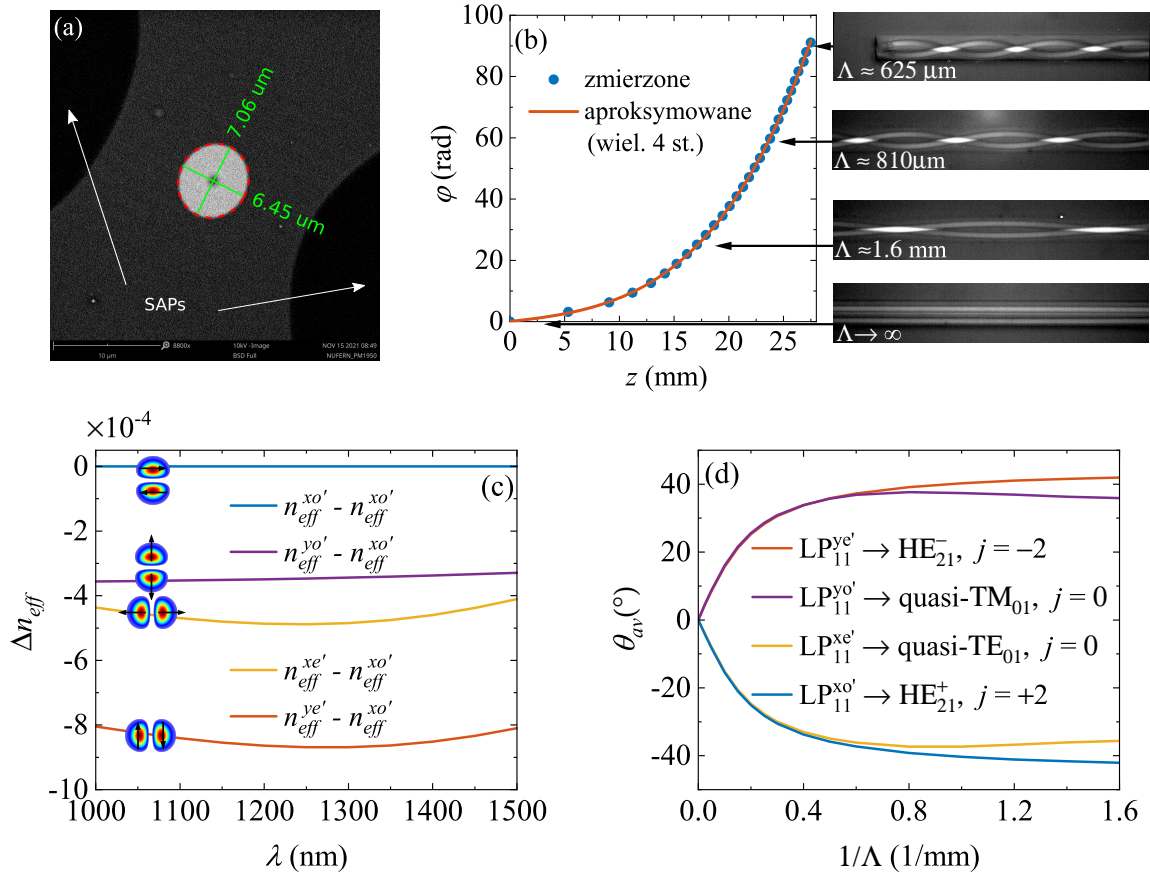
Na rys. 5.5 pokazano widma solitonów w modzie LP_{11}^{x0} dla zwiększanej mocy wejściowej P_{in} , zarejestrowane po przejściu przez liniowy polaryzator przy użyciu OSA. Przystrojenie solitonu o najdłuższej długości fali, nazywanego dalej pierwszym solitonem, do 1550 nm wymagało mocy średniej 25–30 mW na wejściu włókna. Dla długości fali około 1400 nm zaobserwowano, że solitony zewężają się spektralnie, co najprawdopodobniej wynika ze zwiększonych strat w tym zakresie spektralnym, związanych z zanieczyszczeniem krzemionki jonami OH^- . Obok spektrogramów zamieszczono zdjęcia wiązek wyjściowych, zarejestrowane z wykorzystaniem kamery na podczerwień oraz filtrów interferencyjnych, których pasma transmisji odpowiadały pierwszemu generowanemu solitonowi. Wykresy oraz zdjęcia potwierdzają, że solitony zostały wygenerowane i przestrojone w pobudzonym modzie LP_{11} .

Zależność centralnej długości fali od średniej mocy na wejściu (zmierzonej przed obiektywem wprowadzającym MO3) i zależność współczynnika ekstynkcji PER generowanych solitonów od długości fali zostały zestawione na rys. 5.5(b) i 5.5(c). W zakresie spektralnym 1100–1400 nm PER zmieniał się od -22 do -33 dB w zależności od typu modu. Dla większych długości fali, czyli większych mocy wejściowych, PER dla modów polaryzacyjnych o niższych współczynnikach załamania, tj. LP_{11}^{ye} oraz LP_{11}^{yo} , zwiększał się powyżej -20 dB. Efekt ten wynika najprawdopodobniej z nieliniowej dwójłomności, która częściowo kompensuje strukturalną dwójłomność światłowodu (rys. 5.6(d)) i sprzyja sprzężeniom do modów o ortogonalnej polaryzacji. Dla modów o polaryzacji x (LP_{11}^{xe} LP_{11}^{xo}), nieliniowa dwójłomność dodaje się z dwójłomnością wbudowaną i w konsekwencji poprawia czystość polaryzacyjną solitonów dla dłuższych długości fali, co obserwowano w eksperymencie (około -30 dB).

Przy wzroście mocy wejściowej powyżej 6 mW pomiędzy generowanymi solitonami obserwowano pojawianie się kolejnych składowych spektralnych, co w końcu prowadziło do generowania SC. W najlepszym przypadku (dla modu LP_{11}^{x0}) miało ono PER na poziomie -20 dB dla długości fali powyżej pompy, jednak w najgorszym przypadku (dla modu LP_{11}^{ye}) PER wzrastał do ponad -10 dB, co dowodzi, że strukturalna dwójłomność światłowodu jest niewystarczająca, żeby zapobiec znaczącym nieliniowym sprzężeniom między modami polaryzacyjnymi. Z powodu braku wystarczającej czystości modowej SC wygenerowane w reżimie femtosekundowym uznano za nieodpowiednie do konwersji do modów wirowych i nie było dalej badane w tym kontekście.

5.3 Szerokopasmowa konwersja modów LP_{11} do modów wirowych we włóknie typu PANDA

Aby przekonwertować superkontinuum lub solitony wygenerowane w modach LP_{11} światłowodu mikrostrukturalnego w mody wirowe, wykorzystano komercyjnie dostępne włókno typu PANDA (Nufern PM-1950), którego przekrój jest pokazany na rys. 5.6(a). Rdzeń włókna ma kształt eliptyczny, o stosunku osi długiej do krótkiej wynoszącym $a/b = 1.1$. Wyznaczone eksperymentalnie długości fali odcięcia modów pierwszego rzędu, apertura numeryczna włókna oraz dwójłomność modu podstawowego i modów pierwszego rzędu wynoszą odpowiednio $\lambda_c \approx 1600$ – 1700 nm, $NA \approx 0.19$ i $\Delta n_l \approx (3.47$ – $3.62) \times 10^{-4}$ (dla długości fali $\lambda = 1200$ nm). Ponieważ dwójłomność tego włókna jest indukowana przez elementy naprężające, wykazuje ona słabą zależność od rzędu modu oraz długości fali. Aby odróżnić mody pierwszego rzędu włókna typu PANDA i włókna mikrostrukturalnego, w dalszej części tekstu mody we włóknie typu PANDA oznaczone są znakiem prim („’”).



Rys. 5.6: Zdjęcie SEM przekroju włókna typu PANDA PM-1950 w pobliżu rdzenia (a). Całkowity kąt skręcenia w funkcji długości oraz zdjęcia elementów naprzężających wykonane w mikroskopie polaryzacyjnym dla wytworzonego gradientowo skręconego konwertera modów (b). Różnice efektywnych współczynników załamania modów pierwszego rzędu włókna PANDA wyznaczone w symulacjach FEM (c). Średnie kąty eliptyczności modów pierwszego rzędu w funkcji skręcenia obliczone dla $\lambda = 1100 \text{ nm}$ (d).

Wyznaczone w symulacjach różnice efektywnych współczynników załamania w funkcji długości fali dla modów LP'_{11} nieskręconego włókna typu PANDA są pokazane na rys. 5.6(c). Wykorzystując metodę FEM, formalizm optyki transformacyjnej i uwzględniając naprężenia radialne wokół rdzenia, wyznaczono również ewolucję średniego kąta eliptyczności modów pierwszego rzędu gradientowo skręconego włókna typu PANDA w funkcji kąta skręcenia, rys. 5.6(d). Zgodnie z wynikami przeprowadzonych obliczeń mody o największym i najmniejszym n_{eff} , odpowiednio $LP_{11}^{xo'}$ i $LP_{11}^{ye'}$, ewoluują wraz ze skręceniem ($\Lambda < 0$) do kołowo spolaryzowanych ($|\theta_{av}| \geq 40^\circ$) modów HE_{21}^+ oraz HE_{21}^- , których całkowite momenty pędu wynoszą $j = \pm 2$. Mody o średnich co do wartości n_{eff} , $LP_{11}^{yo'}$ i $LP_{11}^{xe'}$, ewoluują do modów quasi-TM₀₁ i quasi-TE₀₁, o wartościach średnich kątów eliptyczności powyżej 35° i całkowitych momentach pędu $j = 0$. Mimo że konwersja poszczególnych modów LP'_{11} w mody wirowe przebiega w inny sposób we włóknach PANDA PM-1950 i PM-GDF-6/125-M (analizowanym w rozdziale 4), w obu przypadkach prawdziwe jest stwierdzenie, że konwersja zachowuje uszeregowanie modów ze względu na wartości efektywnych współczynników załamania dla nieskręconego i skręconego włókna. W obydwu skręconych włóknach uporządkowanie modów wirowych, od największego do najmniejszego n'_{eff} w helikoidalnym układzie odniesienia, jest następujące: HE_{21}^+ , quasi-TM₀₁, quasi-TE₀₁, HE_{21}^- . Przyczyną innego uporządkowania modów LP'_{11} dla nieskręconego włókna PM-1950, w porównaniu do włókna

PM-GDF-6/125-M, jest bardziej eliptyczny kształt rdzenia i inna orientacja elipsy w stosunku do elementów naprężających. Warto przy tym zwrócić uwagę, że dla modów LP'_{11} o środkowych co do wartości n_{eff} we włóknie PM-1950, analizowanym w tym rozdziale, zachodzi relacja $n_{eff}^{y'o'} > n_{eff}^{x'e'}$. Ma to swoje konsekwencje w polaryzacji modów własnych skręconego włókna, tj. polaryzacja modu quasi-TM₀₁ jest wtedy prawoskrętna, natomiast dla modu quasi-TE₀₁ – lewoskrętna, odwrotnie niż w skręconym włóknie PM-GDF-6/125-M z rozdziału 4. Eksperymentalna charakteryzacja konwertera modów, opisana w podrozdziale 5.3.1, potwierdziła kierunki konwersji poszczególnych modów LP'_{11} uzyskane w symulacjach.

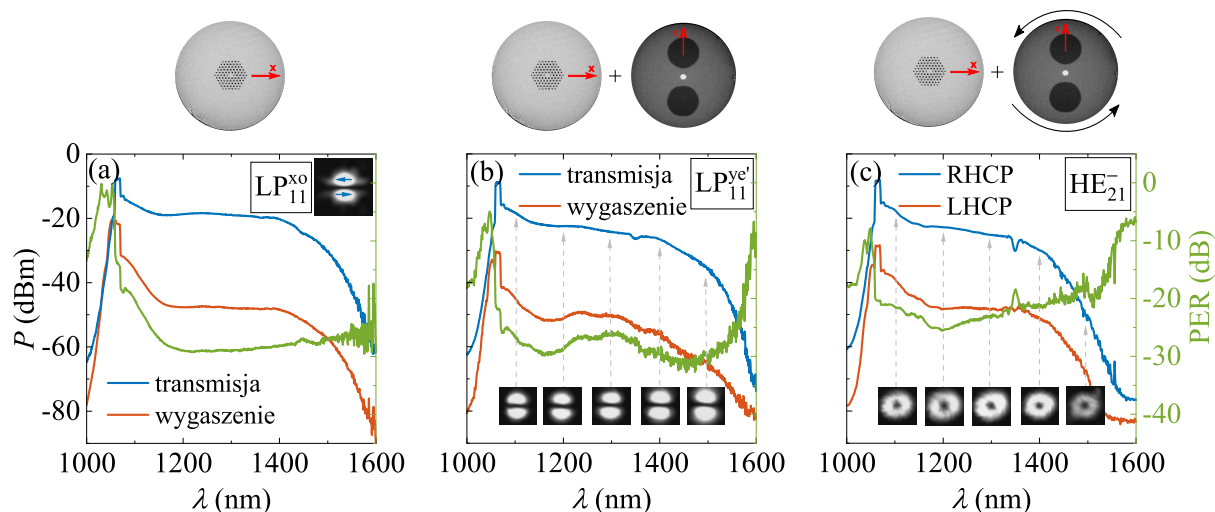
Mody LP_{11} , o charakterystyce spektralnej poszerzonej lub przestrojonej poprzez procesy nieliniowe we włóknie mikrostrukturalnym, pobudzały odpowiednie mody LP'_{11} światłowodu typu PANDA PM-1950. Oba włókna zostały zesparane ze sobą bez wyraźnego zasklepienia dziur we włóknie mikrostrukturalnym, jak widać na zdjęciu spawu zamieszczonym na rys. 5.1, przy pomocy spawarki *Fujikura* LZM-100 CO₂. Oś wolna włókna mikrostrukturalnego została ustawiona równolegle do osi szybkiej włókna typu PANDA, co zapewniało odpowiednie dopasowanie eliptycznych kształtów rdzeni i obniżało straty przejścia (ang. *excess loss*) na spawie do poziomu 1.8 dB dla długości fali 1064 nm. Dla takiego ustawienia rdzeni mody $LP_{11}^{x'o'}$, $LP_{11}^{y'o'}$, $LP_{11}^{x'e'}$ i $LP_{11}^{y'e'}$ we włóknie PANDA były pobudzane odpowiednio przez mody $LP_{11}^{y'e}$, $LP_{11}^{x'e}$, $LP_{11}^{y'o}$ i $LP_{11}^{x'o}$ włókna mikrostrukturalnego. Kątowe niedopasowanie osi dwójłomności włókien zostało oszacowane na 1–2°, na podstawie pomiaru PER na wyjściu włókna mikrostrukturalnego i włókna typu PANDA, rys. 5.7(a,b).

Gradientowo skręcony konwerter modów został wytworzony w wyjściowym odcinku włókna typu PANDA z wykorzystaniem stacji roboczej *Lightel*, z parametrami procesowymi takimi, jak dla konwertera omawianego w rozdziale 4, zapewniającymi stopniowy wzrost stopnia skręcenia włókna. Końcowy okres skręcenia wytworzonego konwertera, określony na podstawie pomiarów przeprowadzonych z wykorzystaniem mikroskopu polaryzacyjnego (rys. 5.6(b)), wynosił 625 μm, a całkowita długość konwertera to około 3 cm.

5.3.1 Pompowanie laserem nanosekundowym

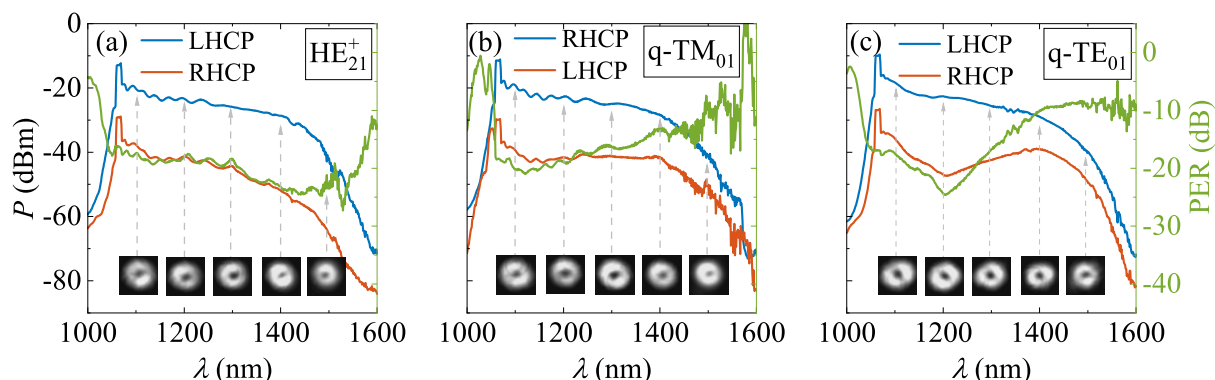
Na rys. 5.7 pokazano widmo superkontinuum wygenerowanego w modzie $LP_{11}^{x'o}$ przy użyciu lasera Nd:YAG, zarejestrowane na wyjściu włókna mikrostrukturalnego, na wyjściu włókna typu PANDA połączonego na kontakt z włóknem mikrostrukturalnym ($LP_{11}^{y'e'}$) oraz na wyjściu włókna typu PANDA po jego gradientowym skręceniu (HE_{21}^-). W celu weryfikacji czystości polaryzacyjnej modów (PER) poszczególne widma były rejestrowane z użyciem liniowych lub kołowych analizatorów polaryzacji, ustawionych w transmisji lub wygaszeniu dla badanego modu. Dodatkowo zarejestrowano zdjęcia modów z wykorzystaniem filtrów interferencyjnych o centralnych długościach fali zmieniających się z krokiem 100 nm w zakresie 1100–1500 nm, potwierdzające czyste pobudzenie modów LP'_{11} we włóknie typu PANDA (rys. 5.7(b)) oraz ich konwersję do modów o obwarzankowym kształcie (rys. 5.7(c)).

Jak pokazano na rys. 5.7(c), PER dla modu otrzymanego na wyjściu konwertera przy pobudzeniu modu $LP_{11}^{y'e'}$ na wejściu, zmierzony z wykorzystaniem kołowych analizatorów, nazywany dalej w skrócie kołowym PER, jest na poziomie –20 dB lub mniejszym w zakresie spektralnym 1064–1500 nm. Na podstawie uogólnionego prawa Malusa można oszacować (równanie (4.2)), że taki poziom kołowego PER odpowiada średniemu kątowi eliptyczności $\theta_{av} \approx +40^\circ$. Polaryzacja modu jest zatem w dobrym przybliżeniu kołowa prawoskrętna (RHCP), co odpowiada



Rys. 5.7: SC wygenerowane w modzie LP_{11}^{xo} włókna mikrostrukturalnego zarejestrowane przy pomocy OSA na jego wyjściu (a), na wyjściu włókna typu PANDA przed skręceniem w modzie $LP_{11}^{ye'}$ (b) i na wyjściu gradientowo skręconego włókna typu PANDA (c). Widma zarejestrowano po przejściu przez liniowy (a,b) lub kołowy (c) polaryzator, ustawiony w transmisji lub wygaszeniu dla badanego modu. Zieloną linią, powiązaną z osią prawą, oznaczono współczynnik ekstynkcji (PER). Zdjęcia modów (b,c) zarejestrowano z użyciem filtrów interferencyjnych dla poszczególnych długości fali, z krokiem 100 nm.

spinowemu momentowi pędu (SAM) równemu -1 . Wyniki pomiarów potwierdzają, że mod $LP_{11}^{ye'}$ ewoluował w konwerterze do modu HE_{21}^- . Widma trzech pozostałych wiązek wirowych pokazano na rys. 5.8. Polaryzacja modu wirowego otrzymanego na wyjściu przy pobudzeniu modu $LP_{11}^{xo'}$ na wejściu włókna PANDA jest kołowa i lewoskrętna (LHCP) w analizowanym zakresie spektralnym, o czym świadczy wartość kołowego PER na poziomie około -20 dB, rys. 5.8(a). Pozwala to stwierdzić, że mod $LP_{11}^{xo'}$ w skręconym włóknie typu PANDA ewoluował do modu HE_{21}^+ . Pozostałe mody, $LP_{11}^{yo'}$ oraz $LP_{11}^{xe'}$, zgodnie z przewidywaniami symulacyjnymi, ewoluują odpowiednio do modów quasi- TM_{01} i quasi- TE_{01} . W zakresie spektralnym 1064–1200 nm polaryzacja tych modów może być określona na praktycznie kołową (kołowy PER na poziomie -20 dB), odpo-

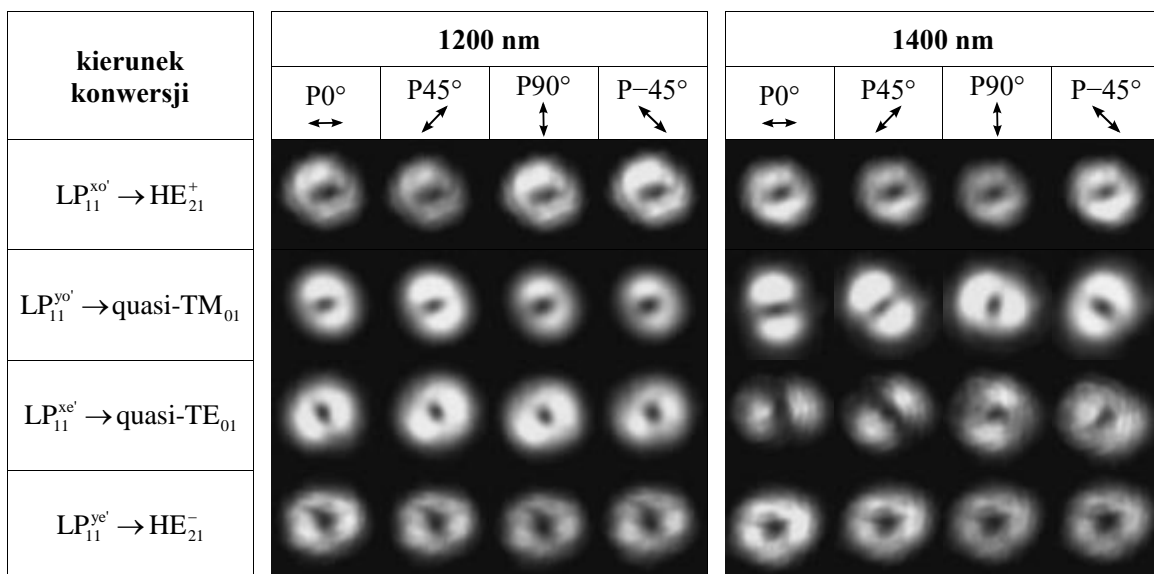


Rys. 5.8: Widma zarejestrowane na wyjściu skręconego konwertera modów przy pobudzeniu modów $LP_{11}^{xo'}$ (a), $LP_{11}^{yo'}$ (b), $LP_{11}^{xe'}$ (c) we włóknie typu PANDA za pomocą SC wygenerowanego odpowiednio w modach włókna mikrostrukturalnego LP_{11}^{ye} , LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{yo} . Widma zarejestrowano po przejściu przez analizatory kołowych stanów polaryzacji, lewo- (LHCP) oraz prawoskrętnej (RHCP). Zdjęcia modów zarejestrowano z użyciem filtrów interferencyjnych dla poszczególnych długości fali, z krokiem 100 nm.

wiednio prawo- i lewoskrętną, rys. 5.8(b), 5.8(c). Ze wzrostem długości fali kołowy PER tych modów rośnie, przyjmując wartość około -10 dB dla $\lambda = 1500$ nm. Na podstawie uogólnionego prawa Malusa można oszacować, że taka wartość kołowego PER odpowiada wartości średniego kąta eliptyczności na poziomie około $\pm 27^\circ$. Zmiana polaryzacji wiązek quasi-TM₀₁ i quasi-TE₀₁ w funkcji długości fali jest najprawdopodobniej związana z dyspersyjnością różnicy ich efektywnych współczynników załamania, wynikającą z dyspersyjności różnicy n_{eff} dla odpowiednich modów LP₁₁['], rys. 4.2(c) [109, 111].

Drugim eksperymentem, który przeprowadzono w celu zbadania polaryzacji poszczególnych wiązek wirowych w funkcji długości fali, była obserwacja rozkładów ich intensywności po przejściu przez obrotowy polaryzator liniowy i filtr interferencyjny. Zarejestrowane rozkłady intensywności wiązek, dla długości fali 1200 nm i 1400 nm, po przejściu przez polaryzator liniowy o różnych kierunkach transmisji, pokazano na rys. 5.9. Eksperyment potwierdził, że polaryzacja wszystkich czterech modów wirowych dla długości fali 1200 nm jest kołowa, ponieważ obrót polaryzatora praktycznie nie zmienia obserwowanych rozkładów ich intensywności. Dla długości fali 1400 nm mody wirowe otrzymane przy pobudzeniu na wejściu modu LP₁₁^{xo'} lub LP₁₁^{ye'} zgodnie z oczekiwaniami zachowują kołową polaryzację. Przy pobudzeniu modu LP₁₁^{yo'} lub LP₁₁^{xe'} w rozkładach intensywności zaobserwowano pojawienie się ciemniejszej linii obracającej się wraz z obrotem polaryzatora, co sugeruje, że polaryzacja wyjściowych wiązek wirowych dla długości fali 1400 nm jest przynajmniej lokalnie bardziej zbliżona do liniowej i zmienia się po powierzchni modu. Na podstawie kierunku wygaszonej linii względem ustawienia kierunku transmisji polaryzatora można stwierdzić, że mod LP₁₁^{yo'} ewoluuje do modu quasi-TM₀₁, natomiast mod LP₁₁^{xe'} – do modu quasi-TE₀₁.

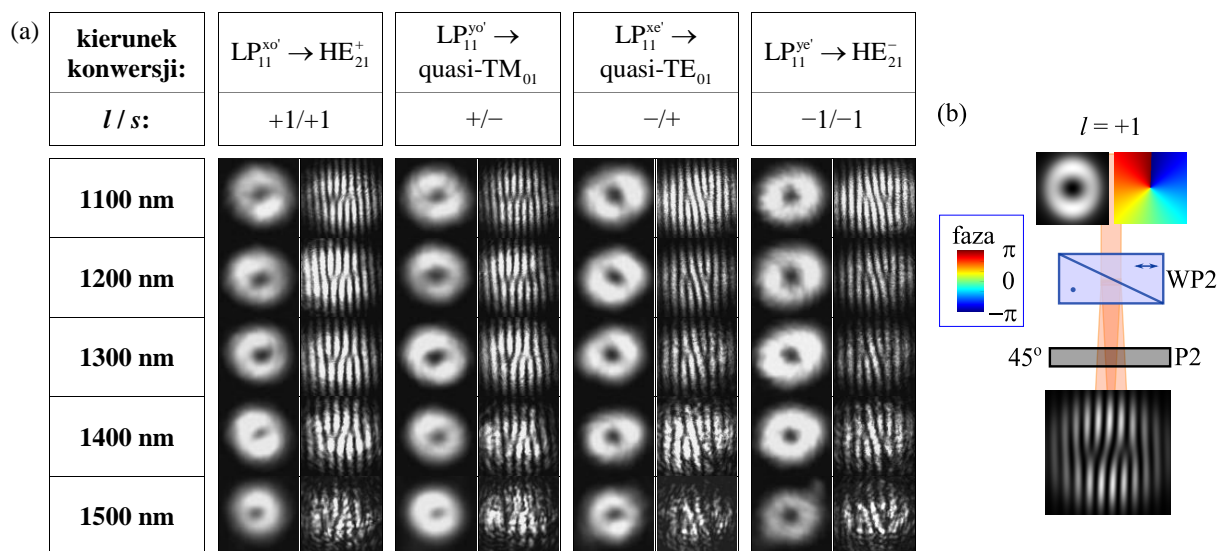
W celu potwierdzenia wirowej natury wyjściowych wiązek skręconego włókna typu PANDA i określenia ich orbitalnego momentu pędu przeprowadzono eksperymenty interferencyjne. Ponieważ mody LP₁₁ były pobudzane we włóknie mikrostrukturalnym za pomocą wąskopasmowego lasera Nd:YAG, a szerokie pasmo modów wyjściowych zostało uzyskane przez efekty nieliniowe



Rys. 5.9: Rozkłady intensywności zarejestrowane dla długości fali $\lambda = 1200$ nm i $\lambda = 1400$ nm po przejściu przez liniowy polaryzator dla czterech wiązek na wyjściu skręconego włókna PM-1950. Kierunki transmisji polaryzatora pokazują strzałki.

we włóknie mikrostrukturalnym, do weryfikacji OAM zdecydowano się zastosować metodę interferometrii wspólnej drogi wykorzystującą pryzmat Wollastona [116]. Schemat tej metody jest pokazany na rys. 5.1 oraz 5.10(b). Na wyjściu źródła modów wirowych umieszczono pryzmat Wollastona WP2 o kącie podziału 0.6° . WP2 rozdziela wiązkę wirową na dwie wiązki, których fronty falowe są pochylone względem siebie, a polaryzacje są ortogonalne. Wiązki interferują po przejściu przez polaryzator P2, którego kierunek transmisji tworzy z osiami pryzmatu WP2 kąt $\pm 45^\circ$. Otrzymany wzór interferencyjny zawiera układ dwóch odwróconych względem siebie widelców o liczbie zębów i orientacji zależnej od OAM analizowanej wiązki. Wyniki symulacji interferencji wiązki o orbitalnym momencie pędu równym $l = +1$ za pryzmatem Wollastona WP2 przedstawiono na rys. 5.10(b). Orientacja lewego widelca „zębami w górę” i prawego „zębami w dół” oznacza wiązkę o dodatnim orbitalnym momencie pędu. Dla odwrotnej orientacji obydwu widelców OAM jest ujemny. Interferogramy zarejestrowane w opisanym układzie dla wszystkich wiązek wyjściowych w szerokim spektrum pokazano na rys. 5.10(a). Przeprowadzony eksperyment, wraz z eksperymentami dotyczącymi polaryzacji, pozwala ostatecznie określić całkowity moment pędu otrzymanych wiązek wirowych. Mody $LP_{11}^{xo'}$ oraz $LP_{11}^{ye'}$ ewoluowały w konwerterze do modów o lewoskrętnej i prawoskrętnej polaryzacji, HE_{21}^+ i HE_{21}^- , i wartościach spinowego i orbitalnego momentu pędu s/l równych odpowiednio $+1/+1$ i $-1/-1$, co daje całkowity moment pędu tych modów $j = \pm 2$. Mody $LP_{11}^{yo'}$ oraz $LP_{11}^{xe'}$ ewoluowały do modów quasi-TM₀₁ i quasi-TE₀₁ o średnim kącie eliptyczności zmieniającym się wraz z długością fali, od około $\pm 40^\circ$ do $\pm 27^\circ$, ale o przeciwnych znakach spinowego i orbitalnego momentu pędu, co łącznie daje całkowity moment pędu $j = 0$. Obserwowany kierunek ewolucji modów LP_{11}' we włóknie typu PANDA jest zgodny z wynikami symulacji.

