

UNIwersytet Warszawski

Wydział Fizyki



ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. Damian Michalik

**Światłowody nanostrukturyzowane ze swobodnie
kształtowanym rozkładem współczynnika załamania**

Promotor

dr hab. inż. Rafał Kasztelaniec

Promotor pomocniczy

dr inż. Alicja Anuszkiewicz

Warszawa, 2023

*W pierwszej kolejności chciałbym podziękować promotorowi niniejszej rozprawy,
dr. hab. inż. Rafałowi Kasztelaniciowi, za okazane wsparcie prowadzące
do rozwiązania wielu naukowych problemów.*

*Wyrazy wdzięczności składam również promotorce pomocniczej rozprawy,
dr inż. Alicji Anuszkiewicz, za pomoc w zrozumieniu istotnych
zjawisk fizycznych i poświęcony czas.*

*Dziękuję także kierownikowi projektu naukowego, w jakim uczestniczyłem,
prof. dr. hab. inż. Ryszardowi Buczyńskiemu, za powierzone zaufanie
i pomoc w rozwoju naukowym.*

*Chciałbym też podziękować wszystkim współpracownikom i współpracownikom Sieci
Badawczej Łukasiewicz – Instytutu Mikroelektroniki i Fotoniki oraz Wydziału Fizyki
Uniwersytetu Warszawskiego. Miło tworzyć naukę w takim gronie.*

*Doktorat dedykuję wszystkim osobom mobilizującym mnie każdego dnia,
tj. rodzinie i znajomym.*

*Badania zostały sfinansowane przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej,
projekt TEAM TECH/2016-1/1 „Nanostructured microoptical components –
towards new functionalities and applications”.*

Streszczenie

Rozprawa doktorska poświęcona została przedstawieniu wyników badań z zakresu optyki światłowodowej dotyczących swobodnego modyfikowania rozkładu współczynnika załamania w światłowodach optycznych na podstawie koncepcji nanostrukturyzacji. Nanostrukturyzacja opiera się na projektowaniu rozkładu współczynnika załamania w światłowodzie optycznym i opatentowanej procedurze technologicznej wytwarzania takich światłowodów, w której wykorzystywane są właściwości efektywne materiału złożonego z przynajmniej dwóch dopasowanych termicznie rodzajów szkieł. Zastosowanie powyższej metody umożliwia wytwarzanie wysokiej jakości całoszlanych światłowodów optycznych o projektowanych, określonych właściwościach. Jest ona również konkurencyjna w stosunku do innych technologii wytwarzania włókien optycznych ze względu na możliwość dużej dowolności w kształtowaniu rozkładu współczynnika załamania, w tym zerwania z symetrią kołową struktury rdzenia i płaszcza. Takie rozwiązanie pozwala na dodatkową swobodę w kształtowaniu właściwości optycznych materiału efektywnego światłowodów, dlatego metoda ta może przysłużyć się rozszerzeniu potencjału aplikacyjnego m.in. w sektorach telekomunikacyjnych, laserowych, pomiarowych i biomedycznych. Kompleksowe podejście do zagadnienia światłowodów nanostrukturyzowanych prowadzone jest w projekcie TEAM TECH/2016-1/1 „Nanostructured microoptical components – towards new functionalities and applications”, w ramach którego zrealizowana została niniejsza praca.

Głównym celem rozprawy jest rozszerzenie potencjału aplikacyjnego (głównie w sektorze telekomunikacyjnym) światłowodów optycznych bazujących na koncepcji nanostrukturyzacji, dającej możliwość swobodnego modyfikowania rozkładu współczynnika załamania. W niniejszej pracy przeprowadzono analizę zalet i wad obecnie stosowanych rozwiązań, w tym analizę ograniczeń technologicznych, które mogą być zniwelowane lub udoskonalone poprzez wykorzystanie metody nanostrukturyzacji. Na podstawie wyników analizy obecnego stanu badań i możliwości dotychczas stosowanych metod zaproponowano w pracy cztery typy włókien światłowodowych o swobodnie kształtowanym rozkładzie współczynnika załamania. Wszystkie struktury bazują na elementach z czystego szkła krzemionkowego z odpowiednią domieszką dwutlenku germanu i ewentualnie fluoru. W ten sposób można podwyższyć (GeO_2) lub obniżyć (F) współczynnik załamania szkła krzemionkowego, co umożliwia modyfikowanie optycznych parametrów włókna. Wykorzystanie tego typu szkieł pozwala na zachowanie pozytywnych aspektów niskiej tłumienności i termicznego dopasowania podczas procesu technologicznego. Wszystkie przedstawione włókna zostały zoptymalizowane i przebadane numerycznie. Dwa z zaproponowanych włókien zostały wytworzone przy zastosowaniu zmodyfikowanej technologii układania i ciągnięcia (ang. *stack-and-draw*) oraz zbadane eksperymentalnie.

Pierwszym zaproponowanym włóknem swobodnie kształtowanym jest światłowód hybrydowy. Struktura tego światłowodu bazuje na zastosowaniu inkluzji o rozmiarze rzędu $1\text{ }\mu\text{m}$ i wysokim współczynniku załamania, rozmieszczonych dookoła rdzenia o średnicy $2,8\text{ }\mu\text{m}$. W ten sposób pole modu podstawowego wnika do płaszcza oddziałując z umieszczonymi tam inkluzjami, modyfikując dyspersję chromatyczną. Co więcej, okazuje się, że odległość inkluzji od rdzenia wpływa na poszczególne fragmenty spektrum, dlatego

odpowiednie ułożenie inkluzji w pierścieniach o różnym promieniu daje możliwość kształtowania dyspersji chromatycznej w szerokim zakresie długości fal. Na podstawie powyższych faktów i procesu optymalizacji otrzymano płaską charakterystykę dyspersji chromatycznej ($-37 \pm 2,5$ ps/nm/km) w przedziale 1,3–2,15 μm . Omawiany światłowód został wyprodukowany z zastosowaniem mniejszej domieszki dwutlenku germanu (ze względu na ograniczenia w dostępności wysoko domieszkowanej krzemionki) niż w zoptymalizowanym projekcie, a następnie został przebadany eksperymentalnie, tj. wykonano analizę geometryczną i materiałową na skaningowym mikroskopie elektronowym oraz zmierzono optyczne właściwości liniowe, m.in. dyspersję oraz efektywne pole modu.

Kolejnym przedstawionym w pracy doktorskiej światłowodem jest włókno utrzymujące polaryzację z rdzeniem o sztucznej anizotropii wymuszonej odpowiednią nanostrukturyzacją. Jest to światłowód, który w porównaniu z tradycyjnie stosowanymi światłowodami dwójłomnymi posiada paskową strukturę w kołowym rdzeniu, co wprowadza sztuczną anizotropię materiału. A zatem dwójłomność nie jest indukowana naprężeniowo (jak w światłowodach typu PANDA czy *bow-tie*) ani geometrycznie (jak np. we włóknach z eliptycznym rdzeniem), ale jest uzyskana poprzez wprowadzenie materiału anizotropowego. Ponadto zaproponowana w niniejszej pracy modyfikacja pozwoliła na otrzymanie znacznie większego zakresu pracy jednomodowej przy zachowaniu kompatybilności z szeroko wykorzystywanymi obecnie światłowodami telekomunikacyjnymi. Zaprojektowane włókno osiągnęło teoretycznie dwójłomność fazową $1,42 \times 10^{-4}$ dla domieszki dwutlenku germanu na poziomie 15 mol% oraz zbliżone wartości efektywnego pola modowego i apertury numerycznej do światłowodu typu SMF-28. Podobnie jak poprzednio, ze względu na ograniczenia w dostępności materiałów domieszkowanych, światłowód udało się wyprodukować, stosując niższą domieszkę dwutlenku germanu, niż wynikało z analizy numerycznej. Włókno scharakteryzowano, a wyniki eksperymentalne potwierdziły zdolność do utrzymywania polaryzacji w zakresie podczerwieni i łatwość sprzęgania z systemami telekomunikacyjnymi.

Rozwinięciem idei poprzedniej struktury jest włókno za sztucznie anizotropowym rdzeniem utrzymujące polaryzację, które ma dodatkowo duże pole modowe i należy do grupy włókien typu *large mode area*. Praca nad tego typu światłowodem została podyktowana zwiększonym zapotrzebowaniem na włókna o dużym polu modowym, w celu uzyskania wiązek spolaryzowanych na wyjściu lasera dużej mocy oraz minimalizacji niekorzystnych efektów nieliniowych. W ramach pracy przeprowadzono optymalizację numeryczną światłowodów o średnicach rdzeni w zakresie 10–40 μm bazujących na różnych konfiguracjach domieszek GeO_2 i F, aby zaproponować szereg rozwiązań o dwójłomności fazowej powyżej 1×10^{-4} . Istotną przewagą opracowanych światłowodów jest jednomodowość dla długości fali 1,55 μm , która nie występuje w komercyjnych światłowodach utrzymujących polaryzację o tak dużym rdzeniu. Zaproponowana struktura gwarantuje pełną kompatybilność ze stosowanymi standardami oraz pozwala ograniczyć grubość średnicy płaszczu przy zachowaniu wysokiej jakości wiązki.

Ostatnim zaprezentowanym w niniejszej pracy światłowodem nanostrukturyzowanym jest światłowód kilkumodowy, dzięki któremu możliwa jest transmisja długodystansowa opierająca się na multipleksacji przestrzennej. W tym przypadku dokonano optymalizacji

włókna przy użyciu autorskiego skryptu, w ramach którego poprzez modyfikację liczby nanoprętów domieszkowanych GeO_2 w rdzeniu zmaksymalizowano różnicę pomiędzy stałymi propagacji dla pierwszych czterech liniowo spolaryzowanych modów (oznaczanych: LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02}). Zastosowany algorytm redukcji modów wyższych rzędów umożliwił osiągnięcie minimalnej wartości różnicy efektywnych współczynników załamania pomiędzy sąsiadującymi modami na poziomie $1,9 \times 10^{-3}$, która jest wystarczająca do przeciwdziałania efektowi oddziaływania międzymodowego wzdłuż światłowodu. Metoda projektowania światłowodu ma duży potencjał aplikacyjny do wykorzystania w multipleksacji przestrzennej, uważanej za kolejny etap zwiększenia liczby kanałów transmisji danych w telekomunikacji i przyszłych sieciach kwantowych.

Abstract

The dissertation presents research outcomes in the field of fiber optics, concerning an innovative free-form approach based on the nanostructurization method to modify refractive index distribution in optical fibers. Nanostructuring is based on the design of the refractive index distribution in optical fibers and a patented technological procedure for the fabrication of such fibers, in which the effective properties of a material are shaped by at least. Based on the above method, it is possible to fabricate high-quality all-glass optical fibers with designed, specific properties. Nanostructuring is also competitive with other technologies of optical fibers' fabrication due to high flexibility in shaping the distribution of refractive index including breaking the circular symmetry in core and cladding parts. It emerges with additional freedom in shaping the optical properties of the effective material of optical fibers, therefore the method can serve to expand the application potential in e.g. telecommunication, laser, measurement and bio-medical sectors. A comprehensive approach to nanostructured optical fibers is a topic of the project TEAM TECH/2016-1/1 "Nanostructured microoptical components - towards new functionalities and applications". Presented work results were carried out under the TEAM TECH project.

The main objective of the dissertation is focused on broadening the application potential of free-form refractive index modification in optical fibers based on the nanostructurization method, mainly in the telecommunication sector. In the work, was provided an analysis of the advantages and disadvantages of commonly used solutions, including technological limitations, which can be eliminated or improved by using the nanostructuring method. Considering the current research state, and the possibilities of methods used so far, four types of free-form optical fibers were proposed. All structures are composed of pure silica glass elements with appropriate doping levels of germanium dioxide and possibly fluorine. In this way, the refractive index of silica glass can be increased (GeO_2) or decreased (F), making it possible to modify the optical fiber parameters. By using these types of glass, the positive aspects of low attenuation and thermal matching during processing are simultaneously preserved. All the presented fibers have been optimized and numerically tested. Two of the proposed fibers were fabricated by a modified stack-and-draw technology and studied experimentally.

The first proposed free-form solution is a hybrid optical fiber. The structure of this optical fiber is based on the use of micro-inclusions of the order of $1\text{ }\mu\text{m}$ in size with a high refractive index, arranged around a core of $2.8\text{-}\mu\text{m}$ in diameter. In this way, the fundamental mode field penetrating the cladding interacts with the placed inclusions modifying the chromatic dispersion. Moreover, it turns out that the distance of inclusions from the core influences individual parts of the spectrum. Thus it is possible to shape the chromatic dispersion profile along with a wide range of wavelengths by forming inclusions rings of different radii. Combining the aforementioned facts and the optimisation process, a flat chromatic dispersion characteristic ($-37 \pm 2.5\text{ ps/nm/km}$) in the range of $1.3\text{--}2.15\text{ }\mu\text{m}$ was theoretically obtained. The optical fiber was fabricated using less germanium dioxide doping (due to limitations in the availability of highly doped silica rods) than in the optimised design, and the sample was experimentally tested, i.e. geometric and material analysis was performed on a scanning

electron microscope and optical linear properties, including dispersion and effective modal field, were measured.

Another optical fiber presented in the dissertation is a polarization-maintaining optical fiber with an anisotropic core artificially induced by appropriate nanostructurization. It is an optical fiber that, compared to traditionally used birefringent optical fibers, has a layered structure in a form of a circular core. Thus, the birefringence is not induced by stress (as in PANDA or bow-tie type fibers), nor geometrically (as it is the case e.g. in elliptic core fibers), but is achieved by the introduction of an anisotropic material. Moreover, the proposed modification allowed us to obtain a much larger range of single-mode operation, while maintaining compatibility with currently widely used telecommunications optical fibers. The designed structure theoretically achieved a phase birefringence of 1.42×10^{-4} for 15 mol% germanium dioxide doping and similar values of the effective modal field and numerical aperture to the SMF-28 type optical fiber. As before, due to limitations in the availability of doped materials, it was possible to fabricate the optical fiber using a lower germanium dioxide doping than indicated by numerical analysis. The fiber was characterized and experimental results confirmed the ability to maintain polarization in the infrared range and the ease of coupling to telecommunication systems.

An extension of the idea of the previous structure is the polarization-maintaining optical fiber with an artificially anisotropic core, which additionally has a large mode field and belongs to the large mode area types of fibers. The work on this type of fiber was motivated by the increased demand for this type of fiber, to obtain polarized beams at the output of a high-power laser and to minimize adverse nonlinear effects. As part of the work, the numerical optimization of optical fibers with core diameters in the range of 10 - 40 μm based on different GeO_2 and F doping configurations has been verified to propose solutions with phase birefringence above 1×10^{-4} . A significant advantage of the developed optical fibers is the single-mode operation at 1.55 μm , which is not present in commercially available polarization-maintaining optical fibers with such a large core. The proposed structure guarantees full compatibility with the used standards and allows to reduce the thickness of cladding diameter while maintaining a high-quality beam.

The last nanostructured optical fiber presented in the thesis is a few-mode fiber enabling long-distance transmission for spatial-division multiplexing. In this case, the optical fiber optimization was performed using a proprietary script, in which by modifying the number of GeO_2 doped nanorods in the core, the difference between the propagation constants in the first four linearly-polarised modes (denoted: LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02}) was maximised. The implemented higher-order mode reduction algorithm made it possible to achieve a minimum value of the difference of effective refractive indices between adjacent modes at the level of 1.9×10^{-3} , which is sufficient in terms of counteracting the intermodal effect along with the optical fiber. The structured design has great application potential for spatial multiplexing, considered the next step for increasing the number of data transmission channels in telecommunications and future quantum networks.

Spis treści

1. Wstęp.....	1
1.1. Zarys rozwoju technologii światłowodowych od XIX do XXI wieku	1
1.2. Motywacja badań naukowych.....	4
1.2.1. Uwarunkowania technologiczne.....	5
1.2.2. Kształtowanie dyspersji.....	6
1.2.3. Dwójłomność w światłowodach	6
1.2.4. Przepustowość	7
1.3. Cel i teza pracy.....	7
1.4. Spis publikacji autora.....	10
2. Właściwości liniowe i stan badań naukowych w zakresie światłowodów krzemionkowych	12
2.1. Właściwości liniowe światłowodów	12
2.1.1. Mechanizm propagacji fali elektromagnetycznej w falowodzie cylindrycznym ..	12
2.1.2. Dyspersja chromatyczna.....	17
2.1.3. Dwójłomność.....	18
2.1.4. Tłumienność	19
2.1.5. Efektywne pole modu	20
2.1.6. Apertura numeryczna.....	20
2.2. Światłowody krzemionkowe – stan wiedzy	21
2.2.1. Światłowody z kształtowaną dyspersją	22
2.2.2. Światłowody dwójłomne	24
2.2.3. Światłowody zoptymalizowane pod względem opóźnienia modowego	27
2.2.4. Zalety i wady analizowanych rozwiązań.....	28
3. Metoda nanostrukturyzacji.....	31
3.1. Teoria ośrodka efektywnego	32
3.2. Technologia wytwarzania i przykładowe światłowody nanostrukturyzowane.....	34
3.2.1. Zmodyfikowana technologia stack-and-draw.....	35
3.2.2. Ograniczenia technologiczne.....	37
3.2.3. Przykładowe światłowody nanostrukturyzowane.....	39
4. Narzędzia numeryczne do optymalizacji włókien światłowodowych	42
4.1. Algorytm FDE.....	42
4.2. Projektowanie krzemionkowych światłowodów nanostrukturyzowanych o swobodnie kształtowanym współczynniku załamania	46

4.2.1. Charakterystyka szkieł krzemionkowych.....	47
4.2.2. Budowa struktury geometrycznej włókna.....	49
4.2.3. Obliczenia numeryczne w programie MODE Solution	50
4.2.4. Badanie wpływu zgięć	51
4.2.5. Symulacja w polu dalekim	51
4.2.6. Badanie dyspersji	52
4.2.7. Sprzężenie międzymodowe.....	52
4.2.8. Automatyzacja.....	52
5. Metodyka weryfikacji eksperymentalnej.....	54
5.1. Wymiarowanie próbek za pomocą SEM	54
5.2. Pomiar tłumienności we włóknie i spawie	56
5.3. Pomiar dyspersji chromatycznej	57
5.4. Pomiar apertury numerycznej i efektywnego pola modu	61
5.5. Pomiar grupowej i fazowej dwójłomności modowej	64
5.6. Pomiar polaryzacyjnego współczynnika ekstynkcji	65
6. Swobodnie kształtowany światłowód hybrydowy.....	67
6.1. Koncepcja projektu.....	67
6.2. Mechanizm modyfikacji charakterystyki dyspersji	70
6.3. Optymalizacja struktury światłowodu hybrydowego	72
6.3.1. Mody wyższych rzędów	74
6.4. Proces technologiczny	77
6.5. Wyniki eksperymentalne	79
6.5.1. Właściwości modowe.....	79
6.5.2. Dyspersja chromatyczna, efektywne pole modu i tłumienność włókna	80
6.5.3. Interferencja międzymodowa.....	84
6.6. Wnioski.....	85
7. Włókno utrzymujące polaryzację ze sztuczną anizotropią rdzenia	88
7.1. Koncepcja i optymalizacja włókna z anizotropowym rdzeniem	88
7.1.1. Optymalizacja włókna pod względem dwójłomności.....	89
7.1.2. Dostosowanie do standardu SMF-28	92
7.1.3. Analiza numeryczna propagacji modów wyższych rzędów i strat zgięciowych ...	94
7.2. Proces technologiczny	96
7.3. Wyniki eksperymentalne	97

7.3.1. Właściwości modowe	97
7.3.2. Tłumienność, straty zgięciowe i długość fali odcięcia	98
7.3.3. Dyspersja chromatyczna	100
7.3.4. Pomiary właściwości polaryzacyjnych	101
7.3.5. Spawanie wyprodukowanego włókna z SMF-28	102
7.4. Wnioski	103
8. Pasywny światłowód utrzymujący polaryzację ze sztuczną anizotropią rdzenia o dużym polu modowym	106
8.1. Projekt wysoko dwójłomnej struktury o dużym polu modowym	106
8.2. Zwiększenie dwójłomności fazowej	109
8.3. Właściwości modowe	113
8.4. Model numeryczny	116
8.5. Wnioski	119
9. Słabo sprzężony światłowód kilkumodowy do systemów multipleksacji opartej na modach przestrzennych	121
9.1. Koncepcja nanostrukturyzowanego FMF	121
9.2. Numeryczny algorytm optymalizacyjny	125
9.3. Charakterystyki zoptymalizowanych FMF	127
9.4. Porównanie optymalnego FMF z rozwiązaniem kołowo symetrycznym	130
9.5. Wnioski	133
10. Podsumowanie	136
11. Lista symboli i akronimów	139
12. Bibliografia	142

1. Wstęp

1.1. Zarys rozwoju technologii światłowodowych od XIX do XXI wieku

Efektom optycznym umożliwiającym późniejsze powstanie światłowodów jest całkowite wewnętrzne odbicie, które polega na tym, że fala elektromagnetyczna nie przechodzi do ośrodka o niższym współczynniku załamania, gdy pada na granicę między dwoma ośrodkami pod kątem większym niż kąt graniczny. Efekt ten jest dobrze znany od początku XIX wieku, ale za jego pierwszą demonstrację odpowiada Jean-Daniel Colladon, który w 1841 roku zaprezentował to zjawisko w strumieniu wody wypływającym z oświetlonego naczynia [1] podczas prowadzonego wykładu na uniwersytecie w Genewie. Do spopularyzowania tego zjawiska na większą skalę przyczynił się John Tyndall, powtórnie przedstawiający doświadczenie na posiedzeniu Royal Institution w Londynie [2] w 1854 roku. Efekt całkowitego wewnętrznego odbicia na początku wykorzystywano jedynie pod względem walorów estetycznych w iluminacjach wodnych. Dopiero po około 60 latach zostały wyprodukowane pierwsze szklane włókna przypominające światłowody, których początkowo używano jedynie do zastosowań medycznych. Jednym z bardziej znanych zastosowań tego typu włókien było przesyłanie obrazów za pomocą wiązki włókien, zgłoszone w patentach przez Clarence'a Hensela [3] i Johna Bairda [4] w latach 30. XX wieku. Kolejnym kamieniem milowym w dążeniu do otrzymania dobrej jakości światłowodów, tj. o dobrej transmisji, w takiej formie, jakie są dostępne obecnie, było pokrycie szklanego włókna materiałem o niższym współczynniku załamania [5,6] w połowie XX wieku. Dodanie innego materiału dookoła rdzenia prowadzącego światło – umożliwiło zdecydowane obniżenie strat w porównaniu z włóknami z samym rdzeniem, gdzie występuje granica szklano-powietrzna, i pozwoliło odizolować część prowadzącą światło od czynników zewnętrznych. Taka konstrukcja przetrwała do dziś i zdecydowana większość stosowanych światłowodów nadal składa się z przynajmniej dwóch części: środkowej – nazywanej rdzeniem i zewnętrznego płaszcza. Po tej modyfikacji w latach 60. XX wieku zaczęto rozwijać potencjał transmisji światła na dalekie odległości przy wykorzystaniu falowodów włóknistych.

Choć pierwotnie prototypy nie napawały zbyt dużym optymizmem z powodu ogromnych strat, na poziomie 1000 dB/km, już w 1966 roku Charles Kao i George Hockham przewidzieli, że falowody włókniste mają szansę transmitować światło na znaczne odległości pod warunkiem wykonania ich ze szkła o dużej czystości [7]. Kolejne badania ukierunkowane w stronę obniżania strat poskutkowały wprowadzeniem nowych procesów technologicznych, których pionierem była firma Corning Glass Company. Wprowadziła ona nową metodę obróbki szkła w wysokiej temperaturze (około 2000°C), a także nowoczesną jak na tamte czasy technikę wytwarzania preform światłowodowych metodą zewnętrznego osadzania par (ang. *outside vapour deposition*, OVD). Dzięki obu procesom osiągnano niezwykłą precyzję ilości domieszki w rdzeniu oraz wysoką czystość produkowanego szkła. Wstępne eksperymenty doprowadziły do wyprodukowania światłowodu o tłumienności 16 dB/km dla długości fali 633 nm [8] w 1970 roku, a dalsze doskonalenie technologii pozwoliło osiągnąć dolną granicę tłumienności 0,2 dB/km w trzecim oknie telekomunikacyjnym 9 lat później [9].

Obniżenie strat w ówczesnych włóknach przyczyniło się do dalszego rozwoju światłowodów jako medium do transmisji długodystansowej, a następnie szerokopasmowej sygnałów w formie impulsów. Istotną rolę w szerokim wykorzystaniu światłowodów w optycznych systemach telekomunikacyjnych odegrały również inne właściwości, takie jak odporność na zewnętrzne zaburzenia elektromagnetyczne (przy braku emisji energii poza tor światłowodowy), ograniczająca możliwość podsłuchu, i niska cena w porównaniu z przewodem miedzianym. Wszelkie zalety zaowocowały szybką implementacją światłowodów do przesyłania danych już w latach 80., a przełomowym momentem było zbudowanie pierwszej transatlantyckiej linii światłowodowej TAT-8 [10] w 1988 roku, o długości 6500 km. Równolegle z początkiem korzystania z sieci światłowodowych wzrastała potrzeba coraz większej przepustowości światłowodowych linii transmisyjnych, dlatego na przestrzeni lat 80. rozwijane były też różne metody zwielokrotniania (multipleksacji) kanałów transmisji sygnału w dziedzinie długości fali (ang. *wavelength division multiplexing*, WDM) [11,12] czy w dziedzinie czasu (ang. *optical time division multiplexing*, OTDM) [13]. Powyższe rozwiązania zwiastowały kolejną erę telekomunikacyjną – należącą do światłowodów.

Dalszy rozwój technologii światłowodowych był o wiele bardziej dynamiczny i zróżnicowany, ponieważ z biegiem czasu pojawiało się szereg nowych zastosowań opartych na różnych właściwościach włókien światłowodowych. Dlatego początkowo dostępne jedno- i wielomodowe włókna telekomunikacyjne zaczęto modyfikować pod względem struktury i materiałów. Jedną z najbardziej istotnych modyfikacji było pozbawienie włókna symetrii cylindrycznej, skutkujące pojawieniem się dwójłomności [14]. Tego typu włókna o intencjonalnie wprowadzonej dwójłomności utrzymują polaryzację prowadzonych modów, dzięki czemu znalazły szerokie zastosowanie w czujnikach światłowodowych, m.in. temperatury, wilgotności lub naprężeń [15], i niezliczoną liczbę innych zastosowań wykorzystywanych do dziś [16]. Z kolei zmiany dotyczące stosowanych materiałów w światłowodzie dotyczyły przede wszystkim domieszkowania pierwiastkami ziem rzadkich (głównie erb i iterb). Uzyskano w ten sposób wzmocnienie optyczne propagującej się fali elektromagnetycznej, co pozwoliło na rozwijanie wzmacniaczy i laserów światłowodowych [17,18].

Pod koniec XX wieku w dalszym ciągu modyfikowano strukturę światłowodu, rozwijając obszar światłowodów mikrostrukturalnych, głównie za sprawą przełomowego odkrycia dokonanego przez Eliego Yablonovitcha, które potwierdzało istnienie fotonicznej przerwy wzbronionej w periodycznych strukturach dielektrycznych [19]. Bazując na powyższych badaniach, grupa profesora Philipa Russella [20] zaproponowała w 1996 roku dwuwymiarową strukturę kryształu fotonicznego do realizacji światłowodu. Tego typu włókna są nazywane światłowodami fonicznymi (ang. *photonic crystal fiber*, PCF), a ich koncepcja oparta jest na płaszczu zbudowanym ze szklano-powietrznej struktury fonicznej posiadającej defekt w środku, czyli szklany rdzeń. Mechanizmem odpowiedzialnym za prowadzenie światła jest zarówno całkowite wewnętrzne odbicie, jak i przerwa wzbroniona. Jednak równie duże zainteresowanie wzbudziły światłowody z rdzeniem powietrznym, w których światło prowadzone jest w dużym kanale powietrznym otoczonym siecią kapilar szklanych o bardzo cienkich ściankach. Sama nazwa w języku angielskim – *hollow core fiber*

sugeruje całkowite prowadzenie światła w powietrzu, co na początku rodziło duże nadzieje na bezstratne prowadzenie światła na podstawie mechanizmu „zatrzymanego sprzężenia” (ang. *inhibited coupling*) [21]. Jednakże, wraz z dalszymi badaniami okazało się, że zaburzenia w geometrii struktury oraz chropowatość powierzchni wewnętrznych ścianek wprowadzają znaczące straty falowodowe, których minimum określono na 1,2 dB/km [22]. Natomiast komercyjnie dostępne włókna typu *hollow core* osiągają tłumienność na poziomie 20 dB/km przy długości fali 1,55 μm , czyli znacznie większą od minimalnych wartości stosowanych w obecnych rozwiązaniach telekomunikacyjnych. Ze względu na szeroką możliwość modyfikacji struktury, a co za tym idzie również możliwość modyfikacji właściwości optycznych, włókna mikrostrukturalne znalazły wiele zastosowań, głównie w czujnikach światłowodowych. Jako przykład można podać jednomodowe włókna fotoniczne o wysokiej dwójłomności [23], które wykorzystuje się do pomiarów właściwości fizycznych ciśnienia lub temperatury [24], natomiast detekcję cieczy i gazów zapewniają włókna z zawieszonym rdzeniem (ang. *suspended core PCF*) [25]. Poprzez projektowanie geometrii struktury fotonicznej możliwe jest otrzymanie nieskończonego zakresu jednomodowości (ang. *endlessly single mode PCF*) [26], dużej powierzchni modu (ang. *large mode area PCF*) [27], a także kształtowanie dyspersji chromatycznej [28]. Modyfikacja mikrostruktury płaszcza umożliwia, w szczególności, kształtowanie dyspersji chromatycznej, co jest istotne przy wzbudzaniu efektów nieliniowych przy generacji widma superkontinuum [29]. Ponadto zastosowanie szkieł aktywnych do wytwarzania włókien fotonicznych pozwoliło na rozwój laserów włóknowych [30].

Wdrożenie na globalną skalę wielu rozwiązań światłowodowych do XXI wieku i w jego trakcie spowodowało dalszą intensyfikację badań naukowych m.in. w obszarze telekomunikacji, czujników światłowodowych wykorzystujących efekty nieliniowe oraz impulsowych źródeł lub wzmacniaczy światła o szerokim widmie i/lub wysokiej mocy. Jednym z bardzo istotnych czynników rozwoju technologii światłowodowych był dynamiczny rozrost sieci telekomunikacyjnej (tzw. Internetu). Postawił on naukowców przed nowymi wyzwaniami, polegającymi na zwiększeniu transferu wysyłanych pakietów danych w dotychczas użytkowanych światłowodach w celu uniknięcia w przyszłości kryzysu przepustowości. Widmo potencjalnego kryzysu wywarło presję na naukowców, co poskutkowało nową koncepcją multipleksacji kanałów do przesyłania sygnałów, tj. w dziedzinie polaryzacji (ang. *polarisation division multiplexing*) [31] oraz w dziedzinie przestrzennej (ang. *space division multiplexing*, SDM) [32].

Światłowody znalazły również o wiele więcej zastosowań i perspektyw w rozproszonych czujnikach światłowodowych [33] opartych na nieliniowych zjawiskach rozpraszania Rayleigha, Brillouina i Ramana. Dzięki tym zjawiskom włókna są w stanie z dużą rozdzielczością na całej swojej długości mierzyć rozkład i zmiany temperatury, naprężeń lub wykryć obecność i zmiany pola elektromagnetycznego lub gazów.

Nie można także pominąć istotnego rozwoju w ostatniej dekadzie laserów światłowodowych, które poprzez wykorzystanie różnych pierwiastków ziem rzadkich umożliwiają otrzymanie wysokiej jakości wiązki laserowej o mocach sięgających nawet kilkudziesięciu kilowatów, zarówno w reżimie pracy ciągłej, jak i ultrakrótkich impulsów

[34]. Wysokoenergetyczne lasery są wykorzystywane w wielu branżach zaawansowanej technologii, od medycyny do zastosowań bezpieczeństwa narodowego.

W ostatnich latach w dalszym ciągu trwa rozwój szerokiej gamy dostępnych włókien światłowodowych, zarówno całoszklanych, jak i z rdzeniem powietrznym. Jedną z najbardziej innowacyjnych technologii są włókna antyrezonansowe (ang. *anti-resonant fiber*, ARF) [35], które wykorzystując zjawisko antyrezonansu optycznego, umożliwiają nieosiągalną dla włókien klasycznych stabilną transmisję w ultrafiolecie. Są one nadal intensywnie badane, a wysiłki skupiają się na zniesieniu ich ograniczeń, takich jak: problemy z integracją z innymi włóknami oraz wysokie straty wynikające z niedokładności w geometrii struktury i chropowatości powierzchni.

Opisane wyżej różne typy światłowodów znalazły szerokie zastosowanie we współczesnym świecie. Wielość typów włókien świadczy jednak o tym, że do różnych zastosowań potrzeba konkretnych rozwiązań. Optymalizuje się w tym przypadku wybraną funkcjonalność kosztem innych istotnych parametrów, np. możliwość kształtowania dyspersji kosztem braku kompatybilności ze standardowymi włóknami telekomunikacyjnymi w światłowodach PCF.

Na szczególną uwagę zasługują światłowody o swobodnie kształtowanym współczynniku załamania, które dają szansę na jednoczesną optymalizację wielu parametrów przy zachowaniu kompatybilności ze standardowymi włóknami całoszklanymi. Są to światłowody, które analogicznie do kształtowania fali w optyce swobodnej (ang. *free-form optics*) [36] mogą być łatwo modyfikowane pod względem rozkładu współczynnika załamania – z dokładnością do pojedynczego elementu budującego strukturę [37]. Wytwarzanie tego typu światłowodów i elementów nanostrukturyzowanych [38] z dwóch lub więcej szkieł zostało opracowane i opatentowane w 2009 roku przez Mohammada Taghizadeha i Ryszarda Buczyńskiego. Na podstawie metody nanostrukturyzacji możliwe są do realizacji quasi-ciągłe rozkłady współczynnika załamania, niemożliwe do uzyskania metodami tradycyjnymi.

1.2. Motywacja badań naukowych

Motywacją do przeprowadzenia badań w ramach niniejszej rozprawy było zweryfikowanie potencjału, jaki daje zastosowanie nowej grupy światłowodów nanostrukturyzowanych ze swobodnie kształtowanym rozkładem współczynnika załamania. Za sprawą dodatkowego stopnia swobody podczas fazy projektowania włókna powstaje możliwość stworzenia „arbitralnej” i podfalowej struktury w rdzeniu i/lub płaszczu, na podstawie której precyzyjnie modyfikuje się właściwości optyczne, kluczowe dla wielu zastosowań komercyjnych. Metoda nanostrukturyzacji nie tylko zezwala na realizację dowolnego efektywnego rozkładu współczynnika załamania w nanoskali, ale także daje sposobność zerwania z dotychczasowymi ograniczeniami technologicznymi, takimi jak symetria kołowa w strukturze włókna. Ograniczenia w kształtowaniu współczynnika załamania struktury światłowodów nadal występują w najczęściej dotychczas wykorzystywanych metodach do produkcji światłowodów, tj. w zmodyfikowanym chemicznym osadzaniu z fazy gazowej (ang. *modified chemical vapor deposition*, MCVD) [39] i w metodach pokrewnych. Dzięki pełnej dowolności w strukturyzacji światłowody o swobodnie kształtowanym współczynniku załamania mogą znaleźć zastosowanie

praktycznie wszędzie w obszarze optyki, a jedynymi ograniczeniami są: dobór termicznie dopasowanych szkieł i wielkość podstawowych elementów budujących strukturę w odniesieniu do długości fali.

Nieskrępowana dowolność tworzenia podfałowych struktur światłowodowych została w dalszej części pracy przetestowana i wykorzystana w celu:

- uzyskania płaskiej charakterystyki dyspersji chromatycznej we włóknie za pomocą inkluzji wokół rdzenia (rozdział 6);
- intencjonalnego wprowadzenia anizotropii rdzenia dzięki warstwom o różnych współczynnikach załamania w światłowodach utrzymujących polaryzację kompatybilnych ze standardem SMF-28 (rozdział 7);
- intencjonalnego wprowadzenia anizotropii rdzenia dzięki warstwom o różnych współczynnikach załamania w światłowodach utrzymujących polaryzację o dużym polu modowym (rozdział 8);
- polepszenia separacji efektywnych współczynników załamania w systemach wielomodowych (rozdział 9).

Głównym celem jest wskazanie zalet i wad opracowanych włókien na podstawie przeprowadzonych badań numerycznych i eksperymentalnych w porównaniu z aktualnie dostępnymi rozwiązaniami, podsumowanie osiągnięć oraz wskazanie spodziewanego kierunku rozwoju światłowodów nanostrukturyzowanych ze swobodnie kształtowanym rozkładem współczynnika załamania.

1.2.1. Uwarunkowania technologiczne

Szkło krzemionkowe, z którego wytwarzana jest zdecydowana większość światłowodów telekomunikacyjnych, cechują rekordowo małe straty materiałowe w bliskiej podczerwieni (ang. *near infrared*, NIR) i szerokie pasmo transmisji, sięgające do długości fali około 2,4 μm . Spadek transmisji powyżej długości fali 2,4 μm wynika z absorpcji wielofononowej na wiązaniami Si–O oraz z rezonansu wibracyjnego jonów OH^- , dlatego do zastosowań w średniej podczerwieni i powyżej wymagane jest użycie innych materiałów. Pomimo tego szkło krzemionkowe jest ogólnodostępnym, stosunkowo tanim materiałem optycznym, wiodącym pod względem zastosowań w zakresie od ultrafioletu do bliskiej podczerwieni. Zaletą szkła krzemionkowego wykorzystywanego w światłowodach jest również łatwość jego domieszkowania różnymi pierwiastkami [40]. Proces dodawania domieszek odbywa się w trakcie wytwarzania szklanego pręta podczas osadzania z fazy gazowej, co po wyprodukowaniu skutkuje zwiększeniem lub zmniejszeniem współczynnika załamania w zależności od rodzaju i stężenia użytej domieszki. Co więcej, domieszkowane szkła krzemionkowe nie zmieniają w znaczący sposób swoich właściwości termicznych i mogą być bez dalszych modyfikacji użyte do wytwarzania światłowodów, w tym nanostrukturyzowanych.

1.2.2. Kształtowanie dyspersji

Dyspersja jest właściwością deformującą impuls propagujący się w światłowodzie. Mała zmienność jej wartości w szerokim zakresie długości fali jest szczególnie pożądana w zastosowaniach takich jak: kompensacja dyspersji, szerokopasmowe generowanie superkontinuum, transmisja ultrakrótkich impulsów solitonowych, multipleksacja w dziedzinie długości fali. Na szerokie możliwości kształtowania dyspersji poprzez modyfikację geometrii szklano-powietrznej struktury fotonicznej pozwalają jedynie włókna PCF [28]. Szeroko zbadane korelacje pomiędzy strukturą a kształtem rozkładu dyspersji umożliwiają zaprojektowanie specjalnych włókien do ww. zastosowań. Jednak PCF charakteryzują się dużymi stratami związanymi z „wyciekaniem” modu [41] i trudnościami w spawaniu ze standardowo używanymi światłowodami (kolaps struktury, brak powtarzalności) [42]. Motywacją było zatem znalezienie metody kształtowania dyspersji w światłowodzie całoszklanym, który może być łatwo sprzężony z istniejącymi systemami. Dlatego pierwszą próbę adaptacji światłowodu nanostrukturyzowanego ze swobodnie kształtowanym współczynnikiem załamania przeprowadzono w celu określenia możliwości kształtowania i uzyskania płaskiej charakterystyki dyspersji. Badania zostały szczegółowo przedstawione w rozdziale 6.

1.2.3. Dwójłomność w światłowodach

Kolejną grupą światłowodów, która jest szeroko wykorzystywana w zastosowaniach czujnikowych, telekomunikacyjnych i pomiarowych, są włókna utrzymujące polaryzację [16]. Są to światłowody, które dzięki strefom naprężającym w płaszczu (np. PANDA, *bow-tie*) lub geometrycznej asymetrii rdzenia (np. włókna z eliptycznym rdzeniem) wprowadzają dwójłomność, ograniczającą interakcje pomiędzy polaryzacjami [43]. Innym, a zarazem równie skutecznym mechanizmem uzyskania dwójłomności jest wprowadzenie sztucznej anizotropii w strukturze rdzenia, zademonstrowane po raz pierwszy przez Wanga i in. [44]. Pierwszą realizację tej koncepcji przeprowadzono z wykorzystaniem szkielek miękkich, które charakteryzują się wysokimi stratami i niskimi temperaturami topnienia, uniemożliwiającymi efektywne spawanie ze standardowymi krzemionkowymi włóknami telekomunikacyjnymi. Wobec tego, aby zwiększyć potencjał wdrożeniowy idei, przeprowadzono analizę dla domieszkowanego szkła krzemionkowego i zoptymalizowano strukturę do aktualnie stosowanych światłowodów jednomodowych (ang. *single mode fiber*, SMF), w szczególności SMF-28. Następnie wykorzystano metodę nanostrukturyzacji do zaprojektowania i wytworzenia odpowiedniej struktury włókna utrzymującego polaryzację. Szczegóły zostały przedstawione w rozdziale 7.

Światłowody utrzymujące polaryzację stosuje się również do budowy laserów wysokiej mocy. Dodatkowo średnicę rdzenia zwiększa się powyżej 10 μm , tym samym zwiększając efektywne pole modu prowadzonych komponentów polaryzacyjnych modów. Dzięki temu unika się destruktywnych efektów nieliniowych [45], efektu termooptycznego [46] oraz podwyższa próg uszkodzenia dla szkła [47]. Odpowiednie przeskalowanie wcześniejszego rozwiązania dla SMF-28 w stronę większych rdzeni umożliwia stworzenie pasywnego światłowodu utrzymującego polaryzację o dużym polu modowym (ang. *polarization maintaining large mode area fiber*, PM-LMA *fiber*), wykorzystywanego do rozwoju laserów

wysokiej mocy. Ponadto przewaga anizotropowego rdzenia nad aktualnie stosowanymi włóknami ze strefami naprężeniowymi wiąże się z brakiem potrzeby zwiększania grubości płaszcza, jednomodowością rozwiązania i zmniejszeniem czułości na zmiany temperatury i/lub ciśnienia. Zaproponowane w niniejszej pracy struktury włókien (rozdział 8) są dużo większe niż w przypadku poprzedniego włókna z anizotropią rdzenia, ale w pełni wykonywalne w ramach dostępnej technologii nanostrukturyzacji.

1.2.4. Przepustowość

Przyszłość sieci internetowej łączy się z potrzebą dalszego rozwoju przepustowości światłowodów, które są dotychczas postrzegane jako dalekodystansowe, bezpieczne i efektywne energetycznie medium transmisji danych. Intensywnie badaną metodą zwiększenia ilości przesyłanych danych w światłowodach jest multipleksacja modowa [48] (ang. *mode division multiplexing*, MDM), wywodząca się z SDM, która umożliwia zakodowanie informacji w więcej niż jednym modzie przestrzennym występującym we włóknie. Biorąc pod uwagę rozwiązanie z pojedynczym rdzeniem, które następnie można rozszerzyć do wielordzeniowego – aby przysłać dane na dalekie odległości, należy odpowiednio zoptymalizować strukturę pod względem zniwelowania efektu sprzężenia międzymodowego [49]. Aby uzyskać transmisję wielu modów w pojedynczym rdzeniu na dalekie odległości, stosuje się dwa podejścia, szczegółowo przedstawione przez Sillarda i in. [50] w 2015 roku. Pierwsze z nich, nazywane podejściem silnie sprzężonym (ang. *strongly-coupled approach*, SCA), polega na minimalizacji różnicy opóźnienia grupowego modów (ang. *differential mode group delays*), przez co mody są jednocześnie wykrywane z użyciem techniki wielokrotnego wejścia i wyjścia (ang. *multiple-input multiple-output*, MIMO). Natomiast drugie podejście, słabo sprzężone (ang. *weakly-coupled approach*, WCA), skupia się na separacji modów pod względem efektywnego współczynnika załamania, prowadzącej do zminimalizowania interakcji między modami. Dzięki separacji współczynników załamania sygnały na wyjściu są bez przeszkód niezależnie rejestrowane za pomocą techniki MIMO. Szczególnie obiecujące wyniki otrzymano w przypadku WCA, wykorzystując nanostrukturyzację z algorytmem inżynierii wstecznej. Przeprowadzona analiza numeryczna włókna z separacją modów przedstawiona została w rozdziale 9.

1.3. Cel i teza pracy

Celem pracy było zbadanie możliwości wykorzystania koncepcji nanostrukturyzacji do poprawy wybranych właściwości włókien światłowodowych. W szczególności przestudiowano możliwość zastosowania nanostrukturyzacji: do modyfikacji charakterystyki dyspersji chromatycznej w NIR, do wprowadzenia sztucznej anizotropii rdzenia do włókna kompatybilnego z SMF-28 i włókna o dużym polu modowym oraz do modyfikacji efektywnego rozkładu współczynnika załamania rdzenia w celu minimalizacji sprzężenia międzymodowego w światłowodzie z multipleksacją MDM. Badania bazują głównie na optymalizacji numerycznej – aczkolwiek światłowod o zmodyfikowanej dyspersji chromatycznej i światłowod ze sztuczną anizotropią rdzenia kompatybilny z włóknem SMF-28 zostały wykonane w Instytucie Mikroelektroniki i Fotoniki – Sieć Badawcza Łukasiewicz.

Światłowodowy te zostały następnie przebadane eksperymentalnie na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

Wkład osobisty autora pracy był skoncentrowany: (1) na wstępnej weryfikacji wspólnie wypracowanych w zespole idei, (2) zaprojektowaniu światłowodów za pomocą narzędzi numerycznych, (3) aktywnym uczestnictwie w procesach wytwarzania, w tym w przygotowaniu materiałów szklanych do procesu, układaniu preform i wyciągnięciu docelowych światłowodów (tj. włókien do modyfikacji dyspersji – rozdział 6 i włókien o sztucznej anizotropii rdzenia – rozdział 7), oraz (4) na analizie eksperymentalnej wyprodukowanych projektów włókien. Na podstawie otrzymanych wyników opublikowano 4 artykuły naukowe, wymienione w podrozdziale 1.4.

Praca miała charakter numeryczno-eksperymentalny, a jej celem było zweryfikowanie następujących tez:

Teza 1: Metoda nanostrukturyzacji pozwala na swobodne kształtowanie właściwości optycznych światłowodów krzemionkowych, zgodnie z założeniem free-form optics.

Teza 2: Dodanie strukturyzacji wokół rdzenia umożliwia otrzymanie płaskiej dyspersji chromatycznej światłowodu krzemionkowego w zakresie bliskiej podczerwieni.

Teza 3: Nanostrukturyzacja pozwala na uzyskanie włókna kompatybilnego z SMF-28 utrzymującego polaryzację dzięki anizotropii samego rdzenia.

Teza 4: Nanostrukturyzacja pozwala na uzyskanie włókien krzemionkowych o dużym polu modowym utrzymujących polaryzację bez naprężających stref płaszczowych.

Teza 5: Optymalizacja rozkładu nanostruktury dwuszklanej umożliwia separację stałych propagacji modów w światłowodzie kilkumodowym.

W celu weryfikacji tezy 1 przeprowadzono całościową analizę obecnego stanu badań dostępnych światłowodów krzemionkowych, a dokładniej – typów światłowodów szczegółowo uwzględnionych w tezach 2–5 (rozdział 2). Podano również korzyści i ograniczenia metody nanostrukturyzacji (rozdział 4), która jest fundamentem pozwalającym na tworzenie światłowodów ze swobodnie kształtowanym rozkładem współczynnika załamania. Następnie, na podstawie przeprowadzonych procesów optymalizacyjnych, przedstawiono możliwości modyfikacji trzech właściwości optycznych (dyspersja chromatyczna, dwójłomność fazowa, separacja modów przestrzennych), jak również innych istotnych parametrów w zależności od wymagań aplikacyjnych. W części końcowej rozprawy zestawiono i porównano kluczowe parametry zaproponowanych włókien optycznych i włókien dostępnych komercyjnie lub zaprezentowanych w literaturze naukowej.

Aby zweryfikować tezę 2, zaproponowano łatwą w implementacji strukturyzację wokół rdzenia poprzez dodanie inkluzji o wysokim współczynniku załamania. Inkluzje modyfikują efektywny współczynnik załamania dla zwiększającej się długości fali, co pozwala ukształtować charakterystykę dyspersji chromatycznej, podobnie jak w przypadku światłowodów hybrydowych. Na podstawie obserwacji charakterystyki modowej i dyspersyjnej w celu otrzymania płaskiej dyspersji dobrano optymalną liczbę elementów o wyższym współczynniku załamania w poszczególnych pierścieniach oraz odpowiednie

odległości pierścieni od rdzenia. W ramach optymalizacji struktury pod kątem uzyskania płaskiej charakterystyki dyspersji przeprowadzono symulacje numeryczne w zakresie długości fali od $0,8\ \mu\text{m}$ do $2,5\ \mu\text{m}$. Wyniki teoretyczne zostały również w dużym stopniu potwierdzone eksperymentalnie przy wykorzystaniu wyprodukowanego włókna. Zostały one opublikowane w artykule [3] z listy publikacji autora rozprawy.

Wprowadzenie sztucznej anizotropii na podstawie podfalowych struktur w rdzeniu jest stosunkowo nowym rozwiązaniem w technologiach światłowodowych. Niezbędne do zbliżenia nowej koncepcji do komercyjnych zastosowań było zaproponowanie krzemionkowego wariantu światłowodu z anizotropią rdzenia, kompatybilnego ze standardowym światłowodem telekomunikacyjnym SMF-28. W ramach weryfikacji tezy 3 została przeprowadzona numeryczna optymalizacja włókna krzemionkowego z domieszką GeO_2 pod względem poziomu domieszkowania materiału, dwójłomności oraz połączenia ze światłowodem SMF-28. Ponadto opracowane włókno zostało wyprodukowane i zweryfikowane eksperymentalnie pod kątem: dwójłomności fazowej oraz grupowej, współczynnika ekstynkcji, dyspersji chromatycznej, strat i apertury numerycznej. Przebadano również straty złącza (spawu) wytworzonego włókna z włóknem SMF-28. Wymienione właściwości pozwalają określić parametry ilościowe i jakościowe nanostrukturyzowanego włókna utrzymującego polaryzację, będącego jednocześnie kompatybilnym ze standardowym SMF. Wyniki dotyczące tego rozwiązania zostały opublikowane w czasopismach naukowych ([5] i [7] – spis publikacji autora).

Tezę 4 zweryfikowano na podstawie włókna z anizotropowym rdzeniem, w którym zwiększono średnicę nanostrukturyzowanego rdzenia do rozmiarów rdzeni w światłowodach o dużym polu modowym. Zastosowanie szkieł krzemionkowych o wysokim współczynniku załamania z domieszką GeO_2 i o niskim współczynniku załamania z domieszką F umożliwiło kompleksową optymalizację rdzeni o średnicy powyżej $10\ \mu\text{m}$. W ten sposób zaproponowane włókna zostały pozbawione stref naprężeniowych, co pozwoliło na zachowanie standardowej średnicy zewnętrznej włókna ($125\ \mu\text{m}$) i jednocześnie dało możliwość osiągnięcia wysokiej dwójłomności i jednomodowości.

W ramach analizy numerycznej szeregu włókien utrzymujących polaryzację o dużym polu modowym uwzględniono istotne ograniczenia materiałowe i produkcyjne oraz ograniczenia aplikacyjne w laserach wysokiej mocy [1]. Optymalizacja nanostrukturyzowanych włókien utrzymujących polaryzację o dużym polu modowym została przedstawiona w publikacji autora [6].

Aby rozstrzygnąć ostatnią tezę (numer 5) zaproponowano nowatorski algorytm numeryczny, który może być zastosowany do optymalizacji kilkumodowego dwuszklanego krzemionkowego włókna domieszkowanego GeO_2 prowadzącego 4 liniowo spolaryzowane mody (LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02}). Wstępne rezultaty obliczeń numerycznych dla algorytmu dodawania lub usuwania inkluzji potwierdziły możliwość wprowadzenia korzystnych zmian w efektywnych współczynnikach załamania modów, co prowadzi do separacji modów utrzymywanych we włóknie. W tym przypadku priorytetowa jest różnica stałych propagacji modów LP_{21} i LP_{02} , które są zlokalizowane najbliżej siebie. Dzięki odseparowaniu modów minimalizuje się oddziaływanie między nimi, więc możliwa staje się propagacja na większe

odległości. Badania implementacji nanostrukturyzacji rdzenia dla systemów MDM nie zostały jeszcze zaprezentowane w formie artykułu.

Niniejsza rozprawa podzielona jest na 12 rozdziałów. Pierwszy rozdział zawiera zarys historyczny – od XIX do XXI wieku – rozwoju technologii światłowodowych, czyli najważniejszych odkryć naukowych w kontekście badanych właściwości, a także motywację, tezę pracy oraz spis publikacji autora rozprawy. Kolejny rozdział poświęcony jest właściwościom liniowym światłowodów optycznych (w tym mechanizmowi propagacji fali elektromagnetycznej w falowodzie cylindrycznym), obecnemu stanowi badań i analizie typów światłowodów, na podstawie których zaproponowano nowe rozwiązania. Rozdział 3 przedstawia technologię wytwarzania włókien nanostrukturyzowanych pod względem teoretycznym i praktycznym, na podstawie zmodyfikowanej metody układania *stack-and-draw*. W rozdziale 4 wyjaśniono działanie narzędzi analitycznych i numerycznych używanych podczas optymalizacji zaproponowanych światłowodów nanostrukturyzowanych ze swobodnie kształtowanym rozkładem współczynnika załamania, a także przedstawiono implementacje szkieł w symulacjach. Rozdział 5 zawiera opis metodyki badań eksperymentalnych wykorzystanych w niniejszej pracy. Natomiast rozdziały od 6 do 9 prezentują oryginalne wyniki badań dotyczących poszczególnych nanostrukturyzowanych włókien, tj. hybrydowego, utrzymującego polaryzację kompatybilnego z SMF-28, utrzymującego polaryzację o dużym polu modowym i słabo sprzężonego kilkumodowego. Ostatnie 3 rozdziały obejmują podsumowanie rozprawy, listę użytych skrótów oraz bibliografię.

1.4. Spis publikacji autora

- [1] M. Franczyk, K. Stawicki, J. Lisowska, D. Michalik, A. Filipkowski, R. Buczyński, „Numerical studies on large-mode area fibers with nanostructured core for fiber lasers”, J. Lightwave Tech. 36, 5334-5343 (2018).
- [2] M. Klimczak, D. Michalik, G. Stępniewski, T. Karpate, J. Cimek, X. Forestier, D. Pysz, R. Stępień, R. Buczyński, „Coherent supercontinuum generation in tellurite glass regular lattice photonic crystal fibers”, JOSA B 36, A112-A124 (2019).
- [3] D. Michalik, T. Stefaniuk, R. Buczyński, „Dispersion management in hybrid optical fibers,” J. Lightwave Tech. 38, 1427-1434 (2019)¹.
- [4] M. Franczyk, D. Pysz, P. Pucko, D. Michalik, M. Biduś, M. Dłubek, R. Buczyński, „Yb³⁺ doped silica nanostructured core fiber laser”, Opt. Exp. 27, 35108-35119 (2019).
- [5] D. Michalik, T. Stefaniuk, R. Kasztelaniec, R. Buczyński, „Polarization-maintaining optical fiber with an anisotropic core compatible with the SMF-28 standard”, JOSA B 37, 1722-1728 (2020)¹.
- [6] D. Michalik, A. Anuszkiewicz, R. Buczyński, R. Kasztelaniec, „Toward highly birefringent silica Large Mode Area optical fibers with anisotropic core”, Opt. Exp. 29, 22883-22899 (2021)¹.

¹ Artykuły bezpośrednio związane z tematyką rozprawy doktorskiej.

- [7] A. Anuszkiewicz, M. Bouet, D. Michalik, G. Stępniewski, R. Kasztelanic, A. Filipkowski, D. Pysz, A. Cassez, M. Klimczak, G. Bouwmans, A. Mussot, R. Buczyński, „All-solid polarization-maintaining silica fiber with birefringence induced by anisotropic metaglass,” Opt. Lett. 47, 401-404 (2022)¹.

Czasopisma i plakaty pokonferencyjne

- [1] R. Buczyński, A. Anuszkiewicz, M. Franczyk, A. Filipkowski, T. Osuch, D. Pysz, T. Stefaniuk, G. Stępniewski, D. Michalik, H. T. Nguyen, M. Klimczak, R. Kasztelanic, „Nanostructured core optical fibers”, Proc. SPIE 11029, Micro-structured and Specialty Optical Fibres VI, 1102906 (2019).
- [2] D. Michalik, T. Stefaniuk, D. Pysz, A. Filipkowski, R. Buczyński, „Highly birefringent nanostructured core optical fiber compatible with SMF28 standard”, The European Conference on Lasers and Electro-Optics, cj_p_43 (2019).
- [3] D. Michalik, T. Stefaniuk, D. Pysz, A. Filipkowski, R. Buczyński, „Optimisation of dispersion flatness in nanostructured core fibres”, The European Conference on Lasers and Electro-Optics, cj_p_38 (2019).
- [4] R. Buczyński, A. Anuszkiewicz, A. Filipkowski, H. T. Nguyen, T. Stefaniuk, D. Michalik, M. Franczyk, R. Stępień, D. Pysz, A. Waddie, M. R. Taghizadeh, R. Kasztelanic, „Progress in Development of Nanostructured Gradient Index Optical Fibers and Micro-Optical Components”, 21st ICTON (2019).
- [5] M. Franczyk, D. Pysz, A. Anuszkiewicz, A. Filipkowski, K. Stawicki, J. Lisowska, P. Pucko, D. Michalik, T. Stefaniuk, R. Kasztelanic, R. Stępień, K. Markowski, K. Jędrzejewski, T. Osuch, R. Buczyński, „Nanostructured Core Optical Fibers for Laser Applications”, 21st ICTON (2019).

2. Właściwości liniowe i stan badań naukowych w zakresie światłowodów krzemionkowych

Niniejsza praca skupia się na całoszklanych światłowodach nanostrukturyzowanych, w których mechanizm prowadzenia opiera się na zjawisku całkowitego wewnętrznego odbicia. Dlatego w ramach rozdziału 2 przedstawiono kluczowe elementy opisu fizycznego modelu światłowodu, od mechanizmu propagacji fali elektromagnetycznej w dielektrycznym falowodzie cylindrycznym do najbardziej istotnych właściwości liniowych. Następnie przeanalizowano obecny stan badań nad światłowodami krzemionkowymi, priorytetowymi dla prowadzonych badań, w szczególności światłowodami z kształtowaną dyspersją chromatyczną, utrzymującymi polaryzację (w tym utrzymującymi polaryzację o dużym polu modowym) i zoptymalizowanymi pod względem opóźnienia modowego w zastosowaniach MDM. Niniejszy rozdział wprowadza teoretyczne podstawy, które są niezbędne do pełnego zrozumienia dalej przedstawianych treści, wsparte praktycznymi przykładami. Został on opracowany na podstawie podręczników [51–53] i zacytowanych publikacji.

2.1. Właściwości liniowe światłowodów

Standardowe światłowody jednomodowe stosowane w telekomunikacji zbudowane są ze szkła krzemionkowego, uformowanego w kształt długiego walca o średnicy zewnętrznej ok. 125 μm , stanowiącego płaszcz o niskim współczynniku załamania. W środku płaszczu umieszczony jest rdzeń o wyższym współczynniku załamania i średnicy od 8 μm do 10 μm w przypadku światłowodu jednomodowego, natomiast zwykle od 50 μm do 62,5 μm dla światłowodów wielomodowych. W obu przypadkach efektem fizycznym umożliwiającym propagację fali elektromagnetycznej w rdzeniu jest zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia, szczegółowo opisane m.in. w podręczniku Bogdana Galwasa [54]. W celu dogłębnego zrozumienia przez czytelnika istotnych dla niniejszej pracy aspektów fizycznych zachodzących we włóknie optycznym w następnych podrozdziałach zaprezentowano mechanizmy propagacji fali w falowodzie cylindrycznym i wytłumaczono wybrane właściwości liniowe.

2.1.1. Mechanizm propagacji fali elektromagnetycznej w falowodzie cylindrycznym

Dla całościowego zaprezentowania właściwości propagacyjnych fali elektromagnetycznej w dowolnym światłowodzie cylindrycznym – wyprowadzenia rozpoczną się standardowo od równań Maxwella dla nieskończonego dielektrycznego medium wraz z równaniami materiałowymi. Następnie równania uzupełnione zostaną o ograniczenia dielektryczne falowodu cylindrycznego (tzw. warunki brzegowe) i na ich podstawie znalezione zostaną prowadzone fale elektromagnetyczne z zestawem charakterystycznych właściwości propagacyjnych, które są nazywane modami.

Równania Maxwella (2.1–2.4) dla nieskończonego medium są powiązanymi między sobą wyrażeniami różniczkowymi zależnymi od czasu t , z czterech wektorów: $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{D}$ i $\vec{B}$, oznaczających odpowiednio: natężenie pola elektrycznego [V/m], natężenie pola

magnetycznego [A/m], indukcję elektryczną [C/m²] i indukcję magnetyczną [Wb/m²]. Natomiast ρ określa ładunek swobodny, a $\vec{J}$ – gęstość prądu źródła.

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \text{ (prawo Gaussa dla pola elektrycznego),} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \text{ (prawo Gaussa dla pola magnetycznego),} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \text{ (prawo Faradaya),} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \text{ (prawo Ampera).} \quad (2.4)$$

Ośrodek, w którym propagują się fale elektromagnetyczne, odpowiada na zewnętrzne pole zgodnie z równaniami materiałowymi. Charakteryzują one właściwości ośrodka, który może zachowywać się jak dielektryk, magnetyk lub przewodnik. Ponadto formuły uwzględniają również relacje pomiędzy wektorami indukcji a natężeniami pola w następujący sposób:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (2.6)$$

gdzie stałe ϵ_0 i μ_0 to przenikalność elektryczna i magnetyczna próżni, a wektory $\vec{P}$ i $\vec{M}$ określają indukowaną polaryzację elektryczną i magnetyczną. Zakładając, że ośrodek, w którym propaguje się fala, jest izotropowy, czyli nie występuje w nim żadna zależność kierunkowa, i jest liniowy pod względem natężenia fali elektromagnetycznej, wtedy równania materiałowe i prądy przewodzenia są dane przez:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (2.7)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (2.8)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (2.9)$$

gdzie ϵ [F/m] i μ [H/m] są przenikalnościami elektryczną i magnetyczną materiału, a σ [S] jest przewodnością elektryczną. Warto zwrócić uwagę na fakt, że w powyższych równaniach wartości przenikalności i przewodności są skalarami po uwzględnieniu założeń, jednak w większości przypadków są to tensory, które posiadają różne wartości w zależności od kierunku pola elektromagnetycznego.

Gdy rozpatrywane są światłowody cylindryczne wykonane z różnego rodzaju szkielek, które są nieprzewodzącymi i niemagnetycznymi ośrodkami dielektrycznymi, powyższe współczynniki przyjmują postać: $\mu = 1$, $\epsilon = n^2 \epsilon_0$ i $\sigma = \rho = 0$, gdzie n określa współczynnik załamania szkła (zależny od długości fali). Znacząco upraszcza to równania materiałowe i równania Maxwella, a dokonując odpowiednich operacji matematycznych (szczegółowo przedstawionych w [52]), można otrzymać równanie falowe dla pola elektrycznego i pola magnetycznego:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.10)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.11)$$

gdzie c oznacza prędkość światła w próżni. Jest ona powiązana z przenikalnością elektryczną i magnetyczną zgodnie z zależnością: $1/c^2 = \epsilon_0 \mu_0$.

W przypadku konwencjonalnych światłowodów, które charakteryzują się symetrią cylindryczną, przejście z układu kartezjańskiego do cylindrycznego ułatwia dalszą analizę i pozwala na wygodniejsze przedstawienie wyników. Toteż współrzędnymi od tego momentu są r (odległość od środka rdzenia), θ (kąt względem osi rdzenia) i z (współrzędna wzdłuż światłowodu), a dotychczas stosowane wektory pól zamienia się na sześć składowych w postaci skalarów: $E_r, E_\theta, E_z, H_r, H_\theta$ i H_z . Zakładając również to, że fala elektromagnetyczna propaguje się z częstotliwością ω w kierunku $+z$ ze stałą propagacji β , pola są dane jako:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}^0 e^{i(\omega t - \beta z)} = (E_r^0 \hat{r} + E_\theta^0 \hat{\theta} + E_z^0 \hat{z}) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2.12)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}^0 e^{i(\omega t - \beta z)} = (H_r^0 \hat{r} + H_\theta^0 \hat{\theta} + H_z^0 \hat{z}) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2.13)$$

gdzie $\vec{E}^0$ i $\vec{H}^0$ są zespoloną amplitudą odpowiednio dla pola elektrycznego i magnetycznego. Zanim wyprowadzone zostanie równanie falowe, należy wskazać, że istotnym elementem we współrzędnych cylindrycznych jest możliwość wyrażenia składowych poprzecznego natężenia pola elektrycznego i magnetycznego $E_r^0, E_\theta^0, H_r^0, H_\theta^0$ za pomocą składowych podłużnych E_z^0 i H_z^0 w następujący sposób:

$$E_r^0 = -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{\partial E_z^0}{\partial r} + \omega \mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z^0}{\partial \theta} \right), \quad (2.14)$$

$$E_\theta^0 = -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{\partial E_z^0}{\partial \theta} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z^0}{\partial r} \right), \quad (2.15)$$

$$H_r^0 = -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{\partial H_z^0}{\partial r} - \omega \epsilon_0 n^2 \frac{1}{r} \frac{\partial E_z^0}{\partial \theta} \right), \quad (2.16)$$

$$H_\theta^0 = -\frac{i}{\beta_t^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z^0}{\partial \theta} + \omega \epsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z^0}{\partial r} \right), \quad (2.17)$$

gdzie $\beta_t^2 = n^2 k^2 - \beta$ i $k^2 = \omega^2 / c^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 = (2\pi / \lambda)^2$. Symbolem λ jest określona długość fali elektromagnetycznej w próżni, k oznacza liczbę falową, ω to częstość kołowa fali elektromagnetycznej, a β_t jest poprzeczną stałą propagacji. Równania te opisują każdą składową pola propagującej się fali we włóknie optycznym. Wykorzystując formuły (2.14) i (2.15) dla pola elektrycznego lub (2.16) i (2.17) dla pola magnetycznego, można również wyprowadzić analogiczne równania falowe do tych we współrzędnych kartezjańskich (2.10) i (2.11), ale w układzie cylindrycznym dla jednej składowej pola:

$$\frac{\partial^2 E_z^0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z^0}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z^0}{\partial \theta^2} + \beta_t^2 E_z^0 = 0, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial^2 H_z^0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z^0}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z^0}{\partial \theta^2} + \beta_t^2 H_z^0 = 0. \quad (2.19)$$

Formuły (2.18) i (2.19) są równaniami Bessela, które po separacji zmiennych:

$$\begin{pmatrix} E_z^0 \\ H_z^0 \end{pmatrix} = R(r)\Theta(\theta), \quad (2.20)$$

tworzą układ równań w formie:

$$\frac{d^2\Theta}{d\theta^2} = -m^2\Theta, \quad (2.21)$$

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(\beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0, \quad (2.22)$$

gdzie m^2 jest stałą separacji zmiennych.

Rozwiązaniem analitycznym równania (2.21) są funkcje trygonometryczne, z kolei (2.22) – funkcje Bessela. Dla danej struktury cylindrycznej światłowodu przedstawionej na rys. 2.1a wynikiem rozkładu pola wzdłuż osi propagacji (z) w rdzeniu o współczynniku załamania n_1 są następujące funkcje:

$$E_{1z}^0 = AJ_m(ur) \cos(m\theta + \theta_0), \quad (2.23)$$

$$H_{1z}^0 = BJ_m(ur) \sin(m\theta + \theta_0), \quad (2.24)$$

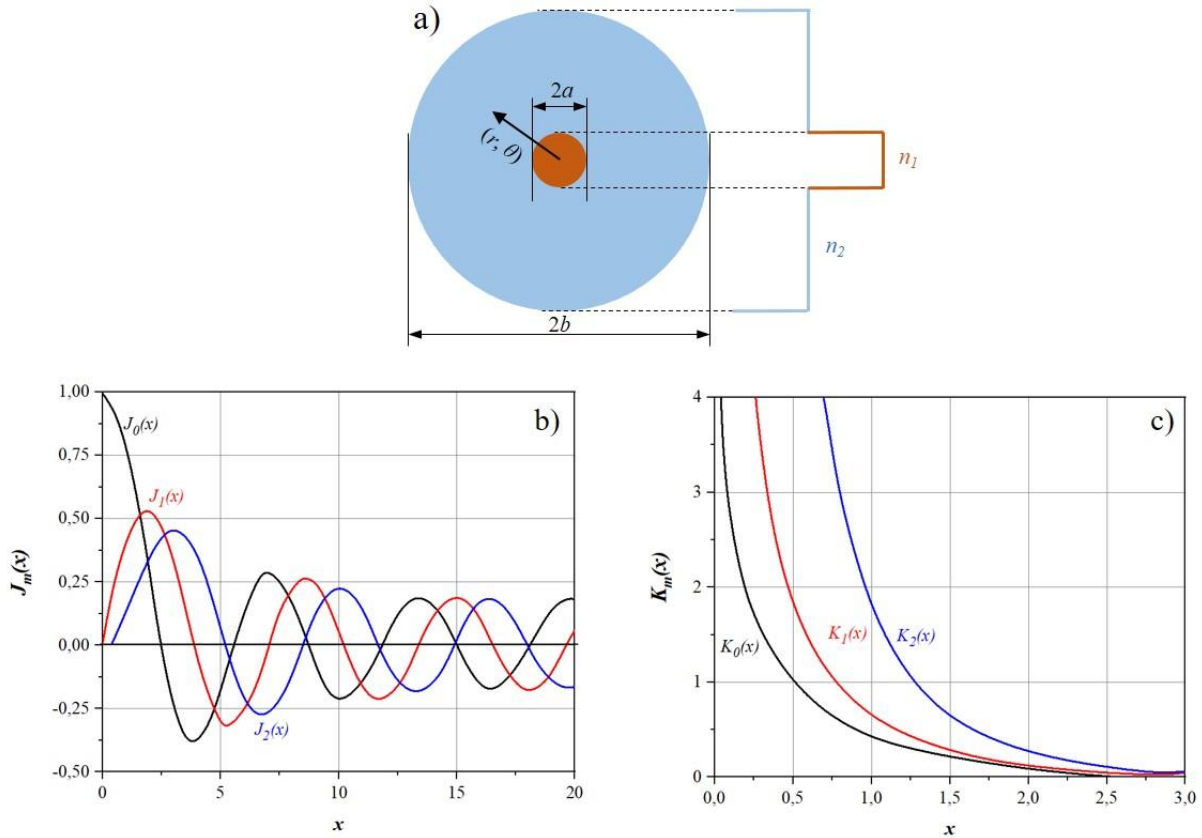
w których $u^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2$, a J_m jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju. Ponadto w celu uzyskania rozwiązań stacjonarnych parametr u powinien być rzeczywisty, więc stała propagacji β ma górną granicę $\beta^2 < n_1^2 k^2$. W przypadku płaszcza o współczynniku załamania n_2 rozwiązania są dane jako:

$$E_{2z}^0 = CK_m(wr) \cos(m\theta + \theta_0), \quad (2.25)$$

$$H_{2z}^0 = DK_m(wr) \sin(m\theta + \theta_0), \quad (2.26)$$

gdzie $w^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2$. W tym przypadku parametr w musi przyjmować wartości urojone, aby otrzymać rozwiązanie zanikające. Konsekwencją tego jest dolne ograniczenie na stałą propagacji: $\beta^2 > n_2^2 k^2$. Zachowanie funkcji Bessela $J_m(x)$ i zmodyfikowanego Bessela $K_m(x)$ jest przedstawione na rys. 2.1b i 2.1c.

Uwzględniając warunki ciągłości na granicy rdzenia i płaszcza, można określić stałe A , B , C i D oraz wyznaczyć stałą propagacji $\beta_{mn}(\omega)$ określającą stabilną konfigurację pola elektromagnetycznego zależną od częstotliwości, nazywaną modem prowadzonym. Każdy z kolei mod różni się rozkładem poprzecznym pola elektrycznego i magnetycznego. Przykładem wyjaśniającym koncepcję modów mogą być mody poprzeczne elektryczne (ang. *transverse electric mode*) TE_{0n} , posiadające zerowe składowe E_r , E_z i H_θ , a także mody poprzeczne magnetyczne (ang. *transverse magnetic mode*) TM_{0n} , o zerowych wartościach składowych E_θ , H_r i H_z .