Jak widać na rys. 5.10(a), dla długości fali 1400 nm i 1500 nm interferogramy są obarczone szumem plamkowym. Efekt ten jest związany ze zwiększającymi się stratami modów wirowych w pobliżu długości fali odcięcia, która dla modów LP_{11}' wynosiła około 1600–1700 nm. Helikal-

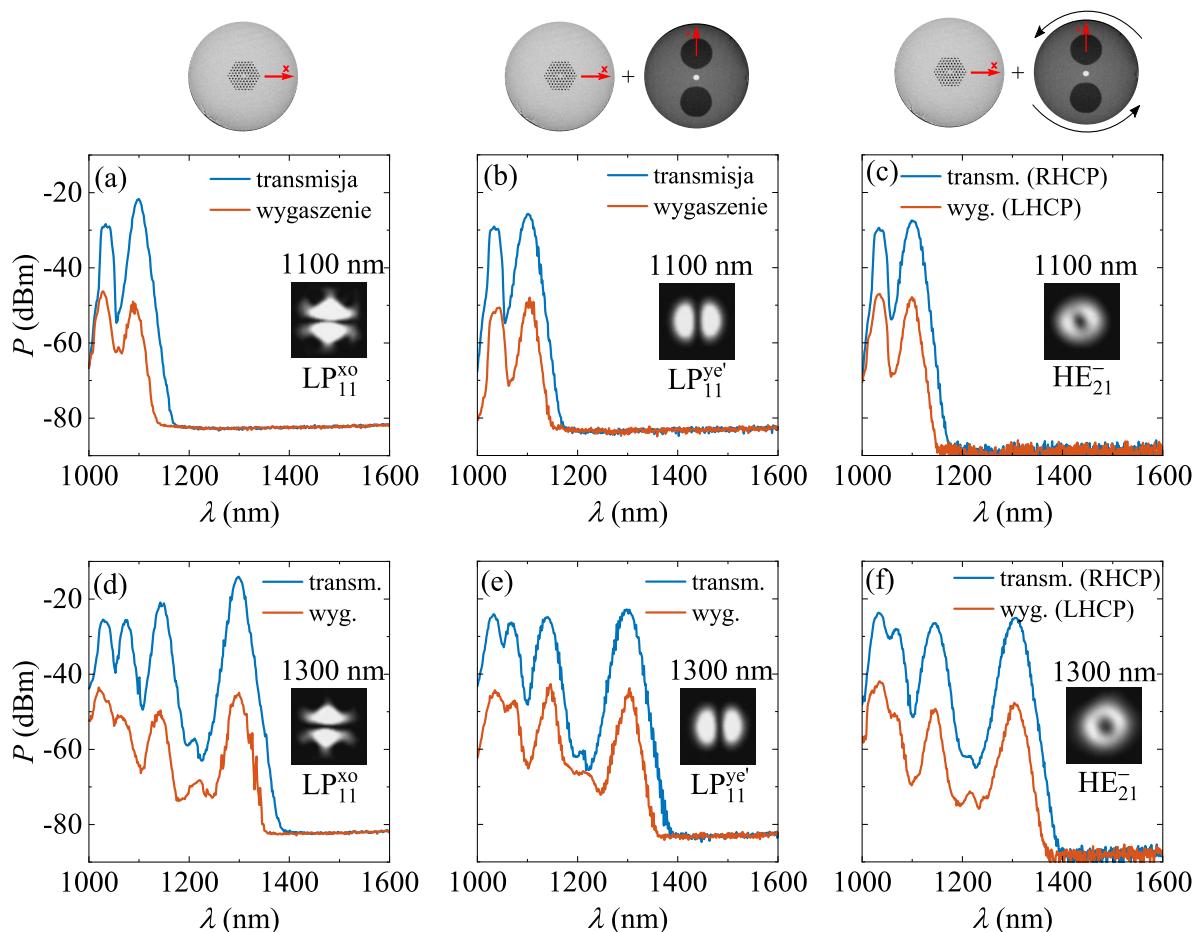


Rys. 5.10: Rozkłady natężenia światła oraz widelcowe interferogramy zarejestrowane dla wiązek wirowych o różnych kombinacjach wartości orbitalnego (l) i spinowego (s) momentu pędu, otrzymanych na wyjściu włókna typu PANDA w funkcji długości fali (a). Schemat układu i wynik interferencji za pryzmatem Wollastona WP2 obliczony numerycznie dla kołowo spolaryzowanej wiązki o $l = +1$ (b).

na struktura skrzyżowanego włókna z delikatnie eliptycznym rdzeniem sprzyja sprzężeniu modów rdzeniowych do modów płaszczowych [118]. Szum plamkowy zaobserwowany w eksperymencie od około 1400 nm jest skutkiem interferencji modów rdzeniowych i pasożytniczych modów płaszczowych. W związku z tym górny użyteczny zakres spektralny stworzonego źródła wiązek wirowych określono na 1400 nm.

5.3.2 Pompowanie laserem femtosekundowym

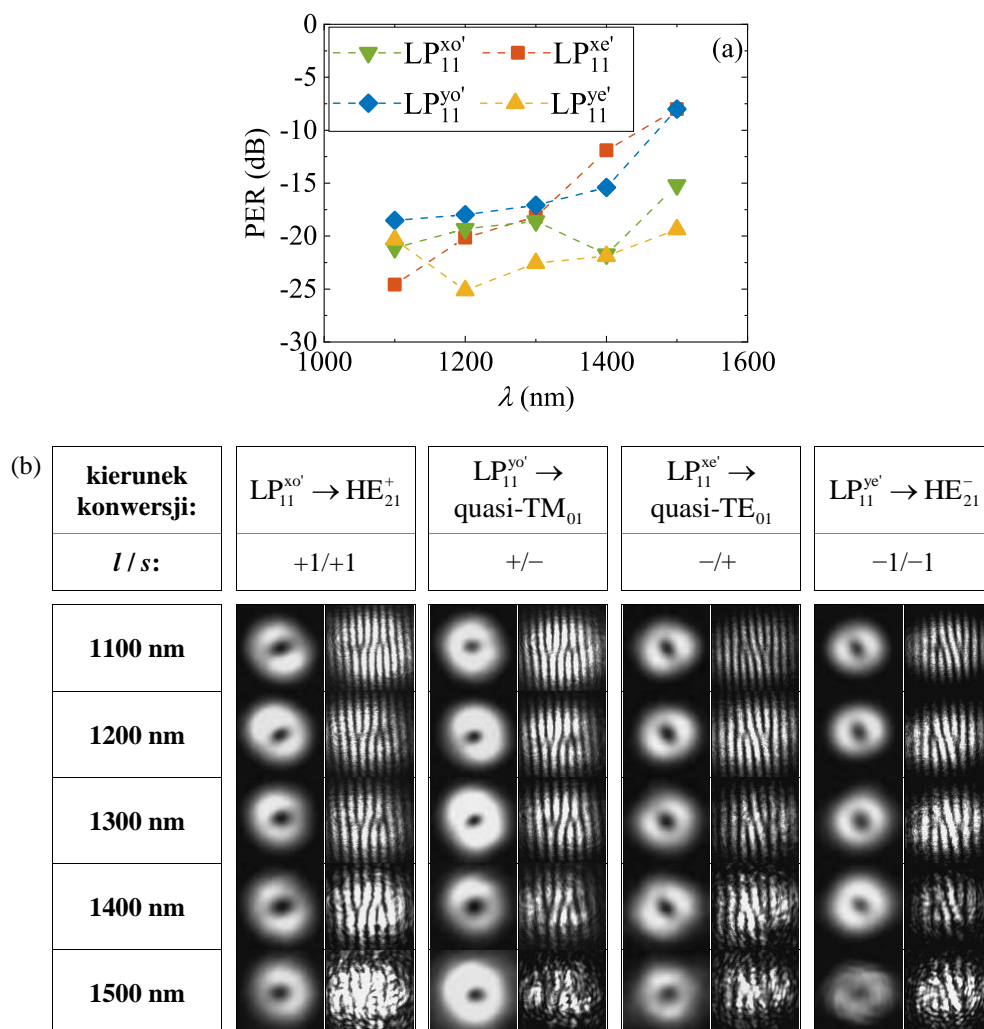
Podobnie jak w przypadku SC wygenerowanego we włóknie mikrostrukturalnym przy pompowaniu nanosekundowym, zbadano konwersję solitonów, wygenerowanych w modach pierwszego rzędu włókna mikrostrukturalnego przy pompowaniu femtosekundowym. Przykładowe widma solitonów dla modów LP_{11}^{xo} , $LP_{11}^{ye'}$ i HE_{21}^- , zarejestrowane z wykorzystaniem liniowych i kołowych polaryzatorów na wyjściu włókna mikrostrukturalnego, połączonego z nim na kontakt nieskręconego włókna typu PANDA oraz skrzyżowanego włókna typu PANDA, są pokazane na rys. 5.11. Oprócz spektrogramów na wykresach pokazano zdjęcia wiązek wyjściowych, zarejestrowa-



Rys. 5.11: Poszczególne kroki konwersji w przestrajalnym źródle modów wirowych dla pobudzenia laserem femtosekundowym: spektrum solitonowe w transmisji i wygaszeniu na wyjściu włókna mikrostrukturalnego w modzie LP_{11}^{xo} (a,d), na wyjściu nieskręconego włókna typu PANDA w modzie $LP_{11}^{ye'}$ (b,e) i na wyjściu gradientowo skrzyżowanego włókna typu PANDA w modzie wirowym HE_{21}^- (c,f). Górny (a-c) i dolny (d-f) panel pokazują widma zarejestrowane dla dwóch mocy wejściowych i przestrojeniu pierwszego solitonu do długości fali 1100 nm i 1300 nm. Zdjęcia modów wyjściowych zamieszczone na poszczególnych wykresach zarejestrowano z użyciem filtrów interferencyjnych o centralnej długości fali odpowiadającej długości fali pierwszego solitonu.

ne z wykorzystaniem filtrów interferencyjnych o pasmach transmisji odpowiadających długości fali pierwszego solitonu, przestrojonego do 1100 nm i 1300 nm dzięki zmianie mocy pompującej.

Na rys. 5.12(a) pokazano zależność współczynnika PER od długości fali dla pierwszego solitonu we wszystkich modach wirowych. Współczynnik został zmierzony z wykorzystaniem kołowych polaryzatorów. Podobnie jak dla SC, najmniejsze wartości kołowego PER dla solitonów, poniżej -20 dB w całym zakresie spektralnym, otrzymano dla modu $LP_{11}^{ye'}$ konwertowanego w skręconym włóknie typu PANDA do kołowo spolaryzowanego modu HE_{21}^- . Jest to powiązane z faktem, że mod $LP_{11}^{ye'}$ włókna PANDA jest pompowany modem LP_{11}^{xo} włókna mikrostrukturalnego, który również wykazał mniejszy PER. PER zmierzony dla modu HE_{21}^+ był większy ze względu na również większy PER dla zasilającego modu LP_{11}^{ye} niż dla modu LP_{11}^{xo} we włóknie mikrostrukturalnym. Zróżnicowanie PER w światłowodzie mikrostrukturalnym dla modów o polaryzacji x i y spowodowane jest efektem nieliniowej dwójłomności, który zmniejsza całkowitą dwójłomność włókna w przypadku pompowania polaryzacją y , co sprzyja nieliniowym i liniowym sprzężeniom do modu o ortogonalnej polaryzacji i pogarsza PER. W przypadku pompowania impulsami o po-



Rys. 5.12: Zależność kołowego PER od długości fali dla pierwszego solitonu na wyjściu skręconego włókna typu PANDA przy pobudzeniu poszczególnych modów LP_{11}' (a). Rozkłady natężenia światła oraz widelcowe interferogramy zarejestrowane dla wiązek wirowych o różnych kombinacjach wartości orbitalnego (l) i spinowego (s) momentu pędu, otrzymanych na wyjściu włókna typu PANDA, w funkcji długości fali (b).

laryzacji x , zachodzi efekt odwrotny. Nieliniowa dwójłomność powiększa całkowitą dwójłomność włókna i redukuje sprzężenia do modu o ortogonalnej polaryzacji. Dla modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} , otrzymanych na wyjściu skręconego włókna typu PANDA przy pobudzeniu odpowiednio modów $LP_{11}^{xe'}$ i $LP_{11}^{yo'}$ na wejściu, kołowy PER był poniżej -17 dB w zakresie 1100–1300 nm i wzrósł powyżej -15 dB dla większych długości fali, co ma związek ze zmianą średniego kąta eliptyczności tych modów w funkcji długości fali oraz modulacją stanu polaryzacji po ich powierzchni.

Wirowy charakter solitonów na wyjściu przestrajalnego źródła został również potwierdzony metodą interferometrii wspólnej drogi wykorzystującej pryzmat Wollastona WP2. Orientacja widelców w interferogramach zarejestrowanych dla poszczególnych modów była taka sama, jak w przypadku pompowania laserem nanosekundowym, co potwierdza, że kierunki konwersji poszczególnych modów nie zależą od typu źródła pompującego. Jakość zarejestrowanych interferogramów i poziom szumu plamkowego dla solitonów jest podobna jak w przypadku SC.

5.4 Podsumowanie

W ramach niniejszego rozdziału zaproponowano i przebadano możliwość wytworzenia nowego źródła wiązek wirowych różnych typów, wygenerowanych bezpośrednio w światłowodach. Kluczową zaletą opracowanego źródła jest jego działanie w trybie szerokopasmowym lub przestrajalnym, w zależności od długości czasu trwania impulsów lasera pompującego.

Zaproponowane źródło bazuje na połączeniu dwóch typów dwumodowych światłowodów o specyficznych właściwościach. Pierwszym z nich jest specjalnie zaprojektowany światłowod mikrostrukturalny, zastosowany do generacji superkontinuum lub przestrajalnych solitonów Rmana o dużej czystości modowej i polaryzacyjnej w modach LP_{11} . Drugim włóknem jest komercyjny światłowod typu PANDA o gradientowo skręconym wyjściowym odcinku, który transformuje mody LP_{11} w mody wirowe, $HE_{21}^{+/-}$, quasi- TM_{01} i quasi- TE_{01} , o różnych wartościach całkowitego momentu pędu, równych odpowiednio ± 2 lub 0. Uzyskane w eksperymencie spektralne pasmo źródła rozciąga się na ponad 300 nm, od długości fali pompy do około 1400 nm. Użytkowy zakres spektralny źródła może być poszerzony przez zastosowanie włókna typu PANDA o większej długości fali odcięcia i mniejszej eliptyczności rdzenia. Poszczególne wiązki wirowe otrzymywane na wyjściu źródła mogą być wybierane przez pobudzanie odpowiednich modów LP_{11} na jego wejściu. Pobudzając na wejściu włókna typu PANDA mody LP_{11}^{xo} lub LP_{11}^{ye} , otrzymywano na wyjściu konwertera superkontinuum w modach HE_{21}^+ lub HE_{21}^- , kołowo spolaryzowane w całym zakresie spektralnym. Mody wejściowe LP_{11}^{yo} lub LP_{11}^{xe} były konwertowane do modów quasi- TM_{01} lub quasi- TE_{01} o średnim kącie eliptyczności wskazującym, w zależności od zakresu spektralnego, kołową lub eliptyczną polaryzację o bardziej skomplikowanym rozkładzie przestrzennym. Dla kołowo spolaryzowanych SC lub solitonów w modach $HE_{21}^{+/-}$ uzyskano czystość polaryzacyjną na poziomie około -20 dB w użytkowym zakresie spektralnym. Jakość wyjściowych wiązek wirowych może być dalej poprawiona przez optymalizację właściwości wykorzystanych światłowodów oraz profilu skręcenia włókna typu PANDA.

Ze względu na prostotę, łatwość przestrajania otrzymywanych wiązek i działanie w szerokim spektrum zaproponowane źródło modów wirowych może znaleźć zastosowanie w różnych dziedzinach optyki, w tym w pułapkowaniu optycznym, mikroskopii, laserach światłowodowych i optyce kwantowej. Wyniki eksperymentów oraz obliczeń przedstawione w tym rozdziale zostały uzyskane z dominującym udziałem Autorki rozprawy oraz opublikowane w [63].

Rozdział 6

Siatki typu *rocking-filter* w dwumodowych światłowodach typu PANDA

W proponowanych we wcześniejszych rozdziałach zastosowaniach światłowodów skręconych sprzężenia między modami LP₁₁ były wysoce niepożądane. Konwersja między modami LP₁₁ a modami wirowymi powinna odbywać się adiabaticznie, „mod w mod”, a interakcje międzymodowe zaburzałyby czystość wyjściowych wiązek wirowych.

W uzupełnieniu do proponowanego wcześniej scenariusza konwersji warto także rozważyć intencjonalne sprzężenia między modami LP₁₁. Jedną z metod indukowania sprzężeń międzymodowych w światłowodach jest zapisanie w nich odpowiednio zaprojektowanej siatki długookresowej. Specjalnym rodzajem siatek długookresowych są siatki typu *rocking-filter* (RF). Siatki RF są najczęściej stosowane do indukowania rezonansowych sprzężeń między modami podstawowymi o ortogonalnych polaryzacjach, dzięki periodycznie rozmieszczonym punktom sprzężenia, w których następuje obrót osi polaryzacyjnych włókna o mały kąt [56]. Do tej pory siatki RF były wytwarzane w dwójłomnych włóknach z elementami naprężającymi [53], z eliptycznym rdzeniem [54,55], włóknach telekomunikacyjnych z dwójłomnością indukowaną skręceniem [119] oraz we włóknach mikrostrukturalnych [56–59]. Wśród metod wytwarzania należy wymienić obrót preformy w trakcie procesu wyciągania [53], naświetlanie wiązką UV [54, 55] lub laserem CO₂ [56–58] oraz wykorzystanie łuku elektrycznego [59].

Transfer mocy między polaryzacyjnymi modami własnymi światłowodu, wywołany okresową perturbacją, może być opisywany z wykorzystaniem teorii modów sprzężonych [56]. Przy pobudzeniu jednego modu polaryzacyjnego na początku siatki RF moc w ortogonalnym modzie można wyrazić jako:

$$P(z) = P_0(\kappa z)^2 \operatorname{sinc}^2(z\sqrt{\kappa^2 + \delta^2}), \quad (6.1)$$

gdzie z to długość drogi oddziaływania, κ – współczynnik sprzężenia, $2\delta = \Delta\beta$ – parametr niedopasowania fazowego siatki, równy:

$$\Delta\beta = \beta_x - \beta_y - \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (6.2)$$

gdzie β_x, β_y to stałe propagacji polaryzacyjnych modów własnych, Λ – długość perturbacji, czyli okres siatki. Pełny transfer mocy jest możliwy gdy $\Delta\beta = 0$, jest to warunek dopasowania okresu siatki do drogi zdudnień między modami polaryzacyjnymi, oraz gdy długość sprzężenia L spełnia następujący warunek $\kappa L = \pi/2$.

Propagację modów polaryzacyjnych przez kolejne segmenty siatki RF można z powodzeniem modelować numerycznie z wykorzystaniem formalizmu Jonesa [120]. Zgodnie z tym formalizmem

amplituda modu liniowo spolaryzowanego w kierunku x można zapisać jako jednostkowy wektor Jonesa:

$$\vec{J}_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (6.3)$$

Transmisja przez poszczególne sekcje siatki RF może być wyrażona za pomocą macierzy Jonesa:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i2\pi\Lambda\Delta n(\lambda)/\lambda) \end{bmatrix}, \quad (6.4)$$

gdzie Λ – okres siatki, $\Delta n = n_{eff}^x - n_{eff}^y$ – dwójłomność fazowa modu podstawowego światłowodu. Obrót osi dwójłomności (punkt sprzężenia siatki) jest reprezentowany za pomocą macierzy obrotu:

$$\mathbf{R}(\Delta\alpha) = \begin{bmatrix} \cos(\Delta\alpha) & -\sin(\Delta\alpha) \\ \sin(\Delta\alpha) & \cos(\Delta\alpha) \end{bmatrix}. \quad (6.5)$$

Wyjściowy wektor Jonesa jest wyznaczany poprzez wymnożenie wejściowego wektora Jonesa \vec{J}_0 kolejno przez macierze obrotu $\mathbf{R}(\Delta\alpha)$ oraz transmisji \mathbf{T} , reprezentujące pełną strukturę siatki:

$$\vec{J}_1 = \mathbf{R}(\Delta\alpha) \prod_{m=1}^{N-1} [\mathbf{T} \cdot \mathbf{R}(\Delta\alpha)] \vec{J}_0, \quad (6.6)$$

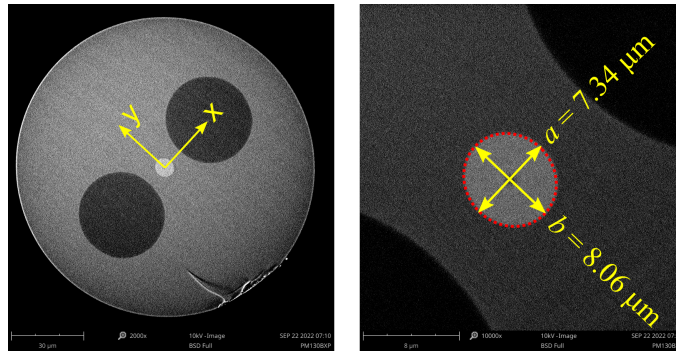
gdzie N – liczba punktów sprzężenia. Elementy wektora \vec{J}_1 podniesione do kwadratu dają natężenie światła na wyjściu siatki, odpowiednio w modzie spolaryzowanym w kierunku osi x oraz y .

W ramach doktoratu pokazano po raz pierwszy, że siatkę typu RF można wykorzystać nie tylko do wywoływania sprzężeń między podstawowymi modami polaryzacyjnymi, ale także między różnymi parami modów wyższych rzędów. Rozważano sprzężenia między modami z grupy LP_{11} w dwumodowym włóknie typu PANDA. Udowodniono, że siatki typu RF mogą być stosowane do rezonansowej konwersji nie tylko między modami o takiej samej strukturze przestrzennej i ortogonalnych polaryzacjach (jak w przypadku konwencjonalnych siatek polaryzacyjnych w światłowodach jednomodowych), ale również między modami o takich samych polaryzacjach i ortogonalnym rozkładzie przestrzennym amplitudy. Ponadto pokazano, że z wykorzystaniem siatki RF na wyjściu dwumodowego światłowodu typu PANDA można uzyskać mody TE_{01} , TM_{01} , HE_{21} lub ich koherentne superpozycje. Otrzymane wyniki, opisane w niniejszym rozdziale, zostały opublikowane w [64].

6.1 Zasada działania oraz projektowanie siatek typu *rocking-filter* w światłowodach dwumodowych

Do wytworzenia siatek RF sprzęgających mody LP_{11} wykorzystano komercyjne włókno typu PANDA, dla którego długość fali odcięcia jest równa około 1.08 μm . Zdjęcie przekroju włókna, otrzymane w mikroskopie elektronowym, przedstawiono na rys. 6.1.

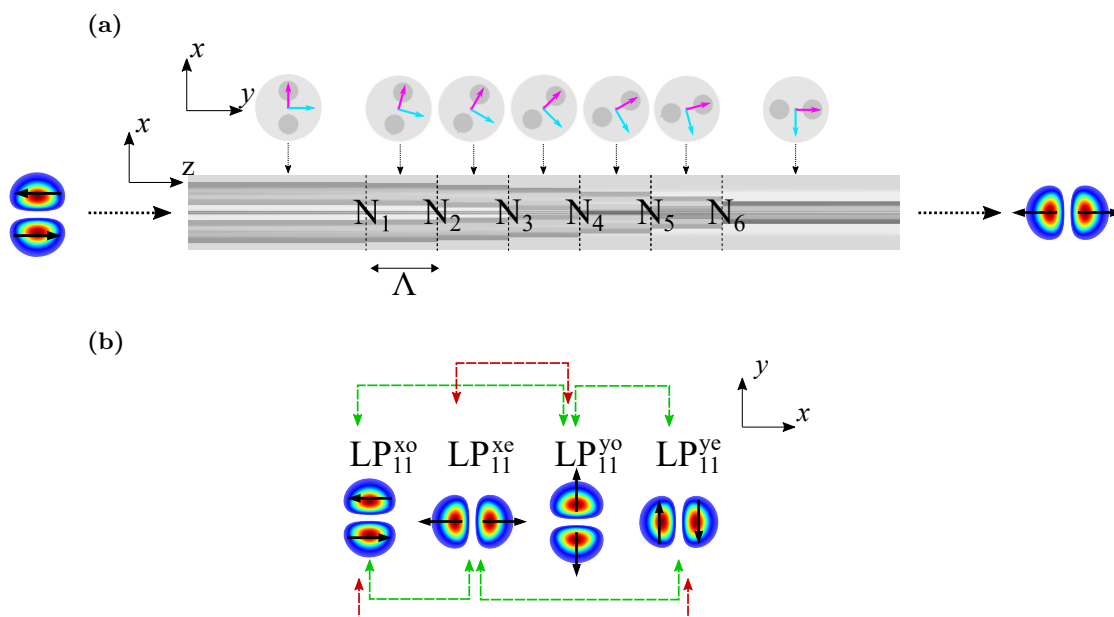
Siatki RF, przebadane w ramach doktoratu, zostały wytworzone poprzez wprowadzenie niewielkich, niemal punktowych i rozmieszczonych periodycznie obrotów osi światłowodu dwójłomnego. Ze względu na lokalne skręcenie światłowodu, na granicy pomiędzy kolejnymi sekcjami



Rys. 6.1: Zdjęcie SEM włókna typu PANDA, Nufern PM1300B-XP wykorzystanego do wytwarzania siatek RF sprzęgających tryby LP_{11} .

siatki odpowiednie tryby własne danej i następnego sekcji nie spełniają warunku ortogonalności (częściowo się przekrywają), co powoduje niewielkie sprzężenie między nimi. Jeśli w każdym kolejnym punkcie sprzężenia, te odsprężane, niewielkie części amplitudy dodają się konstruktywnie, na wyjściu siatki można otrzymać niemal całkowitą konwersję między trybami polaryzacyjnymi lub przestrzennymi.

Zasadę działania siatki RF konwertującej tryby LP_{11} przedstawiono na rys. 6.2(a). Przygotowano model numeryczny umożliwiający symulację działania i zaprojektowanie siatek RF do obserwacji różnego rodzaju sprzężeń między trybami LP_{11} . Włókno podzielono na $N - 1$ identycznych sekcji, gdzie N jest liczbą punktów sprzężenia siatki, z osiami dwójłomności obróconymi względem siebie o kąt $\Delta\alpha$ zgodnie z kierunkiem ruchu wskazówek zegara. Analizowano jedynie układ czterech trybów pierwszego rzędu propagujących w jednym kierunku. W każdej sekcji propagacja poszczególnych trybów odbywała się niezależnie, zgodnie z własnymi stałymi propagacji, natomiast na nieciągłej granicy między sekcjami tryby sprzęgają się na skutek



Rys. 6.2: Zasada działania siatki RF do rezonansowych sprzężeń między trybami LP_{11} w światłowodzie dwójłomnym typu PANDA (a). Rozkłady natężeń i polaryzacja trybów LP_{11} . Strzałki zielone/czerwone pokazują pary trybów o relatywnie wysokich/niskich współczynnikach sprzężenia (pary trybów pojedynczo/podwójnie ortogonalnych) (b).

nieortogonalności, przy czym w ogólnym przypadku amplitudowe współczynniki sprzężenia są wyrażone poprzez unormowane całki przekrycia.

W odcinku włókna obróconym o kąt $\Delta\alpha$ amplitudy poprzecznego pola elektrycznego dla poszczególnych modów LP'_{11} mogą być wyrażone w lokalnym kartezjańskim układzie współrzędnych (x', y') jako:

$$\begin{aligned}\overrightarrow{E^{x'o'}} &= \vec{x}' F(r) \sin(\theta') \\ \overrightarrow{E^{xe'}} &= \vec{x}' F(r) \cos(\theta') \\ \overrightarrow{E^{y'o'}} &= \vec{y}' F(r) \sin(\theta') \\ \overrightarrow{E^{ye'}} &= \vec{y}' F(r) \cos(\theta')\end{aligned}\quad (6.7)$$

gdzie $F(r)$ jest radialnym rozkładem pola, \vec{x}', \vec{y}' są wektorami jednostkowymi wzdłuż odpowiednich osi. W powyższych wzorach przyjęto upraszczające założenie, że radialny rozkład pola $F(r)$ dla wszystkich rozważanych modów jest taki sam. Amplitudy pól poszczególnych modów w danym segmencie siatki (w lokalnym, obróconym układzie współrzędnych, (x', y')) mogą być wyrażone jako superpozycja pól modów z poprzedzającego segmentu siatki (w nieobróconym układzie współrzędnych, (x, y)):

$$\begin{aligned}\overrightarrow{E^{x'o'}} &= (\vec{x} \cos(\Delta\alpha) - \vec{y} \sin(\Delta\alpha)) F(r) \sin(\theta - \Delta\alpha) = \\ &= \cos^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{x'o}} - \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{xe}} - \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{y'o}} + \sin^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{ye}} \\ \overrightarrow{E^{xe'}} &= (\vec{x} \cos(\Delta\alpha) - \vec{y} \sin(\Delta\alpha)) F(r) \cos(\theta - \Delta\alpha) = \\ &= \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{x'o}} + \cos^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{xe}} - \sin^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{y'o}} - \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{ye}} \\ \overrightarrow{E^{y'o'}} &= (\vec{y} \cos(\Delta\alpha) + \vec{x} \sin(\Delta\alpha)) F(r) \sin(\theta - \Delta\alpha) = \\ &= \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{x'o}} - \sin^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{xe}} + \cos^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{y'o}} - \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{ye}} \\ \overrightarrow{E^{ye'}} &= (\vec{y} \cos(\Delta\alpha) + \vec{x} \sin(\Delta\alpha)) F(r) \cos(\theta - \Delta\alpha) = \\ &= \sin^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{x'o}} + \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{xe}} + \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{y'o}} + \cos^2(\Delta\alpha) \overrightarrow{E^{ye}}\end{aligned}\quad (6.8)$$

lub w zwięzłej postaci macierzowej:

$$\begin{bmatrix} E_x^{x'o'} \\ E_x^{xe'} \\ E_y^{y'o'} \\ E_y^{ye'} \end{bmatrix} = \mathbf{C} \begin{bmatrix} E_x^{x'o} \\ E_x^{xe} \\ E_y^{y'o} \\ E_y^{ye} \end{bmatrix}, \quad (6.9)$$

gdzie \mathbf{C} jest macierzą zawierającą współczynniki sprzężenia pomiędzy poszczególnymi modami LP_{11} na styku dwóch sekcji siatki o osiach dwójłomności obróconych o kąt $\Delta\alpha$:

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \cos^2(\Delta\alpha) & -\cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) & -\cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) & \sin^2(\Delta\alpha) \\ \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) & \cos^2(\Delta\alpha) & -\sin^2(\Delta\alpha) & -\cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \\ \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) & -\sin^2(\Delta\alpha) & \cos^2(\Delta\alpha) & -\cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) \\ \sin^2(\Delta\alpha) & \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) & \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha) & \cos^2(\Delta\alpha) \end{bmatrix}. \quad (6.10)$$

Amplitudy pola elektrycznego dla poszczególnych modów po propagacji przez siatkę typu RF złożoną z $N - 1$ segmentów mogą być wyznaczone w lokalnym układzie odniesienia na podstawie równania:

$$\begin{bmatrix} E_x^{xo'} \\ E_x^{xe'} \\ E_y^{yo'} \\ E_y^{ye'} \end{bmatrix} = \mathbf{C} \prod_{i=1}^{N-1} \mathbf{P} \cdot \mathbf{C} \begin{bmatrix} E_x^{xo} \\ E_x^{xe} \\ E_y^{yo} \\ E_y^{ye} \end{bmatrix}, \quad (6.11)$$

w którym \mathbf{P} jest macierzą propagacji modów przez segment siatki o długości Λ :

$$\mathbf{P} = \exp(-ikn_{eff}^{xo}\Lambda) \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(-ik\Delta n_{eff}^{xe-xo}\Lambda) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-ik\Delta n_{eff}^{yo-xo}\Lambda) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(-ik\Delta n_{eff}^{ye-xo}\Lambda) \end{bmatrix}, \quad (6.12)$$

gdzie Δn_{eff}^{xe-xo} , Δn_{eff}^{yo-xo} i Δn_{eff}^{ye-xo} są różnicami efektywnych współczynników załamania kolejnych modów LP_{11} i modu LP_{11}^{xo} , a $k = 2\pi/\lambda$ jest liczbą falową w próżni. Czynniki fazowy $\exp(-ikn_{eff}^{xo}\Lambda)$ na początku macierzy propagacji może być pominięty w obliczeniach, ponieważ nie wpływa on na intensywność modu, wyrażoną jako kwadrat modu jego amplitudy (np. $|E_x^{xo'}|^2$ dla modu LP_{11}^{xo}).

W przypadku siatek RF, w których poszczególne skręcenia osi światłowodu mają taki sam kierunek, sprzężenie rezonansowe rzędu q między dwoma modami może się pojawić dla długości fali spełniających warunek [120]:

$$\Lambda = qL_b, \quad (6.13)$$

gdzie międzymodowa droga zdudnień L_b wyraża się jako:

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n_{eff}}. \quad (6.14)$$

Do przeprowadzenia symulacji oraz zaprojektowania siatki typu RF realizującej konkretne sprzężenia między modami LP_{11} konieczna jest zatem znajomość różnic między ich efektywnymi współczynnikami załamania w funkcji długości fali.

6.1.1 Pomiary różnic efektywnych współczynników załamania modów LP_{11} we włóknie typu PANDA

W celu wyznaczenia spektralnej zależności Δn_{eff} dla wszystkich par modów LP_{11} we włóknie typu PANDA, stosowanym do wytworzenia siatek RF, opracowano procedurę pomiarową składającą się z kilku kroków:

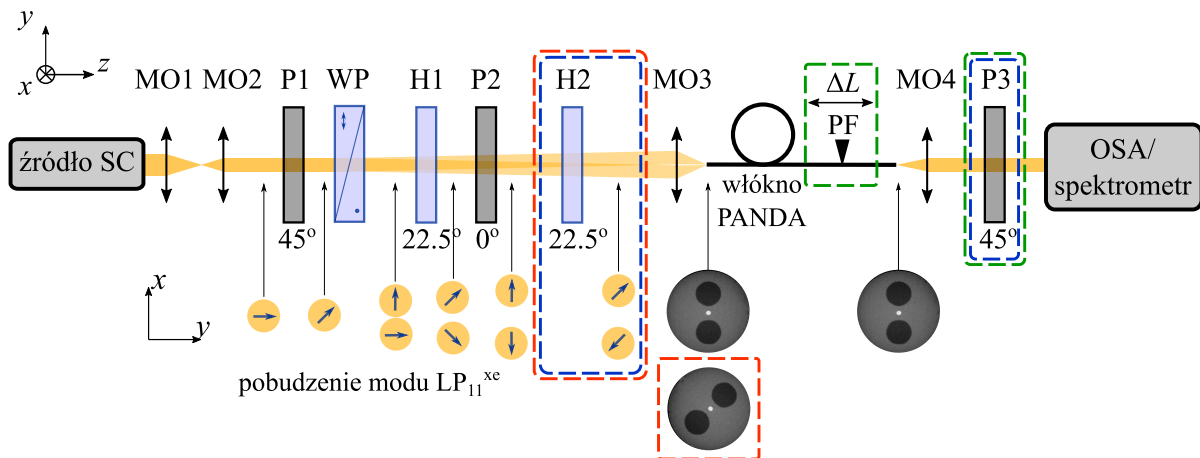
1. Pomiar dwójłomności fazowej modów o tej samej strukturze przestrzennej i ortogonalnych polaryzacjach z wykorzystaniem dobrze znanej metody interferometrii spektralnej połączonej z metodą punktowego nacisku [121, 122].

2. Pomiar różnicy efektywnych współczynników załamania między modami o tej samej polaryzacji i ortogonalnej strukturze przestrzennej przy pomocy metody odcięcia, wykorzystywanej standardowo do pomiarów tłumienia [123], czy dwójłomności [124].
3. Określenie znaku różnicy efektywnych współczynników załamania dla poszczególnych par modów na podstawie znaku różnicy grupowych efektywnych współczynników załamania zmierzonych w interferometrze Macha-Zehndera [110, 125].

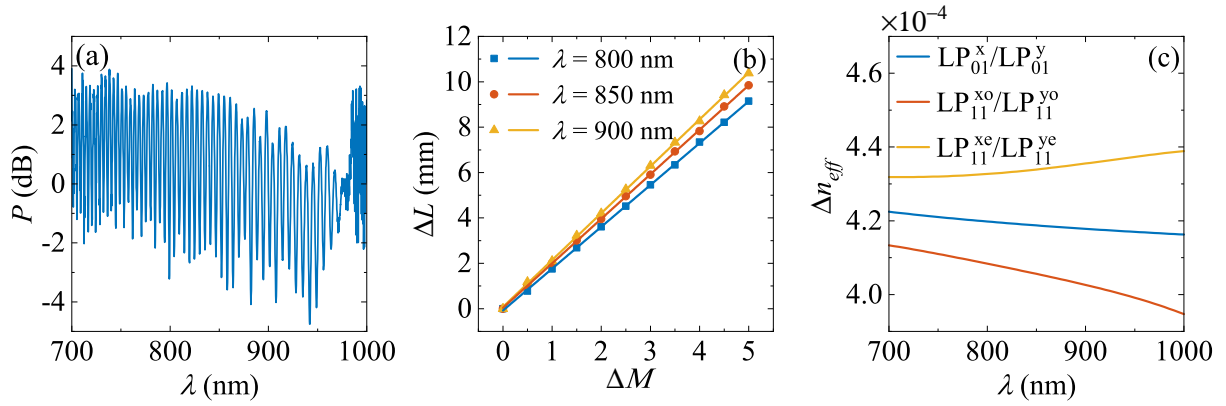
Do pobudzenia poszczególnych par modów (np.: LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{ye} w kroku 1.) wykorzystano wspomnianą wcześniej metodę bazującą na pryzmacie Wollastona [115]. Podstawowy układ wraz z odpowiednimi modyfikacjami przedstawiono na rys. 6.3. W celu pobudzenia dwóch modów polaryzacyjnych umieszczono półfalówkę o azymucie 22.5° (w stosunku do azymutu poprzedzającego polaryzatora) bezpośrednio przed obiektywem wprowadzającym. Polaryzator o osi transmisji pod kątem 45° w stosunku do osi polaryzacyjnych włókna umożliwia obserwację interferencji między ortogonalnie spolaryzowanymi modami przy pomocy analizatora widma. Na skutek różnic stałych propagacji w funkcji długości fali dla pobudzonych modów, np. LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{ye} , można obserwować spektralne prążki interferencyjne, takie jak na rys. 6.4(a). Różnica faz zakumulowana między dwoma modami podczas propagacji przez włókno o długości L jest wyrażona wzorem:

$$\Delta\phi(\lambda) = \Delta\phi_{exp} + 2\pi q = \frac{2\pi L \Delta n_{eff}(\lambda)}{\lambda} \quad (6.15)$$

i zależy bezpośrednio od różnicy między ich efektywnymi współczynnikami Δn_{eff} , czyli dwójłomności, w przypadku modów polaryzacyjnych. Niestety, na podstawie pojedynczego interferogramu można jedynie przypisać poszczególnym minimom i maksimum natężenia różnicę faz $\Delta\phi_{exp}$ równą π lub 0 i pozostaje nieokreśloność w postaci $2\pi q$, gdzie q jest rzędem prążka. Rzędy prążków można określić, wykorzystując metodę nacisku. W tej metodzie pobudza się jeden mod polaryzacyjny (w omawianym przykładzie należy usunąć dodaną półfalówkę) i za pomocą punktowego nacisku, który lokalnie zmienia osie dwójłomności włókna, wywołuje się sprzężenie



Rys. 6.3: Układ do pobudzania modów LP_{11} na podstawie [115]. Kolorowymi liniami przerywanymi zaznaczono modyfikacje potrzebne do: pomiarów drogi zdudnień między modami o ortogonalnych polaryzacjach (zielony), obserwacji interferencji modów o ortogonalnych polaryzacjach (niebieski), obserwacji interferencji modów o różnych rozkładach przestrzennych amplitudy (czerwony). MO1–MO4 - obiektywy mikroskopowe; P1–P3 – polaryzatory; H1, H2 – półfalówki, SC – superkontinuum, OSA - analizator widma, PF – punktowy nacisk.



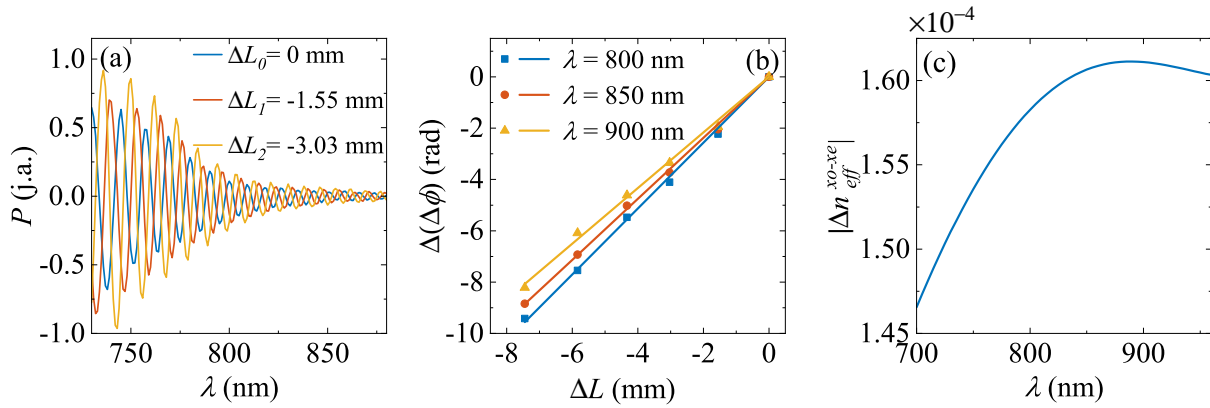
Rys. 6.4: Spektralna interferencja modów LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{ye} propagujących w badanym włóknie typu PANDA o długości 31 cm (a). Zależność zmiany położenia punktu nacisku ΔL od zmiany fazy prążka spektralnego wyrażonej jako $\Delta M 2\pi$ dla różnych długości fali (b). Wyznaczona dwójłomność fazowa dla modów podstawowych i pierwszego rzędu w badanym włóknie typu PANDA (c).

części mocy do drugiego modu polaryzacyjnego. Zmiana położenia punktu nacisku powoduje przesunięcie prążków interferencyjnych (innymi słowy, zmianę różnicy faz dla poszczególnych długości fali poprzez zmianę długości drogi propagacji dwóch modów). Zmiana fazy prążka o 2π przy przesunięciu punktu nacisku o L_b (odległość odpowiadającą drodze zdudnień) umożliwia wyznaczenie bezwzględnej wartości dwójłomności:

$$\Delta n_{eff} = \frac{\lambda}{L_b}, \quad (6.16)$$

Pomiar drogi zdudnień dla kilku prążków spektralnych pozwala na dopasowanie rzędów prążków w szerokim zakresie spektralnym i wyznaczenie przebiegu spektralnego dwójłomności badanych modów. Dla zwiększenia dokładności można obserwować zmianę fazy danego prążka nie tylko o 2π , ale o $\Delta M 2\pi$, gdzie $\Delta M = 0.5, 1, 1.5, 2, \dots$, wtedy L_b wyznacza się jako współczynnik kierunkowy liniowej zależności zmiany położenia punktu nacisku ΔL od ΔM . Przykładowe wyniki pomiarów drogi zdudnień modów LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{ye} przedstawiono na rys. 6.4(b). Dwójłomność fazowa obydwu par modów polaryzacyjnych pierwszego rzędu oraz modów podstawowych jest pokazana na rys. 6.4(c).

Do określenia różnic między efektywnymi współczynnikami załamania modów o tej samej polaryzacji, ale ortogonalnej strukturze przestrzennej, wykorzystano metodę odcięcia. W tym przypadku należało pobudzić dwa mody o tej samej polaryzacji, ale ortogonalnej strukturze przestrzennej, co również jest możliwe przy pomocy pryzmatu Wollastona [115], rys. 6.3. W tym celu obrócono włókno o 45° w stosunku do pierwotnego ułożenia, zapewniającego pobudzenie pojedynczego modu, oraz przed obiektywem wprowadzającym umieszczono półfalówkę o kącie azymutu 22.5° w stosunku do osi poprzedzającego polaryzatora, umożliwiając tym samym dopasowanie polaryzacji do wybranej osi włókna. Przy pomocy spektrometru rejestrowano prążki interferencji wybranej pary modów (LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{xo}), rys. 6.5(a). Zgodnie z równaniem (6.15) różnica faz między interferującymi modami zależy od długości włókna. Żeby w tym przypadku znaleźć nieznaną rzęd prążka q dla poszczególnych długości fali, obcinano wyjściowy koniec włókna krok po kroku o długości mniejsze niż droga zdudnień badanych modów i śledzono przesuw prążków interferencyjnych. W ten sposób możliwe było określenie zmiany różnicy faz po



Rys. 6.5: Spektralna interferencja modów LP_{11}^{xo} oraz LP_{11}^{xe} propagujących w badanym włóknie typu PANDA o długości 31 cm (a). Zależność zmiany fazy wybranych prążków spektralnych od zmiany długości włókna (b). Wyznaczona różnica efektywnych współczynników załamania modów LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{xe} w badanym włóknie typu PANDA (c).

każdym obcięciu, rys. 6.5(b), i wyznaczenie drogi zdudnień wyrażonej jako:

$$\Delta L_b = 2\pi \left(\frac{\Delta(\Delta\phi)}{\Delta L} \right)^{-1}. \quad (6.17)$$

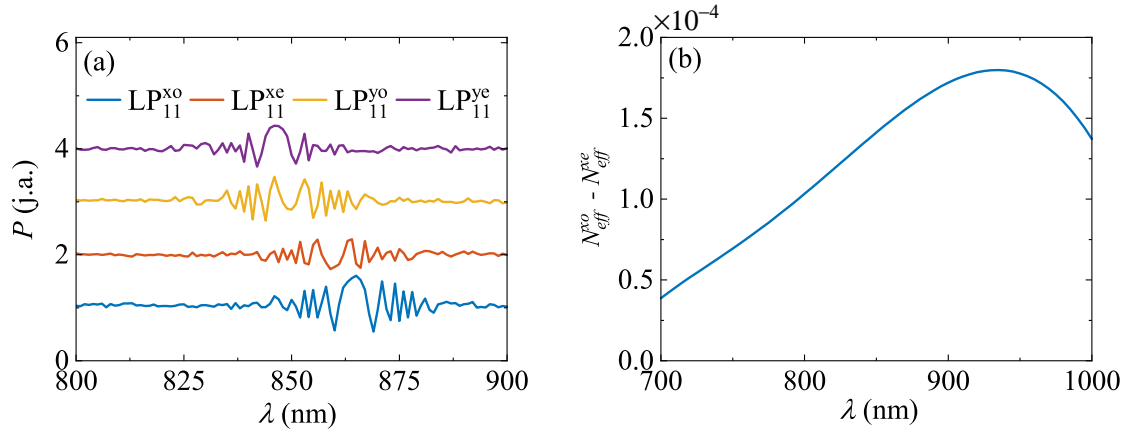
Taka procedura umożliwiła znalezienie rzędu prążka jako największej liczby całkowitej spełniającej nierówność $qL_b \leq L$ i wyznaczenie bezwzględnej wartości Δn_{eff} z równania (6.15), rys. 6.5(c).

Żeby określić efektywne współczynniki załamania modów LP_{11} z dokładnością do wspólnej stałej, oprócz bezwzględnych różnic ich wartości potrzebna jest również znajomość znaków tych różnic. Ze względu na niewielką eliptyczność rdzenia (9%, rys. 6.1) i głównie naprężeniowe pochodzenie dwójłomności we włóknie typu PANDA można założyć, że mody spolaryzowane w kierunku x mają większe współczynniki załamania. W celu uszeregowania modów LP_{11} w funkcji rosnącej wartości efektywnego współczynnika załamania należy wyznaczyć znak różnicy $n_{eff}^{xo} - n_{eff}^{xe}$. Z rys. 6.5(c) wynika, że bezwzględna wartość tej różnicy jest mało dyspersyjna dla większych długości fali (w okolicach 900 nm). Zatem w tym zakresie spektralnym znak różnicy grupowych efektywnych współczynników załamania $N_{eff}^{xo} - N_{eff}^{xe}$ jest taki sam, jak znak fazowych efektywnych współczynników załamania.

Wyrażenie $N_{eff}^{xo} - N_{eff}^{xe}$ można wyznaczyć z pomiarów różnicy grupowych dróg optycznych (ang. *group optical path difference*, gOPD) poszczególnych modów światłowodu i fali odniesienia w interferometrze światła białego w konfiguracji Macha-Zehndera [110, 125]. Wiedząc, że prążek interferencyjny zerowego rzędu powstaje dla długości fali λ_0 , dla której grupowe drogi optyczne w ramieniu pomiarowym (w pobudzonym modzie światłowodu) i ramieniu odniesienia są równe, można wyrazić grupowy efektywny współczynnik jako:

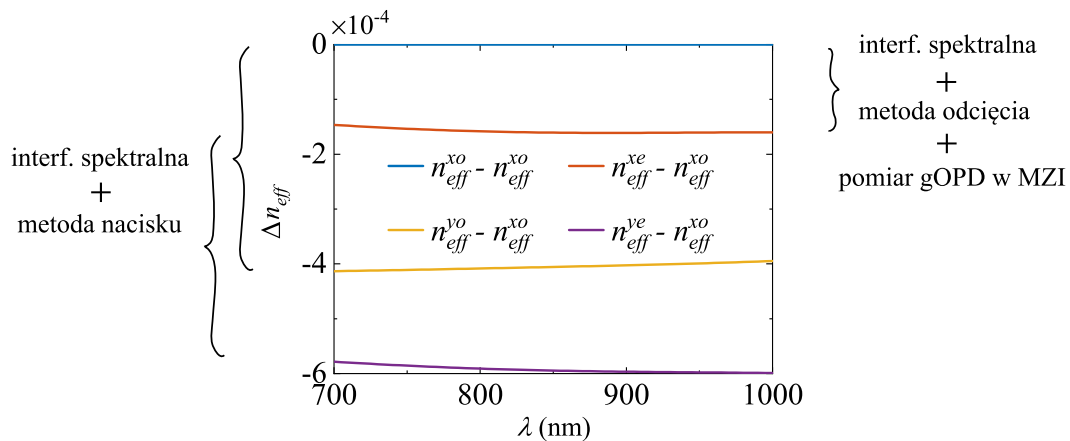
$$\Delta N_{eff}(\lambda_0) = \frac{\Delta L_R}{L_F} + C, \quad (6.18)$$

gdzie ΔL_R jest zmienną długością ramienia odniesienia interferometru, L_F jest długością włókna, a C – stałą wspólną dla wszystkich modów światłowodu, zależną od ustawienia interferometru. Prążki zerowego rzędu dla wszystkich modów LP_{11} , dla stałej długości ΔL_R , są pokazane na rys. 6.6(a). Mierząc zależność ΔL_R od położenia spektralnego prążka zerowego rzędu dla wszystkich



Rys. 6.6: Prążki interferencyjne zerowego rzędu zarejestrowane w interferometrze Macha-Zehndera dla wszystkich modów LP_{11} (a). Różnica grupowych współczynników załamania modów LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{xe} .

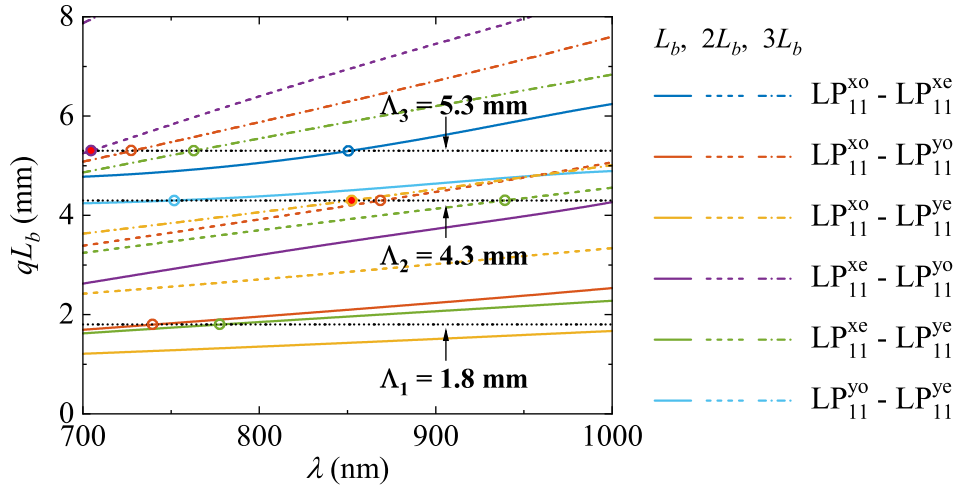
modów LP_{11} , stwierdzono, że różnica $N_{eff}^{xo} - N_{eff}^{xe}$ jest dodatnia w całym zakresie spektralnym 700–1000 nm (Rys. 6.6(b)), z czego wynika, że $n_{eff}^{xo} > n_{eff}^{xe}$. Fazowe efektywne współczynniki załamania dla wszystkich modów LP_{11} , z dokładnością do wspólnej stałej, wyznaczone przy wykorzystaniu opracowanej procedury pomiarowej, przedstawiono na rys. 6.7.



Rys. 6.7: Różnice efektywnych fazowych współczynników załamania modów LP_{11} w badanym włóknie typu PANDA, wyznaczone metodami interferometrii spektralnej, nacisku, odcięcia i pomiaru grupowych różnic dróg optycznych w interferometrze Macha-Zehndera (MZI).

6.1.2 Wyniki symulacji numerycznych

Na podstawie równań (6.13) i (6.14) oraz wyników eksperymentalnych uzyskanych przy pomocy procedury opisaney w poprzednim podrozdziale (rys. 6.7) można wyznaczyć okres siatki spełniający warunek dopasowania fazowego dla każdej kombinacji par modów LP_{11} i wybranej długości fali. Na rys. 6.8 przedstawiono spektralne zależności $L_b(\lambda)$, $2L_b(\lambda)$, $3L_b(\lambda)$ dla wszystkich możliwych par modów LP_{11} w zakresie 700–1000 nm oraz punkty, w których wybrane okresy siatki spełniają warunek dopasowania fazowego (6.13). Okresy $\Lambda_1 = 1.8$ mm, $\Lambda_2 = 4.3$ mm oraz $\Lambda_3 = 5.3$ mm zostały wybrane tak, żeby pokazywały wszystkie możliwe sprzężenia między modami LP_{11} . Dodatkowo zastosowano następujące parametry siatki typu RF: pojedynczy kąt

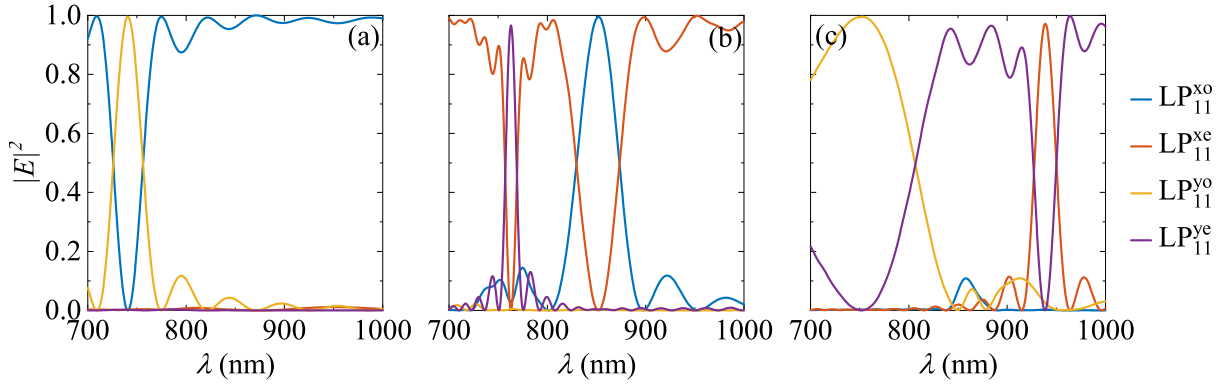


Rys. 6.8: Spektralne zależności wielokrotności dróg zdudnień dla wszystkich możliwych par trybów LP_{11} . Czarne, kropkowane linie reprezentują trzy rozważane okresy skreślenia, a kółka – długości fali, dla których spełniony jest warunek dopasowania fazowego konieczny do rezonansowego sprzężenia.

skreślenia $\Delta\alpha = 5^\circ$ oraz całkowita liczba skreśleń $N = 18$. Zakumulowany kąt obrotu takiej siatki jest równy 90° , co w przypadku trybów LP_{01} prowadzi do pełnego transferu mocy [120].

Dla wybranych okresów siatek RF warunki dopasowania fazowego (6.13) są spełnione w badanym zakresie spektralnym między różnymi parami trybów. Potencjalnie umożliwia to obserwowanie sprzężeń rezonansowych między parami trybów LP_{11} o ortogonalnych polaryzacjach i tych samych rozkładach przestrzennych amplitudy (jak LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{yo}), o ortogonalnych rozkładach przestrzennych amplitudy i tych samych polaryzacjach (np. LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{xe}) lub między trybami różniącymi się zarówno polaryzacją, jak i rozkładem amplitudy (np. LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{ye}). Te ostatnie pary trybów będą dalej nazywane trybami podwójnie ortogonalnymi, natomiast pozostałe – trybami pojedynczo ortogonalnymi. Oczekiwane długości fali występowania rezonansowych sprzężeń między poszczególnymi parami trybów zaznaczono kółkami na rys. 6.8.

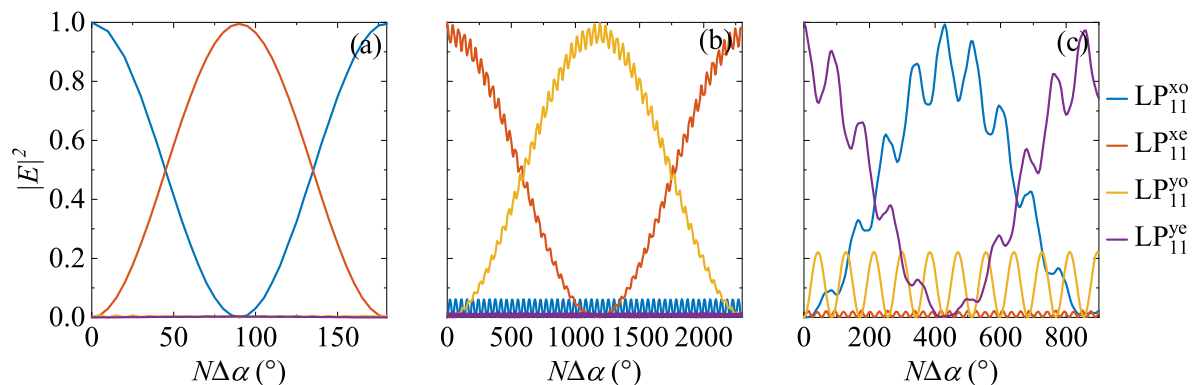
Wyniki symulacji siatek RF, przeprowadzonych zgodnie ze wzorem (6.11) dla wybranych okresów, są pokazane na rys. 6.9. Rys. 6.9(a) zestawia spektralne zależności kwadratu modułu amplitudy (intensywność/natężenie światła) w każdym trybie na wyjściu siatki o okresie $\Lambda_1 = 1.8$ mm przy pobudzeniu trybu LP_{11}^{xo} na wejściu. Zgodnie z oczekiwaniami na podstawie rys. 6.8 taka siatka doprowadza do jednego, niemal pełnego sprzężenia pierwszego rzędu pomiędzy wejściowym trybem LP_{11}^{xo} a trybem LP_{11}^{yo} dla długości fali $\lambda = 741$ nm. Dla okresu $\Lambda_3 = 5.3$ mm (rys. 6.9(b)) otrzymano dwa silne rezonansowe sprzężenia przy pobudzeniu trybu LP_{11}^{xe} , tj. sprzężenie pierwszego rzędu trybu wejściowego z trybem o tej samej polaryzacji, ale ortogonalnym rozkładzie przestrzennym amplitudy, LP_{11}^{xo} , na długości fali 852 nm i sprzężenie trzeciego rzędu trybu wejściowego z tym samym trybem przestrzennym o ortogonalnej polaryzacji, LP_{11}^{ye} , dla $\lambda = 763$ nm. Oba sprzężenia można przewidzieć na podstawie warunku dopasowania fazowego. Natomiast rys. 6.8 wskazuje, że tryby podwójnie ortogonalne LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{yo} są dopasowane fazowo dla $\lambda = 705$ nm, ale transfer mocy między nimi jest praktycznie niezauważalny na rys. 6.9(b). Dla siatki RF o $\Lambda_2 = 4.3$ mm i pobudzeniu trybu LP_{11}^{yo} zaobserwowano dla $\lambda = 753$ nm silny transfer mocy z trybu wejściowego do drugiego trybu przestrzennego o tej



Rys. 6.9: Natężenie światła w poszczególnych modach LP_{11} w funkcji długości fali na wyjściu siatki o okresie $\Lambda_1 = 1.8$ mm i modzie LP_{11}^{xo} na wejściu (a), $\Lambda_3 = 5.3$ mm i modzie LP_{11}^{xe} na wejściu (b) oraz $\Lambda_2 = 4.3$ mm i LP_{11}^{ye} na wejściu (c).

samej polaryzacji (sprzężenie pierwszego rzędu z modem LP_{11}^{yo}) oraz sprzężenie drugiego rzędu z modem ortogonalnie spolaryzowanym w obrębie tego samego modu przestrzennego, LP_{11}^{xe} , dla $\lambda = 940$ nm. Podobnie jak w poprzednim przypadku, dla dopasowanej fazowo pary modów podwójnie ortogonalnych (LP_{11}^{ye} i LP_{11}^{xo} , $\lambda = 852$ nm) transfer mocy był niewielki i osiągnął tylko 10%. Efektywne sprzężenie modów pojedynczo ortogonalnych i nieefektywne sprzężenie modów podwójnie ortogonalnych wynika z różnych wartości współczynników sprzężenia między modami na pojedynczym skręceniu, które zgodnie z (6.10) wynoszą odpowiednio $\pm \cos(\Delta\alpha) \sin(\Delta\alpha)$ i $\pm \sin^2(\Delta\alpha)$. Dla kąta $\Delta\alpha = 5^\circ$ współczynnik sprzężenia między modami podwójnie ortogonalnymi jest zatem 11.4 razy mniejszy, niż dla modów pojedynczo ortogonalnych.

Żeby zilustrować ten efekt, zbadano numerycznie wpływ liczby skręceń siatki RF i całkowitego kąta skręcenia na efektywność sprzężenia między różnymi parami modów LP_{11} . Wyniki przedstawiono na rys. 6.10. Symulacje przeprowadzone dla sprzężenia między modami LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{xe} dla okresu siatki $\Lambda_3 = 5.3$ mm i długości fali $\lambda = 852$ nm potwierdzają tezę, że pełny transfer energii występuje dla modów pojedynczo ortogonalnych, jeśli całkowity kąt skręcenia wynosi 90° (rys. 6.10(a)). Natomiast w przypadku sprzężeń między modami podwójnie ortogonalnymi



Rys. 6.10: Natężenie w modach LP_{11} dla dopasowania fazowego między wybraną parą modów w funkcji całkowitego kąta skręcenia $N\Delta\alpha$ ($\Delta\alpha = 5^\circ$) między modami pojedynczo ortogonalnymi LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{xe} dla $\Lambda = 5.3$ mm oraz $\lambda = 852$ nm (a), między modami podwójnie ortogonalnymi LP_{11}^{yo} i LP_{11}^{xe} dla $\Lambda = 5.3$ mm oraz $\lambda = 705$ nm (b), między modami podwójnie ortogonalnymi LP_{11}^{yo} i LP_{11}^{xo} dla $\Lambda = 4.3$ mm oraz $\lambda = 852$ nm (c).

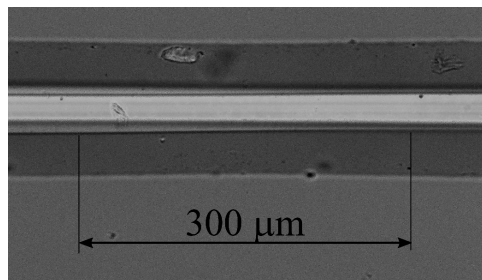
uzyskanie pełnego transferu energii wymaga znacznie większego kąta skręcenia i towarzyszą mu poza-rezonansowe sprzężenia do innych modów, niedopasowanych fazowo. Przykładowe wyniki dla par modów LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{yo} oraz LP_{11}^{ye} i LP_{11}^{xo} pokazano na rys. 6.10(b,c).

6.2 Wytwarzanie i charakteryzacja siatek

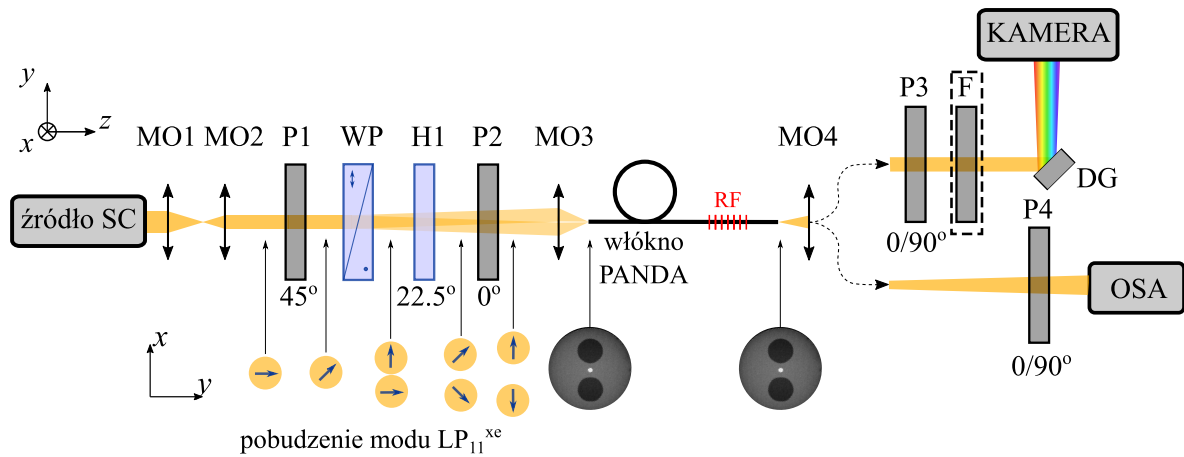
Do wytworzenia siatek typu RF wykorzystano spawarkę *Fujikura LZM-100*, wyposażoną w laser CO_2 oraz przesuwne i obrotowe stoliki. Żeby zademonstrować eksperymentalnie różne typy rezonansów, wytworzono dwie siatki o okresach $\Lambda = 1.8$ mm i $\Lambda = 5.3$ mm oraz nominalnym kącie skręcenia $\Delta\alpha = 5^\circ$. Przed wykonaniem pierwszego punktu sprzężenia siatki światłowodów był skręcony o kąt wynoszący około 25° (na długości około 13 cm) w celu wprowadzenia początkowych naprężeń ścinających. To wstępne naprężenie było następnie częściowo uwalniane po oświetleniu wiązką lasera CO_2 , co skutkowało trwałym skręceniem włókna. Do wykonania następnego i kolejnych punktów skręcenia światłowodów był dokręcany o nominalny kąt $\Delta\alpha = 5^\circ$, aby skompensować uwolnione naprężenie włókna.

Zgodnie z wynikami symulacji pełen transfer energii między pojedynczo ortogonalnymi modami LP_{11} zachodzi dla $N\Delta\alpha = 90^\circ$. Należy jednak zwrócić uwagę, że taki wynik otrzymano przy założeniu nieciągłych i identycznych punktów skręcenia, dla których sprzężenia między modami opisywane są macierzą (6.10). Rzeczywiste skręcenia uzyskane w eksperymencie były ciągłe, a ich długość oszacowano na $300\ \mu\text{m}$, rys. 6.11. To powoduje, że eksperymentalne współczynniki sprzężenia są mniejsze niż zakładane w symulacjach i dlatego do uzyskania pełnego transferu energii między modami dopasowanymi fazowo konieczny był całkowity kąt skręcenia większy niż 90° . Eksperymentalnie oszacowano, że całkowity kąt skręcenia potrzebny do uzyskania pełnego transferu energii wynosi $140 \pm 20^\circ$. Dla przykładowej wytworzonej siatki RF straty przejścia wynosiły 3 dB.