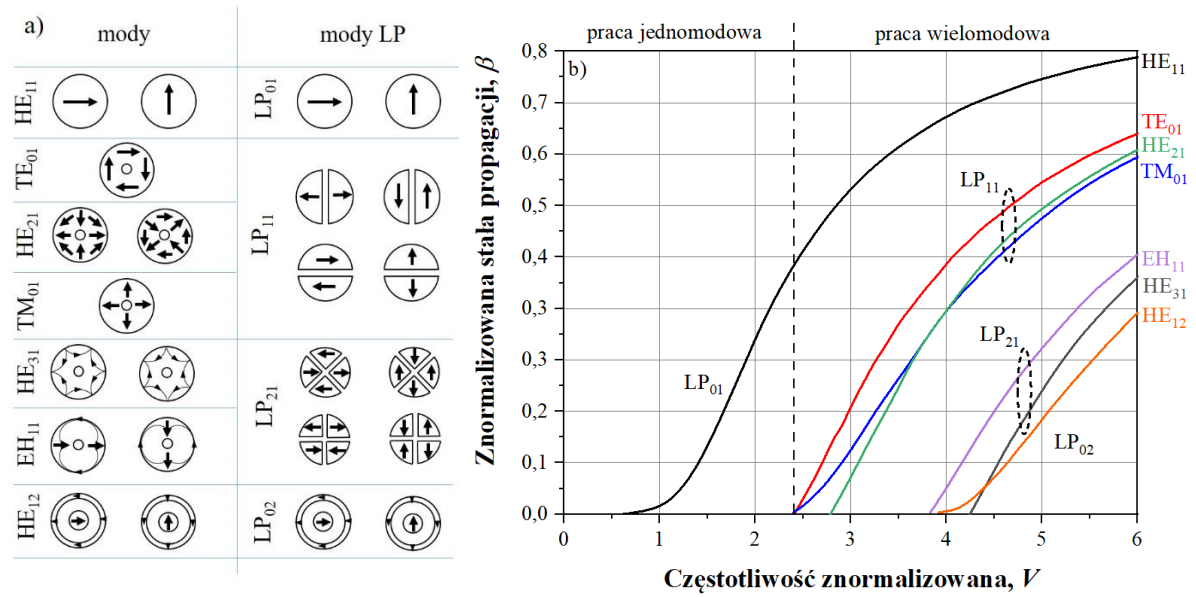


Rysunek 2.1. Wizualizacja a) przekroju poprzecznego światłowodu oraz wykresy przedstawiające b) funkcje $J_m(x)$ i c) $K_m(x)$. Dane do wykresów pochodzą z pracy [52]

Podstawowym parametrem określającym modowość światłowodu cylindrycznego dla konkretnej długości fali jest częstotliwość znormalizowana:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.27)$$

która definiuje liczbę modów mogących propagować się w światłowodzie. Zgodnie z równaniem (2.27) liczba powstałych modów jest zależna od różnicy kwadratów współczynników załamania we włóknie (współczynniki załamania n_1 i n_2 też są zależne od długości fali), rozmiaru rdzenia i długości fali. W przypadku kiedy V jest równe lub mniejsze od 2,405, w światłowodzie cylindrycznym utrzymywany jest jedynie mod podstawowy (HE_{11}). Dla większych wartości V tworzą się mody o $m = 0$, tj. TE_{01} i TM_{01} . Natomiast mody, które posiadają niezerowe składowe podłużne, zwane są modami hybrydowymi HE_{nm} i EH_{mn} , należy do nich również mod podstawowy HE_{11} lub HE_{21} . W praktyce dla światłowodów telekomunikacyjnych, w przypadku których relatywna różnica pomiędzy współczynnikami załamania rdzenia i płaszczu wynosi poniżej 0,02 (czyli także w niniejszej pracy), stosuje się teorię przybliżenia słabego prowadzenia [55]. Na podstawie teorii można znacząco uprościć matematyczną analizę modów, reprezentując je jako superpozycje w układzie kartezjańskim. Toteż superpozycją modów poprzecznych i hybrydowych są mody liniowo spolaryzowane LP_{lp} , w których l oznacza azymutalną, a p – radialną liczbę modową. Mod hybrydowy HE_{11} odpowiada modowi podstawowemu LP_{01} . Z kolei następne mody mają rozkład pola zademonstrowany na rys. 2.2a. Miejsca powstawania modów liniowo spolaryzowanych w zależności od wartości V są wyszczególnione na rys. 2.2b.



Rysunek 2.2. a) Zestawienie rozkładu pola dla siedmiu modów światłowodowych i ich odpowiedników w notacji LP [56] (strzałki oznaczają lokalny stan polaryzacji), a także b) wykres znormalizowanej stałej propagacji w funkcji częstotliwości znormalizowanej V

2.1.2. Dyspersja chromatyczna

Zgodnie z poprzednimi wyprowadzeniami podstawowym parametrem opisującym transmisję światła w światłowodzie jest stała propagacji β dla modu. Jest to parametr zależny od rozważanego modu i jego częstotliwości. Dlatego różne składowe spektralne wybranego modu propagują się z różnymi prędkościami grupowymi, w efekcie czego impulsy o określonej szerokości spektralnej ulegają poszerzeniu czasowemu. Zależność stałej propagacji od częstości można rozwinąć w szereg Taylora wokół częstości środkowej ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \frac{\partial \beta}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3} (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (2.28)$$

gdzie β_0 jest stałą propagacji dla ω_0 . Część liniowa równania (2.28) jest odwrotnością prędkości grupowej V_g [km/ps], z jaką porusza się impuls:

$$\beta_1 = \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \beta}{\partial \lambda} = \frac{1}{V_g}. \quad (2.29)$$

Zgodnie z definicją prędkość grupowa przedstawia się jako:

$$V_g = \frac{N_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{1}{c} \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (2.30)$$

gdzie N_g to grupowy współczynnik załamania światła. Człon kwadratowy równania (2.28), zwany również dyspersją prędkości grupowej (ang. *group velocity dispersion*, GVD), określa czasowe poszerzenie impulsu, zgodnie z poniższym wzorem:

$$\beta_2 = \left. \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (2.31)$$

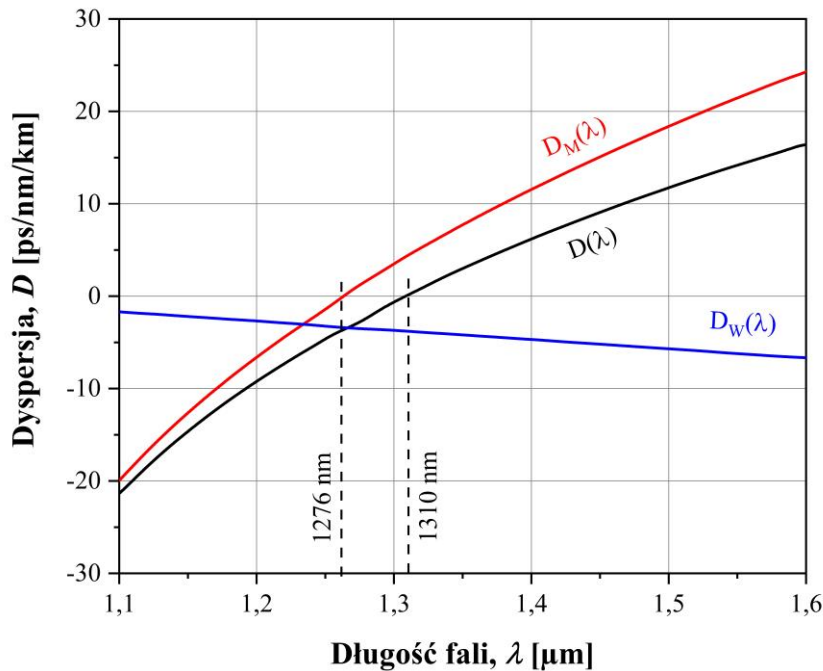
Ponadto odległość, po której szerokość impulsu zwiększy się w wyniku występowania dyspersji prędkości grupowej β_2 o czynnik $\sqrt{2}$, jest drogą dyspersji L_D , zdefiniowaną jako:

$$L_D = \frac{t_{imp}^2}{|\beta_2|}, \quad (2.32)$$

gdzie t_{imp} oznacza czas trwania impulsu. Droga dyspersji jest parametrem stosowanym jako kryterium, określającym wpływ dyspersji na poszerzenie impulsu. Jeśli impuls propaguje się na drodze dłuższej niż droga dyspersji, to należy wziąć pod uwagę jego poszerzenie wynikające z dyspersji. Współczynnikiem opisującym dyspersję wynikającą z prędkości grupowej β_2 jest dyspersja chromatyczna D [ps/nm/km], dana wzorem:

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (2.33)$$

Dyspersja chromatyczna światłowodu jest w przybliżeniu sumą dyspersji materiałowej, która składa się z dyspersji współczynnika załamania materiału oraz dyspersji falowodowej, wynikającej ze struktury włókna. Na rys. 2.3 zamieszczono przykład poszczególnych składowych dyspersji i ich superpozycję. Zaznaczono także miejsca (przerwaną linią), w których dyspersja materiałowa i chromatyczna osiągają wartość zero, czyli gdzie impulsy nie ulegają teoretycznie poszerzeniu; miejsca takie nazywane są długością fali zerowej dyspersji (ang. *zero dispersion wavelength*, ZDW).



Rysunek 2.3. Charakterystyki poszczególnych składowych dyspersji w kwarcowym światłowodzie jednomodowym. $D_M(\lambda)$ jest dyspersją materiałową dla czystego kwarcu, $D_W(\lambda)$ to dyspersja falowodowa, a $D(\lambda)$ oznacza dyspersję chromatyczną w światłowodzie jednomodowym. Liniami przerywanymi oznaczono długości fali zerowej dyspersji dla $D(\lambda)$ i $D_M(\lambda)$. Dane zostały zapożyczone z książki [54]

2.1.3. Dwójłomność

W podejściu teoretycznym w światłowodzie cylindrycznym światło propaguje się w postaci zdegenerowanego modu podstawowego, który jest superpozycją dwóch modów

liniowo spolaryzowanych LP_{01}^x i LP_{01}^y . Jednak w rzeczywistych światłowodach występujące defekty, niejednorodności materiałowe, złamanie symetrii oraz obecność naprężeń i odkształceń wprowadzają zróżnicowanie stałych propagacji modów liniowo spolaryzowanych. Taką separację pod względem stałych propagacji w osi x i y nazwano fazową dwójłomnością modową B , którą definiuje się jako:

$$B = \frac{\lambda}{2\pi} (\beta_x - \beta_y) = n_{eff}^x - n_{eff}^y, \quad (2.34)$$

gdzie n_{eff}^x i n_{eff}^y są efektywnymi współczynnikami załamania modu odpowiednio w osi x lub y . Ponadto odległość, po której różnica faz pomiędzy modami polaryzacyjnymi wynosi 2π , nazywana jest drogą zdudnień:

$$L_B = \frac{\lambda}{|B|}. \quad (2.35)$$

Równie istotnym parametrem uwzględniającym spektralną zależność od dwójłomności jest grupowa dwójłomność modowa G , wyrażana poprzez wzór:

$$G = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda}. \quad (2.36)$$

2.1.4. Tłumienność

Światłowodowy są stratnymi elementami optycznymi, które od początku próbowano udoskonalać, aby zminimalizować energię traconą w trakcie propagacji światła. Głównym elementem wpływającym na obniżenie natężenia propagującej się fali elektromagnetycznej są straty materiałowe, na które składa się absorpcja, rozpraszanie ośrodka oraz sama struktura falowodu. Zanik natężenia opisany jest prawem Lamberta–Beera:

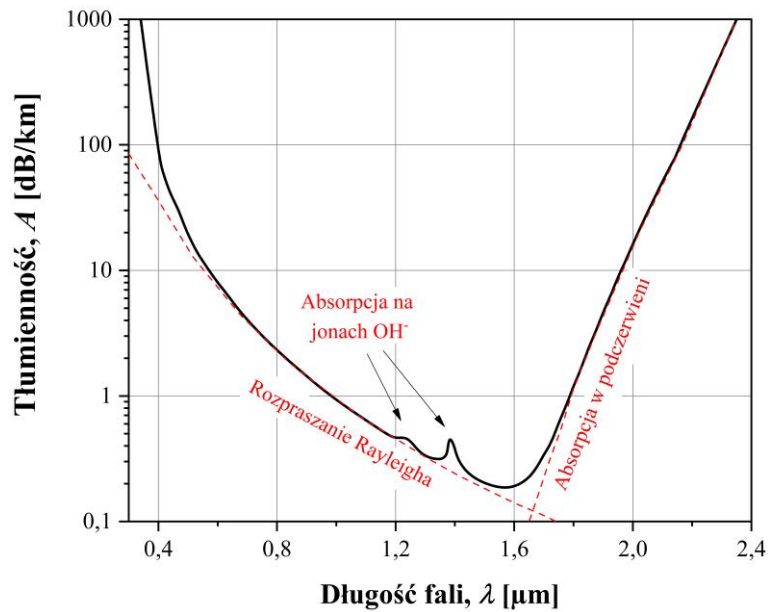
$$P_{wyj} = P_{wej} e^{-\alpha L}, \quad (2.37)$$

gdzie P_{wyj} i P_{wej} to odpowiednio moc wyjściowa i wejściowa, α określa współczynnik absorpcji, a L to długość światłowodu. Zwykle straty w światłowodzie na jednostkę długości określone są tłumiennością A [dB/m], zdefiniowaną jako:

$$A = \frac{10}{L} \log \frac{P_{wej}}{P_{wyj}} \approx 4,343\alpha. \quad (2.38)$$

Biorąc pod uwagę, że rozpatrywane są włókna optyczne, to ich tłumienność jest silnie skorelowana z długością fali. Na rys. 2.4 przedstawiono przykładową zależność tłumienia dla zakresu długości fali od 0,3 μm do 2,4 μm dla standardowego krzemionkowego światłowodu jednomodowego. Wykres prezentuje również główne mechanizmy fizyczne, które powodują wzrost tłumienności, tj.: rozpraszanie Rayleigha w zakresie fal krótkich wynikające z lokalnych zmian składu i gęstości szkła, absorpcję w podczerwieni na jonach OH^- dla długich fal spowodowane rezonansem oscylacyjnym molekuł. W dużym stopniu na tłumienie w światłowodach wpływają również zanieczyszczenia szkła tlenkami metali oraz obecność pary wodnej podczas syntezy szkieł. Jony wodorotlenkowe OH^- charakteryzują się silną absorpcją promieniowania poprzez rezonans vibracyjny dla długości fali około 2,8 μm , którego druga harmoniczna jest widoczna jako pik absorpcyjny dla długości fali 1,4 μm .

Niemniej jednak, użyteczny zakres spektralny światłowodów krzemionkowych mieści się w spektrum 0,34–2,36 μm , gdzie tłumienność w tym zakresie nie przekracza 1 dB/m, czyli 1000 dB/km.



Rysunek 2.4. Tłumienność standardowego światłowodu z zaznaczonymi ograniczeniami powodującymi straty. Wykres pochodzi z pracy [40]

2.1.5. Efektywne pole modu

Mody w światłowodzie cylindrycznym są opisane rozkładami natężenia światła w formie funkcji Bessela – aczkolwiek mod podstawowy (ang. *fundamental mode*, FM) można w przybliżeniu traktować jako wiązkę gaussowską. Stąd powierzchnię przekroju poprzecznego w szerokości połówkowej można uznać za efektywne pole modu A_{eff} . W przypadku bardziej skomplikowanych włókien i modów wyższych rzędów (ang. *higher-order modes*, HOM) stosuje się zależność opartą na dwuwymiarowym rozkładzie pola elektrycznego [56]:

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.39)$$

Jest to parametr, który zależy od długości fali, a dokładniej rośnie wraz z nią. W komercyjnie dostępnych rozwiązaniach często podawana jest średnica pola modu $2r_{\text{eff}}$ (ang. *mode field diameter*, MFD). Efektywna powierzchnia modu jest istotnym parametrem w zastosowaniach nieliniowych światłowodów, ponieważ im niższa wartość A_{eff} , tym większa gęstość mocy, która przekłada się na intensyfikację efektów nieliniowych.

2.1.6. Apertura numeryczna

Możliwość efektywnego sprzężenia źródła ze światłowodem lub pomiędzy światłowodami określa apertura numeryczna NA:

$$NA = n_0 \sin \alpha_{\max}, \quad (2.40)$$

która uwzględnia współczynnik załamania ośrodka n_0 i kąt akceptacji $\alpha_{\max}$, czyli geometryczny stożek (z wysokością w osi optycznej włókna), przez który można wprowadzić światło do rdzenia. Jest to również parametr, który pośrednio określa efektywność sprzężenia światłowodu z innymi optycznymi elementami. Dla klasycznego światłowodu skokowego znajdującego się w powietrzu apertura numeryczna może być wyznaczona bezpośrednio na podstawie współczynników załamania rdzenia i płaszcza:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (2.41)$$

gdzie n_1 i n_2 to współczynniki załamania z rys. 2.1a.

2.2. Światłowody krzemionkowe – stan wiedzy

Na potrzeby tej pracy dokonano klasyfikacji włókien optycznych ze względu na charakterystykę modową i ich rodzaj, widoczny w tab. 2.1.

Tabela 2.1. Klasyfikacja światłowodów krzemionkowych z wyszczególnionymi przykładami zastosowań

Całoszklane włókna		
Typ światłowodu	Rodzaje światłowodu	Przykłady zastosowań
MMF (w tym FMF)	zoptymalizowane pod względem opóźnienia modowego	gradientowe i skokowe MMF
SMF	z kształtowaną dyspersją	DSF, DCF, DFF, NZ-DSF
	dwójłomne	PMF, SMSPF
	nieliniowe	ROTDR, BOTDR
	w formie urządzenia fotonicznego	SMF domieszkowane jonami ziem rzadkich, włókno fotoczułe, światłowód tłumiący
Szklano-powietrzne włókna fotoniczne		
Typ światłowodu	Rodzaje światłowodu	Przykłady zastosowań
MMF	z wysoką aperturą numeryczną	włókno o dużym rdzeniu z wysoką aperturą numeryczną do zastosowań laserowych
SMF	z kształtowaną dyspersją	DSF, DCF, DFF, NZ-DSF
	dwójłomne	PMF, SMSPF
	nieliniowe	ROTDR, BOTDR, FWM, OPA, superkontinuum
	w formie urządzenia fotonicznego	SMF domieszkowane jonami ziem rzadkich, włókno fotoczułe

MMF – włókno wielomodowe (ang. *multi-mode fiber*); FMF – włókno kilkumodowe (ang. *few-mode fiber*); SMF – włókno jednomodowe; DSF – włókno o przesuniętej charakterystyce dyspersji (ang. *dispersion-shifted fiber*); DCF – włókno kompensujące dyspersję (ang. *dispersion compensating fiber*); DFF – włókno z płaską charakterystyką dyspersji (ang. *dispersion-flattened fiber*); NZ-DSF – włókno o przesuniętej i niezerowej charakterystyce dyspersji (ang. *non-zero dispersion-shifted fiber*); PMF – włókno utrzymujące polaryzację (ang. *polarization-maintaining fiber*); SMSPF – włókno polaryzacyjne (ang. *single-mode single-polarization fiber*); ROTDR – reflektometr optyczny oparty na rozproszeniu Ramana (ang. *Raman optical time domain reflectometer*); BOTDR – reflektometr optyczny oparty na rozproszeniu Brillouina (ang. *Brillouin optical time domain reflectometer*); FWM – mieszanie 4 fal (ang. *four-wave mixing*); OPA – optyczne wzmocnienie parametryczne (ang. *optical parametric amplification*). Kolorami oznaczono rodzaje i przykłady światłowodów, które są szczególnie istotne dla niniejszej pracy.

Została ona oparta na klasyfikacji przedstawionej w literaturze naukowej [52], do której to klasyfikacji wprowadzono niewielkie modyfikacje, uwzględniając znane i wdrożone komercyjnie grupy światłowodów. Istotnymi dla niniejszej pracy są szczególnie światłowody całoszklane z kształtowaną dyspersją, dwójłomne oraz zoptymalizowane pod względem

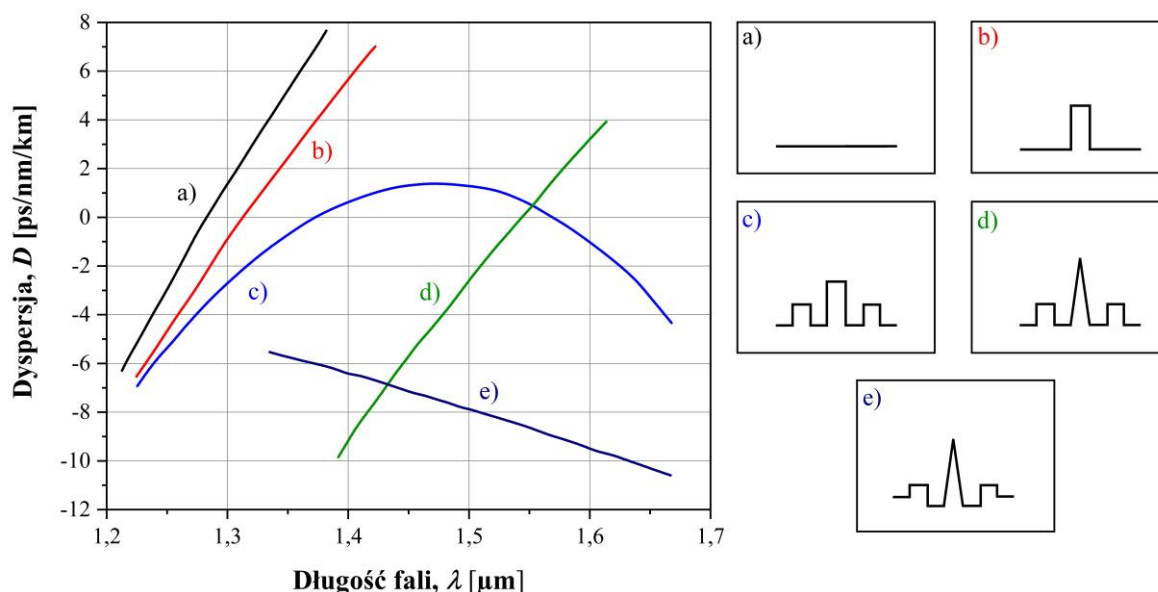
opóźnienia modowego (oznaczone w tab. 2.1 na zielono), a dokładniej rozwiązania DSF, DFF, NZ-DSF, PMF i skokowego MMF. Na podstawie ww. przykładów zastosowań została przeprowadzona analiza obecnego stanu badań, a następnie podsumowano wady i zalety dostępnych technologii. Jednak w celu komplementarnego porównania komercyjnie stosowanych rozwiązań zestawienie uwzględnia również analogiczne grupy włókien fotonicznych (oznaczone w tab. 2.1 na niebiesko), które są równolegle stosowane w wielu aplikacjach.

2.2.1. Światłowody z kształtowaną dyspersją

Możliwość kształtowania dyspersji falowodowej poprzez dobór geometrycznych parametrów rdzenia i kontrastu współczynników załamania umożliwia jeszcze na poziomie projektowania dostosowanie włókna optycznego do poniżej przytoczonych zastosowań. Między innymi – specjalnie zaprojektowaną, płaską charakterystykę dyspersji chromatycznej można wykorzystać w propagacji impulsu na dalekie odległości, multipleksacji w dziedzinie długości fali czy generacji superkontinuum.

Już pod koniec XX wieku wprowadzono pierwsze koncepcje włókien całoszlanych o dyspersji przesuniętej w kierunku podczerwieni, aby zwiększyć przepustowość światłowodów telekomunikacyjnych [57]. Nie było to jedyne rozwiązanie zwiększające przepustowość sieci światłowodowych, ale zapoczątkowało optymalizację DSF dla różnych długości fali, a co za tym idzie – pod kątem wielorakich zastosowań. Od lat 80. XX wieku podejmowano również pierwsze próby uzyskania płaskiej charakterystyki dyspersji normalnej o niskich wartościach bezwzględnych (około 0 ps/nm/km) w celu zniwelowania poszerzania impulsów w czasie. Pierwsze struktury umożliwiały otrzymanie ZDW w zakresie długości fali 1,5–1,7 μm w światłowodach z podwójnym płaszczem [58] oraz 1,28–1,65 μm przy zastosowaniu włókna z poczwórnym płaszczem [59]. Wraz z dalszym rozwojem technologii włókna DSF, DFF i DCF w dalszym ciągu optymalizowano, a nawet stworzono dynamicznie rozwijającą się podgrupę światłowodów typu W [60,61] opierającą się na modyfikacji współczynnika załamania płaszcza w charakterystyczny sposób, wyszczególniony na rys. 2.5c, 2.5d i 2.5e. Przekrój współczynnika załamania przypomina właśnie literę W. Od momentu wprowadzenia tych specjalistycznych światłowodów charakterystyka dyspersji chromatycznej mogła być w dużym stopniu dostosowywana do poszczególnych indywidualnych wymagań. Jednak w dużym stopniu była ona w dalszym ciągu ograniczona ze względu na dyspersję materiałową szkieł, z których wytworzono światłowody. Do kształtowania charakterystyki dyspersji wprowadzono również włókna typu M, które w przeciwieństwie do typu W zbudowane są z pierścieni o wyższym współczynniku załamania niż sam rdzeń i osiągają zerową dyspersję chromatyczną dla zdecydowanie krótszych fal. Jednym z bardziej popularnych przykładów światłowodów typu M jest włókno Bragga [62], które umożliwiło osiągnięcie zera dyspersji chromatycznej około długości fali 1 μm [63]. Różnice pod względem charakterystyki modowej, w tym dyspersji, pomiędzy światłowodami typu W i M zostały przeanalizowane w pracy Nevesa i in. [64]. Nowoczesne światłowody typu M, nazywane też włóknami hybrydowymi, bazują na podobnej zasadzie modyfikacji płaszcza, z tą różnicą, że obecne możliwości technologiczne oferują nieco

większą swobodę w formowaniu rozkładu współczynnika załamania, a tym samym dyspersji falowodowej dla poszczególnych przedziałów długości fali.



Rysunek 2.5. Dyspersja materiału i światłowodów jednomodowych w funkcji długości fali dla: a) czystej krzemionki, b) światłowodu jednomodowego z ZDW 1310 nm, c) DSF dla zastosowań w długości fali 1550 nm, d) DFF i e) DCF. Wykresy po prawej stronie przedstawiają przekroje współczynnika załamania. Wykres z danymi pochodzi z pracy [54]

Za sprawą dostosowania pierścieni wokół rdzenia można również osiągnąć płaską, zerową dyspersję (0 ps/nm/km) w przedziale od $1 \mu\text{m}$ do $1,3 \mu\text{m}$ [65]. Jednak żeby uzyskać jednomodowość, stosuje się dodatkowe rozwiązania pozwalające na pozbycie się HOM (tłumienie lub wypromieniowanie przez płaszcz). Wszystkie wspomniane światłowody są strukturami zbudowanymi całkowicie ze szkła, a co za tym idzie – mogą osiągnąć małe tłumienności i są w pełni kompatybilne ze współcześnie stosowanymi rozwiązaniami w sektorze telekomunikacji. Z drugiej strony na dyspersję chromatyczną we włóknach całoszklanych znaczący wpływ ma dyspersja materiałowa, która z góry określa zakres możliwych modyfikacji w światłowodach skokowych lub pierścieniowych.

W porównaniu ze światłowodami całoszklanymi o wiele większą swobodę w modyfikowaniu dyspersji zapewniają włókna mikrostrukturalne, w których modyfikacja geometrycznych parametrów płaszcza fotonicznego (wielkość dziur i stałej sieci) przekłada się na precyzyjne kształtowanie charakterystyki dyspersji chromatycznej. Dzięki odpowiedniej optymalizacji struktury krzemionkowo-powietrznej pierwsze DFF zostały opracowane numerycznie w 2001 roku przez Ferrando i in. [66]. Rok później zademonstrowano pierwsze włókno fotoniczne DFF, a obiecujące wyniki przedstawiono w pracy [67], która udowodniła zalety kryształu fotonicznego na podstawie uzyskanej tzw. ultrapłaskiej dyspersji (zmienność poniżej $\pm 0,6 \text{ ps/nm/km}$) w przedziale $1,24\text{--}1,44 \mu\text{m}$ i płaskiej charakterystyki dyspersji dla $1\text{--}1,6 \mu\text{m}$. W roku 2003 szeroką analizę modyfikacji dyspersji w fotonicznej strukturze krzemionkowo-powietrznej za sprawą geometrycznych parametrów przeprowadziła grupa Saitoha [28], pokazując możliwości zastosowania schematu optymalizacji dla DSF i NZ-DSF oraz otrzymania ultrapłaskiej dyspersji w przedziale $1,2\text{--}1,7 \mu\text{m}$. W tym samym roku zaprojektowano także fotoniczny DCF [68], osiągający dyspersję $-474,5 \text{ ps/nm/km}$, czyli około 5 razy niższą niż w dotychczasowych

rozwiązaniach światłowodowych, w przedziale o szerokości 236 nm (od 1382 nm do 1618 nm). Przystudiowano również wiele innych mechanizmów wpływania na dyspersję, jak chociażby zmiany składu szkła [69], inżynierię rotacyjną wewnętrznych elementów [70] i zaimplementowanie dodatkowych defektów w rdzeniu, np. powietrznych lub szklanych, zaprezentowanych w pracy Buczyńskiego i in. [71]. Pomimo tak dużego potencjału aplikacyjnego pod względem kształtowania dyspersji chromatycznej – światłowody fotoniczne mają dwie istotne wady: związane ze stratami i problematycznym spawaniem do klasycznych włókien. W standardowych światłowodach całoszkłanych mechanizmami odpowiedzialnymi za straty są rozpraszanie Rayleigha i absorpcja w podczerwieni. Natomiast w PCF występują dwie dodatkowe przyczyny: straty falowodowe wynikające ze skończonej liczby dziur w płaszczu, a co za tym idzie – ubytek mocy przez płaszcz [72], oraz straty na interfejsach szkło–powietrze, które poprzez nieczystości, chropowatość i niejednorodności działają jako dodatkowe źródło rozpraszania lub absorpcji [73]. Drugą wadą PCF są trudności w spawaniu z innymi światłowodami, ponieważ w trakcie procesu spawania może nastąpić przegrzanie końcówek ze względu na różną wielkość włókien, a kanały powietrzne z dużym prawdopodobieństwem mogą się zasklepić lub zdeformować [74]. W związku z powyższym słaba jakość spawu odpowiada za zwiększenie strat na łączeniu i/lub powoduje, że proces jest dużo bardziej skomplikowany i czasochłonny. Biorąc pod uwagę obie wady, ograniczają one dominację PCF nad tradycyjnymi całoszkłanymi rozwiązaniami na rynku światłowodów, aczkolwiek w przyszłości PCF mają szansę służyć w wielu kluczowych zastosowaniach.

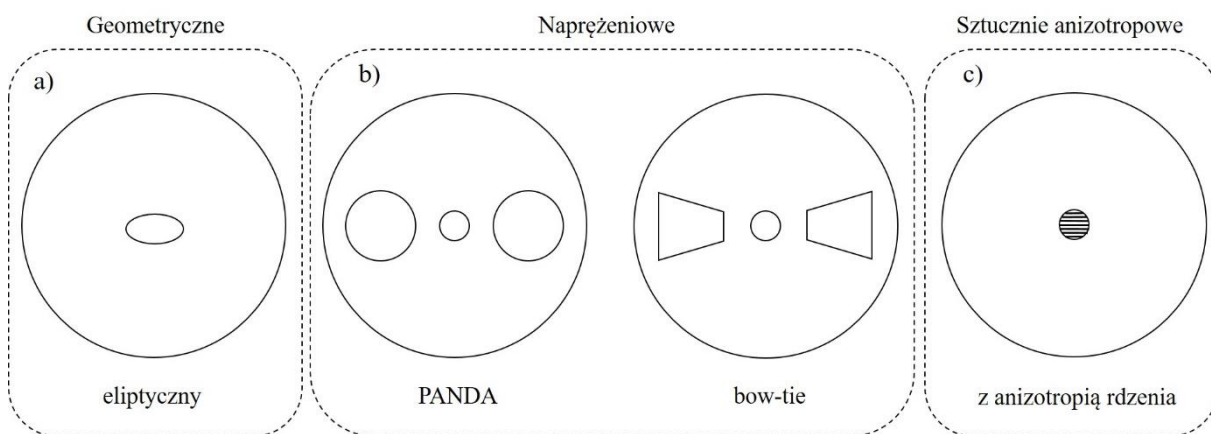
2.2.2. Światłowody dwójłomne

Standardowy światłowod jednomodowy ze względu na losowe niejednorodności nie pozwala na utrzymanie stanu polaryzacji światła, zatem transmituje w ogólności światło niespolaryzowane. Z drugiej strony geometryczne niedokładności pochodzące z procesu produkcyjnego, skręcenia i ugięcia powodują nieznaczne zróżnicowanie prędkości fazowych i grupowych modów polaryzacyjnych, co nazywane jest dwójłomnością resztkową. Natomiast ze względu na niską wartość dwójłomności (obecnie rzędu 10^{-9}) światłowody telekomunikacyjne są zaliczane do grupy włókien o niskiej dwójłomności, nieutrzymujących polaryzacji. Resztkowa dwójłomność takich światłowodów jest bardzo mała, dlatego też definiuje się parametr polaryzacyjnej dyspersji modów (ang. *polarisation mode dispersion*, PMD), który opisuje różnicę w czasie propagacji obu modów polaryzacyjnych. Minimalizacja efektu może zostać zapewniona poprzez intencjonalne wprowadzenie dwójłomności, tj. pozbawienie rdzenia symetrii kołowej (rdzeń eliptyczny) i/lub zaimplementowanie stref naprężających. Dlatego przy wzbudzeniu w światłowodach utrzymujących polaryzację wyłącznie jednej polaryzacji efekt PMD jest niezauważalny.

Przed rokiem 1980 nie było możliwe posługiwanie się w światłowodach fazą lub stanem polaryzacji, ponieważ włókna utrzymujące polaryzację nie były jeszcze dostępne, a technologie kontrolujące stan polaryzacji w konwencjonalnych SMF nie zostały jeszcze opracowane. Choć PMF był elementem niezbędnym do zbudowania koherentnych systemów optycznych, które teoretycznie przewidzieli naukowcy, w 1981 roku uznawano je za mało realne i przewidywano, że ich realizacja może się powieść w odległej przyszłości [75,76]. Jednak w niezwykle krótkim czasie 5 lat zademonstrowano pierwsze udane eksperymenty

transmisji koherentnej z wykorzystaniem PMF na dystans powyżej 200 km [77,78] oraz dla gigabitowych przepustowości [79]. W tym samym roku rozpoczęto również badania nad żyroskopami opartymi na PMF [80]. Wymienione rozwiązania mogły zaistnieć wyłącznie dzięki kontroli stanu polaryzacji w światłowodach, dlatego w następnych latach powstała również szeroka baza dostępnych PMF i zastosowań dla nich, m.in. w formie: polaryzatorów, depolaryzatorów, sensorów polarometrycznych [81], telekomunikacji z zachowaniem fazy, filtrów, interferometrów, izolatorów, kontrolerów polaryzacji czy wzmacniaczy efektów nieliniowych. Włókna utrzymujące polaryzację, w zależności od zastosowania, mogą cechować się niską ($B < 10^{-8}$, ang. *low-birefringence* PMF, LB-PMF) lub wysoką dwójłomnością ($B > 10^{-5}$, ang. *high-birefringence* PMF, HB-PMF). W przedstawionej pracy skupiono się głównie na włóknach typu HB-PMF, które niwelują PMD, nie dopuszczając do przejścia energii pomiędzy modami polaryzacyjnymi w trakcie propagacji.

Pod względem dostępnych typów HB-PMF w wersji całoszklanej, na podstawie efektów wprowadzających dwójłomność, można wyróżnić dwie klasyczne kategorie światłowodów: geometryczne i naprężeniowe. Pierwsza grupa zawiera wszystkie światłowody, w których dwójłomność jest otrzymywana na podstawie asymetrii geometrycznej, czyli światłowody eliptyczne [82] (rys. 2.6a, przekrój pierwszy od lewej) lub z dodatkowymi elementami w strukturze [83,84]. Są to rozwiązania, które dla domieszkowanych szkieł kwarcowych otrzymują znaczącą dwójłomność fazową w przedziale $0,5\text{--}4 \times 10^{-4}$ dla długości fali $1,55\text{ }\mu\text{m}$, jednak kosztem większych strat i jakości wychodzącej wiązki, która jest asymetryczna. Następna grupa HB-PMF jest oparta na elementach naprężeniowych umieszczonych w jednej z osi płaszcza – w formie cylindrów (nazywane PMF typu PANDA, pokazane na rys. 2.6b) [85], w formie trapezowej (nazywane PMF typu *bow-tie*, przedstawione na rys. 2.6b) [86] i eliptycznego wewnętrznego lub zewnętrznego płaszcza [87,88]. Konstrukcja tych włókien pozwala na indukowanie dwójłomności bez zniekształceń wiązki, tj. zachowanie kołowego kształtu modu podstawowego z małymi stratami optycznymi podczas propagacji.



Rysunek 2.6. Przekroje przykładowych włókien PMF z dwójłomnością indukowaną a) geometrycznie, b) naprężeniowo i c) poprzez sztuczną anizotropię rdzenia

W przypadku krzemionkowych PMF ze strefami naprężającymi wyniki dwójłomności fazowej wahają się od 1×10^{-4} do 6×10^{-4} dla długości fali $1,55\text{ }\mu\text{m}$. Osiągnięcie większych wartości dwójłomności wiąże się z powiększeniem stref naprężających i zwiększeniem średnicy płaszcza. Charakterystyczna dla tych rozwiązań jest także zwiększona czułość na

temperaturę [89] i ciśnienie [90], którą neutralizuje się dodatkową powłoką ochronną w zastosowaniach podwodnych lub wysokotemperaturowych.

Nowa kategoria włókien PMF, obecnie dynamicznie rozwijana, ale jeszcze formalnie niewprowadzona do podziału, przedstawiona została dopiero w 2005 roku za sprawą pierwszej demonstracji Wanga i in. [44]. Są to włókna ze sztuczną anizotropią rdzenia (pierwszy przekrój od prawej na rys. 2.6c). Co prawda zademonstrowane włókna wykonane są ze szkła miękkich, ale wyjątkowo obiecujący rezultat dwójłomności fazowej, wynoszący $6,4 \times 10^{-3}$ dla długości fali 543 nm, zachęca do rozwoju idei w kontekście światłowodów ze szkła krzemionkowych.

Krzemionkowe światłowody fotoniczne utrzymujące polaryzację (PM-PCF) charakteryzują się wysokimi wartościami dwójłomności w porównaniu ze światłowodami całoszklanymi. Przedstawione dotychczas w literaturze naukowej włókna PM charakteryzują się dwójłomnością fazową rzędu 10^{-3} , a jednym z przykładów może być mało stratny PM-PCF zaprezentowany przez Suzukiego i in. [91], który uzyskał dwójłomność fazową $1,4 \times 10^{-3}$ dla długości fali 1,55 μm , przy jednocześnie małych stratach, na poziomie 1,3 dB/km. Ponadto stworzono kilka koncepcji teoretycznych opierających się na powiększonych dziurach powietrznych w okolicy rdzenia [92] i ściśniętym płaszczu fotonicznym [93], które potwierdziły możliwość przekroczenia nawet kolejnego rzędu wielkości (10^{-2}) dwójłomności fazowej. Powstało również wiele innych prototypów na podstawie różnych szkła, jednak rozwiązania te nie zostały szeroko zaadaptowane w branży telekomunikacyjnej ze względu na uprzednio wymienione wady PCF.

Przez ostatnie dekady jednocześnie z postępowaniem rozwoju światłowodów o dużym polu modowym (ang. *large mode area*, LMA) rosły moce laserów światłowodowych, wykorzystywanych do tworzenia coraz bardziej skomplikowanych urządzeń operujących wiązką wysokiej mocy. Właśnie dzięki włóknom LMA na korzyść zwiększono efektywne pole modu do kilku tysięcy mikrometrów kwadratowych, co pozwoliło na zredukowanie nieliniowości, zwiększenie apertury numerycznej, a także na zwiększenie progu mocy, przy którym włókno ulega uszkodzeniu. Te nowatorskie zastosowania wiązały się jednak z nowymi wymaganiami pod względem zachowania polaryzacji i jednomodowości w laserach światłowodowych lub systemach dostarczania wiązki do zastosowań militarnych, medycznych lub pomiarowych. Potrzeby były nakierowane zarówno na pasywne, jak i aktywne PMF, jednak w tej analizie skupimy się jedynie na rozwiązaniach pasywnych. W związku z powyższym zaadaptowane już wcześniej rozwiązania technologiczne takie jak PMF typu PANDA i PM-PCF rozszerzono do skali LMA, czyli zwiększono średnice rdzenia powyżej 10 μm i zoptymalizowano parametry struktur. Stosowanym komercyjnie na szeroką skalę włóknom PM-LMA oferowanym przez firmę Nufern jest światłowod typu PANDA, dostępny dla średnic 10–30 μm w kilku wersjach, osiągający nominalne wartości dwójłomności fazowej od $1,5 \times 10^{-4}$ do 4×10^{-4} (nie wskazano konkretnie, dla jakiej długości fali, ale podano zakres 800–1650 nm) w zależności od dobranej średnicy płaszcza (130–400 μm). Jednak dostępne rozwiązania nie są jednomodowe, a żeby uzyskać propagację jednego modu, należy odpowiednio zgąć włókno lub stworzyć specjalny układ optyczny tłumiący HOM. Ponadto problemy w zastosowaniach wysokociśnieniowych lub wysokotemperaturowych wymagają dodatkowych zabezpieczeń włókna.

Dostosowanie PM-PCF do LMA zaczęło się od pracy Folkenberga i in. [94] w 2004 roku, w której zademonstrowano jednomodowe włókno ze strefami naprężającymi osiągające dwójłomność fazową $1,4 \times 10^{-4}$ dla długości fali $1,55 \mu\text{m}$ przy efektywnym polu modowym około $100 \mu\text{m}^2$. Rok później lepsze wyniki pod względem efektywnego pola modowego, wynoszące $700 \mu\text{m}^2$, otrzymał Schreiber i in. [95] za pomocą przeniesienia stref naprężających do środka płaszcza fotonicznego – jednak kosztem dwójłomności, wynoszącej w nowej strukturze $0,8 \times 10^{-4}$. Z punktu widzenia komercyjnie dostępnych rozwiązań PM-PCF tylko NKT Photonics oferuje 2 światłowody o średnicy $10 \mu\text{m}$ i $15 \mu\text{m}$, o nominalnej dwójłomności fazowej $1,4 \times 10^{-4}$ dla $1,064 \mu\text{m}$ i efektywnym polu modu odpowiednio $250 \mu\text{m}^2$ i $530 \mu\text{m}^2$ dla długości fali $1,55 \mu\text{m}$. Podobnie jak inne rozwiązania PCF wymienione włókna mają większe straty i problem kompatybilności z klasycznymi światłowodami o profilu skokowym, a w przypadku komercyjnych PM-LMA – mniejsze pola modowe.

2.2.3. Światłowody zoptymalizowane pod względem opóźnienia modowego

Dynamiczny wzrost transmisji danych w jednomodowych sieciach światłowodowych, tworzących warstwę fizyczną ogólnodostępnego w dzisiejszych czasach Internetu, narzuca konieczność wdrażania innowacyjnych technologii telekomunikacyjnych, aby zapobiec kryzysowi przepustowości, przewidzianemu przez Shanona [96,97]. Naukowcy na przestrzeni lat wdrażali kolejno techniki multipleksacji w dziedzinie częstotliwości [11,12], czasu [13], a następnie polaryzacji [31], na podstawie których z wielokrotnością zwiększono ilość jednocześnie przesyłanych danych. Obecnie najnowocześniejszą i zarazem najbardziej obiecującą techniką jest multipleksacja w dziedzinie przestrzeni [32], w której szczególny przypadek multipleksacji modowej (MDM) [48] jest związany ze światłowodami wielomodowymi. Metoda MDM pozwala zakodować informację w każdym przestrzennie rozróżnialnym modzie prowadzonym we włóknie optycznym, a następnie przesłać je na dalekie odległości i rozkodować wszystkie mody jednocześnie lub z opóźnieniem na wyjściu. Jednak w celu osiągnięcia jak najdłuższych odległości transmisji należy odpowiednio zaprojektować włókno wielomodowe, a precyzyjniej – ograniczyć liczbę propagujących się modów (światłowód kilkumodowy) i zredukować efekt interakcji międzymodowej (ang. *intermodal crosstalk*), który wywołuje straty energii ze względu na interferencję i przepływ energii między modami [98].

W celu optymalizacji włókien kilkumodowych (ang. *few-mode fiber*, FMF) opracowano dwa podejścia, które dążą do zredukowania negatywnej interakcji międzymodowej. Pierwsze z nich, nazywane podejściem mocno sprzężnym (ang. *strongly-coupled approach*), jest oparte na redukcji opóźnień grupowych modów poprzez modyfikację parametrów rozkładu współczynnika załamania i/lub dodawanie do płaszcza pierścieni o mniejszym współczynniku załamania w gradientowych światłowodach wielomodowych. Gdy odpowiednio opracowany światłowód zostanie zaimplementowany do systemu transmisji, to wszystkie propagowane mody mogą być jednocześnie wykryte poprzez technikę $2N \times 2N$ (2 polaryzacje $\times$ N modów przestrzennych) wielokrotnego wejścia i wyjścia. Natomiast drugie podejście, czyli podejście słabo sprzężone (ang. *weakly-coupled approach*), dokładniej zbadane dalej w niniejszej

rozprawie, dotyczy minimalizowania interakcji międzymodowej, realizowanego dzięki jak największej separacji znormalizowanych stałych propagacji modów liniowo spolaryzowanych zazwyczaj w skokowych MMF. Pobudzanie i odzyskiwanie sygnałów realizowane jest poprzez techniki MIMO w wersji 2×2 (niezdegenerowane mody LP) lub 4×4 (dwa czasowo zdegenerowane mody LP), niezależnie od liczby propagujących się modów LP. Zaletą podejścia słabo sprzężonego jest przede wszystkim możliwość transmisji i odbioru sygnałów niezależnie, co sprzyja ograniczeniu wejść i wyjść układów MIMO. W efekcie możliwe jest zmniejszenie skomplikowania układów i minimalizacja konsumpcji energii w potencjalnych centrach danych.

Od czasu pierwszych udanych demonstracji systemów MDM dla dalekodystansowej transmisji światłowodów kilkumodowych w 2011 roku [99,100] dokładnie wytyczono wymagania niezbędne do ograniczenia oddziaływania międzymodowego w ramach podejścia słabo sprzężonego [101]. Najbardziej istotnym elementem jest uzyskanie jak największej różnicy efektywnych współczynników załamania Δn_{eff} pomiędzy sąsiadującymi modami LP, przynajmniej $0,8 \times 10^{-3}$ (preferowana $>1 \times 10^{-3}$). Powyższy parametr jest odwrotnie proporcjonalny do współczynnika interakcji międzymodowej [98], więc uzyskanie większych separacji niweluje na tyle efekt interakcji, aby mody przestrzenne mogły propagować się na dalekie odległości. Dotychczasowym rekordem dla światłowodu z rdzeniem pierścieniowym prowadzącego 6 modów LP w układzie eksperymentalnym jest wartość minimalna Δn_{eff} równa $1,49 \times 10^{-3}$, osiągnięta przez Ge i in. [102]. Kolejnym istotnym czynnikiem, który bezpośrednio przekłada się na praktyczne zastosowania słabo sprzężonych światłowodów, są zgięcia. Dzięki procesowi optymalizacji i odpowiedniemu dopasowaniu współczynników załamania i średnicy rdzenia można zapobiec dodatkowym stratom falowodowym wynikającym z losowo zlokalizowanych wygięć. Ostatnim czynnikiem związanym z podejściem słabo sprzężonym jest zapewnienie efektywnego pola modowego powyżej $80 \mu m^2$ (preferowane $>100 \mu m^2$) w celu ograniczenia wewnątrzmodowej nieliniowości. Dlatego dopasowanie odpowiedniej średnicy rdzenia, najlepiej powyżej $12 \mu m$, umożliwia uniknięcie destruktywnego wpływu efektów nieliniowych na transmisję modów. Wszystkie wymienione powyżej wymagania należy spełnić podczas projektowania włókna i zazwyczaj polega to na doborze odpowiedniego rozkładu współczynnika załamania rdzenia. Dzięki optymalizacji FMF w kierunku osiągnięcia jak największych wartości separacji modów, małych strat podczas wygięć i dużego efektywnego pola modowego takie włókno może zostać z powodzeniem użyte w systemach MDM.

2.2.4. Zalety i wady analizowanych rozwiązań

W tab. 2.2 wyszczególniona jest klasyfikacja, wyniki eksperymentalne, zalety i wady poszczególnych struktur światłowodowych we włóknach krzemionkowych z kształtowaną dyspersją, dwójłomnych i skokowych MMF. Dzięki wskazaniu otrzymanych wyników eksperymentalnych istnieje możliwość ilościowego porównania opracowanych włókien nanostrukturyzowanych o swobodnie kształtowanym rozkładzie współczynnika załamania (rozdziały od 6 do 9) z rozwiązaniami komercyjnymi i występującymi w literaturze naukowej.

Tabela 2.2. Zestawienie eksperymentalnych wyników, zalet i wad światłowodów krzemionkowych istotnych w dalszej analizie

Typ światłowodu	Konstrukcja	Klasyfikacja	Eksperymentalne wyniki istotne dla dalszej analizy	Zalety	Wady
z kształtowaną dyspersją	całoszkłany	typ W	<u>DFE</u> 1,5–1,7 μm około 0 ps/nm/km 1,28–1,65 μm około 0 ps/nm/km	małe straty kompatybilne z dostępnymi SMF	ograniczony zakres modyfikacji, zależny od zastosowanych szkieł
		typ M (hybrydowy)	<u>DFE</u> 1–1,3 μm około 0 ps/nm/km	małe straty kompatybilne z dostępnymi SMF możliwość modyfikacji poszczególnych części spektrum	ograniczony zakres modyfikacji, zależny od zastosowanych szkieł
	szkłano- powietrzny	PCF	<u>DFE</u> 1–1,6 μm około 0 ps/nm/km	znacząco większy zakres modyfikacji	większe straty skomplikowany proces spawania
dwójłomne	całoszkłany	eliptyczny	$0,5\text{--}4 \times 10^{-4}$ dla 1,55 μm	–	większe straty asymetryczna wiązka wychodząca
		naprężeniowy	<u>dla SMF</u> $1\text{--}6 \times 10^{-4}$ dla 1,55 μm <u>dla LMA</u> $1,5\text{--}4 \times 10^{-4}$ dla 0,8–1,6 μm	wysoka dwójłomność małe straty	czuły na zmiany temperatury i ciśnienia
		sztucznie anizotropowy	do zweryfikowania		
	szkłano-powietrzny	PCF	<u>dla SMF</u> $1,4 \times 10^{-3}$ dla 1,55 μm <u>dla LMA</u> $1,4 \times 10^{-4}$, 100 μm ² dla 1,55 μm $0,8 \times 10^{-4}$, 700 μm ² dla 1,55 μm	najwyższa dwójłomność	większe straty skomplikowany proces spawania
optymalizowane pod względem opóźnienia modowego	całoszkłany	skokowy MMF (podejście słabo sprężone)	$\Delta n_{\text{eff}} > 1 \times 10^{-3}$, rekordowy $1,49 \times 10^{-3}$ $A_{\text{eff}} > 100 \mu\text{m}^2$ małe straty zgięciowe	znana technologia wytwarzania	ograniczona możliwość modyfikowania współczynnika załamania rdzenia

Na podstawie wad i zalet można te struktury porównać jakościowo. Ponadto zbiorcze zestawienie wskazuje jakie technologie warto dokładniej zbadać (światłowody dwójłomne o podfalowej strukturze) oraz w którą stronę należy się kierować pod względem optymalizacji struktury światłowodowej. Otrzymane wyniki opracowanych w niniejszej pracy światłowodów opierają się na wskazanych w tabeli wynikach eksperymentalnych, które są najlepszym wyznacznikiem obecnego stanu badań.

3. Metoda nanostrukturyzacji

Koncepcja nanostrukturyzacji od strony teoretycznej opiera się na wcześniejszych pracach dotyczących ośrodków efektywnych. Realizacja takich włókien stała się natomiast możliwa dzięki postępowi technologicznemu i pracom prowadzonym przez różne grupy badawcze. Dlatego w niniejszym rozdziale przedstawiono zarówno podstawy teoretyczne, jak i technologiczne związane z zagadnieniem nanostrukturyzacji.

Początki strukturyzacji światłowodów w Polsce sięgają lat 80. XX wieku, kiedy w ówczesnym Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie wytwarzane były światłowody specjalne, głównie obrazowody. Były to struktury składające się z 2 rodzajów szkieł, pełniące rolę sondy do przekazywania obrazu z wnętrza badanego obiektu, w których wielkości poszczególnych obszarów szklanych wynosiły od kilku do kilkunastu mikrometrów [103]. Choć sam proces technologiczny wytwarzania obrazowodów był ludzko podobny do później spopularyzowanej metody wyciągania światłowodów fotonicznych, to jednak rozszerzenie technologii wytwarzania włókien o kapilary odgrywa równie ważną rolę w wypracowaniu metody nanostrukturyzacji. Zatem, niezbędnym kamieniem milowym był specjalny proces technologiczny wdrożony w 1996 roku przez grupę naukową z Uniwersytetu w Bath pod przewodnictwem Philipa Russella, nazywany *stack-and-draw* (układanie i wyciąganie) [104], który bazował na ułożeniu prętów lub kapilar szklanych w formie heksagonalnej preformy, a następnie wyciągnięciu ułożonej struktury przy zastosowaniu wieży światłowodowej. Była to pierwsza metoda otrzymywania światłowodów fotonicznych, ale także idea wprowadzająca większą swobodę i kontrolę w tworzeniu włókien na podstawie układania preformy. W przypadku obu metod mankamentem okazały się zanieczyszczenia występujące w powietrzu trafiające pomiędzy układane elementy, a także czasochłonny i niezautomatyzowany proces układania struktury preformy. Kluczowe jest zatem zapewnienie dużej czystości pomieszczenia, w którym znajduje się infrastruktura. Dalsza optymalizacja metody pod względem wytwarzania nadal stanowi wyzwanie na najbliższe lata.

Bazując na wcześniejszych dokonaniach, Mohammad Taghizadeh i Ryszard Buczyński opatentowali w 2009 roku metodę nanostrukturyzacji [38], która za sprawą specjalnie opracowanej procedury technologicznej umożliwiła produkcję niskostratnych komponentów optycznych powstałych na podstawie ułożonej preformy. Od tego momentu stało się możliwe wytwarzanie włókien lub elementów o swobodnie kształtowanym rozkładzie współczynnika załamania na podstawie preformy składającej się nawet z kilkunastu tysięcy pręcików lub kapilar wykonanych z przynajmniej 2 termicznie dopasowanych szkieł. Po pojedynczym lub wielokrotnym wyciągnięciu preformy na wieży światłowodowej pojedyncze elementy ułożone w końcowym włóknie mogą osiągnąć wielkość setek nanometrów [37], a nawet dziesiątek nanometrów [105], co jest niebagatelnym osiągnięciem pod względem konstruowania rozkładów współczynnika załamania w światłowodach i elementach optycznych. W związku z tym, że metoda pozwala osiągnąć rozmiary komponentów struktury mniejsze niż operacyjna długość fali, w łatwy sposób parametry efektywne materiału mogą posłużyć do modulowania wybranych właściwości optycznych. W ten sposób już na etapie projektowania istnieje możliwość zoptymalizowania struktury adekwatnie do oczekiwanych właściwości, analogicznie do optyki swobodnie kształtowanej (*free-form optics*) [36].

Ponadto w porównaniu z konwencjonalnymi metodami wykorzystywanymi do wytwarzania światłowodów, np. MCVD [39] i pokrewnymi, metoda nanostrukturyzacji nie narzuca symetrii kołowej tworzonego elementu optycznego, tym samym wprowadzając całkowitą swobodę projektowania i wykonania dwuwymiarowego rozkładu współczynnika załamania nawet dla rozwiązań jednomodowych. Całościowo, koncepcja jest oparta na teorii mieszanin Maxwella-Garnetta [106,107] ze względu na podfalowe części składowe struktury. Związana z zagadnieniem teoria została w najważniejszej części przybliżona w podrozdziale 3.1, gdzie zademonstrowano kluczowe formuły dla układów składających się z wielu materiałów optycznych o różnej przenikalności elektrycznej. Natomiast wszystkie istotne wymagania, poszczególne kroki technologiczne wytwarzania światłowodów nanostrukturyzowanych stosowane w Instytucie Mikroelektroniki i Fotoniki – Sieć Badawcza Łukasiewicz oraz dotychczasowe osiągnięcia w tym zakresie przedstawiono w podrozdziale 3.2.

3.1. Teoria ośrodka efektywnego

Zaproponowana w 1904 roku przez Maxwella-Garnetta teoria homogenizacji medium [108,109] jest wyjątkowo przydatna w wielu modelach fizycznych materiałów złożonych z różnych substancji optycznych, a w szczególności w przypadku światłowodów zbudowanych z kilku rodzajów szkieł. Na podstawie teorii Maxwella-Garnetta (M-G), przy spełnieniu opisanych dalej kryteriów, możliwe jest rozpatrywanie ośrodka będącego kompozytem różnych materiałów dielektrycznych jako jednorodnego opisanego parametrami efektywnymi. Dlatego korzystając z przenikalności elektrycznej i stosunków objętości poszczególnych składników oraz stosując teorię M-G, możliwe jest określenie efektywnej przenikalności elektrycznej całego medium ϵ_{MG} .

W czasie ostatnich stu lat przybliżenie M-G wyprowadzono na wiele sposobów, czyniły to setki różnych autorów, dlatego dalej przedstawiono ograniczony opis w zakresie, jaki był niezbędny do przeprowadzenia badań w ramach dysertacji. Pominęto np. tak zwaną rozszerzoną teorię, w której inkluzje mogą mieć zarówno elektryczne, jak i magnetyczne momenty dipolowe, ponieważ w przypadku niniejszej pracy wzięto pod uwagę wyłącznie materiały dielektryczne, gdzie $\mu = 1$. Ponadto założono, że rozpatrywane dipole składające się na model makroskopowy mają kształt sfery, co umożliwia naturalne przejście do teorii M-G i nie ma wpływu na ogólność uzyskanych wyników.

Punktem wyjścia jest ośrodek – powietrze – w którym równomiernie są rozmieszczone sferyczne inkluzje z innego materiału. W zewnętrznym polu elektrycznym $\vec{E}_{zew}$ sfera o promieniu a ma moment dipolowy $\vec{d} = \alpha \vec{E}_{zew}$, gdzie statyczna polaryzowalność α dla sfery w próżni dana jest wyrażeniem [107]:

$$\alpha = a^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}. \quad (3.1)$$

Po uwzględnieniu objętości ϑ , jaka przypada na jedną cząstkę, i stosunku objętości inkluzji w mieszaninie wynoszącej $f = (4\pi/3)(a^3/\vartheta)$ efektywna przenikalność elektryczna mieszaniny może być określona wzorem:

$$\varepsilon_{eff} = 1 + \frac{4\pi(\alpha/9)}{1 - (4\pi/3)(\alpha/9)} = \frac{1 + (8\pi/3)(\alpha/9)}{1 - (4\pi/3)(\alpha/9)}. \quad (3.2)$$

Ostatecznie, żeby otrzymać formułę mieszanin M-G, wystarczy podstawić pod (3.2) wyrażenie (3.1) i wykorzystać stosunek objętości f :

$$\varepsilon_{MG} = \frac{1 + 2f \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}}{1 - f \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}} = \frac{1 + \frac{1 + 2f}{3}(\varepsilon - 1)}{1 + \frac{1 - f}{3}(\varepsilon - 1)}, \quad (3.3)$$

otrzymane w ten sposób równanie jest prawdziwe dla sfer znacznie mniejszych od długości fali. W celu przybliżenia formuły do realistycznego kompozytu należy wprowadzić dodatkowo materiał tła. Zakładając przenikalność elektryczną materiału tła ε_t , przenikalność elektryczną inkluzji ε_i i po podstawieniu nowych zmiennych $\varepsilon_{MG} \rightarrow \varepsilon_{MG}/\varepsilon_t$ oraz $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_i/\varepsilon_t$ do równania (3.3) otrzymuje się:

$$\varepsilon_{MG} = \varepsilon_t \frac{1 + 2f \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_t}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_t}}{1 - f \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_t}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_t}} = \varepsilon_t \frac{\varepsilon_t + \frac{1 + 2f}{3}(\varepsilon_i - \varepsilon_t)}{\varepsilon_t + \frac{1 - f}{3}(\varepsilon_i - \varepsilon_t)}. \quad (3.4)$$

Równanie Maxwella-Garnetta (3.4) przybliża z wystarczającą dokładnością efektywną przenikalność elektryczną w szerokiej gamie kompozytów. W dodatku wcześniejsze założenie dotyczące tego, że cząstki są sferami, nie jest w tym miejscu istotne, ponieważ równanie zawiera jedynie stosunek objętościowy jednolitego materiału w tle i inkluzji. Powyższe równanie można zapisać na wiele sposobów, ale najczęściej wykorzystywaną postacią formuły mieszanin jest wersja Rayleigha:

$$\varepsilon_{MG} = \varepsilon_t + 3f\varepsilon_t \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_t}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_t - f(\varepsilon_i - \varepsilon_t)}. \quad (3.5)$$

Taka forma równania ułatwia obliczenia efektywnej przenikalności elektrycznej ośrodka dla rzeczywistych materiałów. Powyższe wzory można również wykorzystać w układach dwuwymiarowych, czyli chociażby światłowodach, które mogą być zredukowane do takiego układu ze względu na niezmienny rozkład współczynnika załamania wzdłuż włókna (oś z). Dla przypomnienia zależność pomiędzy przenikalnością a współczynnikiem załamania w dielektrykach definiuje się jako $n = \sqrt{\varepsilon}$. W ten sposób łatwo wykorzystać teorię M-G podczas projektowania nowych włókien światłowodowych.

W celu rozwinięcia równania mieszanin (3.4) do wielu składników należy rozseparować przenikalność elektryczną inkluzji w następujący sposób:

$$\frac{\varepsilon_{MG} - \varepsilon_t}{\varepsilon_{MG} + 2\varepsilon_t} = f \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_t}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_t}, \quad (3.6)$$

a następnie po przyjęciu założenia, że medium składa się z różnych materiałów z przenikalnościami elektrycznymi ε_n ($n = 1, 2, \dots, N$) zamiast ε_i , generalizacja przyjmie format:

$$\frac{\varepsilon_{MG} - \varepsilon_t}{\varepsilon_{MG} + 2\varepsilon_t} = \sum_{n=1}^N f_n \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_t}{\varepsilon_n + 2\varepsilon_t}. \quad (3.7)$$

W powyższym równaniu objętości wszystkich materiałów oznaczono jako f_n . Ze względu na lewą stronę równanie M-G dla wielu składników uznaje się za niesymetryczne, ponieważ parametry materiału tła nie są tak samo zaimplementowane jak w przypadku inkluzji. Pomimo tego, nie trzeba stosować innej teorii, dopóki nie interesuje nas konkretny kształt lub substancja tła znacząco nie przewyższa przenikalnością materiału inkluzji. Jednak wzór nie odnosi się konkretnie do geometrii kompozytu ani inkluzji, więc należy go traktować jako przybliżenie w konkretnie określonych problemach. W innych przypadkach, gdy materiał jest bardziej złożony geometrycznie i wieloskładnikowy, można wykorzystać teorię Burggemana, szerzej opisaną w [110].

Z punktu widzenia teorii M-G istotne jest także ograniczenie wynikające z założonych wcześniej rozmiarów dipoli (w powyższej analizie sfer) podczas mieszania, które muszą być znacząco mniejsze od stosowanej długości fali. Dokładne wyznaczenie limitu jest nadzwyczaj skomplikowane ze względu na to, że opiera się on na wielu parametrach, takich jak wzór struktury lub kontrast współczynników załamania użytych materiałów, ale można wykazać, że przybliżenie teoretyczne jest dokładne dla wielkości cząstek rzędu $\lambda/2\pi$ i mniejszych [106]. Porównując wartość teoretyczną z wynikami eksperymentalnymi, np. dla mikrosoczewek [111] i włókien nanostrukturyzowanych [37], okazuje się, że wielkość inkluzji szklanych rzędu $\lambda/3$ przy większej dyfuzji nie wpływa negatywnie na kształtowane właściwości optyczne. Przy wyprodukowanych elementach nie zarejestrowano dyfrakcji propagującej się fali na wewnętrznych komponentach struktury ani innych zjawisk destruktywnych. Jednak w dalszej części pracy w celu minimalizacji ryzyka wystąpienia efektów dyfrakcyjnych przyjęto limit $\lambda/5$ jako fundamentalny dla metody nanostrukturyzacji. Dzięki temu światło propagujące się przez tak skonstruowane elementy optyczne „uśrednia” efektywny współczynnik przenikalności zgodnie z teorią M-G.

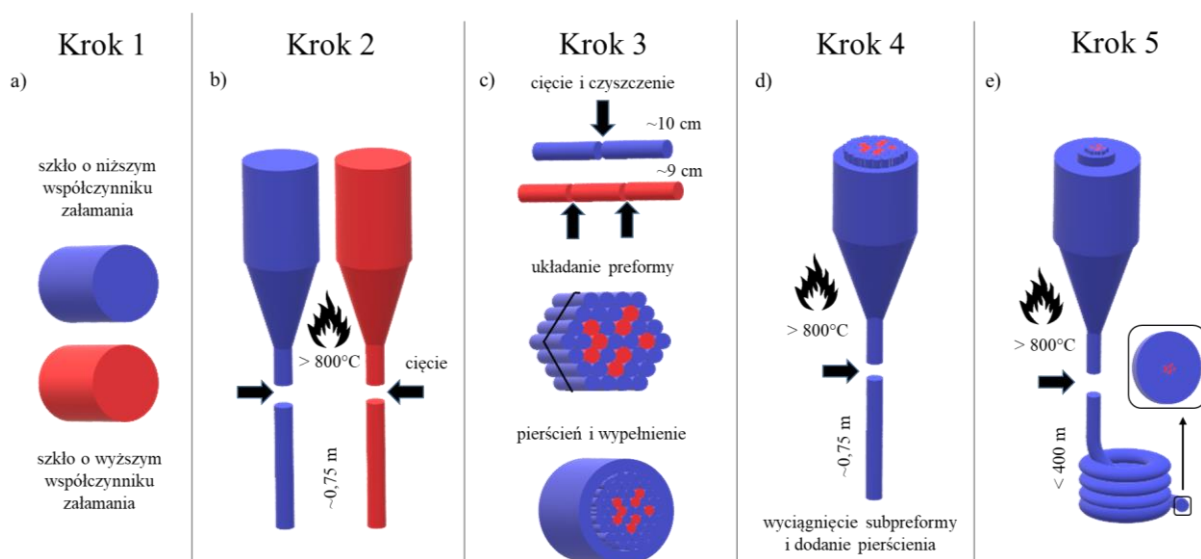
3.2. Technologia wytwarzania i przykładowe światłowody nanostrukturyzowane

Metoda nanostrukturyzacji jest technologią opatentowaną, z tego względu dalszy opis przedstawiono w wersji bez szczegółów objętych prawami patentowymi [37,38]. Opublikowane dotychczas materiały technologiczne przedstawiają ogólną koncepcję tworzenia materiałów nanostrukturyzowanych, w tym światłowodów i elementów optycznych, na podstawie dostępnych na rynku narzędzi oraz dostosowanych etapów produkcyjnych. Cały proces technologiczny wyciągnięcia włókna jest podobny do dobrze znanej technologii *stack-and-draw*, wykorzystywanej m.in. do produkcji włókien fotonicznych w wielu ośrodkach naukowych, ale z odpowiednimi modyfikacjami, zapewniającymi możliwość osiągnięcia skali nanometrowej poszczególnych komponentów struktury. Do przeprowadzenia całego procesu technologicznego potrzebny jest szeroki asortyment infrastrukturalny, tj.: pomieszczenie o wysokiej czystości (przynajmniej klasy 10 000), wieża światłowodowa, komora laminarna oraz narzędzia niezbędne do układania preform światłowodowych i cięcia prętów szklanych.

3.2.1. Zmodyfikowana technologia stack-and-draw

Poszczególne kroki wytwarzania całoszklanego światłowodu nanostrukturyzowanego za pomocą zmodyfikowanej technologii *stack-and-draw* przedstawione są na rys. 3.1, wraz z etapami pośrednimi opisanymi poniżej. Co więcej, warto zwrócić uwagę, że w procesie nanostrukturyzacji można wykorzystać także kapilary szklane w celu stworzenia włókien fotonicznych.

Pierwszym krokiem jest przygotowanie lub zakup gotowych szklanych prętów ze szkła termicznie dopasowanych. W przypadku wariantów krzemionkowych są to pręty z czystego SiO_2 i warianty domieszkowane, np. za pomocą GeO_2 lub F. Zazwyczaj przygotowane pręty mają średnicę rzędu kilku milimetrów i długość od kilku do kilkunastu centymetrów, analogicznie do rys. 3.1a. Pręt szklany bezpośrednio po procesie syntezy lub gdy w jego strukturę wchodzi otoczka z innego szkła, należy oszlifować i wyczyścić przed kolejnymi etapami. W zależności od liczby szkła przeznaczonych do realizacji struktury każdy element szklany jest przygotowywany osobno ze względu na inne właściwości szkła.



Rysunek 3.1. Zmodyfikowana metoda *stack-and-draw* dla techniki nanostrukturyzacji światłowodu

Drugim krokiem jest zmniejszenie i wyrównanie średnicy prętów (w zależności od ich wielkości nazywane również mikroprętami lub nanoprętami) na wieży światłowodowej, tak aby na kolejnym etapie umożliwić ułożenie preformy z wyciągniętych elementów. Przed całym procesem należy wyczyścić odpowiednio piec za pomocą sprężonego argonu i przepalić komorę pieca, czyli rozgrzać go do około 30% mocy (czyli około 500°C), aby pozbyć się w nim nieczystości. Następnie mocuje się oczyszczony pręt do ramienia podawczego pieca, gdzie szkło ulega rozgrzaniu do temperatury bliskiej temperaturze topnienia (w przypadku szkła krzemionkowego jest to około 1710°C) pod osłoną argonu i jest jednostajnie wyciągane z odpowiednimi prędkościami w zależności od projektu i zastosowanych szkła, aby utrzymać stałą średnicę zmniejszonego pręta. Średnica prętów jest dostosowana do ostatecznej koncepcji światłowodu, którego preforma może składać się z kilkuset lub kilku tysięcy prętów, a podczas wyciągania pręty są na bieżąco ucinane co 0,5–1 m. W zależności od użytych materiałów należy przygotować oddzielne procesy w celu

dostosowania temperatury pieca, prędkości podawania i wyciągania pręta. Konsekwencją kroku drugiego jest otrzymanie kilkudziesięciu lub kilkuset pręcików, przedstawionych na rys. 3.1b, w zależności od planowanej wielkości preformy o średnicy rzędu od kilkuset mikrometrów do kilku milimetrów i długości od 0,5 m do 1 m.

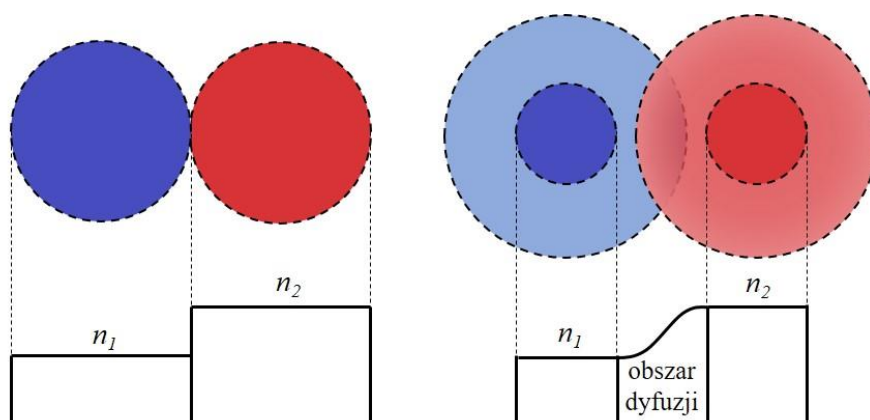
Kolejny, najbardziej czasochłonny krok przeprowadza się całkowicie w komorze laminarnej, preferowanej klasy II. Przygotowane pręciki należy pociąć do układania preformy na długość około 10 cm, z różnicą około 1–2 cm w zależności od rodzaju szkła, z jakiego zbudowany jest element, aby podczas układania można było łatwo zidentyfikować materiał szklany po długości pręcika. Następnie każdy pręcik powinien być zubożony elektrostatycznie za pomocą strumienia dodatnich jonów i wyczyszczony mikroodkurzaczem podłączonym do pompy próżniowej. Czyste pręciki układane są w heksagonalnej formie zgodnie z opracowanym projektem, gdzie rząd po rzędzie buduje się preformę struktury. Ułożenie preformy jest procesem kluczowym, ale również długim i wymagającym bardzo wysokich umiejętności. Gdy preforma zostanie ułożona (rys. 3.1c), zabezpiecza się ją specjalnymi zaciskami, a następnie montuje w szklanej rurze (w przypadku światłowodów krzemionkowych jest to rura krzemionkowa), dostosowanej do wielkości ułożonej struktury, która pełni rolę wewnętrznego płaszcza przy strukturyzowanym rdzeniu, lub płaszcza zewnętrznego przy strukturyzacji płaszcza. Z powodu przejścia od heksagonalnej preformy do cylindrycznej rury braki wypełnia się pręcikami z dopasowanego termicznie szkła (zazwyczaj pręcikami SiO_2 w przypadku światłowodów krzemionkowych).