Wytworzone siatki RF były charakteryzowane w układzie pokazanym na rys. 6.12. Poszczególne mody LP_{11} pobudzano z wykorzystaniem pryzmatu Wollastona, płytek półfalowych i polaryzatorów [115]. Na rys. 6.13 pokazano widma dwóch modów pobudzonych z zastosowaniem pryzmatu Wollastona, które zarejestrowano przy pomocy kamery, po odbiciu od siatki dyfrakcyjnej, oraz analizatora widma. Końcówka włókna była zorientowana tak, żeby linia z zerowym natężeniem w badanym modzie była pozioma. Wyniki otrzymane przy pomocy OSA oraz zarejestrowane kamerą potwierdzają uzyskanie wysokiej czystości modowej i polaryzacyjnej pobudzonego modu. Dla wszystkich czterech modów polaryzacyjny współczynnik ekstynkcji wynosił około -22 dB w zakresie spektralnym 700–1000 nm.



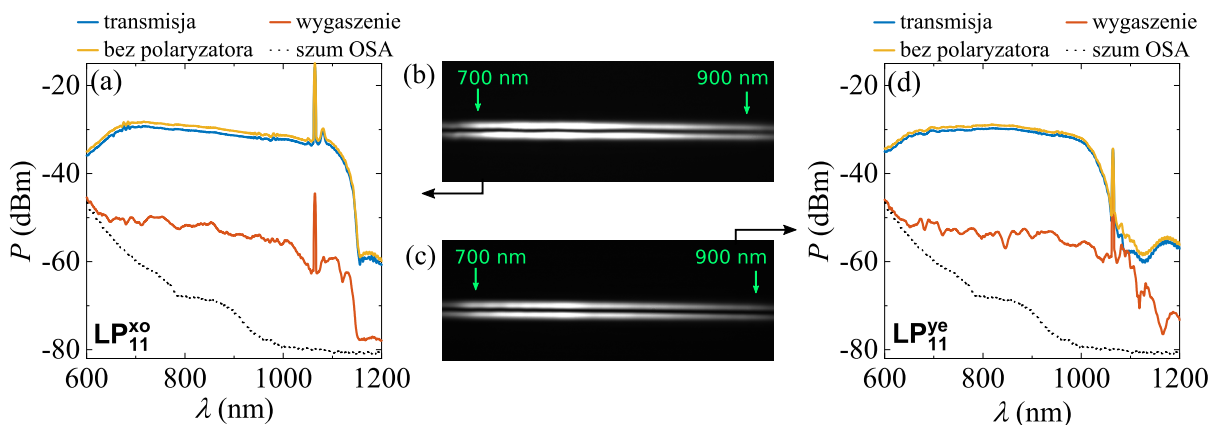
Rys. 6.11: Zdjęcie miejsca skręcenia włókna typu PANDA wykonane z wykorzystaniem mikroskopu polaryzacyjnego. Jaśniejszy obszar w centrum to elementy naprężające włókna znajdujące się nad sobą. Zmierzony kąt skręcenia to $10 \pm 2^\circ$.



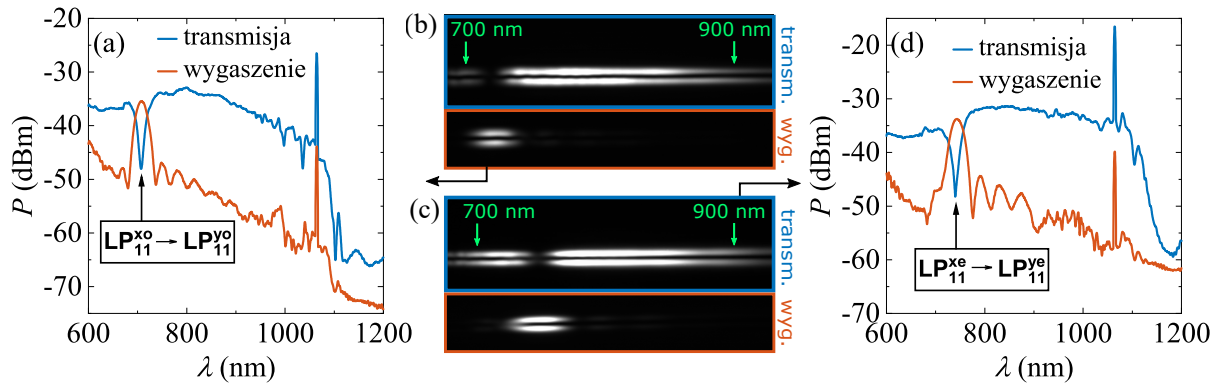
Rys. 6.12: Układ do charakteryzacji siatek RF zapisanych we włóknie typu PANDA. SC – źródło superkontinuum, MO1–MO4 – obiektywy mikroskopowe, P1–P4 – polaryzatory, H1 – półfalówka, WP – pryzmat Wollastona, F – filtr interferencyjny, DG – odbiciowa siatka dyfrakcyjna, RF – siatka typu *rocking-filter* zapisana we włóknie typu PANDA.

W podobny sposób zbadano widma na wyjściu wytworzonych siatek RF. Rys. 6.14 przedstawia widma siatki o okresie $\Lambda = 1.8$ mm przy pobudzeniu modów LP_{11}^{x0} i LP_{11}^{y0} . W celu filtracji modów polaryzacyjnych oś transmisji polaryzatora P3 (rys. 6.12) ustawiono zgodnie z kierunkiem polaryzacji modu wejściowego (transmisja) lub ortogonalnym (wygaszenie). Dla pobudzenia modem LP_{11}^{x0} zaobserwowano, zgodnie z przeprowadzonymi symulacjami, wyraźne sprzężenie rezonansowe do modu o ortogonalnej polaryzacji (LP_{11}^{y0}) o głębokości -13 dB na długości fali 707 nm (długość fali przewidziana w symulacjach to 741 nm). Podobnie, dla modu LP_{11}^{y0} zaobserwowano sprzężenie z ortogonalnym modem polaryzacyjnym LP_{11}^{x0} o głębokości -14 dB na długości fali 740 nm (777 nm w symulacjach). Uzyskane wyniki eksperymentalne wykazują satysfakcjonującą zgodność z symulacjami i potwierdzają możliwość uzyskania silnych, czystych sprzężeń między parami modów pierwszego rzędu o ortogonalnych polaryzacjach w obrębie tych samych modów przestrzennych.

W kolejnym kroku zbadano eksperymentalnie możliwość uzyskania silnego transferu energii między modami o tych samych polaryzacjach, ale ortogonalnych rozkładach przestrzennych amplitudy, które zgodnie z symulacjami powinny być widoczne dla siatki o okresie $\Lambda = 5.3$ mm. Na



Rys. 6.13: Natężenie spektralne w modach LP_{11}^{x0} (a,b) oraz LP_{11}^{y0} (c,d) badanego włókna PANDA zarejestrowane przy pomocy OSA (a,d) oraz kamery po odbiciu od siatki dyfrakcyjnej (b,c) przed zapisem siatki RF.

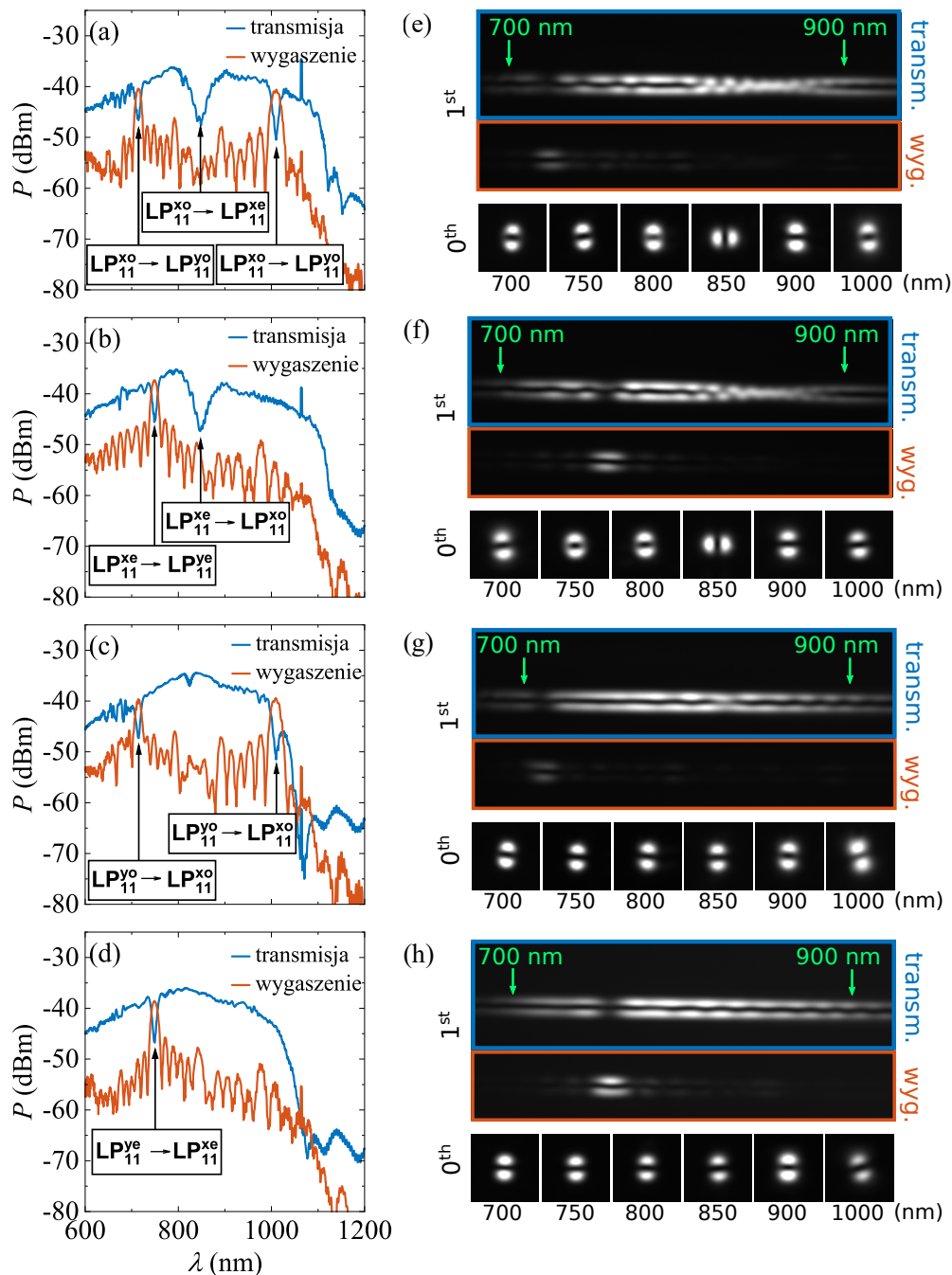


Rys. 6.14: Widma transmisji (niebieski) i wygaszenia polaryzacyjnego (czerwony) na wyjściu siatki RF o $\Lambda = 1.8$ mm, $N = 23$ zarejestrowane przy pomocy OSA (a,d) i kamery po odbiciu od siatki dyfrakcyjnej (b,c) przy pobudzeniu modu LP_{11}^{xo} (a,b) i LP_{11}^{xe} (c,d) na wejściu.

rys. 6.15 pokazano widma na wyjściu takiej siatki zarejestrowane przy pomocy analizatora OSA i kamery po odbiciu od siatki dyfrakcyjnej. W celu filtracji modów polaryzacyjnych, podobnie jak w przypadku siatki o okresie 1.8 mm, oś transmisji polaryzatora P3 ustawiono zgodnie z kierunkiem polaryzacji modu wejściowego (transmisja) lub ortogonalnym (wygaszenie). Dodatkowo, żeby mierzyć moc propagującą w wejściowym modzie przestrzennym, powiększono i odpowiednio przesunięto wiązkę wyjściową względem apertury wejściowej analizatora widna (rys. 6.16(b), położenie szczeliny (B)). Dla lepszej czytelności rys. 6.15 przedstawia widma zarejestrowane tylko w modzie przestrzennym zgodnym z pobudzonym, natomiast przykład dokładniejszej analizy pozwalającej na pełną modową i polaryzacyjną charakterystykę spektrum wyjściowego pokazano na rys. 6.16(a).

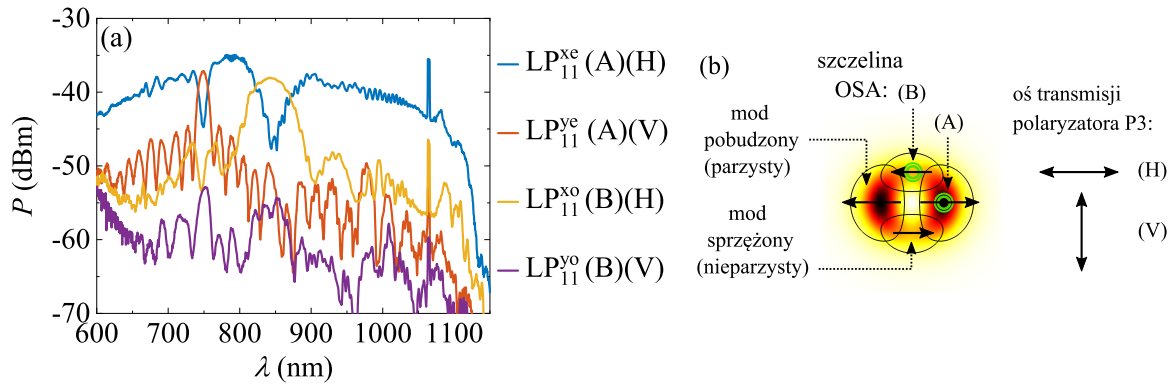
Dla modów wejściowych o polaryzacji y zaobserwowano, zgodnie z oczekiwaniami, jedynie sprzężenia do modów ortogonalnie spolaryzowanych o tych samych rozkładach przestrzennych amplitudy. Przy pobudzeniu modu LP_{11}^{xo} zidentyfikowano trzy sprzężenia rezonansowe: sprzężenie III i II rzędu między modami LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{yo} o ortogonalnych polaryzacjach na długościach fali odpowiednio 714 nm i 1010 nm (728 nm i 1034 nm w symulacjach), oraz między modami LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{xe} o różnych rozkładach przestrzennych amplitudy na długości fali 848 nm (852 nm w symulacjach). Dla modu LP_{11}^{xe} na wejściu, poza wspomnianym już sprzężeniem do innego modu przestrzennego LP_{11}^{xo} , zaobserwowano sprzężenie z ortogonalnym modem polaryzacyjnym LP_{11}^{ye} na długości fali 748 nm (763 nm w symulacjach).

Sprzężenia w siatce RF między parami modów pierwszego rzędu różnego typu były jeszcze wyraźniej widoczne po rozszczepieniu wyjściowej wiązki przez siatkę dyfrakcyjną. Uzyskane w ten sposób obrazy zostały zarejestrowane przy pomocy kamery przy ustawieniu polaryzatora P3 na transmisję lub wygaszenie modu wejściowego. Sprzężenia między modami polaryzacyjnymi mogły być zidentyfikowane jako brakująca część widma przy jednym ustawieniu polaryzatora, która jest widoczna dla drugiego ustawienia polaryzatora w tym samym modzie przestrzennym. Rezonanse między modami przestrzennymi zidentyfikowano w miejscach, w których podwójna linia stopniowo zmienia się w pojedynczą, co wynika bezpośrednio z kształtu modu. Modulacja natężenia widoczna w jasnych liniach w pobliżu tego rezonansu jest spowodowana przez interferencję dwóch modów przestrzennych (pobudzonego i częściowo sprzężonego). Wyjściowe spektrum obserwowano również w zerowym rzędzie dyfrakcyjnym po przejściu przez filtry interferencyjne, co dodatkowo potwierdziło kształt modu uzyskanego na długości fali 848 nm.



Rys. 6.15: Widma transmisji (niebieski) i wygaszenia polaryzacyjnego (czerwony) na wyjściu siatki RF o $\Lambda = 5.3$ mm, $N = 18$ zarejestrowane przy pomocy OSA (a–d) i kamery po odbiciu od siatki dyfrakcyjnej (e–h) przy pobudzeniu poszczególnych modów LP_{11} na wejściu.

Głębokość rezonansów zależy nie tylko od całkowitego kąta skręcenia, ale również od niedoskonałości procesu technologicznego i wynikających z tego zaburzeń warunku dopasowania fazowego na poszczególnych sekcjach siatki [120]. Szczególnie podatne na takie zakłócenia są rezonanse wyższych rzędów, co dało się zauważyć w przeprowadzonych eksperymentach. Rezonanse polaryzacyjne III rzędu pojawiające się w okolicach 700–750 nm (rys. 6.15(a–d)) mają głębokość 8 dB, rezonans II rzędu około 1010 nm – 10 dB, natomiast rezonans I rzędu dla siatki o okresie 1.8 mm (rys. 6.14) – 14 dB. Siła sprzężenia rezonansowego między modami o tej samej polaryzacji i innym rozkładzie przestrzennym amplitudy (rys. 6.15(a,b)) była trudna



Rys. 6.16: Widma zarejestrowane na wyjściu siatki RF w każdym z modów pierwszego rzędu przy pobudzeniu modu LP_{11}^{xe} (a). Filtracja polaryzacyjna i przestrzenna zastosowana do rejestracji widm w poszczególnych modach (b).

do zmierzenia eksperymentalnie i uzyskany wynik 10 dB może być niedoszacowany. Głębokości i pozycje spektralne różnych obserwowanych w eksperymencie sprzężeń rezonansowych zostały podsumowane w Tabeli 6.1.

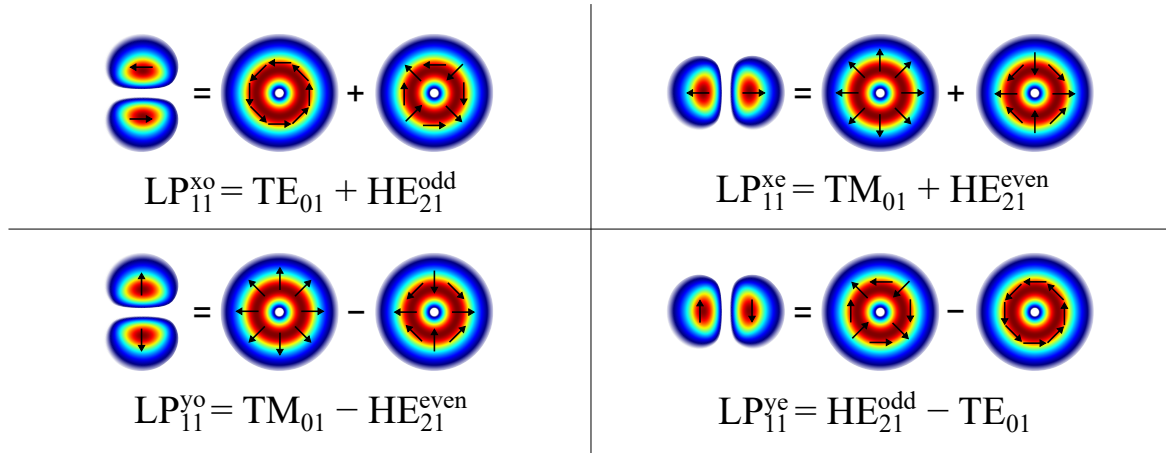
Tabela 6.1: Zmierzone parametry wszystkich zaobserwowanych sprzężeń rezonansowych dla modów pierwszego rzędu w siatkach RF o różnych okresach.

sprzęgane mody	$\Lambda = 1.8 \text{ mm}$			$\Lambda = 5.3 \text{ mm}$		
	długość fali rez. (nm)	rząd rez.	głębokość rez. (dB)	długość fali rez. (nm)	rząd rez.	głębokość rez. (dB)
$LP_{11}^{xo} \leftrightarrow LP_{11}^{yo}$	707	I	13	1010	II	11
$LP_{11}^{xe} \leftrightarrow LP_{11}^{ye}$	740	I	14	714	III	7
$LP_{11}^{xo} \leftrightarrow LP_{11}^{xe}$	-	-	-	848	I	10

6.3 Wykorzystanie siatek typu *rocking-filter* do generacji polaryzacyjnych wirów optycznych

W światłowodzie cylindrycznym odpowiednie kombinacje hybrydowych modów własnych pierwszego rzędu (TE_{01} , TM_{01} , HE_{21}^{even} , HE_{21}^{odd}) pozwalają na otrzymanie modów LP_{11} , co schematycznie pokazano na rys. 6.17. Analogicznie, koherentne superpozycje odpowiednich par modów LP_{11} umożliwiają otrzymanie modów własnych światłowodu cylindrycznego [126]. Ten fakt może zostać wykorzystany do generacji wiązek o strukturze modów TE_{01} , TM_{01} , HE_{21}^{even} , HE_{21}^{odd} , nazywanych również wirami polaryzacyjnymi lub cylindrycznymi wiązkami wektorowymi (ang. *cylindrical vector beams*, CVBs) [85], na wyjściu światłowodu dwójłomnego.

Modami LP_{11} potrzebnymi do otrzymania CVBs są mody podwójnie ortogonalne, a dokładny wynik ich superpozycji zależy od różnicy faz między nimi $\Delta\phi$ zgodnie z następującymi wzorami:



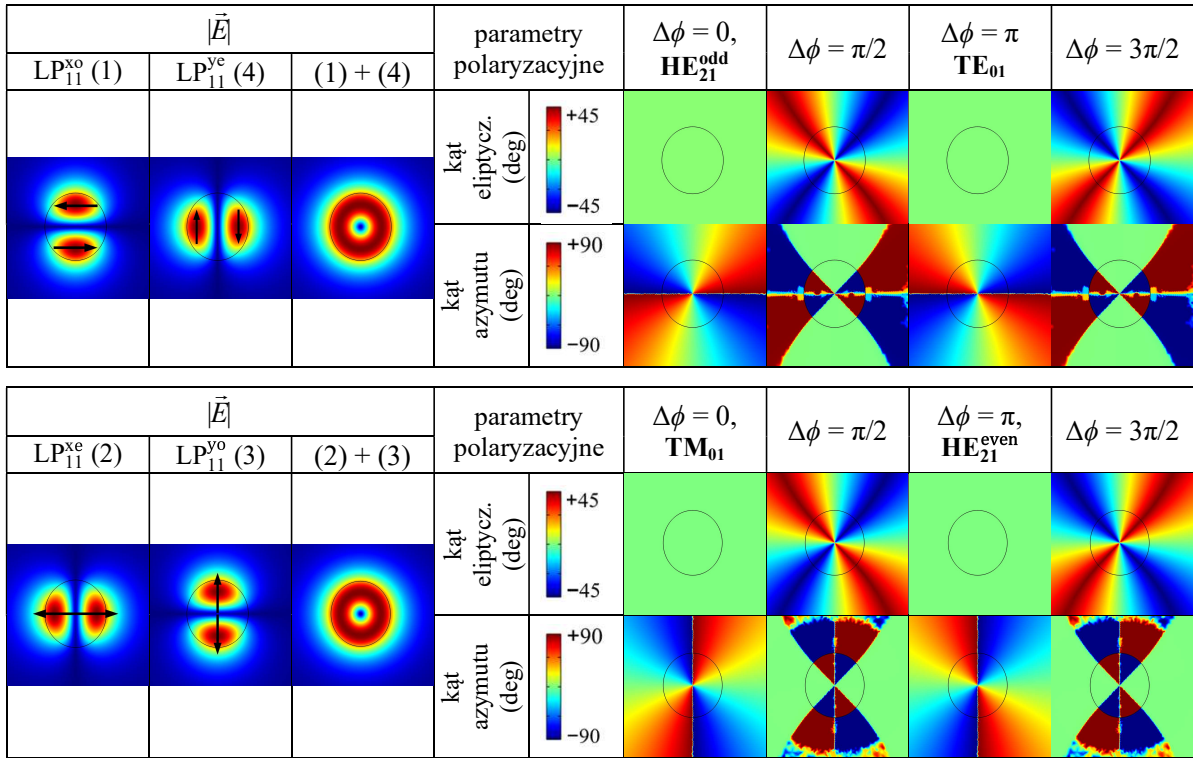
Rys. 6.17: Mody LP_{11} jako superpozycje hybrydowych modów własnych światłowodu cylindrycznego.

$$\begin{aligned}
 LP_{11}^{xo} + LP_{11}^{ye} \exp(i\Delta\phi) &= \\
 &= 2 \left(\left| \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \right| \exp\left(-i\frac{\Delta\phi}{2}\right) TE_{01} + \left| \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \right| \exp\left(i\frac{\Delta\phi}{2}\right) HE_{21}^{odd} \right) \\
 LP_{11}^{xe} + LP_{11}^{yo} \exp(i\Delta\phi) &= \\
 &= 2 \left(\left| \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \right| \exp\left(i\frac{\Delta\phi}{2}\right) TM_{01} + \left| \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \right| \exp\left(-i\frac{\Delta\phi}{2}\right) HE_{21}^{even} \right)
 \end{aligned} \quad (6.19)$$

Z pierwszego z powyższych równań wynika, że dla różnicy faz $\Delta\phi = 0$ lub $\Delta\phi = \pi$ na wyjściu światłowodu, przy pobudzeniu modów LP_{11}^{xo} oraz LP_{11}^{ye} , otrzymuje się czysty mod HE_{21}^{odd} lub TE_{01} . Odpowiednio, pobudzenie modów LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{yo} z przesunięciami fazowymi jak wyżej, powoduje otrzymanie czystych modów TM_{01} lub HE_{21}^{even} . Pozostałe różnice faz $\Delta\phi$ również generują wiązki CVBs, których całkowity moment pędu jest równy zero, ale z bardziej skomplikowaną przestrzenną strukturą polaryzacyjną (z eliptycznymi lub kołowymi stanami na przekątnych układu odniesienia $x-y$). Opisany efekt został zilustrowany na rys. 6.18. Przedstawiono na nim wyznaczone mapy eliptyczności i azymutów wiązek powstających przez superpozycję odpowiednich par modów LP_{11} przesuniętych w fazie o $0, \pi/2, \pi$ i $3/2\pi$. Rozkłady modów wyznaczono numerycznie metodą FEM dla włókna stosowanego w eksperymencie.

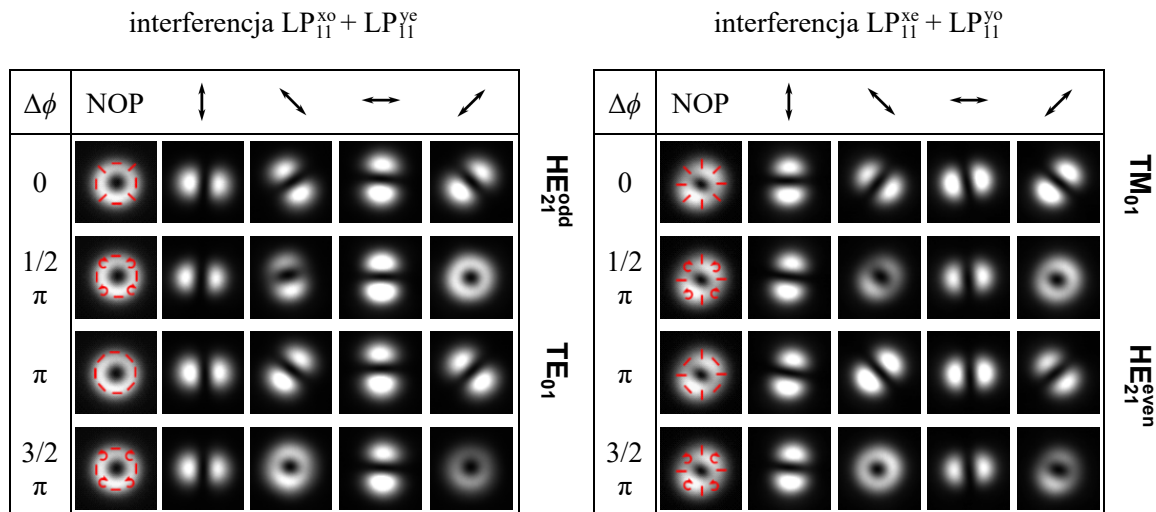
Pomimo tego, że generacja CVBs za pomocą superpozycji podwójnie ortogonalnych modów LP_{11} wydaje się być atrakcyjna i zrealizowano ją w wolnej przestrzeni [126], jednoczesne i selektywne pobudzenie takich dwóch modów w światłowodzie jest dużym wyzwaniem. Jak zaznaczono w [115], pobudzenie pary modów podwójnie ortogonalnych nie jest możliwe bez pobudzenia pozostałych modów LP_{11} z wykorzystaniem pryzmatu Wollastona. Ponadto, jak zostało wyjaśnione w podrozdziale 6.1.2, otrzymanie dwóch modów podwójnie ortogonalnych na wyjściu siatki RF, przy pobudzeniu na wejściu tylko jednego z nich i częściowym sprzężeniu do drugiego, byłoby nieefektywne ze względu na małe współczynniki sprzężenia między nimi.

Jako rozwiązanie tego problemu zaproponowano selektywne pobudzenie pary pojedynczo ortogonalnych modów LP_{11} o różnych polaryzacjach i wykorzystanie siatki RF do rezonansowego sprzężenia jednego z pobudzonych modów do modu o tej samej polaryzacji i ortogonalnym rozkładzie przestrzennym amplitudy. Pobudzenie dwóch modów LP_{11} o ortogonalnych pola-



Rys. 6.18: Wyznaczone numerycznie rozkłady przestrzenne modułów amplitudy, kątów eliptyczności i kątów azymutu dla koherentnych superpozycji podwójnie ortogonalnych par modów LP_{11} .

ryzacjach zrealizowano podobnie jak przy pomiarach dwójłomności, tj. poprzez umieszczenie dodatkowej półfalówki między polaryzatorem P2 a obiektywem wprowadzającym MO3, rys. 6.12. Obrót półfalówki umożliwiał przestrajanie względnych intensywności pobudzonych modów. W celu konwersji jednego z pobudzonych modów w inny mod przestrzenny, o tej samej polaryzacji i ortogonalnym rozkładzie amplitudy, wykorzystano opisaną wcześniej siatkę o okresie $\Lambda = 5.3$ mm. Siatka sprzęgała mody o polaryzacji x na długości fali 848 nm. Na tej długości fali mody o polaryzacji y nie wykazywały rezonansowych sprzężeń do innych modów. Żeby obserwować koherentną superpozycję modu niesprzęganego o polaryzacji y oraz modu sprzęganego w siatce o polaryzacji x dla rezonansowej długości fali, zastąpiono szerokopasmowe źródło światła diodą laserową o długości fali 850 nm i drogą koherencji powyżej 1000λ . W zależności od pobudzenia otrzymano na wyjściu parę modów $\text{LP}_{11}^{\text{x0}}$ (z pobudzonego $\text{LP}_{11}^{\text{xe}}$) oraz $\text{LP}_{11}^{\text{ye}}$ lub $\text{LP}_{11}^{\text{xe}}$ (z pobudzonego $\text{LP}_{11}^{\text{x0}}$) oraz $\text{LP}_{11}^{\text{yo}}$. Wyjściową wiązkę obserwowano na kamerze po przejściu przez polaryzator i kompensator Soleila–Babinet. Obrót polaryzatora pozwalał na charakteryzację struktury polaryzacyjnej i identyfikację wiązek CVBs, natomiast kompensator umożliwiał wygodne strojenie różnicy faz między wyjściowymi modami LP_{11} . Na rys. 6.19 pokazano, że zmiana różnicy faz między wyjściowymi modami LP_{11} skutkowałą obserwacją innej wiązki wynikowej. Zgodnie z oczekiwaniami otrzymano czyste wiązki \mathbf{TE}_{01} lub $\mathbf{HE}_{21}^{\text{odd}}$, \mathbf{TM}_{01} lub $\mathbf{HE}_{21}^{\text{even}}$, a także ich koherentne superpozycje z kołowymi stanami polaryzacji na przekątnych (zgodnie z równaniami (6.19) i wynikami symulacji z rys. 6.18). Skrętność polaryzacji weryfikowano przy użyciu ćwierćfalówki umieszczonej na wyjściu przed polaryzatorem.



Rys. 6.19: Wiązki o długości fali 850 nm uzyskane jako superpozycje par modów podwójnie ortogonalnych z różnymi przesunięciami fazowymi, zarejestrowane po przejściu przez polaryzator lub bez polaryzatora (NOP). Kolejne ustawienia osi transmisji polaryzatora symbolizują czarne strzałki. Czerwonymi liniami zaznaczono stany polaryzacji w poszczególnych miejscach w przekroju każdej z wiązek.

6.4 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale pokazano możliwość wytworzenia siatek typu *rocking-filter* do rezonansowych sprzężeń między różnymi parami modów LP_{11} . Przeprowadzone symulacje oraz eksperymenty wykazały, że można uzyskać efektywną konwersję zarówno między modami LP_{11} o ortogonalnych polaryzacjach i tym samym rozkładzie przestrzennym amplitudy, jak i między modami o tych samych polaryzacjach i ortogonalnych rozkładach przestrzennych amplitudy. Ze względu na małe współczynniki sprzężenia konwersja między modami o jednocześnie ortogonalnych polaryzacjach i rozkładach przestrzennych amplitudy jest nieefektywna.

Kluczowymi własnościami modów, determinującymi sprzężenia rezonansowe między nimi, są wzajemne różnice między ich fazowymi współczynnikami załamania. W ramach tego rozdziału zaproponowano i zweryfikowano procedurę pomiarów tych różnic z wykorzystaniem interferometrii w świetle białym oraz pomiaru polaryzacyjnej i międzymodowej drogi zdudnień, odpowiednio metodą punktowego nacisku i metodą odcięcia. Uzyskane wyniki pozwoliły na przeprowadzenie symulacji sprzężeń międzymodowych powodowanych przez siatkę RF i zaprojektowanie siatek umożliwiających sprzężenia między modami polaryzacyjnymi i przestrzennymi.

Siatki wytworzone w dwumodowym włóknie typu PANDA przy pomocy lasera CO_2 scharakteryzowano z wykorzystaniem metody czystego pobudzenia modów LP_{11} bazującej na pryzmacie Wollastona. Uzyskano satysfakcjonującą zgodność wyników eksperymentalnych i symulacji odnośnie rodzajów sprzężeń i ich położeń spektralnych. Efektywność sprzężeń pierwszego, drugiego i trzeciego rzędu między modami polaryzacyjnymi wynosiła odpowiednio -14 dB, -10 dB i -8 dB, natomiast między ortogonalnymi modami przestrzennymi o tej samej polaryzacji co najmniej -10 dB. Efektywność sprzężeń mogłaby być poprawiona przez optymalizację procesu technologicznego i użycie włókna z korzystniejszą charakterystyką dyspersyjną, pozwalającą na większe odseparowanie spektralne rezonansów.

Wytworzone siatki RF mogą zostać wykorzystane, podobnie jak standardowe siatki długookresowe, jako czujniki różnych parametrów fizycznych. Ponadto, jak pokazano w niniejszym

rozdziale, siatki tego typu można wykorzystać do generacji cylindrycznych wiązek wektorowych, w tym o azymutalnej lub radialnej polaryzacji. Uzyskanie takich wiązek jest możliwe przez pobudzenie dwóch modów polaryzacyjnych laserem o długości fali 850 nm w obrębie jednego modu przestrzennego na wejściu włókna i konwersję jednego z pobudzonych modów przez siatkę RF do modu o tej samej polaryzacji, ale ortogonalnym przestrzennym rozkładzie amplitudy. Na wyjściu światłowodu otrzymuje się wtedy dwa mody LP_{11} o ortogonalnych polaryzacjach i przestrzennych rozkładach amplitudy, których koherentna superpozycja daje, w zależności od różnicy faz, m.in.: wiązki TM_{01} , TE_{01} , HE_{21}^{odd} , HE_{21}^{even} , mające wiele potencjalnych zastosowań, które zostały wcześniej opisane. Wyniki opisane w niniejszym rozdziale zostały uzyskane przez Autorkę rozprawy oraz opublikowane w [64].

Rozdział 7

Wprowadzanie światła do światłowodów o spiralnym rdzeniu

Światłowody o spiralnym rdzeniu (ang. *helical-core fiber*, HCF), wytwarzane przez obrót preformy o niecentralnie położonym rdzeniu w trakcie procesu wyciągania, są znane od połowy lat 80. XX wieku [22, 23, 26]. Takie światłowody cechują się wysoką dwójłomnością kołową oraz możliwością jednomodowej propagacji nawet przy znormalizowanych częstościach przekraczających znacznie 2.405. Z tych powodów mogą być użyteczne w czujnikach prądu i pola magnetycznego, a także w laserach światłowodowych dużej mocy – ze względu na duże rozmiary rdzenia [24, 25].

Już w pierwszych eksperymentach przeprowadzanych z tego typu włóknami zauważono, że standardowe metody wprowadzania światła są w ich przypadku nieefektywne [22, 23]. Front falowy modów własnych takich światłowodów jest pochylony, co jest spowodowane pochyleniem rdzenia w stosunku do osi symetrii płaszcza i jest wyraźnie widoczne również w symulacjach pokazanych w rozdziale 3. Dla bardziej efektywnego wprowadzenia światła do tego typu włókien konieczne są dodatkowe zabiegi technologiczne, mające na celu częściowe wyprostowanie rdzenia. Pierwotnie w tym celu stosowano miejscowe zwężanie włókna lub wyciągano początkową część włókna przy spowolnionym obrocie preformy [22, 23, 26]. Wyciąganie światłowodu z jednym końcem nieskręconym wyklucza jednak jego późniejsze fragmentowanie. Ponadto, jeśli część o niewielkim stopniu skręcenia jest długa, niewystarczająca dwójłomność kołowa na tym odcinku włókna może powodować niepożądane mieszanie modów polaryzacyjnych wskutek losowych perturbacji struktury światłowodu. Wpływ zwężania na efektywność sprzężenia światła z włóknem standardowego (ang. *single-mode fiber*, SMF) do włókna HCF był szczegółowo analizowany w [127]. Autorzy pokazali, że światło w zwężonym odcinku jest propagowane głównie w płaszczyźnie i kształt rdzenia przestaje mieć znaczenie, jeśli średnica zwężenia osiąga 30 μm . Pomimo tego, że możliwość uzyskania 98% efektywności wprowadzania światła z SMF do HCF została zadeklarowana na podstawie symulacji, w eksperymencie uzyskano jedynie 26%, co zostało powiązane z ograniczoną długością przewężenia. Taki rezultat może być wciąż niewystarczający dla zastosowań w optyce nieliniowej czy laserach dużej mocy. Alternatywą do modyfikacji struktury światłowodu jest wprowadzanie światła z wolnej przestrzeni z pochyleniem wiązki wejściowej [24, 25]. Takie rozwiązanie jest jednak czasochłonne i niepraktyczne.

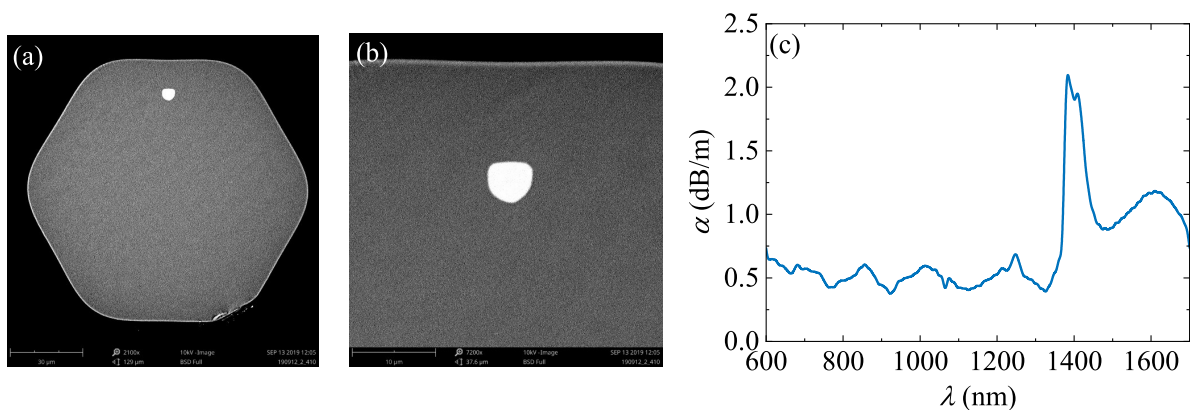
W ramach niniejszego rozdziału zaproponowano i przebadano inne rozwiązanie problemu niskiej efektywności sprzężenia światła między włóknem standardowym a włóknem HCF. Rozwiązanie polega na miejscowym odkręceniu wejściowej końcówki wytworzonego już światłowodu HCF z wykorzystaniem palnika wodorowego. Przy założeniu, że odkręcenie zachodzi na krótkim odcinku i jego profil jest gradientowy, mody pobudzone w odkręconym końcu są adiabatyczne

przekształcane w mody silnie skręconego światłowodu. Zaproponowana metoda może być wykorzystana do zmniejszenia strat na spawie włókna HCF i włókna standardowego, ale również przy wprowadzaniu światła z wolnej przestrzeni, bez konieczności pochylenia wiązki. Przeprowadzone pomiary i obliczenia wskazały, że wykorzystanie opisywanej metody pozwala na zwiększenie efektywności sprzężenia światła z SMF do HCF z początkowych 6% do około 60%, przy czym ograniczenie wynika jedynie z niedopasowania pól modów nieskręconych światłowodów. Przeanalizowano również efektywność sprzężenia światła między SMF a HCF w funkcji okresu skręcenia wejściowego końca HCF. Wyniki opisane w niniejszym rozdziale zostały opublikowane w [66].

7.1 Eksperymentalne badania efektywności sprzężenia światła do włókna o spiralnym rdzeniu i gradientowym skręceniu

Do przeprowadzenia badań efektywności wprowadzania światła do włókien typu HCF wykorzystano światłowód o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm, wytworzony przez grupę technologiczną na UMCS w Lublinie, którego zdjęcie, wykonane w mikroskopie SEM, pokazano na rys. 7.1(a,b). Płaszcz światłowodu ma kształt heksagonalny o przekątnej około 115 μm . Ze względu na niedoskonałości procesu wytwarzania rdzeń włókna nie jest idealnie cylindryczny i, w zależności od kierunku, jego wymiar wynosi od 5.1 do 5.6 μm . Przesunięcie rdzenia w stosunku do osi symetrii płaszczka wynosi $Q = 39.5$ μm . Na rys. 7.1(c) pokazano straty włókna dla modu podstawowego, zmierzone w funkcji długości fali metodą odcięcia. Włókno zostało wyciągnięte techniką *stack-and-draw* [15] przy użyciu prętów *Heralux* WG z krzemionki oraz z krzemionki domieszkowanej tlenkiem germanu o stosunkowo wysokim stężeniu jonów OH. W związku z tym zaobserwowano wzrost strat włókna dla długości fali w pobliżu 1400 nm do około 2 dB/m. W zakresie spektralnym 600–1300 nm straty wytworzonego włókna HCF są na poziomie 0.5 dB/m i wzrastają do 1 dB/m dla długości fali 1550 nm. Eksperymentalnie zweryfikowano, że włókno jest jednomodowe powyżej długości fali 1530 nm.

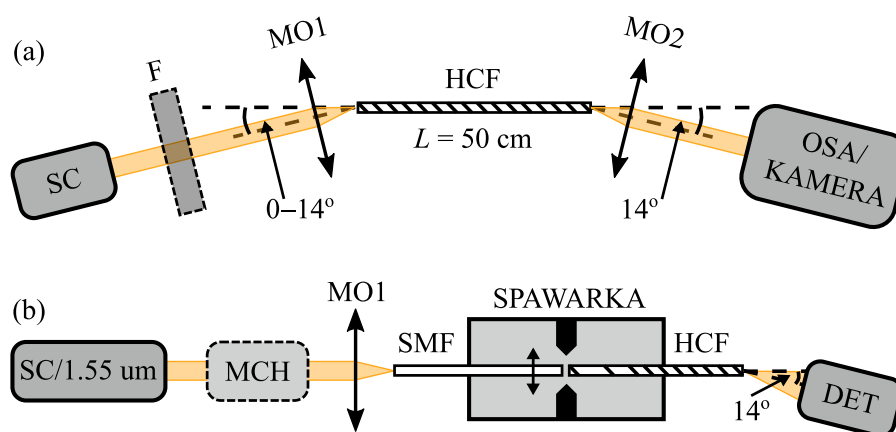
W pierwszym kroku zbadano możliwość wprowadzania światła do włókna HCF z wolnej przestrzeni przy użyciu źródła superkontinuum oraz obiektywu mikroskopowego. Duże przesunięcie rdzenia względem osi symetrii płaszczka oraz krótki okres skręcenia powodują znaczące pochylenie rdzenia w stosunku do osi symetrii płaszczka, wynoszące $\delta_c \approx 9.5^\circ$ ($\delta_c = \arctan(2\pi Q/\Lambda)$). Z tego względu efektywne wprowadzenie światła do tego włókna wymagało pochylenia wiązki



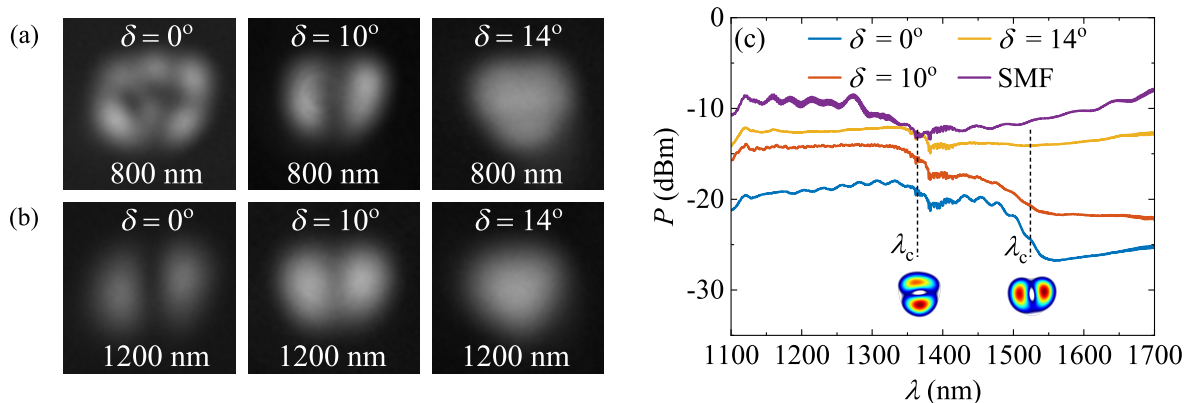
Rys. 7.1: Przekrój światłowodu HCF zarejestrowany w mikroskopie SEM (a,b) i tłumienność α dla modu podstawowego włókna HCF zmierzona w funkcji długości fali metodą odcięcia (c).

wejściowej w stosunku do osi symetrii jego płaszczka o kąt δ , powiązany z kątem δ_c prawem Snella ($\sin(\delta) = n_c \sin(\delta_c)$, gdzie n_c jest współczynnikiem załamania rdzenia [127]), rys. 7.2(a). Dla uproszczenia tej procedury końce włókna zostały poprzez obrót zorientowane tak, żeby pochylenie rdzenia względem osi symetrii płaszczka na wejściu/wyjściu włókna, a zatem także pochylenie wiązki wejściowej/wyjściowej odbywało się tylko w kierunku poziomym. Do włókna HCF wprowadzano światło z SC pod różnymi kątami. Na rys. 7.3(a,b) pokazano rozkłady intensywności wiązki na wyjściu włókna HCF, zarejestrowane przy użyciu kamery dla różnych kątów pobudzenia, dla długości fali 800 nm (a) oraz 1200 nm (b), wybranych za pomocą filtrów interferencyjnych F. Charakterystyki transmisyjne włókna HCF, zarejestrowane przy użyciu OSA w szerokim zakresie spektralnym dla różnych kątów pobudzenia, zostały pokazane na rys. 7.3(c). Przy braku pochylenia wiązki wejściowej, $\delta = 0^\circ$, dla długości fali poniżej długości fali odcięcia, czyste pobudzenie modu podstawowego nie było możliwe i na wyjściu włókna obserwowano superpozycję modów wyższego rzędu, bez względu na miejsce ogniskowania wiązki wejściowej na czole światłowodu HCF. Ponadto poziom sygnału zarejestrowanego przy użyciu OSA na wyjściu włókna HCF był mały w porównaniu do sygnału zarejestrowanego w takich warunkach dla włókna standardowego SMF-28, *Corning*. Dla kąta pochylenia wiązki $\delta = 10^\circ$ w zakresie wielomodowym możliwe było pobudzenie głównie modów pierwszego rzędu i obserwowano wzrost sygnału na wyjściu włókna HCF. Optymalny kąt pobudzenia, umożliwiający pobudzenie głównie modu podstawowego, wynosił 14° . Dla takiego pobudzenia poziom sygnału na wyjściu włókna HCF był największy, nieco mniejszy od poziomu sygnału na wyjściu włókna SMF, prawdopodobnie ze względu na różne pola modowe tych światłowodów (dla 1550 nm odpowiednio $5.1 \mu\text{m}$ oraz $9.4 \mu\text{m}$).

Jako bardziej praktyczną metodę zwiększenia efektywności wprowadzania światła do włókna HCF, odpowiednią zarówno w przypadku spawania z włóknami standardowymi, jak i dla wprowadzania światła z wolnej przestrzeni, zaproponowano częściowe odkręcenie wejściowego końca włókna HCF. W celu trwałego odkręcenia włókna HCF wykorzystano wspomniane wcześniej urządzenie *Lightel Workstation CW-5000*, wyposażone w przesuwne i obrotowe sto-



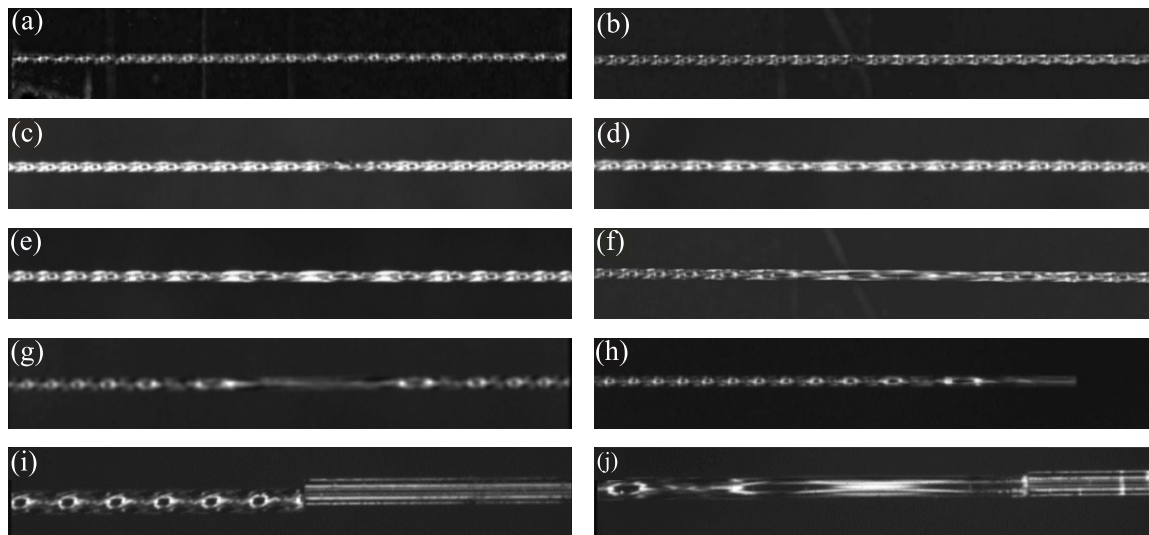
Rys. 7.2: Schemat układu do wprowadzania światła do włókna o spiralnym rdzeniu (HCF) z wolnej przestrzeni (a). Końcówki włókna zorientowane są tak, żeby pochylenie wiązki odbywało się tylko w kierunku poziomym (w płaszczyźnie rysunku). Schemat układu do pomiaru efektywności wprowadzania światła w funkcji długości fali dla włókna HCF o częściowo odkręconym wejściowym końcu (b). SC – superkontinuum, F – filtr interferencyjny, MO1–MO2 – obiektywy mikroscopowe, OSA – analizator widma, MCH – monochromator, SMF – standardowe włókno jednomodowe, DET – detektor.



Rys. 7.3: Zarejestrowane rozkłady intensywności wiązki na wyjściu włókna HCF dla długości fali $\lambda = 800$ nm (a) oraz $\lambda = 1200$ nm (b) w zależności od kąta wprowadzenia światła. Moc na wyjściu włókna HCF zarejestrowana przy użyciu OSA dla różnych kątów wprowadzania wiązki oraz dla włókna SMF (c).

liki, umożliwiające obróbkę cieplną światłowodów w obszarze płomienia palnika wodorowego. Dla zapewnienia efektywności i powtarzalności procesu dobrano następujące parametry obróbki: przepływ wodoru 120 ml/min, prędkość rozsuwania stolików 0.004 mm/s, prędkość obrotu stolików $\pm 180^\circ/\text{s}$ (kierunek skręcenia przeciwny do kierunku pierwotnego skręcenia włókna), wysokość palnika 12.3 mm, długość rozciągnięcia (pośrednio czas odkręcania) 0.004–0.012 mm.

Zależność okresu skręcenia Λ od długości światłowodu, w częściowo odkręconym odcinku włókna HCF, była wyznaczona z wykorzystaniem klasycznego mikroskopu optycznego. Na rys. 7.4 pokazano zdjęcia mikroskopowe oryginalnego włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm (a) oraz włókien częściowo odkręconych o różnych maksymalnych okresach skręcenia (b–g). Zdjęcia (a–h) zostały wykonane z tym samym powiększeniem ($28\times$). Włókna były umieszczone na przesuwym



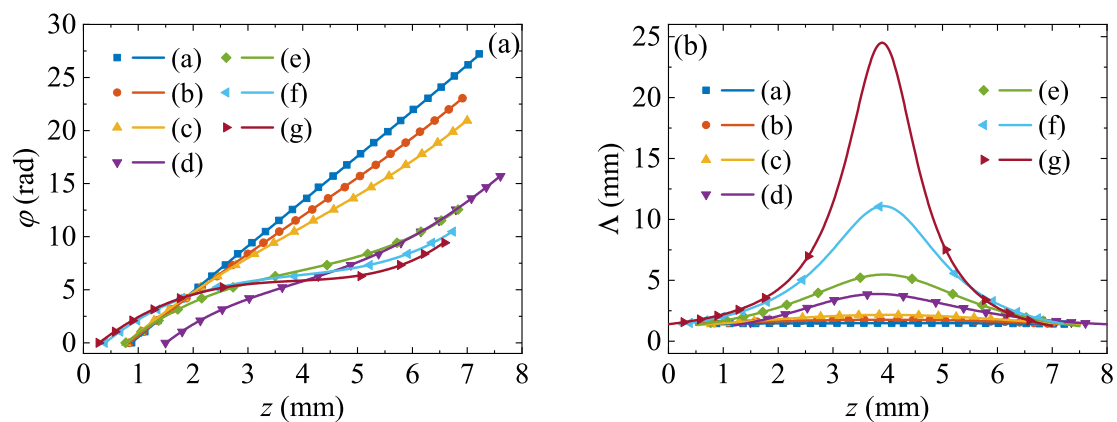
Rys. 7.4: Zdjęcia oryginalnego włókna HCF o stałym okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm (a) oraz włókna HCF częściowo odkręconego i o najdłuższym okresie skręcenia w centrum wynoszącym odpowiednio $\Lambda = 1.9$ mm (b), $\Lambda = 2.16$ mm (c), $\Lambda = 3.88$ mm (d), $\Lambda = 5.47$ mm (e), $\Lambda = 11.09$ mm (f), $\Lambda = 24.5$ mm (g) wykonane w klasycznym mikroskopie. Przykład włókna obciętego w miejscu najdłuższego okresu $\Lambda = 24.5$ mm gotowego do zespawania (h). Spaw włókna SMF-28 z oryginalnym włóknem HCF o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm (i) oraz z włóknem HCF o częściowo odkręconym końcu z wejściowym okresem skręcenia $\Lambda_0 = 24.5$ mm (j).

stoliku, umożliwiającym ustawienie ich najbardziej odkręconej części w centrum pola widzenia. Na podstawie takich zdjęć zmierzono odległości między poszczególnymi ciemnymi punktami, widocznymi na zdjęciach ze względu na sześciokątny kształt płaszcza skręconego światłowodu. Uwzględniając, że odległość między poszczególnymi punktami odpowiada kątowi skręcenia $\pi/3$, wyznaczono całkowity kąt skręcenia w funkcji długości włókien $\varphi(z)$ i dopasowano wyniki wielomianem czwartego stopnia, co pozwoliło na wyznaczenie lokalnego okresu skręcenia $\Lambda(z)$ na podstawie równania (4.1). Na rys. 7.5 pokazano zależności $\varphi(z)$ i $\Lambda(z)$ otrzymane dla wszystkich włókien przedstawionych na rys. 7.4(a–g). Przed spawaniem ze światłowodem SMF częściowo odkręcone włókna były obcinane, z wykorzystaniem obcinarki światłowodowej, z kontrolą obcinanego miejsca pod mikroskopem. Zdjęcie obciętego włókna o wejściowym okresie skręcenia $\Lambda_0 = 24.5$ mm jest pokazane na rys. 7.4(h), natomiast na rys. 7.4(i) oraz (j) przedstawiono odpowiednio spawy włókna SMF (po prawej) i włókna HCF o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm oraz $\Lambda_0 = 24.5$ mm. Zdjęcia 7.4(i) oraz 7.4(j) zostały wykonane przy powiększeniu $65\times$.

Efektywność sprzężenia światła między modami podstawowymi włókna HCF i włókna SMF-28 była pierwotnie wyznaczona dla światłowodów połączonych na kontakt na podstawie formuły:

$$\eta_{00} = 10^{0.1\alpha L} \frac{P_{hc}}{P_{sm}}, \quad (7.1)$$

gdzie α jest tłumiennością włókna HCF wyrażoną w dB/m, L jest jego długością, P_{hc} jest mocą zmierzoną na wyjściu włókna HCF i P_{sm} – mocą zmierzoną na wyjściu światłowodu doprowadzającego SMF-28. Pomiar mocy wyjściowej były przeprowadzone w układzie pokazanym schematycznie na rys. 7.2(b) z wykorzystaniem stabilnego lasera o mocy 0.3 mW i długości fali 1550 nm (*Grandway* FHS1D02). Dla tej długości fali zarówno włókno SMF-28, jak i HCF są jednomodowe i efektywność sprzęgania światła między włóknami η_{00} dotyczy tylko sprzęgania ich przestrzennych modów podstawowych, co podkreślono cyframi w indeksie dolnym („0” odpowiada modowi podstawowemu). Moc na na wyjściu włókna SMF-28 oraz HCF była mierzona przy pomocy miernika mocy *Thorlabs* PM100USB S122C, działającego w zakresie 700–1800 nm. Światłowod doprowadzający SMF-28 był justowany w kontakcie z włóknami HCF o różnym stopniu odkręcenia wejściowego końca z użyciem spawarki łukowej (*Ericsson* FSU-975), aż do uzyskania maksymalnej mocy wyjściowej. Pomiar były przeprowadzane kilkakrotnie w celu zredukowania



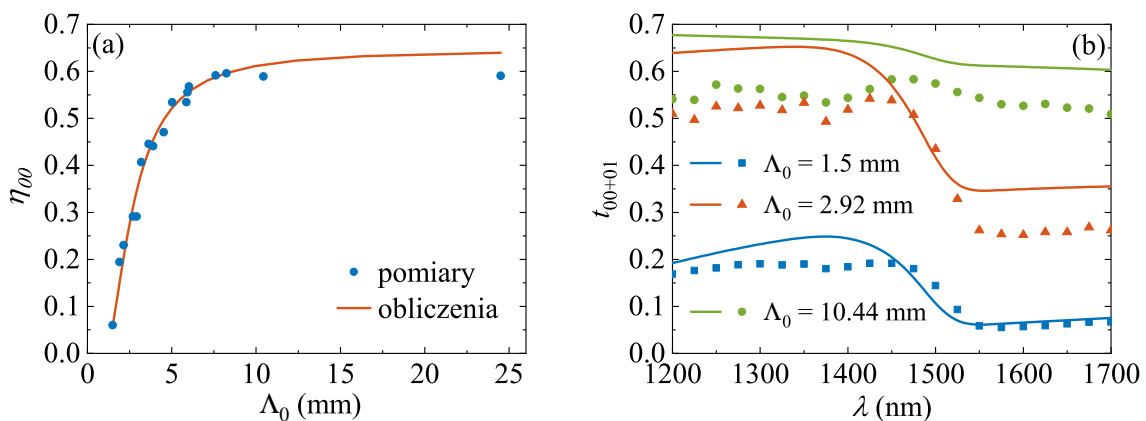
Rys. 7.5: Całkowity kąt skręcenia φ (a) oraz lokalny okres skręcenia (b) w funkcji długości włókna dla wszystkich częściowo odkręconych odcinków włókien HCF pokazanych na rys. 7.4. Punktami zaznaczono wyniki pomiarów, natomiast linią – dopasowanie wielomianem czwartego i trzeciego stopnia.

błędów wynikających z niedokładności ustawienia włókien. Pomiary były przeprowadzone bez kontroli polaryzacji, tj. mierzona moc wyjściowa danego włókna odpowiada sumie mocy w jego dwóch ortogonalnie spolaryzowanych modach własnych.

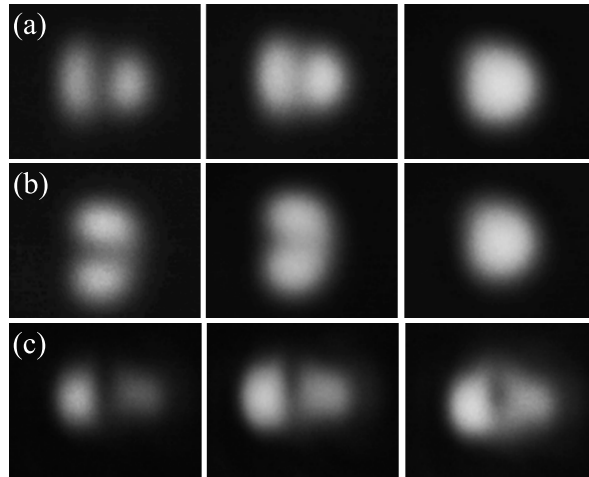
Efektywność sprzężenia światła η_{00} między modem podstawowym światłowodu SMF-28 a modem podstawowym włókna HCF o różnym stopniu początkowego skręcenia, zmierzona dla długości fali $\lambda = 1550$ nm, została pokazana na rys. 7.6(a). Przeprowadzone pomiary wykazały, że η_{00} rośnie asymptotycznie od około 6% dla włókna nieodkręconego, o $\Lambda_0 = 1.5$ mm, do około 60% dla włókna częściowo odkręconego, o wejściowym okresie skręcenia $\Lambda_0 \geq 8$ mm. Warto podkreślić, że odcięcia modów pierwszego rzędu dla dłuższych okresów skręcenia przypadają na większe długości fali, np. 1675 nm przy $\Lambda = 1.9$ mm oraz 1950 nm dla $\Lambda = 24.5$ mm. Pomimo tego mody wyższego rzędu pasywnie pobudzone w częściowo odkręconym wejściowym końcu włókna HCF są tłumione w dalszej jego części o niezmiennym okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm i nie mają wpływu na zmierzoną wartość efektywności η_{00} .

Wpływ pobudzenia modów wyższego rzędu jest widoczny w zakresie spektralnym poniżej długości fali $\lambda = 1530$ nm. Jak pokazano na rys. 7.7(c), dla włókna HCF o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm na całej długości, ustawionego w kontakcie z włóknem SMF, bez względu na wielkość poprzecznego przesunięcia rdzeni obserwowano pobudzenie superpozycji modu podstawowego i pierwszego rzędu dla $\lambda = 1200$ nm. Dla porównania, przy odkręconym wejściowym końcu włókna HCF, $\Lambda_0 = 24.5$ mm, jest możliwa większa kontrola pobudzanych modów, w tym pobudzenie głównie modu podstawowego lub jednego z modów pierwszego rzędu (rys. 7.7(a,b)).

Włókna optymalnie ustawione (przy maksymalnej transmisji) były następnie zespawane. Ze względu na dużą decentrację rdzenia w światłowodzie HCF jedynie około 80% spawów było udanych. Straty na spawie wynosiły 0.1–0.5 dB. Dla kilku wybranych wejściowych skręceń światłowodu HCF o długości 50 cm przeprowadzono pomiary jego transmitancji w szerokim zakresie spektralnym, 1200–1700 nm, w którym doprowadzające włókno SMF-28 było jednomodowe, natomiast włókno HCF – dwu- lub jednomodowe. Pomiary były przeprowadzone z wykorzystaniem szerokopasmowego źródła światła SC oraz monochromatora, w układzie przedstawionym na rys. 7.2(b). W celu porównania wyników eksperymentu z symulacjami numerycznymi z pomiarów



Rys. 7.6: Efektywność sprzęgania światła między modami podstawowymi włókna SMF-28 i włókna HCF w funkcji okresu skręcenia na jego wejściu Λ_0 , zmierzona (punkty) oraz obliczona (linie) dla długości fali $\lambda = 1550$ nm (a). Transmitancja włókna HCF, uwzględniająca głównie straty falowodowe oraz efektywność sprzężenia modu podstawowego włókna SMF do modu podstawowego oraz pierwszego rzędu włókna HCF, zmierzona (punkty) i obliczona (linie) w funkcji długości fali dla różnych okresów skręcenia na wejściu włókna HCF (b).