Czwarty krok polega na przeciągnięciu na wieży światłowodowej ułożonej struktury, czego efektem jest subpreforma służąca jako swoista matryca do otrzymania ostatecznego włókna. Podobnie jak w kroku nr 2 należy przygotować wieżę światłowodową, oczyszczając piec oraz ustawiając odpowiednie parametry wyciągania, dostosowane do przyjętego projektu i używanych szkieł. Na rys. 3.1d przedstawiono etap wyciągania subpreformy, która uzyskuje średnicę od kilku do kilkunastu milimetrów i długość maksymalnie do 1 m. Ponadto w celu odpowiedniego przeskalowania struktury, można wyciągnąć subpreformę wielokrotnie, ale zazwyczaj unika się powtarzania procesu w celu ograniczenia negatywnego wpływu dyfuzji i przypadkowych defektów pojawiających się podczas kolejnych procesów termicznych. Po udanym wyciągnięciu subpreformy należy zabezpieczyć ją przed nieczystościami, a następnie najlepszą jakościowo wersję wybiera się do otoczenia zewnętrznym lub wewnętrznym płaszczem (w zależności od projektu struktury) z dopasowanej termicznie rurki szklanej (jest ona zazwyczaj kwarcowa dla światłowodów krzemionkowych) o średnicy nie większej niż kilka centymetrów. Jako że podczas tego kroku powstaje wiele subpreform, można wykorzystać inne wersje do wielokrotnego powtarzania kroku nr 5 w przyszłości.

Ostatni krok ponownie przeprowadza się na wieży światłowodowej, ale tym razem poprzez wyciągnięcie przygotowanej subpreformy otoczonej szklanym płaszczem otrzymuje się nanostrukturyzowane włókno światłowodowe. Przygotowanie infrastruktury poza czyszczeniem pieca jest nieco bardziej złożone, gdyż światłowody możliwe do wyciągnięcia mogą mieć już nawet kilkaset metrów długości, dlatego przydatne są zautomatyzowane kołowrotki do nawijania włókna. Z kolei przy nakładaniu warstwy ochronnej ustawia się tygiel z polimerem i włącza lampę ultrafioletową, która utwardza materiał. Tym razem proces wyciągania polega na przejściu ze skali centymetrowej subpreformy do mikrometrowej

włókna (rys. 3.1e), więc zapewnienie stabilnej średnicy wymaga odpowiedniego czasu i konsekwencji w korygowaniu parametrów procesu. Po ustabilizowaniu średnicy włókna światłowodowego przy wyciąganiu – w wykorzystywanej infrastrukturze jest możliwość otrzymania kilkunastometrowych próbek lub kilkusetmetrowych prototypów. W zależności od planowanych zastosowań i badań na włókno może być dodatkowo nałożona polimerowa warstwa ochronna, zapobiegająca brudzeniu się włókna i pęknięciom podczas wyginania oraz filtrująca mody płaszczowe.

W wyniku obróbki termicznej dochodzi do dyfuzji, w szczególności domieszek (german, fluor) do obszarów czystej krzemionki. Dlatego granice pomiędzy obszarami domieszkowanymi a z czystej krzemionki są trudniej rozróżnialne – dochodzi do wytworzenia gradientu zamiast skokowego profilu współczynnika załamania (jak na rys. 3.2). W celu zredukowania dyfuzji subpreformy i włókna szklane optymalizuje się pod względem czasu wyciągania i temperatury.



Rysunek 3.2. Schemat wpływu dyfuzji na skład pierwiastkowy i profil współczynnika załamania dla przypadku dwóch blisko położonych prętów. Rysunek oryginalnie pochodzi z publikacji [112]

Ponadto w ramach ww. procesu technologicznego, dokładnie przebadano wpływ dyfuzji na rozkład współczynnika załamania w soczewkach gradientowych [112] składających się z czystej i domieszkowanej krzemionki, potwierdzając niewielki wpływ efektu dyfuzji na ostateczne właściwości optyczne struktury modulując temperaturę podczas procesu technologicznego. Jednak ze względu na to, że nie da się w pełni zapobiec dyfuzji w strukturach wieloskładnikowych, warto sprawdzić już podczas projektowania wpływ efektu na całą strukturę włókna.

3.2.2. Ograniczenia technologiczne

W niniejszej pracy wykorzystano domieszkę dwutlenku germanu (GeO_2) i/lub domieszkę fluorową (F) w celu odpowiednio podwyższenia i zredukowania współczynnika załamania krzemionki [113,114]. Oba pierwiastki (Ge i F) za sprawą mieszania w stanie gazowym, zazwyczaj przy użyciu metody MCVD, wchodzi w strukturę O-Si-O, tworząc szkło domieszkowane. Dla dwutlenku germanu standardowa struktura tetraedrowa krzemionki (SiO_4) przechodzi do asymetrycznej SiO_3 , a puste miejsca zastępują atomy germanu. Fluor niszczy natomiast wiązania krzemu z tlenem, tworząc strukturę SiF_4 [115,116]. Zmiany strukturalne spowodowane domieszkami zmieniają średnią gęstość elektronową związków (w przypadku dwutlenku germanu ona rośnie, a fluoru – maleje) [117], co przekłada się pod

względem właściwości optycznych na zmiany współczynnika załamania (szczegółowo implementacji współczynnika załamania w środowisku obliczeniowym przedstawiono w podrozdziale 4.2).

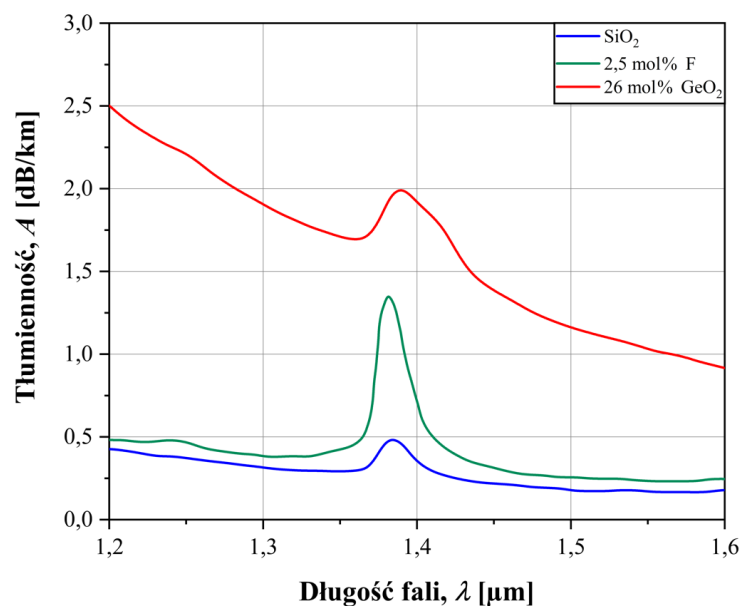
Choć domieszkowane szkła krzemionkowe cechuje niska podatność na krystalizację [118] w porównaniu ze szklami tellurowymi czy szklami typu ZBLAN, to jednak istotne jest ograniczenie czasu trwania niezbędnych procesów wysokotemperaturowych. Dlatego dąży się do ograniczenia liczby kroków zmniejszania średnicy subpreformy do ostatecznego włókna (najlepiej dwa, zgodnie z rys. 3.1), aby szkła zachowały swoją postać amorficzną.

W szklach krzemionkowych wykorzystanych do budowania światłowodów maksymalnie osiągnięty poziom domieszkowania dwutlenkiem germanu w eksperymencie wynosi aż 36 mol% [119]. Jest to wysoki poziom, wnoszący duże zmiany w relacjach termiczno-chemicznych pomiędzy czystą a domieszkowaną krzemionką, w szczególności we współczynnikach rozszerzalności termicznej, lepkościach i temperaturach przejść fazowych. Zauważono, że współczynnik rozszerzalności termicznej dla szkła domieszkowanego dwutlenkiem germanu na poziomie 8,5 mol% jest w przybliżeniu dwa razy większy niż dla czystej krzemionki [117]. Specyfika procesu technologicznego wymaga, aby niedopasowanie pomiędzy współczynnikami rozszerzalności termicznej szkieł było minimalizowane, ponieważ gdy jest ono znaczące, to prowadzi do pęknięć i przerw w strukturze światłowodu z powodu naprężeń pomiędzy szklami. Analogiczne problemy pojawiają się w samej syntezie szkła wysoko domieszkowanego za pomocą techniki MCVD, kiedy to przy wysokim poziomie domieszki w wytwarzanych prętach mogą pojawić się pęknięcia, w szczególności w trakcie i po fazie kolapsu. Wobec powyższego, w niniejszej pracy uwzględniono maksymalne domieszkowanie GeO_2 nieprzekraczające 20 mol%, gwarantujące stabilny i prawidłowy proces wytwarzania szkła, a później światłowodów.

Choć dla krzemionki domieszkowanej fluorem współczynnik rozszerzalności termicznej się zmniejsza – w przeciwieństwie do domieszkowanej GeO_2 – to jednak głównym ograniczeniem okazuje się stabilność szkła. Podczas syntezy atomy F zastępują tlen w strukturze Si–O–Si, niszcząc wiązania i osłabiając całościowo strukturę amorficzną sieci. W rezultacie systematycznie obniża się lepkość, adekwatnie do poziomu domieszkowania. Dlatego w ramach pracy uwzględniono warianty szkła domieszkowanego F poniżej 6,1 mol.% [120], ponieważ takie poziomy domieszkowania są łatwo osiągalne technologicznie i dostępne na rynku.

Zmiany strukturalne wywołane domieszkami wpływają również na tłumienność optycznego medium w zależności od koncentracji atomów (rys. 3.3), dlatego podczas projektowania struktury należy rozważyć, czy wysoka domieszka nie doprowadzi do zbyt dużych strat materiałowych dla przewidywanych zastosowań. W szczególności minimalizacja strat materiałowych jest istotna dla zastosowań w telekomunikacji.

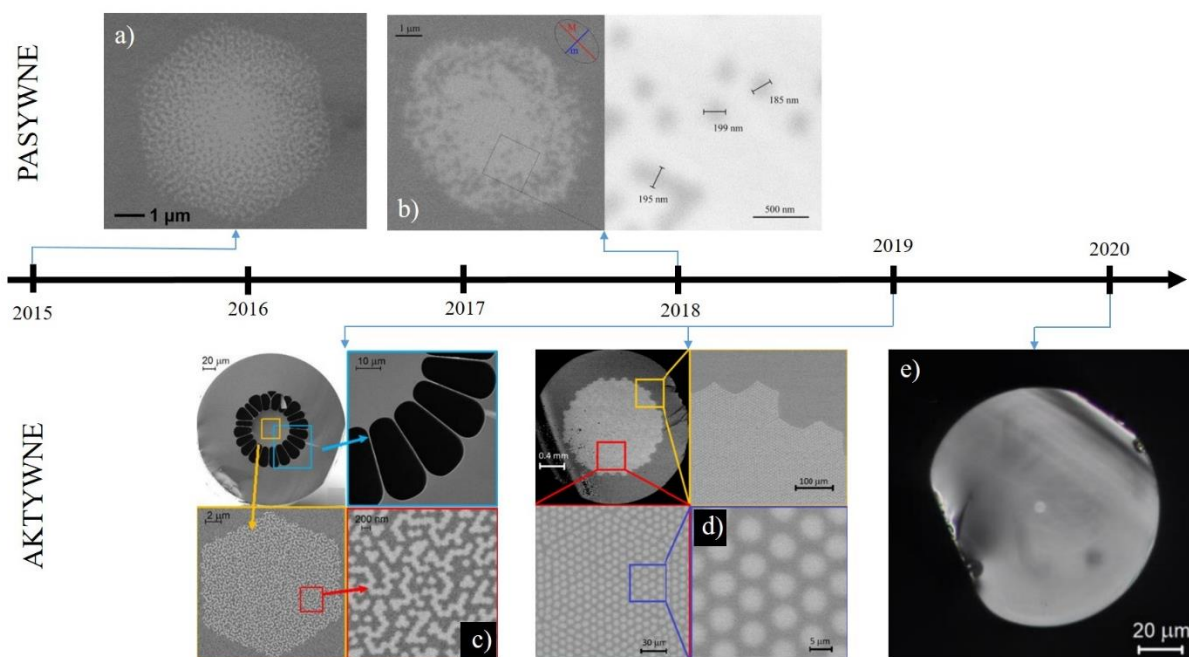
Podsumowując, graniczne wartości poziomów domieszkowania krzemionki ustalono na: dla fluoru (F) – 6,1 mol%, natomiast dla dwutlenku germanu (GeO_2) jest to 20 mol%.



Rysunek 3.3. Tłumienność przykładowych światłowodów wykonanych z SiO_2 i 2,5 mol% F [121] oraz 26 mol% GeO_2 [122]

3.2.3. Przykładowe światłowody nanostrukturyzowane

Niezawodność wyżej opisanego zmodyfikowanego procesu technologicznego *stack-and-draw* została już potwierdzona i zademonstrowana dla wielu włókien nanostrukturyzowanych wytworzonych w grupie badawczej, do której należy autor dysertacji. Chociaż pierwsze próby nanostrukturyzacji opierały się głównie na tworzeniu elementów optycznych, a dokładniej soczewek lub aksikonów na podstawie analogicznego procesu, to niedługo później przedstawiono pierwsze egzemplarze całoszklanych światłowodów – zarówno opcji pasywnych, jak i aktywnych, wyszczególnionych na osi czasu na rys. 3.4.



Rysunek 3.4. Przykłady wyprodukowanych pasywnych (a) [123], b) [37]) i aktywnych (c) [124], d) [4] (spis publikacji autora), e) [105]) światłowodów nanostrukturyzowanych opublikowanych w czasopismach naukowych

Pierwszy pasywny światłowód nanostrukturyzowany bazujący na szklach miękkich [123] zademonstrowano w 2015 roku. Włókno to (rys. 3.4a) zbudowano z dwóch szkieł borokrzemionowych o współczynniku załamania 1,5273 (oznaczone jako NC-21A, dla dł. fali 800 nm) w płaszczu i 1,5581 (oznaczone jako NC-34, dla dł. fali 800 nm) w centralnej części rdzenia, aby utworzyć efektywnie rozkład paraboliczny współczynnika załamania dla zakresu długości fali 900–1700 nm. Rdzeń pomyślnie wyprodukowanej struktury składał się z dużej liczby prętów (7351) osiagających po procesie średnice około 250 nm. Choć oryginalną motywacją pracy było zademonstrowanie struktury włókna z określonym współczynnikiem załamania zdeterminowanym przez efektywny profil wynikający z ułożenia poszczególnych prętów wykonanych z dwóch rodzajów szkieł, zauważono także zmianę lokalizacji ZDW włókna podczas skalowania struktur. Dlatego, korzystając z fazy projektowania włókna lub ostatniego kroku technologicznego metody nanostrukturyzacji, można było zmodyfikować dyspersję chromatyczną, aby otrzymać włókno o ujemnej dyspersji dla kompresji impulsu czy parametrycznej konwersji częstotliwości.

Kolejnym przykładem z 2018 roku, jest pasywne włókno krzemionkowe z wtrąceniami domieszkowanymi GeO_2 na poziomie 8,5 mol% [37]. Rdzeń ponownie posiada efektywnie paraboliczny rozkład współczynnika załamania, ale tym razem składa się z 2107 prętów o średnicy 190 nm. Zdjęcie tego włókna wykonane za pomocą mikroskopu elektronowego widoczne jest na rys. 3.4b, a wyniki potwierdzają możliwość modyfikacji współczynnika załamania w niskostratnych światłowodach krzemionkowych. Praca potwierdza również możliwość inżynierii dowolnego rozkładu współczynnika załamania, który może być wykorzystany do kształtowania wiązki wychodzącej lub dyspersji chromatycznej w rozwiązaniach jednomodowych lub prędkości grupowych w wielomodowych. Dalszy rozwój koncepcji pasywnych światłowodów nanostrukturyzowanych składających się ze szkieł krzemionkowych został zaprezentowany w niniejszej dysertacji.

Kluczowe badania nad aktywnymi włóknami nanostrukturyzowanymi rozpoczęto niewiele później niż nad włóknami pasywnymi, a pierwsze wyniki teoretyczne opublikowano w 2018 roku [1] (spis publikacji autora), przedstawiając numeryczne obliczenia dla 4 rozkładów współczynnika załamania: skokowego, parabolicznego, trójkątnego oraz hiperbolicznego przy założeniu pracy jednomodowej. Najbardziej obiecujący wynik, ze względu na zastosowania laserowe, uzyskał profil trójkątny ze średnicą rdzenia 110 μm i polem powierzchni modu podstawowego 1530 μm^2 , aczkolwiek do wytworzenia go należałoby użyć aż 73 tysięcy prętów przy założeniu ograniczenia elementu do jednej trzeciej długości fali. Z kolei pierwszym fizycznie otrzymanym metodą nanostrukturyzacji włóknem aktywnym w 2019 roku było włókno fosforanowe z rdzeniem domieszkowanym iterbem [124], przedstawione na rys. 3.4c. Włókno składa się z 11 557 prętów o średnicy 160 nm, w centralnej części domieszkowanych tlenkiem iterbu o koncentracji 6 mol%. Uzyskano w nim sprawność akcji laserowej w granicach 43,5–63,1% dla 19-mikronowego rdzenia w zależności od wykorzystanej długości odcinka włókna. Ponadto osiągnięta w projekcie jednomodowość umożliwiła otrzymanie dobrej jakości wiązki, poniżej 1,3 M^2 , dla obu polaryzacji. Również w tym samym roku opracowano włókno aktywne oparte na krzemionowo-glinowych prętach w centralnej części domieszkowanych iterbem, budujących rdzeń oraz otoczonych krzemionkowym płaszczem [4] (spis publikacji autora). Do ułożenia

profilu pokazanego na rys. 3.4d użyto 43 tysięcy prętów, których rozmiar w finalnym włóknie wynosił 72 nm. Zaimplementowane w układzie laserowym włókno charakteryzowało się małą aperturą numeryczną (0,027) i pozwoliło na osiągnięcie sprawności elektrooptycznej na poziomie 61,8%. W kolejnym roku, tj. 2020, opublikowano wyniki włókna nanostrukturyzowanego z płaszczem w kształcie litery D [105]. Uzyskano w nim nieco większą sprawność elektrooptyczną, wynoszącą 65%. Projekt włókna składał się, podobnie jak wcześniej, z wielu tysięcy krzemionkowych prętów domieszkowanych iterbem, tworzących całościowo 10,5-mikrometrowy rdzeń, przedstawiony na rys. 3.4e.

Szereg dotychczas wyprodukowanych światłowodów nanostrukturyzowanych potwierdza wykonalność skomplikowanych struktur o swobodnie kształtowanym współczynniku załamania oraz ukazuje ich wysoki potencjał aplikacyjny. Wraz z odpowiednimi narzędziami numerycznymi do optymalizacji struktury włókna, może przyczynić się do dalszego rozwoju światłowodów całoszlanych.

4. Narzędzia numeryczne do optymalizacji włókien światłowodowych

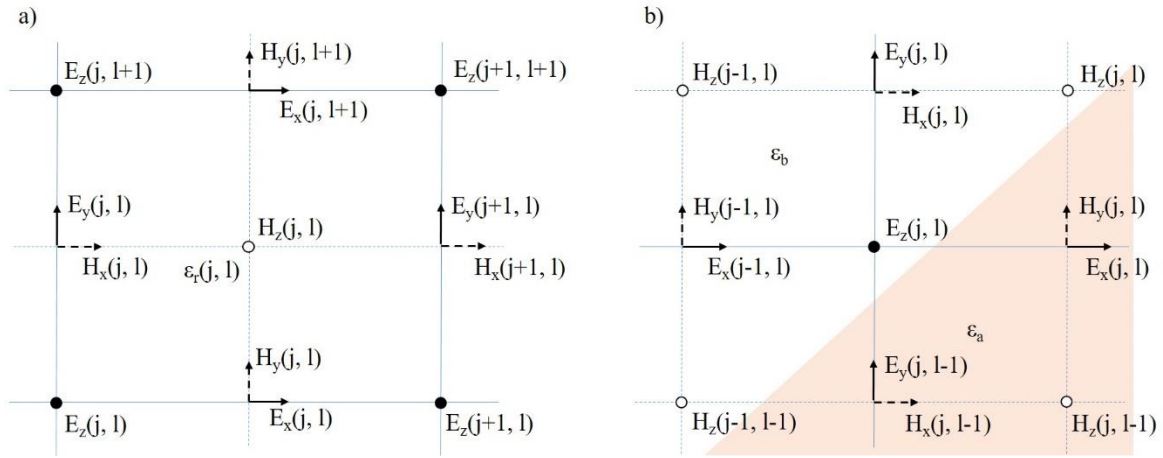
Podstawą nanostrukturyzacji jest struktura ułożona z prętów wykonanych z co najmniej 2 rodzajów szkła. Usytuowanie poszczególnych wtrąceń wpływa na rozkład współczynnika załamania, a co za tym idzie – na właściwości światłowodu. Dlatego jednym z kluczowych elementów pracy nad nowym włóknem jest odpowiednie jego zaprojektowanie. Ponieważ ważne są również ograniczenia i możliwości procesu technologicznego, dlatego proces projektowania oparty jest zarówno na wzorach analitycznych, jak i na narzędziach numerycznych. W przypadku przedstawionych w pracy włókien optymalizowanych pod względem różnych właściwości optycznych wzory analityczne nieco się różnią i jeżeli są wymagane, to znajdują się bezpośrednio w rozdziałach dotyczących poszczególnych projektów. Projektowane włókna analizowano za pomocą jednego narzędzia numerycznego, a dokładniej oprogramowania MODE Solution [125] (obecnie należącego do firmy Ansys), ze względu na jego uniwersalność i kompleksowość. Jest to komercyjnie dostępne środowisko symulacyjne dobrze zoptymalizowane dla falowodów oraz sprzęgaczy optycznych. Ponadto zaletą tego narzędzia jest możliwość połączenia go z oprogramowaniem Matlab [126], co ułatwia sporządzanie skryptów automatyzujących proces obliczeń lub optymalizacji i analizę otrzymanych danych. Zestaw tych dwóch narzędzi znacząco usprawnia przeprowadzenie szerokiej analizy numerycznej światłowodów standardowych i mikrostrukturalnych.

Kluczowym elementem wykorzystywanego środowiska obliczeniowego jest analizator różnic skończonych modów własnych (ang. *finite difference eigenmode*, FDE), który umożliwia obliczenia poprzecznego rozkładu pola elektromagnetycznego w światłowodach oraz pozwala na określanie zależności częstotliwościowych na podstawie równań Maxwella (2.1)–(2.4). Algorytm obliczeniowy oparty jest na wektorowej analizie różnic skończonych [127] liczonej na dwuwymiarowej siatce w przekroju falowodu lub sprzęgacza optycznego. Szczegółowe informacje na temat modelu fizycznego zawiera podrozdział 4.1. Dodatkowo, analizator na podstawie obliczeń numerycznych może określić profile pola modów, efektywnego współczynnika załamania i strat falowodowych. W programie zawarta jest również możliwość skanowania częstotliwościowego, co czyni intuicyjnym wyznaczenie opóźnienia grupowego, dyspersji itd., oraz moduł liczenia strat falowodowych podczas wygięć. Najbardziej istotne elementy symulacji światłowodów w praktyce przedstawione są w podrozdziale 4.2, który prezentuje, w jaki sposób przygotować symulacje, w tym implementować materiały optyczne i jakie moduły są dostępne w oprogramowaniu.

4.1. Algorytm FDE

Ten podrozdział został opracowany na podstawie artykułu Zhu i Browna, pt. *Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers* [127]. W pracy przedstawionej w tym artykule do wyznaczenia poszczególnych wartości stałej propagacji oraz natężenia pola elektrycznego i magnetycznego w mikrostrukturach optycznych wykorzystano algorytm FDE. Bazuje on na siatce Yee [128] (rys. 4.1a), która dyskretyzuje obszar prowadzonych obliczeń. Pozwala ona również na uwzględnienie nieciągłości elementów dielektrycznych przedstawionych na rys. 4.1b w zależności od stałej sieci

i rozmiarów elementów o innej przenikalności elektrycznej. Obliczenia przebiegają na siatce prostokątnej, dzięki czemu wszystkie składowe pola poprzeczne są styczne do granic komórki, co zapewnia automatyczne spełnienie warunków ciągłości.



Rysunek 4.1. a) Dwuwymiarowa siatka Yee i b) siatka w złożonym interfejsie składającym się z 2 materiałów

Zakładając, że zależność czasowa pola elektromagnetycznego w punkcie z jest postaci $\exp[i(\beta z - \omega t)]$, równania Maxwella dla dielektryków bez ładunków zewnętrznych ($\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$, $\nabla \times \vec{H} = -\partial \vec{D} / \partial t$) po przeskalowaniu wektora natężenia pola elektrycznego przez impedancję pustej przestrzeni $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ można zapisać w postaci:

$$ikH_x = \partial E_z / \partial y - i\beta E_y, \quad (4.1)$$

$$ikH_y = i\beta E_x - \partial E_z / \partial x, \quad (4.2)$$

$$ikH_z = \partial E_y / \partial x - \partial E_x / \partial y, \quad (4.3)$$

$$-ik\epsilon_r E_x = \partial H_z / \partial y - i\beta H_y, \quad (4.4)$$

$$-ik\epsilon_r E_y = i\beta H_x - \partial H_z / \partial x, \quad (4.5)$$

$$-ik\epsilon_r E_z = \partial H_y / \partial x - \partial H_x / \partial y, \quad (4.6)$$

gdzie $k = 2\pi/\lambda$ to liczba falowa w pustej przestrzeni, ϵ_r oznacza przenikalność elektryczną falowodu, a β to stała propagacji. Całkowita dyskretyzacja równań (4.1)–(4.6) umożliwia przedstawienie dokładnych zależności składowych pól w naszym modelu:

$$ikH_x(j,l) = [E_z(j,l+1) - E_z(j,l)] / \Delta y - i\beta E_y(j,l), \quad (4.7)$$

$$ikH_y(j,l) = i\beta E_x(j,l) - [E_z(j+1,l) - E_z(j,l)] / \Delta x, \quad (4.8)$$

$$ikH_z(j,l) = [E_y(j+1,l) - E_y(j,l)] / \Delta x - [E_x(j,l+1) - E_x(j,l)] / \Delta y, \quad (4.9)$$

$$-ik\epsilon_{rx}(j,l)E_x(j,l) = [H_z(j,l) - H_z(j,l-1)] / \Delta y - i\beta H_y(j,l), \quad (4.10)$$

$$-ik\epsilon_{ry}(j,l)E_y(j,l) = i\beta H_x(j,l) - [H_z(j,l) - H_z(j-1,l)] / \Delta x, \quad (4.11)$$

$$-ik\epsilon_{rz}(j,l)E_z(j,l) = [H_y(j,l) - H_y(j-1,l)] / \Delta x - [H_x(j,l) - H_x(j,l-1)] / \Delta y, \quad (4.12)$$

gdzie przenikalności dielektryczne są średnią arytmetyczną przenikalności sąsiadujących komórek:

$$\varepsilon_{rx}(j,l) = [\varepsilon_r(j,l) + \varepsilon_r(j,l-1)]/2, \quad (4.13)$$

$$\varepsilon_{ry}(j,l) = [\varepsilon_r(j,l) + \varepsilon_r(j-1,l)]/2, \quad (4.14)$$

$$\varepsilon_{rz}(j,l) = [\varepsilon_r(j,l) + \varepsilon_r(j-1,l-1) + \varepsilon_r(j,l-1) + \varepsilon_r(j-1,l)]/4. \quad (4.15)$$

Równania (4.7)–(4.12) można przepisać do formy macierzowej, która ułatwia późniejsze obliczenia:

$$ik \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -i\beta I & U_y \\ i\beta I & 0 & -U_x \\ -U_y & U_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}, \quad (4.16)$$

$$-ik \begin{bmatrix} \varepsilon_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{rz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -i\beta I & V_y \\ i\beta I & 0 & -V_x \\ -V_y & V_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix}. \quad (4.17)$$

Wprowadzone w macierzach (4.16) i (4.17) zmienne oznaczają:

- I – macierz jednostkową zależną od wielkości symulacji;
- ε_{rx} , ε_{ry} i ε_{rz} , umieszczone na przekątnej macierzy, są przenikalnościami elektrycznymi zdefiniowanymi w równaniach (4.13)–(4.15);
- U_x , U_y , V_x i V_y określają macierze kwadratowe zależne od wprowadzonych warunków brzegowych w oknie symulacyjnym.

Przykładowo, dla symulacji z zerowymi wartościami brzegowymi (zanikanie pola na granicy symulacji) macierze U i V wyglądają następująco:

$$U_x = \frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} -1 & 1 & & & \\ & -1 & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ & & & -1 & 1 \\ & & & & -1 \end{bmatrix}, \quad U_y = \frac{1}{\Delta y} \begin{bmatrix} -1 & 1 & & & \\ & -1 & & \ddots & \\ & & \ddots & & 1 \\ & & & -1 & \\ & & & & 1 \end{bmatrix},$$

$$V_x = \frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} 1 & & & & \\ -1 & 1 & & & \\ & -1 & \ddots & & \\ & & \ddots & 1 & \\ & & & -1 & 1 \end{bmatrix}, \quad V_y = \frac{1}{\Delta y} \begin{bmatrix} 1 & & & & \\ & 1 & & & \\ -1 & & \ddots & & \\ & \ddots & & 1 & \\ & & -1 & & 1 \end{bmatrix}. \quad (4.18)$$

Na podstawie zależności algebraicznych można z równań (4.16) i (4.17) wyodrębnić część odpowiedzialną za poprzeczne pole elektryczne w postaci równania wartości własnej:

$$P \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (4.19)$$

gdzie

$$\begin{aligned}
P_{xx} &= -k^{-2}U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_y V_x U_y + (k^2 I + U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_x) (\varepsilon_{rx} + k^{-2} V_y U_y), \\
P_{yy} &= -k^{-2}U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_x V_y U_x + (k^2 I + U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_y) (\varepsilon_{ry} + k^{-2} V_x U_x), \\
P_{xy} &= U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_y (\varepsilon_{ry} + k^{-2} V_x U_x) - k^{-2} (k^2 I + U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_x) V_y U_x, \\
P_{yx} &= U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_x (\varepsilon_{rx} + k^{-2} V_y U_y) - k^{-2} (k^2 I + U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_y) V_x U_y,
\end{aligned} \tag{4.20}$$

Analogicznie do powyższych równań można otrzymać także równania wartości własnej dla poprzecznego pola magnetycznego:

$$Q \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \tag{4.21}$$

gdzie

$$\begin{aligned}
Q_{xx} &= -k^{-2}V_x U_y U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_y + (\varepsilon_{ry} + k^{-2} V_x U_x) (k^2 I + U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_y), \\
Q_{yy} &= -k^{-2}V_y U_x U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_x + (\varepsilon_{rx} + k^{-2} V_y U_y) (k^2 I + U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_x), \\
Q_{xy} &= -(\varepsilon_{ry} + k^{-2} V_x U_x) U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_x + k^{-2} V_x U_y (k^2 I + U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_x), \\
Q_{yx} &= -(\varepsilon_{rx} + k^{-2} V_y U_y) U_x \varepsilon_{rz}^{-1} V_y + k^{-2} V_y U_x (k^2 I + U_y \varepsilon_{rz}^{-1} V_y).
\end{aligned} \tag{4.22}$$

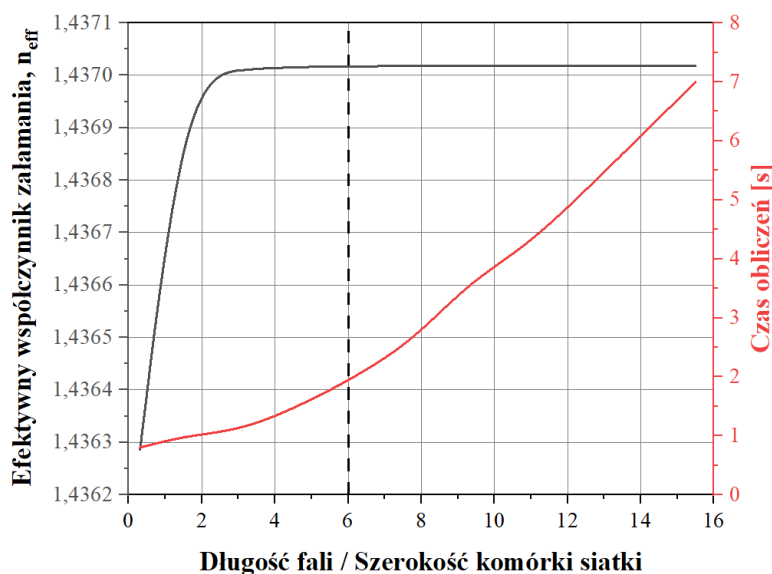
Przy wcześniej przytoczonym przykładzie warunków brzegowych wynoszących 0, powyższe macierze Q i P są swoimi transpozycjami (oznaczone jako T), tj. $Q_{xx} = P_{yy}^T$, $Q_{yy} = P_{xx}^T$, $Q_{xy} = -P_{xy}^T$, $Q_{yx} = -P_{yx}^T$. W przypadku innych warunków brzegowych tok obliczeń jest podobny, ale współczynniki macierzy P i Q są inne. Dlatego, po obliczeniu poprzecznego pola elektrycznego lub magnetycznego, inne składowe pola mogą być bezpośrednio otrzymane z równań (4.16) oraz (4.17).

Jeżeli w falowodzie ignoruje się absorpcję materiałową, czyli przenikalność elektryczna jest czysto rzeczywista, to macierze P i Q są macierzami rzadkimi. Numeryczne rozwiązanie równań wartości własnych (4.19) i (4.21) prowadzi do uzyskania efektywnego współczynnika załamania $n_{eff} = \beta/k$ i rozkładu pola modów. Jednakże uzyskane matematycznie mody własne niekoniecznie muszą być rozwiązaniem fizycznym, dlatego do przeprowadzenia poprawnej analizy struktury wymagana jest interpretacja wyników przez użytkownika.

W przypadku światłowodów, w szczególności mikrostrukturalnych, medium składa się przynajmniej z dwóch materiałów dielektrycznych (rys. 4.1b), więc w celu przybliżenia krzywej granicy pomiędzy materiałami stosuje się uśredniony współczynnik załamania dla komórek siatki. Na przykład równanie (4.15) może przyjąć formę materiału efektywnego w modelu Drudego $\varepsilon_{rz}(j, l) = f_a \varepsilon_a + (1 - f_a) \varepsilon_b$ dla pojedynczej komórki, która składa się z dwóch różnych dielektrycznych mediów ε_a i ε_b , z uwzględnieniem powierzchni f_a zajmowanej przez ε_a . Podobnie inne współczynniki mogą być przybliżone na podstawie elementarnych części struktury znajdujących się w bazowych komórkach siatki. Przy

wykonywaniu obliczeń użycie techniki przybliżenia współczynnika załamania w komórkach znacząco przyspiesza i podnosi dokładność obliczeń dla różnych interfejsów.

Warto jednak zwrócić uwagę, że nanostrukturyzowane światłowody mają bardzo małe inkluzje, więc gęstość siatki powinna być odpowiednio dobrana w trakcie obliczeń. Z jednej strony należy nie pominąć elementów o różnych współczynnikach załamania, a z drugiej – mieć na uwadze czas obliczeń i dostępne zasoby pamięci. Dlatego istotnym krokiem analizy jest przeprowadzenie testu zbieżności, widocznego na rys. 4.2. W teście tym analizowana jest ta sama struktura, a jedynym zmiennym parametrem jest gęstość siatki przy określonej długości fali.



Rysunek 4.2. Test zbieżności przeprowadzony dla światłowodu SMF-28 firmy Corning i długości fali 1550 nm

Zagęszczenie siatki poprawia uzyskane wyniki efektywnego współczynnika załamania tylko do pewnego momentu. Dalsze zwiększenie próbkowania nie prowadzi do otrzymania dokładniejszych wyników, a jedynie wydłuża czas obliczeń i zwiększa zapotrzebowanie na potrzebną pamięć. Na podstawie wielokrotnie przeprowadzonych analiz zbieżności można przyjąć, że wielkość pojedynczego prostokąta siatki powinna być około 6 razy mniejsza (przedstawiono linią przerywaną na rys. 4.2) od najmniejszego elementu symulowanej struktury.

4.2. Projektowanie krzemionkowych światłowodów nanostrukturyzowanych o swobodnie kształtowanym współczynniku załamania

Główną zaletą narzędzi numerycznych jest możliwość sprawdzenia właściwości optycznych opracowywanej struktury, jeszcze zanim zostanie ona rzeczywiście wyprodukowana, przez co ogranicza się koszty w porównaniu z klasyczną weryfikacją eksperymentalną. Ponadto jest to doskonałe środowisko do optymalizacji rozwiązań w przypadku bardziej złożonych struktur, w szczególności w odniesieniu do światłowodów nanostrukturyzowanych o swobodnie kształtowanym współczynniku załamania, których struktura składa się z kilku tysięcy elementów. Zmiana poszczególnych parametrów

geometrycznych, poziomu domieszki, dodawania lub usuwania inkluzji struktury itp. umożliwia zaobserwowanie odpowiednich zmian w charakterystyce włókna i zbadanie górnego i/lub dolnego limitu symulowanej koncepcji. Wprawdzie obliczenia numeryczne nie zawsze uwzględniają wszystkie rzeczywiste efekty fizyczne, niemniej jednak z numerycznego modelu można wyciągnąć wiele istotnych wniosków przy dalszym rozwoju projektu światłowodu.

Proces projektowania włókna w oprogramowaniu MODE Solution można podzielić na kilka etapów. W pierwszym definiowane są materiały, z jakich zbudowane jest włókno, oraz określana jest jego struktura geometryczna, czyli rozkład poszczególnych materiałów w przekroju poprzecznym włókna. Wykorzystywane oprogramowanie pozwala na kilka metod implementacji szkieł. W przypadku współczynnika załamania światła wygodnie jest zdefiniować materiał poprzez podanie współczynników Sellmeiera lub poprzez odpowiednie równanie mieszanin dla domieszek. Tak przygotowany model światłowodu jest w kolejnym etapie dzielony za pomocą siatki prostokątnej na mniejsze obszary. Gęstość siatki, zgodnie z wcześniej przeprowadzoną dyskusją, powinna być na tyle duża, aby z wystarczającą precyzją uwzględnić wszystkie struktury występujące w modelu. W ostatnim etapie definiowane są warunki brzegowe symulacji i zakres zmienności parametrów.

4.2.1. Charakteryzacja szkieł krzemionkowych

Wspólnym elementem wszystkich zaprojektowanych włókien światłowodowych w niniejszej pracy jest typ materiału, z jakich się składają, czyli szkła krzemionkowe. Do wszystkich projektów zdecydowano się zastosować czystą krzemionkę – SiO_2 lub jej wersje domieszkowane, ponieważ posiada ona małą tłumienność w NIR i jest wytrzymała mechanicznie, w efekcie czego sprawdza się w wielu zastosowaniach laserowych, czujnikowych oraz telekomunikacyjnych. Materiał pod względem współczynnika załamania został scharakteryzowany w 1965 roku przez Malitsona [129] dla przedziału długości fali od $0,21 \mu\text{m}$ do $3,71 \mu\text{m}$. W przypadku długości fali $1,55 \mu\text{m}$, dla której falowód cylindryczny ze szkła krzemionkowego wykazuje najmniejsze straty (III okno transmisyjne, pasmo C), współczynnik załamania wynosi 1,444, a straty osiągają tylko $0,02 \text{ dB/km}$ [130]. W celu zaimplementowania szkła SiO_2 do projektowanych włókien światłowodowych wprowadzono współczynniki Sellmeiera ($A_1, A_2, A_3, I_1, I_2, I_3$), o wartościach zaprezentowanych w tab. 4.1. Na ich podstawie obliczenia symulacyjne uwzględniają dyspersję współczynnika załamania szkła krzemionkowego w NIR poprzez równanie Sellmeiera:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A_1 \lambda^2}{\lambda^2 - I_1} + \frac{A_2 \lambda^2}{\lambda^2 - I_2} + \frac{A_3 \lambda^2}{\lambda^2 - I_3}. \quad (4.23)$$

Chociaż powyższy wzór nie bierze pod uwagę urojonej części współczynnika załamania, to z dużą precyzją przybliża zachowanie jego rzeczywistej części. Równanie nie uwzględnia jednak członu urojonego, odpowiedzialnego za straty materiałowe, więc w obliczeniach uzyskuje się tylko straty falowodowe. Podczas analizy warto jednak zwrócić uwagę na występujące w elementach optycznych straty materiałowe (więcej na ten temat w podrozdziale 3.2.2).

Tabela 4.1. Współczynniki Sellmeiera dla SiO_2 , GeO_2 oraz interpolacyjne dla F

Material	A_1	A_2	A_3	I_1 [μm^2]	I_2 [μm^2]	I_3 [μm^2]
SiO ₂ (S)	0,6961	0,0684	0,4079	0,1162	0,8975	9,8962
GeO ₂ (G)	0,8069	0,0690	0,7182	0,1540	0,8542	11,8419

Material	A_{s1}	A_{s2}	A_{s3}	z_{s1}	z_{s2}	z_{s3}	B_1	B_2	B_3
F	0,2045	0,0645	0,1312	0,0613	0,1109	8,9644	-0,0541	-0,1789	-0,0745

W celu modyfikacji rozkładu współczynnika załamania w krzemionkowych elementach optycznych wprowadzono szkła domieszkowane. Są to mieszaniny bazowego szkła krzemionkowego i różnych związków modyfikujące właściwości chemiczne, elektryczne i/lub optyczne. Dzięki różnym poziomom domieszki w krzemionce podczas etapu układania preformy można bazować na różnorodnych elementach o wyższym, niższym, a nawet pośrednich współczynnikach załamania z zachowaniem termicznego dopasowania komponentów szklanych.

Dla łatwego porównania dwóch różnych szkieł w pracy wprowadzono definicję kontrastu współczynnika załamania:

$$\Delta n = n_{z_1} - n_{z_2}, \quad (4.24)$$

gdzie n_{z_1} i n_{z_2} oznaczają odpowiednio współczynniki załamania materiałów dielektrycznych z_1 i z_2 . Najczęściej kontrast współczynnika załamania wykorzystywany jest do porównania szkła domieszkowanego z czystą krzemionką.

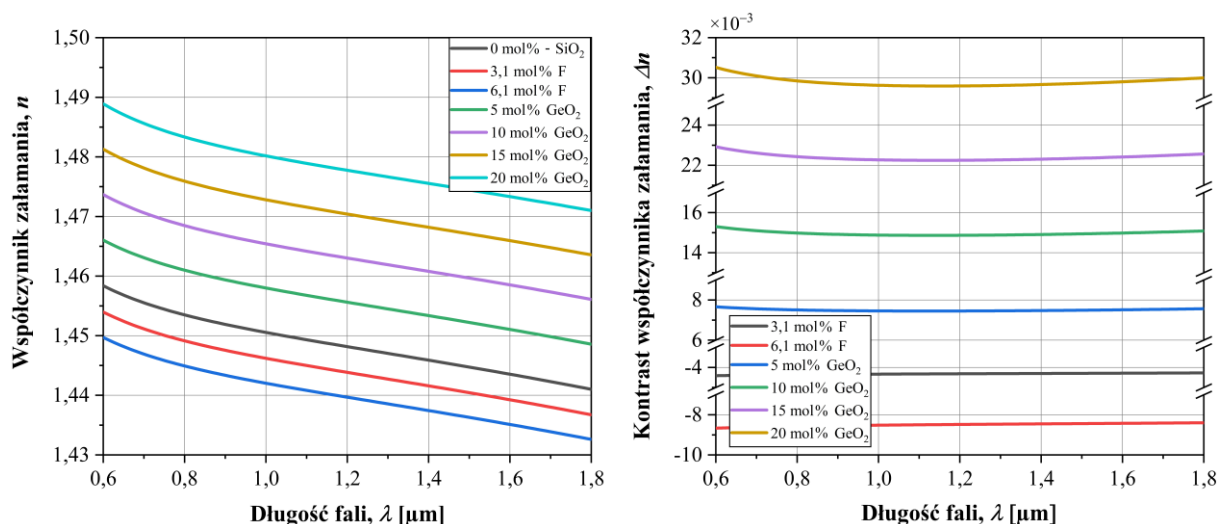
W ramach symulacji numerycznych do określenia współczynnika załamania szkła krzemionkowego domieszkowanego GeO_2 dla konkretnej wartości długości fali z zakresu NIR korzysta się z równania zaproponowanego przez Fleminga [131]:

$$n^2(\lambda) - 1 = \sum_{i=1}^3 \frac{[SA_i + X(GA_i - SA_i)]\lambda^2}{\lambda^2 - [SI_i + X(GI_i - SI_i)]^2}, \quad (4.25)$$

gdzie odpowiednie współczynniki Sellmeiera dla GeO_2 (G) i SiO_2 (S) są przedstawione w tab. 4.1, a X oznacza koncentrację w skali molowej od 0 do 100 mol%. W przypadku gdy X wynosi 0, wtedy otrzymuje się współczynnik załamania dla czystej krzemionki. Aby uzyskać współczynnik załamania krzemionki domieszkowanej F, która redukuje ten parametr w porównaniu z wersją niedomieszkowaną, stosuje się interpolację wyprowadzoną przez Sunaka [132]:

$$\frac{n^2(\lambda) - 1}{n^2(\lambda) + 2} = \sum_{i=1}^3 \frac{[A_{si} + B_i f]\lambda^2}{\lambda^2 - z_{si}^2}, \quad (4.26)$$

która uwzględnia specjalne współczynniki interpolacyjne, również przedstawione w tab. 4.1, i poziom domieszki, oznaczonej jako f w skali molowej. Powyższe równanie opiera się na danych eksperymentalnych otrzymanych w zakresie 0,6–1,8 μm długości fali, więc może być wykorzystane tylko w takim przedziale. Tożsamo jak w przypadku GeO_2 , gdy f wynosi 0, to współczynnik załamania ma charakterystykę SiO_2 .



Rysunek 4.2. Charakterystyka a) współczynnika załamania i b) kontrastu współczynnika załamania w stosunku do czystej krzemionki w zależności od różnych domieszek F i GeO_2

Zaimplementowanie w ten sposób 3 rodzaje szkieł krzemionkowych dla NIR, tj. czystego, domieszkowanego GeO_2 i F, umożliwiają nieskomplikowane dobranie współczynnika załamania do projektowanego włókna na podstawie koncentracji molowej atomów domieszki (rys. 4.3) przy jednoczesnym zachowaniu odpowiednich warunków produkcyjnej wykonywalności włókna metodą nanostrukturyzacji. Aczkolwiek, należy pamiętać o odpowiednich limitach dla poszczególnych domieszek ustalonych w podrozdziale 3.2.2 (20 mol% dla GeO_2 oraz 6,1 mol% dla F), o zwiększającej się tłumienności przy większej koncentracji domieszki i o dostępnych na rynku materiałach, tym bardziej jeżeli nie dysponuje się odpowiednim zapleczem do syntezy domieszkowanych szkieł SiO_2 .

4.2.2. Budowa struktury geometrycznej włókna

Po określeniu materiałów tworzona jest struktura geometryczna światłowodu, zarówno płaszcza, jak i rdzenia. W przypadku narzędzia, jakim jest MODE Solution, można wprowadzać takie elementy jak: trójkąty, prostokąty, sześciokąty, koła, pierścienie oraz dowolne powierzchnie określone funkcją. Wymienione figury można dowolnie ustawiać i zmieniać ich kolejność w warstwach. Daje to ogromną swobodę w teoretycznym projektowaniu włókna, ale uwzględnienie ograniczeń wynikających z procesu produkcyjnego jest na tym etapie konieczne. Dlatego w przypadku metody nanostrukturyzacji poszczególne elementy nie mogą być większe niż 20% określonej długości fali, zgodnie z limitem fundamentalnym wynikającym z teorii M-G (podrozdział 3.1). Ze względu na proces technologiczny, projektując włókno, warto uwzględnić także odpowiedni schemat elementów, aby móc w łatwy sposób przekonwertować koncepcję teoretyczną na wzorec ułożenia preformy.

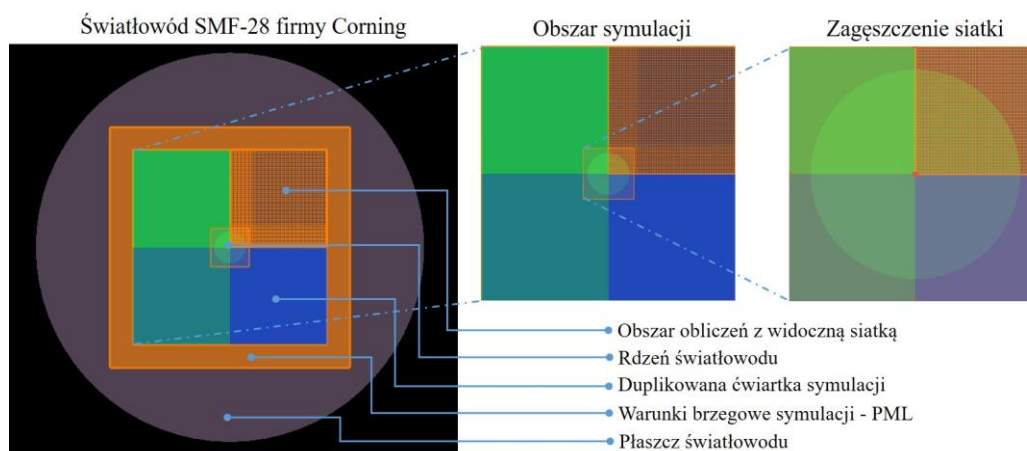
Oprogramowanie pozwala również na określenie techniki obliczeń na występujących granicach pomiędzy wprowadzonymi elementami światłowodu. Z teoretycznego punktu widzenia może to być technika „schodkowa”, czyli taka, w której przenikalność dielektryczna elementów zmienia się raptownie przy przejściu z jednego do drugiego w zależności od określonych punktów siatki. Jednak w celu przybliżenia warunków rzeczywistych można zastosować wiele innych technik uśredniających granice, co w pewnym stopniu odzwierciedla

dyfuzję występującą po procesie technologicznym. Aczkolwiek w przypadku, gdy materiał szklany dyfunduje na znaczące odległości, należy rozważyć wprowadzenie dodatkowych elementów imitujących dyfuzję.

4.2.3. Obliczenia numeryczne w programie *MODE Solution*

Zaimplementowanie parametrów symulacyjnych powinno w szczególności bazować na złożoności projektowanego włókna i jego najmniejszych elementach strukturalnych, dlatego w przypadku włókien nanostrukturyzowanych zagęszczenie siatki jest zdecydowanie większe w porównaniu z tradycyjnymi włóknami w celu uwzględnienia wszystkich mikro- lub nanoinkluzji. Należy również sprawdzić, czy poprzez zmianę wielkości obszaru symulacyjnego i gęstości punktów pomiarowych nie występuje znacząca dewiacja wyników (tzw. test zbieżności lub konwergencji), w szczególności dla idealnie dopasowanej warstwy (ang. *perfectly matched layer*, PML) [133], która silnie absorbuje rozchodzącą się energię.

Ponadto kiedy struktura światłowodu jest symetryczna, można zastosować obliczenia połowy lub ćwiartki symulacji i powielenie wskazanych fragmentów, co również w dużym stopniu skraca czas obliczeń. Przykład pokazujący wszystkie wymienione elementy przygotowania symulacji w formie światłowodu SMF-28² jest pokazany na rys. 4.4. Na podstawie tak przygotowanej struktury istnieje możliwość uruchomienia obliczeń z wykorzystaniem wcześniej omówionego algorytmu FDE i zweryfikowania parametrów wykrytych modów.



Rysunek 4.3. Podgląd przygotowanej struktury (SMF-28) w programie *MODE Solution* z opisami poszczególnych elementów symulacyjnych

Po przygotowaniu symulacji użycie analizatora FDE skutkuje przygotowaniem macierzy wartości współczynników załamania w oparciu o ustaloną siatkę w zależności od przyjętych technik uśredniania granic, a następnie rozwiązywane są na jej podstawie równania Maxwella, zgodnie z mechanizmem przedstawionym w podrozdziale 4.1. Rezultatem obliczeń są rozkłady liniowo spolaryzowanych modów przestrzennych i ich polaryzacji (całościowo: 2 polaryzacje n modów przestrzennych). Szczególnym przypadkiem jest włókno jednomodowe, kiedy to powinny zostać znalezione 2 rozwiązania polaryzacyjne modu

² Materiał został zaczerpnięty z przykładowej struktury światłowodu SMF-28 firmy Corning dostępnej na stronie <https://support.lumerical.com/hc/en-us/articles/360042798673>.

podstawowego. Każdy z obliczonych modów reprezentowany jest przez znormalizowaną macierz poszczególnych składowych ortogonalnych lub natężenia pola elektrycznego, magnetycznego, wektora Poyntinga w zależności od przestrzeni i częstotliwości lub długości fali. Przedstawionym rozwiązaniom towarzyszą także takie parametry jak: efektywne współczynniki załamania, straty falowodowe oraz efektywne pole modu. Choć środowisko numeryczne jest bardzo pomocne przy projektowaniu i optymalizacji włókien światłowodowych, to otrzymywane wyniki są rozwiązaniami czysto matematycznymi, dlatego w trakcie obliczeń niezbędna jest interpretacja wyników. Ponadto w oprogramowaniu MODE Solution znajdują się m.in. 4 dodatkowe moduły do badań: zgięcie światłowodu, propagacji w polu dalekim, weryfikacji właściwości na przedziale długości fali lub częstotliwości i obliczenia przekrycia dwóch modów. Wszystkie one są niezbędne do pełnego przestudiowania projektów poszczególnych włókien zaprezentowanych w dysertacji, dlatego każdy z nich został zwięźle opisany.

4.2.4. Badanie wpływu zgięcia

Moduł do badania zgięć umożliwia obliczenie modów i ich parametrów podczas zgięcia włókna o wskazanym przez użytkownika promieniu oraz kącie prostym do osi optycznej. W ramach wprowadzonych parametrów zgięć modyfikowana jest odpowiednio stała propagacji o wektor wskazujący na wygięcie i wprowadzany jest alternatywny efektywny współczynnik załamania. W ten sposób obliczone mody polaryzacyjne mają inne charakterystyki i parametry, a przede wszystkim w układzie pojawiają się większe straty falowodowe wynikające ze zgięcia, czyli w zasadzie wypromieniowania energii z rdzenia, które mogą być wyznaczone przy zastosowaniu granic symulacji typu PML. Narzędzie badania zgięć we włóknie jest wyjątkowo przydatne w analizie nowych projektów pod względem praktycznego zastosowania struktury, ponieważ w rzeczywistości każdy światłowod posiada w mniejszym lub większym stopniu odkształcenia. Określenie limitów prowadzenia modów podczas zgięcia jest pierwszym testem jakościowym dla potencjalnych zastosowań.

4.2.5. Symulacja w polu dalekim

Kolejną funkcjonalnością programu MODE Solution jest moduł do symulowania propagacji w polu dalekim wskazanego modu, zgodnie z algorytmem przedstawionym w pracy [134]. Na podstawie podanej liczby punktów w osi x i y (rozdzielczość obliczeń), współczynnika załamania otoczenia i ewentualnego filtra można obliczyć projekcję znormalizowanego rozkładu natężenia pola elektrycznego (powyżej 2λ , odległość Fraunhofera) w formie planarnej i kątowej. Poprzez propagację w pole dalekie można przybliżyć z dużą dokładnością aperturę numeryczną projektowanego włókna, określając pozycję kątową lub planarną natężenia dla $1/e^2$ od środka osi optycznej. W przypadku układu kątowego od razu można określić kąt rozwarcia stożka akceptacji, a tym samym jego sinus, odpowiadający aperturze numerycznej w powietrzu. W opcji planarnej należy odpowiednio przeliczyć kąt, stosując podstawowe wzory stereometryczne. Ponadto w przypadku innego współczynnika załamania otoczenia należy go jeszcze uwzględnić zgodnie z wzorem (2.40).

4.2.6. Badanie dyspersji

Trzeci moduł polega na analizie obliczonych modów w funkcji wskazanej długości fali lub częstotliwości. W ramach wskazanych przez użytkownika granic przedziału i gęstości punktów pomiarowych analizator FDE przemiatą spektrum dla wskazanego modu lub wszystkich znalezionych, a następnie wykreśla charakterystyki efektywnego współczynnika załamania, strat falowodowych, opóźnienia grupowego, stałej propagacji i dyspersji chromatycznej. Powyższe narzędzie jest kluczowe, kiedy należy zaprezentować właściwości projektowanego włókna na przedziale długości fali lub częstotliwości, w szczególności moduł był przydatny w projektowaniu włókna hybrydowego pod względem dyspersji.

4.2.7. Sprzężenie międzymodowe

Ostatni wbudowany moduł polega na porównaniu poszczególnych modów. Koncepcja porównania jest oparta na całce przekrycia (ang. *overlap*) [135]:

$$P_0 = \operatorname{Re} \left[\frac{(\int \vec{E}_1 \times \vec{H}_2^* \cdot d\vec{S})(\int \vec{E}_2 \times \vec{H}_1^* \cdot d\vec{S})}{\int \vec{E}_1 \times \vec{H}_1^* \cdot d\vec{S}} \right] \frac{1}{\operatorname{Re}(\int \vec{E}_2 \times \vec{H}_2^* \cdot d\vec{S})}, \quad (4.27)$$

która umożliwia sprawdzenie względnej efektywności sprzężenia modów pochodzących z różnych włókien, ustawionych idealnie względem rdzenia, na podstawie ich rzeczywistego rozkładu pola elektrycznego i magnetycznego. Wynik takich kalkulacji może być uwzględniony jako jakościowy parametr opisujący ułamek przejścia mocy z jednego do drugiego włókna, gdy są one idealnie ustawione względem siebie. Jednak w praktyce nie da się osiągnąć perfekcji ustawienia w spawie, więc jest to parametr orientacyjny sprzęgania mocy pomiędzy strukturami.

4.2.8. Automatyzacja

Wymienione moduły można także łączyć pod względem obliczeń wykonywanych przez analizator FDE i powtarzać w cyklach iteracyjnych, dzięki czemu powszechnie projektuje się lub optymalizuje nowe struktury włókien. Zdecydowanie najwygodniejszym rozwiązaniem jest automatyzowanie procesu za pomocą dodanego języka skryptowego, który zdecydowanie przyspiesza proces dążenia do najbardziej obiecujących rozkładów współczynnika załamania. Jednak aby otrzymać docelową strukturę, należy odpowiednio określić algorytm, a w nim funkcję kosztów optymalizacyjnych opartą często na wielu parametrach. W związku z tym, przejście od uogólnionych modeli o mniejszej dokładności zdecydowanie usprawnia etap obliczeń i przewidzenie potencjalnych rozwiązań. Nawet jeżeli rezultat nie jest od początku typowym włóknom nanostrukturizowanym, to w łatwy sposób można przekonwertować model na strukturę mozaikową i przeskalować do adekwatnej preformy. Obiecujące wyniki teoretyczne z pewnością warto zweryfikować eksperymentalnie, ponieważ numerycznie obliczone struktury są uważane za „idealne”, więc demonstracja rzeczywistych możliwości ma zdecydowanie większą wartość aplikacyjną.

W używanej przez zespół autora niniejszej rozprawy wersji MODE Solution (wersja 2018a) składnia języka skryptowego nie była jeszcze odpowiednio rozbudowana. Dlatego w celu ograniczenia czasu sporządzania skryptów automatyzujących optymalizację

i wprowadzenia dodatkowych funkcji wykorzystano środowisko Matlab, co wydawnie wspomogło proces projektowania światłowodów nanostrukturyzowanych.

5. Metodyka weryfikacji eksperymentalnej

Część zaprojektowanych w niniejszej rozprawie światłowodów została wyprodukowana oraz przestudiowana eksperymentalnie. Ściślej były to światłowod hybrydowy (omówiony w rozdziale 6) i światłowod ze sztuczną anizotropią rdzenia (omówiony w rozdziale 7). Oba włókna zweryfikowano pod względem właściwości liniowych, tj.: tłumienności włókna, charakterystyki dyspersji, efektywnego pola modu. W przypadku dwójłomnego włókna z anizotropią rdzenia wykonano także pomiar grupowej i fazowej dwójłomności modowej, apertury numerycznej, współczynnika ekstynkcji polaryzacji, jak również tłumienności spawu z SMF-28. Eksperymentalna weryfikacja właściwości optycznych stanowi znaczącą część niniejszej pracy i jest niezbędna do określenia skuteczności użytych metod projektowych dla poszczególnych włókien. W tym rozdziale omówiono istotne układy pomiarowe zastosowane do charakteryzacji wyprodukowanych próbek światłowodowych – od mierzenia struktury na skaningowym mikroskopie elektronowym (ang. *scanning electron microscope*, SEM) do wykorzystanych technik pomiarowych w laboratorium optycznym.

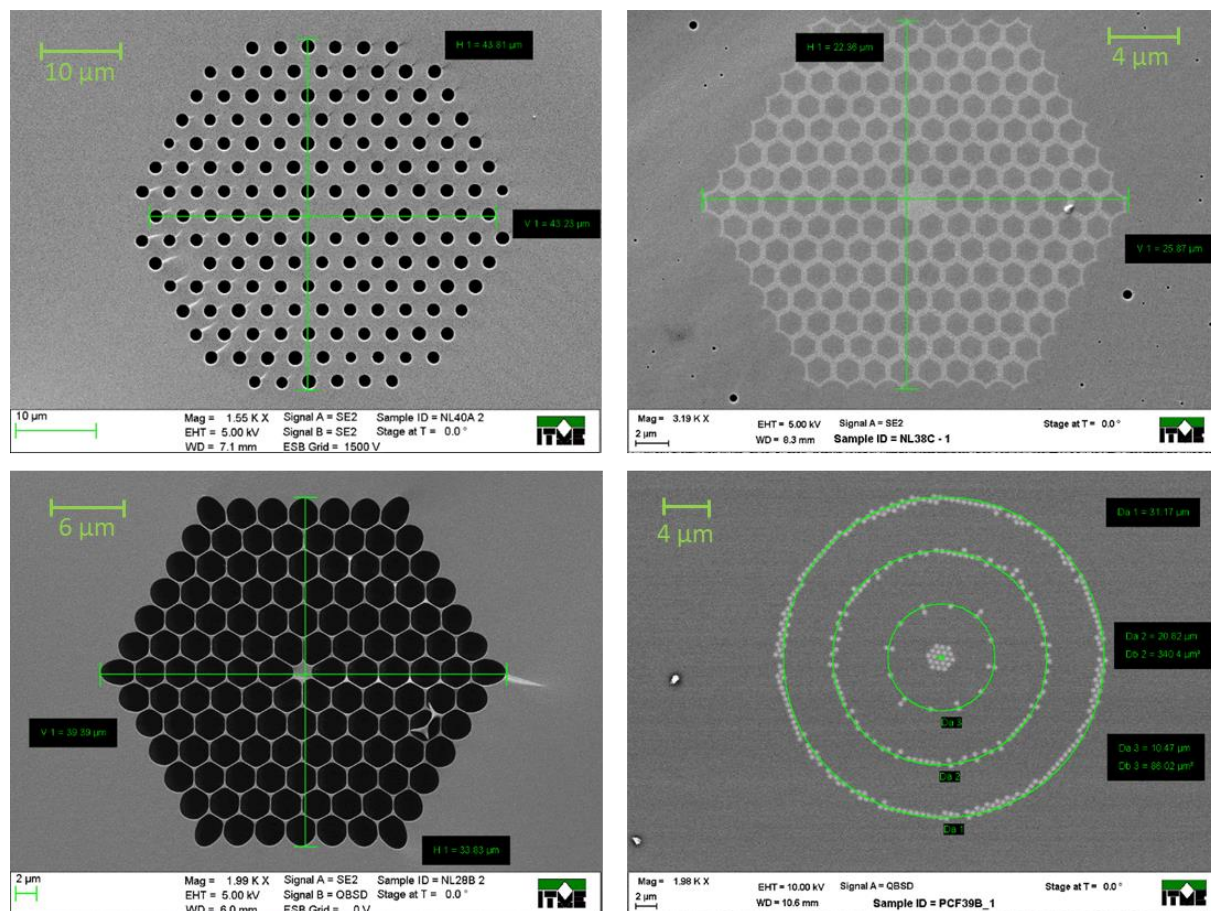
Szacowana wielkość błędów pomiarowych jest w większości przypadków na poziomie 1–2%, dlatego zdecydowano się nie umieszczać ich na wykresach. Podobny zabieg stosuje się również w literaturze naukowej poświęconej pomiarom światłowodowym w celu zwiększenia czytelności prezentowanych wyników. Niemniej, w poniżej przedstawionych metodach skomentowano występujące niepewności wynikające z pomiarów.

5.1. Wymiarowanie próbek za pomocą SEM

Wyprodukowanie światłowodów nanostrukturyzowanych jest procesem zaawansowanym technologicznie, wymagającym wyjątkowej precyzji, ale jak w każdym procesie prototypowania mogą pojawić się uchybienia od założonych ustaleń. Przede wszystkim mogą na to wpływać: niejednorodne rozkłady współczynnika załamania w zakupionych lub syntezowanych szklach, błędy w układaniu preformy, niestabilne parametry podczas procesu wyciągania lub dyfuzja (zobacz podrozdział 3.2.1). W celu dokładnego zidentyfikowania wyglądu struktury można jeszcze na etapie wyciągania subpreformy zobaczyć rdzeń i jego okolice w mikroskopie optycznym, jednak już po wyprodukowaniu włókna skala jest na tyle mała, że konieczne jest skorzystanie z SEM. Ponadto ze względu na mały kontrast współczynnika załamania badanych materiałów, które są domieszkowanymi dielektrykami, warto napylić cienką powłokę z materiału przewodzącego (np. złoto, grafit), aby zwiększyć przewodzenie elektronów. Metalizacja nie jest konieczna w przypadku mikroskopów elektronowych z niską próżnią, ale używane w opisywanej pracy SEM wymagały tego etapu.

Na podstawie wykonanych zdjęć włókien (przykładowe wymiarowania na rys. 5.1) można przeprowadzić pomiary bezpośrednie w podglądzie mikroskopu lub w programach graficznych (np. ImageJ). Na podstawie wymiarowania można określić wielkości: poszczególnych elementów użytych do skonstruowania rozkładu współczynnika załamania w rdzeniu, średnicy rdzenia i płaszcza oraz zakresu dyfuzji w otrzymanej próbce. W niektórych mikroskopach elektronowych występuje również detektor mikroanalizy rentgenowskiej – EDS (z ang. *energy dispersive spectroscopy*), służący do scharakteryzowania intensywności promieniowania rentgenowskiego na podstawie tworzenia

się par elektron–dziura w materiale, przez co skan liniowy lub obszarowy jest w stanie zidentyfikować procentową zawartość występujących pierwiastków. Sama metoda pomiaru jest bardzo szybka ze względu na równoległą analizę promieniowania pochodzącego od każdego z pierwiastków (choć pierwiastków nie lżejszych niż sód) i umożliwia poddanie analizie dyfuzji szkła w przypadku otrzymanych w niniejszej pracy próbek.



Rysunek 5.1. Przykładowe zdjęcia światłowodów mikrostrukturalnych wykonanych w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych (teraz IMiF) z naniesionym wymiarowaniem i skalą. Kontrast na zdjęciach definiuje współczynnik załamania szkła – im jaśniejszy, tym jego wartość jest większa, natomiast czarne obszary są dziurami powietrznymi

Na podstawie zdjęć SEM przekroju włókna istnieje możliwość przeprowadzenia dodatkowej symulacji numerycznej rzeczywistej struktury. Środowisko numeryczne MODE Solution zawiera funkcję zaimportowania obrazu rastrowego, która pozwala na przeprowadzenie obliczeń numerycznych na sfotografowanej strukturze. Wymagane przy tym jest również odpowiednie dopasowanie siatki obliczeniowej do najmniejszych elementów i często – dodatkowa obróbka graficzna zdjęć przed wczytaniem do oprogramowania, np. usunięcie szumów, nieczystości wynikających z cięcia i uwydatnienie granic pomiędzy szklami.

W związku z powyższym, wykorzystanie SEM po wyprodukowaniu każdego z włókien światłowodowych stanowi podstawę dalszej analizy struktury, zarówno w celu dodatkowych obliczeń numerycznych, jak i określenia spełnienia wstępnych założeń geometrycznych w porównaniu z zaprojektowaną strukturą. W przypadku serii światłowodów wyprodukowanych na potrzeby niniejszej pracy zdjęcia zostały wykonane przez wykwalifikowany personel na mikroskopie Auriga firmy Zeiss lub Phenom firmy Thermo

Scientific. W obu przypadkach wyprodukowanych włókien światłowodowych przeprowadzono wymiarowanie geometryczne na zdjęciach z SEM oraz dodatkowe symulacje rzeczywistej struktury. Błędy pomiarowe wynikające z pomiarów mikroskopem nie przekraczają 1%.

5.2. Pomiar tłumienności we włóknie i spawie

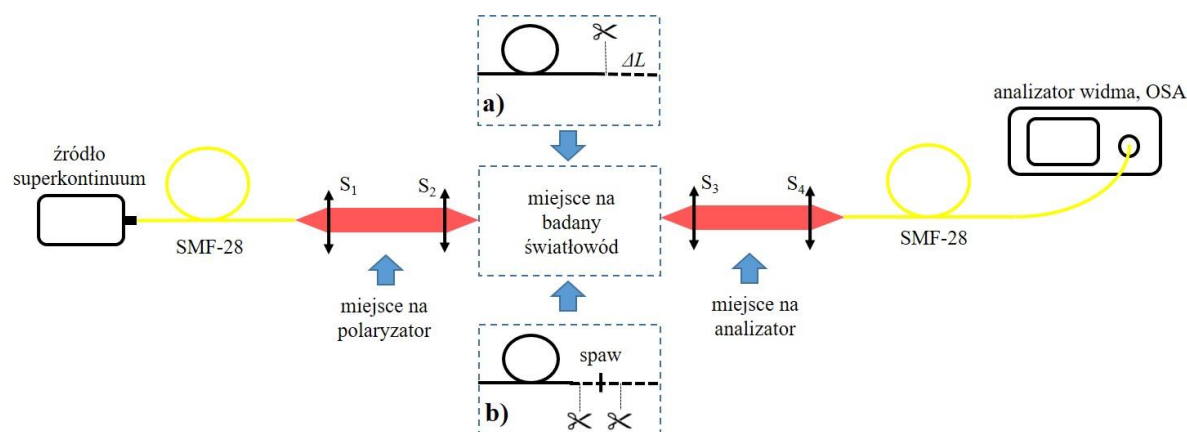
W przypadku pomiaru tłumienności stosuje się wiele technik pomiarowych, które umożliwiają zmierzenie faktycznych strat mocy podczas propagacji dla poszczególnych wartości lub zakresu długości fali. Jedną z najłatwiejszych i szybkich w wykonaniu – zarówno odnośnie do samego włókna, jak i spawu – jest powszechnie stosowana metoda odcinania (ang. *cut-back method*) [136]. Polega ona na rejestracji widma wyjściowego ze światłowodu przy wykorzystaniu źródeł szerokopasmowych lub pomiarze mocy optycznej dla źródeł monochromatycznych przed i po jednokrotnym (w przypadku włókna) lub wielokrotnym (może zostać wykorzystane w pomiarze włókna i spawów) obcięciu odcinka włókna. Dla pomiaru strat we włóknie kluczowe jest wykorzystanie długiego segmentu, w szczególności w przypadku mało stratnych szkieł krzemionkowych, aby zmierzyć moc optyczną P_{w1} dla długiego odcinka oraz wykonać analogiczny pomiar dla mocy optycznej P_{w2} w odcinku skróconym o ΔL . Tłumienność w światłowodzie na jednostkę długości można określić na podstawie wzoru:

$$A = \frac{10}{\Delta L} \log \frac{P_{w2}}{P_{w1}} \text{ [dB/m]}. \quad (5.1)$$

Schemat układu pomiarowego dla włókien, za pomocą którego wyznaczono charakterystykę spektralną tłumienności, jest przedstawiony na rys. 5.2, wariant „a”.

W przypadku pomiaru strat zachodzących na spawach wykorzystano ten sam układ, tylko wykonano 2 cięcia włókna – przed i za spawem, jak jest to zaprezentowane na rys. 5.2b. Procedura pomiaru polega na zweryfikowaniu mocy P_{s1} – na całym odcinku połączonych spawem włókien, mocy P_{s2} – po pierwszym skróceniu dla odcinka pierwszego światłowodu i spawu oraz mocy P_{s3} – tylko dla pierwszego odcinka światłowodu po ucięciu za spawem. Na podstawie spektralnych charakterystyk lub wartości mocy dla źródła monochromatycznego można wyznaczyć straty dla spawu w dB poprzez różnicę otrzymanych wyników, tj. $P_{s3} - P_{s2}$. Poszczególne pomiary wartości mocy optycznej warto kilkakrotnie powtórzyć i uśrednić w celu wyeliminowania błędu jakości obcięcia czoła światłowodu.

W układzie do mierzenia tłumienności jako źródła światła użyto szerokopasmowego lasera superkontinuum Leukos Opera, generującego promieniowanie elektromagnetyczne w zakresie 420–2400 nm. Skierowano je do badanego włókna za pomocą standardowego światłowodu SMF-28 i dwóch obiektywów S_1 i S_2 (A110TM-C, ogniskowa 6 mm, $NA = 0,5$). Chcąc prawidłowo wprowadzić wiązkę światła do badanego włókna, poza odpowiednim skorygowaniem śrub na stolikach optycznych, należy zapewnić pobudzenie włókna w taki sposób, aby prowadzony był możliwie tylko mod podstawowy. W tym celu na etapie justowania układu rozkład natężenia światła na wyjściu światłowodu był obrazowany za pomocą obiektywu mikroskopowego na kamerze CCD (z ang. *charge-coupled device*).



Rysunek 5.2. Schemat układu pomiarowego do badania tłumienności a) światłowódów i b) spawów w zakresie spektralnym 1200–2400 nm

Pozwoliło to na wizualną ocenę rozkładu natężenia w prowadzonym modzie. Podobnie jak w przypadku wprowadzenia wiązki została ponownie sprzężona do SMF-28 za pomocą soczewek S_3 i S_4 (obie A110TM-C), a sam światłowód – podłączony do analizatora widma optycznego (ang. *optical spectrum analyser*, OSA) Yokogawa's AQ6375B o zakresie pomiarowym 1200–2400 nm.

W przypadku włókna dwójłomnego, aby przeprowadzić oddzielne pomiary tłumienności dla wolnej i szybkiej osi włókna (czyli osi polaryzacyjnych, w których prędkość propagacji światła jest odpowiednio najmniejsza i największa), należy zastosować pomiędzy soczewkami polaryzator i analizator w zaznaczonych miejscach.

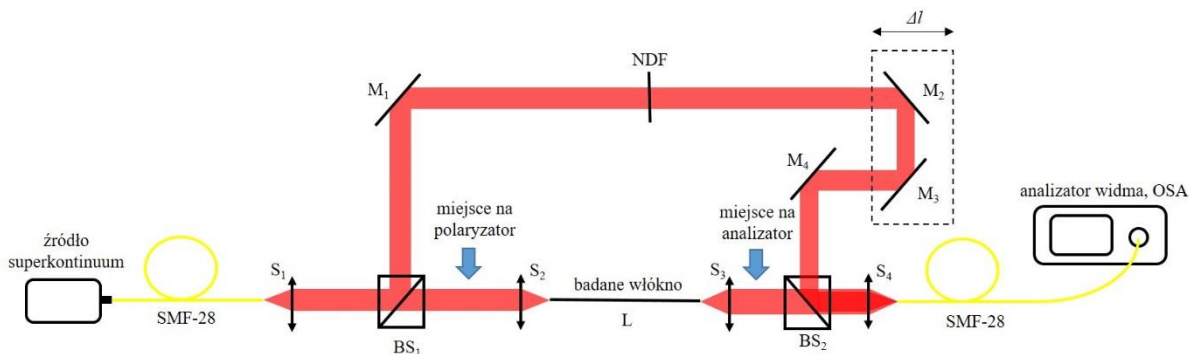
W wariancie „a” powyższego układu pomiarowego, nie odcinając segmentów włókna, można również zbadać straty zgięciowe światłowodu. Procedura pomiarowa polega wtedy na zweryfikowaniu mocy optycznej P_p w prostym włóknie, a następnie, kształtując pętlę o promieniu r i ponownie mierząc moc P_r , można na podstawie stosunku $10\log(P_p/P_r)$ określić w dB straty występujące na zgięciu. Ponadto jeżeli światłowód jest wielomodowy i przeprowadza się pomiar w szerokim zakresie spektralnym, można zauważyć charakterystyczne piki, które oznaczają długość fali odcięcia modów wyższego rzędu.

Ze względu na to, że jedyne operacje wykonuje się na końcu włókna, nie ingerując w efektywność wprowadzenia światła do włókna oraz dzięki uśrednieniu kilku wyników, które są stosunkowo łatwo powtarzalne, szacowany błąd pomiaru nie przekracza 2%.

5.3. Pomiar dyspersji chromatycznej

Dyspersja chromatyczna w światłowodach telekomunikacyjnych jest postrzegana jako efekt negatywnie wpływający na dalekodystansową transmisję sygnałów. Charakterystyka spektralna dyspersji wpływa bezpośrednio na czasowe poszerzenie krótkich impulsów świetlnych propagowanych wzdłuż włókna. Ponadto w zastosowaniach nieliniowych determinuje ona rodzaj efektów nieliniowych występujących podczas użycia promieniowania o dużej intensywności. Jak wspomniano w podrozdziale 2.2.1, właściwie zaprojektowana struktura pozwala uzyskać odpowiedni do danego zastosowania kształt krzywej dyspersji, również taki, w którym jest ona bardzo mała. Dokładne odwzorowanie zaprojektowanych struktur w procesie technologicznym nie jest w praktyce możliwe na skutek dyfuzji oraz

fluktuacji parametrów geometrycznych. Ma to szczególne znaczenie w przypadku dyspersji, która jest parametrem bardzo czułym na wszelkiego rodzaju zmiany, dlatego też warto zbadać dyspersję, aby potwierdzić działanie koncepcji. Poniżej opisana metoda pomiarowa wzorowana jest na pracy [137].



Rysunek 5.3. Schemat układu do pomiaru dyspersji włókna bazujący na interferometrze Macha-Zehndera z szerokospektralnym źródłem światła

W ramach pomiarów dyspersji chromatycznej wykorzystano układ interferometryczny w konfiguracji Macha–Zehndera (rys. 5.3). Wyprowadzona wiązka o szerokim zakresie spektralnym ze źródła superkontinuum, jakim jest ponownie Leukos Opera, zostaje na samym początku skolimowana poprzez soczewkę S_1 , a następnie rozdzielona na 2 wiązki poprzez kostkę światłodziącą BS_1 . W dolnym torze optycznym (nazywanym pomiarowym) występują miejsca, które można wykorzystać do umieszczenia polaryzatora i analizatora (dla pomiarów włókna dwójłomnego) oraz soczewek A110TM-C, oznaczonych jako S_2 oraz S_3 , służących do wprowadzenia i wyprowadzenia wiązki światła do i z badanego włókna o długości L . W drugim ramieniu, referencyjnym, ustawiono na stałe przytwierdzone zwierciadła M_1 i M_4 oraz przymocowane do przesuwanej platformy zwierciadła M_2 i M_3 . Przesuw platformy za pomocą śruby mikrometrycznej umożliwia badanie różnicy dróg optycznych (ang. *optical path difference*, OPD), jaką wprowadza badany światłowód wraz z obiektami w ramieniu pomiarowym. W torze referencyjnym użyto również optycznego filtra szarego (ang. *neutral density filter*, NDF), który służy do ujednolicenia wartości natężeń w obu torach optycznych. Propagujące się oboma ramionami wiązki są ponownie łączone za pomocą drugiej kostki światłodziącej BS_2 i wprowadzone do analizatora widma Yokogawa’s AQ6375B (1200–2400 nm) za pośrednictwem soczewki S_4 i SMF-28. Dla zakresu poniżej 1200 nm zamiast analizatora użyto także spektrometru Ocean Optics Red Tide USB650 (450–1000 nm) i spektrometru Avantes AvaSpec-NIR256-1.7 (980–1700 nm), dzięki którym wykorzystano praktycznie cały zakres widma promieniowania źródła.

Efektywny współczynnik załamania modu n_{eff} podlega dyspersji, czyli jest zależny od długości fali, co przekłada się na różne wartości wyrównania dróg optycznych w ramionach przedstawionego układu. Można to skorygować śrubą mikrometryczną platformy ze zwierciadłami M_2 i M_3 , wtedy fale, których natężenie pola elektrycznego można opisać następującymi wzorami:

$$\begin{aligned} U_1(r, t) &= A_1(r) \cdot \exp[i(\varphi_1(r) - \omega t)] \\ U_2(r, t) &= A_2(r) \cdot \exp[i(\varphi_2(r) - \omega t)] \end{aligned} \quad , \quad (5.2)$$

przy zbliżonej długości obu dróg optycznych będą interferować między sobą. Zmienne $A_1(r)$ i $A_2(r)$ oznaczają amplitudy, a $\varphi_1(r)$ i $\varphi_2(r)$ – fazy poszczególnych fal. Interferencja powyższych fal może być zapisana jako suma amplitud pól elektrycznych:

$$U(r, t) = A_1(r) \cdot \exp[i(\varphi_1(r) - \omega t)] + A_2(r) \cdot \exp[i(\varphi_2(r) - \omega t)], \quad (5.3)$$

a następnie z powodu zbyt wysokiej częstotliwości w czasie przechodzi się do możliwego do zarejestrowania przez aparaturę pomiarową natężenia (wartość natężenia jest kwadratem amplitudy, $I = A^2$):

$$I(r) = \int U(r, t) \cdot U^*(r, t) \cdot dt, \quad (5.4)$$

$$I(r) = A_1^2(r) + A_2^2(r) + 2A_1(r)A_2(r) \cdot \cos[\varphi_1(r) - \varphi_2(r)], \quad (5.5)$$

$$I(r) = I_1(r) + I_2(r) + 2\sqrt{I_1(r)I_2(r)} \cdot \cos(\Delta\varphi(r)). \quad (5.6)$$

Równanie interferencji dwóch fal zawiera nie tylko sumę ich natężeń, ale także człon harmoniczny $\cos(\Delta\varphi)$, z informacjami o różnicy faz. W układzie na rys. 5.3 istnieje możliwość modyfikacji fazy fali referencyjnej poprzez położenie platformy ze zwierciadłami M_2 i M_3 , a co za tym idzie – wpływu na wartość różnicy faz między falami. Rozpatrując całościowo układ interferometryczny, OPD można określić jako:

$$\begin{aligned} OPD &= d_{S_2}(n_{S_2} - 1) + d_{S_3}(n_{S_3} - 1) + L(n_{eff} - 1) - [d_{NDF}(n_{NDF} - 1) + 2\Delta l] = \\ &= OPD_{S_2} + OPD_{S_3} + OPD_L - OPD_{NDF} - OPD_{\Delta l} \end{aligned} \quad (5.7)$$

gdzie d i n oznaczają grubość oraz fazowy współczynnik załamania obiektywów (S_2 i S_3) i filtra (NDF), a L i n_{eff} są odpowiednio długością włókna i jego efektywnym fazowym współczynnikiem załamania modu. W ostatnim członie znajduje się również podwojona odległość przesunięcia stolika ze zwierciadłami M_2 i M_3 w ramieniu referencyjnym ($2\Delta l$). Wszystkie elementy optyczne wprowadzają w interferometrze poszczególne OPD, dlatego należy je wszystkie uwzględnić w dalszych obliczeniach. Istnieje również możliwość powielenia elementów optycznych wprowadzających dyspersję z toru pomiarowego do referencyjnego w celu zniwelowania różnicy dróg optycznych, ale przy wprowadzeniu tylko dwóch, i to jeszcze takich samych, elementów optycznych obliczenia nie są zbyt skomplikowane.

Łącząc fakt interferencji i różnicy dróg optycznych, w czynniku fazowym równania (5.6) uwzględnia się (5.7), co ostatecznie określa natężenie światła interferujących fal w formie $\cos[(2\pi/\lambda) - OPD]$. Jest to główna część obserwowanego na analizatorze lub spektrometrze wzoru interferencyjnego. Jednak ze względu na to, że OPD jest zależne od długości fali, widmo jest dodatkowo zmodulowane. W obserwowanym wzorze interferencyjnym zmienia się gęstość spektralna prążków, która zależy od dyspersji współczynnika załamania w torze pomiarowym oraz położenia zwierciadeł M_2 i M_3 (Δl) w torze referencyjnym. W zależności od dyspersji występującej we włóknie należy dobrać odcinek odpowiedniej długości, aby nie było potrzeby zwiększania drogi optycznej w torze referencyjnym. Zbyt długi segment włókna skutkuje bardzo gęstą modulacją widma, którego rejestracja może być znacząco utrudniona ze względu na ograniczoną zdolność rozdzielczą spektrometrów (około 1 nm dla

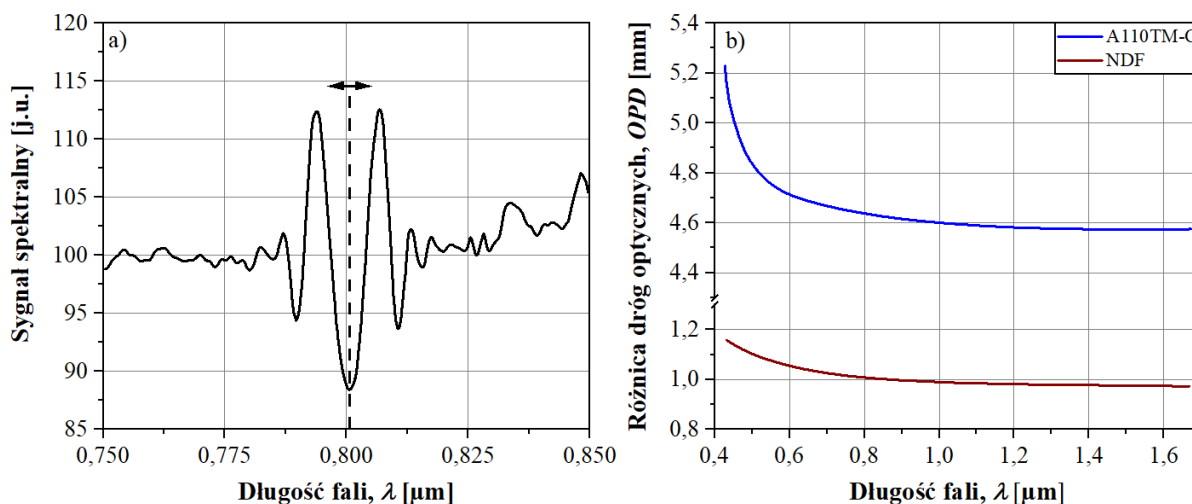
zakresu widzialnego, 4 nm w NIR). Kompensację dróg optycznych w układzie interferometru uzyskuje się poprzez zmianę drogi optycznej w ramieniu referencyjnym. Ze względu na różnicę dyspersji w ramieniu referencyjnym (powietrze) i pomiarowym (szkło) kompensacja występuje dla jednej długości fali i obserwuje się charakterystyczny prążek na skutek interferencji spektralnej (rys. 5.4a). W ten sposób możliwe jest wyznaczenie względnego grupowego współczynnika załamania w funkcji długości fali dla badanego włókna. Grupowy współczynnik załamania N_g jest powiązany z dotychczas omówionym fazowym współczynnikiem załamania n w następujący sposób:

$$N_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}. \quad (5.8)$$

Śledząc położenie spektralne zerowego prążka w zależności od różnicy dróg optycznych pomiędzy torem pomiarowym z badanym włóknem a torem referencyjnym o regulowanej długości (Δl), można wyznaczyć krzywą efektywnego grupowego współczynnika załamania włókna N_{eff} , korzystając ze wzoru:

$$N_{eff}(\lambda) = \frac{2\Delta l(\lambda) + OPD_{NDF}(\lambda) - OPD_{S2}(\lambda) - OPD_{S3}(\lambda)}{L} + 1. \quad (5.9)$$

Przejście do grupowego współczynnika załamania możliwe jest przy założeniu przybliżenia zależności współczynnika fazowego do długości fali, opisanego w [137]. Ponadto pomiar tej zmiennej obarczony jest stałą, aczkolwiek przy dalszym różniczkowaniu do $D(\lambda)$ jest ona zerowana. Istotną rolę w powyższej formule odgrywają różnice dróg optycznych wprowadzone przez elementy optyczne w układzie, tj. 2 tożsame soczewki ($OPD_{S2} = OPD_{S3}$) i filtr szary. Znajomość ich wartości w odniesieniu do długości fali jest w związku z tym niezbędna do prawidłowego wyznaczenia dyspersji w zaproponowanym układzie. Z tego względu zmierzono różnice dróg optycznych poszczególnych elementów w układzie bazującym na interferometrze Michelsona, a wyniki uwzględniane w dalszej analizie są przedstawione na rys. 5.4b.



Rysunek 5.4. a) Przykład interferogramu z charakterystycznym szerokim prążkiem, którego środek, przypadający dla fali o długości 0,8 μm , odpowiada kompensacji dróg optycznych w obu gałęziach interferometru, b) spektralna zależność OPD zmierzona dla soczewki A110TM-C i filtra szarego – NDF. Dane do wykresu a) pochodzą z [138]

Po zmierzeniu w układzie różnicy drogi optycznej $2\Delta l$ w funkcji długości fali za pomocą śruby mikrometrycznej i uwzględnieniu wpływu innych elementów optycznych w układzie

(2 soczewki i filtr) zgodnie z formułą (5.10) – przeprowadza się obliczenia grupowego współczynnika załamania N_{eff} . W celu wykonania dokładnych obliczeń dyspersji do wyznaczonych punktów dopasowywana jest krzywa Laurenta:

$$N_{eff}(\lambda) = \frac{A_1}{\lambda^4} + \frac{A_2}{\lambda^2} + A_3 + A_4\lambda^2 + A_5\lambda^4, \quad (5.10)$$

oddająca odpowiednią zależność współczynnika i ułatwiająca analityczne różniczkowanie po długości fali, choć sprawdza się również w przypadku zagęszczenia punktów pomiarowych przy różniczkowaniu numerycznym.

Ostatnim krokiem jest obliczenie dyspersji światłowodu $D(\lambda)$, danej wzorem:

$$D(\lambda) = \frac{1}{c} \frac{dN_{eff}(\lambda)}{d\lambda}, \quad (5.11)$$

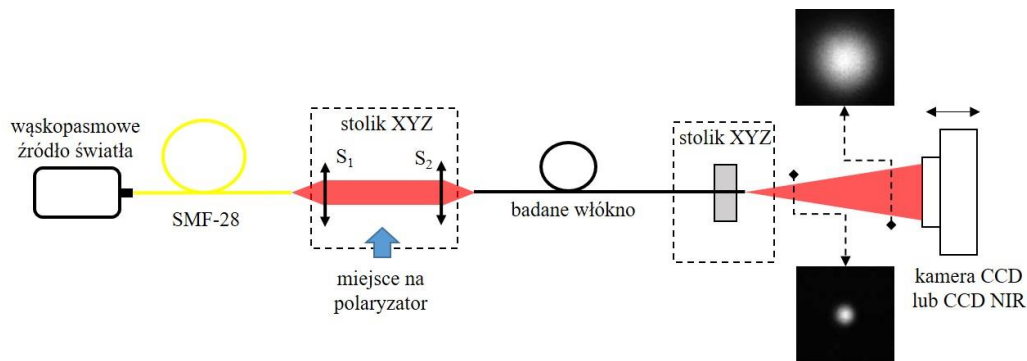
z uwzględnieniem stałej c , która oznacza prędkość światła w próżni. Otrzymana eksperymentalna krzywa dyspersji chromatycznej obejmuje szeroki zakres spektralny, co pozwala np. na zlokalizowanie charakterystycznego punktu zera dyspersji, który dla SMF-28 występuje dla 1310 nm [57]. Metoda jest bardzo czuła, a najmniej dokładne może być precyzyjne ustawienie śruby. Jednak błąd wprowadzony podczas pomiaru nie powinien przekraczać 1%.

5.4. Pomiar apertury numerycznej i efektywnego pola modu

Następna omówiona metoda pomiarowa dotyczy weryfikacji modowości włókna, a w przypadku światłowodów jednomodowych dla danej długości fali – zmierzenia efektywnej średnicy modu $2r_{eff}$, parametru niezbędnego do określenia efektywnego pola modowego A_{eff} oraz apertury numerycznej włókna NA . Tak samo jak w przypadku powyższych metod na początku sprzęga się wąskopasmowe źródło światła (dla zastosowań telekomunikacyjnych zazwyczaj 1,55 μm) do badanego włókna. Dla używanej długości fali parametry soczewki wprowadzającej wiązkę laserową powinny być starannie dobrane do badanego włókna (pod względem średnicy modu i apertury dla danej długości fali), aby uniknąć strat wtrąceniowych (ang. *insertion losses*) i zmiany charakterystyki modowej. Ponadto dla odpowiedniego wyjustowania układu, można obserwować czoło wyjściowe światłowodu za pomocą soczewki o krótkiej ogniskowej lub obiektywu mikroskopowego na kamerze CCD przystosowanej do pracy w NIR. Niestety, niewielkie przesunięcie względem wprowadzanej wiązki może wiązać się ze wzbudzeniem wyższych modów (kiedy włókno jest wielomodowe), dlatego ważne jest odpowiednie zestawienie elementów optycznych przed dokonaniem pomiarów.

Do pomiarów wykorzystuje się układ pomiarowy przedstawiony na rys. 5.5, na który składają się: źródło światła o wąskim zakresie spektralnym (w przypadku wykonanych pomiarów – laser 1,55 μm lub szerokopasmowe źródło o niskiej koherencji: 1,52–1,57 μm); światłowod SMF-28 doprowadzający wiązkę; soczewka S_1 kolimująca propagującą się w przestrzeni falę; soczewka S_2 o dużym powiększeniu i wysokiej wartości apertury (40x/0,65 lub 60x/0,85) skupiająca wiązkę do badanego włókna; a także kamera CCD

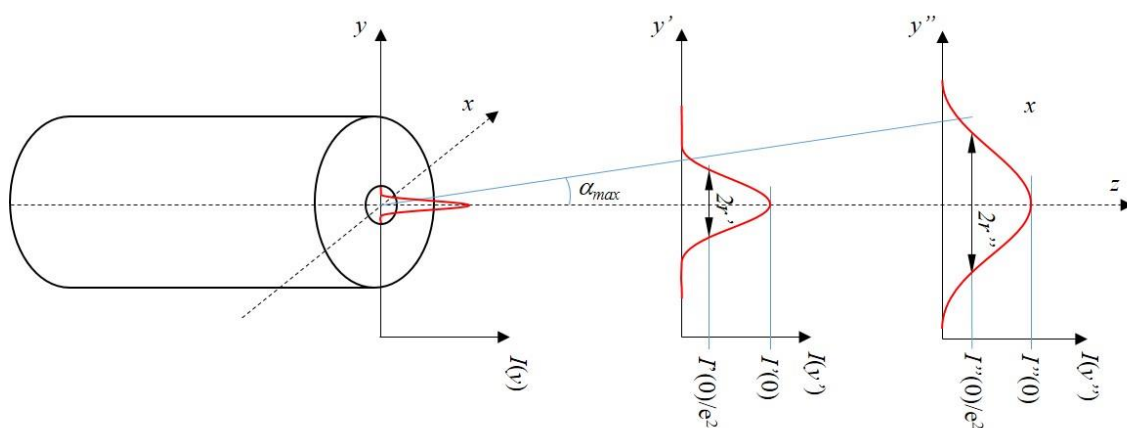
z naniesioną warstwą fosforu umożliwiającą zwizualizowanie promieniowania w NIR (zakres użytej kamery wynosił 1,46–1,60 μm). Ponadto soczewki i końcówki badanego włókna zamontowano na platformach umożliwiających regulację w osiach x, y i z, natomiast kamera była umieszczona na stoliku liniowym pozwalającym na rejestrację i pomiar wiązki wzdłuż osi z. Przeprowadzane pomiary rozkładów natężenia odbywają się w tzw. polu dalekim, czyli odległości spełniających warunek $z \gg (2r_{\text{eff}})^2/\lambda$ od czoła włókna. Schemat całego układu pomiarowego jest widoczny na rys. 5.5 – z przykładowymi zdjęciami rozkładu natężenia w dwóch miejscach.



Rysunek 5.5. Schemat wykorzystanego układu do pomiaru efektywnego pola modu i apertury numerycznej

W przypadku światłowodów utrzymujących polaryzację podobnie jak we wcześniejszych pomiarach można zweryfikować mody polaryzacyjne, używając polaryzatora w skolimowanej wiązce, jednak przedtem należy sprawdzić analizatorem poszczególne osie polaryzacji (wolną i szybką) na wyjściu badanego włókna.

Wykonanie zdjęcia w różnych odległościach kamery w osi z od wyjściowego czoła światłowodu (rys. 5.6) nie tylko pozwala dopasować funkcję gaussowską do otrzymanego rozkładu pikseli, ale także umożliwia w kilku iteracjach wyznaczenie odpowiedniej zależności szerokości plamki $2r'_{\text{eff}}$ od odległości z. Ta zależność jest istotna dla dokładnego wyznaczenia kąta α_{max} , zgodnie z wizualizacją przedstawioną na rys. 5.6.



Rysunek 5.6. Wizualizacja poglądowa propagacji natężenia światła wychodzącego z włókna w polu dalekim. Na rysunku przedstawiono kryterium zaniku natężenia $1/e^2$, przez które wyznaczano efektywne pole modu i aperturę numeryczną

Jednak żeby odpowiednio zmierzyć szerokość rozkładu gaussowskiego, stosowane są różne kryteria określające odpowiedni pod względem mierzenia zanik lub spadek natężenia względem maksymalnej wartości. W laboratoryjnych pomiarach wykonanych w niniejszej

pracy przyjmuje się wartość $1/e^2$ ($\approx 13,5\%$), lecz warto pamiętać, że w branży telekomunikacyjnej stosuje się również 5% natężenia maksymalnego. Po przyjęciu wybranej metody zmierzone zależności promienia plamki $r'_{eff}(z)$ mają charakterystykę liniową (w polu dalekim), więc dopasowanie prostej $r = az + b$ pozwala zbadać rzeczywistą odległość $z_0 = -b/a$. Ta odległość określa najbliższe położenie kamery względem czoła włókna, i ze względu na umieszczenie matrycy w środku obudowy kamery nie jest możliwa do precyzyjnego zmierzenia. Gdy znane jest z_0 , można w łatwy sposób obliczyć na podstawie wyznaczonej prostej promień r w czole światłowodu, czyli w zasadzie początkowe przewężenie wiązki gaussowskiej w_0 . Następnie, stosując przybliżenie małych kątów dla wiązki gaussowskiej, kąt α_{max} jest opisany jako:

$$\alpha_{max} = \frac{\lambda}{2\pi w_0}. \quad (5.12)$$

Wyznaczony kąt określa stożek akceptacji, który bezpośrednio odpowiada aperturze numerycznej (dla włókna znajdującego się w powietrzu) i jest geometrycznie tożsamy z propagacją modu w polu dalekim w następujący sposób:

$$NA = \sin \alpha_{max} = \sin \left[\operatorname{tg}^{-1}(a) \right], \quad (5.13)$$

gdzie a określa współczynnik kierunkowy prostej dopasowania. Powyższe założenie jest prawdziwe jedynie w przypadku pomiarów w dalekim polu optycznym, czyli $z \gg (2r_{eff})^2/\lambda$. Ograniczenia wykonywanego pomiaru wiążą się głównie z dostępnym sprzętem, ponieważ dla monochromatycznego źródła w wybranej długości fali należy posiadać dostosowaną do odpowiedniej długości fali kamerę, która zazwyczaj jest bardzo kosztowna w przypadku pomiarów w podczerwieni.

Wykorzystując właściwości propagującej się w przestrzeni wiązki, można także wyznaczyć jej natężenie za pomocą następującego wzoru:

$$I(r') = I_0 \exp \left[-2r'^2_{eff} / w(z)^2 \right], \quad (5.14)$$

gdzie I_0 to natężenie początkowe wiązki, r'_{eff} to promień propagacji, a $w(z)$ jest przewężeniem wiązki dla dowolnego z . Promień plamki po propagacji w polu dalekim można oznaczyć jako r'_{eff} i spełnia on zależność:

$$r'_{eff} = \frac{2z}{k r_{eff}}. \quad (5.15)$$

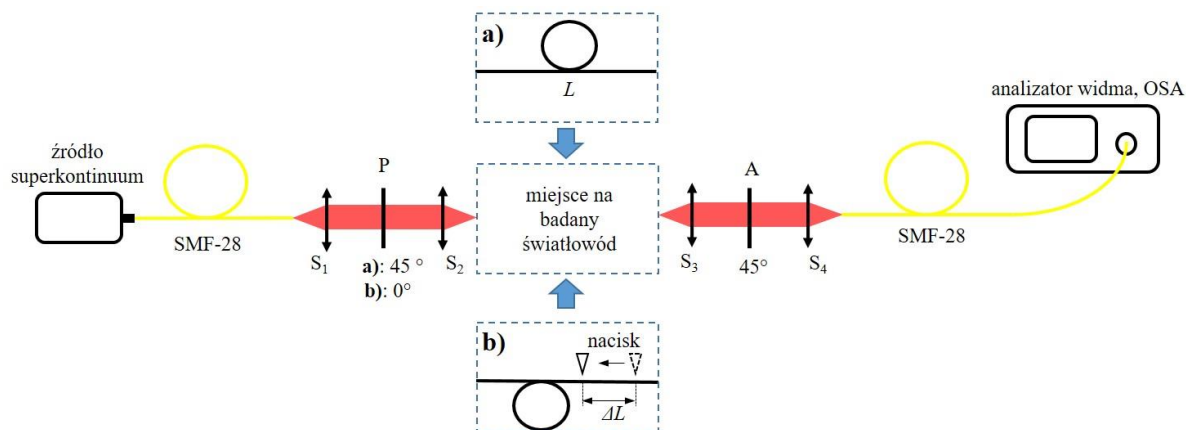
Natomiast efektywne pole modowe można przy użyciu promienia plamki po propagacji opisać następującym wzorem:

$$A_{eff} = \pi r_{eff}^2 = \frac{\lambda^2 z^2}{\pi r_{eff}^2}. \quad (5.16)$$

Wykonane pomiary na podstawie obrazu z kamery, który jest w dużym powiększeniu, nie są obarczone wysoką niepewnością. Maksymalnie mogą to być pojedyncze piksele, które są odpowiedzialne za błędy rzędu 1%.

5.5. Pomiar grupowej i fazowej dwójłomności modowej

Bezpośrednimi parametrami określającymi możliwości utrzymania polaryzacji włókna są dwójłomność grupowa i fazowa. Do wyznaczenia charakterystyki dwójłomności grupowej zastosowano w pracy metodę interferencji spektralnej [139], korzystającą z układu eksperymentalnego pokazanego na rys. 5.7, wariant „a”. Do pomiaru fazowej dwójłomności wykorzystano metodę punktowego nacisku (ang. *lateral force method*), zademonstrowaną w pracy [140]. Schemat pomiaru jest przedstawiony na tym samym rys. 5.7, jednak badanym scenariuszem jest opcja „b”.



Rysunek 5.7. Schematy układów do pomiaru dwójłomności a) grupowej i b) fazowej we włóknie utrzymującym polaryzację

Główne elementy układu i jego schemat są podobne do układu wykorzystywanego do pomiaru tłumienności światłowodów (podrozdział 5.2, rys. 5.2). Ponieważ jednak w obu układach występują światłowody utrzymujące polaryzację, konieczne jest uzupełnienie układu o dodatkowe polaryzatory. W części początkowej układu wiązka w zakresie od 420 nm do 2400 nm generowana za pomocą źródła superkontinuum jest skolimowana za pomocą soczewki S_1 , potem odpowiednio skupiona na wejściu badanego światłowodu. W zależności od wariantu kąt azymutu polaryzacji wejściowej reguluje się polaryzatorem P , a polaryzację wyjściową sprawdza analizatorem A . W przypadku światłowodu dwójłomnego mod liniowy o nieokreślonej polaryzacji rozdzielany jest na dwa mody polaryzacyjne, których azymuty polaryzacji są prostopadłe. Określenie przed pomiarem położenia osi polaryzacyjnych (oś szybka i wolna) jest kluczowe, aby odpowiednio przeprowadzić pomiary. Dlatego na podstawie ustawienia polaryzatorów P i A należy znaleźć dwa położenia, gdzie natężenie światła jest całkowicie wygaszane. Wówczas jedna z osi optycznych włókna jest prostopadłe ustawiona do analizatora A . Natomiast obracając analizator o kąt prosty, otrzymuje się na wyjściu układu maksymalne natężenie światła modu liniowo spolaryzowanego. Po określeniu położenia obu osi polaryzacyjnych badanego włókna można zastosować dwie metody przedstawione na rys. 5.7a i 5.7b – odpowiednio dla pomiaru dwójłomności grupowej i fazowej.

W przypadku pomiaru dwójłomności grupowej (wariant „a”) obrót polaryzatora o kąt 45° wprowadza równomiernie mody polaryzacyjne do włókna, które propagują się z różną prędkością grupową. Oba mody polaryzacyjne LP_{01} interferują za analizatorem A na wyjściu włókna dwójłomnego, tworząc prążki interferencyjne w dziedzinie długości fali, rejestrowane

na OSA. Pomiedzy modami polaryzacyjnymi na wyjściu światłowodu o długości L występuje różnica faz $\Delta\varphi(\lambda)$, która jest zależna od dwójłomności fazowej $B(\lambda)$:

$$\Delta\varphi(\lambda) = 2\pi \frac{B(\lambda)L}{\lambda}. \quad (5.16)$$

Wyznaczając pochodną po długości fali z powyższego wzoru (5.16):

$$\frac{dB(\lambda)}{d\lambda} = \frac{1}{2\pi L} \left(\frac{d\Delta\varphi(\lambda)}{d\lambda} \lambda + \Delta\varphi(\lambda) \right), \quad (5.17)$$

a następnie podstawiając do relacji wiążącej dwójłomność fazową i grupową (2.36), otrzymuje się relację na dwójłomność grupową:

$$G = \frac{\lambda \Delta\varphi(\lambda)}{2\pi L} - \lambda \frac{\Delta\varphi(\lambda)}{2\pi L} - \lambda \frac{\lambda}{2\pi L} \frac{d\Delta\varphi(\lambda)}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{2\pi L} \frac{d\Delta\varphi(\lambda)}{d\lambda}. \quad (5.18)$$

Wynikająca z zależności różnica faz pomiędzy sąsiednimi prążkami interferencyjnymi w jednostkach długości fali wynosi 2π , dlatego dwójłomność grupową można wyliczyć na podstawie:

$$|G(\lambda_0)| = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \cdot L}, \quad (5.17)$$

gdzie λ_0 to długość fali w maksimum lub minimum natężenia prążka, a $\Delta\lambda$ jest odległością spektralną między sąsiednimi prążkami. Wprowadzając wyniki zarejestrowanego wzoru interferencyjnego z OSA do programów służących do analiz, w łatwy sposób można zautomatyzować lokalizowanie maksymalnych lub minimalnych wartości prążków i odległości między nimi.

Dla pomiaru dwójłomności fazowej (wariant „b”) wprowadzono tylko jedną polaryzację do badanego włókna (azymut polaryzatora 0°). Następnie przykładano punktową siłę, co skutkuje sprzężeniem części energii do modu niepobudzonego. Dlatego od miejsca, w którym przyłożono nacisk, propagują się obydwa mody polaryzacyjne, które po przejściu przez analizator A z azymutem 45° interferują między sobą. Sam pomiar polega na śledzeniu konkretnego prążka interferencyjnego dla wybranej długości fali λ' , a dokładniej minimum lub maksimum natężenia przypadającego na niego podczas przesuwania punktu nacisku. Gdy punkt nacisku zostanie przesunięty o odległość ΔL , wówczas można zaobserwować przesunięcie widma prążkowego. Kiedy dla wybranego λ' pojawi się w zależności od wcześniejszego wyboru kolejne maksimum lub minimum, oznacza to, że różnica faz pomiędzy interferującymi modami zmieniła się o 2π na skutek przesunięcia o ΔL , więc tak naprawdę przesunięcie jest równe drodze zdudnień L_B . Mierzając zatem dokładnie przemieszczenie punktu nacisku pomiędzy odpowiednimi maksimami lub minimami, można wyznaczyć dwójłomność fazową dla wybranego λ' według wzoru (2.35).

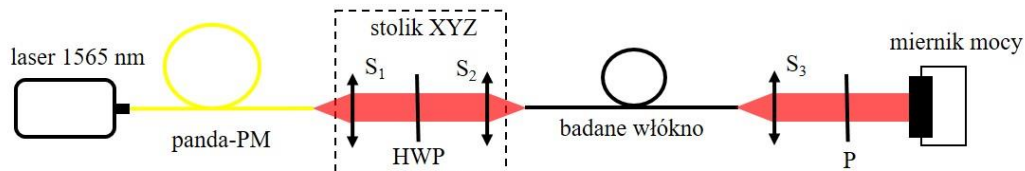
5.6. Pomiar polaryzacyjnego współczynnika ekstynkcji

W celu scharakteryzowania właściwości polaryzacyjnych włókna w zastosowaniach telekomunikacyjnych przeprowadza się pomiary polaryzacyjnego współczynnika ekstynkcji (ang. *polarization extinction ratio*, PER). Jest to stosunek maksymalnej (P_p) do minimalnej

mocy (P_0) dla poszczególnych liniowych polaryzacji utrzymywanych we włóknie, czyli parametr opisujący efektywność transmisji mocy optycznej w badanym włóknie przy stanie włączonej i wyłączonej jednej z polaryzacji [141], zgodnie z wzorem:

$$PER = 10 \log_{10} \left(\frac{P_p}{P_0} \right) \text{ [dB]}, \quad (5.17)$$

W celu pomiaru powyższego parametru zestawiono układ przedstawiony na rys. 5.8.



Rysunek 5.8. Schemat układu służącego do pomiaru PER

Do pomiarów użyto diody laserowej 1565 nm (FRL150CWD-A81-19150-C) kierowanej sterownikiem CD1015, za pomocą której generowano wiązkę o określonej polaryzacji liniowej, dostarczaną do układu światłowodem utrzymującym polaryzację typu PANDA (panda-PM). Następnie wychodząca fala elektromagnetyczna zostaje skolimowana poprzez soczewkę S₁ (A110TM) i wprowadzona do światłowodu za pomocą takiej samej soczewki S₂. W skolimowanej wiązce umieszczono półfalówkę (ang. *half-wave plate*, HWP) firmy Edmund Optics dla przedziału długości fal 900–2100 nm, która obraca azymut polaryzacji o kąt 2α , gdzie α to kąt padania wektora polaryzacji liniowej na płytkę względem jej osi szybkiej. Po przejściu fali przez badane włókno wiązka jest ponownie kolimowana przez soczewkę S₃, która jest identyczna z S₂. Następnie wiązka przechodzi przez polaryzator liniowy P (również firmy Edmund Optics) i jej natężenie rejestrowane jest na mierniku mocy firmy Thorlabs (PM100D), działającym w zakresie 700–1800 nm. W tak skonstruowanym układzie można na podstawie zmiany kąta HWP i położenia polaryzatora P znaleźć 2 główne osie polaryzacyjne włókna dwójłomnego, a następnie przeprowadzić charakteryzację właściwości polaryzacyjnych. Ustawienie półfalówki zgodnie z jedną z osi polaryzacyjnych włókna pozwala na pobudzenie jednej składowej polaryzacyjnej modu podstawowego w światłowodzie. Liniowo spolaryzowany mod może być dalej analizowany na wyjściu polaryzatorem P. Dla polaryzatora ustawionego zgodnie z główną osią włókna modu pobudzanego zostanie zmierzona maksymalna moc $p_{\parallel}$, natomiast dla ustawienia ortogonalnego – moc najniższa $p_{\perp}$. Stosunek tych dwóch mocy jest zdefiniowany jako współczynnik ekstynkcji PER i jest wyznaczany dla obu składowych polaryzacyjnych modu podstawowego.

6. Swobodnie kształtowany światłowód hybrydowy

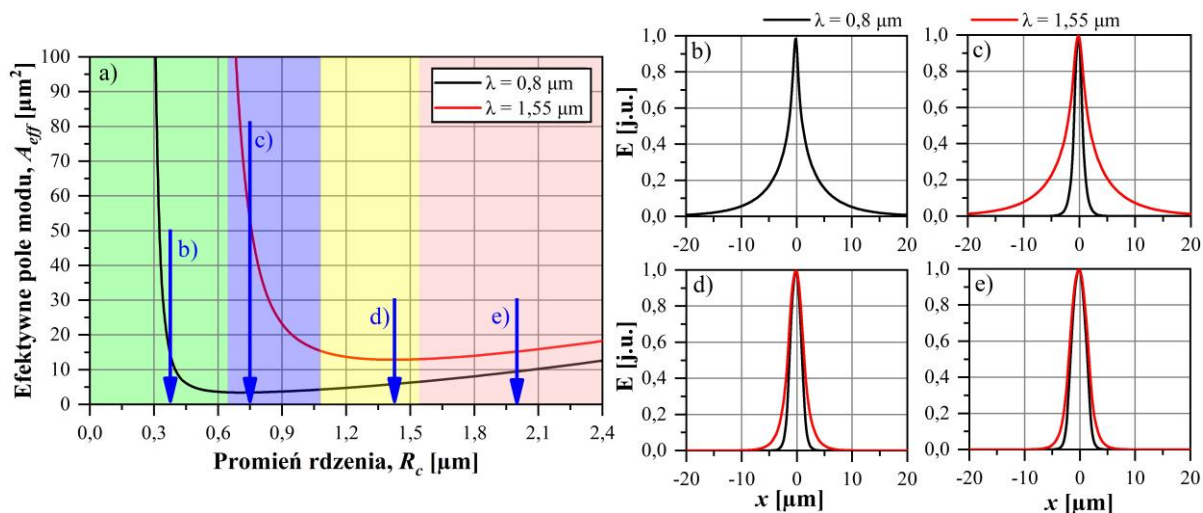
Uzyskanie dowolnej charakterystyki dyspersji jest szczególnie ważne dla wielu zastosowań, m.in. dla multipleksacji opartej na długości fali, dla propagacji impulsów femtosekundowych, generacji superkontinuum lub kompensowania dyspersji. Istniejące dotąd ograniczenia nie pozwalają na swobodę w kształtowaniu dyspersji we włóknach całoszkłanych ani w przypadku włókien fotonicznych, gdzie kształtowanie jest najbardziej efektywne, ani też na praktyczne wykorzystanie takich włókien w systemach telekomunikacyjnych. Dlatego w tym rozdziale zaproponowane zostało włókno hybrydowe pozwalające swobodnie kształtować dyspersję chromatyczną, jaką osiągają włókna fotoniczne, ale w światłowodzie całoszkłanym, który z łatwością może być integrowany z systemami telekomunikacyjnymi.

6.1. Koncepcja projektu

Celem projektu włókna hybrydowego było otrzymanie płaskiego profilu dyspersji chromatycznej poprzez wstawienie inkluzji o wysokim współczynniku załamania w płaszczu. Sformułowanie takiej tezy wynika z faktu, że dla krótkich fal mod podstawowy w światłowodzie skokowym jest dobrze utrzymywany w rdzeniu (powyżej 75% modu pokrywa się z obszarem rdzenia) oraz pole modu jest małe, a wraz ze zwiększaniem długości fali pole modu rośnie. Wzrastające pole modu jest związane z propagacją fali świetlnej w coraz większej części płaszcza. Zatem poprzez dodanie do płaszcza inkluzji można próbować wpływać na pole modu dla fal długich. Ponadto wraz z wprowadzeniem do płaszcza inkluzji o wyższym współczynniku załamania modyfikacji ulega również dyspersja. Rozważając wpływ inkluzji okołordzeniowych na dyspersję, niniejszy rozdział przedstawia, jaki rozkład i jaki skład materiałowy powinien zostać wykorzystany, aby uzyskać płaską i o niskiej bezwzględnej wartości dyspersję w zakresie NIR.

W celu zweryfikowania postawionej hipotezy na początku sprawdzono, jaka relacja występuje pomiędzy efektywnym polem modu, promienieniem rdzenia i różnymi poziomami domieszki, używając klasycznego modelu światłowodu skokowego. Zależności te wyznaczono dla szerokiego zakresu spektralnego 0,8–2,5 μm . Ten etap analizy jest niezbędny do zweryfikowania odpowiedniej dystrybucji inkluzji o wyższym współczynniku załamania. Włókno brane pod uwagę w niniejszych badaniach składa się z dwóch rodzajów materiału: z czystego i z domieszkowanego dwutlenkiem germanu szkła krzemionkowego. Materiały te są odpowiednio zbadane technologicznie, oferują najniższą tłumienność wśród szkieł używanych w optyce światłowodowej i wykorzystuje się je na szeroką skalę, np. w telekomunikacji. Do ich opisu wykorzystano równania Sellmeiera (podrozdział 4.2.1), które uwzględniały dyspersję na przestrzeni badanego przedziału długości fali. Symulacje bazują na metodzie FDE, opisanej w podrozdziale 4.1, która pozwala na rozwiązywanie równań Maxwella na dwuwymiarowej i niejednolitej siatce. Kalkulacje efektywnego pola modu A_{eff} uwzględniały 2 komponenty pola elektrycznego. Aby zapewnić możliwość porównania z istniejącymi rozwiązaniami, proponowany model numeryczny obejmuje zakres bliskiej i krótkiej podczerwieni.

Pola modu dla długości fali 0,8 μm i 1,55 μm w funkcji promienia rdzenia R_c przedstawiono na rys. 6.1a. Założono, że poziom domieszki GeO_2 w regionie rdzenia wynosi 20 mol% (maksymalny poziom wynika z ograniczeń technologicznych zaprezentowanych w podrozdziale 3.2.2). Zależności na wykresie można podzielić na cztery sekcje (zieloną, niebieską, żółtą i czerwoną), w których krzywe dla dwóch rozważanych długości fali mają inne wzajemne relacje.

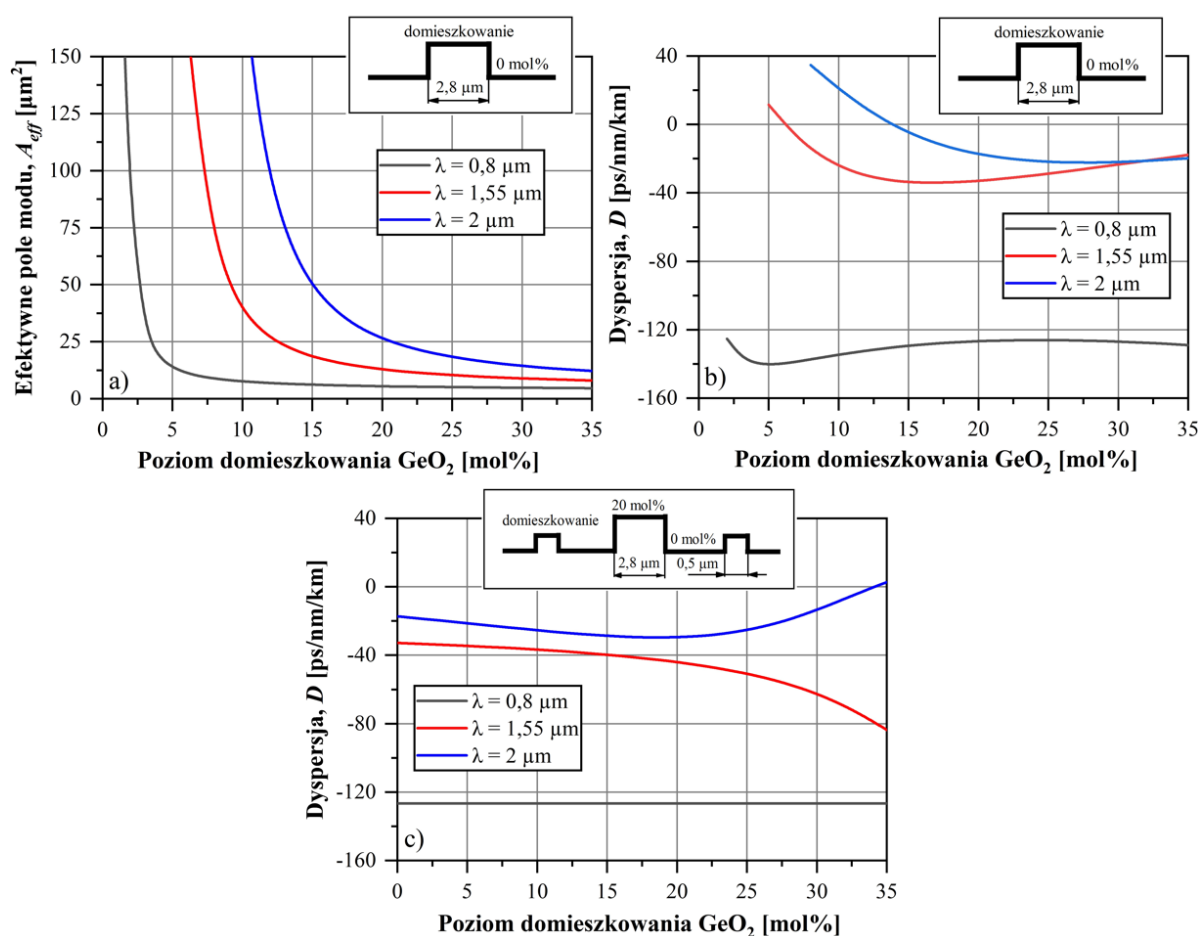


Rysunek 6.1. Pole modu podstawowego a) w funkcji promienia rdzenia numerycznie obliczone dla światłowodu skokowego domieszkowanego dwutlenkiem germanu dla długości fali 0,8 μm i 1,55 μm . Kolory sekcji wyszczególniają zakresy, w których krzywe mają inne wzajemne relacje. Strzałki wskazują wartości promieni rdzenia równe b) 0,35 μm , c) 0,75 μm , d) 1,4 μm i e) 2 μm , dla których po prawej stronie pokazane są profile znormalizowanego pola elektrycznego

W pierwszej sekcji (zielony obszar) promień rdzenia wynosi poniżej 0,65 μm . W przypadku tak małych rdzeni FM jest dobrze dopasowany do rdzenia tylko dla 800 nm (czarna krzywa), a jego A_{eff} szybko rośnie ze zmniejszającym się rozmiarem rdzenia. W drugiej sekcji (niebieski obszar, rys. 6.1a) FM istnieje dla obu długości fali, aczkolwiek zależność między ich właściwościami od promienia rdzenia jest znacząco różna. W przypadku niebieskiej sekcji dla długości fali 1,55 μm (czerwona linia) A_{eff} przejawia podobne zachowanie jak zaobserwowana czarna krzywa w pierwszej sekcji, natomiast niższa długość fali charakteryzuje się relatywnie płaską dyspersją w tym przedziale. Ponadto profile (patrz rys. 6.1c) i wartości A_{eff} dla obu modów są zauważalnie inne. Na przykład, dla promienia rdzenia 0,75 μm A_{eff} wynosi 51 μm^2 dla długości fali 1,55 μm , podczas gdy dla 0,8 μm jest to tylko 3,4 μm^2 . Jest to potencjalnie bardzo interesujący scenariusz w przypadku dodatkowych pierścieni lub inkluzji składających się z materiału o dużym współczynniku załamania i o dystansie większym niż 5 μm od centralnego rdzenia. Takie modyfikacje włókna powinny przyczynić się do zmiany dyspersji jedynie dla większych długości fali i zostawić nienaruszoną dyspersję w zakresie krótkofalowym (mniejszym od około 1000 nm). W pozostałych dwóch sekcjach (żółty i czerwony obszar na rys. 6.1a) obie krzywe A_{eff} są blisko siebie, co wskazuje na mniejsze różnice w polach FM w przypadku obu długości fali (rys. 6.1d i 6.1e). W żółtej części (promień rdzenia 1,1–1,55 μm) rozmiar obliczonego FM dla 1550 nm jest relatywnie stały i zaczyna stopniowo rosnąć w sekcji czerwonej. W tym samym czasie A_{eff} dla długości fali 800 nm monotonicznie rośnie w obu sekcjach. Zależność pomiędzy zaprezentowanymi charakterystykami i dyspersją włókna została szczegółowo przeanalizowana w podrozdziale 6.2.

Drugim czynnikiem, który został przeanalizowany i ma istotny wpływ na właściwości optyczne włókna, jest poziom domieszki. Badana struktura to klasyczny krzemionkowy światłowód skokowy z rdzeniem domieszkowanym dwutlenkiem germanu o promieniu $1,4\ \mu\text{m}$. Na rys. 6.2a przedstawiono efektywne pole modu obliczone dla trzech różnych długości fali: 800 nm, 1550 nm i 2000 nm oraz dla różnych poziomów domieszkowania.

W związku z uwzględnieniem wysokiego kontrastu między współczynnikami załamania w rdzeniu i płaszczu – FM jest skoncentrowany w rdzeniu, a jego wartości A_{eff} są niewielkie w porównaniu z niższymi poziomami domieszki. Podobnie jest, kiedy modyfikacji ulega promień rdzenia (rys. 6.1a) – wtedy odpowiedni wybór poziomu domieszkowania może wprowadzić większe różnice w rozmiarze modu. Przykładowo: dla domieszki dwutlenku germanu 20 mol% A_{eff} w 1550 nm jest w przybliżeniu trzy razy większy niż dla długości fali 800 nm.

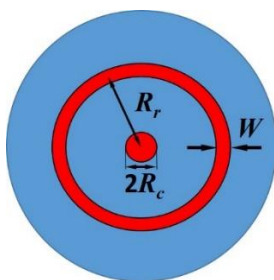


Rysunek 6.2. Efektywne pole modu a) i dyspersja b–c) światłowodu skokowego w funkcji poziomu domieszki rdzenia a–b) i pierścienia c) dla $0,8\ \mu\text{m}$ (czarna krzywa), $1,55\ \mu\text{m}$ (czerwona krzywa) i $2\ \mu\text{m}$ (niebieska krzywa) długości fali. Na wszystkich wykresach promień rdzenia wynosi $1,4\ \mu\text{m}$, a pierścien w c) ma promień $R_r = 6\ \mu\text{m}$ i szerokość $W = 0,5\ \mu\text{m}$

Relacja pomiędzy dyspersją włókna i zawartością atomów Ge nie jest oczywista. Rys. 6.2b przedstawia obliczoną dyspersję jako funkcję poziomu domieszkowania w rdzeniu dla trzech rozważanych długości fal. Dla niskiej koncentracji z rosnącym poziomem domieszkowania różnica w dyspersjach zaczyna się redukować, aby powyżej 30 mol% rosnąć ponownie. Różnice w lepkości i rozszerzalności termicznej, jak również poziom strat akceptowalny jest dla domieszkowania 20 mol% (zgodnie z podrozdziałem 3.2.2), wówczas

zgodność termiczna z czystą krzemionką jest zachowana i wytwarzanie włókien jest możliwe standardowymi procesami *stack-and-draw*.

Ostatecznie na rys. 6.2c został zademonstrowany scenariusz, w którym wokół rdzenia domieszkowanego dwutlenkiem germanu na poziomie 20 mol% dodano w płaszczu pierścień o wysokim współczynniku załamania. Sam pierścień ma promień R_r wynoszący $6\text{ }\mu\text{m}$ i szerokość $W = 0,5\text{ }\mu\text{m}$, a poziom domieszkowania dwutlenkiem germanu zmienia się od 0 mol% do 35 mol% (schemat koncepcyjny znajduje się na rys. 6.3). Nawet jeżeli rozważana średnica rdzenia nie należy do przedziału, gdzie różnice obliczeń A_{eff} dla $0,8\text{ }\mu\text{m}$ i $1,55\text{ }\mu\text{m}$ są największe (rys. 6.1a), pierścień nie wpływa na wartości dyspersji dla najkrótszych rozważanych długości fali, czyli 800 nm . Te obserwacje potwierdzają hipotezę, że za pomocą pierścienia o wyższym współczynniku załamania możliwe jest kształtowanie dyspersji w większych długościach fal (powyżej 800 nm).



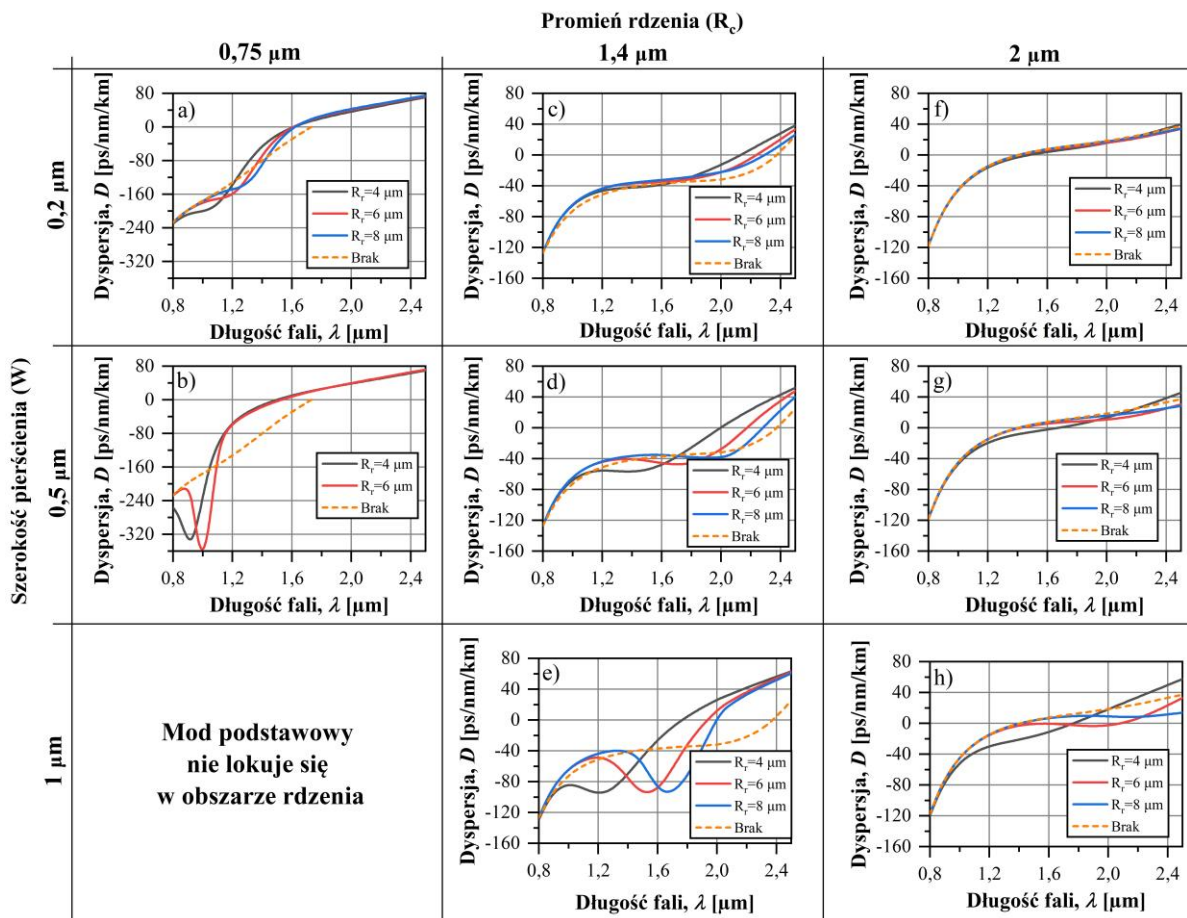
Rysunek 6.3. Schemat modelu światłowodu z pojedynczym pierścieniem o wysokim współczynniku załamania. Obszary czerwone to krzemionka domieszkowana dwutlenkiem germanu, niebieskie – czysta krzemionka

6.2. Mechanizm modyfikacji charakterystyki dyspersji

W podrozdziale zaprezentowano mechanizm kontroli profilu dyspersji w przypadku dodania pierścienia o wysokim współczynniku załamania w płaszczu (rys. 6.3). Dla ułatwienia i bazując na wynikach zaprezentowanych w poprzednim podrozdziale, założono, że dla obu elementów – rdzenia i pierścienia – poziom domieszkowania dwutlenkiem germanu wynosi 20 mol%, a jako tło wykorzystano czystą krzemionkę. W poniższych badaniach skupiono się na trzech głównych parametrach geometrycznych: promień pierścienia R_r , promień rdzenia R_c i szerokość pierścienia W .

Na rys. 6.4 zademonstrowano obliczone numerycznie charakterystyki dyspersji dla trzech promieni rdzenia: $0,75\text{ }\mu\text{m}$ (lewa kolumna), $1,4\text{ }\mu\text{m}$ (środkowa kolumna) i $2\text{ }\mu\text{m}$ (prawa kolumna) oraz trzech szerokości pierścienia: $0,2\text{ }\mu\text{m}$ (górny rząd), $0,5\text{ }\mu\text{m}$ (środkowy rząd) i $1\text{ }\mu\text{m}$ (dolny rząd). Dla każdej kombinacji są również wyniki dla trzech promieni pierścienia: $4\text{ }\mu\text{m}$ (czarna krzywa), $6\text{ }\mu\text{m}$ (czerwona krzywa) i $8\text{ }\mu\text{m}$ (niebieska krzywa). W celu całkowitego rozeznania na wykresach zaprezentowane są również profile dyspersji obliczone dla struktur bez pierścienia o wysokim współczynniku załamania (przerwana pomarańczowa krzywa). Brak obliczonej dyspersji dla struktury z promieniem pierścienia R_r wynoszącym $8\text{ }\mu\text{m}$ na rys. 7.4b i całego wykresu dla włókna o promieniu rdzenia $0,75\text{ }\mu\text{m}$ oraz szerokości pierścienia $1\text{ }\mu\text{m}$ (pierwsza kolumna, dolny rząd) jest spowodowany faktem, że FM nie jest zlokalizowany w rdzeniu, a w pierścieniu o wyższym współczynniku załamania. Konsekwencją tego jest deformacja modu, który przyjmuje kształt pierścieniowy (ang. *donut*). W innych przypadkach występujący pierścień wpływa na profil dyspersji, ale mod podstawowy LP_{01} zachowuje kształt podobny do gaussowskiego.

W zależności od konfiguracji geometrycznej profile dyspersji obliczone dla struktur z pierścieniem mają charakterystyczne przebiegi. Mogą one mieć albo formę wąskich, łatwych do określenia dołków, obserwowanych na rys. 6.4b i 6.4e, lub szerokich minimów lokalnych z płytką zmianą, zaprezentowanych na rys. 6.4c i 6.4h. Przejścia pomiędzy tymi charakterystycznymi zagłębieniami mogą być kontrolowane na podstawie modyfikacji szerokości pierścienia i wielkości rdzenia, jako że minima są bardziej wyraźne w strukturach z mniejszymi rdzeniami i szerszymi pierścieniami. Ta relacja jest spójna z wcześniejszymi obserwacjami, zgodnie z którymi mody z większym efektywnym polem modu są bardziej czułe na występowanie pierścienia (rys. 6.2c). Natomiast pozycja zagłębień w dyspersji zależy głównie od promienia pierścienia R_r – jeżeli zwiększona zostanie jego wartość, to położenie lokalnych minimów i maksimów w krzywej dyspersji przesuną się w stronę dłuższych fal. Aczkolwiek wpływ na ten efekt ma również wielkość rdzenia.



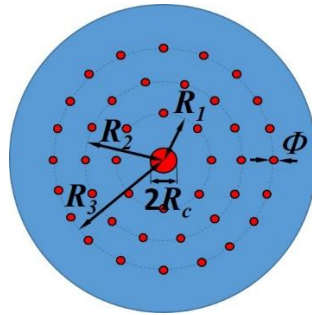
Rysunek 6.4. Obliczone profile dyspersji dla zestawów promienia rdzenia (kolumny), szerokości pierścienia (rzędy) i promieni pierścienia (kolorowe krzywe). Przerywana krzywa odpowiada profilowi dyspersji obliczonemu dla referencyjnego włókna skokowego

Zaprezentowane wyniki pokazują, że dzięki wprowadzeniu inkluzji pod postacią pierścienia o wysokim współczynniku załamania można otrzymać różne profile dyspersji. Ponadto poprzez zmianę parametrów geometrycznych można modyfikować siłę efektu i szerokość modulowanego zakresu spektralnego. Te zależności zostały użyte w podrozdziale 6.3 do przestudiowania wpływu kilku pierścieni, które sumarycznie powinny wpływać na profil dyspersji w szerszym zakresie.

6.3. Optymalizacja struktury światłowodu hybrydowego

W podrozdziale przedstawiono nieco bardziej skomplikowaną strukturę włókna. Rozważane włókno ma nadal centralnie zlokalizowany domieszkowany rdzeń, ale tym razem jest on otoczony kilkoma pierścieniami o wyższym współczynniku załamania. Analiza charakterystyki dyspersji takiej struktury dostarcza informacji, czy jednocześnie i niezależne kształtowanie dyspersji w kilku długościach fali jest możliwe. Przeprowadzone obliczenia odpowiadają również na pytanie, jaki sumaryczny wpływ mają pierścienie na charakterystykę dyspersyjną.

W przeciwieństwie do poprzedniego podrozdziału stosowane inkluzje w postaci ciągłych pierścieni zamieniane są na pierścienie składające się z odrębnych inkluzji domieszkowanych dwutlenkiem germanu (rys. 6.5). Struktura dyskretna z wysoko domieszkowanymi inkluzjami nie tylko redukuje możliwość delokalizacji modów poza rdzeniem dla krótszych długości fal, ale także taka geometria ma zalety z technologicznego punktu widzenia. Obecnie najbardziej znaną technologią zmiany współczynnika załamania jest MCVD. Aczkolwiek kiedy jest ona stosowana do włókien z wieloma rozseparowanymi i wysoko domieszkowanymi pierścieniami, sam proces staje się bardzo skomplikowany i wymaga wielu kroków [142] – w kontraście do metody nanostrukturyzacji, która jest technologią preferowaną w przypadku światłowodów składających się z odrębnych inkluzji.



Rysunek 6.5. Schemat proponowanego światłowodu hybrydowego

Struktura z odrębnymi inkluzjami może zostać łatwo opisana poprzez wprowadzenie współczynnika wypełnienia inkluzji w pierścieniu, zdefiniowanego jako:

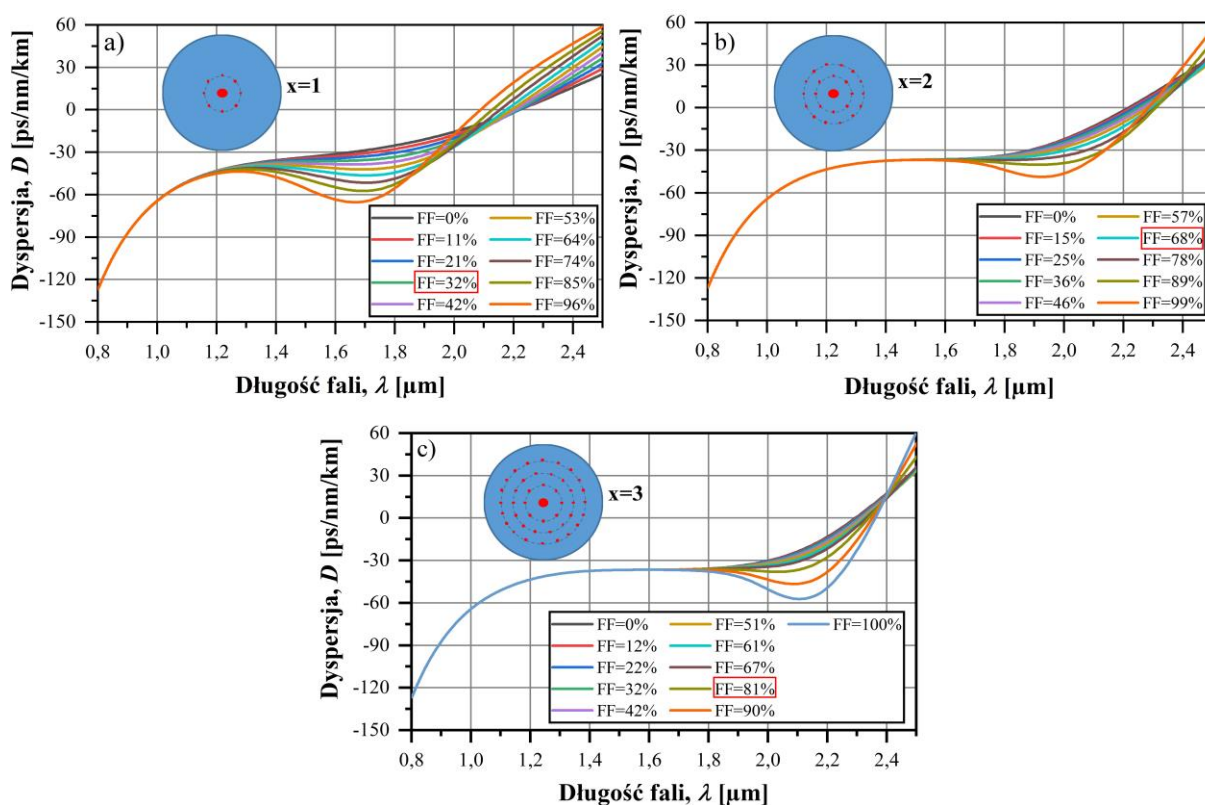
$$FF = \frac{q\Phi}{2\pi R_x}, \quad (6.1)$$

gdzie R_x jest promieniem x -tego pierścienia, q oznacza liczbę inkluzji w poszczególnym pierścieniu, a Φ definiuje średnicę inkluzji. Większa wartość FF oznacza większą liczbę inkluzji w pierścieniu, co przekłada się na wyższą lokalną wartość efektywnego współczynnika załamania, tym samym odpowiadającą większemu poziomowi domieszki lub szerszym pierścieniom (patrz dyskusja w podrozdziale 6.2). Takie podejście jest wygodniejsze, ponieważ o wiele łatwiej manipuluje się parametrami geometrycznymi, czyli opisaną wyżej koncentracją inkluzji jednego szkła w drugim, niż odpowiednimi stężeniami domieszki dodawanej do krzemionki w trakcie produkcji włókna.

W odniesieniu do wyników przedstawionych na rys. 6.4d inkluzje o średnicy $\Phi = 1 \mu\text{m}$, formujące pojedynczy pierścień o promieniu $R_1 = 6 \mu\text{m}$ wokół rdzenia o średnicy $2,8 \mu\text{m}$ ($R_c = 1,4 \mu\text{m}$), gwarantują odpowiedni balans pomiędzy podatnością na kształtowanie

dyspersji a spektralnym przedziałem jej modulacji. W dalszym ciągu wykorzystywany jest poziom domieszki w inkluzjach oraz rdzeniu wynoszący 20 mol%. Kierując się tymi parametrami, na rys. 6.6a przedstawiono wyniki obliczeń dla różnych wartości FF . Podobnie jak na rys. 6.4 były rozważane ciągłe pierścienie złożone z materiału o wyższym współczynniku załamania, dla inkluzji jest również zauważalna modyfikacja profilu dyspersji. Widoczne przegięcia w dyspersji są proporcjonalne do współczynnika wypełnienia inkluzji w pierścieniu, i mogą osiągnąć nawet 35 ps/nm/km dla długości fali 1,7 μm . Modyfikowany przedział spektrum zaczyna się od 1,2 μm i kończy się na 2,4 μm , ale najlepiej widoczne zagłębienie w dyspersji rozciąga się tylko do 2 μm . Struktura z wartościami FF pomiędzy 0% a 100% może być również użyta do otrzymania innych przebiegów dyspersji, ale najbardziej płaski profil uzyskuje się dla FF równego 32%.

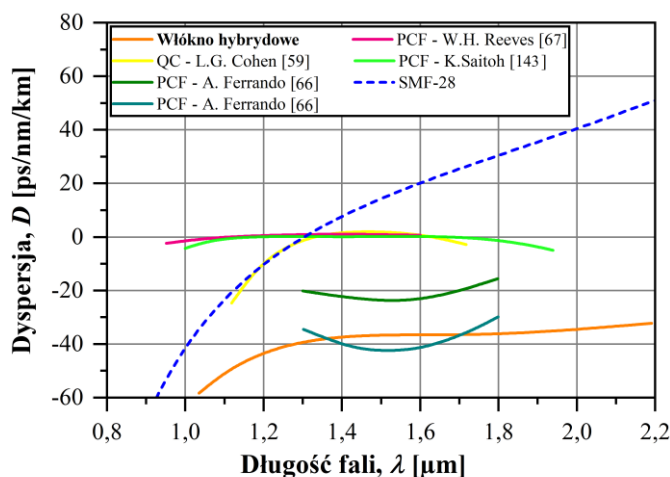
Średnice kolejnych pierścieni zostały dobrane w taki sposób, aby wprowadzana przez nie modyfikacja dyspersji w jak najmniejszym stopniu oddziaływała na zmiany wprowadzone przez istniejące już pierścienie. Sprawdzono numerycznie, że równomierne rozłożenie pierścieni, tj. $R_2 = 12 \mu\text{m}$ i $R_3 = 18 \mu\text{m}$, spełnia ten warunek i jest bliskie optymalnemu. Zmniejszenie odległości między sąsiednimi pierścieniami prowadzi do zwiększenia ich wzajemnego oddziaływania na kształt propagującego się modu i utrudnia projektowanie włókna. Natomiast zwiększenie odległości powoduje, że wpływ trzeciego pierścienia staje się znikomy, gdyż efekty jego wprowadzenia obserwowane są dopiero powyżej długości fali 2,2 μm .



Rysunek 6.6. Profile dyspersyjne w funkcji długości fali dla różnych wartości współczynników wypełnienia FF obliczone po wprowadzeniu a) pierwszego ($R_1 = 6 \mu\text{m}$), b) drugiego ($R_2 = 12 \mu\text{m}$) i c) trzeciego pierścienia ($R_3 = 18 \mu\text{m}$) z inkluzjami do włókna skokowego. Średnica inkluzji wynosi $\Phi = 1 \mu\text{m}$. W czerwonych prostokątach wskazano wartości FF dla poszczególnych pierścieni, które prowadzą do najbardziej płaskiego profilu dyspersyjnego

Po dodaniu drugiego pierścienia inkluzji ($R_2 = 12 \mu\text{m}$), z zachowaniem 32% FF w pierwszym pierścieniu, nowa struktura wykazuje wpływ na charakter dyspersji w przedziale długości fali od $1,6 \mu\text{m}$ do $2,3 \mu\text{m}$. Następnie, po dodaniu trzeciego pierścienia o promieniu $18 \mu\text{m}$, modulacja krzywej dyspersji jest widoczna tylko w przedziale $1,8\text{--}2,4 \mu\text{m}$ długości fali i dla mniejszych wartości kształt dyspersji nie jest zmieniony. Powyższe obserwacje potwierdzają wcześniejsze przewidywania, a cały zakres modyfikacji przez wszystkie pierścienie zawiera się w przedziale $1,2\text{--}2,4 \mu\text{m}$ długości fali.