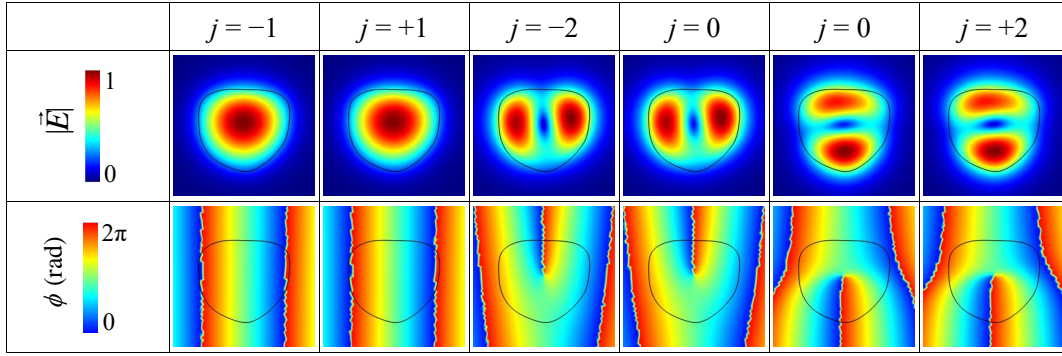
Rys. 7.7: Rozkłady intensywności światła zarejestrowane dla $\lambda = 1200$ nm na wyjściu włókna HCF z początkowym okresem skręcenia $\Lambda_0 = 24.5$ mm, pokazujące możliwość pobudzenia modu podstawowego oraz pierwszego rzędu przez przesuw włókna HCF względem włókna SMF w kierunku poziomym (a) oraz pionowym (b). Rozkłady intensywności zarejestrowane na wyjściu włókna HCF o stałym okresie skręcenia na całej długości $\Lambda = 1.5$ mm, otrzymane przy analogicznym przesunięciu włókien HCF i SMF-28 w kierunku poziomym, pokazujące brak możliwości czystego pobudzenia modów podstawowych i pierwszego rzędu (c).

transmitancji włókna HCF odjęto krzywą strat strat modu podstawowego z rys. 7.1(c), zgodnie z równaniem (7.1), zakładając, że są to straty materiałowe takie same w przypadku modów wyższego rzędu. Parametr t_{00+01} reprezentuje zatem efektywność sprzęgania światła między modem podstawowym włókna SMF a modami podstawowym i pierwszego rzędu włókna HCF oraz straty falowodowe głównie modów pierwszego rzędu. Ze względu na obecność modów wyższego rzędu poniżej $\lambda = 1530$ nm, w krzywej transmitancji t_{00+01} zaobserwowano schodkową zmianę blisko długości fali odcięcia, która jest szczególnie widoczna dla krótszych początkowych okresów skręceń, rys. 7.6(b).

Mody wyższego rzędu pobudzane dla krótszych początkowych okresów skręcenia ($\Lambda_0 = 1.5$ mm i $\Lambda_0 = 2.92$ mm) niosą znaczny ułamek całkowitego natężenia światła wprowadzonego do światłowodu HCF. Dla okresu skręcenia $\Lambda_0 = 10.44$ mm pobudzenie modów wyższych rzędów w zakresie dwumodowym włókna jest znacznie mniej efektywne, na co wskazuje mała głębokość uskoku krzywej transmitancji t_{00+01} w pobliżu długości fali odcięcia $\lambda = 1530$ nm.

7.2 Symulacje numeryczne efektywności sprzężenia do badanego włókna o spiralnym rdzeniu

Na rys. 7.6(a,b) oprócz wyników eksperymentalnych pokazano również wyniki symulacji numerycznych o jakościowej zgodności z eksperymentem. Stosując metodę elementów skończonych oraz formalizm optyki transformacyjnej, wyznaczono rozkłady pola elektrycznego modów podstawowych oraz pierwszego rzędu dla badanego włókna HCF, których moduły pokazano na rys. 7.8. Średnie kąty eliptyczności modów o różnych całkowitych momentach pędu spełniają warunek $|\theta_{av}| \geq 40^\circ$. Rozkłady fazy, również widoczne na rys. 7.8, zgodnie z oczekiwaniami wskazują na pochylenie frontu falowego we włóknie HCF o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm. Ze względu na kształt rdzenia, znacznie odbiegający od cylindrycznego, mody pierwszego rzędu w skręconym



Rys. 7.8: Wyznaczone numerycznie rozkłady modułu wektora natężenia pola elektrycznego $|\vec{E}|$ oraz fazy ϕ dla modów podstawowych i pierwszego rzędu badanego włókna HCF o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm dla $\lambda = 1200$ nm.

światłowodzie również nie mają obwarzankowego kształtu i odpowiadają rozkładowi intensywności zaobserwowanym w eksperymencie (rys. 7.7(a,b)).

Efektywność sprzężenia światła między m -tym modem polaryzacyjnym w obrębie i -tego modu przestrzennego włókna SMF a n -tym modem polaryzacyjnym w obrębie k -tego modu przestrzennego włókna HCF może być wyrażona wzorem:

$$\eta_{imkn} = \frac{|\iint (\vec{E}_{im}^{hc*} \vec{E}_{kn}^{sm}) dS|^2}{\iint |\vec{E}_{im}^{hc}|^2 dS \iint |\vec{E}_{kn}^{sm}|^2 dS}, \quad (7.2)$$

gdzie \vec{E}_{im}^{hc*} i \vec{E}_{kn}^{sm} reprezentują odpowiednio sprzężenie hermitowskie wektora natężenia pola elektrycznego dla danego modu włókna HCF oraz wektor natężenia pola elektrycznego danego modu włókna SMF, natomiast dS jest elementem powierzchni. Kolejne mody przestrzenne w powyższym wzorze są numerowane całkowitymi liczbami nieujemnymi, określającymi rząd modu („0” oznacza mod podstawowy), natomiast ortogonalne mody polaryzacyjne w obrębie danego modu przestrzennego – całkowitymi liczbami dodatnimi. W ogólności całki przekrycia, a więc efektywność sprzężenia światła między modami, zależy od polaryzacji modów. Jednakże w przypadku detekcji nieczulej na polaryzację, stosowanej w eksperymencie, moc prowadzona przez zdegenerowane podstawowe mody polaryzacyjne w niedwójłomnym włóknie SMF jest sprzęgana do różnych modów polaryzacyjnych włókna HCF i sumowana na wyjściu włókna. Ze względu na ortogonalność modów polaryzacyjnych w obrębie tego samego modu przestrzennego efektywność sprzężenia światła między podstawowym modem przestrzennym włókna SMF ($i = 0$) a k -tym modem przestrzennym włókna HCF, zdefiniowana na potrzeby eksperymentu, nie zależy od polaryzacji i może być wyrażona jako:

$$\eta_{0k} = \frac{1}{2} \sum_{m,n} \eta_{0mkn}, \quad (7.3)$$

przy czym czynnik $1/2$ jest związany z identycznym sprzężeniem światła z obydwu podstawowych modów polaryzacyjnych włókna SMF. Powyższa formuła została wykorzystana do obliczenia efektywności sprzężenia pomiędzy modem podstawowym włókna SMF a różnymi modami przestrzennymi włókna HCF. Wyniki symulacji pokazane na rys. 7.6(a) pokazują efektywność sprzężenia światła między modami podstawowymi obydwu włókien η_{00} , natomiast w wynikach eksperymentalnych pokazanych na rys. 7.6(b) w zakresie spektralnym 1200–1530 nm uwzględ-

niono efektywności sprzęgania modu podstawowego włókna SMF z modami podstawowymi oraz modami pierwszego rzędu włókna HCF dla włókien o odpowiednich początkowych okresach skręcenia Λ_0 , a także straty falowodowe na odcinku $L = 50$ cm, rosnące dla modów pierwszego rzędu w pobliżu długości fali odcięcia. Zgodność wyników eksperymentalnych i symulacji w przypadku sprzężeń między modami podstawowymi w funkcji początkowego okresu skręcenia i ustalonej długości fali jest bardzo dobra, rys. 7.6(a). Obliczona zależność sprzężenia od długości fali, rys. 7.6(b), wykazuje jakościową zgodność z eksperymentem i potwierdza istnienie uskoku na krzywej efektywności, spowodowanego pobudzeniem i odcinaniem modu pierwszego rzędu w światłowodzie HCF.

7.3 Podsumowanie

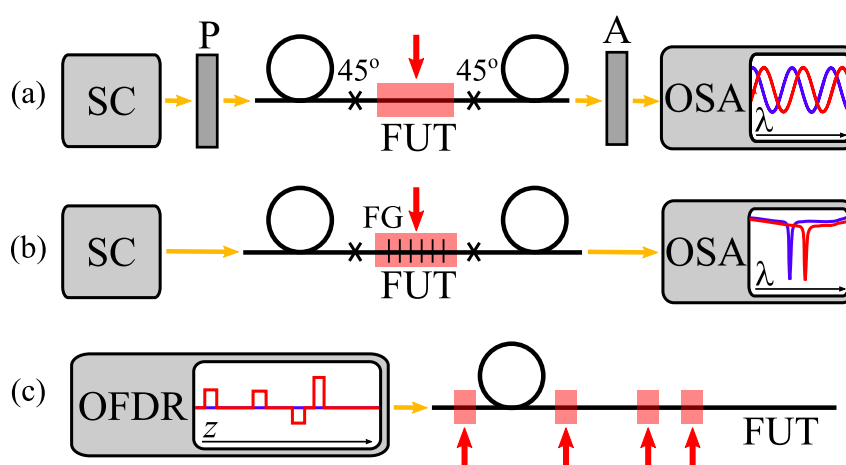
W niniejszym rozdziale zaproponowano skuteczną metodę zwiększenia efektywności sprzężenia światła między włóknom o spiralnym rdzeniu (HCF) a włóknom standardowym, polegającą na częściowym odkręceniu włókna HCF z wykorzystaniem palnika wodorowego. Jeżeli zmiana stopnia skręcenia odbywa się na odcinku o długości kilku milimetrów w sposób gradientowy, mody pobudzone w odkręconym początku światłowodu HCF są adiabaticznie przekształcone w mody silnie skręconego włókna bez znaczących strat. Zaproponowane rozwiązanie może być zastosowane do zwiększenia efektywności sprzężenia światła przy spawaniu włókna HCF z włóknom SMF oraz przy wprowadzaniu wiązki światła do włókna HCF z wolnej przestrzeni. Wyniki pomiarów przeprowadzonych dla włókien SMF-28 i HCF o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm są w dobrej zgodności z symulacjami. Zaproponowana metoda pozwoliła na zwiększenie efektywności sprzężenia światła między takimi włóknomi z około 6% (dla wejściowego okresu skręcenia włókna HCF $\Lambda_0 = 1.5$ mm) do około 60% (dla $\Lambda_0 \geq 8$ mm). Maksymalna uzyskana wartość efektywności sprzężenia była w przypadku badanych włókien ograniczona jedynie przez niedopasowanie pól modów dla prostych rdzeni, spowodowane ich różną geometrią (średnice modu włókna SMF i HCF wynosiły odpowiednio 9.4 oraz 5.1 μm dla długości fali 1550 nm). Pomiary oraz obliczenia numeryczne wykazały także, że w dwumodowym zakresie spektralnym w silnie skręconym włóknie niemożliwe jest pobudzenie modu podstawowego bez wyraźnego jednoczesnego pobudzenia modów wyższego rzędu. Częściowe odkręcenie początku włókna HCF pozwala zatem na większą kontrolę pobudzanych modów przestrzennych.

Wyniki przedstawione w niniejszym rozdziale zostały częściowo opublikowane w [66]. Wkład Autorki w tę publikację polegał na opracowaniu procedury obróbki światłowodów, przeprowadzeniu części badań eksperymentalnych oraz wsparciu obliczeniowym.

Rozdział 8

Czułość na ciśnienie skręconych światłowodów typu *side-hole*

Pierwsze zastosowania światłowodów jako czujników pojawiły się niemal w tym samym momencie, co pierwsze światłowodowe systemy transmisyjne [128, 129]. W zależności od przeznaczenia czujnika, do jego budowy stosuje się światłowody standardowe lub specjalne. Przykładowe konfiguracje czujników światłowodowych pokazano na rys. 8.1. Światłowody dwójłomne są stosowane w tzw. czujnikach polarymetrycznych (rys. 8.1(a)), wykorzystujących modulację wyjściowej polaryzacji (różnicy faz między modami polaryzacyjnymi), wywołaną przez różne czynniki zewnętrzne działające na światłowód [14]. Choć większość polarymetrycznych czujników światłowodowych wykorzystuje światłowody liniowo dwójłomne, wyjątkowe właściwości światłowodów skręconych również czynią je użytecznymi w zastosowaniach czujnikowych. Jednym z pierwszych zaproponowanych zastosowań światłowodów skręconych były czujniki natężenia prądu bazujące na efekcie Faradaya [18, 28]. Czujnik Faradaya wykorzystujący światłowód o indukowanej skręceniu dwójłomności kołowej jest bardziej odporny na zakłócenia i wykazuje większą czułość ze względu na taki sam typ dwójłomności indukowany polem magnetycznym istniejącym wokół przewodnika z prądem. Światłowodowe czujniki prądu wykorzystujące efekt Faradaya zwykle bazują na wprowadzeniu liniowego stanu polaryzacji do światłowodu i obser-



Rys. 8.1: Przykładowe konfiguracje czujników światłowodowych: czujnik polarymetryczny [14] (a), czujnik wykorzystujący siatkę długookresową lub siatkę Bragga (b), czujnik rozłożony (c). Czerwone strzałki i pola reprezentują działający na światłowód czynnik fizyczny, natomiast 45° – kąt obrotu osi dwójłomności na spawach między włóknem doprowadzającym oraz włóknem badanym. SC – superkontinuum, FUT – badany światłowód, P – polaryzator, A – analizator (polaryzator), OSA – analizator widma, FG – siatka światłowodowa, OFDR – reflektometr optyczny.

wacji zmiany wyjściowego stanu polaryzacji po przyłożeniu pola magnetycznego, indukującego dwójłomność kołową we włóknie. W przypadku włókna o wbudowanej kołowej dwójłomności liniowy stan polaryzacji na wejściu pobudza dwa kołowo spolaryzowane tryby własne, które w wyniku interferencji dają także liniowy stan polaryzacji na wyjściu, obrócony o kąt zależny od dwójłomności światłowodu i jego długości. Zmiana tej dwójłomności wywołana efektem Faradaya powoduje mierzalną zmianę azymutu polaryzacji na wyjściu światłowodu [28]. W podobny sposób, obserwując zmianę wyniku interferencji trybów własnych światłowodu nieelastycznie skręconego, mierzono elastyczne skręcenie [34, 130], także wywołujące zmianę dwójłomności kołowej włókien. Zastosowanie do pomiarów elastycznego skręcenia włókien nieelastycznie skręconych zwiększa czułość pomiaru. Poza czynnikami indukującymi dwójłomność kołową światłowody skręcone były także badane w kontekście czynników wpływających na liniową dwójłomność, takich jak temperatura [34], ciśnienie hydrostatyczne lub rozciągnięcie [131, 132]. W pracy [34] analizowano włókna nieelastycznie skręcone i pokazano, że czułość na temperaturę zmniejsza się wraz ze zwiększeniem stopnia skręcenia światłowodu. Oznacza to, że silnie skręcone światłowody mogą być wykorzystane w pomiarach innych czynników fizycznych, takich jak natężenie prądu lub elastyczne skręcenie, nawet przy zmiennej temperaturze. W pracach [131, 132] analizowano wpływ jednoczesnego elastycznego skręcenia oraz ciśnienia hydrostatycznego lub wydłużenia na dwójłomne włókna. Pokazano, że elastyczne skręcenie światłowodu o wbudowanej dwójłomności liniowej może zmienić stan polaryzacji trybów własnych i dwójłomność, poprzez zmniejszenie udziału dwójłomności liniowej w dwójłomności całkowitej, i w konsekwencji zmniejszyć czułość polarymetryczną na ciśnienie. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, że zakres analizowanych skręceń w pracach [131, 132] był niewielki (do 20 skręceń na metr).

Inny rodzaj czujników światłowodowych wykorzystuje siatki Bragga lub siatki długookresowe (rys. 8.1(b)), które również mogą mieć postać skręconych siatek. Tego typu czujniki bazują na śledzeniu przesunięcia spektralnego rezonansowej długości fali. Skręcone siatki długookresowe, sprzęgające rezonansowo tryby rdzeniowe i płaszczowe [40–46, 118, 133, 134], były również badane jako czujniki temperatury, wydłużenia lub współczynnika załamania, a w porównaniu z czujnikami bazującymi na tradycyjnych siatkach długookresowych wykazywały szczególnie dużą czułość na skręcenie.

Czujniki światłowodowe umożliwiają również monitorowanie różnych parametrów fizycznych w sposób ciągły i na dużych odległościach. Są to tzw. czujniki rozłożone (ang. *distributed sensors*, rys. 8.1(c)), które bazują zwykle na rozpraszaniu Rayleigha i wykorzystują reflektrometrię optyczną (ang. *optical backscatter reflectometry*, OBR). Propagujące w światłowodzie impulsy są częściowo rozpraszane wstecznie, głównie na skutek rozpraszania Rayleigha, lub odbijane od uszkodzeń, spawów lub innych nieciągłości. Rozproszone lub odbite światło wraca z powrotem do reflektometru, gdzie na podstawie czasowego profilu sygnału tworzona jest liniowa mapa tłumienia w badanym światłowodzie. Sygnał wsteczny może być analizowany w domenie czasu, przez próbkowanie światłowodu impulsami i pomiar odpowiedzi impulsowej (ang. *optical time domain reflectometer*, OTDR), lub w domenie częstotliwości, przez wprowadzanie do światłowodu fali ciągłej o różnych częstotliwościach i interferencyjny pomiar amplitudy zespolonej światła rozproszonego w funkcji częstotliwości (długości fali) (ang. *optical frequency domain reflectometer*, OFDR). W podstawowej konfiguracji OFDR, aby zmierzyć amplitudę zespoloną światła rozproszonego, stosuje się analizę fourierowską sygnału interferencyjnego, który powstaje w wyniku superpozycji światła rozproszonego wstecz i wiązki odniesienia. Czynniki zewnętrzne, takie jak temperatura czy naprężenia, wpływają na współczynnik załamania lub długość

światłowodu i zmieniają fazę sygnału wstecznie rozproszonego, która jest mierzona po zinterferowaniu z sygnałem odniesienia. Czujniki rozłożone są stosowane zarówno z wykorzystaniem światłowodów niedwójłomnych [135–137], jak i światłowodów dwójłomnych [138, 139]. Pokazano również możliwość wykorzystania OFDR do pomiaru lokalnej dwójłomności indukowanej zgięciem, elastycznym skręceniem oraz poprzecznym naprężeniem w światłowodzie nieelastycznie skręconym [140].

W ramach niniejszego rozdziału analizowano wpływ nieelastycznego skręcenia na czułość na ciśnienie hydrostatyczne włókien typu *side-hole* z eliptycznym rdzeniem. Pierwsze badania czułości dwójłomnych światłowodów na ciśnienie przeprowadzono w drugiej połowie lat 80. XX wieku [69, 141–143]. Również włókna typu *side-hole*, ze względu na swoją konstrukcję, były wielokrotnie badane z powodu ich zwiększonej czułości na ciśnienie [69, 144–146]. Badania przeprowadzone w ramach rozprawy skupiały się na czułości polarymetrycznej oraz czułości w pomiarach rozłożonych włókien o okresach skręcenia 200, 100, 50, 30, 10 i 5 mm oraz włókna nieskręconego typu *side-hole*. Badane światłowody były wyciągnięte z tej samej preformy, obracanej z różną prędkością kątową. Zarówno wyniki eksperymentalne, jak i przewidywania analityczne pokazują, że czułość polarymetryczna na ciśnienie hydrostatyczne maleje wraz ze wzrostem stopnia skręcenia i jest największa dla nieskręconego światłowodu. Różnica w odpowiedziach dla dwóch modów polaryzacyjnych w pomiarach rozłożonych jest największa dla włókna nieskręconego i maleje wraz ze wzrostem stopnia skręcenia włókna. Jednakże wartości czułości dla poszczególnych modów wykazują różne trendy – dla jednego modu polaryzacyjnego czułość w pomiarach rozłożonych wzrasta, natomiast dla drugiego – maleje wraz ze wzrostem stopnia skręcenia. Na podstawie przeprowadzonych pomiarów można stwierdzić, że skręcone światłowody mogłyby znaleźć zastosowanie w czujnikach polarymetrycznych innych wielkości fizycznych, indukujących kołową dwójłomność, nawet przy zmiennym ciśnieniu. Co więcej, dobór okresu skręcenia pozwala na osiągnięcie pożądanej różnicy w czułości między dwoma polaryzacyjnymi modami własnymi. Wyniki badań przedstawione w niniejszym rozdziale zostały opublikowane w [65].

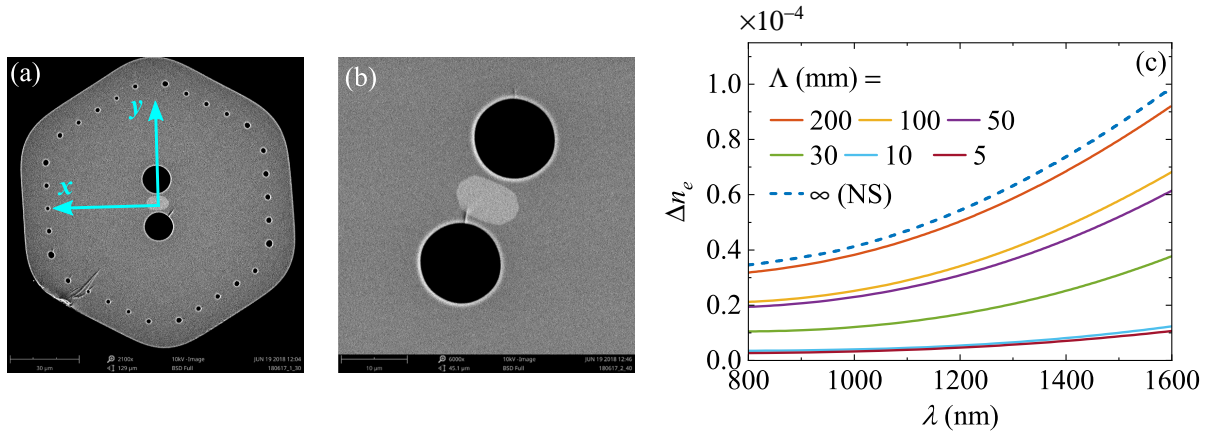
8.1 Czułość polarymetryczna

Czułość na ciśnienie hydrostatyczne była mierzona dla nieskręconego światłowodu typu *side-hole*, którego przekrój jest pokazany na rys. 8.2(a,b), i dla odpowiadających mu skręconych światłowodów z okresami skręcenia w zakresie 5–200 mm. Parametry geometryczne włókien były następujące: rozmiar rdzenia $6\ \mu\text{m} \times 9.7\ \mu\text{m}$, średnica kanałów powietrznych $12\ \mu\text{m}$ i grubość ścianki między rdzeniem a kanałem powietrznym $1.2\ \mu\text{m}$. Dwójłomność fazowa włókien została zmierzona z wykorzystaniem metody interferometrii spektralnej oraz punktowego naciśku i przedstawiona na rys. 8.2(c). Wyniki tych pomiarów były publikowane w pracach [33, 34], w których analizowano zmianę dwójłomności wywołaną nieelastycznym skręceniem oraz czułość na elastyczne skręcenie i temperaturę dla tych samych włókien.

Polarymetryczna czułość na ciśnienie hydrostatyczne K_p zależy od struktury włókna i jest zdefiniowana następująco [147]:

$$K_p = \frac{1}{L} \frac{d\Delta\phi}{dp}, \quad (8.1)$$

gdzie L – długość włókna poddawana działaniu ciśnienia hydrostatycznego, $\Delta\phi$ – różnica faz między modami polaryzacyjnymi, p – ciśnienie hydrostatyczne. Zakładając, że ciśnienie hydro-



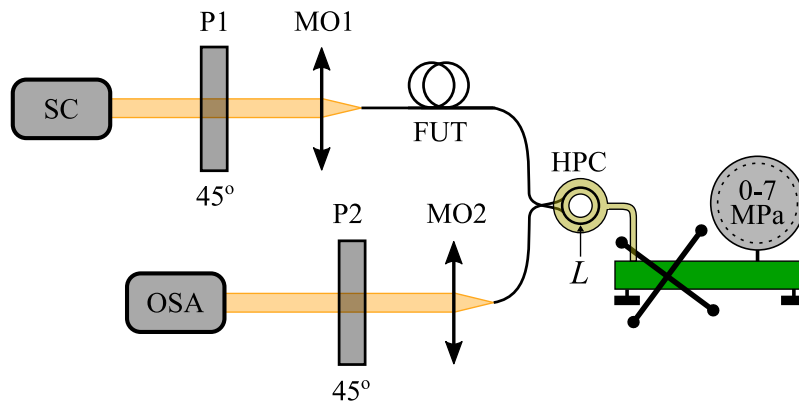
Rys. 8.2: Przekrój nieskręconego światłowodu typu *side-hole* badanego pod kątem czułości na ciśnienie hydrostatyczne (a,b) i dwójłomność fazowa zmierzona dla włókien o różnych okresach skręcenia (c).

styczne wpływa jedynie na dwójłomność włókna, dokładniej liniową składową dwójłomności całkowitej, oraz że nie zmienia długości światłowodu, można wyrazić czułość polarymetryczną skręconego światłowodu na ciśnienie, $K_{p,S}$, podobnie jak w przypadku temperatury [34]:

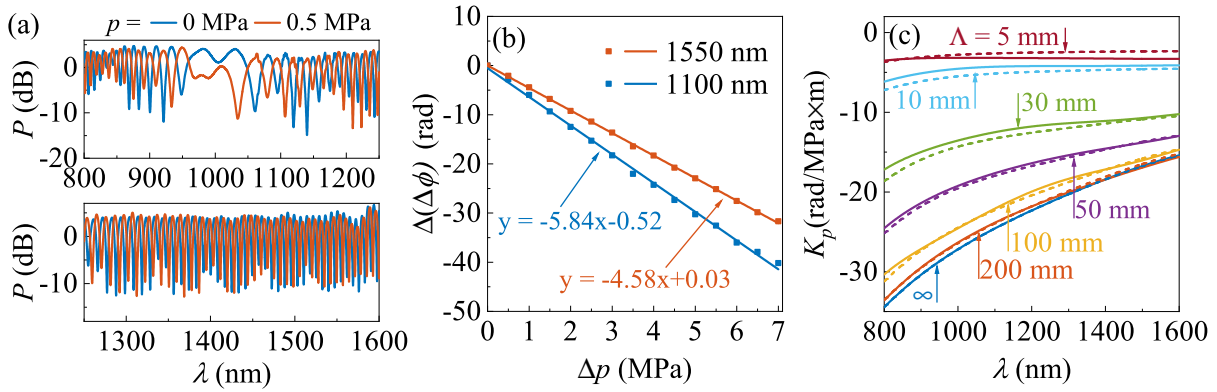
$$K_{p,S} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial \Delta n_e}{\partial p} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial \Delta n_l}{\partial p} \frac{\Delta n_l}{\sqrt{\Delta n_l^2 + \Delta n_c^2}} = K_{p,NS} \frac{\Delta n_l}{\sqrt{\Delta n_l^2 + \Delta n_c^2}}, \quad (8.2)$$

gdzie $K_{p,NS}$ jest czułością polarymetryczną na ciśnienie dla włókna nieskręconego. Powyższe równanie pozwala obliczyć czułość polarymetryczną na ciśnienie dla skręconego włókna jedynie na podstawie wartości czułości oraz dwójłomności liniowej dla włókna nieskręconego o tej samej poprzecznej strukturze oraz składowej kołowej dwójłomności Δn_c , która zgodnie z równaniem (2.19) zależy tylko od długości fali oraz okresu skręcenia.

Układ do pomiarów czułości polarymetrycznej na ciśnienie w skręconych włóknach typu *side-hole* metodą interferometrii spektralnej przedstawiono na rys. 8.3. Światło ze źródła superkontinuum przechodziło przez liniowy polaryzator z kierunkiem transmisji ustawionym pod kątem 45° względem osi dwójłomności liniowej badanego światłowodu i było wprowadzane do



Rys. 8.3: Układ do pomiarów czułości polarymetrycznej na ciśnienie hydrostatyczne skręconych włókien dwójłomnych metodą interferometrii spektralnej. SC – źródło superkontinuum, OSA – analizator widma, P1–P2 – liniowe polaryzatory, MO1–MO2 – obiektywy mikroskopowe, HPC – komora ciśnieniowa, FUT – badany światłowód.



Rys. 8.4: Pomiar czułości polarymetrycznej na ciśnienie hydrostatyczne dla skręconych włókien typu *side-hole*. Prążki interferencyjne zarejestrowane dla włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 50$ mm dla dwóch wartości ciśnienia w dwóch zakresach spektralnych: 800–1250 nm (panel górny) oraz 1250–1600 nm (panel dolny) (a). Zmiana różnicy faz między interferującymi modami polaryzacyjnymi w funkcji przyłożonego ciśnienia dla dwóch długości fali dla włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 50$ mm (b). Czułość na ciśnienie wyznaczona dla serii włókien typu *side-hole* z pomiarów interferencyjnych (linia ciągła) i obliczona na podstawie okresu skręcenia i wartości czułości oraz dwójłomności włókna nieskręconego ze wzoru (8.2) (linia przerywana) (c).

włókna przy pomocy obiektywu MO1. Część włókna o długości L była zaklejona w komorze ciśnieniowej wypełnionej olejem i poddawana zmianom ciśnienia w zakresie do 7 MPa. Polaryzator liniowy P2, z kierunkiem transmisji również ustawionym pod kątem 45° względem osi dwójłomności włókna, umożliwiał obserwację spektralnej interferencji między modami własnymi światłowodu przy pomocy analizatora widma OSA (rys. 8.4(a)).

Poddanie światłowodu działaniu ciśnienia hydrostatycznego powodowało przesunięcie spektralnych prążków interferencyjnych, wywołane zmianą dwójłomności światłowodu, i w konsekwencji zmianą różnicy faz między interferującymi modami. Różnica faz między modami polaryzacyjnymi dla długości fali odpowiadających poszczególnym minimum interferencyjnym może być wyrażona zależnością (6.15). Podobnie jak w przypadku interferometrii spektralnej wykorzystywanej w pomiarach dwójłomności oraz różnicy efektywnych współczynników załamania dla różnych modów przestrzennych, z pojedynczego interferogramu nie można wyznaczyć bezwzględnej wartości $\Delta\phi$, jednak do wyznaczenia K_p potrzebna jest jedynie znajomość zmiany różnicy faz $\Delta(\Delta\phi)$ wywołanej ciśnieniem. W związku z tym w pomiarach podczas zmiany ciśnienia śledzono spektralne przesunięcie poszczególnych prążków i obliczano $\Delta(\Delta\phi)$ po każdej zmianie ciśnienia, aby otrzymać zależności $\Delta(\Delta\phi)$ od Δp w szerokim zakresie spektralnym, rys. 8.4(b). Ostatecznie na podstawie równania (8.1) wyznaczano czułość polarymetryczną badanego włókna. Zmiana różnicy faz między modami $\Delta(\Delta\phi)$, a zatem również czułość polarymetryczna, są ujemne. Wynika to z faktu, że ze względu na obecność kanałów powietrznych ściskające naprężenia działają głównie wzdłuż osi wolnej x i powodują zmniejszenie dwójłomności liniowej włókna. Polarymetryczna czułość na ciśnienie hydrostatyczne dla wszystkich badanych włókien, otrzymana na podstawie pomiarów interferencyjnych oraz równania (8.2), została przedstawiona na rys. 8.4(c). Wyniki pomiarów oraz obliczeń charakteryzują się dobrą zgodnością i wskazują, że czułość polarymetryczna na ciśnienie włókien typu *side-hole* maleje wraz ze wzrostem stopnia ich skręcenia.

8.2 Czułość w pomiarach rozłożonych

OFDR wykorzystany w pomiarach czułości bazuje na interferometrii z przestrajalną długością fali (ang. *swept-wavelength interferometry*, SWI) i umożliwia pomiar amplitudy zespolonej światła rozproszonego na całej długości włókna. Rozpraszanie Rayleigha w światłowodzie jest spowodowane losowymi fluktuacjami gęstości szkła w rdzeniu i poziomym jego domieszkowaniu. Autorzy pracy [136] pokazali, że związane z tymi fluktuacjami losowe zmiany przenikalności elektrycznej we włóknie można powiązać z amplitudą zespoloną światła rozproszonego na całej długości włókna poprzez transformatę Fouriera. Zatem mierząc interferencyjnie amplitudę i fazę sygnału rozproszonego w funkcji długości fali i obliczając odwrotną transformatę Fouriera, można wyznaczyć losowy w funkcji położenia (lecz niezmienny w czasie) rozkład fluktuacji przenikalności elektrycznej wzdłuż włókna.