Zaprezentowana procedura w szczególności pozwala na inżynierię arbitralnego profilu dyspersji w szerokim przedziale długości fali. Na przykład, włókno nanostrukturyzowane z płaską dyspersją uzyskano dla współczynników wypełnienia poszczególnych pierścieni równych 32%, 68% i 81%. Przedstawiona na rys. 6.7 dyspersja wykazuje płaską normalną charakterystykę na poziomie -37 ps/nm/km dla przedziału długości fali od $1,3 \mu\text{m}$ do $2,15 \mu\text{m}$ (zmienność $\pm 2,5 \text{ ps/nm/km}$). Ponadto w powyższym zakresie od $1,5 \mu\text{m}$ do $1,9 \mu\text{m}$ obserwowana jest ultrapłaska charakterystyka dyspersji dla -37 ps/nm/km (zmienność $\pm 0,2 \text{ ps/nm/km}$), która poświadcza wysoką precyzję przedstawionej metodologii. W przeciwieństwie do innych opublikowanych w literaturze naukowej włókien PCF zaproponowana konstrukcja bazuje na szklach krzemionkowych, wykazując spektralnie szerszy i bardziej płaski profil dyspersji oraz pozostając nadal strukturą całoszklaną.



Rysunek 6.7. Profil dyspersji dla zaproponowanego włókna hybrydowego. Jako odniesienie zaprezentowane są również inne włókna przedstawione w literaturze naukowej [59,66,67,143]. Włókno hybrydowe ma $R_c = 1,4 \mu\text{m}$ domieszkowane 20 mol% dwutlenkiem germanu i 3 pierścienie. Każdy pierścień składa się z inkluzji o średnicy $1 \mu\text{m}$ z taką samą domieszką jak rdzeń, pierwszy z pierścieni w odległości $R_1 = 6 \mu\text{m}$, drugi $R_2 = 12 \mu\text{m}$, trzeci $R_3 = 18 \mu\text{m}$ od środka rdzenia. Poszczególne współczynniki wypełnienia inkluzjami wynoszą 32%, 68% i 81% od pierwszego do ostatniego pierścienia

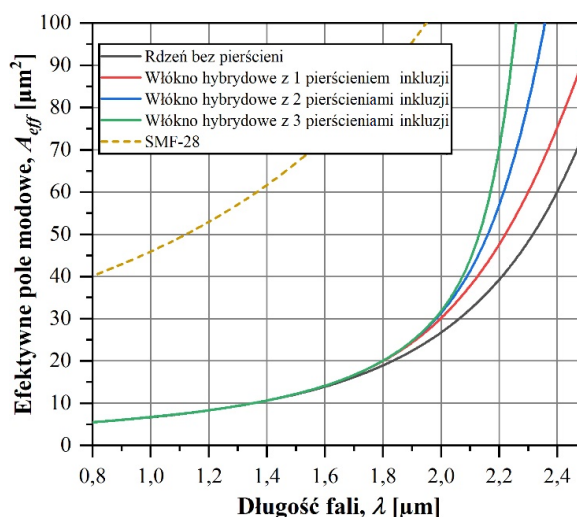
Przedstawiona powyżej struktura jest optymalna pod względem płaskiej dyspersji w szerokim zakresie spektralnym dla poziomu domieszkowania 20 mol%, dlatego projekt takiego włókna został wybrany do realizacji eksperymentalnej.

6.3.1. Mody wyższych rzędów

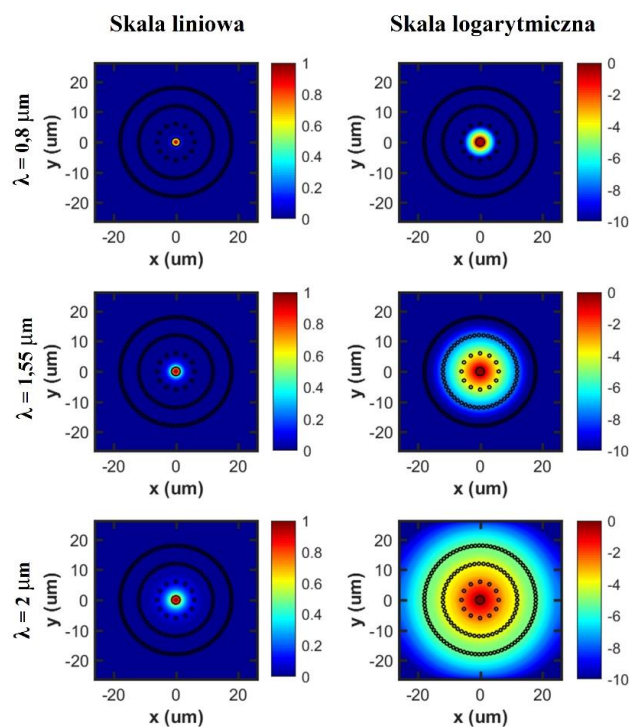
Bazując na analizie opisanej w poprzednich podrozdziałach, można stwierdzić, że unikatowe właściwości zaproponowanego włókna hybrydowego wynikają z odpowiedniej równowagi pomiędzy średnicą rdzenia, pierścieniami inkluzji i poziomem domieszki GeO_2 , jednak prowadzą one także do dużych różnic w efektywnym polu modowym dla różnych

długości fali. Konsekwencją tego jest możliwość zaprojektowania struktury w taki sposób, aby każdy FM oddziaływał z różną liczbą inkluzji ułożonych w pierścien.

W celu dokładnej weryfikacji tego mechanizmu obliczone zostało efektywne pole modu dla włókna skokowego o promieniu R_c równym $1,4 \mu\text{m}$ (czarna krzywa) i dla włókna hybrydowego z jednym (czerwona krzywa), dwoma (niebieska krzywa) i trzema pierścieniami (zielona krzywa) złożonymi z inkluzji, zaprezentowane na rys. 6.8. Pierścienie, jak wcześniej, znajdują się w odległościach $R_1 = 6 \mu\text{m}$, $R_2 = 12 \mu\text{m}$, $R_3 = 18 \mu\text{m}$ od środka rdzenia, a poziom domieszkowania dwutlenkiem germanu wynosi 20 mol%.



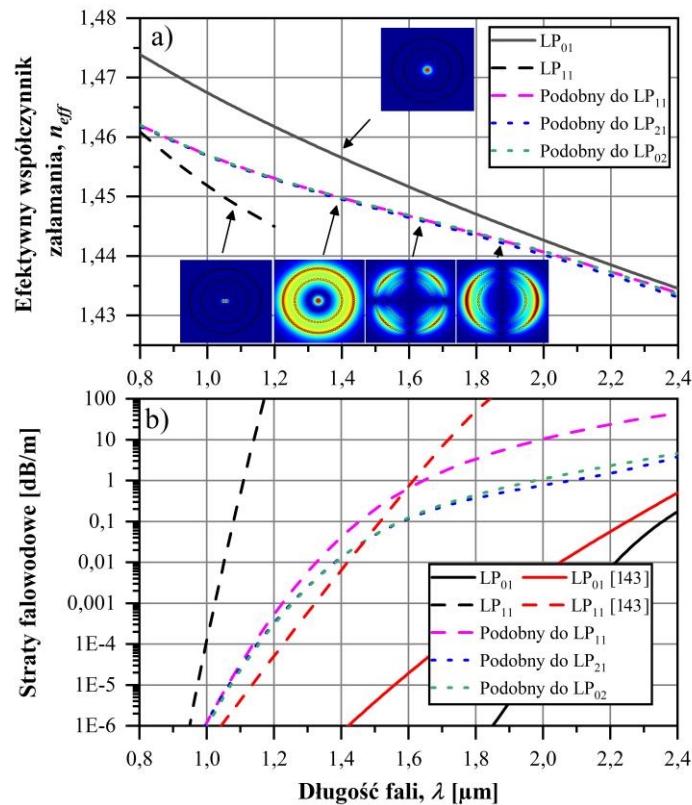
Rysunek 6.8. Efektywne pole modu obliczone dla kilku projektów włókna hybrydowego, charakteryzującego się różną liczbą dyskretnych pierścieni inkluzji. Każdy pierścień składa się z inkluzji o średnicy $1 \mu\text{m}$. Rdzeń ma średnicę $2,8 \mu\text{m}$ i wszystkie elementy są domieszkowane dwutlenkiem germanu na poziomie 20 mol%



Rysunek 6.9. Znormalizowane natężenie pola elektrycznego obliczone dla włókna hybrydowego w trzech rzędach inkluzji, dla trzech długości fali: 800 nm, 1550 nm i 2000 nm. Pierścienie są umieszczone w odległości $R_1 = 6 \mu\text{m}$, $R_2 = 12 \mu\text{m}$ i $R_3 = 18 \mu\text{m}$ od środka włókna. Rdzeń włókna ma $2,8 \mu\text{m}$ średnicy i wszystkie elementy są domieszkowane dwutlenkiem germanu na poziomie 20 mol%

Interesujące, że wraz ze zwiększającą się liczbą inkluzji efektywne pole modu FM monotonicznie rozszerza się ponad oryginalny rozmiar. Ponadto zmiany w wartościach A_{eff} obliczone dla poszczególnych konfiguracji włókna rosną z długością fali. Te dwa zaobserwowane efekty wyjaśniają, dlaczego nawet najdalej zlokalizowany pierścień może wpływać na propagację modu dla większych długości fali. Z drugiej strony – energia modu jest zawsze zlokalizowana w rdzeniu. Efekt ten został przedstawiony na rys. 6.9, który zawiera rozkłady pola elektrycznego obliczonego dla trzech różnych długości fali: 0,8 μm , 1,55 μm , 2 μm . Ponieważ tylko w przypadku skali logarytmicznej można zaobserwować pole elektryczne w regionie pomiędzy pierścieniami złożonymi z inkluzji, zastosowano taką właśnie skalę. Ze względu na to, że A_{eff} dla $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ wynosi nie więcej niż $13 \mu\text{m}^2$, zaproponowana konstrukcja oferuje bardzo dużą koncentrację energii, co może być przydatne w aplikacjach nieliniowych [144].

Włókno hybrydowe ma również poprawione właściwości w ramach struktury modowej i transmisji światła. Modowy efektywny współczynnik załamania został obliczony dla modu podstawowego i modów wyższych rzędów, co zaprezentowano na rys. 6.10a.



Rysunek 6.10. a) Efektywne współczynniki załamania i b) straty falowodowe obliczone dla modu podstawowego i wyższych rzędów we włóknie hybrydowym. Światłowód posiada takie same materiały i geometryczne parametry jak na rys. 6.7. Wstawki pokazują znormalizowane natężenie pola elektrycznego w rozważanych modach

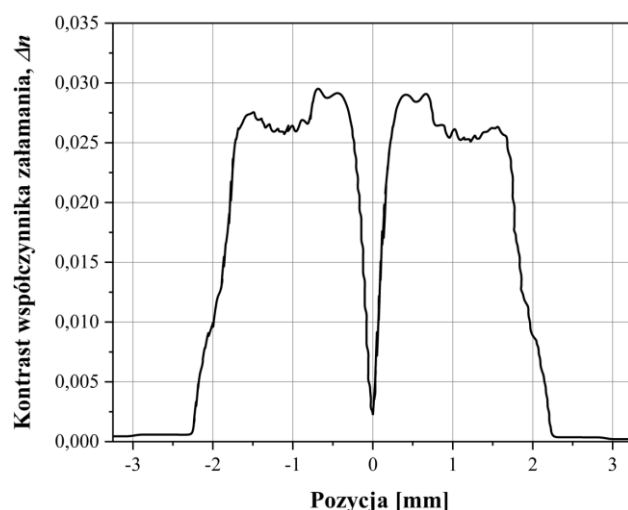
Struktura modów w zaproponowanym włóknie różni się od typowego włókna skokowego czy PCF. W rozważanym przedziale spektralnym są trzy mody propagujące się w rdzeniu włókna: LP_{01} , LP_{11} i podobny do LP_{02} . Dla długości fali 1,2 μm LP_{11} osiąga częstotliwość odcięcia, więc nie jest prowadzony we włóknie hybrydowym, kiedy ma ono płaski profil dyspersji, tj. 1,3 μm do 2,15 μm . Sytuacja jest nieco inna dla modu podobnego do LP_{02} , który nie posiada odcięcia w badanym przedziale spektralnym. Aczkolwiek – jako że znacząca część modu

podobnego do LP_{02} nakłada się z pierścieniami inkluzji – jego właściwości propagacyjne są zmieniane. W wyniku zmian zbliżony mod do LP_{02} ma zupełnie inny efektywny współczynnik załamania niż FM w całym przedziale spektralnym. Ta różnica jest relatywnie duża, zmieniająca się od 0,012 do 0,001, i prowadzi do tłumienia transferu energii między tymi modami.

Zgodnie z obliczeniami strat falowodowych modu podstawowego we włóknie hybrydowym są one znacząco zredukowane w porównaniu z tymi przedstawionymi w literaturze dla PCF z powietrznymi kanałami, o porównywalnie płaskim profilu dyspersji [143] (rys. 6.10b). Straty dla modu LP_{11} zostały obliczone na podstawie danych w [143]. Można to łatwo wytłumaczyć faktem, że w przypadku zaproponowanego włókna mod LP_{01} jest silnie zlokalizowany w centralnie położonym rdzeniu, a pierścienie z inkluzjami służą tylko do modyfikacji dyspersji. Natomiast w przypadku PCF kapilary są niezbędne do uzyskania prowadzenia światła. Straty HOM we włóknie hybrydowym mogą być kilka rzędów wyższe niż dla modu podstawowego. Ponadto bezpośrednie porównanie pomiędzy modelem LP_{11} w przedstawianej koncepcji światłowodu i w uwzględnionych PCF ujawnia, że struktura hybrydowa prowadzi HOM strukturą w płaszczu. To może być bardzo pożądana cecha ze względu na fakt, że wiele urządzeń światłowodowych ma zredukowaną wydajność przy obecności HOM [145].

6.4. Proces technologiczny

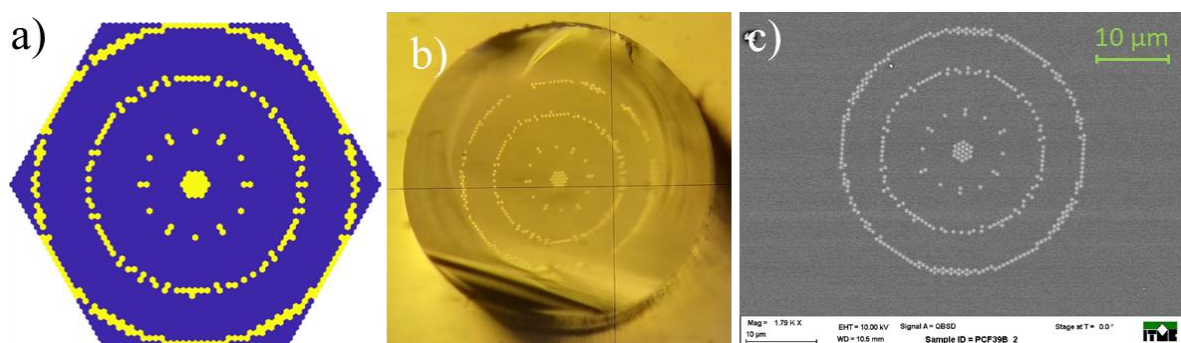
W celu wyprodukowania nanostrukturizowanego rdzenia włókna została użyta czysta krzemionka (Heraeus F300) i domieszkowane (dwutlenkiem germanu) pręty krzemionkowe. Pręty domieszkowane zostały opracowane w laboratorium FiberTech Lille na Uniwersytecie w Lille za pomocą klasycznej metody MCVD, typowo używanej do tworzenia preform włókien o profilu skokowym. Ze względu na technologiczne ograniczenia pręty składały się z centralnej części domieszkowanej GeO_2 i zewnętrznego płaszczu z czystej krzemionki. W celu realizacji zaplanowanych włókien poziom domieszkowania w trakcie procesu starano się utrzymać na poziomie 18 mol% GeO_2 , co odpowiada kontrastowi 0,027 (rys. 6.11). Rozkład współczynnika załamania w przekroju pręta wskazuje na centralne zagłębienie, gdzie koncentracja GeO_2 jest zredukowana ze względu na wyparowanie związku dwutlenku germanu podczas wysokotemperaturowej fazy kolapsu. Całkowita średnica domieszkowanego obszaru wynosiła 4,5 mm, natomiast zewnętrzną średnicę pręta zredukowano do 5,75 mm po wytrawianiu HF. W rezultacie otrzymano pręty pozwalające na uzyskanie średniej koncentracji dwutlenku germanu na poziomie 8,17 mol%. Chociaż jest to poziom domieszkowania praktycznie dwukrotnie mniejszy niż założony w projekcie numerycznym, zdecydowano się wyprodukować prototyp w celu bliższego przestudiowania mechanizmu kształtowania dyspersji poprzez pierścienie z inkluzjami. W przyszłości, kiedy do dyspozycji będą pręty z domieszką na poziomie 20 mol%, planowane jest ponowne wyprodukowanie analogicznego włókna, które zgodnie z oczekiwaniami będzie charakteryzowało się płaską dyspersją w o wiele szerszym zakresie spektralnym.



Rysunek 6.11. Dystrybucja współczynnika załamania w odniesieniu do czystej krzemionki dla prętów domieszkowanych GeO_2 użytych podczas produkcji włókna zmierzona dla długości fali 1040 nm

Zanim rozpoczęto proces technologiczny odpowiednio przygotowano projekt układania włókna (rys. 6.2a), wykorzystując uprzednio zoptymalizowane parametry geometryczne. Koncepcja ułożenia preformy przy zachowaniu wyznaczonych wartości FF została jeszcze numerycznie zweryfikowana w ramach ogólnej liczby elementów struktury i wpływu dyfuzji na właściwości kształtowania dyspersji, a optymalne rozwiązanie wybrano do dalszej produkcji. Starano się także wziąć pod uwagę ograniczenie zużycia szkła domieszkowanego z powodu jego małych zasobów. Ostatecznie wybrane rozwiązanie składało się z 3781 prętów (3445 prętów z czystej krzemionki i 336 prętów z domieszką dwutlenku germanu) ułożonych w kołowy rdzeń z trzema pierścieniami wokół niego (rys. 6.12a).

Pierwszym etapem wytworzenia struktury było zredukowanie średnicy prętów z czystej krzemionki i domieszkowanych dwutlenkiem germanu do 0,365 mm za pomocą wieży światłowodowej. Następnie pozyskane pręty manualnie ułożono w formie heksagonalnej preformy (pokazanej na rys. 6.12a), otrzymując pierścienie o odpowiednim wypełnieniu FF . Skomponowana w taki sposób struktura została umieszczona w kołowej kapilarze z krzemionki, która utworzyła płaszcz włókna.



Rysunek 6.12. a) Koncepcja ułożenia w produkowanym światłowodzie nanostrukturizowanym, ułożonym z 3445 mikroprętów z czystej krzemionki (niebieski kolor) i domieszkowanej GeO_2 (żółty kolor). Zdjęcie b) preformy światłowodowej w mikroskopie optycznym. Otrzymane c) zdjęcie z SEM ostatecznie wyprodukowanego włókna

Na podstawie zmodyfikowanego procesu *stack-and-draw* (opisanego w podrozdziale 3.2.1) wyciągnięto na początku subpreformę (rys. 6.12b), a następnie zmniejszono jej średnicę do rozmiarów, w których pierścienie miały promienie zbliżone do struktury

teoretycznej. Otrzymana próbka światłowodu została przeanalizowana na SEM (zdjęcia włókna przedstawione są na rys. 6.11c). Na podstawie poniższych zdjęć zmierzono podstawowe parametry geometryczne, zebrane w tab. 6.1. Zweryfikowany światłowód ma płaszcz o średnicy 286 μm , średnicę wewnętrznego rdzenia ok. 3,1 μm , a dla pierwszego, drugiego i trzeciego pierścienia promienie odpowiednio wynoszą 5,98 μm , 11,64 μm i 17,25 μm . Zmierzone parametry włókna są zbliżone w granicy błędu pomiaru 1% do teoretycznej wersji struktury przedstawionej w podrozdziale 6.3. Ponadto średnica pojedynczej inkluzji jest trudna do precyzyjnego zmierzenia ze względu na występującą dyfuzję – aczkolwiek można oszacować jej średnicę na około 650 nm. Na podstawie zdjęć SEM nie zdiagnozowano defektów nanostruktury.

Tabela 6.1. Parametry geometryczne projektu i wyprodukowanego włókna hybrydowego

Struktura	Średnica płaszcz (μm)	Średnica rdzenia, $2R_c$ (μm)	Promień pierwszego pierścienia, R_1 (μm)	Promień drugiego pierścienia, R_2 (μm)	Promień trzeciego pierścienia, R_3 (μm)	Średnica pojedynczej inkluzji, Φ (μm)
Projekt	125	2,8	6	12	18	1
Wyprodukowana	286	3,1	5,98	11,64	17,25	1,1

W tabeli 6.1 zestawiono parametry wytworzonego włókna hybrydowego. Parametry te są zgodne z projektem, jedynie średnica płaszcz jest znacznie większa ze względu na błąd skalowania płaszcz na etapie przygotowania preformy pośredniej. Dwukrotnie większa średnica płaszcz może stanowić przyczynę zwiększenia strat światłowodu oraz rzutuje na możliwość integracji światłowodu z włóknami telekomunikacyjnymi, niemniej jednak nie wpływa na liczbę, kształt i pole efektywne prowadzonych modów czy dyspersję i pozostałe właściwości propagacyjne. Dokładna analiza rozkładu dwutlenku germanu we włóknie nie była możliwa ze względu na ograniczoną rozdzielczość SEM i mikroanalizy materiałowej EDS. Relatywny błąd parametrów geometrycznych nie przekracza 3% i wprowadza niedokładność w ustaleniu granic warstw.

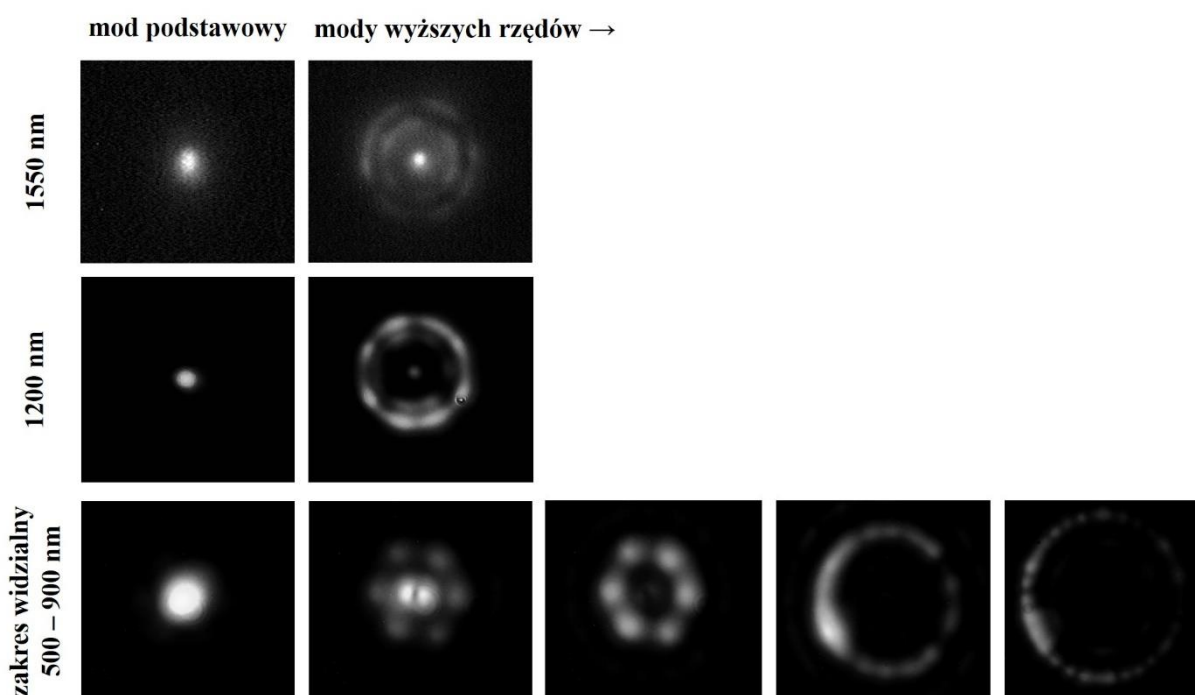
6.5. Wyniki eksperymentalne

6.5.1. Właściwości modowe

Chcąc poznać właściwości modowe włókna hybrydowego, przeprowadzono rozkładu pól modowych dla długości fali w zakresie widzialnym (500–900 nm) oraz w zakresie bliskiej podczerwieni dla 1200 nm i 1550 nm. Do obserwacji zaimplementowany został układ optyczny uzupełniony o soczewkę (rys. 5.5), której zadaniem było obrazowanie powierzchni wyjściowej światłowodu na detektorze. W badaniach wykorzystano dwie kamery z detektorem krzemowym i detektorem krzemowym z powłoką fluorową, które zapewniły obserwację w obu zakresach. Wyniki obserwacji przedstawiono na rys. 6.13, przy czym rozkłady natężenia nie są wyskalowane i nie są unormowane. W trakcie wykonywania zdjęć zmieniano warunki sprzężenia wejścia światła do włókna, aby sprawdzić możliwość wzbudzenia HOM. We wszystkich rozważanych długościach fali występują HOM, ale w przypadku krótszej długości fali z łatwością można wzbudzić mody w poszczególnych

pierścieniach inkluzji. Natomiast dla długości fali 1200 nm i 1550 nm mody poszczególnych pierścieni nie mogły zostać oddzielnie wzbudzone, a rozkład pola modu wyższego rzędu wygląda jak superpozycja modów pierścieniowych. Ponadto w zakresie widzialnym zaobserwowano mod LP_{11} , przewidywany numerycznymi obliczeniami zademonstrowanymi na rys. 6.10.

Eksperymentalne obserwacje wskazują na możliwość bezpośredniego sprzężenia mocy do modu podstawowego, bez większego wpływu HOM, umożliwiając zweryfikowanie założonej wcześniej właściwości kształtowania dyspersji poprzez pierścienie. Niemniej jednak wyprodukowane włókno nadal jest rozwiązaniem wielomodowym, co zdecydowanie komplikuje analizę wszystkich efektów. Na podstawie obserwacji modów wyższych rzędów około 1550 nm zauważalna jest interferencja międzymodowa (bliżej omówiona w podrozdziale 6.4.3).



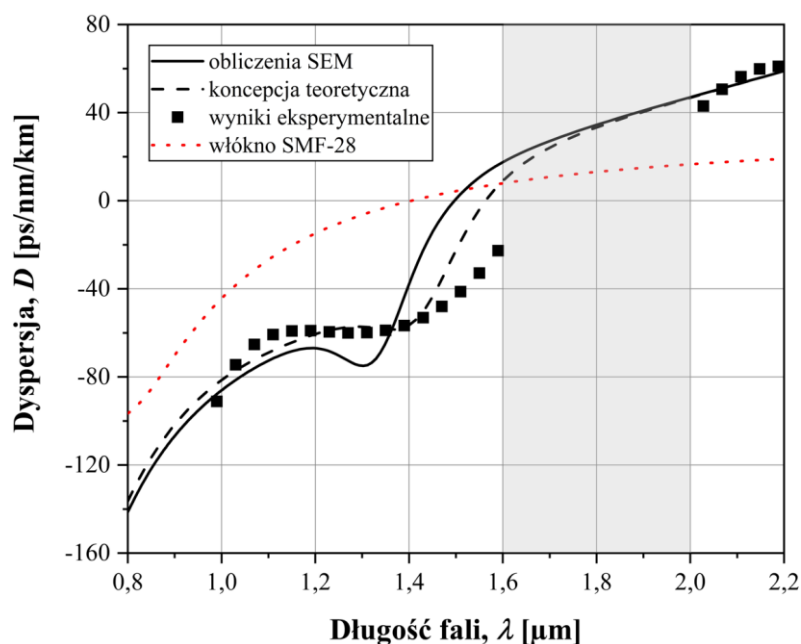
Rysunek 6.13. Rozkłady pól modowych zaobserwowane na kamerach dla zakresu widzialnego, 1200 nm i 1550 nm. Na obrazach nie jest zachowana skala oraz rejestrowane natężenie nie było normalizowane

6.5.2. Dyspersja chromatyczna, efektywne pole modu i tłumienność włókna

Pomiar dyspersji został przeprowadzony w 12-centymetrowym kawałku światłowodu na podstawie metody interferencyjnej przedstawionej w podrozdziale 5.3. Problemem napotkanym w tych pomiarach okazało się śledzenie charakterystycznego prążka, który ze względu na nakładanie się wielu wzorów interferencyjnych był nie do określenia dla długości fali od 1,6 μm do 2 μm (szary obszar na rys. 6.14). Choć skutki oddziaływań międzymodowych występujące w światłowodach wielomodowych są intensywnie badane, to powód trudności pomiarowych nie jest jeszcze dokładnie zidentyfikowany, w szczególności w ramach specjalistycznych włókien hybrydowych. Nakładanie się wzorów interferencyjnych jest najprawdopodobniej związane z interferencją międzymodową, która występuje około 1,6 μm , co odpowiada zwiększeniu strat światłowodowych powyżej 1 dB/m dla modów podobnych do LP_{11} , LP_{21} i LP_{02} w teoretycznej koncepcji światłowodu (patrz rys. 6.10).

Dopiero dla długości fali powyżej 2 μm pomiar ponownie jest możliwy – aż do końca zakresu pomiarowego analizatora spektrum. Przeliczone eksperymentalne wyniki dyspersji dla dwóch przedziałów (1–1,6 μm i 2–2,2 μm) i obliczone numerycznie modele dla średniego poziomu użytej domieszki (w procesie technologicznym, 8,17 mol%) na podstawie obrazu SEM (obliczenia SEM) oraz teoretycznego projektu z podrozdziału 6.3 (koncepcja teoretyczna) przedstawiono na rys. 6.14. Ponadto wyniki zestawiono z dyspersją światłowodu telekomunikacyjnego SMF-28. Obliczenia SEM odnoszą się do odwzorowania struktury binarnej włókna na podstawie fotografii SEM i przypisanie inkluzjom germanowym współczynnika załamania odpowiadającego domieszkowaniu na poziomie 8,17 mol% GeO_2 . Natomiast koncepcja teoretyczna to obliczenia dla struktury idealnej wg tab. 6.1.

Otrzymane wyniki eksperymentalne włókna są zbliżone do obliczonych wartości numerycznych, a nawet w wysokim stopniu zbieżne z obliczeniami teoretycznej struktury. Różnica pomiędzy modelem SEM a uzyskanymi rezultatami wynika prawdopodobnie z trudnego doboru granic zdyfundowanych inkluzji przy zdjęciu, które istotnie wpływają na charakterystykę dyspersji. Poszczególne ZDW dla obliczeń opartych na SEM i koncepcji teoretycznej wynoszą odpowiednio 1500 nm i 1560 nm, natomiast dla prototypu włókna nie udało się dokładnie zmierzyć wartości, ale na podstawie ekstrapolacji dostępnych wyników powinna ona wynosić ok. 1620 nm.



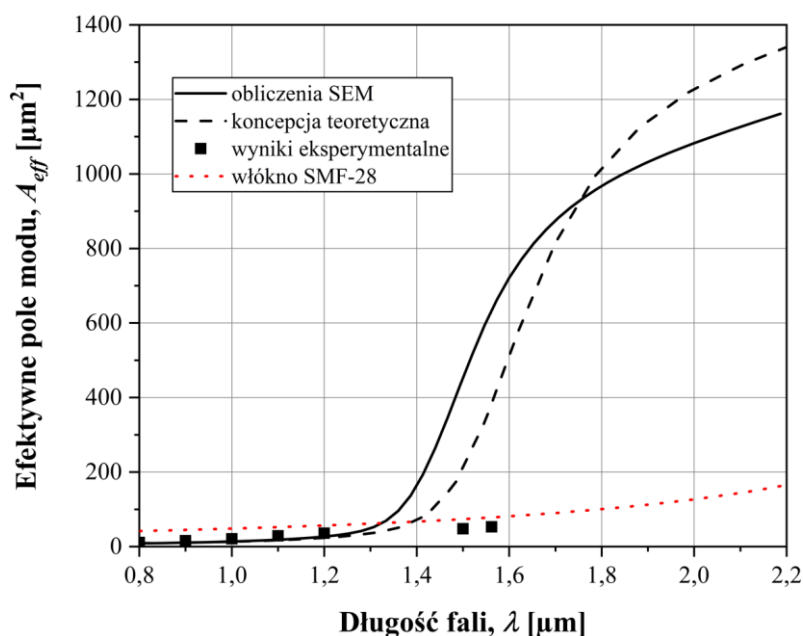
Rysunek 6.14. Charakterystyka dyspersji dla wyników numerycznych modelu podstawowego opartych na koncepcji teoretycznej, na zdjęciu SEM i włóknie SMF-28 oraz wyniki eksperymentalne dla wyprodukowanego włókna. Szare pole odpowiada zakresowi, w którym nie udało się zmierzyć dyspersji chromatycznej

Pomimo zastosowania niższej średniej domieszki GeO_2 (o 11,8 mol%) w inkluzjach i rdzeniu w porównaniu z teoretycznym projektem nadal można zaobserwować znaczące ugięcie dyspersji, a nawet jej płaskość w przedziale 1090–1380 nm dla wartości $-60 \pm 2,5$ ps/nm/km. Wartość dyspersji różni się nieco od projektu teoretycznego, ale jej profil zapewnia stałą wartość na przestrzeni 290 nm. Jest to dowód na możliwość tworzenia ugięć w charakterystyce dyspersji za pomocą pierścieni, aczkolwiek zakres zmian jest dużo mniejszy od przewidywanego ze względu na zastosowanie niższego poziomu domieszki. Nie

da się dokładnie oszacować wpływu poszczególnych pierścieni na dyspersję chromatyczną, więc dla uzyskania rzetelnej analizy przestudiowano także inne parametry włókna, które nie powinny ulec istotnej zmianie, tj. efektywne pole modu i tłumienność modu podstawowego.

W celu weryfikacji modu podstawowego w badanym zakresie spektrum, oszacowano również efektywne pole modu przy użyciu filtrów (± 5 nm) i zdjęć otrzymanych z dostępnych dwóch kamer na zakres NIR w długościach fali 800 nm, 900 nm, 1000 nm, 1100 nm, 1200 nm, 1550 nm i 1562 nm (rys. 6.15). Powyżej długości fali 1570 nm nie udało się dokonać pomiarów ze względu na brak dostępnej kamery umożliwiającej obserwację modu. Do określenia wartości eksperymentalnych efektywnego pola modowego zastosowano kryterium $1/e^2$ wartości maksymalnej zarejestrowanego natężenia. Podobnie jak w poprzednim przypadku na wykresie widnieją przebiegi obliczeń numerycznych dla teoretycznego projektu, otrzymane na podstawie zdjęcia SEM i standardowego światłowodu SMF-28.

Zmierzone efektywne pole modu podstawowego w znacznym stopniu odpowiada wartościom predykcji numerycznych do momentu dynamicznego wzrostu wartości dla obliczeń numerycznych. W przypadku obliczeń na podstawie obrazów SEM wzrost pola modowego zaczyna się od długości fali $1,3 \mu\text{m}$, a w koncepcji teoretycznej – od $1,4 \mu\text{m}$. Efekt przyczynia się do ponad osiemnastokrotnego lub dwudziestokrotnego wzrostu pola modowego, od $52 \mu\text{m}^2$ ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) do $1082 \mu\text{m}^2$ ($\lambda = 2 \mu\text{m}$) na podstawie obrazu SEM i od $82 \mu\text{m}^2$ ($\lambda = 1,4 \mu\text{m}$) do $1342 \mu\text{m}^2$ ($\lambda = 2,2 \mu\text{m}$) dla koncepcji teoretycznej. Jednak w przypadku pomiarów eksperymentalnych nie zarejestrowano przewidywanego momentu znaczącego wzrostu pola modu spodziewanego około $1,5 \mu\text{m}$, co może mieć związek z dwiema komplikacjami.



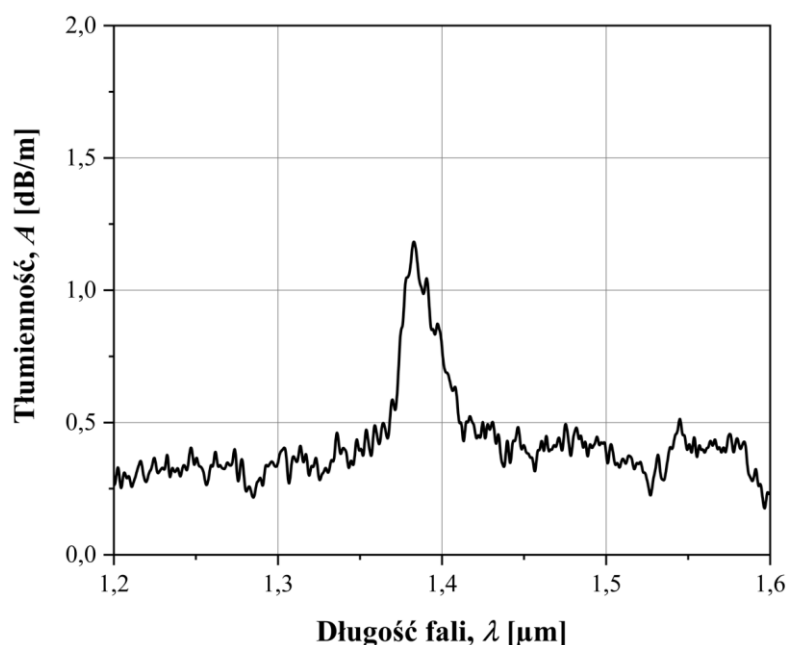
Rysunek 6.15. Efektywne pole modu podstawowego zmierzone dla wyprodukowanego włókna i obliczone numerycznie na podstawie koncepcji projektowej, zdjęcia SEM oraz dla włókna SMF-28

Pierwszą z nich jest zlokalizowana około długości fali $1,55 \mu\text{m}$ interferencja międzymodowa, szerzej zbadana w następnym podrozdziale. Natomiast drugim czynnikiem jest brak punktów

pomiarowych powyżej 1570 nm z powodu braku odpowiednich narzędzi, które mogłyby potwierdzić lub zanegować wzrost wartości pola modowego.

Interesującą zależnością we włóknie hybrydowym pomiędzy dyspersją chromatyczną, a efektywnym polem modu, widoczną na rys. 6.14 i 6.15, jest odgięcie krzywej dyspersji w punkcie, gdzie następuje nagłe zwiększenie pola modowego. Dla wyników numerycznych projektu teoretycznego zaobserwowano odgięcie profilu dyspersji po części płaskiej dla długości fali 1,4 μm i jednocześnie dynamiczny wzrost pola modu podstawowego dla tej samej długości. W wypadku wyników opartych na zdjęciu SEM taka sama zależność występuje nieco wcześniej, przy długości fali 1,3 μm . Wszystkie powyższe przesłanki wskazują, że dyspersja jest kształtowana głównie lokalnie około miejsca dynamicznego wzrostu pola modowego, a następnie światło traktuje efektywnie pierścienie całościowo jako rdzeń, wracając do profilu dyspersji w miejscu, gdzie pole modu ponownie zaczyna się stabilizować. Natomiast sam dynamiczny wzrost pola modu przyczynia się do zmian efektywnego współczynnika załamania w ten sposób, że występujące mody zaczynają ze sobą oddziaływać. Choć zjawisko wymaga bardziej wnikliwych badań, to jest to istotny krok w kierunku zrozumienia zależności pomiędzy dyspersją a polem modowym w światłowodach hybrydowych. Podobne badania związku analitycznego tych dwóch parametrów zostały już wstępnie przeprowadzone dla światłowodów mikrostrukturalnych [146].

Ostatnim zbadanym parametrem pod względem funkcjonalności włókna są jego straty, które zmierzono na stosunkowo długim odcinku za pomocą metody odcięcia (podrozdział 5.2). Zaczynając od odcinka włókna o długości 11 m, wykonano 3 odcięcia po około 2 m każde. Moc optyczną wyznaczono po każdym z odcięć, a następnie uśredniono dane, aby uzyskać rzetelne wyniki, zademonstrowane na rys. 6.16.



Rysunek 6.16. Tłumienność modu podstawowego w funkcji długości fali dla wyprodukowanego włókna w mierzalnych zakresach

Choć tłumienność w przypadku wyprodukowanego włókna może wydawać się relatywnie wysoka, np. 0,4 dB/m dla długości 1550 nm, wynika ona głównie z małej klasy czystości wykorzystanej infrastruktury do montażu i wyciągania włókna. Natomiast wzrost

tłumienności do 1,20 dB/m około 1,38 μm jest związany z absorpcją jonów OH^- . W problematycznym zakresie mierzenia dyspersji, tj. 1,6–2 μm , wystąpiły również trudności ze zmierzeniem tłumienności. Okazało się, że różnej długości odcinki włókna w tym przedziale miały praktycznie tożsame wyniki mocy, więc przeliczone straty nie dawały miarodajnych wyników. W związku z tym zdecydowano się przeprowadzić pomiar do długości fali 1,6 μm , obejmujący najbardziej istotną część pasm telekomunikacyjnych.

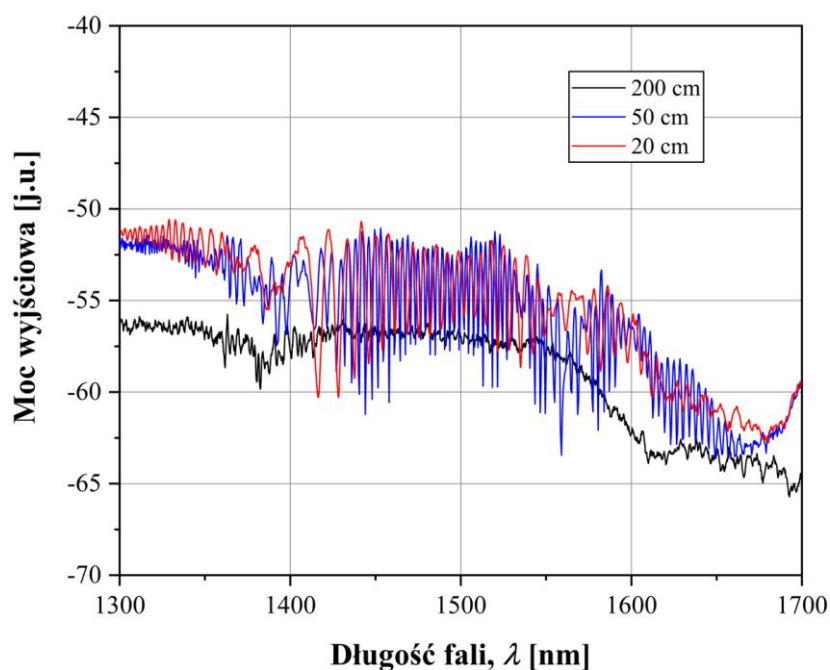
6.5.3. Interferencja międzymodowa

Zauważona wcześniej w charakterystyce modowej superpozycja modów jest oznaką interferencji międzymodowej, ale w celu zidentyfikowania zachodzącego efektu sprawdzono, jak wygląda moc optyczna w zależności od długości włókna [147], co pokazuje rys. 6.17. Pomiar został przeprowadzony bez dodatkowych elementów optycznych, tylko poprzez propagację wiązki źródła superkontinuum poprzez badane włókno i rejestrację widma na OSA. Zgodnie z zarejestrowanymi wynikami prążki są widoczne dopiero przy krótszych długościach włókna (poniżej 2 m) i ich szerokość zwiększa się razem z redukcją długości mierzonego segmentu. Zaobserwowane zmiany utwierdzają w przekonaniu, że we włóknie występuje interferencja międzymodowa, która jest skorelowana z długością włókna odpowiadającą różnym krotnościom drogi zdudnień. Ponadto wcześniej realizowane obliczenia numeryczne efektywnych współczynników propagujących się modów (rys. 6.10a) przedstawiają zbliżone wartości n_{eff} powyżej długości fali 1,6 μm (różnica poniżej 0,03 pomiędzy modem podstawowym a HOM), co może prowadzić do przepływu energii między nimi.

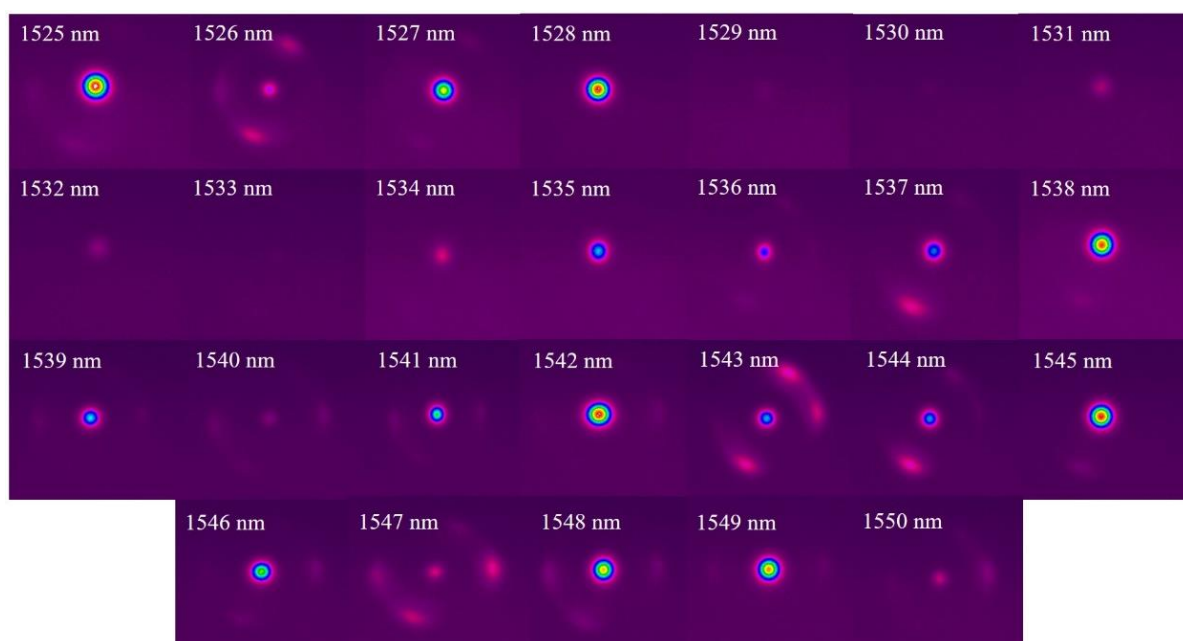
Na podstawie wykresu transmisji z rys. 6.17 można także wyciągnąć wniosek, że zakres interferencji znajduje się w innych długościach fal niż w konwencjonalnych MMF. W przypadku zwykle stosowanych MMF interferencja pod względem większej liczby modów znajduje się w krótszych falach, ponieważ razem ze wzrostem długości fali HOM są wytłumiane. Natomiast w wyprodukowanym włóknie interferencję zaobserwowano głównie w zakresie pomiędzy 1300 nm a 1700 nm. Dlatego można uznać, że wyprodukowane włókno działa wręcz odwrotnie niż standardowy MMF, co jest stosunkowo interesującym odkryciem w ramach funkcjonalności światłowodów hybrydowych. Niestety, ze względu na brak dostępu do narzędzi mogących zweryfikować właściwości na długościach fali powyżej 1570 nm – nie przeprowadzono dokładnych pomiarów dla zakresu 1570–1700 nm.

Istotną obserwacją efektu są również zdjęcia z kamery NIR na rys. 6.18, wykonane co 1 nm w przedziale od 1525 nm do 1550 nm, przedstawiające natężenia obserwowanych modów. Zdjęcia zostały zrobione przy długości włókna ok. 15 cm i można na nich zaobserwować powtarzający się cykl modu podstawowego oraz HOM ulokowanych w pierścieniach. Dla obserwowanego przypadku piętnastocentymetrowego włókna jest to ok. 3 nm, ale nie ma pełnej regularności przebiegu w badanej rozdzielczości. Moc optyczna transmisji modu podstawowego w krótkim włóknie jest na wyższym poziomie o kilka decybeli, a mody pierścieniowe są zdecydowanie bardziej wytłumiane. Skutkuje to nieregularnym grzebieniem mocy transmisji, który zależny jest od długości włókna. Analogiczne zjawisko można również zaobserwować na wykresie transmisji w krótkim

segmencie 20 cm (rys. 6.17), gdzie modulacja zmienia się co kilka nanometrów wraz ze zmianą długości fali.



Rysunek 6.17. Zarejestrowana moc wyjściowa w funkcji długości fali dla odcinków wyprodukowanego włókna o długości 20 cm, 50 cm i 200 cm



Rysunek 6.18. Zdjęcia natężenia modów zaobserwowane w zakresie od 1525 nm do 1550 nm dla 15-centymetrowego segmentu włókna

6.6. Wnioski

Kompleksowe badania opisane w niniejszym rozdziale przedstawiają możliwość modyfikacji dyspersji chromatycznej w nanostrukturzowanym włóknie hybrydowym składającym się z wewnętrznego rdzenia i trzech pierścieni inkluzji. Rozbudowana

numeryczna analiza mechanizmu kształtowania dyspersji za pomocą pierścieni doprowadziła do określenia optymalnej struktury. Pozwala ona na osiągnięcie płaskiej dyspersji w bardzo szerokim zakresie spektralnym. Struktura ta została następnie wyprodukowana i zweryfikowana eksperymentalnie. Otrzymane wyniki potwierdziły zakładane właściwości optyczne w zadowalającym stopniu, odpowiednim do zastosowanych materiałów, ale zaobserwowano również interesujące relacje dyspersji z polem modowym i efekt interferencji międzymodowej dla większych długości fali. Przedstawiona całościowa analiza potwierdza skuteczność procedury tworzenia całoszklanej struktury o normalnej dyspersji, ale opisuje również złożone efekty występujące w realnie wyprodukowanych światłowodach hybrydowych. W porównaniu z aktualnie stosowanymi rozwiązaniami, zaproponowane włókno daje możliwość kształtowania (inżynierii) charakterystyki dyspersyjnej pod kątem określenia długości fali, dla której następuje przejście modu podstawowego na pierścienie struktury. Jednak ograniczony technologicznie zakres badań nie pozwolił na pełną analizę. Dopiero dalsze badania mają szansę wykorzystać pełny potencjał opracowanej procedury i przewyższyć ustalone uprzednio rekordy płaskiej dyspersji.

Teoretyczny projekt włókna rozważano pod względem parametrów geometrycznych i różnych poziomów domieszki w celu otrzymania jak najbardziej efektywnego kształtowania dyspersji chromatycznej w całoszklanej strukturze. Zaczynając od małych rdzeni z ciągłym pierścieniem, procedurę uproszczono, przechodząc do rdzenia z pierścieniami ułożonymi z dyskretnych inkluzji. Wybrano 20 mol% jako poziom domieszki dwutlenku germanu w strukturze, który zapewnia odpowiednie oddziaływanie na charakterystykę dyspersyjną, stosunkowo niewielkie straty i łatwiejszy proces technologiczny wytworzenia elementów domieszkowanych. W wyniku optymalizacji płaskiej charakterystyki dyspersyjnej zaproponowano rozwiązanie z promieniem wewnętrznego rdzenia $R_c = 1,4 \mu\text{m}$, promieniem pierścienia pierwszego $R_1 = 6 \mu\text{m}$, drugiego $R_2 = 12 \mu\text{m}$ i trzeciego $R_3 = 18 \mu\text{m}$. Wszystkie inkluzje w pierścieniach mają średnicę $1 \mu\text{m}$. Natomiast współczynniki wypełnienia poszczególnych pierścieni wynoszą 32%, 68% i 81%. Zgodnie z obliczeniami taka struktura umożliwia uzyskanie normalnej charakterystyki dyspersyjnej na poziomie -37 ps/nm/km dla przedziału długości fali od $1,3 \mu\text{m}$ do $2,15 \mu\text{m}$ (zmienność $\pm 2,5 \text{ ps/nm/km}$), w tym ultrapłaskiej dyspersji (zmienność $\pm 0,2 \text{ ps/nm/km}$) od $1,5 \mu\text{m}$ do $1,9 \mu\text{m}$.

Z powodu braku dostępu do szkieł krzemionkowych domieszkowanych dwutlenkiem germanu na poziomie 20 mol% do projektu użyto prętów z Uniwersytetu w Lille (Francja) o średnim domieszkowaniu 8,17 mol% (osiągających maksymalnie 18 mol%). Włókno po procesie technologicznym uzyskało $286 \mu\text{m}$ średnicy płaszcza i $3,1 \mu\text{m}$ średnicy rdzenia. Promienie poszczególnych pierścieni wynosiły $5,98 \mu\text{m}$, $11,64 \mu\text{m}$ i $18 \mu\text{m}$. Średnica inkluzji po procesie równa była ok. $1,1 \mu\text{m}$. Według modelu projektu teoretycznego wyprodukowane włókno z tym poziomem domieszki powinno osiągnąć płaską dyspersję wynoszącą $-57,4 \text{ ps/nm/km}$ w przedziale od $1,2 \mu\text{m}$ do $1,4 \mu\text{m}$ (zmienność $\pm 2,5 \text{ ps/nm/km}$).

Wyniki eksperymentalne potwierdziły przedział płaskiej charakterystyki od $1,09 \mu\text{m}$ do $1,38 \mu\text{m}$ o zbliżonej wartości dyspersji -60 ps/nm/km (zmienność $\pm 2,5 \text{ ps/nm/km}$). Rozszerzenie przedziału płaskiej dyspersji może zostać uzyskane przez zastosowanie większej wartości domieszki dwutlenku germanu. W pomiarach dyspersji zarejestrowano obszar (na rys. 6.14), który nie pozwolił na pozyskanie rezultatów przy użyciu

zaprezentowanych metod pomiarowych, prawdopodobnie przez interferencję międzymodową, natomiast ograniczenia sprzętowe nie pozwoliły na potwierdzenie zależności pomiędzy polem modu podstawowego a charakterystyką dyspersji. Pomiar tłumienności wykazał stosunkowo niskie straty w przedziale transmisji telekomunikacyjnych, wynoszące ok. 0,4 dB dla 1550 nm. Wysokie straty są głównie związane z warunkami laboratoryjnymi przy wytwarzaniu włókna, które można polepszyć przy produkcji docelowej.

Pogłębione badanie interferencji międzymodowej pokazało, że występuje ona w obszarze spektrum od 1300 nm do 1700 nm i w zależności od długości włókna można modulować szerokość występujących pików we wzorze interferencyjnym. Ponadto wykonane kamerą NIR co 1 nm zdjęcia ujawniają, że w funkcji długości fali energia lokuje się albo w rdzeniu, albo w pierścieniach, które skutecznie wypromieniowują propagujący się mod do płaszcza. Zaobserwowany efekt różni się od tego w standardowych MMF, ponieważ występuje w większych długościach fal. Warto jednak zaznaczyć, że w ramach włókien hybrydowych wielomodowość, a tym samym efekt interferencji można wyeliminować za pomocą metody selektywnego tłumienia niepożądanych modów [65] lub selektywnego wzmocnienia modu [148].

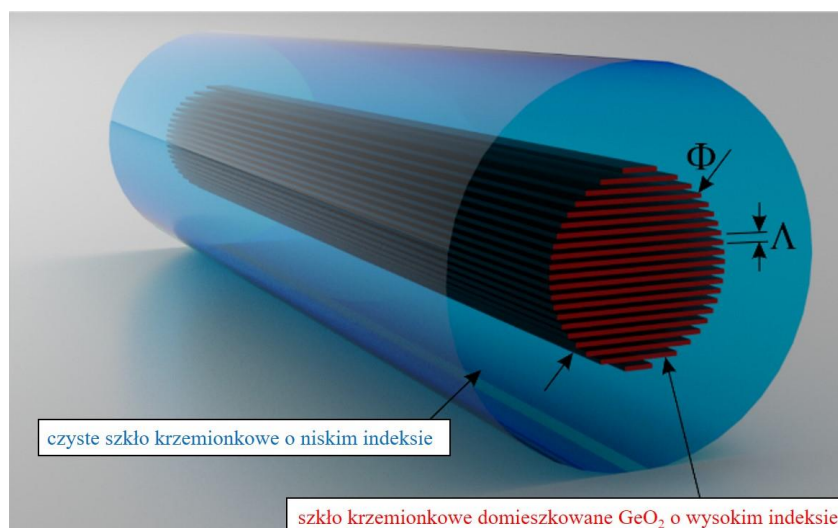
Nowatorskie włókno modyfikujące dyspersję chromatyczną poprzez pierścienie z inkluzji może przyczynić się do rozwoju aplikacji związanych z propagacją impulsu na dalekie odległości, multipleksacją w dziedzinie długości fali, generacją superkontinuum i wielu innych. Łatwość w dostosowaniu dyspersji w szerokim zakresie spektralnym do potencjalnych zastosowań we włóknach hybrydowych, przy zachowaniu niskich strat i dużego stopnia kompatybilności powoduje, że włókno to ma szansę zastąpić obecne światłowody typu DSF, DCF, DFF i NZ-DSF. Choć zakres modyfikacji jest zawężony w pewnym stopniu do dyspersji użytych szkieł (w tym przypadku krzemionkowych), to wykorzystanie innych materiałów do budowy światłowodów hybrydowych otwiera szeroką gamę potencjalnych rozwiązań.

7. Włókno utrzymujące polaryzację ze sztuczną anizotropią rdzenia

W ramach rozwoju nowej grupy światłowodów krzemionkowych z anizotropią rdzenia zaprojektowano i wyprodukowano wysoko dwójłomne włókno składające się z podfalowych warstw w rdzeniu. W porównaniu z poprzednimi rozwiązaniami stosowanymi we włóknach dwójłomnych całoszkłana struktura bazuje na domieszkowaniu kolejnych warstw dwutlenkiem germanu, a optymalizacja oparta jest na osiągnięciu wysokiej dwójłomności, pracy jednomodowej i efektywnym dwukierunkowym połączeniu ze standardowym włóknem SMF-28. Jest to pierwsza próba zaprojektowania włókna ze sztuczną anizotropią rdzenia specjalnie dla sektora długodystansowych światłowodów jednomodowych. Wyniki przedstawione w tym rozdziale zostały zaprezentowane w artykułach [5] i [7] (spis publikacji autora).

7.1. Koncepcja i optymalizacja włókna z anizotropowym rdzeniem

Punktem wyjścia pracy nad krzemionkowym włóknem z anizotropowym rdzeniem były badania eksperymentalne zgłoszone przez Stępniewskiego i in. [149] włókien z anizotropowym rdzeniem, a dokładniej – wyprodukowanej za pomocą technologii nanostrukturyzacji struktury składającej się z 7 warstw termicznie dopasowanych szkła miękkich. W ramach zwiększenia funkcjonalności rozwiązania zaprojektowano nową strukturę, przedstawioną na rys. 7.1, złożoną z warstw krzemionki czystej i domieszkowanej GeO_2 . Strukturę ze względu na naprzemienne warstwy w rdzeniu nazwano światłowodem ZEBRA. Tym razem użyto szkła krzemionkowych, ponieważ szkła miękkie cechuje ekstremalna kruchość, w niektórych przypadkach wysoka tłumienność w NIR, a także problemy ze spawaniem do standardowych włókien transmisyjnych. Zaproponowany projekt umożliwi wyeliminowanie wad ww. wersji ze szkła miękkich, tym samym gwarantując kompatybilność z istniejącymi systemami telekomunikacyjnymi.



Rysunek 7.1. Schemat całoszklanego światłowodu ze sztuczną anizotropią rdzenia składającego się z warstw krzemionki czystej i domieszkowanej dwutlenkiem germanu

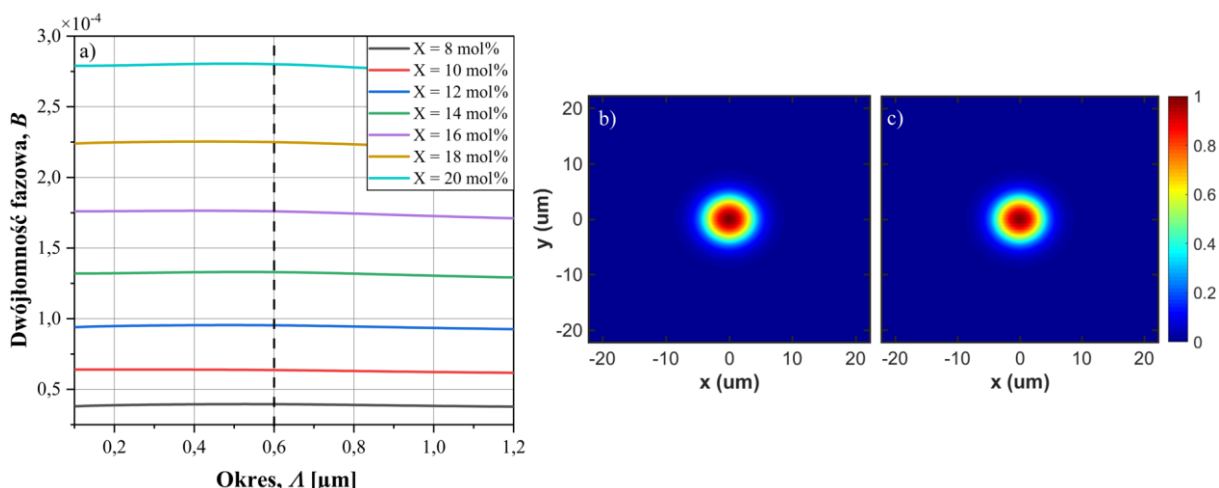
Przedstawioną strukturę można opisać za pomocą parametrów geometrycznych, tj. Φ – określającego średnicę rdzenia i Λ – oznaczającego okres periodycznych warstw.

W przypadku drugiej zmiennej grubość dwuwarstwy Λ powinna być mniejsza niż długość fali, aby spełnić wymagania podejścia efektywnego ośrodka (podrozdział 3.1). Dodatkowo w celu przeprowadzenia pełnej optymalizacji wprowadzono parametr koncentracji domieszki GeO_2 w mol% – X , wykorzystywany do obliczenia współczynnika załamania zgodnie z równaniem (4.24) przedstawionym w podrozdziale 4.2.1. W przypadku czystej krzemionki użyto równania Sellmeiera (4.23) z wcześniej wyznaczonymi eksperymentalnie współczynnikami (tab. 4.1) [129]. Głównymi celami dalszej numerycznej optymalizacji struktury według powyższych parametrów jest osiągnięcie jednomodowości z zachowaniem wysokiej dwójłomności włókna oraz porównywalnego efektywnego pola modu podstawowego i apertury numerycznej do standardowych światłowodów SMF-28. Do osiągnięcia optymalnej struktury użyto opisanych w rozdziale 4 narzędzi numerycznych. Biorąc również pod uwagę długość fali odcięcia światłowodu SMF-28 oraz krawędź absorpcji podczerwieni szkła krzemionkowego, wszystkie obliczenia numeryczne przeprowadzono w zakresie 1,2–2,4 μm .

Jako numeryczna referencja do światłowodu SMF-28 została użyta wersja Corning SMF-28 dostępna w bibliotekach narzędzia MODE Solution, poprzedniego wydawcy Lumerical Inc. [150]. Zgodnie z arkuszem specyfikacyjnym światłowód ma tłumienność poniżej 0,18 dB/km dla długości fali 1,55 μm , długość odcięcia wynoszącą 1,26 μm i aperturę numeryczną równą 0,14 dla 1,31 μm .

7.1.1. Optymalizacja włókna pod względem dwójłomności

Pierwszym etapem optymalizacji numerycznej jest weryfikacja wartości dwójłomności fazowej w zależności od stałej sieci Λ i różnicy współczynników załamania w paskach struktury odpowiadających poziomowi domieszki (rys. 7.2). Rozważany w obliczeniach zakres stałej sieci wynosi 0,1–1,2 μm . Numeryczna analiza została przeprowadzona dla różnych wariantów domieszki dwutlenku germanu w przedziale 8–20 mol% (maksymalny poziom wynika z ograniczeń technologicznych opisanych w podrozdziale 3.2.2).



Rysunek 7.2. a) Obliczona dwójłomność fazowa w funkcji stałej sieci we włóknie z rdzeniem paskowym dla różnych poziomów domieszkowania o wysokim współczynniku załamania. Znormalizowane natężenie pola elektrycznego dla komponentu polaryzacyjnego b) TE i c) TM modu podstawowego. Średnica rdzenia wynosi 8,2 μm , okres warstw 0,6 μm i domieszka GeO_2 14 mol%. Wszystkie obliczenia zostały przeprowadzone dla długości fali 1,55 μm

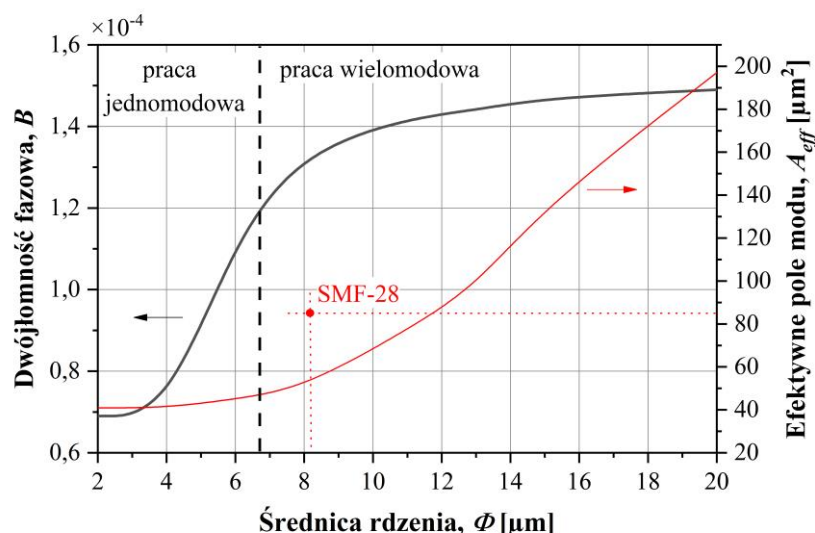
Takie poziomy domieszkowania zapewniają termiczne dopasowanie czystej i domieszkowanej dwutlenkiem germanu krzemionki podczas procesu wyciągania włókna. Jako punkt referencyjny założono na początku procesu optymalizacyjnego średnicę rdzenia $8,2\ \mu\text{m}$, czyli stosowaną w SMF. W późniejszym kroku średnica rdzenia projektowanej struktury jest dalej modyfikowana w celu dostosowania jej do parametrów włókna SMF-28.

Zgodnie z oczekiwaniami, kiedy wzrasta koncentracja dwutlenku germanu w warstwach, zwiększa się dwójłomność włókna, jak pokazano na rys. 7.2a. Dwójłomność fazowa na poziomie powyżej 1×10^{-4} osiągnięta jest dla domieszkowania struktury GeO_2 większym niż 12 mol%. Dalsze zwiększanie wartości domieszkowania umożliwia zwiększenie dwójłomności, ale skutkuje również zwiększeniem strat materiałowych włókna (podrozdział 4.2.1). Toteż w dalszych obliczeniach założono poziom 14 mol% – jako kompromis pomiędzy dwójłomnością a tłumiennością włókna.

Okres struktury periodycznej w rdzeniu nie wpływa znacząco na dwójłomność włókna, (rys. 7.2a). Natomiast rosnący poziom domieszkowania podwyższa dwójłomność, a dla wysokich domieszek, powyżej 10 mol%, występuje nieznaczne maksimum lokalne dla $\Lambda = 0,6\ \mu\text{m}$ (zaznaczone przerywaną linią na rys. 7.2a). Zgodnie z teorią efektywnego ośrodka rozmiar inkluzji (w tym przypadku szerokość warstwy) nie powinien przekroczyć $\lambda/5$ (podrozdział 3.1), dlatego na wyniki z rys. 7.2a należy nałożyć ograniczenie stałej sieci $\Lambda < 0,62\ \mu\text{m}$. Ponadto dla dużych okresów, powyżej $1,2\ \mu\text{m}$, pole elektryczne może lokalizować się w warstwach o wyższym współczynniku załamania, więc periodyczna struktura najprawdopodobniej będzie działała jako światłowód wielordzeniowy. W tym wypadku poszczególne wyżej domieszkowane paski odgrywają rolę indywidualnych rdzeni, przez co propagujące się mody interferowałyby między sobą. Z drugiej strony, wytworzenie rdzenia o dużej liczbie warstw z małym okresem wymaga ułożenia bardzo dużej liczby prętów szklanych, więc narasta skomplikowanie procesu technologicznego. Trzeba też brać pod uwagę dyfuzję, która przy większej liczbie pasków prowadzi do minimalizowania kontrastu między maksymalnym a minimalnym współczynnikiem załamania w rdzeniu. Po wstępnej analizie wybrano zatem okres Λ wynoszący $0,6\ \mu\text{m}$, co zapewnia kompromis pomiędzy komplikacją wytworzenia takiego włókna a wymaganiami związanymi z teorią efektywnego medium.

Następnie podjęte zostały działania optymalizacyjne odnośnie do różnych średnic rdzenia, ich wpływu na dwójłomność i efektywne pole modu. Jak pokazano na rys. 7.3, dwójłomność rośnie wraz ze wzrostem średnicy rdzenia. Ten efekt jest konsekwencją mocnego zlokalizowania modu podstawowego w centralnej części większych rdzeni. Efektywne pole modu podstawowego rośnie tylko pięciokrotnie, od $41\ \mu\text{m}^2$ do $197\ \mu\text{m}^2$, kiedy średnica rdzenia rośnie dziesięciokrotnie. Jednocześnie kiedy powiększana jest średnica rdzenia, włókno staje się wielomodowe. Otrzymana dwójłomność fazowa modu podstawowego jest większa niż 1×10^{-4} dla większości rozważonych średnic rdzenia (powyżej $5,5\ \mu\text{m}$). Ten poziom dwójłomności jest uznawany za odpowiedni do uniknięcia degeneracji komponentów polaryzacyjnych w podstawowym modzie i utrzymania wprowadzonej polaryzacji we włókno podczas propagacji [86], z wyłączeniem małych zgięć i naprężeń zazwyczaj występujących w światłowodach.

Mając na uwadze wymagania dotyczące pracy jednomodowej, optymalny światłowód (oznaczony jako typ I) ma średnicę $6,7 \mu\text{m}$, gdzie dwójłomność fazowa wynosi $1,21 \times 10^{-4}$ dla długości fali $1,55 \mu\text{m}$, natomiast efektywne pole modu wynosi $48 \mu\text{m}^2$. Włókno typu I nie jest w pełni kompatybilne z SMF-28 ze względu na niedopasowanie efektywnych pól modu podstawowego. Dla takiej samej długości fali światłowód SMF-28 mający średnicę rdzenia $8,2 \mu\text{m}$ charakteryzuje efektywne pole modu wielkości $85 \mu\text{m}^2$ [151]. Mniejsza średnica jednomodowego włókna typu I jest powiązana z wyższym współczynnikiem załamania domieszki użytej w rdzeniu w porównaniu z włóknem SMF-28.

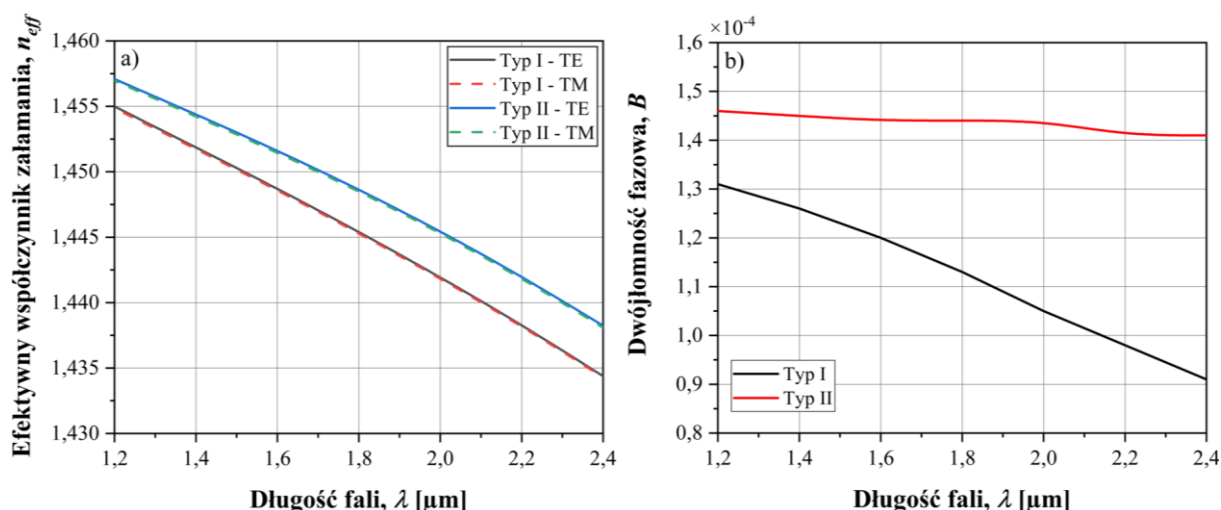


Rysunek 7.3. Charakterystyka dwójłomności fazowej i efektywnego pola modowego dla włókna z anizotropowym rdzeniem w funkcji średnicy rdzenia. Anizotropowy rdzeń składa się z warstw o okresie $0,6 \mu\text{m}$ i poziomie domieszkowania dwutlenkiem germanu $14 \text{ mol}\%$ warstw o wysokim współczynniku załamania. Włókna o średnicy rdzenia poniżej $6,7 \mu\text{m}$ są jednomodowe dla $1,55 \mu\text{m}$ (granice jednomodowości zaznaczono przerywaną linią). W ramach porównania wprowadzono efektywne pole modu dla włókna SMF-28. Kalkulację wykonano dla $1,55 \mu\text{m}$

Perfekcyjne dopasowanie do standardu SMF-28 pod względem efektywnego pola modu może zostać osiągnięte, jeżeli nanostrukturyzowane włókno utrzymujące polaryzację będzie miało średnicę rdzenia $11,8 \mu\text{m}$. Poniżej ta wersja włókna jest określana jako typ II. Jego dwójłomność fazowa modu podstawowego wynosi $1,42 \times 10^{-4}$, aczkolwiek to włókno nie jest jednomodowe, a kilkumodowe. Niemniej jednak istnieje możliwość wprowadzenia pracy jednomodowej za pomocą dodatkowych zgięć, jako że HOM w ten sposób będą wytłumiane. Dyskusja na temat wpływu zgięć na właściwości propagacyjne we włóknie typu II znajdują się w podrozdziale 7.3.2.

Wszystkie parametry dla obu włókien numerycznie zoptymalizowanych zostały zebrane w tab. 7.1 na końcu rozdziału.

Dwójłomność fazowa i właściwości propagacyjne modu podstawowego w obu włóknaх typu I i typu II są podsumowane na rys. 7.4. Jednomodowa wersja włókna typu I ma mniejszą dwójłomność fazową w przedziale od $1,31 \times 10^{-4}$ do $0,9 \times 10^{-4}$ dla długości fali $1,2\text{--}2,4 \mu\text{m}$. Włókno typu II z możliwą pracą jednomodową za pomocą wygięcia oferuje nieco większą i prawie niezależną od długości fali dwójłomność fazową $1,42 \times 10^{-4}$ w przebadanym zakresie.

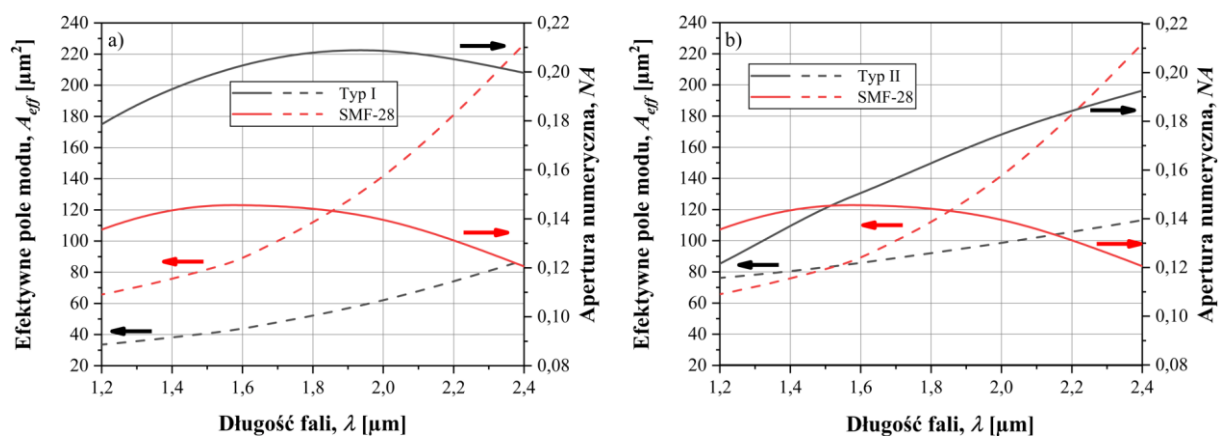


Rysunek 7.4. a) Numeryczne wyniki efektywnego współczynnika załamania oraz b) dwójłomności fazowej w funkcji długości fali wersji włókna typu I i II. W przypadku wykresu a) wyszczególniono mody polaryzacyjne TE i TM modu podstawowego. Anizotropowy rdzeń składa się z warstw o okresie $0,6 \mu m$ i wyżej domieszkowane paski zawierają 14 mol% dwutlenku germanu. Średnice rdzenia wynoszą odpowiednio $6,7 \mu m$ i $11,8 \mu m$ dla typu I i II

7.1.2. Dostosowanie do standardu SMF-28

Efektywne dwukierunkowe sprzężenie ze światłowodem typu SMF-28 jest niezbędne dla praktycznego użycia optymalizowanego włókna. Połączenie obu włókien najczęściej wykonuje się w formie spawu. Lokalny wzrost temperatury, który powstaje podczas spawania, może zdegradować warstwową strukturę w rdzeniu ze względu na dyfuzję. W ramach procesu jest jednak możliwość dostosowania czasu, temperatury i ograniczenia przestrzeni tworzonego spawu, więc wpływ złączenia światłowodów może zostać całkowicie zredukowany, a tym samym jest pomijalny pod względem dwójłomności. Dalsza eksperymentalna weryfikacja tego problemu jest jednak wymagana, więc przeprowadzono ją po wyprodukowaniu włókna – w podrozdziale 7.3.5.

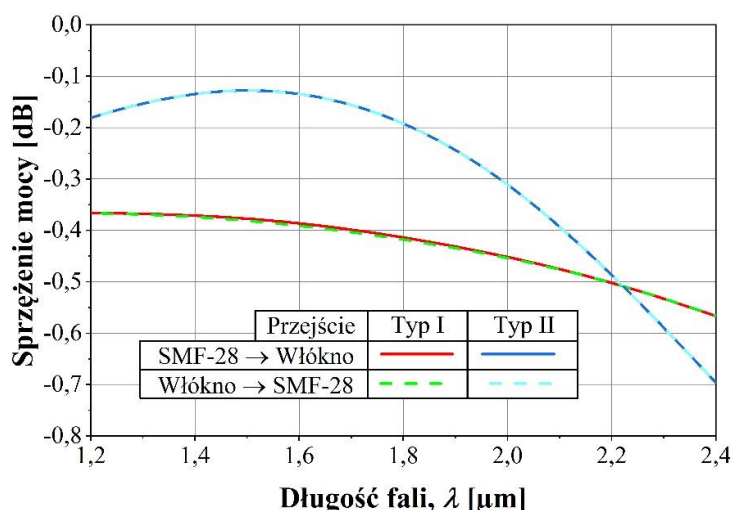
W celu zapewnienia wysokiego stopnia sprzężenia optycznego oba włókna powinny mieć podobne efektywne pole modu i aperturę numeryczną [152]. Weryfikacja zdolności do współpracy SMF-28 z dwoma typami nanostrukturyzowanych włókien oparta jest na obliczeniach ich efektywnego pola modowego i apertury numerycznej przy użyciu projekcji w polu dalekim (podrozdział 4.2.2), jak to jest przedstawione na rys. 7.5.



Rysunek 7.5. Porównanie efektywnego pola modowego i apertury numerycznej dla włókien SMF-28 i optymalizowanych nanostrukturyzowanych o dużej dwójłomności a) typu I i b) typu II dla zakresu długości fali od $1,2 \mu m$ do $2,4 \mu m$

Włókno typu I posiada mniejszy rdzeń niż włókno SMF-28, cechuje go także wyższy efektywny współczynnik załamania z powodu wyższego domieszkowania dwutlenkiem germanu. W związku z tym to włókno ma mniejsze efektywne pole modu i większą aperturę numeryczną w porównaniu z SMF-28. Różnice pomiędzy nimi są relatywnie duże i parametry dla tych dwóch włókien nie pokrywają się dla żadnej długości fali w rozważanym zakresie. Nie są one na tyle duże, żeby zapobiec sprzężeniu energii, ale mogą mocno wpłynąć na wydajność połączenia. Niedopasowania pod względem efektywnego pola modu i apertury numerycznej wynoszą odpowiednio 52% i 53% dla długości fali 1,55 μm . Bezpośrednio różnica efektywnego pola modu dla włókna typu I i SMF-28 wynosi 42,55 μm^2 , a w przypadku apertury numerycznej jest równa 0,055.

Wyniki obliczeń apertury numerycznej i efektywnego pola modu dla włókna typu II są zdecydowanie bardziej zbliżone do włókna SMF-28. Chociażby w przypadku długości fali 1,55 μm różnice są bardzo małe, pod względem efektywnego pola modowego włókna różnią się o 0,3 μm^2 (1%), a dla apertury numerycznej o 0,002 (1%). Na podstawie uzyskanych wyników można wywnioskować, że parametry są adekwatnie dopasowane w trzecim oknie transmisyjnym i zaproponowane włókno może zostać zintegrowane ze standardowymi światłowodami jednomodowymi. Dla większych długości fali, czyli powyżej 1,7 μm , dopasowanie spada, ale nadal jest możliwe otrzymanie efektywnego sprzężenia pomiędzy światłowodami. Potrzeba bardziej złożonych obliczeń bazujących na całkach przekrycia modów (wyjaśnione w podrozdziale 4.2.2), aby zweryfikować straty sprzężeniowe pomiędzy włóknami SMF-28 a włóknami nanostrukturyzowanymi. Na rys. 7.6 przedstawiono wyniki obliczeń sprzężenia mocy pomiędzy włóknami SMF-28 a typu I i typu II w obu kierunkach poprzecznego pola elektrycznego (TE) modu podstawowego. W przypadku poprzecznie magnetycznego komponentu polaryzacji wyniki dla modu podstawowego są podobne, ponieważ efektywny współczynnik załamania i efektywne pole modu dla dwóch komponentów polaryzacyjnych są zbliżone, tak jak przedstawiono na rys. 7.4.



Rysunek 7.6. Sprzężenie mocy dla komponentu polaryzacji TE modu podstawowego pomiędzy włóknami SMF-28 i nanostrukturyzowanymi: typu I i typu II w obu kierunkach

Sprzężenie mocy pomiędzy światłowodem SMF-28, a oboma włóknami nanostrukturyzowanymi, typu I i typu II, jest wysoko wydajne i potwierdza poprzednie

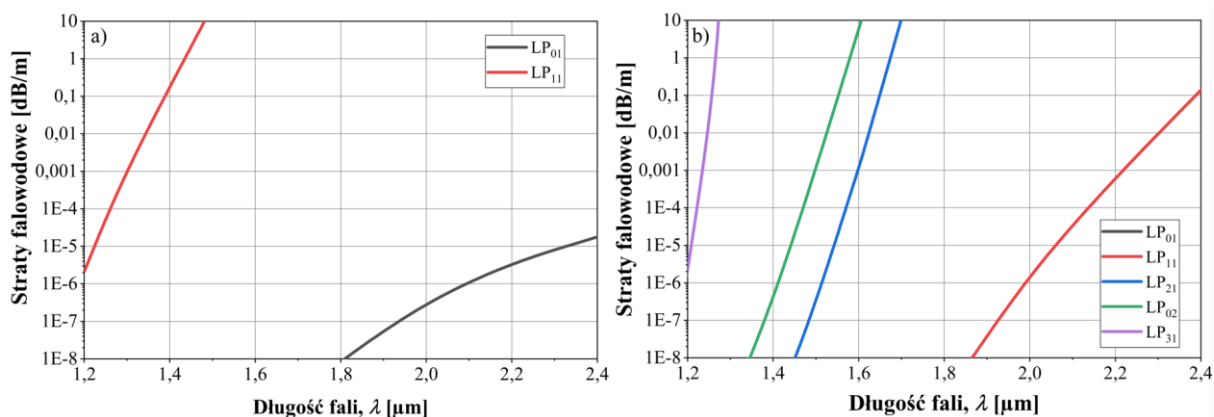
twierdzenia o efektywnym polu modowym i aperturze numerycznej. Sprężenie mocy pomiędzy włóknami typu I i SMF-28 wynosi $-0,37$ dB, podczas gdy z SMF-28 do typu I osiąga $-0,39$ dB dla długości fali $1,55$ μm . Straty sprzężeniowe są zdecydowanie mniejsze dla typu II. Ponadto przejście jest niezależne od kierunku i wynosi jedynie $-0,1$ dB dla $1,55$ μm .

Istotnym do odnotowania faktem jest również to, że straty przy przejściu pomiędzy włóknami SMF-28 i typu II są bardziej czułe na długość fali (od $-0,1$ dB do $-0,7$ dB) niż w przypadku połączenia włókien SMF-28 i typu I (od $-0,36$ dB do $-0,57$ dB). Jednakże efektywność sprzężenia jest zawsze większa dla włókna typu II dla długości fal poniżej $2,23$ μm .

7.1.3. Analiza numeryczna propagacji modów wyższych rzędów i strat zgięciowych

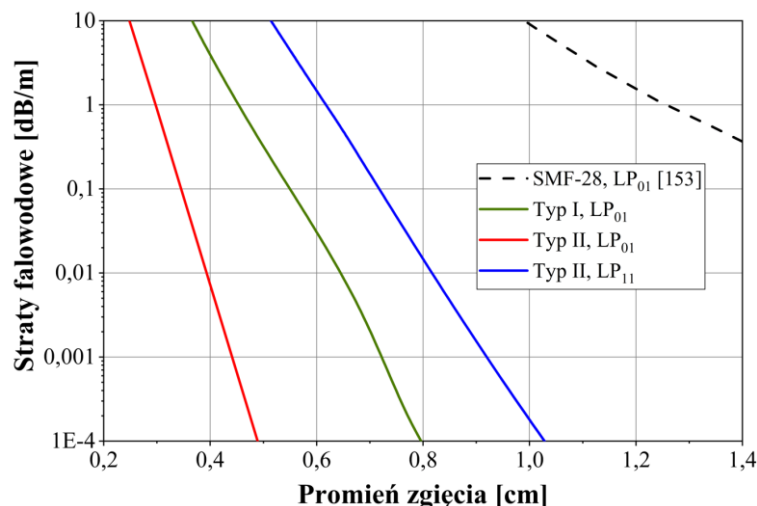
Kolejne istotne parametry zaproponowanych światłowodów nanostrukturyzowanych o dużej dwójłomności, które zostały zweryfikowane, to straty falowodowe i straty zgięciowe dla modu podstawowego i HOM. Analiza numeryczna tych właściwości umożliwia przewidzenie, jak zachowują się te włókna w zastosowaniu praktycznym. W szczególności intrygujący jest zakres promienia zgięcia, kiedy prowadzone są poszczególne mody, w tym FM. Dodatkowo dla włókna typu II określenie odpowiedniego promienia zgięcia potrzebnego do wytłumienia HOM jest niezbędne do otrzymania pracy jednomodowej.

Przeprowadzone obliczenia numeryczne strat wszystkich prowadzonych modów w zoptymalizowanych włóknach typu I i II zademonstrowano na rys. 7.7. Włókno typu I, zgodnie z projektem, jest światłowodem jednomodowym dla długości fali powyżej $1,48$ μm , gdzie mod LP_{11} tłumiony jest na poziomie 10 dB/m (rys. 7.7a). Straty modu podstawowego nie przekraczają $1,78 \times 10^{-5}$ dB/m w rozważanym przedziale długości fali, jednakże straty materiałowe wysoko domieszkowanej krzemionki nie są brane pod uwagę w tym modelu. Włókno typu II prowadzi 5 modów w rozważanym przedziale spektralnym, a cztery z nich: LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} znajdują się w telekomunikacyjnym paśmie C. W przypadku tego włókna wprowadzenie dodatkowego zgięcia jest niezbędne do prowadzenia tylko modu podstawowego.



Rysunek 7.7. Straty falowodowe dla modu podstawowego i modów wyższych rzędów we włóknie a) typu I i b) typu II. Straty materiałowe materiałów szklanych są pominięte

Wpływ promienia zgięcia na straty falowodowe prowadzonych modów zostały zamodelowane dla długości fali $1,55\text{ }\mu\text{m}$ i przedstawione na rys. 7.8. Na wykresie zaprezentowano straty modu LP_{01} we włóknie typu I i straty modów LP_{01} i LP_{11} w przypadku włókna typu II. Straty zgięciowe dla pozostałych dwóch HOM, tj. LP_{21} i LP_{02} , są zdecydowanie większe, przez co nie są widoczne na rysunku.



Rysunek 7.8. Straty falowodowe prowadzonych modów w funkcji promienia zgięcia włókna typu I i typu II dla długości fali $1,55\text{ }\mu\text{m}$. Straty zgięciowe w światłowodzie SMF-28 przedstawiono jako punkt odniesienia z referencji [153]

Oba włókna typu I i typu II są mniej czułe na wygięcia niż światłowody typu SMF-28. Jest to głównie związane z wyższą domieszką w rdzeniu niż w standardowych światłowodach jednomodowych. W przypadku światłowodu typu I straty poniżej 10^{-4} dB/m są utrzymywane dla promienia zgięcia powyżej $0,8\text{ cm}$, a dla włókna typu II promień zgięcia dla takich strat wynosi $0,5\text{ cm}$. Ponadto włókno typu II staje się jednomodowe, kiedy zgięcie ma promień $0,52\text{ cm}$. W tak zgiętym włóknie straty modu LP_{11} wynoszą powyżej 10 dB/m , natomiast straty modu podstawowego LP_{01} mają wartość 10^{-4} dB/m . Wykonanie takich promieni zgięć jest możliwe w praktyce, ale mogą one wpłynąć na mechaniczną wytrzymałość włókna. Rozważany promień zgięcia jest niewiele mniejszy niż rekomendowany ($0,6\text{ cm}$) dla jednomodowego kawałka włókna SMF-28 w zastosowaniach długodystansowych [154]. Należy się spodziewać, że nanostrukturyzowane włókno typu II będzie miało podobne właściwości mechaniczne jak SMF-28 i tylko bardzo krótki odcinek będzie wymagał zgięcia dla wypromieniowania HOM. W związku z tym wieloletnia trwałość dla zgięcia $0,52\text{ cm}$ powinna być zachowana. W dodatku teoretyczne modele przewidują wytrzymałość nawet do 20 lat dla jednego $0,5\text{-centymetrowego}$ zgięcia w standardowych włóknach jednomodowych [155].

Bazując na dokonanej analizie, można wyciągnąć wnioski, że oba włókna typu I i II sprawdzą się w zastosowaniach praktycznych sektora telekomunikacyjnego, kiedykolwiek utrzymanie polaryzacji będzie niezbędne. Zaproponowane światłowody nanostrukturyzowane są całoszkłane, a ich dwójłomność jest zdeterminowana przez warstwową strukturę w rdzeniu składającą się z domieszkowanej $14\text{ mol\% GeO}_2$ i czystej krzemionki o okresie $0,6\text{ }\mu\text{m}$. Przegląd głównych parametrów zaproponowanych rozwiązań znajduje się w tab. 7.1. Oba włókna są wysoce dwójłomne, jednomodowe (w przypadku typu II jednomodowość wprowadzona jest za pomocą zgięć) i kompatybilne ze standardem SMF-28.

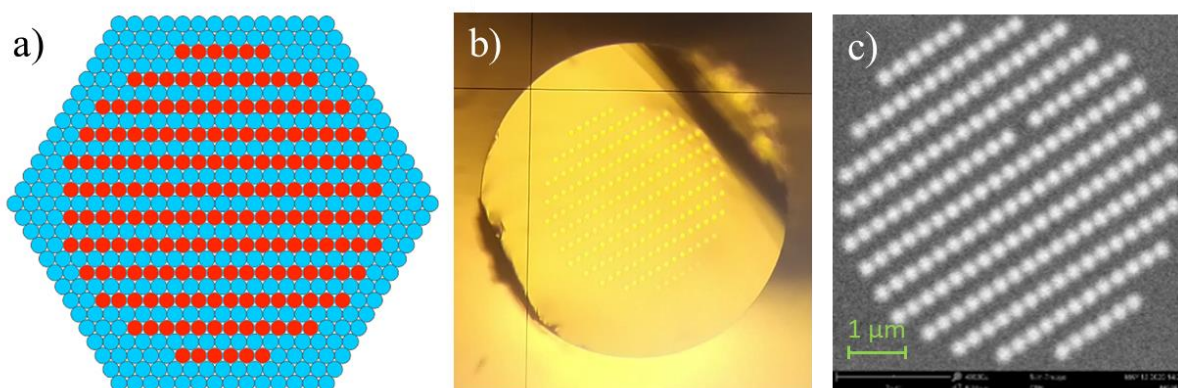
Tabela 7.1. Parametry zoptymalizowanych struktur dla długości fali 1,55 μm

Nazwa struktury włókna	Średnica włókna (μm)	Dwójłomność fazowa ($\times 10^{-4}$)	Efektywne pole modu A_{eff} (μm^2)	Apertura numeryczna NA	Sprężenie mocy do włókna SMF-28 (dB)
Typ I	6,7	1,21	42	0,2	-0,38
Typ II	11,8	1,42	84	0,15	-0,1

Ostatecznie do produkcji i weryfikacji eksperymentalnej wybrano włókno jednomodowe typu I. Można je uznać za rozwiązanie optymalne pod względem dwójłomności fazowej i spełniające wszystkie wstępne założenia.

7.2. Proces technologiczny

Analogicznie jak w przypadku włókna hybrydowego (proces technologiczny opisany w podrozdziale 6.4) do wyprodukowania światłowodu z anizotropowym rdzeniem zostały użyte ponownie pręty z czystej krzemionki (Heraeus F300) i domieszkowane GeO_2 z laboratorium FiberTech Lille. Dystrybucja współczynnika załamania domieszkowanych prętów pokazana jest na rys. 6.11.



Rysunek 7.9. a) Koncepcja ułożenia rdzenia w produkowanym światłowodzie nanostrukturzowanym, ułożonym z 547 nanoprętów, w tym 363 z czystej krzemionki i 184 z domieszkowanej GeO_2 . Zdjęcie b) subpreformy światłowodowej na mikroskopie optycznym. Otrzymane c) zdjęcie z SEM ostatecznie wyprodukowanego włókna

Zostały one dodatkowo wytrawione do średnicy 5,75 mm przy użyciu HF, co ostatecznie przełożyło się na średni poziom domieszkowania w pręcie na poziomie 8,17 mol% (odpowiada średniemu współczynnikowi załamania 1,456 dla długości fali 1550 nm). Jak w poprzednim przypadku produkcji włókna średnia koncentracja wykorzystanych prętów jest niewiele mniejsza od zakładanej w zoptymalizowanej numerycznie strukturze (dokładnie o 5,83 mol%, czyli o 39% mniej niż w projekcie teoretycznym). W przypadku światłowodu z anizotropią rdzenia niższy poziom domieszkowania wpłynie na redukcję dwójłomności fazowej (zgodnie z rys. 7.2a), ale może się przyczynić do polepszenia kompatybilności z SMF-28 pod względem efektywnego pola modu.

Oba typy prętów, tj. krzemionkowe i domieszkowane dwutlenkiem germanu, zostały zredukowane do średnicy 0,48 mm na wieży światłowodowej. Następnie pręty manualnie ułożono w formie preformy opartej na geometrii zoptymalizowanego włókna typu I (zgodnie z rys. 7.9a), otrzymując kołowy rdzeń składający się z 12 warstw wysoko domieszkowanych

i 13 z czystej krzemionki. Ostatecznie heksagonalna struktura prętów została umieszczona w kołowej kapilarze z krzemionki, która razem z przygotowaną preformą tworzy po integracji termalnej subpreformę (rys. 7.9b). W dalszym procesie technologicznym (podrozdział 3.2.1) ułożona struktura skalowana jest do obliczonych rozmiarów. Uzyskany w ten sposób światłowód został zbadany na SEM, aby otrzymać zdjęcia nanostruktury rdzenia i zmierzyć jej podstawowe parametry geometryczne. Zdjęcia z SEM są przedstawione na rys. 7.9c, a geometryczne współczynniki zebrano w tab. 7.2.

Tabela 7.2. Geometryczne parametry numerycznie opracowanej struktury i wyprodukowanego światłowodu ZEBRA

Struktura	Średnica płaszcz (μm)	Średnica rdzenia (μm)	Okres struktury (nm)	Warstwa krzemionki (nm)	Warstwa domieszkowana GeO ₂ (nm)	Stosunek warstw
Projekt (typ I)	125	6,7	600	300	300	1,00
Wyprodukowane włókno (ZEBRA)	131	6,84	600	287	313	1,09

Wyprodukowane włókno ma płaszcz o średnicy 131 μm i średnicę rdzenia wynoszącą 6,84 μm. Parametry wytworzonego włókna są porównywalne do zaprojektowanej struktury typu I (poprzedni podrozdział 7.3), co wpływa na podobną szerokość warstw w rdzeniu. Wyprodukowane włókno z anizotropią rdzenia oznaczono nazwą ZEBRA.

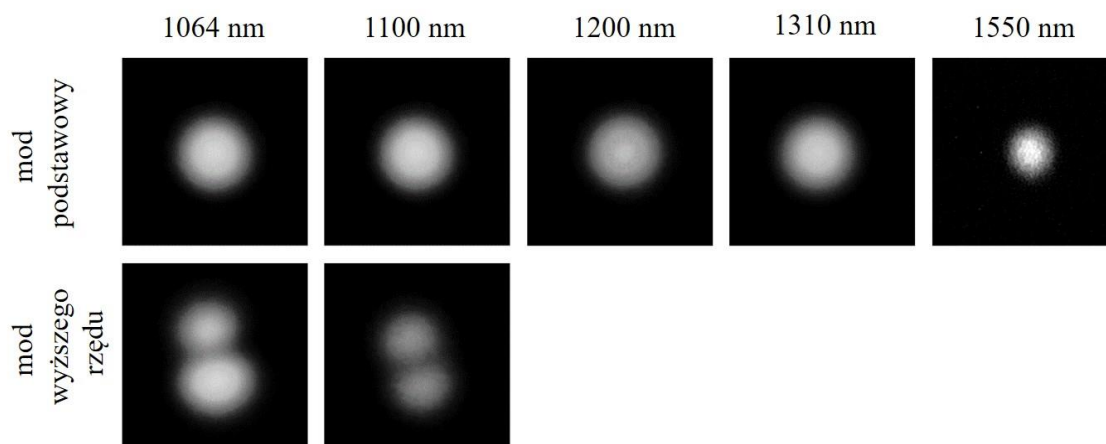
Na podstawie analizy SEM zauważono, że w strukturze występuje pojedynczy defekt w nanostrukturze rdzenia w formie nieciągłości jednej z warstw domieszkowanych dwutlenkiem germanu, powstały z powodu błędu podczas układania. Ten błąd ma pomijalny wpływ na działanie struktury, ponieważ inkluzje w rdzeniu mają subfalowe rozmiary i tylko efektywny współczynnik załamania wpływa na propagację światła, odnosząc się do modelu efektywnego ośrodka.

7.3. Wyniki eksperymentalne

7.3.1. Właściwości modowe

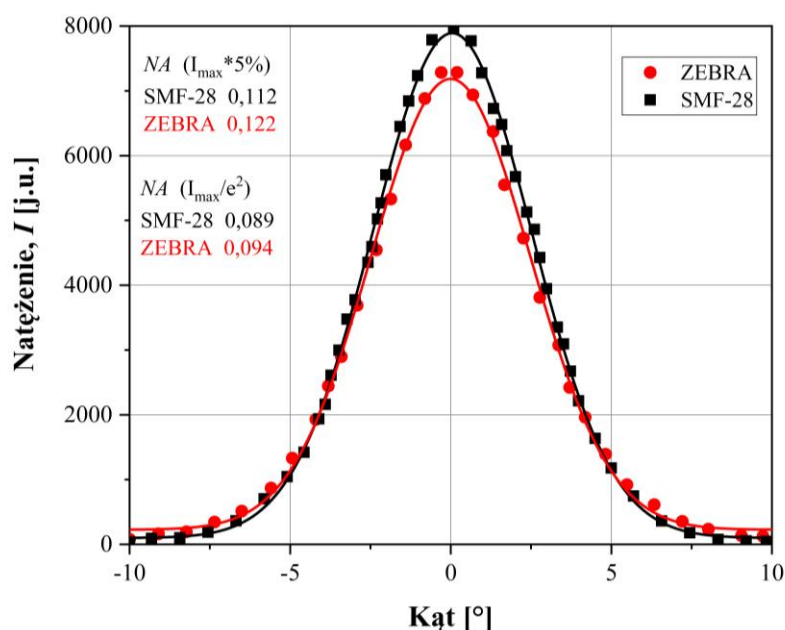
W pierwszej kolejności przeprowadzono analizę rozkładu pola modów dla 5 długości fali: 1064 nm, 1100 nm, 1200 nm, 1310 nm i 1550 nm. Mody zostały zarejestrowane w standardowym układzie z soczewką (podrozdział 5.4), której zadaniem było zobrazowanie na detektorze końcówki wyprodukowanego włókna. Wyniki przedstawiono na rys. 7.10. Przedstawione rozkłady natężenia nie są wyskalowane i nie są unormowane. Podczas eksperymentu zmieniono warunki sprzężenia wejścia światła do włókna, aby sprawdzić możliwość wzbudzenia HOM. Niemniej jednak zaobserwowano tylko FM powyżej 1200 nm, co jest zgodne z przewidywaniami. Zastosowano również analizę przestrzennego rozkładu kąтового w polu dalekim w celu oszacowania apertury numerycznej i efektywnej średnicy modu w wyprodukowanym włóknie ZEBRA. Przeprowadzone pomiary dla NA uwzględniały również standardowy światłowód telekomunikacyjny SMF-28 i porównanie wyników obu włókien. NA zostało wyznaczone przy użyciu średnicy wiązki zarejestrowanej na 1550 nm. Użyto dwóch kryteriów do określenia szerokości wiązki: dla 5% maksymalnego natężenia (I_{max}) oraz dla $1/e^2$ wartości I_{max} . W przypadku włókna z anizotropowym rdzeniem wyniki (czarne punkty z dopasowaną krzywą na rys. 7.11) są podobne do NA otrzymanego dla SMF-

28 (czerwone punkty z dopasowaną krzywą na rys. 7.11) i wynoszą odpowiednio 0,122 i 0,094 dla kryterium 5% i $1/e^2$.



Rysunek 7.10. Rozkłady natężenia pól modowych zarejestrowane dla długości fali: 1064 nm, 1100 nm, 1200 nm, 1310 nm i 1550 nm. Na obrazach nie jest zachowana skala oraz rejestrowane natężenie nie było znormalizowane

Otrzymane wyniki pozostają w zgodzie z przewidywaną wartością NA, która wynosi 0,133 dla 1550 nm w przypadku numerycznego modelu z uwzględnieniem mniejszego poziomu domieszki wyprodukowanej struktury. Na bazie kryterium I_{max}/e^2 zostały również wyznaczone efektywne średnice modu dla włókien ZEBRA i SMF-28. Wynoszą one odpowiednio 10,5 μm i 11,0 μm .

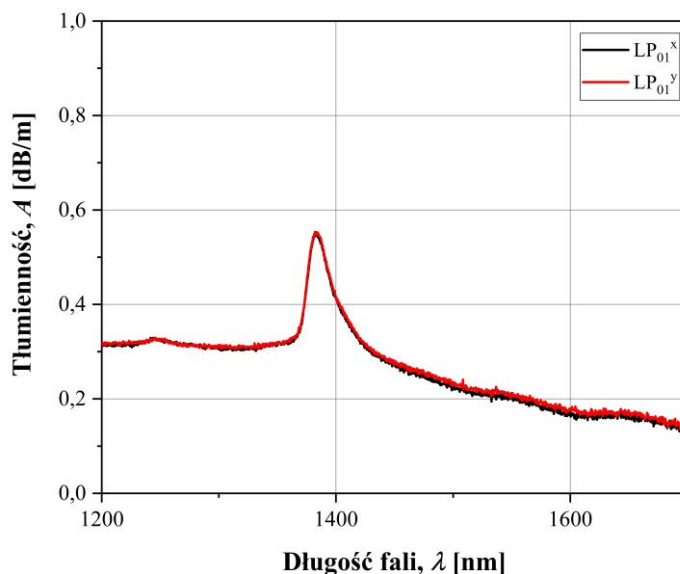


Rysunek 7.11. Kątowy profil wiązki zmierzony dla anizotropowego rdzenia włókna z anizotropią rdzenia i dla standardowego światłowodu telekomunikacyjnego SMF-28

7.3.2. Tłumienność, straty zgięciowe i długość fali odcięcia

Do przeprowadzenia pomiarów tłumienności użyto metody odcinania (podrozdział 5.2), dla której wymagane są długie próbki włókna. Dlatego na początku zmierzono tłumienność dla włókna o długości 25 m, a następnie było one 3 razy odcinane. Każda odcięta sekcja włókna

miała około 4 m długości. Tłumienność została zmierzona po każdym z odcięć, a następnie uśredniona (rys. 7.12). Procedura wielokrotnego skrócenia włókna została przeprowadzona w pomiarach w celu uniknięcia niepewności związanej z losowymi pęknięciami włókna lub defektami. Tłumienność w zakresie mierzonej długości fali jest podobna dla obu modów polaryzacyjnych.

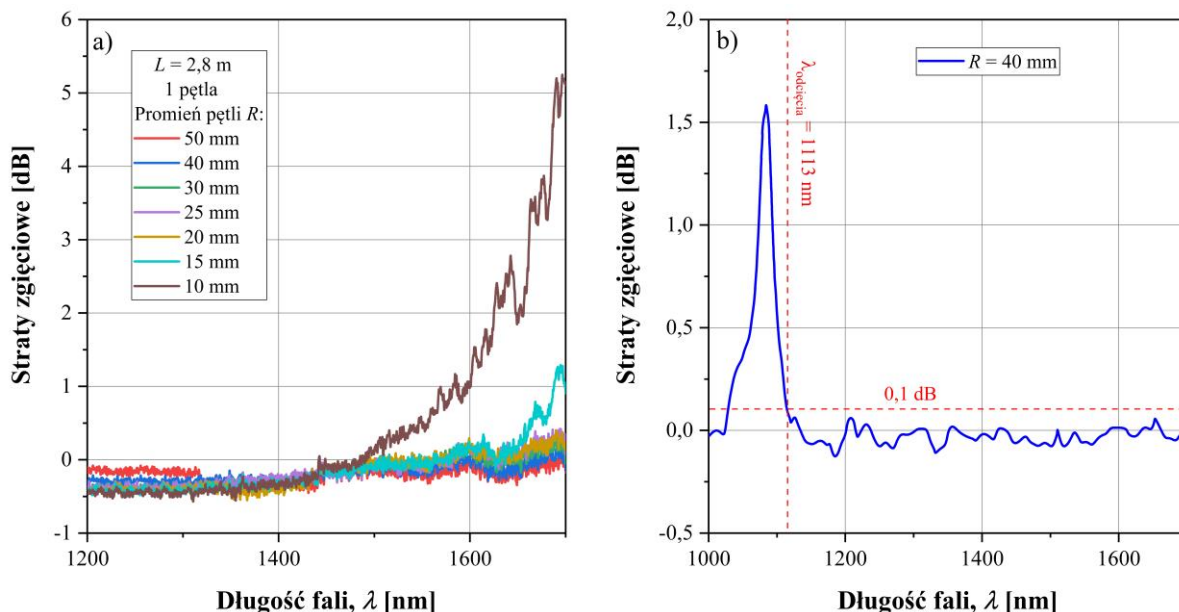


Rysunek 7.12. Spektralna zależność strat dla obu komponentów polaryzacyjnych modu podstawowego w wyprodukowanym włóknie ZEBRA, zmierzonych przy użyciu metody odcięcia (czarna i czerwona krzywa)

Relatywnie wysokie straty ($\sim 0,22$ dB/m) są wynikiem niespełniania wystarczających warunków czystości przez infrastrukturę badawczą wykorzystywaną do montażu i wyciągania włókna. Tłumienność może być znacząco zredukowana w przyszłości przy zastosowaniu wyższej klasy czystości w hali światłowodowej i procedur dehydratacji przed wyciągnięciem, jak to jest wykonywane w komercyjnie używanych mikrostrukturalnych włóknach powietrzno-krzemionkowych [156].

W następnym kroku charakterystyki wyprodukowanego włókna z anizotropią rdzenia przeanalizowano eksperymentalnie straty zgięć w przedziale pracy jednomodowej (podrozdział 5.2). Wszystkie pomiary zostały przeprowadzone dla segmentu włókna o długości 2,8 m z pojedynczą pętlą o średnicach od 20 mm do 100 mm. Założono, że pętla o średnicy równej 120 mm jest ekwiwalentem prostego włókna, jako że wpływ na badany zakres spektralny jest pomijalny. Podobnie jak w światłowodach telekomunikacyjnych, np. SMF-28, straty zgięciowe dla modu podstawowego są zauważalnie większe dla długich fal, co jest przedstawione na rys. 7.13a. W wyprodukowanym włóknie ZEBRA wpływ na propagację modu podstawowego dla długości fali 1550 nm jest widoczny dopiero dla promienia zgięcia $R < 15$ mm. W związku z tym jest on odporny na straty w paśmie telekomunikacyjnym C, podobnie jak SMF-28. Pojedyncza pętla o promieniu 10 mm wprowadza straty na poziomie 0,5 dB dla długości fali 1550 nm i 1,9 dB dla 1625 nm. Straty zgięciowe w SMF-28 dla takich samych warunków i długości fali wynoszą odpowiednio $\leq 0,5$ dB i $\leq 1,5$ dB. Przeprowadzone zostały również pomiary zgięciowe dla krótszych fal, a dokładniej od 1000 nm. Dla małych zgięć, których promień wynosił 10 mm, miały pomijalny wpływ na straty modu podstawowego, ponieważ charakterystyka strat nie zmieniła się. Jednak w przypadku

modu wyższego rzędu LP_{11} są widoczne, a nawet można zaobserwować miejsce odcięcia tego modu dla długości fali 1113 nm podczas zgięcia o promieniu 40 mm, jak to przedstawia wykres na rys. 7.13b.

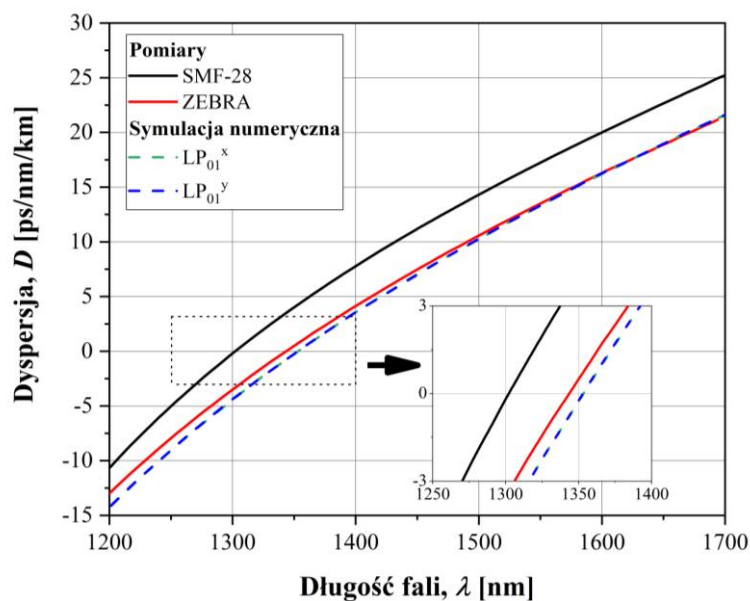


Rysunek 7.13. a) Straty zgięciowe wyprodukowanego włókna ZEBRA w funkcji długości fali dla pojedynczej pętli o promieniu w zakresie od 10 mm do 50 mm. b) Straty zgięciowe dla promienia pętli 40 mm w okolicy długości odcięcia modu wyższego rzędu

To potwierdza, że od długości fali 1113 nm wyprodukowane włókno ZEBRA jest jednomodowe, zatem jego jednomodowość jest polepszona w porównaniu z SMF-28, w którym długość fali odcięcia znajduje się w przedziale 1304–1324 nm [151].

7.3.3. Dyspersja chromatyczna

Dyspersja chromatyczna została zmierzona w 18-centymetrowym kawałku światłowodu na podstawie metody interferencyjnej przedstawionej w podrozdziale 5.3. W ramach metody na początku określono relatywny indeks grupowy dla każdego liniowego komponentu polaryzacji modu podstawowego poprzez wyrównanie różnicy dróg optycznych. Zmierzona i obliczona charakterystyka dla zaprojektowanego i wyprodukowanego włókna jest pokazana na rys. 7.14. Nie zaobserwowano znaczącej różnicy w dyspersji pomiędzy ortogonalnymi komponentami polaryzacyjnymi modu podstawowego, ponieważ sama różnica wynosi poniżej 1 ps/nm/km. Wyniki dla wyciągniętego włókna są przedstawione razem z dyspersją zmierzoną dla SMF-28. ZDW w przypadku ZEBRA jest zlokalizowana na 1351 nm, co jest zgodne z wartością zera dyspersyjnego dla wyników numerycznych (1361 nm). Podobieństwo wyników jest bardzo zbliżone dla rozważanego zakresu długości fali (1,2–1,8 μm), różnica nie przekracza wartości 6 ps/nm/km.



Rysunek 7.14. Charakterystyka dyspersji chromatycznej zmierzona dla SMF-28 i wyprodukowanego włókna z anizotropowym rdzeniem. Przerywane linie przedstawiają obliczoną dyspersję dla modu podstawowego w opracowanym numerycznie włóknie dla obu komponentów polaryzacyjnych

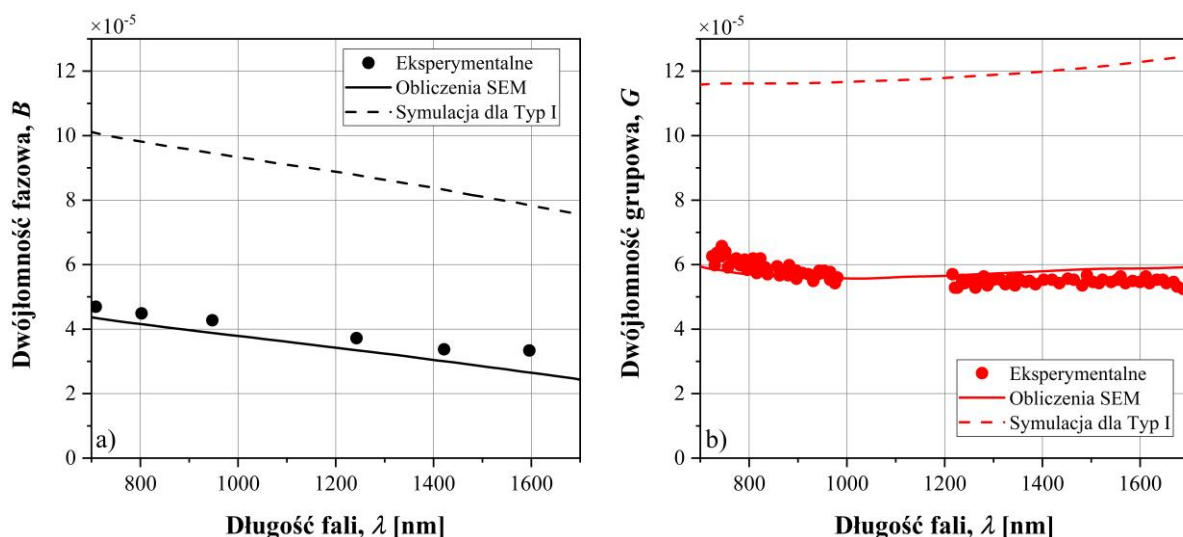
7.3.4. Pomiary właściwości polaryzacyjnych

W niniejszym podrozdziale zostały przedstawione pomiary fazowej (B) oraz grupowej (G) dwójłomności (zgodnie z podrozdziałem 5.5) i PER (podrozdział 5.6). W przypadku ostatniej wielkości po odpowiednim ustawieniu polaryzatorów liniowych zmierzono moc transmisji (T) i ekstynkcji komponentów polaryzacyjnych (E_x) dla obu składowych LP_{01}^x i LP_{01}^y . Wyniki zaprezentowano w tab. 7.3. Otrzymane wartości niewiele różnią się pomiędzy polaryzacjami x i y dla wyprodukowanego włókna ZEBRA, a współczynnik ekstynkcji wynosi od 17 dB do 20 dB dla długości fali 1564 nm. Otrzymane wartości są satysfakcjonujące i potwierdzają właściwości utrzymania polaryzacji we włóknie.

Tabela 7.3. Zmierzone wartości PER dla wyprodukowanego włókna dla długości fali 1564 nm

Mod polaryzacyjny	Optyczna moc T (mW)	Optyczna moc E_x (μ W)	PER (dB)
LP_{01}^x	3,73	37	20
LP_{01}^y	3,65	72	17

Następnie za pomocą szerokopasmowego źródła superkontinuum, spektrometru działającego w zakresie 350–1000 nm i OSA pokrywającego zakres pomiarów 1200–1700 nm, zweryfikowano dwójłomność grupową i fazową układem pomiarowym przedstawionym w podrozdziale 5.5. Zarejestrowany wzór interferencyjny dotyczył jedynie selektywnie wzbudzonego modu podstawowego od 800 nm, jako że włókno posiada mod wyższego rzędu poniżej 1113 nm. Wyniki eksperymentalne są zaprezentowane na rys. 7.15. Do wykresów dodano również charakterystyki dwójłomności obliczone: dla zaprojektowanej struktury (typ I, zaznaczone przerywaną krzywą), dla rzeczywistej struktury (punkty) i dla obliczeń bazujących na zdjęciach SEM (przedstawionych na rys. 7.9c, ciągła krzywa), stosując średnią domieszkę dwutlenku germanu na poziomie 8,17 mol%.



Rysunek 7.15. a) Fazowa i b) grupowa dwójłomność zmierzona i obliczona dla wyprodukowanego włókna z anizotropowym rdzeniem. Eksperymentalne wartości oznaczone są punktami, obliczenia numeryczne oparte na zdjęciu SEM – pełną krzywą, a symulację włókna typu I z dopasowaną domieszką – przerywaną linią

Zmierzone wartości dwójłomności w wyprodukowanym włóknie są rzędu 10^{-5} . Dla obu dwójłomności B i G charakterystyka jest bardzo płaska, tj. nie zależy w dużym stopniu od długości fali. Konkretnie wartości dwójłomności w paśmie telekomunikacyjnym C wynoszą odpowiednio: $B = 3,35 \times 10^{-5}$ i $G = 5,5 \times 10^{-5}$.

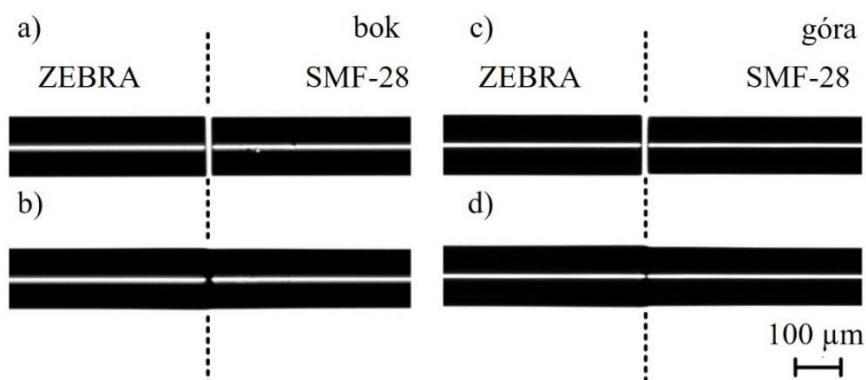
Badania właściwości polaryzacyjnych potwierdzają utrzymanie polaryzacji w wyprodukowanym włóknie. Chociaż dwójłomność fazowa nie osiąga rekordowych wartości w porównaniu z innymi włóknami utrzymującymi polaryzację ($\sim 5 \times 10^{-4}$) [157], izolacja energii pomiędzy modami liniowo spolaryzowanymi osiąga 20 dB, co wynika bezpośrednio z anizotropii rdzenia i gwarantuje utrzymanie polaryzacji w trakcie propagacji.

7.3.5. Spawanie wyprodukowanego włókna z SMF-28

W celu przetestowania w praktyce działania wyprodukowanego włókna ZEBRA ze standardowym światłowodem telekomunikacyjnym SMF-28 przeprowadzono testy spawania. Użyta została spawarka oparta na łuku elektrycznym LDS II (producenta 3Sae). Urządzenie wykorzystuje trzy jednakowo rozstawione elektrody, aby otrzymać „łuk pierścieniowy” umożliwiający spawanie. Podczas procesu spawania można kontrolować szeroką gamę parametrów, w tym jednorodność i położenie łuku, średnicę pierścienia spawalniczego, czas trwania łuku, a także przesunięcie łuku względem końców włókna oraz odległość między włóknami i ruch włókien podczas procesu spawania.

Przed spawaniem oba włókna zostały odpowiednio ustawione w spawarce i wyrównane z dokładnością kąta $\pm 0,05^\circ$ i do horyzontalnej oraz wertykalnej pozycji $\pm 0,5 \mu\text{m}$. Precyzyjne ustawianie włókien było obserwowane w dwóch płaszczyznach za pomocą kamer CCD (rys. 7.16a i 7.16c). Końce włókien zostały odsunięte od siebie o $50 \mu\text{m}$, ponownie z dokładnością do $\pm 0,5 \mu\text{m}$. Program spawania został podzielony na 3 odrębne etapy. W pierwszym etapie oba włókna są podgrzewane za pomocą łuku o mocy 750 jednostek (dokładnie nieokreślone, wartości dobierane eksperymentalnie) w czasie 0,1 sekundy. W drugim etapie moc zwiększa się do 850 jednostek na 0,3 sekundy, a oba włókna są

przesunięte do siebie do momentu styku podtopionych końców włókna. Ostatni etap uwzględnia zwiększenie mocy do 860 jednostek na 1,0 sekundy, aby otrzymać odpowiedni spaw dla zewnętrznych warstw włókna (rys. 7.16b i 7.16d).



Rysunek 7.16. Spawy światłowodu SMF-28 i wyprodukowanego włókna: a) i b) podgląd z boku oraz c) i d) z góry dla kamer spawarki. Górny rząd a) i c) pokazuje ustawienie światłowodów przed spawaniem. Rząd dolny b) i d) przedstawia zespawane włókna

W ten sposób zespawane włókna zmierzono pod kątem strat na złączeniu (podrozdział 5.2). Przenalizowano spawy dla wyprodukowanego włókna i SMF-28 oraz dla SMF-28 i włókna typu PANDA [157] dla porównania. Każde dwójłomne włókno zostało zespawane (dwa spawy) pomiędzy dwoma światłowodami SMF-28 i przetestowane na początku i końcu w obydwie strony. Dla każdego włókna uśredniono straty spawu w obu kierunkach, dzięki czemu otrzymano wartości $0,11 \pm 0,03$ dB pomiędzy ZEBRA a SMF-28, a w przypadku PANDA i SMF-28 wynosiły one $0,06 \pm 0,03$ dB. Są to wyniki porównywalne z podanymi przez producenta, tj. 0,09 dB [157]. Eksperymentalnie zweryfikowane wartości strat na spawie z SMF-28 dla ZEBRA można uznać za podobne do tych występujących w światłowodzie PANDA w przedziale błędów pomiarowego.

7.4. Wnioski

W tym rozdziale został zaproponowany nowy typ włókna utrzymującego polaryzację, bazujący na idei anizotropowego rdzenia o standardowym, kołowym kształcie. Zaczynając od koncepcji, poprzez numeryczną optymalizację i proces technologiczny zweryfikowano eksperymentalnie właściwości włókna, które potwierdzają założone właściwości dwójłomności, małych strat i kompatybilności ze standardem SMF-28. W porównaniu z obecnie stosowanymi światłowodami utrzymującymi polaryzację – w zaproponowanym rozwiązaniu nie jest zmieniona symetria rdzenia i w płaszczu nie występują strefy naprężeniowe. Wysoka dwójłomność indukowana jest za pomocą przeplatających się subfalogowych warstw w rdzeniu z krzemionki czystej i domieszkowanej dwutlenkiem germanu, co tworzy sztucznie anizotropowe metaszkło.

Na etapie projektowania nanostrukturizowane włókno zostało opracowane pod względem parametrów geometrycznych i poziomu domieszki w celu dopasowania do szeroko wykorzystywanego standardu SMF-28, z jednoczesnym zachowaniem jego wysokiej dwójłomności (powyżej rzędu 10^{-4}). Domieszkowanie dwutlenkiem germanu na poziomie 14 mol% zostało wybrane jako pozwalające uzyskać najlepszy kompromis pomiędzy dwójłomnością a tłumiennością włókna. Zweryfikowano również dopasowanie takich

parametrów jak apertura numeryczna czy efektywne pole modu, aby zapewnić możliwość bezpośredniego spawu za pomocą standardowej spawarki do światłowodów typu SMF-28. W wyniku optymalizacji teoretycznej zaproponowano dwa warianty włókna:

- typ I – w pełni jednomodowe włókno o średnicy rdzenia $6,7\ \mu\text{m}$, dwójłomności fazowej $1,21 \times 10^{-4}$ i sprzężeniu mocy ze światłowodem SMF-28 ok. $-0,38\ \text{dB}$;
- typ II – z jednomodowością uzyskaną za pomocą zgięcia o promieniu $0,52\ \text{cm}$, z dwójłomnością fazową $1,42 \times 10^{-4}$ i małymi stratami, wynoszącymi $-0,1\ \text{dB}$ przy dwukierunkowym złączeniu z SMF-28.

Ze względu na ograniczenia w dostępie do wysoko domieszkowanych dwutlenkiem germanu szkieł krzemionkowych zdecydowano się wyprodukować opracowane numerycznie włókno oznaczone jako typ I, wykorzystując domieszkowane pręty o średnim domieszkowaniu $8,17\ \text{mol}\%$. Ostatecznie otrzymane włókno w procesie technologicznym ma $131\ \mu\text{m}$ średnicy zewnętrznej, średnicę rdzenia wynoszącą $6,84\ \mu\text{m}$ i warstwę rdzenia o grubości około $300\ \text{nm}$. Zgodnie z uprzednio stosowanym modelem numerycznym, opartym na teorii Maxwella-Garnetta (rozdział 3.1), w ramach obliczeń włókno „idealne” (ze strukturą paskową) powinno osiągnąć dwójłomność fazową ok. 8×10^{-5} dla długości fali $1550\ \text{nm}$.

Wyniki eksperymentalne wskazały, że dwójłomność dla $1550\ \text{nm}$ osiąga wartość 3×10^{-5} . Dalsze zwiększanie dwójłomności jest możliwe poprzez podwyższenie poziomu domieszki dwutlenku germanu w prętach użytych podczas układania preformy. Niemniej jednak otrzymane parametry są satysfakcjonujące dla utrzymania polaryzacji we włóknie, ponieważ eksperymentalnie zweryfikowany PER osiąga wartość nawet $20\ \text{dB}$. Wyprodukowane włókno z anizotropią rdzenia jest jednomodowe w trzecim oknie telekomunikacyjnym, podobnie do SMF-28. Długość fali odcięcia wynosi $1113\ \text{nm}$, czyli nawet mniej niż w przypadku światłowodów SMF-28. Straty zgięciowe dla wyprodukowanego włókna są małe, nie przekraczają wartości $0,5\ \text{dB}$ dla $1550\ \text{nm}$ dla pojedynczej pętli z najmniejszym zweryfikowanym promieniem $10\ \text{mm}$. Trzeba jednak przyznać, że całosciowe straty w transmisji są większe niż w przypadku komercyjnie dostępnych światłowodów. Używając techniki odcięcia, zmierzono tłumienność na poziomie $0,22\ \text{dB/m}$. Wysoka tłumienność jest związana z warunkami laboratoryjnymi i może zostać zredukowana, jeżeli środowisko produkcyjne będzie miało większą czystość w fazie układania preformy i wyciągania włókna. Ponadto rozpraszanie związane z wewnętrzną nanostrukturą rdzenia może wpływać na całkowitą tłumienność, co warto w przyszłości zbadać.

Efektywna średnica modu dla wyprodukowanego włókna wynosi $10,5\ \mu\text{m}$ dla długości fali $1550\ \text{nm}$. Ta wartość jest dobrze dopasowana do średnicy zmierzonej dla włókna SMF-28, która to wynosi $11,0\ \mu\text{m}$. Zmierzona apertura numeryczna dla anizotropowego włókna jest bliska tej z SMF-28 – osiąga ona $0,12$ dla długości fali $1550\ \text{nm}$, podczas gdy dla SMF-28 produkowanego przez firmę Corning wynosi $0,14$ dla długości fali $1310\ \text{nm}$. Powyższe parametry przekładają się na niskie straty po zespawaniu obu włókien. Straty

wprowadzone przez spaw wynoszą około $0,11 \pm 0,03$ dB dla długości 1550 nm, co jest porównywalne ze stratami przy spawie z włóknem typu PANDA.

Nowa koncepcja włókna dwójłomnego jest ważna dla dalszego rozwoju wielu aplikacji, m.in. sprzęgaczy polaryzacyjnych, kompensatorów modowej dyspersji polaryzacyjnej, depolaryzatorów w żyroskopach światłowodowych i systemów multipleksacji. W wymienionych zastosowaniach utrzymanie polaryzacji bez użycia eliptycznego rdzenia (większe straty w spawie) lub stref naprężeniowych (większa średnica płaszczu) może być korzystne i pozwoli na wytworzenie bardziej kompaktowych urządzeń.

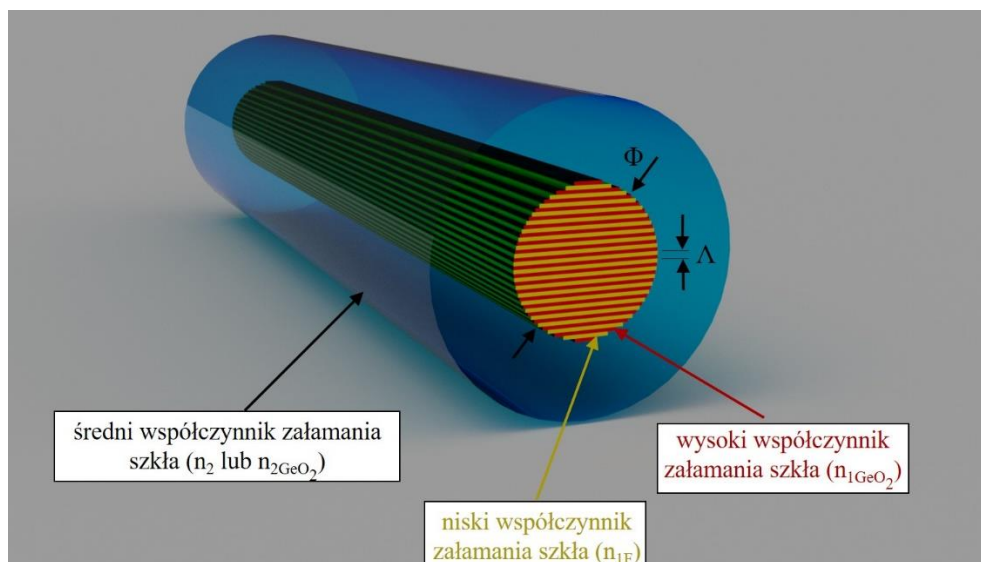
8. Pasywny światłowod utrzymujący polaryzację ze sztuczną anizotropią rdzenia o dużym polu modowym

Obecnie na rynku światłowodowych laserów dużej mocy, pomimo dużego zapotrzebowania, znajduje się niewiele dostępnych komercyjnie włókien o dużym polu modowym z jednoczesnym uwzględnieniem pracy jednomodowej i utrzymaniem komponentów polaryzacji modu podstawowego. Z tej przyczyny zaplanowano zweryfikowanie możliwości wdrożenia uprzednio zbadanej koncepcji anizotropowego rdzenia (rozdział 7) zbudowanego ze szkieł krzemionkowych we włóknach o średnicach rdzenia powyżej 10 μm . Wcześniej otrzymane wyniki, zarówno numeryczne [5] (spis publikacji autora), jak też eksperymentalne [7] (spis publikacji autora), potwierdziły właściwości dwójłomne struktury i kompatybilność ze standardem SMF-28. Niemniej jednak przeskalowanie rozwiązania do włókien o dużym polu modowym jest procesem złożonym, dlatego poszczególne kroki optymalizacji numerycznej będą nakierowane na maksymalizację dwójłomności przy zwiększaniu rdzenia, a następnie na właściwości modowe występujące w rozwiązaniach. Głównym celem jest otrzymanie dwójłomnego włókna z anizotropią rdzenia charakteryzującego się dużym polem modowym, pracą jednomodową w paśmie telekomunikacyjnym C, działającego niezależnie od naturalnie występujących zgięć. Podobna analiza dla światłowodów utrzymujących polaryzację ze sztuczną anizotropią rdzenia o dużym polu modowym została przedstawiona w publikacji autora [6].

8.1. Projekt wysoko dwójłomnej struktury o dużym polu modowym

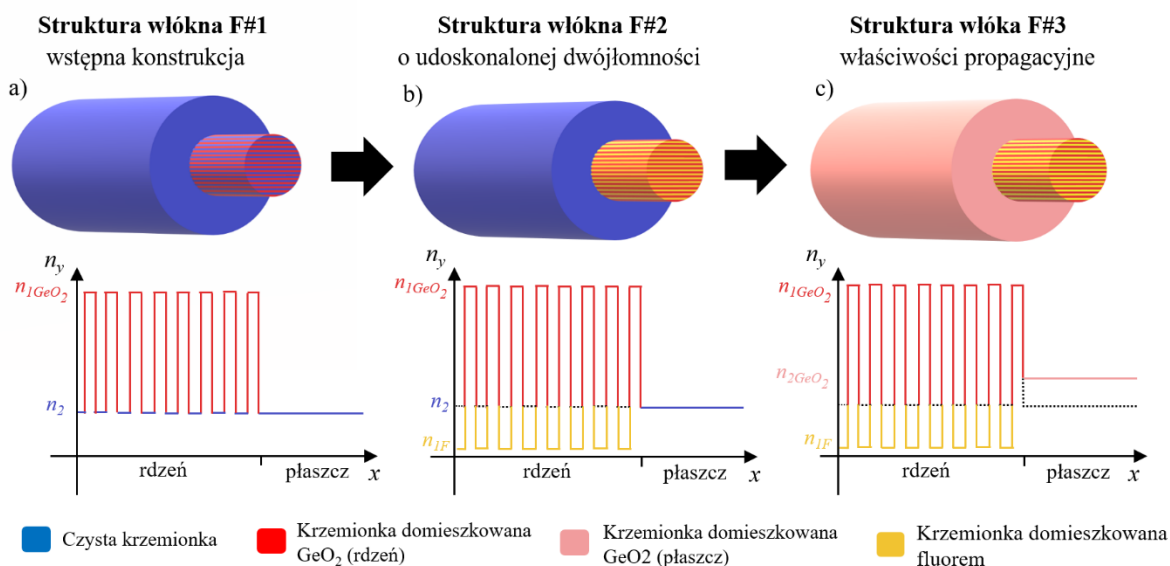
Koncepcją światłowodu w niniejszym rozdziale jest ponownie struktura z anizotropowym rdzeniem składającym się z subfalowych warstw zaproponowana w rozdziale 7. Jednak tym razem jest rozważane włókno bazujące na 3 szklach o dużym, średnim i małym współczynniku załamania. Schemat włókna przedstawiony jest na rys. 8.1. Maksymalizacja dwójłomności, efektywnego pola modowego i zachowania jednomodowości ponownie będzie przeprowadzana dla długości fali 1,55 μm . Analiza rozpoczyna się od średnicy rdzenia 10 μm , uważanej zazwyczaj za dolną granicę w przypadku włókien o dużym polu modowym, i jest przeprowadzona do 40 μm , gdzie włókno utrzymuje tylko jedną polaryzację. Wykonana analiza została również dostosowana do ograniczeń technologicznych związanych z domieszkowaniem szkła krzemionkowego metodą MCVD i termicznego dopasowania czystej i domieszkowanej krzemionki (więcej informacji w podrozdziale 3.2.2).

Zdefiniowane zostały dwa typy warstw w rdzeniu: pierwszy typ – o wysokim współczynniku załamania $n_{1\text{GeO}_2}$ i drugi typ – o niskim współczynniku załamania $n_{1\text{F}}$. Trzecim typem jest szkło użyte w płaszczu włókna, zdefiniowane jako materiał szklany o współczynniku załamania n_2 lub w dalszej części analizy $n_{2\text{GeO}_2}$. Ważne jest, żeby pamiętać, iż rdzeń powstały w ten sposób charakteryzowany jest poprzez jego efektywne właściwości. Zgodnie z teorią efektywnego ośrodka (podrozdział 3.1) wielkość pojedynczego elementu (w tym przypadku grubość pojedynczej warstwy) powinna być mniejsza niż $\lambda/5$. Zatem dla przeprowadzonych obliczeń dla długości fali 1,55 μm pojedyncza warstwa ma grubość 0,3 μm , a okres $\Lambda = 0,6 \mu\text{m}$ (tak samo jak w przypadku rozdziału 7). Główną zmianą są rozważane średnice rdzenia Φ w przedziale 10–40 μm , a średnica płaszcza we wszystkich przypadkach była stała i równa 125 μm .



Rysunek 8.1. Schemat całoszklanego światłowodu z anizotropowym rdzeniem składającym się z przeplatających się warstw subfaliowych o wysokim i niskim współczynniku załamania

W pierwszej fazie projektowania głównym celem było opracowanie włókna o wysokiej dwójłomności, tj. rzędu 10^{-4} , wysoce pożądanej w światłowodach utrzymujących polaryzację [86]. Aby osiągnąć takie właściwości, rozważone zostały trzy struktury światłowodów schematycznie zaprezentowane na rys. 8.2, każdy z nich z modyfikacją materiału w rdzeniu lub w płaszczu: (F#1) wstępna konstrukcja, (F#2) struktura o udoskonalonej dwójłomności, (F#3) struktura optymalizowana pod kątem właściwości propagacyjnych w kierunku transmisji jednomodowej. Poniżej opisano każdą z nich.



Rysunek 8.2. Schemat trzech struktur światłowodowych rozważanych w procesie optymalizacyjnym

Struktura włókna F#1. Konstrukcja bazuje na podobnej koncepcji do uprzednio zaprezentowanego włókna z rozdziału 7 i publikacji [5] (spis publikacji autora). W tym przypadku wstępna konstrukcja jest włóknem z czystą krzemionką w płaszczu (współczynnik załamania n_2) z rdzeniem składającym się z warstw krzemionki domieszkowanych

dwutlenkiem germanu (GeO_2) o wysokim współczynniku załamania ($n_{1\text{GeO}_2}$) i z warstw czystej krzemionki (współczynnik załamania n_2). Profil współczynnika załamania we włóknie jest pokazany na rys. 8.2a dla osi y (poprzecznej do warstw) i opisuje relację bezwzględną współczynników użytych materiałów, a nie współczynniki efektywne. Rezultaty analizy są przedstawione w podrozdziale 8.2.

Struktura włókna F#2. W przypadku tej struktury analizowano możliwą maksymalizację dwójłomności. Poprzednie badania, przedstawione w rozdziale 7 i publikacji [5] (spis publikacji autora), zademonstrowały, że ze wzrastającym domieszkowaniem w warstwach o wyższym współczynniku załamania dwójłomność modu podstawowego również rośnie. Kiedy współczynnik załamania w warstwach krzemionkowych n_2 jest stały i dla $n_{1\text{GeO}_2}$ wzrasta, kontrast Δn pomiędzy tymi współczynnikami załamania zwiększa swoją wartość. Niestety z powodu ograniczeń technologicznych (maksymalna wartość domieszkowania i straty materiałowe) tylko ograniczony przedział wzrostu Δn , równy $2,2 \times 10^{-2}$, jest możliwy w praktycznej realizacji i taki też brano pod uwagę w symulacjach. W związku z tym, w celu dalszego podwyższenia dwójłomności, zaproponowano strukturę F#2, w której obniżono współczynnik załamania n_{1F} (poprzez domieszkowanie fluorem), aby zwiększyć wartość Δn w rdzeniu. Rys. 8.2b prezentuje schemat i profil współczynnika załamania materiałów dla struktury F#2. Wyniki analizy zostały przedyskutowane w następnym podrozdziale (8.2).

Struktura włókna F#3. Założeniem nowej struktury włókna była głównie optymalizacja właściwości modowych. Poprzedni projekt włókna F#2 został przeanalizowany i zoptymalizowany pod względem pracy wielomodowej, pracy jednomodowej i reżimu bez prowadzenia. W celu polepszenia właściwości propagacyjnych (tj. otrzymania pracy jednomodowej) rozważono wprowadzenie dodatkowego domieszkowania dwutlenkiem germanu w materiale płaszcza, a więc zwiększenie współczynnika załamania n_2 , zgodnie z rys. 8.2c. Takie podejście umożliwia zmniejszenie różnicy między efektywnym współczynnikiem załamania płaszcza i rdzenia. Prowadzi to do zmniejszenia wartości apertury numerycznej (NA) włókna i redukcję parametru V (wartości znormalizowanej częstotliwości). Wyniki dla struktury F#3 zamieszczono w podrozdziale 8.3.

W ramach modelowania wysoko dwójłomnego światłowodu o dużym polu modowym (HB-LMA) podzielono analizę numeryczną na 2 etapy. Etap pierwszy, nazwany „efektywnymi parametrami”, jest poświęcony otrzymaniu wstępnych oszacowań dotyczących materiału rdzenia i płaszcza oraz geometrycznych parametrów włókna na bazie jego efektywnych współczynników. W tym celu zostały użyte równania Sellmeiera dla dyspersji materiału (przedstawione w podrozdziale 4.2.1), równania apertury numerycznej i parametru V wyprowadzonego dla światłowodów o symetrii cylindrycznej (podrozdział 2.1). Do obliczenia efektywnych parametrów wykorzystano również analityczne równania dla określenia dwójłomności światłowodu z anizotropowym rdzeniem. Opis tych części modelowania został zaprezentowany w podrozdziałach 8.2 i 8.3. Krok drugi, nazwany „modelowaniem numerycznym”, zawiera obliczenia numeryczne oparte na rozwiązywaniu równań Maxwella dla włókien z określonymi parametrami geometrycznymi i materiałowymi. Pozwala on na dokładniejszą analizę opartą na modelowaniu całego włókna bez stosowania przybliżeń użytych w etapie 1 – analitycznym.

W związku z domieszkowaniem rozważanego włókna różnymi związkami (fluor i dwutlenek germanu) szkła krzemionkowego do obliczeń użyto współczynników załamania wyznaczonych na podstawie równań z podrozdziału 4.2.1. Maksymalny poziom domieszki fluoru zgodnie z wcześniej wymienionymi ograniczeniami technologicznymi (podrozdział 3.2.2) wynosi 6,1 mol%, co odpowiada 2 wt%. Natomiast w przypadku domieszkowania dwutlenkiem germanu badania zostały ograniczone do maksymalnie 15 mol% (analogicznie do rozwiązania z rozdziału 7). Ostatecznie dla struktury F#3 zostało także uwzględnione domieszkowanie w płaszczu. W tym przypadku, ze względu na możliwości technologiczne związane z fabrykacją płaszcza, maksymalna rozważana domieszka nie powinna przekroczyć poziomu 2 mol%.

8.2. Zwiększenie dwójłomności fazowej

Analiza wykonana w niniejszym podrozdziale uwzględnia pierwsze 2 struktury i nakierowana jest na polepszenie dwójłomności poprzez modyfikację rdzeni przedstawionych w podrozdziale 8.1: wstępną strukturę (F#1, rys. 8.2a) i włókno F#2 (rys. 8.2b) ze zwiększonym kontrastem współczynników załamania Δn .

Na samym początku rozważono światłowód HB-LMA z rdzeniem złożonym z naprzemiennych warstw szkła o dużym $n_{1\text{GeO}_2}$ i małym n_2 współczynniku załamania (rys. 8.2a, włókno F#1). Założono, że dystans pomiędzy warstwami tego samego materiału wynosi $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$. Ta wartość została wybrana na podstawie poprzednich badań, biorących pod uwagę dwójłomność i ograniczenia związane z efektywnymi właściwościami materiału [44] i [5] (spis publikacji autora). Współczynnik załamania płaszcza wynosi n_2 .

Do opisu rdzenia użyty został kontrast współczynnika załamania Δn (równanie 4.24), gdzie n_{z1} to $n_{1\text{GeO}_2}$, a n_{z2} to n_2 lub po wprowadzeniu domieszki fluoru: n_{1F} . Aby zweryfikować wpływ właściwości materiału na propagację we włóknie z różnymi średnicami rdzenia, zdefiniowano uśredniony współczynnik załamania anizotropowego rdzenia:

$$n_1 = \sqrt{f_{1F} n_{1F}^2 + f_{1\text{GeO}_2} n_{1\text{GeO}_2}^2} = \sqrt{(n_{1F}^2 + n_{1\text{GeO}_2}^2) / 2}, \quad (8.1)$$

gdzie n_{1F} i $n_{1\text{GeO}_2}$ oznaczają współczynniki załamania dla warstw domieszkowanych F i Ge, f_{1F} i $f_{1\text{GeO}_2}$ są znormalizowanymi powierzchniami odpowiednio dla warstw domieszkowanych F i Ge w rdzeniu jako $f_{1F} = (1 - f_{1\text{GeO}_2})$.

W dalszej analizie założono, że całkowita powierzchnia obu rodzajów domieszkowanych warstw jest taka sama – $f_{1F} = f_{1\text{GeO}_2} = 0,5$ – ponieważ warunek ten odpowiada maksymalnej dwójłomności [158]. Uśredniony współczynnik załamania w rdzeniu n_1 (8.1) jest tylko liniowym przybliżeniem, aczkolwiek pozwalającym na analizę zależności pomiędzy uśrednionym współczynnikiem załamania a poziomem domieszkowania warstw, a także średnic rdzeni. Niemniej jednak, biorąc pod uwagę periodyczną strukturę rdzenia o skończonej średnicy rdzenia, został użyty bardziej szczegółowy model w celu analitycznego określenia wartości fazowej dwójłomności włókna.