Na skutek działania zewnętrznego czynnika w pewnym miejscu światłowodu, np. ciśnienia hydrostatycznego, lokalnie zmienia się droga optyczna, a co za tym idzie – faza sygnału wstecznie rozproszonego. Zmiana przyrostu fazy na odcinku światłowodu o długości Δx pod wpływem zmiany ciśnienia o Δp wyraża się w następujący sposób:

$$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial p} \Delta p = \frac{2\pi f}{c} \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial p} \Delta x + \frac{\partial \Delta x}{\partial p} n_{eff} \right) \Delta p \approx \frac{2\pi f}{c} \frac{\partial n_{eff}}{\partial p} \Delta x \Delta p, \quad (8.3)$$

gdzie n_{eff} jest efektywnym współczynnikiem załamania modu światłowodu, c – prędkością światła w próżni, f – częstotliwością promieniowania lasera. Zmiana relacji fazowych pomiędzy indywidualnymi elementami rozpraszającymi manifestuje się częstotliwościowym przesunięciem sygnału rozproszonego z segmentu światłowodu poddanego działaniu ciśnienia o Δf , co wyraża się wzorem:

$$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial f} \Delta f = \frac{2\pi}{c} \left(n_{eff} \Delta x + f \frac{\partial n_{eff}}{\partial f} \Delta x \right) \Delta f = \frac{2\pi}{c} N_{eff} \Delta x \Delta f, \quad (8.4)$$

gdzie N_{eff} jest grupowym efektywnym współczynnikiem załamania modu światłowodu. Wiedząc, że wartość przyrostu fazy zakumulowanej na danym odcinku światłowodu jest odtworzona dla innej częstotliwości (długości fali), można podać następującą relację łączącą Δp i Δf :

$$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial f} \Delta f + \frac{\partial \Delta \phi}{\partial p} \Delta p = 0, \quad (8.5)$$

gdzie Δf reprezentuje przesunięcie widma rozproszonego na badanym odcinku pod wpływem zmiany ciśnienia Δp . Ze względu na losowy charakter zespolonej amplitudy światła rozproszonego wielkość przesunięcia częstotliwości Δf jest wyznaczana w OFDR poprzez wzajemną korelację lokalnego sygnału zmierzonego po przyłożeniu ciśnienia oraz lokalnego sygnału referencyjnego, zmierzonego przed przyłożeniem ciśnienia. Wielkość Δf unormowana do centralnej częstotliwości przestrajalnego lasera i podzielona przez wartość zmiany czynnika fizycznego (w tym przypadku ciśnienia, Δp) opisuje czułość włókna w pomiarach rozłożonych metodą OFDR, bazującą na rozpraszaniu Rayleigha [136, 148, 149]:

$$K_d = -\frac{1}{f} \frac{\Delta f}{\Delta p}, \quad (8.6)$$

Na podstawie równań (8.3)–(8.5) można pokazać, że czułość rozłożona na ciśnienie hydrostatyczne wyraża się wzorem:

$$K_d = \frac{1}{N_{eff}} \frac{\partial n_{eff}}{\partial p}. \quad (8.7)$$

8.2.1 Czułość na ciśnienie w pomiarach rozłożonych włókna skręconego i nieskręconego

Włókno nieelastycznie skręcone poddane działaniu ciśnienia hydrostatycznego może być analizowane jako włókno, którego składowa dwójłomności liniowej jest zaburzona [150]. Niedawno pokazano w pracy [61], że jeśli perturbacja jest niezmiennicza względem skręcenia włókna (a tak jest w przypadku ciśnienia hydrostatycznego), to tensor reprezentujący zmianę poprzecznych składowych przenikalności elektrycznej może być wyrażony w taki sam sposób dla włókna nieskręconego i skręconego w helikoidalnym układzie współrzędnych:

$$\Delta \boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \Delta \epsilon_{xx} & \Delta \epsilon_{xy} \\ \Delta \epsilon_{yx} & \Delta \epsilon_{yy} \end{bmatrix}. \quad (8.8)$$

Ze względu na to, że ciśnienie wywołuje we włóknie naprężenia, a opisujący je tensor jest symetryczny, tensor $\Delta \boldsymbol{\epsilon}$ również jest symetryczny i $\Delta \epsilon_{yx} = \Delta \epsilon_{xy}$. Zmiana kwadratu efektywnego współczynnika załamania każdego z modów spowodowana przyłożonym ciśnieniem może być wyrażona następująco [150]:

$$\Delta(n_{eff}^2) = \tilde{n}_{eff}^2 - n_{eff}^2 = \frac{\int \vec{E}^* \Delta \boldsymbol{\epsilon} \vec{E} dS}{\int \vec{E}^* \vec{E} dS}, \quad (8.9)$$

gdzie \vec{E} jest poprzecznym polem elektrycznym modu, S jest powierzchnią przekroju światłowodu, \tilde{n}_{eff} i n_{eff} są efektywnymi współczynnikami załamania modu światłowodu poddanego i niepoddanego działaniu ciśnienia hydrostatycznego. Poprzeczne pole elektryczne dla modów polaryzacyjnych włókna nieskręconego może być przedstawione jako:

$$E_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \text{ dla polaryzacji } x, \text{ oraz} \quad (8.10)$$

$$E_0 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \text{ dla polaryzacji } y. \quad (8.11)$$

Dla włókna skręconego mody własne są eliptycznie spolaryzowane w helikoidalnym układzie odniesienia, a ich poprzeczne pole elektryczne można przedstawić jako [151]:

$$E_0 \begin{bmatrix} \cos(\theta) \\ i \sin(\theta) \end{bmatrix}, \text{ dla polaryzacji o azymucie równoległym do osi } x \quad (8.12)$$

$$E_0 \begin{bmatrix} -i \sin(\theta) \\ \cos(\theta) \end{bmatrix}, \text{ dla polaryzacji o azymucie równoległym do osi } y, \quad (8.13)$$

gdzie θ jest kątem eliptyczności modów własnych, który można wyznaczyć z równania (2.17). Podstawiając powyższe zależności do wzoru (8.9), otrzymuje się dla eliptycznie spolaryzowanych

modów włókna skręconego o azymutach w kierunkach odpowiednio x i y następujące relacje:

$$\begin{aligned}\Delta(n_{eff}^2)_{x,\theta} &= \cos^2(\theta)\Delta\epsilon_{xx} + \sin^2(\theta)\Delta\epsilon_{yy} \\ \Delta(n_{eff}^2)_{y,\theta} &= \sin^2(\theta)\Delta\epsilon_{xx} + \cos^2(\theta)\Delta\epsilon_{yy}\end{aligned}\quad (8.14)$$

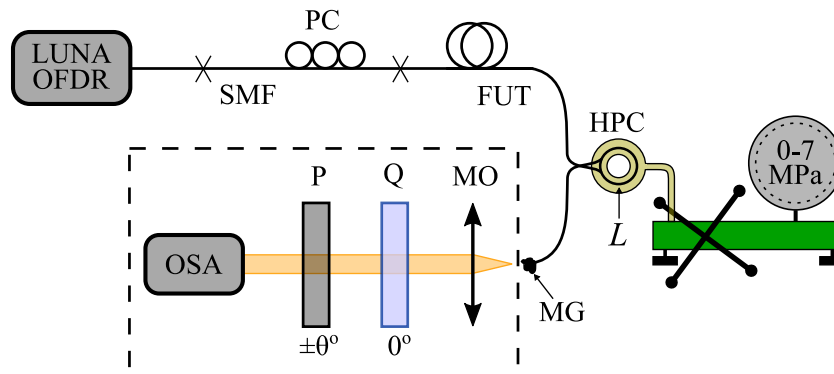
Przekształcając równanie (8.7), przy założeniach: $\Delta n_{eff} \approx \Delta(n_{eff}^2)/(2n_{eff})$, $n_{eff} \approx N_{eff}$ oraz uwzględniając fakt, że różnica współczynników załamania modów własnych jest mała w stosunku do ich wartości, można pokazać, że czułość rozłożona na ciśnienie dla modów eliptycznie spolaryzowanych we włóknie skręconym może być wyrażona w funkcji czułości rozłożonej na ciśnienie modów polaryzacyjnych włókna nieskręconego w następujący sposób:

$$\begin{aligned}K_{d,S}^{x,\theta} &= \cos^2(\theta)K_{d,NS}^x + \sin^2(\theta)K_{d,NS}^y \\ K_{d,S}^{y,\theta} &= \sin^2(\theta)K_{d,NS}^x + \cos^2(\theta)K_{d,NS}^y\end{aligned}\quad (8.15)$$

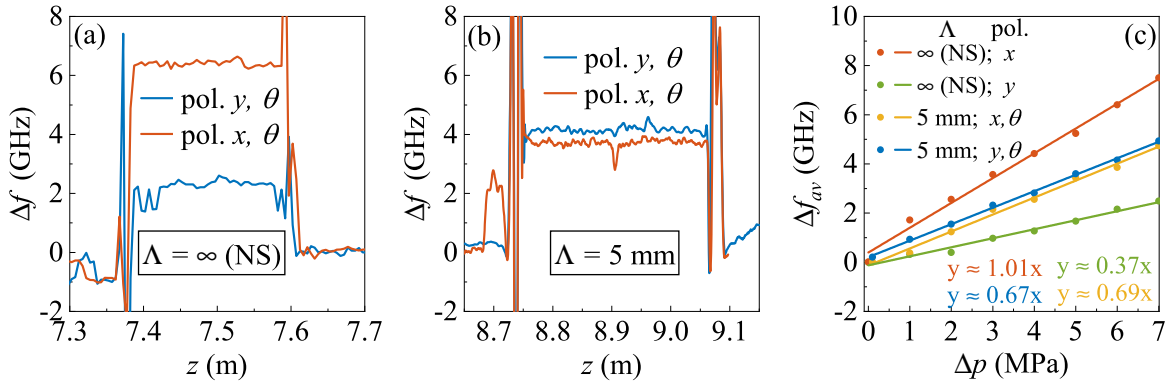
gdzie $K_{d,NS}^{x/y}$ jest czułością modu o polaryzacji liniowej w kierunku x/y włókna nieskręconego.

8.2.2 Pomiary czułości rozłożonej przy pomocy OFDR

Układ zastosowany do badania czułości w pomiarach rozłożonych skręconych światłowódów typu *side-hole* przedstawiono na rys. 8.5. Układ wykorzystuje bazujący na rozpraszaniu Rayleigha system LUNA OFDR (model OBR 4600, o rozdzielczości przestrzennej 0.1 mm). LUNA OFDR jest wyposażony w laser przestrajalny w zakresie 1546–1588 nm i analizuje amplitudę zespoloną światła rozproszonego wstecz na całej długości badanego światłowodu. Aby zmierzyć czułość selektywnie dla obydwu modów polaryzacyjnych, do kontroli polaryzacji światła wprowadzanego do badanego włókna wykorzystano standardowy światłowód jednomodowy, dospawany do badanego światłowodu i umieszczony w kontrolerze polaryzacji (PC). Przed rozpoczęciem pomiaru dopasowano polaryzację wejściową do badanego modu przy pomocy PC, analizując sygnał wyjściowy rejestrowany przy pomocy OSA, po jego przejściu przez ćwierćfalówkę i polaryzator. Po odpowiednim ustawieniu PC, zapewniającym pobudzenie jednego polaryzacyjnego modu własnego w badanym włóknie (co manifestuje się zanikiem prążków interferencyjnych w sygnale



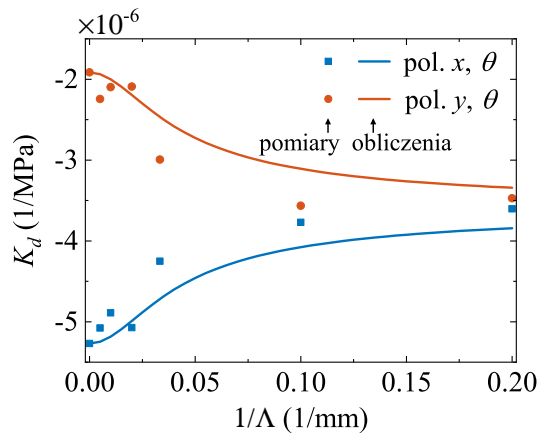
Rys. 8.5: Układ do pomiarów czułości na ciśnienie hydrostatyczne skręconych włókien dwójłomnych przy pomocy OFDR. LUNA OFDR – reflektometr pracujący w domenie częstotliwości, PC – kontroler polaryzacji, Q – ćwierćfalówka, P – liniowy polaryzator, MG – żel o współczynniku załamania dopasowanym do szkła krzemionkowego, OSA – analizator widma, MO – obiektyw mikroskopowy, HPC – komora ciśnieniowa, FUT – badany światłowód, SMF – standardowy światłowód jednomodowy. Część układu w ramce oznaczonej przerywaną linią była wykorzystana do ustawienia PC, a nie w samych pomiarach czułości.



Rys. 8.6: Przesunięcie widmowe sygnału rozproszonego na odcinku włókna poddanemu ciśnieniu $\Delta p = 6$ MPa i w jego pobliżu, zarejestrowane z wykorzystaniem LUNA OFDR dla obydwu modów polaryzacyjnych włókna nieskręconego (a) oraz włókna skręconego o okresie skręcenia $\Lambda = 5$ mm (b). Zależność uśrednionej wartości przesunięcia widmowego sygnału rozproszonego od ciśnienia dla obydwu modów polaryzacyjnych w światłowodzie nieskręconym i skręconym o okresie skręcenia $\Lambda = 5$ mm (c).

wyjściowym), koniec badanego światłowodu umieszczano w żelu o współczynniku załamania dopasowanym do szkła krzemionkowego (MG) w celu wyeliminowania silnego odbicia wstecznego.

Na rys. 8.6 pokazano przesunięcie widmowe sygnału rozproszonego Δf zarejestrowane dla nieskręconego włókna, rys. 8.6(a), oraz dla włókna najmocniej skręconego ($\Lambda = 5$ mm), rys. 8.6(b), w funkcji długości włókna z na odcinku, do którego przykładano ciśnienie hydrostatyczne. Komora ciśnieniowa była uszczelniona klejem epoksydowym w miejscach wprowadzenia i wyprowadzenia włókna, co skutkowało zwiększonymi naprężeniami na początku i końcu mierzonego odcinka światłowodu, objawiającymi się ostrymi zmianami rejestrowanych sygnałów widocznymi na rys. 8.6(a) i 8.6(b). Sygnał rozproszony z części światłowodu umieszczonej w komorze ciśnieniowej był uśredniany po długości ze względu na jednorodne ciśnienie w komorze. Następnie zależność średniej wartości Δf (oznaczonej jako Δf_{av}) od Δp była dopasowana funkcją liniową, co umożliwiło wyznaczenie czułości rozłożonej mierzonego włókna dla danego modu polaryzacyjnego z równania (8.6). W podobny sposób scharakteryzowano włókna o wszystkich dostępnych okresach skręcenia dla obydwu polaryzacyjnych modów własnych. Ostateczne wy-



Rys. 8.7: Czułość K_d na ciśnienie badanych włókien typu *side-hole* w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$, zmierzona przy pomocy OFDR (punkty) dla obydwu modów polaryzacyjnych oraz obliczona (linie) według wzoru (8.15).

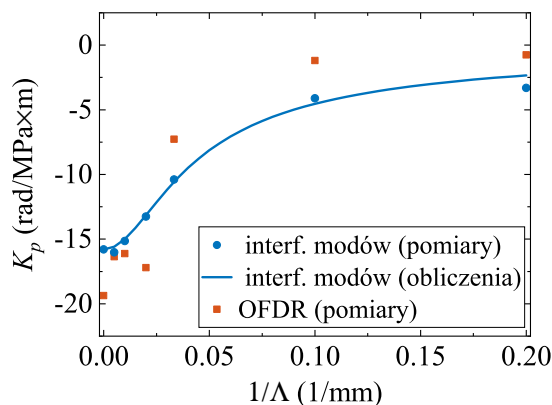
niki pokazano na rys. 8.7. Wyniki pomiarów porównano z wynikami obliczeń na podstawie wzoru (8.15), łączącego czułości modów własnych włókna skręconego z czułościami modów własnych włókna nieskręconego i kątem eliptyczności (stopniem skręcenia, wzór (2.17)). Wyniki obliczeń są jakościowo zgodne z wynikami pomiarów i wskazują, że czułość rozłożona na ciśnienie hydrostatyczne jest ujemna dla obydwu polaryzacji (co odpowiada przesunięciu widma rozproszonego w stronę krótkofalową), jej wartość bezwzględna rośnie wraz ze wzrostem stopnia skręcenia dla modów o azymucie polaryzacji wzdłuż osi y , natomiast maleje dla modów o azymucie x , co skutkuje zmniejszaniem się różnicy czułości dla polaryzacyjnych modów własnych. Niepełna zgodność wyników pomiarów oraz obliczeń wynika najprawdopodobniej z niepewności pomiarowych oraz przybliżeń zastosowanych w obliczeniach. W eksperymencie nawet niewielkie niedokładności w selektywnym pobudzeniu jednego modu polaryzacyjnego powodowały zmianę otrzymanych wyników. Ponadto warto zwrócić uwagę, że czułość polarymetryczna zmierzona dla silniejszych skręceń ma niewielką wartość, co czyni pomiary bardziej podatnymi na zakłócenia. Dodatkowo w obliczeniach zakładano, że włókna różnią się jedynie okresami skręcenia, jednakże w pracy [33] pokazano, że mimo tego, że włókna wyciągano z tej samej preformy, liniowe składowe dwójłomności poszczególnych włókien różniły się między sobą nawet o około 20% ze względu na niepowtarzalność geometrii włókien.

8.3 Związek czułości polarymetrycznej i czułości w pomiarach rozłożonych

Warto zauważyć, że zarówno czułość polarymetryczna na ciśnienie wyznaczona na podstawie interferencji modów własnych, jak i czułość poszczególnych modów własnych w pomiarach rozłożonych są proporcjonalne do zmiany efektywnych współczynników załamania modów pod wpływem ciśnienia. W związku z tym można powiązać różnicę czułości w pomiarach rozłożonych dla modów polaryzacyjnych ΔK_d z czułością polarymetryczną K_p , zdefiniowaną wzorem (8.1), w następujący sposób:

$$K_p = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial \Delta n_e}{\partial p} \approx \frac{2\pi}{\lambda} N_{eff} \Delta K_d. \quad (8.16)$$

W powyższym wzorze założono, że różnica grupowych współczynników załamania dla obydwu modów polaryzacyjnych jest pomijalna oraz przyjęto, że $N_{eff} \approx n_{eff}$. Na rys. 8.8 przedstawiono



Rys. 8.8: Czułość polarymetryczna K_p zmierzona bezpośrednio metodą interferencyjną w funkcji stopnia skręcenia $1/\Lambda$ dla $\lambda = 1567$ nm oraz obliczona ze wzoru (8.2) na podstawie pomiarów czułości dla włókna nieskręconego, wartości jego dwójłomności oraz stopnia skręcenia. Dodatkowo punktami pomarańczowymi zaznaczono czułość K_p obliczoną według wzoru (8.16) na podstawie pomiarów czułości rozłożonej K_d dla obu modów polaryzacyjnych.

czułość polarymetryczną wyznaczoną z wykorzystaniem interferencji modów własnych w transmisji dla długości fali $\lambda = 1567$ nm, oraz czułość polarymetryczną wyznaczoną na podstawie pomiarów przeprowadzonych z wykorzystaniem OFDR i równania (8.16) w funkcji stopnia skręcenia światłowodu. Porównano także czułości polarymetryczne uzyskane dla włókien o różnym stopniu skręcenia bezpośrednio z pomiarów oraz obliczone dla włókien skręconych według wzoru (8.2), na podstawie wyników eksperymentalnych dla włókna nieskręconego, jego dwójłomności oraz stopnia skręcenia. Wyniki otrzymane różnymi metodami wykazują jakościową zgodność i potwierdzają, że na podstawie czułości modów polaryzacyjnych na ciśnienie w pomiarach rozłożonych można wyznaczyć czułość polarymetryczną światłowodu. Niepełna zgodność ilościowa wyników jest spowodowana tym, że wyznaczanie czułości polarymetrycznej z pomiarów OFDR jest metodą niebezpośrednią i mniej dokładną, ponieważ mierzone czułości rozłożone obu modów polaryzacyjnych są małe i podatne na błędy, a następnie odejmowane.

8.4 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przebadano wpływ nieelastycznego skręcenia włókien typu *side-hole* na ich czułość na ciśnienie hydrostatyczne. Badane włókna były wytworzone przez grupę technologiczną z UMCS w Lublinie z tej samej preformy bez skręcenia i ze skręceniem o okresie od 5 mm do 200 mm. Przedmiotem badań była polarymetryczna czułość włókien na ciśnienie hydrostatyczne oraz czułość rozłożona w pomiarach metodą OFDR bazujących na rozpraszaniu Rayleigha, wyznaczona osobno dla obydwu polaryzacyjnych modów własnych.

Eksperymentalnie pokazano, że polarymetryczna czułość na ciśnienie w badanych włóknach maleje wraz ze skracaniem okresu skręcenia. Wyniki eksperymentalne uzyskane w szerokim zakresie spektralnym wykazują dobrą zgodność z przewidywaniami analitycznymi bazującymi na czułości oraz dwójłomności nieskręconego światłowodu i kołowej składowej dwójłomności, zależnej od okresu skręcenia. Warto zauważyć, że czułość na ciśnienie hydrostatyczne badanych światłowodów *side-hole* jest ujemna i zależy od długości fali. Z tego powodu, ze względu na możliwość wystąpienia sprzężeń między modami polaryzacyjnymi przy małej dwójłomności, dopuszczalny zakres zmian ciśnienia jest ograniczony.

Rozłożone pomiary czułości na ciśnienie włókien skręconych typu *side-hole* pokazały, że dla jednego modu polaryzacyjnego następuje spadek czułości w funkcji zwiększającego się stopnia skręcenia (od -5×10^{-6} MPa $^{-1}$ dla włókna nieskręconego do -3.6×10^{-6} MPa $^{-1}$ dla włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 5$ mm), podczas gdy dla drugiego modu polaryzacyjnego następuje wzrost czułości (od -1.9×10^{-6} MPa $^{-1}$ dla włókna nieskręconego do -3.5×10^{-6} MPa $^{-1}$ dla włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 5$ mm). Zatem wartość bezwzględna różnicy czułości modów polaryzacyjnych także maleje. Korzystając z faktu, że działanie ciśnienia hydrostatycznego na włókno może być analizowane jako perturbacja tensora przenikalności elektrycznej, pokazano, że czułość poszczególnych modów polaryzacyjnych może być obliczona jako superpozycja czułości modów polaryzacyjnych analogicznego nieskręconego światłowodu z wagami zależnymi od kątów eliptyczności modów własnych skręconego światłowodu. Obliczenia analityczne potwierdziły charakter trendu zmian czułości modów w funkcji stopnia skręcenia światłowodu obserwowany w eksperymencie, jednak nie w pełni zgadzają się z wynikami pomiarów. Możliwymi przyczynami tej rozbieżności mogą być błędy eksperymentalne, związane z pomiarami niewielkich wartości, wrażliwymi na niedokładność pobudzenia wybranego modu, a także przybliżenia zastosowane w obliczeniach.

Różnica czułości modów własnych skręconych włókien dwójłomnych w pomiarach rozłożonych została po odpowiednim przekształceniu porównana z ich czułością polarymetryczną wyznaczoną eksperymentalnie. Otrzymane wyniki wykazują jakościową zgodność. Widoczne różnice między wynikami pomiarów metodą bezpośrednią (interferencyjną) oraz pośrednią (OFDR) są najprawdopodobniej skutkiem niewielkich czułości modów polaryzacyjnych w pomiarach OFDR oraz ich podatności na błędy ustawiania polaryzacji.

Wyniki opisane w niniejszym rozdziale pokazują, że skręcone włókna typu *side-hole* mogą działać jako czujniki polarymetryczne innych parametrów fizycznych (indukujących dwójłomność kołową) nie tylko przy zmiennej temperaturze [34], ale również przy zmiennym ciśnieniu hydrostatycznym, ponieważ ich czułość polarymetryczna na ciśnienie jest mniejsza w porównaniu do włókien nieskręconych. Ponadto mogą być wykorzystane do uzyskania pożądanej różnicy między czułościami rozłożonymi dla obydwu modów polaryzacyjnych. Część badań eksperymentalnych oraz obliczeń zostało przeprowadzonych przez Autorkę rozprawy i opublikowanych w pracy [65].

Rozdział 9

Uwagi końcowe

W ramach niniejszej rozprawy analizowano wpływ ciągłego lub lokalnego skręcenia światłowodów na ich właściwości transmisyjne i czujnikowe. W szczególności badano możliwość generacji wirów optycznych w światłowodach skręconych, możliwość zwiększenia efektywności sprzęgania światła do włókien o spiralnym rdzeniu oraz analizowano czułość polarymetryczną i rozłożoną, bazującą na rozpraszaniu Rayleigha, dla skręconych włókien dwójłomnych typu *side-hole*. Poruszane w rozprawie tematy wpisują się w aktualne trendy badań, a uzyskane wyniki otwierają nowe możliwości zastosowań włókien skręconych. Badania przeprowadzone w ramach rozprawy miały na celu udowodnienie trzech tez sformułowanych we wstępie:

Teza 1: Lokalne skręcenie światłowodu dwójłomnego umożliwia konwersję międzymodową w grupie modów pierwszego rzędu, w szczególności generację modów wirowych.

Teza 2: Lokalna zmiana okresu skręcenia światłowodu o spiralnym rdzeniu poprawia efektywność wprowadzania do niego światła.

Teza 3: Skręcenie światłowodu typu side-hole na całej długości podczas procesu wyciągania umożliwia kształtowanie jego czułości na ciśnienie hydrostatyczne.

W celu udowodnienia pierwszej tezy zaproponowano dwa sposoby lokalnego skręcenia światłowodów (po jego wyciągnięciu) oraz ich wykorzystanie do konwersji modowej w grupie modów pierwszego rzędu. Pierwszą badaną strukturą był światłowod typu PANDA skręcony w sposób ciągły ze zmiennym okresem na długości kilku centymetrów. Pokazano eksperymentalnie, że taka struktura światłowodu umożliwia uzyskanie adiabaticznej konwersji modów LP_{11} , będących modami własnymi nieskręconego włókna typu PANDA, do modów wirowych, będących modami własnymi mocno skręconego włókna. Opracowano metodę lokalnego skręcania włókien ze zmiennym, wzrastającym stopniem skręcenia z wykorzystaniem palnika wodorowego. Pokazano, że w zależności od pobudzonego modu w początkowej, nieskręconej części światłowodu można otrzymać na wyjściu gradientowo skręconej sekcji włókna kołowo spolaryzowane wiązki wirowe o całkowitym momencie pędu ± 2 lub wiązki wektorowe o radialnym lub azymutalnym rozkładzie polaryzacji i całkowitym momencie pędu równym 0. Wysoka czystość polaryzacyjna i modowa wyjściowych wiązek wirowych została potwierdzona eksperymentalnie, a obserwacje eksperymentalne wyjaśniono przy pomocy symulacji numerycznych uwzględniających strukturę badanego włókna. Opracowany konwerter modów jest konkurencyjny w stosunku do innych światłowodowych metod generacji wiązek wirowych prezentowanych w literaturze ze względu

na to, że umożliwi konwersję modów LP_{11} do wiązek wirowych o różnych całkowitych momentach pędu w szerokim zakresie spektralnym, jest stosunkowo łatwy do wytworzenia i bazuje na standardowym, komercyjnie dostępnym światłowodzie. Jak dokładniej analizowano w pracach [61, 109, 111], czystość wyjściowych wiązek wirowych oraz ich średnie kąty eliptyczności mogą być kształtowane przez dobór parametrów światłowodu, takich jak dwójłomność, poziom domieszkowania, eliptyczność rdzenia oraz profil skręcenia.

Jako jedno z wielu możliwych zastosowań opracowanego w ramach rozprawy konwertera modów wskazano i przebadano światłowodowe źródło modów wirowych, działające w trybie szerokopasmowym lub przestrajalnym. Opracowane źródło bazuje na połączeniu specjalnie zaprojektowanego światłowodu mikrostrukturalnego oraz komercyjnego światłowodu typu PANDA o gradientowo skręconym wyjściowym odcinku. Pierwsze z włókien umożliwia generację superkontinuum lub przestrajalnych solitonów Ramana o dużej czystości modowej i polaryzacyjnej w modach LP_{11} , natomiast drugie włókno pozwala na konwersję modów LP_{11} do modów wirowych o całkowitych momentach pędu $-2, 0, +2$. Ze względu na swoją prostotę, łatwość przestrajania otrzymywanych wiązek oraz działanie w szerokim zakresie długości fali zaproponowane źródło modów wirowych może znaleźć zastosowanie w różnych obszarach optyki, w tym w pułapkowaniu optycznym, mikroskopii, laserach światłowodowych i optyce kwantowej.

Drugą badaną strukturą o lokalnym skręceniu były siatki typu *rocking-filter* do rezonansowych sprzężeń między różnymi parami modów LP_{11} . Siatki tego typu były wytworzone przy użyciu spawarki CO_2 poprzez punktowe, okresowe skręcenie światłowodu typu PANDA na długości kilku do kilkunastu centymetrów. Przeprowadzone w ramach rozprawy symulacje oraz eksperymenty udowodniły, że można uzyskać efektywną konwersję zarówno między modami LP_{11} o ortogonalnych polaryzacjach i takim samym rozkładzie przestrzennym amplitudy, jak i między modami o takich samych polaryzacjach i ortogonalnych rozkładach przestrzennych amplitudy. Poprzez symulacje numeryczne pokazano także, że ze względu na małe współczynniki sprzężenia konwersja między modami o jednocześnie ortogonalnych polaryzacjach i rozkładach przestrzennych amplitudy jest nieefektywna. Efektywność obserwowanych sprzężeń mogłaby być poprawiona przez optymalizację procesu technologicznego oraz dostosowanie charakterystyki dyspersyjnej włókna do większej separacji rezonansów. Oprócz potencjalnych zastosowań czujnikowych, typowych dla siatek długookresowych, jako atrakcyjne zastosowanie wytworzonych siatek typu *rocking-filter* zaproponowano i eksperymentalnie potwierdzono generację wiązek wektorowych, w tym wiązek o azymutalnym lub radialnym rozkładzie polaryzacji, atrakcyjnych m.in. w kontekście zastosowań w mikroskopii i pułapkowaniu optycznym.

Udowadniając drugą tezę, zbadano możliwość zwiększenia efektywności sprzężenia światła między włóknem o spiralnym rdzeniu (HCF) a włóknem standardowym, poprzez częściowe odkręcenie włókna HCF na odcinku o długości kilku milimetrów z wykorzystaniem palnika wodorowego. Zaproponowana metoda pozwoliła na dziesięciokrotne zwiększenie efektywności sprzęgania światła między takimi włóknami, a także na zwiększenie efektywności wprowadzania światła do włókna HCF z wolnej przestrzeni. Ponadto pokazano, że umożliwia ona lepszą kontrolę nad pobudzaniem modów przestrzennych wyższego rzędu we włóknie HCF. Przeprowadzone badania są istotne dla zastosowań laserowych lub budowy innych, w pełni światłowodowych urządzeń wykorzystujących światłowody o spiralnym rdzeniu. Zaproponowana metoda zwiększenia efektywności wprowadzania światła do włókien HCF jest konkurencyjna w stosunku do proponowanego w literaturze miejscowego zwięzania włókna lub wyciągania włókna częściowo odkręconego, ponieważ proces odkręcania ma charakter lokalny i jest możliwy do przeprowadzenia w każdym

miejscu włókna. Ponadto odkręcanie nie zmienia wymiarów zewnętrznych włókna HCF, przez co zachowuje jego kompatybilność z włóknami standardowymi.

Przedmiotem badań prowadzonych w celu udowodnienia trzeciej tezy rozprawy była polarymetryczna czułość skręconych włókien typu *side-hole* na ciśnienie oraz ich czułość rozłożona, badana oddzielnie dla każdego z modów polaryzacyjnych przy pomocy OFDR bazującym na rozpraszaniu Rayleigha. Eksperymentalnie pokazano, że polarymetryczna czułość na ciśnienie w badanych włóknach maleje wraz ze skracaniem okresu skręcenia. Rozłożone pomiary czułości na ciśnienie włókien skręconych typu *side-hole* pokazały, że dla jednego modu polaryzacyjnego następuje spadek czułości w funkcji zwiększającego się stopnia skręcenia, natomiast dla drugiego modu polaryzacyjnego następuje wzrost czułości. Otrzymane wyniki wskazują, że skręcone włókna typu *side-hole* mogą być wykorzystane jako czujniki polarymetryczne innych parametrów fizycznych przy zmiennym ciśnieniu hydrostatycznym, ponieważ ich czułość polarymetryczna na ciśnienie jest mniejsza w porównaniu do włókien nieskręconych. Ponadto skręcenie włókna może być wykorzystane do uzyskania pożądanej różnicy między czułościami rozłożonymi dla obydwu modów polaryzacyjnych.

Wyniki uzyskane w ramach rozprawy zostały częściowo opublikowane w artykułach [62–66] oraz zaprezentowane na pięciu konferencjach krajowych lub międzynarodowych, zebranych na stronie 115 rozprawy.