Dla nieskończonej struktury warstwowej efektywny współczynnik załamania dla polaryzacji pola elektrycznego równoległego (n_x) i poprzecznego (n_y) do warstw dany jest wzorami [106]:

$$n_x^2 = n_1^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Lambda \pi}{4\lambda} (n_{1\text{GeO}_2}^2 - n_{1\text{F}}^2) \right)^2, \quad (8.2)$$

$$n_y^2 = n_{y,0}^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Lambda \pi}{4\lambda} \left(\frac{1}{n_{1\text{F}}^2} - \frac{1}{n_{1\text{GeO}_2}^2} \right) n_1 n_{y,0}^3 \right)^2, \quad (8.3)$$

gdzie

$$n_{y,0}^2 = 2 \frac{n_{1\text{F}}^2 n_{1\text{GeO}_2}^2}{n_{1\text{F}}^2 + n_{1\text{GeO}_2}^2}. \quad (8.4)$$

Jeżeli wielkość warstwowej struktury jest ograniczona tylko do obszaru rdzenia o średnicy Φ , komponenty efektywnego współczynnika załamania $n_{x,y}^{\text{eff}}$ modu podstawowego mogą zostać obliczone z formuły [159]:

$$n_{x,y}^{\text{eff}} = n_2 + b(n_{x,y} - n_2), \quad (8.5)$$

gdzie $n_{x,y}$ odpowiada n_x lub n_y w zależności od komponentu polaryzacyjnego. Znormalizowana stała propagacji b może zostać wyznaczona poprzez przybliżenie [159]:

$$b \approx (1,1428 - 0,996/V)^2, \quad (8.6)$$

zależnym od znormalizowanej częstotliwości V :

$$V = \frac{\pi \Phi}{\lambda} \sqrt{n_{x,y}^2 - n_2^2}. \quad (8.7)$$

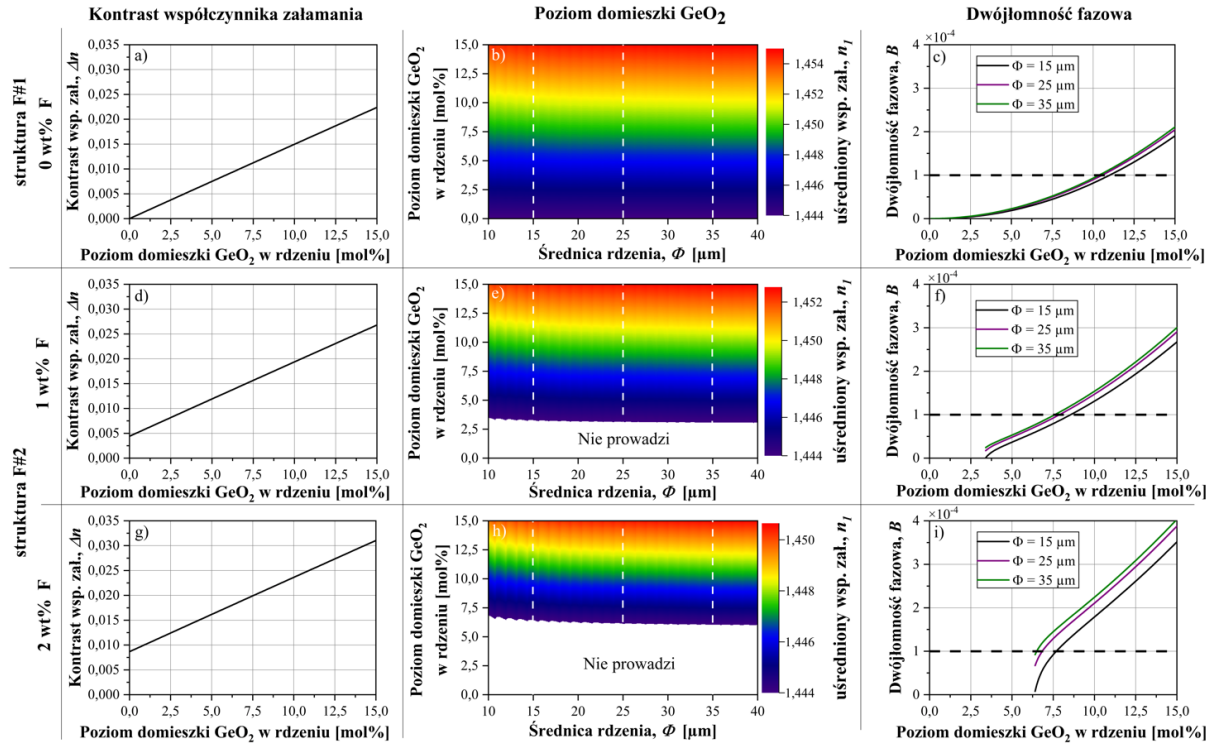
Biorąc powyższe pod uwagę, dwójłomność w światłowodzie z periodycznym rdzeniem o określonej średnicy wynosi:

$$B = |n_x^{\text{eff}} - n_y^{\text{eff}}|. \quad (8.8)$$

Przykładowe wyniki dla dwóch pierwszych rozważanych struktur, F#1 i F#2 (rys. 8.2a–8.2b), otrzymane dla wprowadzonych równań przedstawiono na rys. 8.3. Rysunki 8.3a–c dotyczą włókna F#1. Natomiast rysunki 8.3d–i włókna F#2. Na rysunkach 8.3b, 8.3e i 8.3h białe przerywane linie określają trzy średnice rdzenia wybrane do dalszego wyznaczenia dwójłomności za pomocą równania (8.8).

Struktura włókna F#1. W tym miejscu rozważono konstrukcję wstępną projektu włókna F#1. Na rysunkach 8.3a–c (pierwszy rząd) przedstawiono wyniki analizy dwójłomności dla włókna z rdzeniem wykonanym z czystej krzemionki i krzemionki domieszkowanej dwutlenkiem germanu, w zakresie od 0 mol% do 15 mol%. Według równania (4.24) kontrast współczynnika załamania w warstwach rdzenia jest wyznaczany jako funkcja koncentracji dwutlenku germanu w szkłe krzemionkowym. Dlatego na rys. 8.3a obserwowany jest prawie liniowy wzrost Δn , osiągający wartość około $22,5 \times 10^{-3}$ dla założonego maksimum domieszki dwutlenku germanu 15 mol%. Rys. 8.3b pokazuje, że n_1 (uśredniony współczynnik załamania anizotropowego rdzenia), zgodnie z równaniem (8.1), zmienia się szybko z poziomem domieszki i jest prawie stały niezależnie od średnicy rdzenia Φ . Dla włókien, w których paski o wysokim współczynniku są niedomieszkowane, tj. poziom domieszki Ge

wynosi 0 mol%, nie występuje prowadzenie światła (brak możliwości prezentacji na rys. 8.3b). Pozostałe struktury włókien, o koncentracji większej od zera, utrzymują przynajmniej jeden mod.

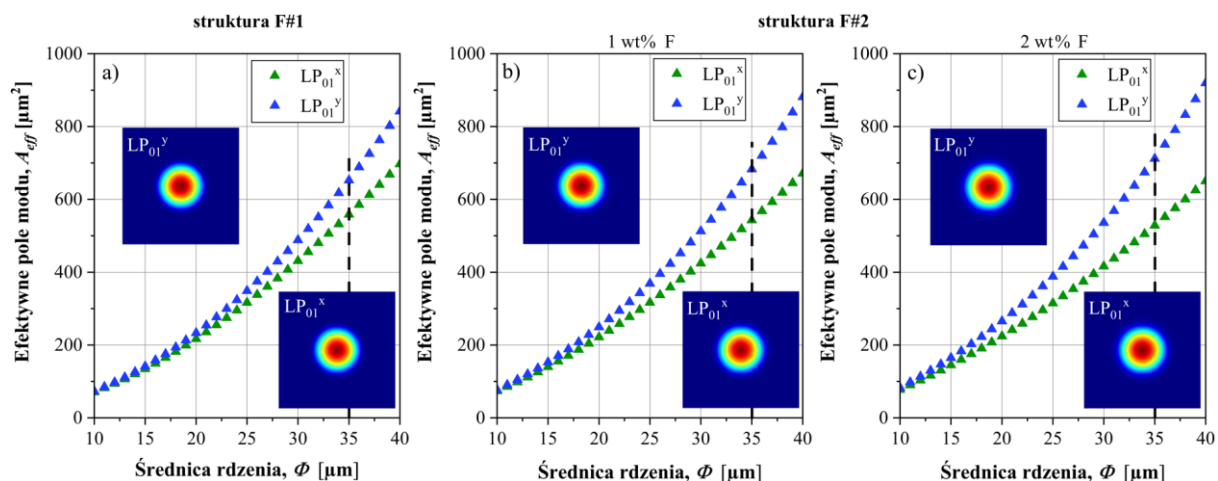


Rysunek 8.3. Oszacowanie dwójłomności dla włókna HB-LMA bazujące na efektywnych parametrach. Pierwszy rząd a)–c) odnosi się do struktury F#1. Drugi rząd d)–f) i trzeci rząd g)–i) odnoszą się do struktury F#2 dla różnych poziomów domieszkowania F w rdzeniu, odpowiednio dla poziomu 1 i 2 wt%. Pierwsza kolumna a), d) i g) przedstawia kontrast współczynnika załamania w rdzeniu. Druga kolumna b), e) i h) prezentuje mapy współczynnika załamania n_1 rdzenia. Ostatnia kolumna c), f) i i) demonstruje dwójłomność fazową w funkcji poziomu domieszkowania GeO_2 w rdzeniu dla trzech wybranych średnic rdzenia oznaczonych białymi przerywanymi liniami w drugiej kolumnie

Dwójłomność fazowa jest przedstawiona w funkcji poziomu domieszkowania dwutlenku germanu dla koncepcji światłowodów HB-LMA ze średnicą rdzenia 15 μm , 25 μm i 35 μm (rys. 8.3c). Można zauważyć, że dwójłomność rośnie ze zwiększającym się poziomem domieszkowania GeO_2 , aczkolwiek wartości dwójłomności fazowej są relatywnie niskie. Próg 10^{-4} (typowe minimum dwójłomności wymagane dla światłowodów utrzymujących polaryzację [86]) zostaje osiągnięty dla włókna z poziomem domieszkowania powyżej 10 mol%. Ponieważ w bieżącej analizie ograniczono limit stosowania domieszkowania dwutlenku germanu w warstwach rdzenia do 15 mol%, maksymalne wartości dwójłomności dla włókna F#1 składającego się z czystej i domieszkowanej dwutlenkiem germanu krzemionki wynoszą 2×10^{-4} , prawie niezależnie od średnicy rdzenia. Dla włókna o rdzeniu składającym się z podfałowych warstw – FM zawiera dwa mody polaryzacyjne. Efektywne pole modu A_{eff} jest większe dla polaryzacji y, jak to jest pokazane na rys. 8.4a. Dla przykładu, kiedy średnica rdzenia wynosi 35 μm , efektywne pole modu równa się 556 μm^2 i 648 μm^2 odpowiednio dla modu polaryzacyjnego x i y.

Struktura włókna F#2. Rysunki 8.3d–i (drugi i trzeci rząd) przedstawiają wyniki analizy dla zmodyfikowanej struktury włókna HB-LMA, gdzie wprowadzono domieszkę fluorową (włókno F#2, rys. 8.2b) zamiast czystej krzemionki. Odnosząc się do wyników otrzymanych

dla włókna F#1, można wyciągnąć wniosek, że dwójłomność rośnie za sprawą wzrastającego kontrastu Δn pomiędzy materiałami szklanymi warstw, a nie tylko w wyniku podnoszenia poziomu domieszki. Dlatego odgórny limit technologiczny poziomu domieszki dwutlenku germanu może zostać zastąpiony zwiększeniem Δn , poprzez zmniejszenie n_{1F} w rdzeniu wyższym poziomem domieszkowania fluorem w warstwach o niskim współczynniku załamania.



Rysunek 8.4. Efektywne pole modu dla włókien a) struktury F#1, b) struktury F#2 domieszkowanej 1 wt% F i c) struktury F#2 domieszkowanej 2 wt% F

W ramach badań przeprowadzono analizę dla poziomu domieszki F wynoszącego 1 wt% (3,1 mol%) i 2 wt% (6,1 mol%). Wyniki dla poziomu domieszki fluoru 1 wt% zaprezentowano na rys. 8.3d–f (drugi rząd). W tym przypadku kontrast współczynnika załamania w rdzeniu zmienia się od 5×10^{-3} do 27×10^{-3} (rys. 8.3d). Mapa parametru n_1 na rys. 8.3e dodatkowo wskazuje obszar, w którym włókno HB-LMA nie prowadzi światła. Jest to spowodowane faktem, że średni współczynnik n_1 dla rdzenia jest mniejszy niż współczynnik załamania płaszcza n_2 , dlatego światło nie może być prowadzone w oparciu o zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia. W związku z tym wykresy dwójłomności na rys. 8.3f pokazują wartości domieszkowania dwutlenkiem germanu powyżej poziomu 3,7 mol%. Na rys. 8.3f różnica w dwójłomności zależnej od średnicy rdzenia jest większa niż na rys. 8.3c. Nieco mniejsze wartości B otrzymano dla mniejszych średnic rdzeni. Ustalony próg dwójłomności wynoszący 10^{-4} został osiągnięty dla 7 mol%, czyli niższego poziomu domieszkowania niż miało to miejsce dla włókna F#1. Maksymalna dwójłomność wynosi w tym przypadku 3×10^{-4} i osiągana jest dla struktury z domieszką F na poziomie 1 wt% w warstwach o niższym współczynniku załamania i z domieszką dwutlenku germanu 15 mol% w warstwach o wyższym współczynniku załamania w rdzeniu. Ponadto wzrost kontrastu Δn zwiększa różnicę pomiędzy efektywnymi polami modowymi A_{eff} dla poszczególnych komponentów polaryzacyjnych (rys. 8.4b). Dla średnicy włókna 35 μm efektywne pole modu wynosi 539 μm^2 (polaryzacja x) i 674 μm^2 (polaryzacja y).

Wyniki podobnej analizy dla wyższego poziomu domieszkowania F w warstwach o niższym współczynniku załamania w rdzeniu, na poziomie 2 wt% (6,1 mol%), przedstawiono na rys. 8.3g–i (trzeci rząd). Kontrast współczynnika załamania w rdzeniu znacząco wzrósł, do maksymalnej wartości 30×10^{-3} . Przedział parametrów materiałowych, dla których włókno nie prowadzi światła, w tym przypadku jest także większy. Warstwy

z wysokim współczynnikiem załamania w rdzeniu powinny być domieszkowane GeO₂ przynajmniej na poziomie 6,4 mol%, aby podnieść n_1 powyżej współczynnika załamania płaszczu. Prowadzi to do zwiększenia dwójłomności dla włókien z dużą średnicą rdzenia i osiąga maksimum $B = 4 \times 10^{-4}$ (rys. 8.3i). Efektywne pole modu dla średnicy rdzenia 35 μm wynosi 522 μm^2 i 697 μm^2 odpowiednio dla komponentu polaryzacyjnego x i y (rys. 8.4c).

Podsumowując, pokazano, że zwiększenie kontrastu przekłada się na wzrost dwójłomności fazowej we włóknie HB-LMA. Maksymalizacja poziomu domieszki Ge i F w odpowiednich warstwach rzutuje na znaczący wzrost dwójłomności w porównaniu ze strukturą włókna F#1. Co ważne, dwójłomność rośnie nieznacznie również z rozmiarem rdzenia.

8.3. Właściwości modowe

W poprzednim podrozdziale skupiono się głównie na optymalizacji dwójłomności, pomijając właściwości modowe włókien z anizotropią rdzenia. W tym rozdziale optymalizacja zostanie rozszerzona o charakterystyki modowe, tj. zostaną wyznaczone zakresy jednomodowości i znalezione struktury z maksymalną dwójłomnością przy zachowaniu warunku jednomodowości.

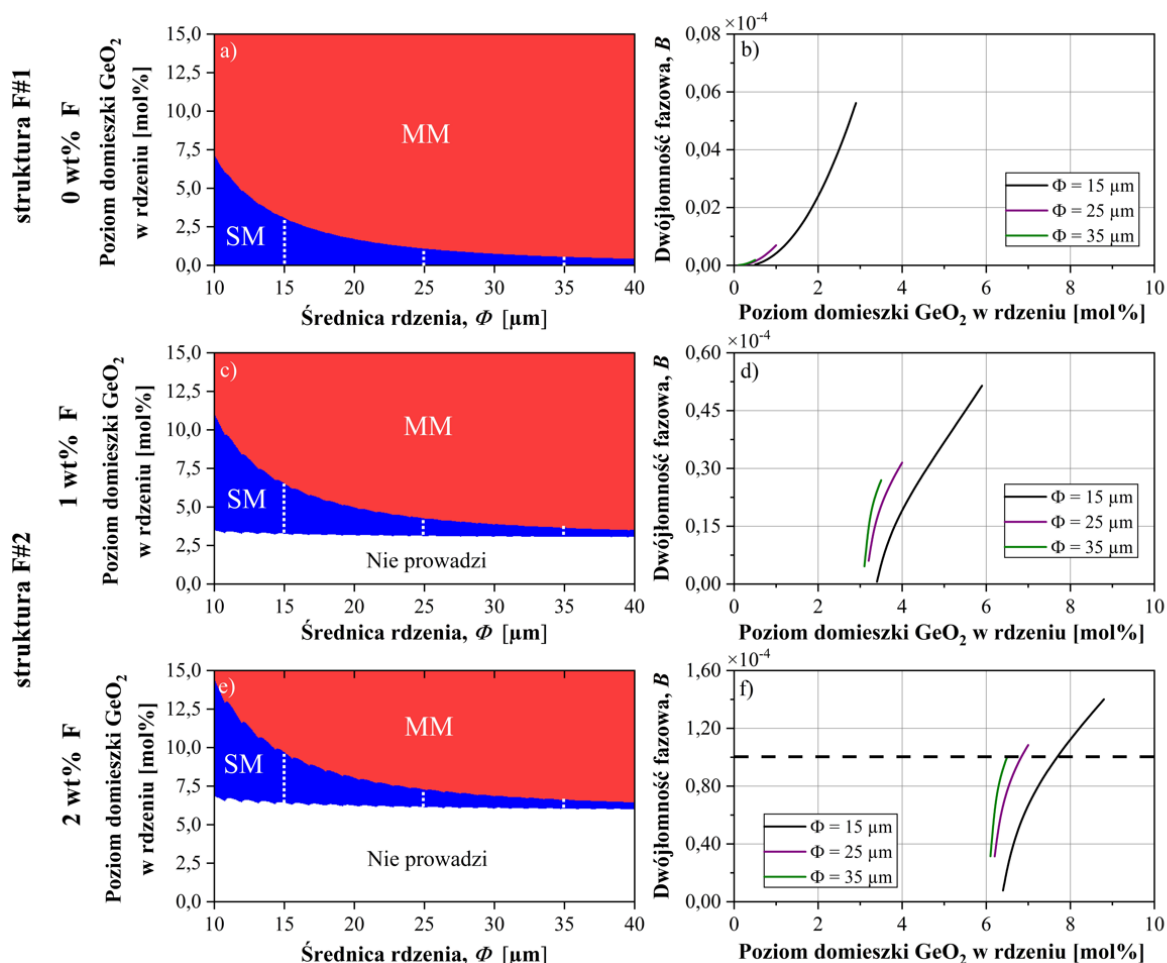
Do określenia zakresu pracy SM i wyznaczenia długości fali odcięcia użyto przekształconego wzoru częstotliwości znormalizowanej (2.27):

$$\lambda_0 = \frac{\pi \Phi}{V} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (8.9)$$

gdzie Φ jest średnicą rdzenia, V znormalizowaną częstotliwością (dla pracy jednomodowej wynosi 2,405 we włóknach skokowych), a n_2 oznacza współczynnik załamania płaszczu. Ponownie parametr n_1 jest uśrednionym współczynnikiem załamania rdzenia obliczanym równaniem (8.1).

Podobnie jak w podrozdziale 8.2 obliczone zostały mapy n_1 dla wszystkich włókien wskazujące obszary prowadzenia (rys. 8.5, pierwsza kolumna). Praca jednomodowa oznaczona jest na niebiesko (z wyszczególnionym skrótem SM, z ang. *single mode*), reżim wielomodowy – na czerwono (opisany skrótem MM, z ang. *multimode*), natomiast biały obszar oznacza brak prowadzenia modów. Celem w projektowaniu włókna HB-LMA jest prowadzenie jedynie modu podstawowego. Zatem dla trzech wybranych średnic rdzenia (15 μm , 25 μm i 35 μm) przedstawiono obliczenia dwójłomności dla parametrów efektywnych (rys. 8.5, druga kolumna) w zakresie domieszkowania rdzenia GeO₂, który spełnia warunek pracy jednomodowej (rys. 8.5, przerywane linie w pierwszej kolumnie). Dla wszystkich poziomów domieszkowania najszerszy zakres reżimu jednomodowego otrzymano dla małych średnic rdzeni. Największe wartości dwójłomności są osiągane dla maksymalnego poziomu domieszki F (rys. 8.5f) – i tylko w tym przypadku dwójłomność fazowa przekracza określony limit wysokiej dwójłomności ($1,0 \times 10^{-4}$). Tak długo jak warunek jednomodowości jest brany pod uwagę, najwyższy poziom domieszki dwutlenku germanu jest ograniczony do 8,8 mol%, 7,0 mol% i 6,5 mol% – odpowiednio dla średnic rdzenia 15 μm , 25 μm i 35 μm . Te wartości bezpośrednio odpowiadają maksymalnym dwójłomnościom wynoszącym $1,4 \times 10^{-4}$, $1,1 \times 10^{-4}$ i $1,0 \times 10^{-4}$. Na rys. 8.5f pokazano, że dla włókna o średnicy 35 μm nie

można otrzymać wysokiej dwójłomności w światłowodzie o dużym polu modowym i jednocześnie jednomodowym w ramach limitów materiałowo-technologicznych przyjętych wcześniej.



Rysunek 8.5. Oszacowanie dwójłomności na podstawie efektywnych parametrów dla włókna HB-LMA pracującego w reżimie jednomodowym. Pierwszy rząd a) i b) odnosi się do struktury F#1. Drugi c) i d) oraz trzeci rząd e) i f) przedstawia wyniki dla struktury F#2 dla różnych domieszek F w rdzeniu, odpowiednio dla poziomów 1 i 2 wt%. Pierwsza kolumna prezentuje mapy długości fali odcięcia a), c) i e) dla wybranego zakresu średnic rdzeni. Druga kolumna przedstawia dwójłomność fazową b), d) i f) w funkcji domieszki dwutlenku germanu w warstwach o wyższym współczynniku załamania dla wybranych trzech średnic rdzeni wyszczególnionych przerywanymi liniami w pierwszej kolumnie

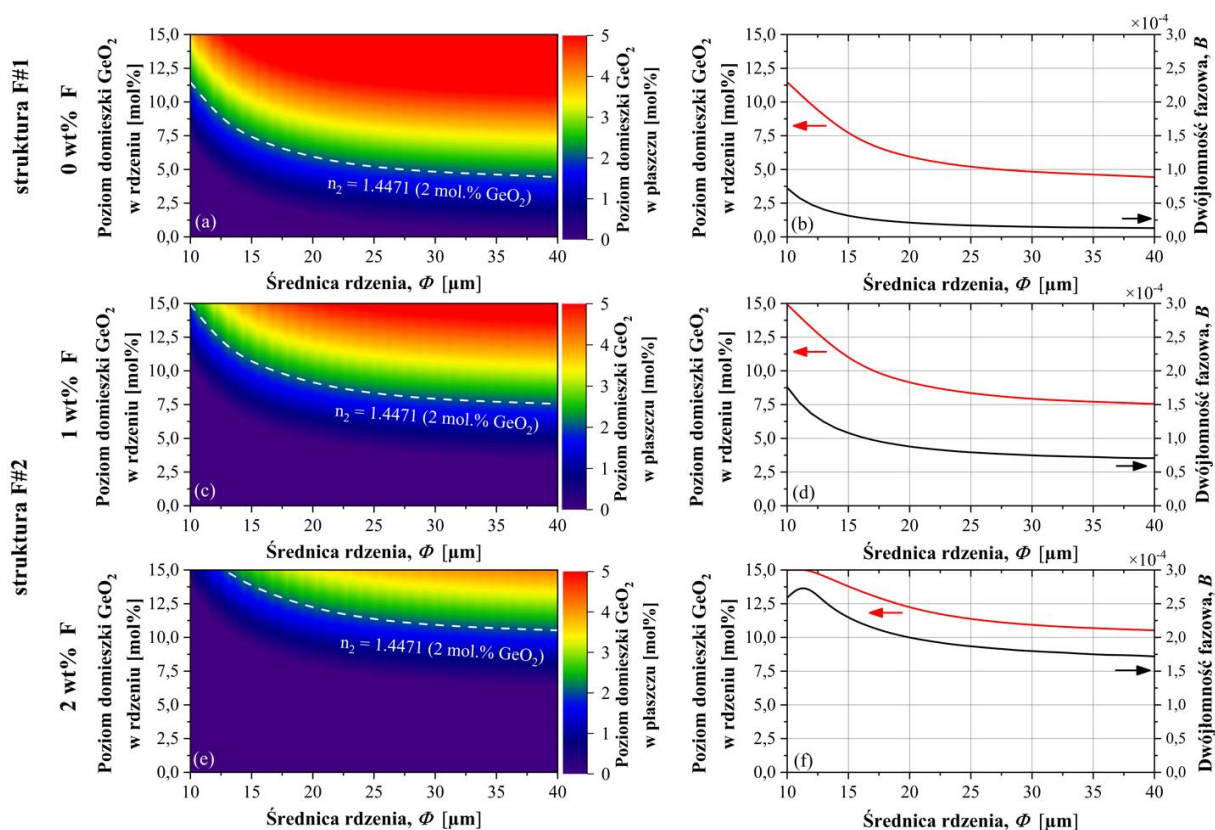
W celu dalszego zwiększania dwójłomności w jednomodowym włóknie o dużym polu modowym dodatkowy materiał umożliwiający modyfikacje powinien zostać wprowadzony do płaszczu. Jak pokazano w podrozdziale 8.2, dwójłomność wzrasta wraz z kontrastem Δn w warstwach rdzenia. Aczkolwiek uwzględniając limit pracy jednomodowej, który może zostać obliczony za pomocą równania (8.9) pod postacią:

$$cn_2^2 = cn_1^2 - 1, \quad (8.10)$$

gdzie $c = (\pi\Phi/V\lambda)^2$. Aby utrzymać reżim jednomodowy we włóknie, wzrost uśrednionego współczynnika w rdzeniu n_1 musi być skompensowany przez współczynnik załamania płaszczu n_2 . Można to osiągnąć przez domieszkowanie krzemionki w płaszczu dwutlenkiem germanu (patrz rys. 8.2c, struktura włókna F#3).

Struktura włókna F#3. Wyniki analizy dla struktury F#3 są zaprezentowane na rys. 8.6. Pierwsza kolumna ujawnia potrzebny poziom domieszkowania GeO₂ zarówno w rdzeniu,

jak i w płaszczu oraz wysokości domieszki F w warstwach, aby zagwarantować pracę jednomodową zgodnie z równaniem (8.9) jako funkcję średnicy rdzenia. Podobnie do wcześniejszej analizy struktur F#1 i F#2 rozważono trzy przykłady poziomu domieszki F dla warstw w rdzeniu: 0 wt%, 1 wt% i 2 wt%. Kolory oznaczają wymagany poziom domieszki dwutlenku germanu w płaszczu do utrzymania pracy jednomodowej włókna. Białe przerywane linie wskazują limit domieszkowania GeO_2 w płaszczu, wynoszący 2 mol%. Przebieg tych linii pokazuje, że dla dużych średnic reżim jednomodowości wymaga mniejszego poziomu domieszkowania w rdzeniu. Na przykład, kiedy domieszka F jest nieobecna w rdzeniu (rys. 8.6a), dla średnicy rdzenia wynoszącej 40 μm wystarczy tylko 5 mol% domieszki GeO_2 . W związku z tym wynikająca dwójłomność na rys. 8.6b nieco maleje dla większych średnic w rdzeniu. Maksymalna wartość dwójłomności, wynosząca $0,72 \times 10^{-4}$, osiągnięta jest dla $\Phi = 10 \mu\text{m}$.



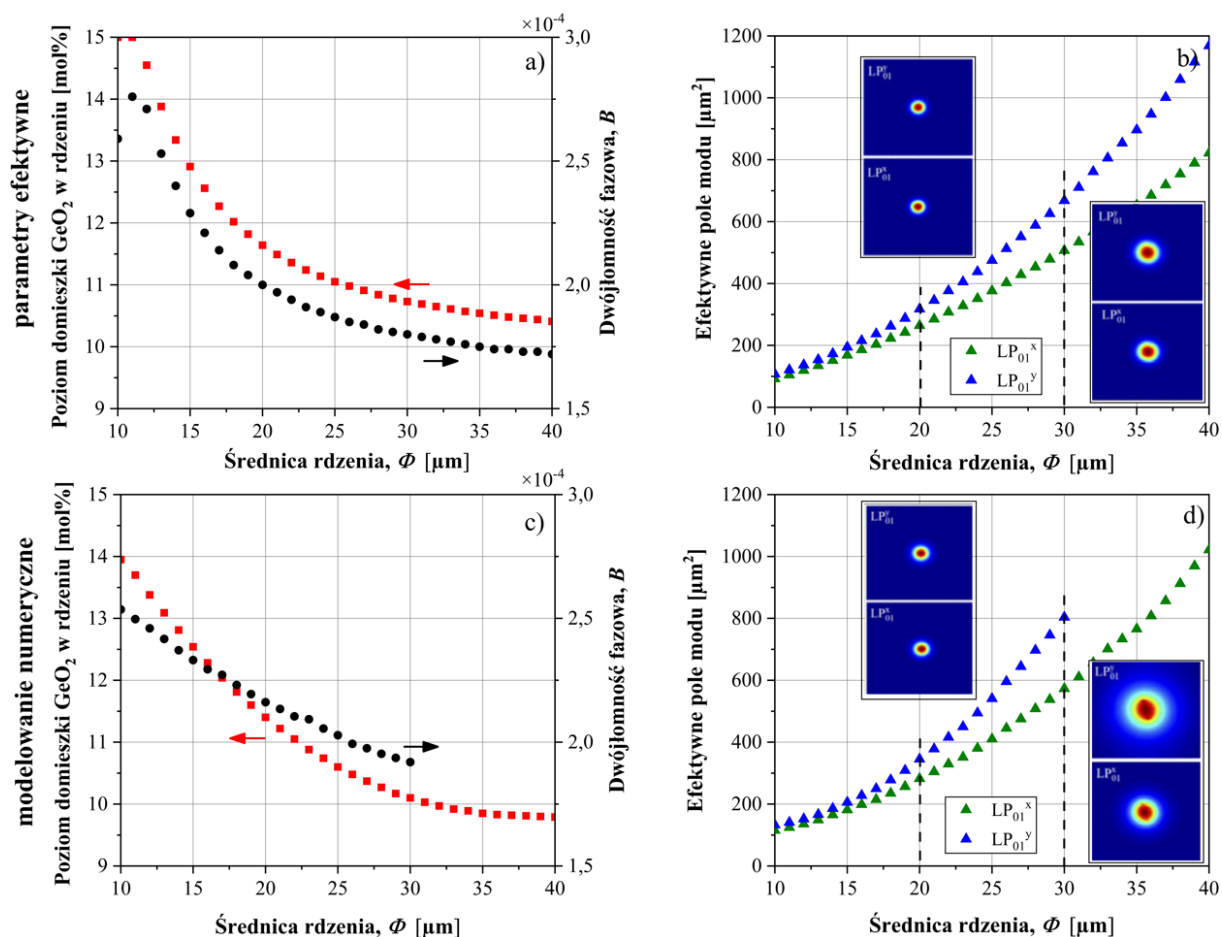
Rysunek 8.6. Oszacowanie dwójłomności dla włókna HB-LMA z domieszkowanym dwutlenkiem germanu płaszczem (struktura F#3) działającego w reżimie SM. Pierwsza kolumna a), b) i c) pokazuje potrzebne poziomy domieszkowania zarówno dla rdzenia, jak i płaszcza w celu zapewnienia pracy SM. Białe przerywane linie wskazują domieszkę płaszcza na poziomie 2 mol%. Druga kolumna b), d) i f) prezentuje poziom domieszkowania dwutlenkiem germanu w rdzeniu (czerwona krzywa) i dwójłomność fazową (czarna krzywa) jako funkcję średnicy rdzenia opartą na efektywnych parametrach. Rzędy przedstawiają poszczególne przypadki poziomów domieszek F w rdzeniu, odpowiednio dla poziomu 0 wt%, 1 wt% i 2 wt%

Podobne zachowanie dwójłomności uzyskano dla warstw domieszkowanych 1 wt% i 2 wt% F (rys. 8.6c i 8.6d). Maksymalną wartość dwójłomności otrzymano dla najmniejszej średnicy rdzenia 10 μm – wynoszącą $1,76 \times 10^{-4}$ w przypadku 1 wt% F, oraz dla średnicy 11 μm – wynoszącą $2,76 \times 10^{-4}$ dla 2 wt% F. Co ważne, chociaż wartości B zmniejszają się dla większych średnic, wyniki zostały ulepszone w porównaniu z projektami bez domieszki dwutlenku germanu w płaszczu (struktura F#2). W porównaniu do struktury F#2 dwójłomność prawie dwukrotnie się zwiększyła – do $1,75 \times 10^{-4}$ dla średnicy włókna 35 μm .

Korelacja pomiędzy współczynnikami załamania płaszcza n_2 i rdzenia n_1 jest wymuszona poziomem domieszki, praca jednomodowa prowadzi do odwrotnie proporcjonalnej zależności apertury numerycznej od średnicy rdzenia. Używając równania (8.10) i definicji apertury numerycznej w światłowodzie skokowym $NA = (n_1 - n_2)^{1/2}$, można otrzymać $NA = V\lambda/\pi\Phi$, co daje $NA = 0,02$ dla $30\ \mu\text{m}$ średnicy rdzenia. Jest to bardzo mała wartość, a tak małe apertury numeryczne są trudne do otrzymania w standardowych światłowodach skokowych wykonanych w technologii MCVD [160]. Nie stanowią jednak problemu technologicznego przy wykorzystaniu metody nanostrukturyzacji.

8.4. Model numeryczny

Analiza w poprzednim podrozdziale potwierdziła, że polepszenie dwójłomności i reżimu SM dla włókna HB-LMA może zostać osiągnięte przez zastosowanie domieszki dwutlenku germanu w płaszczu struktury F#3. Jednak analizowano tam warunek jednomodowości w oparciu o równanie (8.10), które jest poprawne dla światłowodów z symetrią cylindryczną o profilu skokowym. Podobnie dla obliczeń dwójłomności w podrozdziale 8.2 i 8.3 bazowano na efektywnych parametrach i przybliżonych formułach (8.2) – (8.9).



Rysunek 8.7. Porównanie analizy opartej na „parametrach efektywnych” (pierwszy rząd) i wynikach „modelowania numerycznego” (drugi rząd). Pierwsza kolumna pokazuje optymalny poziom domieszki w rdzeniu (czerwone punkty) dla włókna HB-LMA z założeniem pracy SM i odpowiadającą mu dwójłomność (czarne punkty) w funkcji średnicy rdzenia. Efektywne pole modów b) i d), obliczone odpowiednio dla włókien o parametrach a) i c). Wykresy uwzględniają również rozkłady znormalizowanej amplitudy pola elektrycznego dla obu komponentów polaryzacyjnych modu w ramach wybranych średnic rdzeni, zaznaczone poprzez przerywane czarne linie

Jako że włókno HB-LMA posiada anizotropowy rdzeń, szczegółowa analiza została przeprowadzona za pomocą metody elementów skończonych, przedstawionej w rozdziale 4.

Na rys. 8.7 zostały porównane wyniki struktur jednomodowych dla warunków (8.9) i (8.10) z symulacjami FDE dla włókna z 2 mol% domieszki dwutlenku germanu w płaszczu i 6,1 mol% domieszki fluoru w warstwach rdzenia. Wybór takiego domieszkowania podyktowany był najlepszymi parametrami określonymi w podrozdziale 8.3. Wyniki bazowały na równaniach nazywanych „efektywnymi parametrami”, a symulacje FDE na „modelu numerycznym”. Domieszka GeO_2 w warstwach rdzenia została wybrana tak, żeby spełnić warunki jednomodowości dla modelu numerycznego. W lewej kolumnie rys. 8.7 porównane są dwójłomności (czarne punkty) i odpowiadające im poziomy domieszki w warstwach rdzenia (czerwone punkty). Można zauważyć, że dwójłomność otrzymana z modelu numerycznego jest inna niż otrzymana na podstawie efektywnych parametrów, w szczególności dla średnic rdzenia większych niż 15 μm . Co więcej, w rdzeniach większych niż 30 μm dwójłomność nie może zostać określona nawet dla niskich domieszek GeO_2 . Jest to związane z odcięciem komponentu y modu podstawowego, który zwyczajowo lokuje się w anizotropowym rdzeniu światłowodu o dużym polu modowym. Jednak wraz z rosnącą średnicą rdzenia wartość efektywnego współczynnika załamania polaryzacji zmniejsza się aż do współczynnika załamania płaszcza i mod polaryzacyjny y nie jest dalej prowadzony.

Następnie przebadano zmienność parametru A_{eff} , w celu sprawdzenia czy zaproponowane włókno spełnia założenie światłowodu o dużym polu modowym. Prawa kolumna rys. 8.7 prezentuje przewidywane A_{eff} dla wszystkich rozważanych średnic rdzeni. Przedstawione wyniki uwzględniają dane oddzielnie dla obu komponentów polaryzacyjnych modu LP_{01}^x i LP_{01}^y . Dla parametrów efektywnych różnice A_{eff} pomiędzy modami polaryzacyjnymi do średnicy 20 μm są niewielkie, natomiast pole jest zauważalnie większe dla komponentu polaryzacyjnego y (rys. 8.7b). Niemniej jednak obie polaryzacje są utrzymywane nawet dla największego rozważanego rdzenia, tj. o średnicy 40 μm , dla którego maksymalne wartości A_{eff} wynoszą odpowiednio 821 μm^2 i 1168 μm^2 dla składowych modu podstawowego x i y . Sytuacja wygląda zdecydowanie inaczej dla modelu numerycznego uwzględniającego warunki jednomodowości (rys. 8.7d). Komponent polaryzacyjny y ma o wiele większe pole modowe niż komponent x . Dla rdzenia 30 μm A_{eff} wynosi odpowiednio 573 μm^2 i 804 μm^2 dla polaryzacji x i y . W przypadku średnic powyżej 30 μm efektywny współczynnik załamania modu podstawowego w kierunku y jest za mały, żeby zapewnić prowadzenie komponentu modu polaryzacyjnego y , przez co dwójłomność i efektywne pole nie mogą być wyznaczone. Pole komponentu polaryzacyjnego x rośnie razem ze średnicą rdzenia, osiągając 1022 μm^2 dla największej rozważanej średnicy 40 μm .

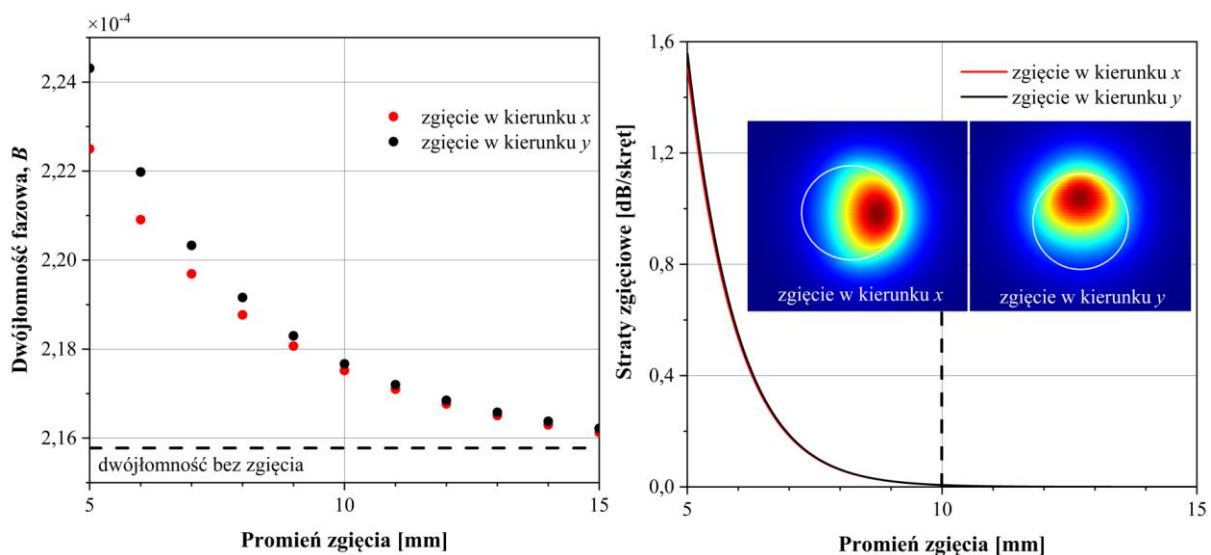
Konkludując, przeprowadzone rozważania analityczne były ważne, ponieważ pozwoliły zrozumieć zależność pomiędzy rozpatrywanymi parametrami i wyznaczyć kierunki optymalizacji zaproponowanej struktury. Natomiast pełnowartościowe właściwości uzyskano dopiero w rozważaniach numerycznych przeprowadzonych dla struktur, które uwzględniają główne kryteria (wysoką dwójłomność, duże pole modu oraz jednomodowość dla 1550 nm). W otrzymanym włóknie dwójłomność fazowa osiąga co najmniej poziom 10^{-4} . Światłowód utrzymuje oba mody polaryzacyjne z różnymi wielkościami pól modowych do 30 μm średnicy. Dla większych średnic rdzenia otrzymane włókno HB-LMA prowadzi tylko jeden

mod polaryzacyjny i może być nazwane światłowodem polaryzującym [161]. Właściwości geometryczne i materiałowe, tak jak i otrzymane wartości dwójłomności i efektywnego pola modowego dla zoptymalizowanego rozwiązania są podsumowane w tab. 8.1.

Tabela 8.1. Zoptymalizowane włókno jednomodowe HB-LMA: kompozycja, dwójłomność i efektywne pole modu

Średnica rdzenia (μm)	Koncentracja domieszki w rdzeniu (mol%)		Koncentracja domieszki w płaszczu (mol%)	Dwójłomność fazowa ($\times 10^{-4}$)	Efektywne pole modu (μm^2)	
	GeO_2	F	GeO_2		LP_{01}^x	LP_{01}^y
10	14,0	6,1	2	2,54	115	133
15	12,5	6,1	2	2,33	181	206
20	11,4	6,1	2	2,16	282	345
25	10,6	6,1	2	2,03	410	541
30	10,1	6,1	2	1,92	573	804
35	9,9	6,1	2	–	766	–
40	9,8	6,1	2	–	1022	–

Przeprowadzono również wstępną analizę wpływu zgięć włókna na dwójłomność (rys. 8.8a). Uzyskane wyniki pokazują, że niezależnie od kierunku zgięcia poziom dwójłomności zachowuje się podobnie. Natomiast straty zgięciowe wpływają znacząco na propagację, tylko kiedy średnica zgięcia jest mniejsza niż 10 mm (rys. 8.8b). W przeciwieństwie do tradycyjnych włókien dwójłomnych ze strefami naprężeniowymi, w proponowanym włóknie straty zgięciowe mogą być dodatkowo ograniczone poprzez użycie dodatkowych elementów, takich jak np. pierścienie obniżające współczynnik załamania dookoła rdzenia.



Rysunek 8.8. Wpływ zgięć na dwójłomność fazową i straty. Wstawione rozkłady pokazują mod podstawowy przy zgięciu 10 mm. Dla lepszego zobrazowania zmiany rozkładu pola modu na skutek zgięcia – rdzeń został schematycznie zaznaczony białymi okręgami

8.5. Wnioski

W niniejszym rozdziale analitycznie i numerycznie zweryfikowano możliwość wytworzenia krzemionkowego światłowodu utrzymującego polaryzację o dużym polu modu pracującego w paśmie telekomunikacyjnym C. Uzyskano to poprzez wprowadzenie dwójłomności na bazie wewnętrznej nanostruktury anizotropowej w rdzeniu bez zewnętrznych stref naprężeniowych w płaszczu. Sam rdzeń składa się z podfalowych warstw szklanych o wysokim i niskim współczynniku załamania. W celu przeprowadzenia opisanej weryfikacji do konstrukcji światłowodu użyto czystej i domieszkowanej krzemionki z aktualnymi limitami domieszkowania oferowanymi przez technologię MCVD do zapewnienia wysokiej jakości szkieł optycznych i kompatybilności ze stosowanymi rozwiązaniami. Dlatego założono, że maksimum domieszek w rdzeniu wynosi 15 mol% dla GeO_2 , a dla F – 6,1 mol%. Ponadto do płaszcza została wprowadzona domieszka dwutlenku germanu na maksymalnym poziomie 2 mol%, aby zagwarantować pracę jednomodową.

Wszystkie zaproponowane w pracy rozwiązania działają całkowicie w reżimie jednomodowym bez konieczności wprowadzania zgięć lub dodatkowych rezonansowych struktur w płaszczu. Ponadto, zaprojektowane włókna są łatwe do implementacji w praktyce w systemach światłowodowych, ponieważ są wykonane z tych samych materiałów (krzemionka), nie mają kanałów powietrznych – są włóknami tzw. całoszklanymi, ani stref naprężających, co wpływa korzystnie na łatwość spawania.

Obliczenia numeryczne potwierdziły, że jest możliwe uzyskanie dwójłomności na poziomie 2×10^{-4} dla włókna F#1 ze średnicą rdzenia do 35 μm i efektywnym polem modowym 556 μm^2 i 648 μm^2 , odpowiednio dla polaryzacji x i y. W tym przypadku rdzeń składa się z przeplatających się warstw czystej krzemionki i krzemionki domieszkowanej 15 mol.% dwutlenkiem germanu o szerokości 300 nm każdy. Dalsze podniesienie dwójłomności jest możliwe w strukturze F#2, gdzie niedomieszkowane warstwy czystej krzemionki w rdzeniu są zastąpione krzemionką domieszkowaną fluorem. Włókno utrzymujące polaryzację z dwójłonością na poziomie 4×10^{-4} , uzyskano dla rdzenia składającego się z 300-nanometrowych warstw domieszkowanych 15 mol% dwutlenku germanu i 6,1 mol% fluoru. Pokazano, że w tym przypadku, dla średnicy rdzenia 35 μm efektywne pola modu dla polaryzacji x i y wynoszą odpowiednio 522 μm^2 i 697 μm^2 .

Ostatecznie jednomodowe włókno utrzymujące polaryzację o dużym polu modowym z rdzeniem 30 μm i polach modowych 573 μm^2 i 804 μm^2 dla komponentów polaryzacji x i y można uzyskać, gdy płaszcz jest domieszkowany GeO_2 na poziomie 2 mol%. W ten sposób podniesiono współczynnik załamania płaszcza, co gwarantuje pracę jednomodową w światłowodzie. Włókno to dla długości fali 1550 nm cechuje dwójłomność na poziomie $1,92 \times 10^{-4}$. Dalszy wzrost średnicy rdzenia powoduje prowadzenie tylko podstawowego modu polaryzacyjnego x. Ta właściwość może zostać użyta do stworzenia włókien polaryzujących z dużym polem modowym – powyżej 766 μm^2 .

Rozwiązania zaproponowane w niniejszej pracy oferują większe efektywne pole modu niż inne uprzednio przedstawione w literaturze utrzymujące polaryzację włókna o dużym polu modowym [95, 162-166]. Zestawienie z wybranymi światłowodami o podobnych właściwościach przedstawiono w tab. 8.2. Główną zaletą zaproponowanego projektu jest

użycie sztucznej anizotropii rdzenia, która wprowadza dwójłomność bez wykorzystania stref naprężeniowych, jak to ma miejsce w innych stosowanych dotychczas rozwiązaniach. Bez stref naprężeniowych średnica włókna może być niezależnie skalowana, np. może zostać zaadaptowana do włókien aktywnych o dużym polu modu dla dostarczania energii pomp laserowych lub zastosowań telekomunikacyjnych o standardowej średnicy 125 μm . Brak stref naprężeniowych pozwala również na dodatkowe modyfikacje płaszcza, np. pierścieni, ograniczających straty zgięciowe włókna. Warto podkreślić, że zaprezentowane wyniki są ograniczone do założonego poziomu domieszki, ale dalsze zwiększanie efektywnego pola modowego i dwójłomności w jednomodowym światłowodzie z anizotropią rdzenia jest możliwe dla większych poziomów domieszkowania krzemionki. Wszystkie zaproponowane projekty włókien są możliwe do wytworzenia, ponieważ w obliczeniach uwzględniono ograniczenia materiałowe. Fabrykacja tych włókien jest kolejnym etapem prac badawczych nie uwzględnionym w niniejszej rozprawie.

Tabela 8.2. Właściwości jednomodowych włókien o dużym polu modowym^a

Autor	Pole modu (μm^2)	Średnica rdzenia (μm)	Średnica płaszcza (μm)	NA	OW (nm)	SM	PM	B @ OW ($\times 10^{-4}$)	Typ	Ref.
Belardi i in.	216	19,1	194	–	1550	tak ^d	AHC	0,12	PCF	[162]
Aleshkina i in.	870	80	175	–	1064	tak	SP-bend	1	całoszkłany	[163]
Vanvincq i in.	510	35	–	–	1000	y-pol.	SAP	0,8	PBF	[164]
Schreiber i in.	700 ^b	35	–	0,03	1040	Tak	SAP	0,4	PCF	[95]
Nufern	219 ^c	20	395	0,065	1015-1115	Nie	SAP	4	PANDA	[165]
NKT	760	40	540	0,03	1064	x-pol.	SAP	≥ 1	PCF	[166]
Projekt włókna	x-573 y-804	30	125	0,02	1550	tak	AC	1,92	całoszkłany	[5] (spis publikacji autora)

^a NA, apertura numeryczna w rdzeniu; OW, operacyjna długość fali; SM, praca jednomodowa; PM, mechanizm utrzymania polaryzacji; B@OW, dwójłomność w operacyjnej długości fali; AHC, powietrzna dziura w rdzeniu; SP-bend, prowadzenie jednej polaryzacji na skutek zgięcia; SAP, strefy naprężeniowe; Nufern, komercyjnie dostępne pasywne włókno PLMA-GDF20/400-M; AC, anizotropowy rdzeń; NKT, komercyjnie dostępne pasywne włókno DC-200/40-PZ-Si; ^b Eliptyczne pole modu, ^c obliczone ze średnicy pola modu, ^d wysokie straty dla HOM.

Pomimo że przedstawione wyniki bazują tylko na rozważaniach teoretycznych i symulacjach komputerowych, to właściwości dwójłomne w podobnych włóknach z anizotropią rdzenia zostały już eksperymentalnie potwierdzone w [149] i [7] (spis publikacji autora) w ramach działalności grupy badawczej do której należy autor. Dlatego prawdopodobnie w niedalekiej przyszłości uzyskane wyniki zostaną potwierdzone eksperymentalnie w rzeczywistych strukturach.

9. Słabo sprzężony światłowód kilkumodowy do systemów multipleksacji opartej na modach przestrzennych

W tej części pracy doktorskiej skoncentrowano się wyłącznie na jednordzeniowych światłowodach kilkumodowych (FMF). Na podstawie podejścia słabo sprzężonego (WCA), a w szczególności jego przesłanek projektowych wymienionych w podrozdziale 2.2 (tj.: minimalnej różnicy współczynników załamania między modami LP, efektywnego pola modów i niskich strat zgięciowych), zaplanowano wykorzystanie metody nanostrukturyzacji do polepszenia właściwości transmisyjnych FMF. Użycie metody swobodnego kształtowania rozkładu współczynnika załamania nie wymusza żadnej symetrii, co pozwala na pokazanie nowych rozwiązań korzystnych dla multipleksacji na modach przestrzennych.

Wykorzystana w niniejszym rozdziale metoda polegała na optymalizacji struktury rdzenia włókna światłowodowego pod kątem poziomego domieszkowania i przestrzennego rozkładu współczynnika załamania. Analogicznie do publikacji [167] przestudiowano możliwość wdrożenia teoretycznego modelu FMF o czterech modach LP, czyli sześciu modach przestrzennych. Skoncentrowanie działań na mniejszej liczbie modów umożliwia rzetelne zbadanie korzyści wynikających z nanostrukturyzacji FMF i sprawdzenie różnych podejść optymalizacyjnych przy zachowaniu rozsądnego czasu obliczeń numerycznych. Ograniczenie do 4 modów LP wpływa natomiast na ogólność uzyskanych wyników i jest wstępem do prac nad dalszym rozszerzeniem liczby propagujących się modów. Wynika to przede wszystkim z faktu, że głównym problemem w badanych FMF jest mała różnica efektywnych współczynników załamania pomiędzy modami LP_{21} i LP_{02} [168] (3. i 4. mod LP w kolejności, zgodnie z rys. 2.2b). Dlatego jeżeli technika nanostrukturyzacji pozwoli na rozseparowanie ww. modów, to idea ma szansę zostać przeniesiona na struktury o większej liczbie modów przestrzennych.

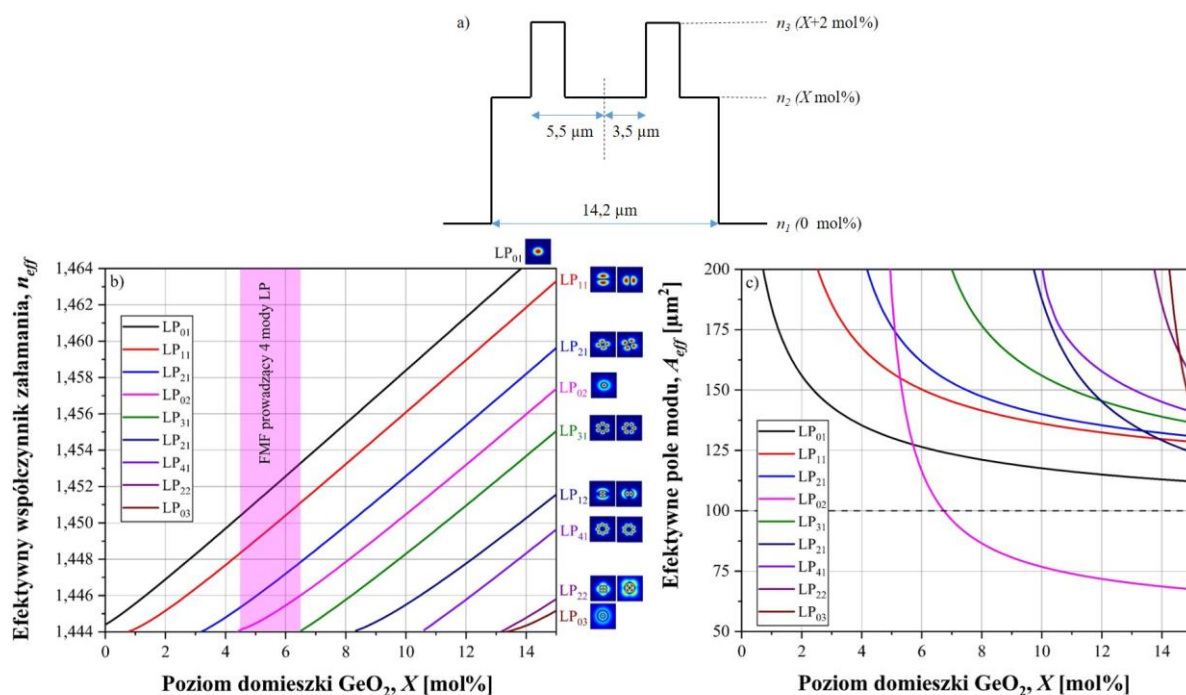
9.1. Koncepcja nanostrukturyzowanego FMF

Zdecydowana większość dotychczas zaproponowanych słabo sprzężonych FMF to struktury o profilu skokowym z dodatkowymi modyfikacjami rdzenia. Stanowi to konsekwencję faktu, że tego typu rozkład współczynnika załamania możliwy jest do wytworzenia powszechnie stosowaną technologią MCVD. Zaletą uzyskiwanej w ten sposób radialnej symetrii rdzenia jest zachowanie niskich strat transmisyjnych i kompatybilności z innymi stosowanymi włóknami. Rekordowym FMF pod względem separacji między modami (różnica n_{eff}) i prowadzącym 4 mody LP jest projekt Jianga i in. [167], który dzięki dodaniu pierścienia o wyższym współczynniku załamania w rdzeniu osiągnął minimalną wartość n_{eff} między sąsiadującymi modami LP na poziomie $1,8 \times 10^{-3}$. Dodany pierścień jest umieszczony w rdzeniu w taki sposób, aby podwyższyć efektywny współczynnik załamania modu LP_{21} , równocześnie jak najmniej wpływając na mod LP_{02} (który ma minimum rozkładu natężenia w miejscu, gdzie znajduje się pierścień). Na podstawie symulacji udowodniono, że najlepsze właściwości transmisyjne modów posiada struktura geometryczna o średnicy rdzenia $14,2 \mu\text{m}$, promieniu pierścienia $4,5 \mu\text{m}$ oraz jego szerokości $2 \mu\text{m}$. Przy czym dla długości fali $1,55 \mu\text{m}$ struktura o profilu skokowym miała o 0,67% większy współczynnik

załamania niż krzemionka (n_2 na rys. 9.1a), natomiast pierścien – o 0,87% (n_3 na rys. 9.1a). Pozwala to na osiągnięcie dużej różnicy efektywnych współczynników załamania Δn_{eff} (wśród wszystkich modów LP) – o wartości $1,8 \times 10^{-3}$ pomiędzy modami LP_{21} i LP_{02} , która jest 2,2 razy większa w porównaniu z bezpierścieniową wersją FMF. Ponadto zachowano wszystkie inne niezbędne wytyczne dotyczące WCA (podrozdział 2.2), tj. efektywne pole modu powyżej $100 \mu m^2$ i niskie straty zgięciowe.

Podobna tendencja umieszczania pojedynczego pierścienia lub optymalizacji kilku pierścieni o wyższym współczynniku załamania w strukturze rdzenia FMF, w celu polepszenia właściwości transmisyjnych wszystkich występujących modów, stosowana jest przez wiele grup badawczych [169–171]. Na końcu rozdziału przedstawiono tabelę porównawczą (tab. 9.1), w której przedstawiono otrzymane rozwiązanie na tle rozwiązań zaproponowanych przez inne grupy badawcze.

Punktem wyjścia przedstawionej dalej analizy była struktura włókna zaprezentowana na rys. 9.1a [158]. Zakładając parametry geometryczne tej struktury i stałą różnicę 0,2% pomiędzy współczynnikiem załamania pierścienia dla struktury skokowej (odpowiadającą różnicy 2 mol% dla krzemionki domieszkowanej GeO_2), przestudiowano światłowód pod względem efektywnego współczynnika załamania (rys. 9.1b) i efektywnego pola modu (rys. 9.1c) w funkcji poziomu domieszkowania dwutlenkiem germanu dla wszystkich występujących modów. Maksymalny poziom domieszkowania GeO_2 ustalono na 15 mol%, podobnie jak w poprzednich projektach włókien (rozdziały 7 i 8), ze względu na ograniczenia technologiczne i zminimalizowanie strat materiałowych.



Rysunek 9.1. a) Schemat FMF wspomaganego pierścieniem w rdzeniu oraz obliczenia b) efektywnego współczynnika załamania i c) efektywnego pola modu w funkcji poziomu domieszki dla długości fali $1,55 \mu m$. Na wykresie b) zaznaczono zakres prowadzenia wyłącznie 4 modów LP. Natomiast wykres c) wskazuje przerywaną linią preferowaną granicę minimalnego efektywnego pola modu wg podejścia modów słabo sprzężonych

W charakterystyce efektywnego współczynnika załamania w funkcji poziomu domieszkowania GeO_2 dla rdzenia skokowego n_2 (X mol%) z pierścieniem o wyższym

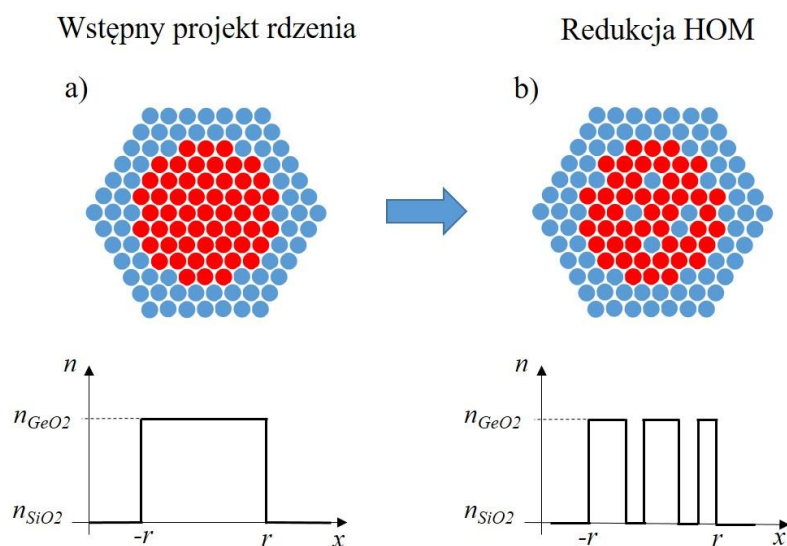
współczynnika załamania n_3 (X+2 mol%) można wyróżnić zakres domieszkowania, który prowadzi wyłącznie 4 mody LP, tj. od 4,4 mol% do 6,75 mol%. Powyżej tego zakresu pojawiają się mody wyższych rzędów. Przy czym, należy pamiętać, że ograniczenie 6,75 mol% odnosi się do struktury z rys. 9.1a. Modyfikacja struktury poprzez dodanie elementów o niskim współczynniku załamania w rdzeniu, zmniejszenie obszaru zajmowanego przez pierścień o wysokim współczynniku załamania, zmianę geometrii struktury lub zmniejszenie średnicy rdzenia może zwiększyć zakres możliwego domieszkowania przy zachowaniu prowadzenia dokładnie 4 modów LP. Przedstawione możliwości modyfikacji struktury włókna mogą być wykorzystane do jego optymalizacji, w kierunku różnorodnych zastosowań. Wymaga to wprowadzenia odpowiednich parametrów, które w pełni opiszą daną strukturę, a następnie przeprowadzenia procesu optymalizacji. Wadą takiego podejścia jest ograniczenie możliwości modyfikacji włókna tylko do odgórnie wymyślonych sposobów. Pozbawiona tej wady jest metoda nanostrukturyzacji. Nie zakłada się w niej żadnych celowych zmian w strukturze włókna. Jedyne założenie dotyczy wielkości domieszki w nanoprętach o wyższym współczynniku załamania, a cały proces dochodzenia do optymalnej konstrukcji włókna polega na znalezieniu najlepszego rozkładu dwóch rodzajów prętów o niskim i wysokim współczynniku załamania.

Otrzymane wyniki dla struktury z rys. 9.1a pokazują ponadto, że różnice n_{eff} pomiędzy sąsiadującymi modami (rys. 9.1b) nie są takie same, co wynika z braku możliwości modyfikacji poszczególnych modów w światłowodzie kołowo symetrycznym. W przypadku pierwszych 4 modów LP – rozkłady natężenia tylko dwóch z nich (LP_{01} i LP_{02}) są kołowo symetryczne. Można więc stwierdzić, że technika MCVD w pewnym sensie ogranicza kształtowanie struktury rdzenia dla poszczególnych modów przestrzennych. Kolejnym problemem występującym w FMF w kontekście transmisji długodystansowej jest mod LP_{02} . Dla tego modu efektywne pole jest mniejsze od wartości $100 \mu m^2$ przy poziomie domieszkowania 6,75 mol% (rys 9.1c). Małe pole modowe sprzyja generacji efektów nieliniowych w światłowodzie, stąd przy projektowaniu FMF o wyższym współczynniku załamania domieszki należy zwrócić szczególną uwagę na przesuniętą krzywą pola modu LP_{02} .

Powyższe argumenty dotyczące zawężonego zakresu doboru poziomu domieszki, niejednakowego wpływu pierścienia o wyższym współczynniku załamania w rdzeniu na poszczególne mody i problemu z efektywnym polem modu LP_{02} skłaniają do poszukiwania nowych rozkładów współczynnika załamania w rdzeniu światłowodu, w szczególności rozkładów odbiegających od symetrii kołowej. Jak wspomniano wyżej, duży potencjał ma tutaj metoda nanostrukturyzacji, gdzie odpowiedni rozkład nanoprętów o niskim współczynniku załamania daje możliwość redukcji n_{eff} modów HOM poniżej współczynnika załamania płaszcza, aby nie mogły propagować się we włóknie. Koncepcja nanostrukturyzacji została przedstawiona na rys. 9.2, gdzie wstępny projekt rdzenia (rys. 9.2a) zakłada profil skokowy ułożony z nanoprętów, a następnie struktura jest losowo zmieniana (rys. 9.2b) zgodnie z algorytmem minimalizującym Δn_{eff} (szczegóły w podrozdziale 9.2). Wielokrotnie powtarzane pojedyncze zmiany w strukturze mogą usuwać lub pozostawiać domieszkowane nanopręty, dążąc do optymalnego rozwiązania. Na rys. 9.2 pokazano również przekroje współczynnika załamania wzdłuż osi x, co demonstrowa, iż rozkład nie jest kołowo

symetryczny i potencjalnie pozwala na niezależne kształtowanie poszczególnych modów LP. Zastosowanie odpowiedniego algorytmu nie tylko daje możliwość polepszenia rozseparowania modów, ale także umożliwia proces optymalizacji, prowadzący do wyrównywania różnic między efektywnymi współczynnikami załamania modów LP.

Jak wspomniano wcześniej, wykorzystanie nanostrukturyzacji do budowy optymalnego FMF nie wymaga żadnych założeń dotyczących geometrii włókna. Jednak w praktycznej realizacji należy wziąć pod uwagę ograniczenia technologiczne i materiałowe. Dodatkowo, proces znajdowania optymalnego rozkładu nanoprętów jest czasochłonny, dlatego dobrze jest rozpoczynać procedurę optymalizacyjną od włókna o rozmiarach rdzenia zbliżonych do istniejących rozwiązań prezentowanych w literaturze naukowej, czyli ok. 15 μm . Ważnym jest również to, że nanostrukturyzacja zakłada pracę z efektywnymi współczynnikami załamania. A zgodnie z teorią efektywnego ośrodka oznacza to, że rozmiar pojedynczego elementu struktury powinien być mniejszy niż $\lambda/5$, czyli poniżej 310 nm.



Rysunek 9.2. Koncepcja nanostrukturyzacji FMF w celu redukcji modów wyższych rzędów: a) struktura wyjściowa z nanostrukturyzowanym rdzeniem kołowym oraz b) wprowadzenie asymetrii rdzenia poprzez zastąpienie wybranych prętów z krzemionki domieszkowanej (n_{GeO_2}) prętami z czystej krzemionki (n_{SiO_2}). Poniżej przedstawiono rozkłady materiałowego współczynnika załamania dla przekrojów włókna w osi x

Biorąc pod uwagę wytyczne metody nanostrukturyzacji, jako początkową strukturę wybrano kołowy rdzeń o średnicy 16 μm , złożony z nanoprętów o rozmiarze równym 300 nm ułożonych w siatce sześciokątnej (schemat na rys. 9.2). Struktura ta składa się z 2482 elementów (63 na przekątnej). Przyjęta wielkość średnicy pozwala na duży stopień optymalizacji oraz stanowi realne wyzwanie pod względem technologicznym (liczba elementów).

Drugim parametrem, który należy określić, jest poziom domieszkowania. Zgodnie z analizą przedstawioną na rys. 9.1b efektywna koncentracja GeO_2 powinna mieścić się w granicach między 4,5 mol% a 6,75 mol%. Jednak ze względu na proces optymalizacji w formie redukcji HOM – efektywna koncentracja musi być większa, ponieważ będzie obniżana aż do czasu otrzymania wyłącznie 4 modów LP. Dlatego zakres doboru poziomu domieszkowania do optymalizacji powinien wynosić powyżej 6,75 mol%, a jego maksymalna wartość nie powinna przekroczyć określonych ograniczeń technologicznych (20 mol%).

Jednak ze względu na minimalizację niepożądanych strat materiałowych (podrozdział 3.2.2), w szczególności istotnych przy długodystansowych światłowodach telekomunikacyjnych, zdecydowano się przestudiować konfiguracje z domieszkowaniem nanoprętów na poziomie 8 mol%, 9 mol% i 10 mol% GeO₂, które w wersji włókna o profilu skokowym mogą prowadzić 5 lub 6 modów LP. Takie wartości uwzględniają szeroki zakres możliwej modyfikacji struktury pod względem efektywnego współczynnika załamania rdzenia i zminimalizują ryzyko wysokich strat w potencjalnych zastosowaniach. Ponadto zbadanie kilku opcji domieszkowania pozwoli na zweryfikowanie, jaki poziom domieszkowania jest najbardziej korzystny pod względem dążenia do optymalnego rozkładu współczynnika załamania rdzenia z zachowaniem istotnych parametrów dla WCA.

9.2. Numeryczny algorytm optymalizacyjny

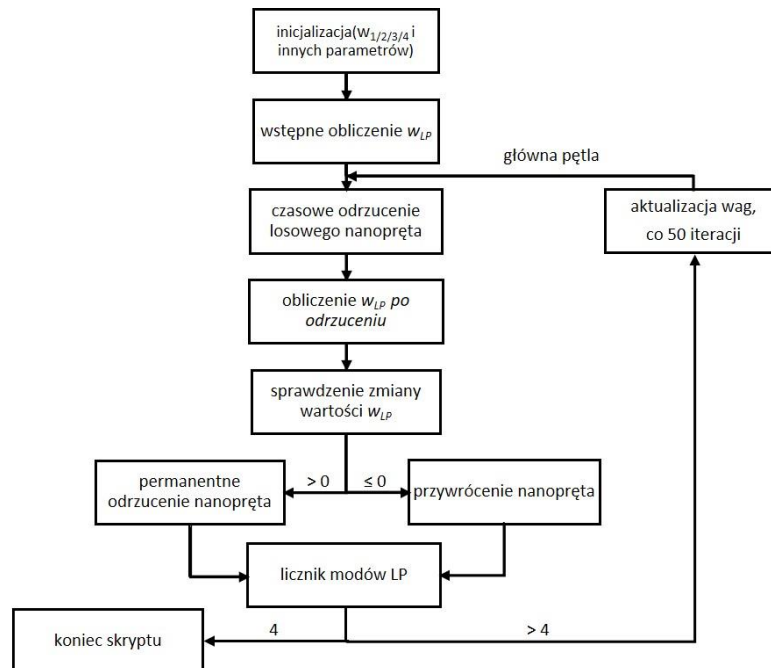
Zaproponowany algorytm numeryczny do redukcji HOM polega na zmniejszeniu liczby nanoprętów domieszkowanych dwutlenkiem germanu, zaczynając od struktury o profilu skokowym. Poprzez usuwanie elementów struktury proces optymalizacji dąży do redukcji efektywnego współczynnika załamania poniżej 1,444 dla modów wyższych rzędów niż LP₀₂, jednocześnie maksymalizując Δn_{eff} dla sąsiadujących modów. Odrzucenie domieszkowanych nanoprętów jeden po drugim pozwala osiągnąć ostateczną strukturę, w której symetria kołowa nie musi być utrzymana. Najbardziej istotnym czynnikiem w odrzucaniu wylosowanych nanoprętów jest funkcja dopasowania, która określa, na ile dana konfiguracja elementów domieszkowanych i niedomieszkowanych spełnia dane kryteria. W naszym przypadku funkcję dopasowania zdefiniowano jako sumę ważoną średniej separacyjnej w_{LP} , w postaci:

$$w_{LP} = \sum_{n=1}^4 w_n \Delta n_{i-j} = w_1 \Delta n_{01-11} + w_2 \Delta n_{11-21} + w_3 \Delta n_{21-02}, \quad (9.1)$$

gdzie w_n oznacza wagę separacji pomiędzy poszczególnymi modami (sumarycznie wszystkie wagi dają 1), a Δn_{i-j} jest różnicą efektywnego współczynnika załamania dla każdej pary modów LP_i i LP_j. Powyższe równanie w każdej iteracji określa, jak dużą różnicę wniosło zamienienie pręta domieszkowanego na pręt niedomieszkowany. W przypadku polepszenia właściwości – zwiększenie funkcji dopasowania w_{LP} – usunięcie jest permanentne, w przeciwnym wypadku pręt domieszkowany jest przywracany. Program wykonuje operacje do czasu, kiedy efektywny współczynnik załamania modu LP₃₁ spadnie poniżej 1,444, czyli prowadzone będą wyłącznie 4 mody LP ($V < 5,1$). Cały algorytm w formie diagramu jest przedstawiony na rys. 9.3.