Bibliografia

- [1] C. Kao, G. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguide for optical frequencies," *Proc. IEEE*, 113, 1151–1158 (1966).
- [2] F. Kapron, D. Keck, R. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.* 17(10), 423–425 (1970).
- [3] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, T. Miyashita, "Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm ," *Electron. Lett.* 15(4), 106–108 (1979).
- [4] W. Talataisong, R. Ismaeel, M. Beresna, G. Brambilla, "Suspended-core microstructured polymer optical fibres and potential applications in sensing," *Sensors* 19(16), 3449 (2019).
- [5] A. Masoudi, M. Belal, T. P. Newson, "A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR," *Meas. Sci. Technol.* 24(8), 085204 (2013).
- [6] Y. Zhang, Y. Cao, J. Cheng, "High-resolution photoacoustic endoscope through beam self-cleaning in a graded index fiber," *Opt. Lett.* 44(15), 3841–3844 (2019).
- [7] L. R. Jaroszewicz, Z. Krajewski, L. Solarz, "The fiber-optic Sagnac interferometer application for recognition of the rotational seismic events," *Proc. SPIE*, 5459, 272–280 (2004).
- [8] J. Villatoro, "Phase-shifted modal interferometers for high-accuracy optical fiber sensing," *Opt. Lett.* 45(1), 21–24 (2020).
- [9] M. Michalska, J. Swiderski, "All-fiber thulium-doped mode-locked fiber laser and amplifier based on nonlinear fiber loop mirror," *Opt. Laser Technol.* 118, 121–125 (2019).
- [10] W. Gan, S. Li, Z. Li, L. Sun, "Identification of ground intrusion in underground structures based on distributed structural vibration detected by ultra-weak FBG sensing technology," *Sensors* 19(9), 2160 (2019).
- [11] W. Ecke, I. Latka, R. Willsch, A. Reutlinger, R. Graue, "Fibre optic sensor network for spacecraft health monitoring," *Meas. Sci. Technol.* 12(7), 974–980 (2001).
- [12] A. F. Silva, J. P. Carmo, P. M. Mendes, J. H. Correia, "Simultaneous cardiac and respiratory frequency measurement based on a single fiber Bragg grating sensor," *Meas. Sci. Technol.* 22(22), 075801 (2011).
- [13] M. R. Sarabi, N. Jiang, E. Ozturk, A. L. Yetisen, S. Tasoglu, "Biomedical optical fibers," *Lab Chip* 21(4), 627–640 (2021).
- [14] T. R. Woliński, "Polarimetric optical fibers and sensors," *Prog. Opt.* 40, 1–75 (2000).

- [15] J. Knight, T. Birks, P. St. Russell, D. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* 21(19), 1547–1549 (1996).
- [16] J. Knight, J. Broeng, T. Birks, P. St. Russell, "Photonic band gap guidance in optical fibers," *Science* 282(5393), 1476–1478 (1998).
- [17] D. N. Payne, "Active fibres and optical amplifiers," *Fiber Integr.* 11(3), 191–219 (1992).
- [18] R. Ulrich, A. Simon, "Polarization optics of twisted single-mode fibers," *Appl. Optics* 18(13), 2241–2251 (1979).
- [19] S. C. Rashleigh, R. Ulrich, "Magneto-optic current sensing with birefringent fibers," *Appl. Phys. Lett.* 34(11), 768–770 (1979).
- [20] A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, D. N. Payne, "Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers," *Appl. Optics* 20(17), 2962–2968 (1981).
- [21] A. J. Barlow, D. N. Payne, "Polarization maintenance in circularly birefringent fibres," *Electron. Lett.* 17(11), 388–389 (1981).
- [22] M. P. Varnham, R. D. Birch, D. N. Payne, "Helical-core circularly birefringent fibres," *Proc. IOOC-ECOC, Venice, Italy*, 135–138 (1985).
- [23] M. P. Varnham, R. D. Birch, D. N. Payne, J. D. Love, "Design of helical-core circularly birefringent fibres," In *OFC, Technical Digest, Paper TUL20, Atlanta, USA*, 68 (1986).
- [24] P. Wang, L. J. Cooper, R. B. Williams, J. K. Sahu, W. A. Clarkson, "Helical-core ytterbium-doped fibre laser," *Electron. Lett.* 40(21), 1325–1326 (2004).
- [25] P. Wang, L. J. Cooper, J. K. Sahu, W. A. Clarkson, "Efficient single-mode operation of a cladding-pumped-ytterbium-doped helical-core fiber laser," *Opt. Lett.* 31(2), 226–228 (2006).
- [26] R. D. Birch, "Fabrication and characterisation of circularly birefringent helical fibers," *Electron. Lett.* 23(1), 50–52 (1987).
- [27] J. Qian, L. Li, "Current sensors using highly-birefringent bow-tie fibres," *Proc. OFS'89, Tokyo, Japan*, 85–88 (1986).
- [28] R. I. Laming, D. N. Payne, "Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers," *J. Light. Technol.* 7(12), 2084–2094 (1989).
- [29] H. Huang, "Practical circular-polarization-maintaining optical fiber," *Appl. Optics* 36(27), 6968–6975 (1997).
- [30] H. Huang, "Fiber-optic analogs of bulk-optic wave plates," *Appl. Optics* 36(18), 4241–4258 (1997).
- [31] M. Fuochi, J. R. Hayes, K. Furusawa, W. Belardi, J. C. Baggett, T. M. Monro, D. J. Richardson, "Polarization mode dispersion reduction in spun large mode area silica holey fibres," *Opt. Express* 12(9), 1972–1977 (2004).

- [32] A. Michie, J. Canning, I. Bassett, J. Haywood, K. Digweed, M. Aslund, B. Ashton, M. Stevenson, J. Digweed, A. Lau, D. Scandurra, "Spun elliptically birefringent photonic crystal fibre," *Opt. Express* 15(4), 1811–1816 (2007).
- [33] D. Kowal, G. Statkiewicz-Barabach, M. Napiorkowski, M. Makara, K. Poturaj, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Measurement of birefringence and ellipticity of polarization eigenmodes in spun highly birefringent fibers using spectral interferometry and lateral point-force method," *Opt. Express* 26(26), 34185–34199 (2018).
- [34] D. Kowal, G. Statkiewicz-Barabach, M. Bernas, M. Napiorkowski, M. Makara, L. Czyzewska, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Polarimetric sensitivity to torsion in spun highly birefringent fibers," *Sensors* 19(7), 1639 (2019).
- [35] A. Argyros, J. Pla, F. Ladouceur, L. Poladian, "Circular and elliptical birefringence in spun microstructured optical fibres," *Opt. Express* 17(18), 15983–15990 (2009).
- [36] A. C. Hart, Jr., R. G. Huff, K. L. Walker, "Method of making a fiber having low polarization mode dispersion due to a permanent spin," US patent 5,298,047 (1994).
- [37] M. Li, X. Chen, D. A. Nolan, "Fiber spinning for reducing polarization mode dispersion in single-mode fibers: theory and applications," *Proc. SPIE* 5247, 97–110 (2003).
- [38] C. D. Poole, C. D. Townsend, K. T. Nelson, "Helical-grating two-mode fiber spatial-mode coupler," *J. Light. Technol.* 9(5), 598–604 (1991).
- [39] T. Tjurgato, P. L. Chu, G. D. Peng, "Coupling in spun twin-core optical fibers," *Opt. Lett.* 17(15), 1058–160 (1992).
- [40] V. I. Kopp, V. M. Churikov, J. Singer, N. Chao, D. Neugroschl, A. Z. Genack, "Chiral fiber gratings," *Science* 305(5680), 74–75 (2004).
- [41] S. Oh, K. R. Lee, U. Paek, Y. Chung, "Fabrication of helical long-period fiber gratings by use of a CO₂ laser," *Opt. Lett.* 29(13), 1464–1466 (2004).
- [42] W. Shin, Y. L. Lee, B. Yu, Y. Noh, K. Oh, "Spectral characterization of helicoidal long-period fiber gratings in photonic crystal fibers," *Opt. Comm.* 282(17), 3456–3459 (2009).
- [43] G. K. L. Wong, M. S. Kang, H. W. Lee, F. Biancalana, C. Conti, T. Weiss, P. St. J. Russell, "Excitation of orbital angular momentum resonances in helically twisted photonic crystal fiber," *Science* 337(6093), 446–449 (2012).
- [44] L. Xian, P. Wang, H. Liu, "Power-interrogated and simultaneous measurement of temperature and torsion using paired helical long-period fiber gratings with opposite helicities," *Opt. Express* 22(17), 20260–20267 (2014).
- [45] H. Zhang, Z. Wu, P. P. Shum and X. Q. Dinh, C. W. Low, Z. Xu, R. Wang, X. Shao, S. Fu, W. Tong, M. Tang, "Highly sensitive strain sensor based on helical structure combined with Mach-Zehnder interferometer in multicore fiber," *Sci. Rep.* 7(1), 46633 (2017).
- [46] X. Xi, G. K. L. Wong, T. Weiss, P. St. J. Russell, "Measuring mechanical strain and twist using helical photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* 38(24), 5401–5404 (2013).

- [47] C. Fu, S. Liu, Z. Bai, J. He, C. Liao, Y. Wang, Z. Li, Y. Zhang, K. Yang, B. Yu, Y. Wang, "Orbital angular momentum mode converter based on helical long period fiber grating inscribed by hydrogen-oxygen flame," *J. Light. Technol.* 36(9), 1683–1688 (2017).
- [48] S. W. James, R. P. Tatam, "Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application," *Meas. Sci. Technol.* 14(5), R49 (2003).
- [49] H. Zhao, P. Wang, T. Yamakawa, H. Li, "All-fiber second-order orbital angular momentum generator based on a single-helix helical fiber grating," *Opt. Lett.* 44(21), 5370–5373 (2019).
- [50] Y. Zhang, Z. Bai, C. Fu, S. Liu, J. Yu, C. Liao, Y. Wang, J. He, Y. Wang, "Polarization-independent orbital angular momentum generator based on a chiral fiber grating," *Opt. Lett.* 44(1), 61–64 (2019).
- [51] X. Zhao, Y. Liu, Z. Liu, C. Mou, "All-fiber bandwidth tunable ultra-broadband mode converters based on long-period fiber gratings and helical long-period gratings," *Opt. Express* 28(8), 11990–12000 (2020).
- [52] X. M. Xi, G. K. L. Wong, M. H. Frosz, F. Babic, G. Ahmed, X. Jiang, T. G. Euser, P. St. J. Russell, "Orbital-angular-momentum-preserving helical Bloch modes in twisted photonic crystal fiber," *Optica* 1(2), 165–169 (2014).
- [53] R. H. Stolen, A. Ashkin, W. Pleibel, J. M. Dziedzic, "In-line fiber polarization-rocking rotator and filter," *Opt. Lett.* 9(7), 300–302 (1984).
- [54] K. O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, D. C. Johnson, "Birefringent photosensitivity in mono-mode optical fibre: application to external writing of rocking filter," *Electron. Lett.* 27(17), 1548–1550 (1991).
- [55] R. Kaul, "Pressure sensitivity of rocking filters fabricated in an elliptical-core optical fiber," *Opt. Lett.* 20(9), 1000–1001 (1995).
- [56] G. Kakarantzas, A. Ortigosa-Blanch, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "Structural rocking filters in highly birefringent photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* 28(3), 158–160 (2003).
- [57] A. Anuszkiewicz, G. Statkiewicz-Barabach, T. Borsukowski, J. Olszewski, T. Martynkien, W. Urbanczyk, P. Mergo, M. Makara, K. Poturaj, T. Geernaert, F. Berghmans, H. Thienpont, "Sensing characteristics of the rocking filters in microstructured fibers optimized for hydrostatic pressure measurements," *Opt. Express* 20(21), 23320–23330 (2012).
- [58] A. Anuszkiewicz, T. Martynkien, P. Mergo, M. Makara, W. Urbanczyk, "Sensing and transmission characteristics of a rocking filter fabricated in a side-hole fiber with a zero group birefringence," *Opt. Express* 21(1), 12657–12667 (2013).
- [59] G. Statkiewicz-Barabach, A. Anuszkiewicz, W. Urbanczyk, J. Wojcik, "Sensing characteristics of rocking filter fabricated in microstructured birefringent fiber using fusion arc splicer," *Opt. Express* 16(22), 17249–17259 (2008).
- [60] A. Nicolet, F. Zolla, S. Guenneau, "Modelling of twisted optical waveguides with edge elements," *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 28(2), 153–157 (2004).

- [61] M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Rigorous modeling of twisted anisotropic optical fibers with transformation optics formalism," *Opt. Express* 29(10), 15199–15216 (2021).
- [62] M. Bernas, K. Zolnacz, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Conversion of LP₁₁ modes to vortex modes in a gradually twisted highly birefringent optical fiber," *Opt. Express* 46(8), 4446–4449 (2021).
- [63] M. Bernas, M. Napiorkowski, K. Zolnacz, G. Statkiewicz-Barabach, A. Kiczor, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Fiber-based vortex beam source operating in a broadband or tunable mode," *Opt. Express* 30(15), 27715–27729 (2022).
- [64] M. Bernas, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Rocking filter in a highly birefringent fiber for resonant coupling between different LP₁₁ modes and generation of cylindrical vector beams," *Opt. Express* 31(14), 22837–22854 (2023).
- [65] M. Bernas, P. Chmielowski, M. Garbacka, P. Mergo, G. Statkiewicz-Barabach, "Distributed and polarimetric pressure sensitivity in spun highly birefringent optical fibers," *Opt. Express* 31(21), 34600–34607 (2023).
- [66] G. Statkiewicz-Barabach, M. Napiorkowski, M. Bernas, L. Czyzewska, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Method for increasing coupling efficiency between helical-core and standard single-mode fibers," *Opt. Express* 29(4), 5343–5357 (2021).
- [67] G. A. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 2002).
- [68] J. M. Senior, *Optical Fiber Communications: Principle and Practice* (Pearson Education Limited, 2009).
- [69] H. M. Xie, Ph. Dabkiewicz, R. Ulrich, "Side-hole fiber for fiber-optic pressure sensing," *Opt. Lett.* 11(5), 333–335 (1986).
- [70] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "Highly birefringent photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* 25(18), 1325–1327 (2000).
- [71] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides* (Academic Press, 2006).
- [72] G. W. Scherer, "Stress-induced index profile distortion in optical waveguides," *Appl. Opt.* 19(12), 2000–2006 (1980).
- [73] T. S. Narasimhamurthy, *Photoelastic and Electro-Optic Properties of Crystals* (Plenum Press, 1980).
- [74] M. Huang, "Stress effects on the performance of optical waveguides," *Int. J. Solids Struct.* 40(7), 1615–1632 (2003).
- [75] X. M. Xi, T. Weiss, G. K. L. Wong, F. Biancalana, S. M. Barnett, M. J. Padgett, P. St. J. Russell, "Optical activity in twisted solid-core photonic crystal fibers," *Phys. Rev. Lett.* 110(14), 143903 (2013).

- [76] Y. V. Przhiyalkovsky, S. A. Vasiliev, O. I. Medvedkov, S. K. Morshnev, "Polarization state evolution in spun birefringent optical fibers," *J. Appl. Phys.* 122(12), 123104 (2017).
- [77] M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Rigorous simulations of a helical core fiber by the use of transformation optics formalism," *Opt. Express* 22(19), 23108–23120 (2014).
- [78] Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, O. Liu, M. Gong, X. Yuan, "Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities," *Light: Sci. Appl.* 8, 90 (2019).
- [79] A. W. Snyder, "Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguide," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.* 17(12), 1130–1138 (1969).
- [80] J. N. Reddy, *An Introduction to the Finite Element Method* (McGraw-Hill Inc., 1993).
- [81] K. Okamoto, T. Hosaka, T. Eda, "Stress analysis of optical fiber by a finite element method," *IEEE J. Quantum Electron.* 17(10), 2123–2129 (1981).
- [82] A. Cucinotta, S. Selleri, L. Vincetti, M. Zoboli, "Holey fiber analysis through the finite-element method," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14(11), 1530–1532 (2002).
- [83] J. W. Fleming, "Dispersion in GeO_2 – SiO_2 glasses," *Appl. Opt.* 23(24), 4486–4493 (1984).
- [84] F. Ratajczyk, *Dwójłomność i Polaryzacja Optyczna* (Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, 2000).
- [85] S. Ramachandran, P. Kristensen, "Optical vortices in fiber," *Nanophotonics* 2(5–6), 455–474 (2013).
- [86] J. Wang, "Advances in communications using optical vortices," *Photon. Res.* 4(5), 14–28 (2016).
- [87] M. Padgett, R. Bowman, "Tweezers with a twist," *Nat. Photonics* 5(6), 343–348 (2011).
- [88] N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran, "Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers," *Science* 340(6140), 1545–1548 (2013).
- [89] L. Yan, P. Kristensen, S. Ramachandran, "Vortex fibers for STED microscopy," *APL Photonics* 4(2), 022903 (2019).
- [90] D. J. Kim, J. W. Kim, W. A. Clarkson, "Q-switched Nd-YAG optical vortex lasers," *Opt. Express* 21(24), 29449–29454 (2013).
- [91] A. Sit, F. Bouchard, R. Fickler, J. Gangon-Bischoff, H. Larocqie, K. Heshami, D. Elser, C. Peuntinger, K. Günthner, B. Heim, C. Marquardt, G. Leuchs, R. W. Boyd, E. Karimi, "High-dimensional intracity quantum cryptography with structured photons," *Optica* 4(9), 1006–1010 (2017).
- [92] X. Wang, Z. Nie, Y. Liang, J. Wang, T. Li, B. Jia, "Recent advances on optical vortex generation," *Nanophotonics* 7(9), 1533–1556 (2018).

- [93] C. N. Alexeyev, A. N. Alexeyev, B. P. Lapin, G. Milione, M. A. Yavorsky, "Spin-orbit-interaction-induced generation of optical vortices in multihelicoidal fibers," *Phys. Rev. A* 88(6), 063814 (2013).
- [94] S. Ramachandran, P. Kristensen, M. F. Yan, "Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers," *Opt. Lett.* 34(16), 2525–2527 (2009).
- [95] B. Ung, P. Vaity, L. Wang, Y. Messaddeq, L. A. Rusch, S. LaRochelle, "Few-mode fiber with inverse-parabolic graded-index profile for transmission of OAM-carrying modes," *Opt. Express* 22(15), 18044–18055 (2014).
- [96] P. Z. Dashti, F. Alhassen, H. P. Lee, "Observation of orbital angular momentum transfer between acoustic and optical vortices in optical fiber," *Phys. Rev. Lett.* 96(4), 043604 (2006).
- [97] Z. Liu, G. Zhu, Y. Li, J. Yu, Z. Bai, S. Liu, J. He, Y. Wang, "Orthogonal long-period fiber grating for directly exciting the orbital angular momentum," *Opt. Express* 28(18), 27044–27051 (2020).
- [98] L. Shao, S. Liu, M. Zhou, Z. Huang, W. Bao, Z. Bai, Z. Liu, G. Zhu, Z. Sun, J. Zhong, Y. Wang, "High-order OAM mode generation in a helical long-period fiber grating inscribed by an oxyhydrogen-flame," *Opt. Express* 29(26), 43371–43378 (2021).
- [99] Z. Lin, A. Wang, L. Xu, X. Zhang, B. Sun, C. Gu, H. Ming, "Generation of optical vortices using a helical fiber bragg grating," *J. Lightwave Technol.* 32(11), 2152–2156 (2014).
- [100] S. Yao, G. Ren, Y. Shen, Y. Jiang, B. Zhu, S. Jian, "Tunable orbital angular momentum generation using all-fiber fused coupler," *IEEE Photonics Technol. Lett.* 30(1), 99–102 (2018).
- [101] S. Pidishety, S. Pachava, P. Gregg, S. Ramachandran, G. Brambilla, B. Srinivasan, "Orbital angular momentum beam excitation using an all-fiber weakly fused mode selective coupler," *Opt. Lett.* 42(21), 4347–4350 (2017).
- [102] T. Wang, F. Wang, F. Shi, F. Pang, S. Huang, T. Wang, X. Zeng, "Generation of femtosecond optical vortex beams in all-fiber mode-locked fiber laser using mode selective coupler," *J. Lightwave Technol.* 35(11), 2161–2166 (2017).
- [103] H. T. Nguyen, K. Switkowski, A. Filipkowski, R. Kasztelan, D. Pysz, H. V. Le, R. Stepień, W. Krolikowski, R. Buczyński, "Fiber microprobe with integrated gradient index vortex mask," *Opt. Commun.* 477(23), 126345 (2020).
- [104] Y. Zhao, Z. Liu, Y. Liu, C. Mou, T. Wang, Y. Yang, "Ultra-broadband fiber mode converter based on apodized phase-shifted long-period gratings," *Opt. Lett.* 44(24), 5905–5908 (2019).
- [105] Y. Han, Y. Liu, Z. Wang, W. Huang, L. Chen, H. Zhang, K. Yang, "Controllable all-fiber generation/conversion of circularly polarized orbital angular momentum beams using long period fiber gratings," *Nanophotonics* 7(1), 287–293 (2018).

- [106] H. T. Nguyen, R. Kasztelanic, A. Filipkowski, D. Pysz, H. V. Le, R. Stepien, T. Omat-su, W. Krolikowski, R. Buczynski, "Broadband optical vortex beam generation using fat-surfacenanostructured gradient index vortex phase masks," *Sci. Rep.* 13(1), 20255 (2023).
- [107] Z. S. Eznaveh, J. C. A. Zacarias, J. E. A. Lopez, K. Shi, G. Milione, Y. Jung, B. C. Thomsen, D. J. Richardson, N. Fontaine, S. G. Leon-Saval, R. A. Correa, "Photonic lantern broadband orbital angular momentum mode multiplexer," *Opt. Express* 26(23), 30042–30051 (2018).
- [108] E. V. Barshak, C. N. Alexeyev, B. P. Lapin, M. A. Yavorsky, "Twisted anisotropic fibers for robust orbital-angular-momentum-based information transmission," *Phys. Rev. A* 91(3), 033833 (2015).
- [109] M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Modeling of the conversion of LP modes to vector vortex modes in gradually twisted highly birefringent fibers," *Opt. Express* 30(13), 22333–22352 (2022).
- [110] K. Zolnacz, M. Szatkowski, J. Masajada, W. Urbanczyk, "Broadband chromatic dispersion measurements in higher-order modes selectively excited in optical fibers using a spatial light modulator," *Opt. Express* 29(9), 13256–13268 (2021).
- [111] M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Effect of core ellipticity and core-induced thermal stress on the conversion of LP₁₁ modes to vector vortex modes in gradually twisted highly birefringent fibers," *Opt. Express* 31(6), 9631–9656 (2023).
- [112] R. Guan, F. Zhu, Z. Gan, D. Huang, S. Liu, "Stress birefringence analysis of polarization maintaining optical fibers," *Opt. Fiber Technol.* 11(3), 240–254 (2005).
- [113] V. Degiorgio, L. Tartara, R. Cherif, M. Zghal, "Supercontinuum generation by higher-order mode excitation in a photonic crystal fiber," *Opt. Express* 16(3), 2147–2152 (2009).
- [114] X. Yan, G. Qin, M. Liao, T. Suzuki, A. Mori, Y. Ohishi, "Soliton source generation by higher-order mode excitation in tellurite microstructured fiber," *OECC 2010 Technical Digest*, 308–309 (2010).
- [115] K. Zolnacz, W. Urbanczyk, "Selective excitation of different combinations of LP₀₁ and LP₁₁ polarization modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," *Opt. Express* 30(2), 926–938 (2022).
- [116] P. Kurzynowski, M. Borwinska, J. Masajada, "Optical vortex sign determination using self-interference methods," *Opt. Appl.* 40(1), 165–175 (2010).
- [117] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic, 2019).
- [118] M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Role of symmetry in mode coupling in twisted microstructured optical fibers," *Opt. Lett.* 43(3), 395–398 (2018).
- [119] D. C. Johnson, F. Bilodeau, B. Malo, K. O. Hill, "Long-length long-period rocking filters fabricated from conventional monomode telecommunications optical fiber," *Opt. Lett.* 17(22), 1635–1637 (1992).

- [120] A. Anuszkiewicz, W. Urbanczyk, "Transmission characteristics of rocking filters with different birefringence dispersion and structural parameters," *J. Opt.* 15(12), 125715 (2013).
- [121] W. J. Bock, W. Urbanczyk, "Measurement of polarization mode dispersion and modal birefringence in highly birefringent fibers by means of electronically scanned shearing-type interferometry," *Appl. Opt.* 32(30), 5841–5848 (1993).
- [122] P. Hlubina, D. Ciprian, "Spectral-domain measurement of phase modal birefringence in polarization-maintaining fiber," *Opt. Express* 15(25), 17019–17024 (2007).
- [123] H. R. D. Sunak, "Single-mode fiber measurements," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 37(4), 557–560 (1988).
- [124] G. W. Day, "Birefringence measurements in single mode optical fiber," *Proc. SPIE* 0425,72–79 (1983).
- [125] P. Hlubina, R. Chlebus, D. Ciprian, "Differential group refractive index dispersion of glasses of optical fibres measured by a white-light spectral interferometric technique," *Meas. Sci. Technol.* 18(5), 1547–1552 (2007).
- [126] S. C. Tidwell, D. H. Ford, W. D. Kimura, "Generating radially polarized beams interferometrically," *Appl. Opt.* 29(15), 2234–2239 (1990).
- [127] H. Kim, J. Kim, Y. Jung, L. A. Vazquez-Zuniga, S. J. Lee, G. Choi, K. Oh, P. Wang, W. A. Clarkson, Y. Jeong, "Simple and reliable light launch from a conventional single-mode fiber into a helical-core fiber through an adiabatically tapered splice," *Opt. Express* 20(23), 25562–25571 (2012).
- [128] B. Culshaw, A. Kersey, "Fiber-optic sensing: a historical perspective," *J. Light. Technol.* 26(9), 1064–1078 (2008).
- [129] L. Palmieri, L. Schenato, "Distributed optical fiber sensing based on Rayleigh scattering," *Open Opt. J.* 7(1), 104–127 (2013).
- [130] S. K. Morshnev, Y. K. Chamorovsky, I. L. Vorob'ev, "Phase delay of polarisation modes in elastically twisted spun fibers," *Quantum Electron.* 41(5), 469–4740 (2011).
- [131] T. R. Woliński, W. J. Bock, "Simultaneous twist and pressure effects in highly-birefringent single-mode bow-tie fibers," *J. Lightwave Technol.* 11(3), 389–394 (1993).
- [132] T. R. Woliński, "Stress effects in twisted highly birefringent fibers," *Proc. SPIE* 2070, 392–403 (1994).
- [133] M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Coupling between core and cladding modes in a helical core fiber with large core offset," *J. Opt.* 18(5), 055601 (2016).
- [134] Y. Zhao, S. Liu, J. Luo, Y. Chen, C. Fu, C. Xiong, Y. Wang, S. Jing, Z. Bai, X. Liao, Y. Wang, "Torsion, refractive index, and temperature sensors based on an improved helical long period fiber grating," *J. Light. Technol.* 38(8), 2504–2510 (2020).

- [135] R. Rathod, R. D. Pechstedt, D. A. Jackson, D. J. Webb, "Distributed temperature-change sensor based on Rayleigh backscattering in an optical fiber," *Opt. Lett.* 19(8), 593–595 (1994).
- [136] M. Froggatt, J. Moore, "High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter," *Appl. Opt.* 37(10), 1735–1740 (1998).
- [137] Z. Ding, X. S. Yao, T. Liu, Y. Du, K. Liu, Q. Han, Z. Meng, X. Chen, "Long-range vibration sensor based on correlation analysis of optical frequency-domain," *Opt. Express* 20(27), 28319–28329 (2012).
- [138] T. Chen, Q. Wang, R. Chen, B. Zhang, C. Jewart, K.P. Chen, M. Maklad, P.R. Swinehart, "Distributed high-temperature pressure sensing using air-hole microstructural fibers," *Opt. Lett.* 37(6), 1064 (2012).
- [139] A. J. Rogers, S.V. Shatalin, S.E. Kanellopoulos, "Distributed measurement of fluid pressure via optical-fibre backscatter polarimetry," *Proc. SPIE* 5855, 230–233 (2005).
- [140] Z. Ding, C. Wang, K. Liu, Y. Liu, G. Xu, J. Jiang, Y. Guo, T. Liu, "Distributed measurements of external force induced local birefringence in spun highly birefringent optical fibers using polarimetric OFDR," *Opt. Express* 27(2), 951–964 (2019).
- [141] K. Jensen, Ph. Dabkiewicz, "High pressure fiber-optic sensor with side-hole fiber," *Proc. SPIE* 0798, 56–60 (1987).
- [142] W. J. Bock, A. W. Domanski, "High hydrostatic pressure effects in highly birefringent optical fibers," *J. Light. Technol.* 7(8), 1279–1283 (1989).
- [143] W. J. Bock, A. W. Domański, T. R. Woliński, "Influence of high hydrostatic pressure on beat length in highly birefringent single-mode bow tie fibers," *Appl. Opt.* 29(24), 3484–3488 (1990).
- [144] T. Chen, R. Chen, C. Jewart, B. Zhang, K. Cook, J. Canning, K. P. Chen, "Regenerated gratings in air-hole microstructured fibers for high-temperature pressure sensing," *Opt. Lett.* 36(18), 3542–3544 (2011).
- [145] E. Chmielewska, W. Urbańczyk, W. J. Bock, "Measurement of pressure and temperature sensitivities of a Bragg grating imprinted in a highly birefringent side-hole fiber," *Appl. Opt.* 42(31), 6284–6291 (2003).
- [146] J. Wójcik, W. Urbańczyk, W. J. Bock, B. Janoszczuk, P. Mergo, M. Makara, K. Poturaj, W. Szytek, "Prototype of the side-hole HB optical fiber," *Proc. SPIE* 3731, 88–93 (1999).
- [147] G. Statkiewicz, T. Martynkien, W. Urbańczyk, "Measurements of modal birefringence and polarimetric sensitivity of the birefringent holey fiber to hydrostatic pressure and strain," *Opt. Commun.* 241(4–6), 339–348 (2004).
- [148] W. Eickhoff, R. Ulrich, "Optical frequency domain reflectometry in singlemode fiber," *Appl. Phys. Lett.* 39(9), 693–695 (1981).
- [149] Luna Technologies, *LUNA Optical Backscatter Reflectometer 4600 User Guide 6* (2013).

-
- [150] A. W. Snyder, J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman & Hall, 1983).
- [151] M. Aerssens, A. Gusarov, B. Brichard, V. Massaut, P. Megret, M. Wuilpart, "Faraday effect based optical fiber current sensor for tokamaks," *2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications* (IEEE, 2011), pp. 1-6.

Dorobek naukowy

Publikacje w czasopismach recenzowanych związane z rozprawą

1. M. Bernas, P. Chmielowski, M. Garbacka, P. Mergo, G. Statkiewicz-Barabach, "Distributed and polarimetric pressure sensitivity in spun highly birefringent optical fibers," *Opt. Express* 31(21), 34600–34607 (2023).
2. M. Bernas, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Rocking filter in a highly birefringent fiber for resonant coupling between different LP₁₁ modes and generation of cylindrical vector beams," *Opt. Express* 31(14), 22837–22854 (2023).
3. M. Bernas, M. Napiorkowski, K. Zolnacz, G. Statkiewicz-Barabach, A. Kiczor, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Fiber-based vortex beam source operating in a broadband or tunable mode," *Opt. Express* 30(15), 27715–27729 (2022).
4. M. Bernas, K. Zolnacz, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Conversion of LP₁₁ modes to vortex modes in a gradually twisted highly birefringent optical fiber," *Opt. Express* 46(8), 4446–4449 (2021).
5. G. Statkiewicz-Barabach, M. Napiorkowski, M. Bernas, L. Czyzewska, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Method for increasing coupling efficiency between helical-core and standard single-mode fibers," *Opt. Express* 29(4), 5343–5357 (2021).

Publikacje w czasopismach recenzowanych niezwiązane z rozprawą

1. M. Napiorkowski, K. Zolnacz, G. Statkiewicz-Barabach, M. Bernas, A. Kiczor, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Twist induced mode confinement in partially open ring of holes," *J. Light. Technol.* 38(6), 1372–1381 (2020).
2. D. Kowal, G. Statkiewicz-Barabach, M. Bernas, M. Napiorkowski, M. Makara, L. Czyzewska, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Polarimetric sensitivity to torsion in spun highly birefringent fibers," *Sensors* 19(7), 1639 (2019).

Wystąpienia konferencyjne związane z rozprawą

1. XX Konferencja "Światłowody i ich zastosowania". 11–14 września 2023, Lublin, Polska. M. Bernas, K. Zolnacz, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Nowe funkcjonalności światłowodów dwumodowych uzyskiwane przez skręcenie", referat.

2. VII Polska Konferencja Optyczna, PKO' 2023. 4–7 lipca 2023, Toruń, Polska. M. Bernas, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Siatka długookresowa do rezonansowych sprzężeń między modami LP_{11} w światłowodzie dwójłomnym", plakat.
3. 22nd Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics. 5–9 września 2022, Wojanów, Poland. M. Bernas, K. Zolnacz, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Gradually twisted highly birefringent optical fiber for vortex modes generation", referat.
4. SPIE Photonics Europe Conference. 3–8 kwietnia 2022, Strasbourg, Francja. M. Bernas, K. Zolnacz, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Conversion of LP_{11} modes to vortex modes in an adiabatically twisted highly birefringent optical fiber", referat.
5. V Ogólnopolska Studencka Fizyczno-Optyczna Konferencja FOKA 2020. 11–13 grudnia 2020, wydarzenie online. M. Bernas, G. Statkiewicz-Barabach, M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Światłowody gradientowo skręcone i ich zastosowania", referat.

Wystąpienia konferencyjne niezwiązane z rozprawą

1. IV Ogólnopolska Studencka Fizyczno-Optyczna Konferencja FOKA 2019. 7–8 grudnia 2019, Wrocław, Polska. M. Bernas, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Światłowody skręcone do zastosowań metrologicznych", referat.