Na początku algorytmu zaimplementowany jest proces inicjalizacyjny, w którym użytkownik wprowadza początkowe wagi separacyjne, średnicę rdzenia, poziom domieszkowania. Przed docelową pętlą optymalizacyjną obliczana jest funkcja dopasowania w_{LP} konstrukcji wstępnej. Następnie rozpoczyna się iteracyjne sprawdzanie kolejnych prętów domieszkowanych. Każda iteracja składa się z losowego wybrania domieszkowanego nanopręta i jego zamiany na pręt niedomieszkowany oraz ponownego obliczenia w_{LP} . Na tej podstawie algorytm podejmuje ostateczną decyzję o zastąpieniu lub przywróceniu wybranego nanopręta. Jeżeli uzyskana zmiana parametru w_{LP} jest dodatnia, wtedy wybrany nanopręt zostaje zastąpiony na kolejne iteracje. Każdy nanopręt może być wylosowany wiele razy, jeśli

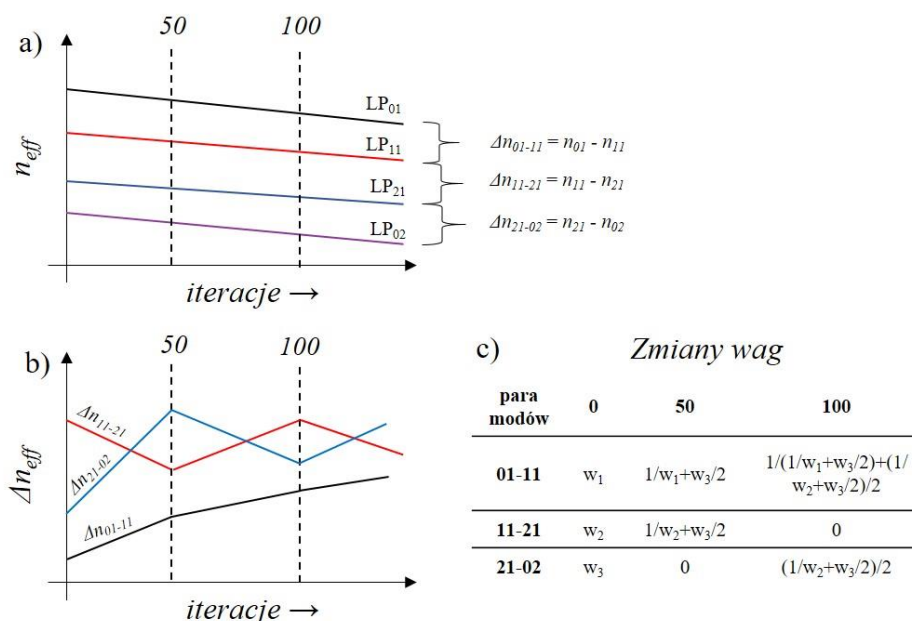
zmiana zostanie anulowana. Następnie licznik modów LP weryfikuje, czy wykrywalne są mody wyższych rzędów niż LP_{02} . Jeżeli tak, to skrypt kontynuuje iteracje, w innym przypadku następuje zatrzymanie.



Rysunek 9.3. Diagram blokowy skryptu służącego do redukcji HOM i optymalizacji różnic efektywnych współczynników załamania w FMF

Ponadto co pięćdziesiątą iterację aktualizowane są wagi separacyjne (rys. 9.4), aby osiągnąć zbliżone wartości Δn_{eff} pomiędzy sąsiadującymi parami modów LP. Ten szczególny etap algorytmu konwertuje różnice efektywnych współczynników załamania (Δn_{01-11} , Δn_{11-21} , Δn_{21-02}) w relatywne stosunki w odniesieniu do Δn_{01-02} (różnica między pierwszym modelem LP_{01} a ostatnim LP_{02}), lokalizując największą wartość i podmieniając ją na 0. Powoduje to, że w kolejnych 50 iteracjach nie będzie presji (waga równa 0) na dalsze zwiększanie odległości między tymi modami. Następnie pozostałe wartości wag separacyjnych są odwracane oraz dodawana jest do nich połowa uprzednio zlokalizowanej najwyższej wagi. Dzięki temu presja (waga) na zwiększenie separacji między sąsiednimi modami jest proporcjonalnie dzielona na dwie nie największe różnice. Przykładowe aktualizacje wag w iteracji 50 i 100 przedstawiono na rys. 9.4c.

Powyższe kroki prowadzą do losowego i nieradialnie symetrycznego rozkładu nanoprętów pozwalającego na bliski optymalnemu rozkład współczynnika załamania w rdzeniu FMF, który maksymalizuje Δn_{eff} pomiędzy modami LP. Po fazie optymalizacji numerycznej wyliczony rozkład dwóch rodzajów prętów może być z powodzeniem przetransferowany bezpośrednio do fazy produkcyjnej. Tam, wykorzystując wielokrotnie sprawdzoną przy produkcji innych włókien nanostrukturyzowanych zmodyfikowaną technologię *stack-and-draw*, układa się i wyciąga docelowy światłowód.



Rysunek 9.4. Przykładowy schemat przebiegu skryptu do redukcji HOM przedstawiony za pomocą a) zmiany efektywnego współczynnika załamania poszczególnych modów, b) zmian różnic efektywnych współczynników załamania sąsiadujących modów oraz c) procedura aktualizacji wag w 50. i 100. iteracji

9.3. Charakterystyki zoptymalizowanych FMF

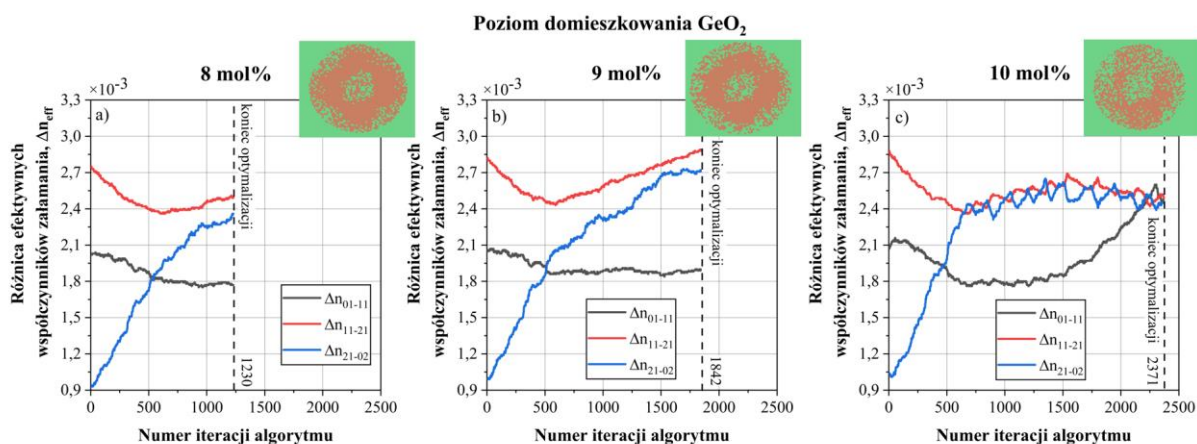
Zaproponowany algorytm został użyty do optymalizacji FMF z nanostrukturyzowanym rdzeniem o początkowej średnicy 16 μm , składającym się z nanoprętów o średnicy 300 nm domieszkowanych GeO_2 na poziomie 8 mol%, 9 mol% i 10 mol%. Wagi separacyjne na etapie inicjalizacji ustawione zostały arbitralnie, aby dążyć do maksymalizacji różnic efektywnych współczynników załamania między modem LP₂₁ a LP₀₂ (najmniejsza różnica wśród modów LP), odpowiednio: $w_1 = 0,1$, $w_2 = 0,2$ i $w_3 = 0,7$. Są to wstępne wartości zaimplementowane przez użytkownika, więc obowiązują one do czasu pierwszej aktualizacji wag (50 iteracji algorytmu). Dla przypomnienia: algorytm kończy optymalizację w miejscu, gdzie mod LP₃₁ przestaje się propagować w strukturze.

Dla dobranych poziomów domieszkowania algorytm w celu uzyskania wyłącznego prowadzenia czterech modów LP wykonał 1230 iteracji dla rozwiązania o domieszkowaniu 8 mol%, 1842 dla poziomu domieszki 9 mol%, a w przypadku 10 mol% wykonano 2371 kroków. Tendencja wzrostowa liczby iteracji jest wynikiem potrzeby coraz to większej redukcji efektywnego współczynnika załamania rdzenia do redukcji HOM powyżej LP₀₂, tak jak wskazuje rys. 9.1b. Należy jednak pamiętać, że nie każda iteracja musi wnosić zmiany w strukturze, ponieważ jest to zależne od zmiany wartości w_{LP} dla losowo wybranego nanopręta. Dlatego dla rozwiązań 8 mol%, 9 mol% i 10 mol% zarejestrowano odpowiednio 478, 684 i 933 zmiany nanopręta domieszkowanego na nanopręt niedomieszkowany.

Ewolucję Δn_{eff} pomiędzy 4 sąsiadującymi modami LP w trakcie procesu optymalizacji przedstawiono na rys. 9.5. We wszystkich przypadkach poziomu domieszkowania znacząco wzrasta Δn_{21-02} , która cechuje się najniższą wartością dla rdzeni o profilu skokowym. Zaobserwowane różnice parametru Δn_{21-02} od $1,06 \times 10^{-3}$ do $2,46 \times 10^{-3}$ występują w przypadku rozwiązania domieszkowanego na poziomie 10 mol%. Aczkolwiek maksymalna

wartość Δn_{21-02} w stosunku do wartości początkowej osiągana jest dla wariantu 9 mol%, gdzie różnica wynosi aż $2,71 \times 10^{-3}$. Oprócz znaczących zmian w przypadku modów LP_{21} i LP_{02} , wraz z kolejnymi iteracjami procesu optymalizacyjnego wzrasta także Δn_{eff} dla niektórych innych sąsiadujących modów. Jednakże tylko dla rozwiązania 10 mol% wartości wszystkich par modów LP pod koniec optymalizacji równają do wartości $2,4 \times 10^{-3}$. Jedynym rdzeniem, który nie uzyskał lepszych niż te zaprezentowane w pracy Jianga [167] okazał się przykład z domieszkowaniem na poziomie 8 mol%. Dla tak niskiego poziomu domieszkowania proces optymalizacyjny skończył się już po usunięciu 478 domieszkowanych prętów i był zbyt krótki aby uzyskać poprawę parametru Δn dla wszystkich par modów.

Niemniej jednak wszystkie otrzymane struktury pod względem minimalnej Δn_{eff} przekraczają wartość $1,8 \times 10^{-3}$, która zgodnie z publikacją [172], jest wystarczająca do przesyłu sygnału w osobnych modach przestrzennych na duże odległości, przy naprężaniu włókna poniżej 1 N. Przy większych naprężeniach, aby skutecznie redukować oddziaływanie międzymodowe wymagane są wyższe wartości Δn_{eff} .



Rysunek 9.5. Różnica efektywnych współczynników załamania dla sąsiadujących 4 modów LP uzyskana w ramach działania numerycznego algorytmu optymalizacyjnego dla struktury domieszkowanej a) 8 mol%, b) 9 mol% i c) 10 mol% GeO_2 . Na wykresach wskazano koniec optymalizacji i wygląd ostatecznej struktury w przekroju poprzecznym (zielony kolor to czysta krzemionka, a czerwony to nanopręty domieszkowane GeO_2)

Warto również zwrócić uwagę na dynamikę procesu optymalizacji dla różnych par modów (rys. 9.5). Na początku procesu optymalizacji, niezależnie od domieszkowania, algorytm dąży do zwiększenia Δn_{21-02} kosztem pozostałych dwóch różnic Δn_{01-11} i Δn_{11-21} . W chwili gdy Δn_{21-02} osiąga tę samą wartość co Δn_{01-11} stabilizuje się wartość Δn_{01-11} , a presja wywierana jest na zwiększenie pozostałych dwóch różnic. Jedynie w przypadku najwyższego domieszkowania można zauważyć dalszą ewolucję dążącą do wyrównania wszystkich różnic między sąsiednimi modami. Taką dynamikę i zmiany poszczególnych Δn kosztem innych różnic można wytłumaczyć różnicami w rozkładzie natężenia samych modów oraz wzajemnym nakładaniem się tych rozkładów. Z tego względu kształtowanie efektywnego współczynnika załamania oddzielnie dla poszczególnych modów jest praktycznie niemożliwe.

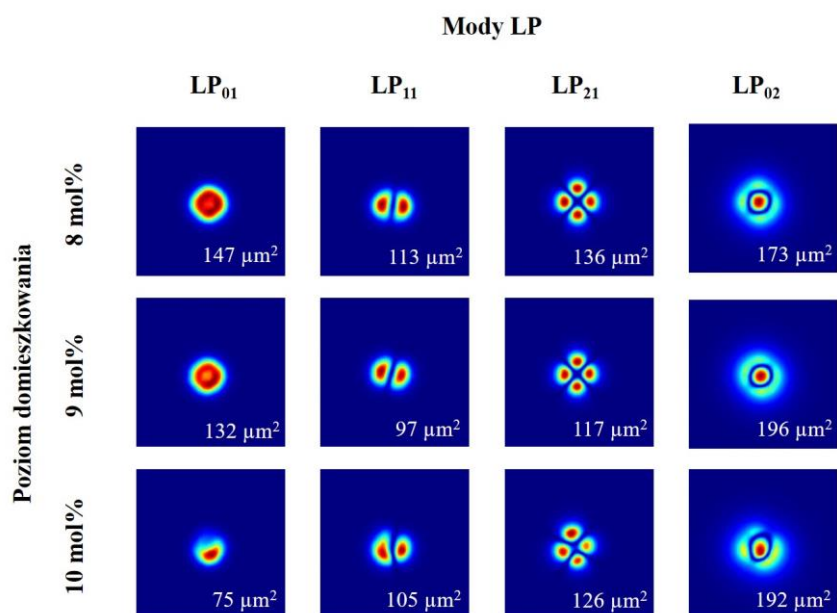
Z drugiej strony, poziom domieszkowania struktury przekłada się pośrednio na długość procesu optymalizacji, co skutkuje trudnościami w modyfikacji Δn_{01-11} , ponieważ dopiero pod koniec algorytmu w przykładzie 10 mol% zwiększa ona swoją wartość i jest porównywalna z innymi parami modów. Przyczyną wzrostu Δn_{01-11} jest zaburzenie symetrii rdzenia, które przekłada się na rozkład propagujących się modów i na efektywne pola modów, co jest

zademonstrowane na rys. 9.6. Poniżej poziomu domieszkowania 10 mol% algorytm osiągnął reżim pracy 4 modów LP w mniejszej liczbie kroków, co doprowadziło do uzyskania struktury o większej symetryczności, która zachowuje podobne do standardowych rozkładów natężenia modów.

Podsumowując, dla rozwiązań 8 mol% i 9 mol% zaproponowany algorytm prowadzi do uzyskania struktury, którą można podzielić na 3 obszary:

- obszar centralny – wielokrotna zamiana części nanoprętów na niedomieszkowane obniża współczynnik załamania, czyli upodabnia efektywny współczynnik załamania w tym obszarze do wewnętrznego koła z [167] i rys. 9.1a;
- obszar środkowy rdzenia – zostaje zachowany bez zmiany, odpowiada to pierścieniowi o wyższym współczynniku załamania [167] (rys. 9.1a);
- obszar zewnętrzny rdzenia – został zmodyfikowany poprzez zmianę części prętów, co jest równoważne obniżeniu efektywnego współczynnika załamania. Odpowiada to zewnętrznemu współczynnikowi załamania pierścienia [167] (rys. 9.1a).

W przypadku domieszkowania 10 mol% można wyróżnić tylko 2 obszary: centralny i zewnętrzny. Brak środkowego obszaru, wypełnionego tylko prętami domieszkowanymi, wynika ze zbyt wysokiej domieszki. Dlatego, aby uzyskać optymalną strukturę, nawet w tym środkowym obszarze należało usunąć część domieszkowanych prętów.



Rysunek 9.6. Rozkłady natężenia pola dla modów LP w zoptymalizowanych FMF wraz z wartością powierzchni efektywnego pola modu dla długości fali 1,55 μm

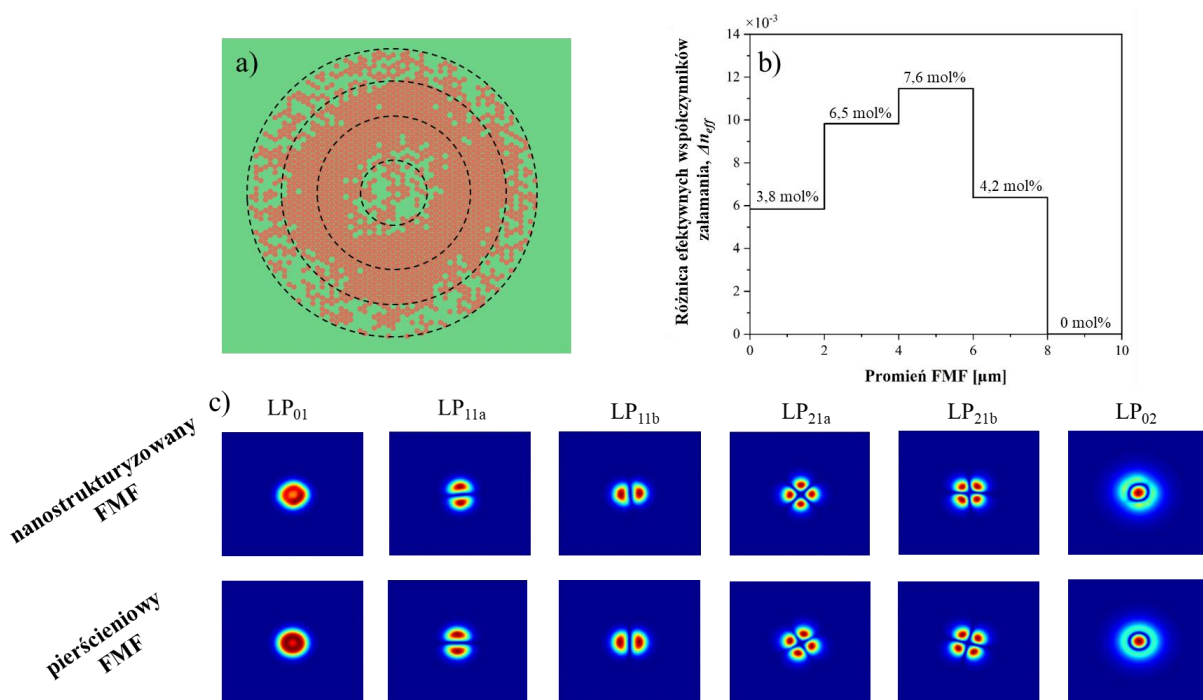
Choć najlepsze parametry separacji modów pod względem efektywnego współczynnika załamania osiąga rdzeń z nanoprętami o poziomie domieszkowania 10 mol%, to jednak w znaczącym stopniu traci on typowy rozkład natężeń modów. Ponadto jego wartość pola modu dla LP_{01} w długości fali 1,55 μm dyskwalifikuje go pod względem ograniczenia WCA wynoszącego minimalnie 80 μm^2 . Dlatego najbardziej obiecującym rozwiązaniem jest struktura (składająca się z 1798 nanoprętów domieszkowanych GeO_2) na poziomie 9 mol%, umożliwiającą prowadzenie 6 rozróżnialnych przestrzennie modów. W dalszych krokach rozwiązanie to porównano z analogicznym rozkładem radialnym i zweryfikowano parametry

efektywnego współczynnika załamania i efektywnego pola modu w zakresie pasm telekomunikacyjnych S, C i L.

9.4. Porównanie optymalnego FMF z rozwiązaniem kołowo symetrycznym

W celu porównania technologii nanostrukturyzacji i MCVD dwuwymiarowy rozkład współczynnika załamania w nanostrukturyzowanym rdzeniu został uśredniony do odpowiadającego mu jednowymiarowego przekroju z czterema pierścieniami o różnych współczynnikach załamania. Rdzeń pierścieniowy został analitycznie obliczony przez uśrednienie nanostrukturyzowanego rdzenia (rys. 9.6a) do czterech pierścieni, jak zostało zaprezentowane na rys. 9.6b. Każdy pierścień ma $2\text{ }\mu\text{m}$ szerokości z oszacowanym poziomem domieszki GeO_2 dla długości fali $1,55\text{ }\mu\text{m}$.

Obie struktury (rys. 9.7) są tożsame pod względem efektywnego współczynnika załamania rdzenia, ale ich główna różnica polega na przestrzennym ułożeniu domieszki. Struktura czteropierścieniowa ma symetrię kołową, więc mody przestrzenne utrzymują rozkład pola elektrycznego analogiczny do światłowodów o profilu skokowym (rys. 9.7c). Natomiast w zaproponowanym włóknie nanostrukturalnym z zaburzoną symetrią radialną większość modów posiada bardzo podobne dystrybucje pola elektrycznego – z wyjątkiem LP_{02} , który jest lekko zniekształcony.

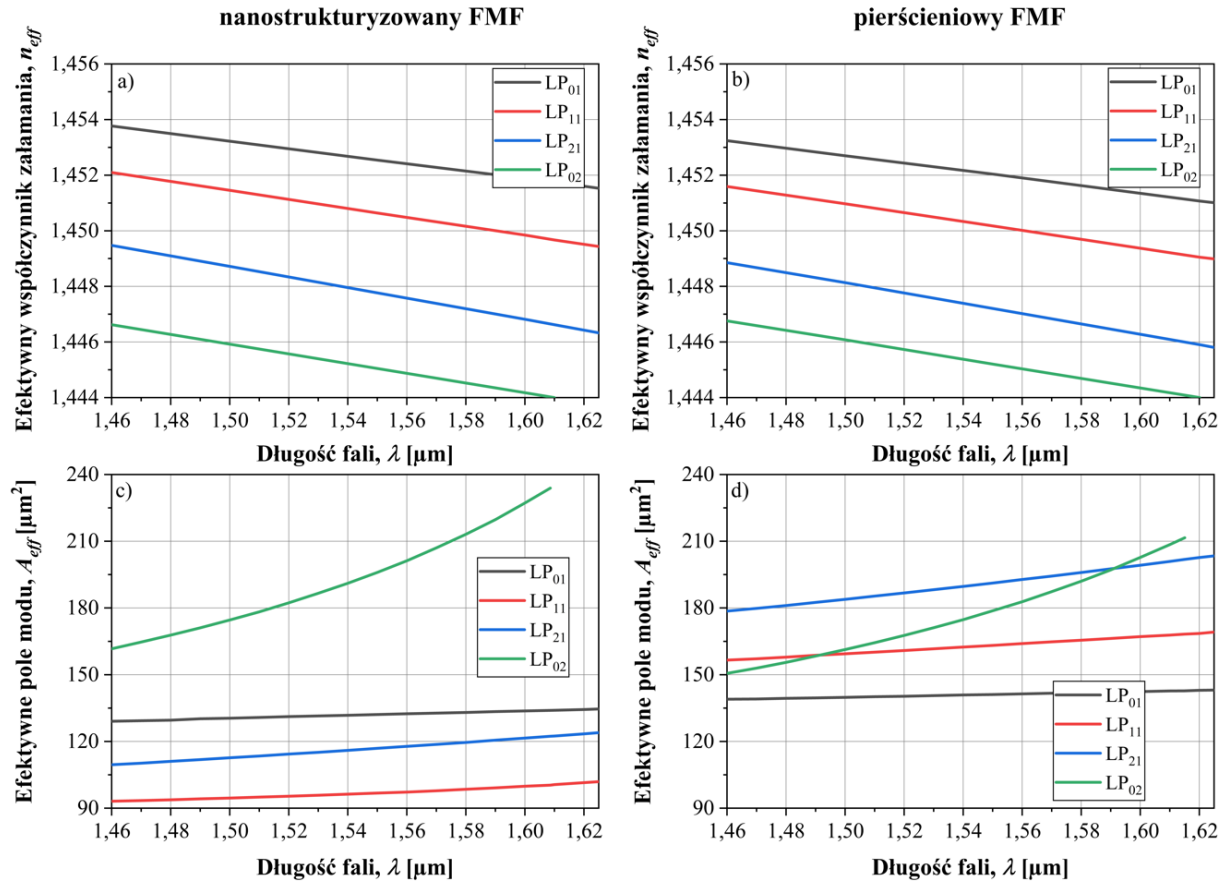


Rysunek 9.7. a) Numerycznie zoptymalizowana nanostruktura rdzenia i bazująca na niej b) uśredniona struktura czteropierścieniowa z wyznaczonymi poziomami domieszki GeO_2 . Dla obu modeli zaprezentowano c) absolutne dystrybucje znormalizowanego pola elektrycznego dla wszystkich występujących modów przestrzennych w długości fali $1,55\text{ }\mu\text{m}$

Zniekształcenie rozkładu LP_{02} jest pomijalnie małe i nie ma wpływu na potencjalne wykorzystanie tego FMF w telekomunikacji. Natomiast przekłada się na wysoką wartość Δn_{21-02} , większą aż o $0,91 \times 10^{-3}$ niż w rekordowym dotychczas rozwiązaniu FMF wspieranego pierścieniem [167].

Ważnym z punktu widzenia dalszych badań FMF przy większej liczbie prowadzonych modów LP jest fakt, że nanostrukturyzacja bazując na podejściu efektywnym i możliwym łamaniu symetrii, pozwala podczas optymalizacji na lepsze dopasowywanie się do poszczególnych par modów. Co w efekcie prowadzi do ograniczenia przesłuchów między sąsiednimi modami.

W celu zweryfikowania zakresu stosowalności opracowanego FMF i porównania z wersją pierścieniową przeprowadzono obliczenia numeryczne dla pasm S, C i L, przedstawione na rys. 9.8. Wyniki dotyczą efektywnego współczynnika załamania i pola modów LP dla obu struktur, tj. nanostrukturyzowanego i pierścieniowego rdzenia. W zbadanym przedziale długości fali oba projekty włókien mają stałą Δn_{eff} pomiędzy sąsiadującymi modami LP, aczkolwiek ich wartości separacji są różne pomiędzy modelami. Dla długości fali $1,55 \mu\text{m}$, Δn_{21-02} w strukturze pierścieniowej wynosi $2,01 \times 10^{-3}$, a dla rdzenia nanostrukturyzowanego jest to $2,71 \times 10^{-3}$, co daje różnicę $0,7 \times 10^{-3}$ na korzyść nanostrukturyzacji. Wielkość ta jest głównym elementem pokazującym różnicę między podejściem nanostrukturyzacji rdzenia a włóknem z symetrią cylindryczną rdzenia wspomaganych pierścieniami. Dla innych par modów LP różnice pomiędzy modelami nie są aż tak znaczące. Różnica modeli dla pary $LP_{01} - LP_{11}$ wynosi $0,04 \times 10^{-3}$, a dla pary modów LP_{11} i LP_{21} jest równoważna wartości $-0,11 \times 10^{-3}$ na korzyść rozwiązania pierścieniowego.



Rysunek 9.8. Wyniki obliczeń numerycznych dla a), b) efektywnego współczynnika załamania i c), d) efektywnego pola modowego w pasmach S, C i L dla nanostrukturyzowanego i pierścieniowego FMF z rys. 9.7

Niewątpliwie wyniki numeryczne pokazują wartość dodaną techniki nanostrukturyzacji, w szczególności jeśli chodzi o najbardziej problematyczną, trzecią parę modów LP dla

włókien typu skokowego, i potwierdzają, że niesymetryczny radialnie rdzeń może ulepszyć projekt telekomunikacyjnego FMF dla systemów MDM.

W przypadku badanych pasm telekomunikacyjnych obie struktury prowadzą tryby o powierzchni pola zbliżonym lub powyżej $100 \mu\text{m}^2$ (rys. 9.7 i 9.7d). Jedynie tryb LP_{11} w rozwiązaniu nanostrukturalnym posiada wartość pola trybu nieznacznie mniejszą, w szczególności poniżej długości fali $1,6 \mu\text{m}$. Minimum dla tego trybu znajduje się w długości fali $1,46 \mu\text{m}$ i wynosi $93 \mu\text{m}^2$. Spełnia ono wytyczne WCA dotyczące efektywnego pola trybowego wyznaczonego na poziomie nie mniejszym niż $80 \mu\text{m}^2$. Jest jednak niższy o $7 \mu\text{m}^2$ od preferowanego poziomu. Biorąc jednak pod uwagę technologię produkcji i zachodzącą w procesie wyciągania dyfuzję, rzeczywiste pola poszczególnych trybów będą zauważalnie większe. W przedstawionych strukturach wyłącznie tryb LP_{02} ma widoczne odcięcie dla długości fali $1,61 \mu\text{m}$ dla nanostrukturyzowanego FMF i $1,62 \mu\text{m}$ dla pierścieniowego FMF. Dlatego obie struktury nie powinny być wykorzystywane w dalszym paśmie L dla 4 trybów LP. Istnieje jednak możliwość zmiany podstawowych założeń optymalizacji (średnicy rdzenia i/lub poziomu domieszki) w celu otrzymania rozwiązania dla większych długości fali.

Wszystkie istotne parametry nanostrukturyzowanego FMF dla długości fali $1,55 \mu\text{m}$ zostały zebrane w tab. 9.1 oraz porównane z uśrednioną strukturą pierścieniową i z wyjściowym FMF utrzymującym 4 tryby LP zaprojektowanym przez Jianga i in. [167].

Tabela 9.1. Ilościowy przegląd nanostrukturyzowanego, czteropierścieniowego i skokowego FMF dla długości fali $1,55 \mu\text{m}$

Właściwość	Jednostka/mnożnik	Słabo sprzężony FMF	LP_{01}	LP_{11}	LP_{21}	LP_{02}
$(n_{\text{eff}} - n_2)$	$\times 10^{-3}$	nanostrukturyzowany	8,6	6,7	3,8	1,1
		uśr. 4-pierścieniowy	8,1	6,2	3,3	1,3
		wspomagany pierścieniem [158]	9,3	7,1	3,8	2,0
$ \Delta n_{\text{eff}} $ pomiędzy sąsiadującymi trybami LP	$\times 10^{-3}$	nanostrukturyzowany	1,90	2,89	2,71	
		uśr. 4-pierścieniowy	1,86	3,00	2,01	
		wspomagany pierścieniem [158]	2,20	3,30	1,8	
A_{eff}	μm^2	nanostrukturyzowany	132	97	117	196
		uśr. 4-pierścieniowy	141	163	191	179
		wspomagany pierścieniem [158]	125	149	161	105
DGD dla LP_{01}	ps/m	nanostrukturyzowany	–	5,9	10,8	5,4
		uśr. 4-pierścieniowy	–	4,9	9,0	8,9
		wspomagany pierścieniem [158]	–	6,7	12,3	4,6
straty zgięciowe (promień zgięcia 10 mm)	dB/zgięcie	nanostrukturyzowany	<0,005	<0,01	0,07	14,3
		uśr. 4-pierścieniowy	<0,005	<0,01	0,03	10,9
		wspomagany pierścieniem [158]	<0,005	<0,01	0,01	2,7

Przedstawione dane reprezentują kompleksowy przegląd dla rozważanych FMF przeznaczonych do systemów MDM, m.in. efektywne współczynniki załamania trybów LP

i ich różnice, efektywne pola modów, różnicowe opóźnienie grupowe (*DGD*, ang. *differential group delay*) oraz straty zgięciowe. Przedostatni parametr odpowiada za międzymodowe efekty nieliniowe [173], które są pomijalne, jeżeli jego wartość znacząco przekracza 0,1 ps/m. W celu obliczenia *DGD* dla LP₀₁ w modelach użyto następującego równania:

$$DGD = \left(\frac{n_{eff,lm} - n_{eff,l'm'}}{c} \right) - \frac{\lambda}{c} \left(\frac{\partial n_{eff,lm}}{\partial \lambda} - \frac{\partial n_{eff,l'm'}}{\partial \lambda} \right), \quad (9.2)$$

gdzie c jest prędkością światła w próżni, λ oznacza długość fali w próżni, natomiast $n_{eff,lm}$ i $n_{eff,l'm'}$ oznaczają efektywne współczynniki załamania pomiędzy dowolnymi dwoma modami LP_{lm} i LP_{l'm'}. Natomiast straty zgięciowe struktur dla długości fali 1,55 μm zostały obliczone w używanym narzędziu numerycznym (podrozdział 4.2).

Powyższe wyniki zoptymalizowanego nanostrukturyzowanego włókna wyglądają obiecująco, ale potencjalnym problemem mogą być relatywnie wysokie straty zgięciowe dla ostatniego modu LP₀₂, wynoszące 14,3 dB/zgięcie przy promieniu 10 mm. Jednak strukturę można dodatkowo wyposażyć w pierścień o niższym współczynniku załamania, z angielskiego tzw. *trench*, który skutecznie redukuje straty we włóknie dla wszystkich propagujących się modów [174]. W przypadku dalszych badań można także przerwać optymalizację o kilkanaście lub kilkadziesiąt iteracji wcześniej. Wtedy, zgodnie z teorią, propagować się będzie również mod LP₃₁. Jednak w praktycznym stosowaniu, uwzględniając naturalne zgięcia włókna mod ten będzie odcięty. Podejście takie stosowane jest też przez inne grupy badawcze. Na przykład w przypadku włókna zaproponowanego przez Jianga i in. mod LP₃₁ ma straty na poziomie 2,3 dB/m dla zgięcia o promieniu 140 mm, więc rozwiązanie nie jest teoretycznie 4-modowe przy prostym segmencie światłowodu.

9.5. Wnioski

Projekt FMF dla 4 modów LP z nanostrukturyzowanym rdzeniem został zoptymalizowany numerycznie pod względem poziomu domieszki i przestrzennego rozkładu współczynnika załamania dla długości fali 1,55 μm . Dodatkowe obliczenia w większym zakresie długości fali potwierdziły również korzystne właściwości zaproponowanego włókna w zakresie od pasma telekomunikacyjnego krótkiego (S) do prawie końca pasma długiego (L). W trakcie procesu optymalizacji nakierowanej na maksymalizację różnic efektywnego współczynnika załamania pomiędzy sąsiadującymi modami LP – zostały rozpatrzone i wdrożone wytyczne WCA. Za zwiększenie separacji modów, wychodząc od nanostruktury wstępnej, odpowiadał algorytm redukcji HOM, który zamieniał domieszkowane elementy struktury na pręty niedomieszkowane w celu polepszenia właściwości włókna. Jako nanostrukturę wstępną wybrano rdzeń składający się z podfalowych nanoprętów szklanych o wyższym współczynniku załamania, formujący kołowy rozkład oparty na heksagonalnej sieci o średnicy 16 μm . Aby zachować odpowiednią jakość propagujących się modów, dobrano domieszkowanie dwutlenkiem germanu na poziomie 9 mol%. Ostateczna struktura po optymalizacji charakteryzuje się nieradialnym ułożeniem 1798 domieszkowanych nanoprętów, efektywnie tworząc rozkład rdzenia osiagający minimalne Δn_{eff} na poziomie $1,9 \times 10^{-3}$. Jest to o $0,1 \times 10^{-3}$ większy wynik niż dotychczasowy eksperymentalny rekord dla FMF prowadzących 4 mody LP.

Rozważając wytyczne WCA, zaproponowane rozwiązanie FMF osiąga dla wszystkich modów LP efektywne pole modu około $100 \mu\text{m}^2$. Zoptymalizowana struktura osiąga również DGD rzędu 1,5 ps/m, co pozwala ograniczyć efekty nieliniowe wpływające negatywnie na długodystansową transmisję. Nieco większe straty zgięciowe, na poziomie 14,3 dB/zgięcie (przy promieniu 10 mm), mogą stanowić problem w zastosowaniach praktycznych, ale użycie pierścienia o niższym współczynniku wokół rdzenia (tzw. *trench*) lub zakończenie optymalizacji o kilkanaście lub kilkadziesiąt iteracji wcześniej powinno rozwiązać trudność związaną z tłumiennością zgięciową. Dodatkowo zaprojektowane włókno jest łatwe w praktycznym użyciu w systemach światłowodowych ze względu na całoszklaną strukturę, która zapewnia łatwe spawanie, a zarazem niskie straty transmisyjne na złączach.

W porównaniu ze strukturą z pierścieniami o radialnej symetrii widać zdecydowaną różnicę pod względem właściwości na korzyść nanostrukturyzowanego FMF. Przede wszystkim umożliwia ona uzyskanie znacznie większej wartości różnicy efektywnych współczynników załamania pomiędzy modami LP_{21} i LP_{02} (rys. 9.8a i 9.8b). Jednak osiągnięcie lepszych separacji odbywa się kosztem nieco mniejszego efektywnego pola modów i pogorszenia rozkładu pola elektrycznego w modzie LP_{02} . Co warto zauważyć, metoda nanostrukturyzacji wymaga jedynie dwóch rodzajów szkła w porównaniu ze strukturą pierścieniową. Jest to istotne ze względu na swobodę wytwarzania światłowodów do zastosowań telekomunikacyjnych.

Zoptymalizowane nanostrukturyzowane włókno oferuje większą minimalną Δn_{eff} niż inne uprzednio zaproponowane FMF z 4 modami LP, a przy tym jest to koncepcja gotowa do technologicznego wytworzenia. Zestawienie z wybranymi światłowodami opracowanymi w ostatnim dziesięcioleciu o podobnych właściwościach zaprezentowano w tab. 9.2. Nanostrukturyzacja wraz z metodą optymalizacji pozwala na wytworzenie włókien bez symetrii radialnej, których właściwości nie odbiegają od oferowanych przez inne metody, a pozwala na dodatkową optymalizację wskazanych parametrów. W tym przypadku podniesiono minimalną wartość Δn_{eff} pomiędzy sąsiadującymi modami LP, redukując tym samym w większym stopniu oddziaływanie międzymodowe. Choć zoptymalizowany FMF jest ograniczony do 4 modów LP, to uwzględnia skuteczną optymalizację pary modów LP_{21} i LP_{02} . Dlatego podejście to z powodzeniem można rozszerzyć do większej liczby modów przestrzennych. Zaprezentowane wyniki ograniczono do wybranego w ramach kompromisu poziomu domieszki 9 mol%, co pozwoliło pokazać zalety nanostrukturyzacji w kształtowaniu FMF w ramach WCA. Otwiera to nowe możliwości kształtowania charakterystyk modowych światłowodów krzemionkowych do zastosowań w transmisji wielomodowej, w szczególności do systemów MDM i przyszłych sieci komputerów kwantowych.

W przyszłości warto zbadać dokładniej dobór wartości domieszki GeO_2 w przedziale 9–10 mol%, inne algorytmy optymalizujące proces i uwzględnić wytyczne WCA bezpośrednio w procesie iteracyjnym. Wymienione elementy mają szansę udoskonalić właściwości struktury i zminimalizować negatywne efekty. Przy odpowiednim zakresie danych proces optymalizacyjny może zostać wsparty również modelami uczenia maszynowego.

Tabela 9.2. Wybrane teoretyczne i eksperymentalne wyniki FMF wg podejścia słabo sprzężonego w długości fali $1,55 \mu\text{m}$

Typ FMF	Typ wyników*	Liczba prowadzonych modów LP	Min. $\Delta_{\text{neff}} \times 10^{-3}$	Min. $A_{\text{eff}} [\mu\text{m}^2]$	Maks. $L_{10\text{mm}} [\text{dB/turn}]$	Maks. DGD vs. LP_{01} [ps/m]	Referencja, rok
skokowy	E	4	0,8 ($LP_{21} - LP_{02}$)	118 (LP_{11})	1,9 (LP_{02})	8,9 (LP_{21})	[175], 2011
skokowy	T	7	0,8 ($LP_{21} - LP_{02}$)	120 (LP_{02})	< 1 (LP_{41})	22,5 (LP_{41})	[176], 2013
skokowy	T	6	1 ($LP_{21} - LP_{02}$)	98 (LP_{02})	< 1 (LP_{41})	5,56 (LP_{11})	[101], 2014
ulepszone odstępy między modami	T	4	1,2 ($LP_{21} - LP_{02}$)	151 (LP_{01})	–	6,2 (LP_{21})	[177], 2015
skokowy	T	6	0,6 ($LP_{02} - LP_{31}$)	84 (LP_{01})	–	11,8 (LP_{31})	[178], 2017
pierścieniowy	E	4	1,8 ($LP_{21} - LP_{02}$)	105 (LP_{02})	2,7 (LP_{02})	12,3 (LP_{21})	[167], 2018
pierścieniowy	T	7	1,7 ($LP_{21} - LP_{02}$)	103 (LP_{02})	0,2 (LP_{41})	24,5 (LP_{41})	[167], 2018
kwadratowy	T	2	≤ 4 ($LP_{01} - LP_{11}$)	–	–	–	[179], 2018
pierścieniowy	T	6	1,8 ($LP_{01} - LP_{11}$)	115 (LP_{02})	0,2 (LP_{12})	31,7 (LP_{31})	[180], 2019
pierścieniowy	E	6	1,5 ($LP_{21} - LP_{02}$)	109 (LP_{02})	3,1 (LP_{31})	16,4 (LP_{31})	[181], 2019
wspomagany nanoinkluzją	T	6	1,8 ($LP_{21} - LP_{02}$)	112 (LP_{02})	–	30,3 (LP_{31})	[169], 2020
pierścieniowy wspomagany ML**	T	6	1,9 (–)	–	–	–	[171], 2020
pierścieniowy wspomagany ML**	T	20	1,1 ($LP_{32} - LP_{13}$)	104 (LP_{02})	–	50,9 (LP_{33})	[171], 2020
indeks złożony	T	7	1 ($LP_{01} - LP_{11}$)	145 (LP_{02})	–	–	[182], 2020
nanostrukturyzowany	T	4	1,9 ($LP_{01} - LP_{11}$)	97 (LP_{11})	14,3 (LP_{02})	10,8 (LP_{21})	–

*Typ wyników określa czy zaprezentowane dane są teoretyczne (T), czy eksperymentalne (E).

**ML – ang. *machine learning*, czyli uczenie maszynowe.

10. Podsumowanie

Prace badawcze przeprowadzone w niniejszej dysertacji miały na celu zweryfikowanie pięciu tez:

Teza 1: Metoda nanostrukturyzacji pozwala na swobodne kształtowanie właściwości optycznych światłowodów krzemionkowych, zgodnie z założeniem free-form optics.

Teza 2: Dodanie strukturyzacji wokół rdzenia umożliwia otrzymanie płaskiej dyspersji chromatycznej światłowodu krzemionkowego w zakresie bliskiej podczerwieni.

Teza 3: Nanostrukturyzacja pozwala na uzyskanie włókna kompatybilnego z SMF-28 utrzymującego polaryzację dzięki anizotropii samego rdzenia.

Teza 4: Nanostrukturyzacja pozwala na uzyskanie włókien krzemionkowych o dużym polu modowym utrzymujących polaryzację bez naprężających stref płaszczowych.

Teza 5: Optymalizacja rozkładu nanostruktury dwuszkłanej umożliwia separację stałych propagacji modów w światłowodzie kilkumodowym.

Wiodącą tezę pracy, czyli tezę 1, zweryfikowano na podstawie przedstawionych czterech koncepcji światłowodów ze szkieł krzemionkowych (rozdziały 6–9). Każde z zaproponowanych włókien nanostrukturyzowanych może pełnić wiele zastosowań, a rozważane spektrum właściwości optycznych obejmowało dyspersję, dwójłomność, pole modowe i oddziaływanie międzymodowe. Przy wyżej wybranych właściwościach optycznych udowodniono, że w ramach odpowiednich parametrów geometrycznych, poziomu domieszki lub przy użyciu algorytmu optymalizującego (ingerencja przestrzenna) istnieje możliwość swobodnego kształtowania właściwości optycznych światłowodu zgodnie z założeniem *free-form optics*. Poszczególne przykłady funkcjonowania konkretnych rozwiązań są omówione szczegółowo według kolejnych tez. Natomiast równolegle z tezą 1 został w zadowalającym stopniu osiągnięty główny cel pracy, ponieważ zastosowana metoda nanostrukturyzacji faktycznie umożliwiła zaprojektowanie i wytworzenie nowatorskich struktur nieradialnych, które nie były stosowane ze względu na ograniczenia technologiczne. Ponadto dodatkowa swoboda w projektowaniu pozwoliła udoskonalić niektóre właściwości struktur na tyle, że stanowią dobrą alternatywę dla komercyjnie oferowanych światłowodów.

Wszystkie projektowane włókna były całoszkłane i zachowywały zalety niskiej tłumienności, łatwego procesu spawania i kompatybilności z obecnie używanymi standardami. Szkła krzemionkowe, które zastosowano, domieszkowane były dwutlenkiem germanu w celu zwiększenia lokalnie współczynnika załamania lub fluorem – do jego redukcji. Skuteczne zastosowania metody nanostrukturyzacji przedstawione zostały w niniejszej pracy dwukrotnie, w postaci dwóch włókien o zupełnie innych właściwościach optycznych (rozdziały 6 i 7). Kolejne dwa opracowane rozwiązania (rozdziały 8 i 9) ze względu na osiągi mają szansę zostać wyprodukowane w najbliższej przyszłości.

Innowacyjną procedurą udowadniającą prawdziwość tezy 2 jest mechanizm kształtowania dyspersji w światłowodzie hybrydowym. Zgodnie z przeprowadzoną analizą zarówno numeryczną, jak i eksperymentalną potwierdzono możliwość modyfikowania dyspersji

chromatycznej w światłowodzie krzemionkowym za sprawą inkluzji umieszczonych w pierścieniach wokół rdzenia. Stopniowa optymalizacja poszczególnych pierścieni może nawet prowadzić do płaskiej dyspersji na rekordowo szerokim zakresie długości fali, jednak jest to mocno związane z wysokim poziomem domieszki GeO_2 . Projekt teoretyczny włókna charakteryzowały obiecujące wyniki dla domieszki na poziomie 20 mol%, dyspersja chromatyczna osiągnęła wartość -37 ps/nm/km dla przedziału długości fali od $1,3\ \mu\text{m}$ do $2,15\ \mu\text{m}$ (zmienność $\pm 2,5$ ps/nm/km). W zakresie tym znajduje się także tzw. ultrapłaska dyspersja (zmienność $\pm 0,2$ ps/nm/km) od $1,5\ \mu\text{m}$ do $1,9\ \mu\text{m}$. Wyniki eksperymentalne dla średniej domieszki 8,17 mol% potwierdziły możliwość modyfikacji dyspersji w NIR, ale otrzymana płaska charakterystyka znajdowała się w przedziale od $1,09\ \mu\text{m}$ do $1,38\ \mu\text{m}$ o wartości dyspersji $-60 \pm 2,5$ ps/nm/km. Rozszerzenie przedziału płaskiej dyspersji może zostać uzyskane przez zastosowanie większej wartości domieszki GeO_2 . Cała procedura kształtowania dyspersji za pomocą inkluzji w światłowodzie hybrydowym jest nowatorska i może przyczynić się do rozwoju aplikacji związanych z propagacją impulsu na dalekie odległości, multipleksacją w dziedzinie długości fali, generacją superkontinuum oraz wielu innych.

W pracy zaproponowano również nanostrukturyzację rdzenia umożliwiającą utrzymanie polaryzacji za pomocą sztucznej anizotropii kołowego rdzenia, czyli periodycznej struktury paskowej o wyższym i niższym współczynniku załamania. Na podstawie optymalizacji uwzględniającej maksymalizację dwójłomności fazowej i kompatybilność ze standardowym światłowodem SMF-28 zaproponowano dwa rozwiązania o 14-mol% poziomie domieszki GeO_2 . W obu przypadkach występuje wysoka dwójłomność fazowa, powyżej 10^{-4} , ale różnią się one kwestią jednomodowości i stopnia dopasowania do standardu SMF-28. Teoretyczna struktura jednomodowa, nazwana typem I, wykazuje dwójłomność fazową na poziomie $1,21 \times 10^{-4}$ i sprzężenie mocy do włókna SMF-28 na poziomie $-0,38$ dB. Drugi projekt, typ II, jest rozwiązaniem wielomodowym o dwójłomności fazowej $1,42 \times 10^{-4}$ i sprzężeniu mocy $-0,1$ dB. Dodatkowe zgięcie o promieniu $0,52$ cm pozwala na wytłumienie wszystkich HOM. Weryfikacje właściwości zaobserwowanych w obliczeniach numerycznych zrealizowano za pomocą wyprodukowania nanostrukturyzowanego włókna typu I, jednak przy zastosowaniu niższej domieszki dwutlenku germanu, o wartości średniej 8,17 mol%. Uzyskane wyniki eksperymentalne potwierdziły zaplanowane właściwości, adekwatnie do użytej domieszki. Dla 1550 nm zbadana dwójłomność fazowa wynosi 3×10^{-5} , aczkolwiek dalsze zwiększenie dwójłomności jest możliwe poprzez zwiększenie poziomu domieszki GeO_2 . Ponadto eksperymentalnie zweryfikowany PER wynosi nawet 20 dB, co potwierdza możliwość utrzymania polaryzacji we włóknie. Natomiast kompatybilność ze światłowodem SMF-28 została zweryfikowana w praktyce poprzez spawanie obu włókien, gdzie straty wprowadzone przez spaw wynoszą około $0,11 \pm 0,03$ dB dla długości 1550 nm, co jest porównywalne ze stratami przy spawie z włóknem typu PANDA. Nowa koncepcja włókna dwójłomnego nie tylko weryfikuje prawdziwość tezy 3, ale jest ważna dla dalszego rozwoju wielu aplikacji, m.in. do sprzęgaczy polaryzacyjnych, kompensatorów modowej dyspersji polaryzacyjnej, depolaryzatorów w żyroskopach światłowodowych i systemów multipleksacji. W porównaniu z aktualnymi komercyjnymi rozwiązaniami utrzymanie polaryzacji we włóknie z anizotropią

rdzenia przebiega bez użycia eliptycznego rdzenia i stref naprężeniowych, więc może to być koncept bardziej kompaktowy i bardziej korzystny w niektórych zastosowaniach.

Kolejnym istotnym tematem poruszonym w dysertacji jest transfer idei pasywnego światłowodu z anizotropią rdzenia do włókien o dużym polu modowym. Rozpatrując tezę 4, wykonano szeroko zakrojoną analizę rozważanych włókien (typu ZEBRA) pod względem parametrów geometrycznych i wielkości domieszek. Badania wykonano dla średnic rdzeni większych od 10 μm , aby przedstawić rozwiązania utrzymujące polaryzację w paśmie telekomunikacyjnym C. W celu otrzymania wysoko dwójłomnego włókna założono maksimum domieszki dwutlenku germanu 15 mol% i fluoru 6,1 mol%. Ponadto w projekcie została wprowadzona do płaszcza domieszka GeO_2 w płaszczu na maksymalnym poziomie 2 mol%, aby zagwarantować pracę jednomodową. Ostatecznie, włóknem jednomodowym utrzymującym polaryzację o największym polu modowym okazało się włókno z rdzeniem o średnicy 30 μm . Najbardziej optymalne rozwiązanie dla długości fali 1550 nm cechuje dwójłomność fazowa $1,92 \times 10^{-4}$, a pole modowe odpowiednio dla komponentów polaryzacji x i y wynosi 573 μm^2 i 804 μm^2 . Dalszy wzrost średnicy rdzenia powoduje prowadzenie tylko modu polaryzacyjnego x jako modu podstawowego. Właściwość ta może zostać wykorzystana do stworzenia włókien polaryzujących z dużym polem modowym, powyżej 766 μm^2 . Główną zaletą projektu jest użycie sztucznej anizotropii rdzenia, która wprowadza dwójłomność bez stref naprężeniowych. Może to być wykorzystane do łatwego skalowania średnicy włókna do dostarczania energii pomp laserowych lub w zastosowaniach telekomunikacyjnych o standardowej średnicy 125 μm .

W celu weryfikacji tezy 5, opracowano specjalną procedurę optymalizacyjną opartą na algorytmie redukcji HOM dla nanostrukturyzowanych FMF. Umożliwiło to dobranie wyższych współczynników załamania nanoprętów (w pracy wybrano domieszkowanie GeO_2 na poziomie 8 mol%, 9 mol% i 10 mol%), z których składała się początkowa, kołowa nanostruktura rdzenia o średnicy 16 μm . W trakcie procesu optymalizacyjnego uwzględniono wymogi WCA, dlatego ostatecznie jako optymalny wybrano rdzeń domieszkowany dwutlenkiem germanu na poziomie 9 mol%. Taka struktura nie wprowadzała znaczących zmian w rozkładach pól elektrycznych propagujących się modów, jednocześnie osiągając minimalną różnicę efektywnych współczynników załamania pomiędzy sąsiadującymi modami LP na poziomie $1,9 \times 10^{-3}$. Jest to o $0,1 \times 10^{-3}$ większy wynik niż dotychczasowy eksperymentalny rekord dla włókna kilkumodowego prowadzącego 4 mody LP. Na uwagę zasługuje także fakt, że brak radialnego rozkładu umożliwia otrzymanie niespotykane wysokiej wartości Δn_{eff} ($2,71 \times 10^{-3}$) pomiędzy modem LP_{21} i LP_{02} , które uchodzą za najtrudniejsze do rozseparowania. Otrzymane wyniki są obiecujące w perspektywie dalszych badań i rozszerzania idei na większą liczbę modów. Unikatowe podejście do słabo sprzężonych FMF może stanowić podwaliny nowego trendu w projektowaniu sieci światłowodowych dla systemów MDM lub przyszłych komputerów kwantowych.

11. Lista symboli i akronimów

Symbole

t – czas

$\vec{E}$ – wektor natężenia pola elektrycznego

$\vec{H}$ – wektor natężenia pola magnetycznego

$\vec{D}$ – wektor indukcji elektrycznej

$\vec{B}$ – wektor indukcji magnetycznej

ρ – ładunek swobodny

$\vec{J}$ – gęstość prądu źródła

ε – przenikalność elektryczna (ε_0 – stała przenikalności elektrycznej w próżni)

μ – przenikalność magnetyczna (μ_0 – stała przenikalności magnetycznej w próżni)

$\vec{P}$ – wektor polaryzacji elektrycznej

$\vec{M}$ – wektor polaryzacji magnetycznej

σ – przewodność elektryczna

n – współczynnik załamania

c – prędkość światła w próżni

k – liczba falowa w wolnej przestrzeni

ω – częstość kołowa fali elektromagnetycznej

λ – długość fali elektromagnetycznej

β – stała propagacji fali elektromagnetycznej

V – częstotliwość znormalizowana

V_g – prędkość grupowa

N_g – grupowy współczynnik załamania światła

β_2 lub GVD – dyspersja prędkości grupowej (ang. *group velocity dispersion*)

L_D – droga dyspersji

t_{imp} – czas trwania impulsu

D – dyspersja chromatyczna (jej komponenty to D_W – dyspersja falowodowa i D_M – dyspersja materiałowa)

B – fazowa dwójłomność modowa

n_{eff} – efektywny współczynnik załamania

L_B – droga zdudnień

G – grupowa dwójłomność modowa

P_{wyj} – moc wyjściowa

P_{wej} – moc wejściowa

α – współczynnik absorpcji

A – tłumienność

A_{eff} – efektywne pole modu

$2r_{eff}$ lub MFD – średnica pola modu (ang. *mode field diameter*)

NA – apertura numeryczna światłowodu

α_{max} – kąt akceptacji

$\vec{E}_{zew}$ – wektor zewnętrznego natężenia pola elektrycznego

$\vec{d}$ – wektor momentu dipolowego
 α – statyczna polaryzowalność
 ε_{eff} – efektywna przenikalność elektryczna
 f – stosunek objętości mieszanin w teorii M-G
 ε_{MG} – efektywna przenikalność elektryczna mieszaniny w teorii M-G
 ε_t – przenikalność elektryczna tła (M-G)
 ε_i – przenikalność elektryczna inkluzji (M-G)
 I – macierz jednostkowa
 P_0 – całka przekrycia (ang. *overlap*)
 FF – współczynnik wypełnienia inkluzji w pierścieniu dla światłowodu hybrydowego
 A – stała sieci periodycznych warstw dla światłowodów z anizotropią rdzenia
 DGD – różnicowe opóźnienie grupowe (ang. *differential group delay*)

Akronimy

ARF – włókno antyrezonansowe (ang. *anti-resonant fiber*)
 BOTDR – reflektometr optyczny oparty na rozproszeniu Brillouina (ang. *Brillouin optical time domain reflectometer*)
 DCF – włókno kompensujące dyspersję (ang. *dispersion compensating fiber*)
 DFF – włókno z płaską charakterystyką dyspersji (ang. *dispersion-flattened fiber*)
 DSF – włókno o przesuniętej charakterystyce dyspersji (ang. *dispersion-shifted fiber*)
 FDE – różnica skończonych modów własnych (ang. *finite difference eigenmode*)
 FM – mod podstawowy (ang. *fundamental mode*)
 FMF – włókno kilkumodowe (ang. *few-mode fiber*)
 FWM – mieszanie 4 fal (ang. *four-wave mixing*)
 HB-PMF – PMF o wysokiej dwójłomności (ang. *high-birefringence PMF*)
 HOM – mody wyższych rzędów (ang. *higher-order modes*)
 HWP – półfalówka (ang. *half-wave plate*)
 LB-PMF – PMF o niskiej dwójłomności (ang. *low-birefringence PMF*)
 LMA – duże pole modowe (ang. *large mode area*)
 M-G – Maxwella-Garnetta
 MCVD – zmodyfikowane chemiczne osadzanie z fazy gazowej (ang. *modified chemical vapor deposition*)
 MDM – multipleksacja modowa (ang. *mode division multiplexing*)
 MIMO – wielokrotne wejście i wyjście (ang. *multiple-input multiple-output*)
 ML – uczenie maszynowe (ang. *machine learning*)
 MM – wielomodowy (ang. *multimode*)
 MMF – włókno wielomodowe (ang. *multimode fiber*)
 NDF – optyczny filtr szary (ang. *neutral density filter*)
 NIR – bliska podczerwień (ang. *near infrared*)
 NZ-DSF – włókno o przesuniętej i niezerowej charakterystyce dyspersyjnej (ang. *non-zero dispersion-shifted fiber*)
 OPA – optyczne wzmocnienie parametryczne (ang. *optical parametric amplification*)
 OPD – różnica dróg optycznych (ang. *optical path difference*)
 OSA – analizator widma optycznego (ang. *optical spectrum analyser*)

OTDM – multipleksacja w dziedzinie czasu (ang. *optical time division multiplexing*)
 OVD – metoda zewnętrznego osadzania par (ang. *outside vapour deposition*)
 PCF – światłowód fotoniczny (ang. *photonic crystal fiber*)
 PER – polaryzacyjny współczynnik ekstynkcji (ang. *polarization extinction ratio*)
 PM-LMA – utrzymujący polaryzację o dużym polu modowym (ang. *polarization maintaining large mode area*)
 PMD – dyspersja polaryzacyjna (ang. *polarisation mode dispersion*)
 PMF – włókno utrzymujące polaryzację (ang. *polarization-maintaining fiber*)
 PML – idealnie dopasowana warstwa (ang. *perfectly matched layer*)
 ROTDR – reflektometr optyczny oparty na rozproszeniu Ramana (ang. *Raman optical time domain reflectometer*)
 SCA – podejście silnie sprzężone (ang. *strongly-coupled approach*)
 SDM – multipleksacja w dziedzinie przestrzennej (ang. *space division multiplexing*)
 SEM – skaningowy mikroskop elektronowy (ang. *scanning electron microscope*)
 SM – jednomodowy (ang. *single mode*)
 SMF – światłowód jednomodowy (ang. *single mode fiber*)
 SMSPF – włókno polaryzacyjne (ang. *single-mode single-polarization fiber*)
 WCA – podejście słabo sprzężone (ang. *weakly-coupled approach*)
 WDM – multipleksacja w dziedzinie długości fali (ang. *wavelength division multiplexing*)
 ZDW – długość fali zerowej dyspersji (ang. *zero dispersion wavelength*)

12. Bibliografia

1. J.-D. Colladon, "Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique," *Comptes Rendus* **15**, 800–802 (1842).
2. J. Tyndall, "On some phenomena connected with the motion of liquids," *Proc. R. Inst. G. B.* 446–448 (1854).
3. C. W. Hansell, U.S. patent 1 751 584 (1930).
4. J. L. Baird, "An improved method of and means for producing optical images," U.S. patent 285 738 (1928).
5. A. C. S. Van Heel, "A new method of transporting optical images without aberrations," *Nature* **173**(4392), 39 (1954).
6. H. H. Hopkins i N. S. Kapany, "A flexible fibrescope, using static scanning," *Nature* **173**(4392), 39–41 (1954).
7. G. A. Kao, C. K. Hockham, "Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies," *Proc. Inst. Electr. Eng.* **113**(7), 1151–1158 (1966).
8. F. P. Kapron, D. B. Keck i R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **17**(10), 423–425 (1970).
9. T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka i T. Miyashita, "Ultimate low-loss single-mode fiber at 1.55 μ m," *Electron. Lett.* **15**(4), 106–108 (1979).
10. S. Abbott, "Review of 20 years of undersea optical fiber transmission system development and deployment since TAT-8," w *34th European Conference on Optical Communication* (2008).
11. W. J. Tomlinson i C. Lin, "Optical wavelength-division multiplexer for the 1-1.4 μ m spectral region," *Electron. Lett.* **14**(11), 345–347 (1978).
12. H. Ishio, J. Minowa i K. Nosu, "Review and Status of Wavelength-Division-Multiplexing Technology and Its Application (Invited Overview)," *J. Light. Technol.* **2**(4), 448–463 (1984).
13. R. S. Tucker, G. Eisenstein i S. K. Korotky, "Optical time-division multiplexing for very high-bit-rate systems," *J. Light. Technol.* **6**(1988), 76 (1988).
14. V. Ramaswamy, W. G. French i R. D. Standley, "Polarization characteristics of noncircular core single-mode fibers," *Appl. Opt.* **17**(18), 3014 (1978).
15. W. J. Bock, A. W. Domański i T. R. Woliński, "Influence of high hydrostatic pressure on beat length in highly birefringent single-mode bow tie fibers," *Appl. Opt.* **29**(24), 3484 (1990).
16. D. N. Payne, A. J. Barlow i J. J. Ramskov Hansen, "Development of Low- and High-Birefringence Optical Fibers," *IEEE J. Quantum Electron.* **18**(4), 477–488 (1982).
17. B. J. Ainslie, "A Review of the Fabrication and Properties of Erbium-Doped Fibers for Optical Amplifiers," *J. Light. Technol.* **9**(2), 220–227 (1991).
18. R. H. Jarman, "Novel optical fiber lasers," *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **1**(2), 199–203 (1996).
19. E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.* **58**(20), 2059–2062 (1987).
20. J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell i D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* **21**(19), 1547–1549 (1996).
21. F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light i M. G. Raymer, "Generation and photonic guidance of multi-octave optical-frequency combs," *Science* **318**(5853), 1118–1121 (2007).
22. P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson, T. A. Birks, J. C. Knight i P. St. J. Russell, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Opt. Express* **13**(1), 236 (2005).
23. A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks i P. S. J. Russell, "Highly Birefringent Photonic Crystal Fibers," *Opt. Photonics News* **12**(12), 17 (2001).
24. S. Jegadeesan, M. Dhamodaran, M. Azees i S. S. Shanmugapriya, "Dual-Core Photonic Crystal Fiber Based Temperature and Pressure Sensor for Oceanic Applications," *Sens. Lett.* **16**(8), 598–605 (2018).
25. A. S. Webb, "Suspended-core holey fiber for evanescent-field sensing," *Opt. Eng.* **46**(1), 010503 (2007).
26. T. A. Birks, J. C. Knight i P. S. J. Russel, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **22**(13), 961–963 (1997).
27. J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. J. Russell i J. P. De Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electron. Lett.* **34**(13), 1347–1348 (1998).
28. K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa i E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion," *Opt. Express* **11**(8), 843 (2003).
29. J. K. Ranka, R. S. Windeler i A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Opt. Lett.* **25**(1), 25–27 (2000).
30. W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight i P. Russell, "High power air-clad photonic crystal fibre laser," *Opt. Express* **11**(1), 48–53 (2003).
31. D. Ivanovich, S. B. Powell, R. D. Chamberlain i V. Gruev, "Polarization division multiplexing for optical data communications," w *Proc. SPIE 10538, Optical Interconnects XVIII*, 50 (2018).
32. D. J. Richardson, J. M. Fini i L. E. Nelson, "Space-division multiplexing in optical fibres," *Nat. Photonics* **7**(5), 354–362 (2013).
33. P. Lu, N. Lalam, M. Badar, B. Liu, B. T. Chorpening, M. P. Buric i P. R. Ohodnicki, "Distributed optical fiber sensing: Review and perspective," *Appl. Phys. Rev.* **6**(4), 041302 (2019).
34. C. Jauregui, J. Limpert i A. Tunnermann, "High-power fibre lasers," *Nat. Photonics* **7**, 861–867 (2013).
35. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, P. J. Roberts i D. C. Allan, "Single-mode photonic band gap guidance of light in air," *Science* **285**(5433), 1537–1539 (1999).
36. J. C. Miñano, P. Benítez i A. Santamaría, "Free-form optics for illumination," *Opt. Rev.* **16**(2), 99–102 (2009).

37. A. Anuszkiewicz, R. Kasztelan, A. Filipkowski, G. Stepniewski, T. Stefaniuk, B. Siwicki, D. Pysz, M. Klimczak i R. Buczyński, "Fused silica optical fibers with graded index nanostructured core," *Sci. Rep.* **8**(1), (2018).
38. M. R. Taghizadeh i R. Buczyński, "Fabrication of nanostructured materials," U.S. patent 8073299B2 (2009).
39. J. B. Macchesney, "Materials and Processes for Preform Fabrication-Modified Chemical Vapor Deposition and Plasma Chemical Vapor Deposition," *Proc. IEEE* **68**(10), 1181–1184 (1980).
40. P. Guenot, "Material aspects of standard transmission optical fibers," *MRS Bull.* **28**(5), 360–364 (2003).
41. D. Ferrarini, L. Vincetti, M. Zoboli, A. Cucinotta i S. Selleri, "Leakage properties of photonic crystal fibers," *Opt. Express* **10**(23), 1314 (2002).
42. B. Bourliaguet, C. Paré, F. Émond, A. Croteau, A. Proulx i R. Vallée, "Microstructured fiber splicing," *Opt. Express* **11**(25), 3412–347 (2003).
43. J. Noda, K. Okamoto i Y. Sasaki, "Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications," *J. Light. Technol.* **4**(8), 1071–1089 (1986).
44. A. Wang, A. K. George, J. F. Liu i J. C. Knight, "Highly birefringent lamellar core fiber," *Opt. Express* **13**(16), 5988 (2005).
45. S. P. Singh i N. Singh, "Nonlinear effect in optical fibers: Origin, management and applications," *Physics* **73**, 249–275 (2007).
46. K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng i J. Lægsgaard, "Theoretical analysis of mode instability in high-power fiber amplifiers," *Opt. Express* **21**(2), 1944 (2013).
47. A. A. Manenkov, "Fundamental mechanisms of laser-induced damage in optical materials: understanding after 40 years of research," *Laser-Induced Damage Opt. Mater.* **7132**(1), 713202 (2008).
48. S. Berdagué i P. Facq, "Mode division multiplexing in optical fibers," *Appl. Opt.* **21**(11), 1950 (1982).
49. K. P. Ho i J. M. Kahn, *Mode Coupling and Its Impact on Spatially Multiplexed Systems* (2013).
50. P. Sillard, "Next-Generation Fibers for Space-Division-Multiplexed Transmissions," *J. Light. Technol.* **33**(5), 1092–1099 (2015).
51. M. Karpierz i E. Weinert-Rączka, *Nieliniowa optyka światłowodowa* (Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, 2009).
52. f
54. B. Galwas, *Podstawy komunikacji optofalowej* (Akademicka Seria WWSI : Informatyka i Teleinformatyka, 2018).
55. S. Pillay, D. Kumar, H. Azhar i A. B. Rashid, "Weakly Guiding Fibers and LP Modes in Circular and Elliptical Waveguides," *J. Electromagn. Anal. Appl.* **2013**(08), 333–335 (2013).
56. Y. Ma, J. Xu, H. Gao i X. Xiong, "Intensity profile stabilities of high order vectorial modes of optical fibers," *Optik* **149**, 277–287 (2017).
57. B. J. Ainslie i C. R. Day, "A Review of Single-Mode Fibers with Modified Dispersion Characteristics," *J. Light. Technol.* **4**(8), 967–979 (1986).
58. S. J. Jang, L. G. Cohen, W. L. Mammel i M. A. Saifi, "Experimental Verification of Ultra-Wide Bandwidth Spectra in Double-Clad Single-Mode Fiber," *Bell Syst. Tech. J.* **61**(3), 385–390 (1982).
59. L. G. Cohen, W. L. Mammel i S. J. Jang, "Low-loss quadruple-clad single-mode lightguides with dispersion below 2 ps/km nm over the 1.28 μm –1.65 μm wavelength range," *Electron. Lett.* **18**(24), 1023 (1982).
60. A. Safaai-Jazi i L. J. Lu, "Evaluation of chromatic dispersion in W-type fibers," *Opt. Lett.* **14**(14), 760 (1989).
61. R. Lundin, "Dispersion flattening in a W fiber," *Appl. Opt.* **33**(6), 1011 (1994).
62. P. Yeh, A. Yariv i E. Maron, "Theory of Bragg Fiber," *J Opt Soc Am* **68**(9), 1196–1201 (1978).
63. F. Brechet, P. Roy, J. Marcou i D. Pagnoux, "Singlemode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths," *Electron. Lett.* **36**(6), 514–515 (2000).
64. I. V. Neves i A. S. C. Fernandes, "Modal characteristics for W-type and M-type dielectric profile fibers," *Microw. Opt. Technol. Lett.* **22**(6), 398–405 (1999).
65. S. S. Aleshkina, M. V. Yashkov, M. M. Bubnov, A. N. Guryanov i M. E. Likhachev, "Asymptotically Single-Mode Hybrid Fiber for Dispersion Management Near 1 μm ," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24**(3), 1–8 (2017).
66. A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andres, J. Miret i M. Andres, "Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers," *Opt. Express* **9**(13), 687 (2001).
67. W. Reeves, J. Knight, P. Russell i P. Roberts, "Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers," *Opt. Express* **10**(14), 609 (2002).
68. L. P. Shen, W. P. Huang, G. X. Chen i S. S. Jian, "Design and optimization of photonic crystal fibers for broad-band dispersion compensation," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **15**(4), 540–542 (2003).
69. J. Cimek, R. Stępień, G. Stępniewski, B. Siwicki, P. Stafiej, M. Klimczak, D. Pysz i R. Buczyński, "High contrast glasses for all-solid fibers fabrication," *Opt. Mater.* **62**, 159–163 (2016).
70. J. Hou, J. Zhao, C. Yang, Z. Zhong, Y. Gao i S. Chen, "Engineering ultra-flattened-dispersion photonic crystal fibers with uniform holes by rotations of inner rings," *Photonics Res.* **2**(2), 59 (2014).
71. R. Buczyński, D. Pysz, R. Stępień, R. Kasztelan, I. Kujawa, M. Franczyk, A. Filipkowski, A. J. Waddie i M. R. Taghizadeh, "Dispersion management in nonlinear photonic crystal fibres with nanostructured core," *J. Eur. Opt. Soc.* **6**(11038), 23 (2011).
72. P. S. J. Russell, "Photonic-crystal fibers," *J. Light. Technol.* **24**, 4729–4749 (2006).
73. P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, T. A. Birks, J. C. Knight i P. S. J. Russell, "Loss in solid-core photonic crystal fibers due to interface roughness scattering," *Opt. Express* **13**(20), 7779 (2005).
74. K. Borzycki i K. Schuster, "Arc fusion splicing of photonic crystal fibers," w *Photonic Crystals - Introduction, Applications and Theory* (Proc. SPIE, 2012).
75. T. Okoshi i K. Kikuchi, "Heterodyne-type optical fiber communications," *J. Opt Commun.* **2**(3), 82–88 (1981).
76. Y. Yamamoto i T. Kimura, "Coherent optical fiber transmission systems," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17**, 919–935 (1981).

77. T. Matsumoto, K. Iwashita i T. Imai, "400 MB/S long-span optical FSK transmission experiment at 1.5 μm ," Proc. IOOC-ECOC'85 **3**, 31–34 (1985).
78. S. Yamazaki, K. Emura, M. Shikada, M. Yamaguchi, I. Mito i K. Minemura, "140 Mb/s 243 km optical FSK heterodyne single filter detection transmission experiment using a phase tunable DFB laser diode," Proc. IOOC-ECOC'85 **3**, 39–42 (1985).
79. R. A. Linke, B. L. Kasper, N. A. Olsson i R. C. Alferness, "Coherent Lightwave Transmission Over 150 Km Fibre Lengths At 400 Mbit/S And 1 Gbit/S Data Rates Using Phase Modulation," Electron. Lett. **22**(1), 30–31 (1986).
80. R. A. Bergh, H. C. Lefevre i H. J. Shaw, "An overview of fiber-optic gyroscopes," Opt. Fiber Technol. **LT-2**(2), 91–107 (1984).
81. T. R. Woliński, "I Polarimetric optical fibers and sensors," Prog. Opt. **40**(C), 1–75 (2000).
82. R. B. Dyott, R. B. Dyott, J. R. Cozens i D. G. Morris, "Preservation of polarisation in optical-fibre waveguides with elliptical cores," Electron. Lett. **15**(13), 380–382 (1979).
83. T. Okoshi, K. Oyamada, M. Nishimura i H. Yokota, "Side-tunnel fibre: An approach to polarisation-maintaining optical waveguiding scheme," Electron. Lett. **18**(19), 824–826 (1982).
84. T. Hosaka, K. Okamoto, Y. Sasaki i T. Edahiro, "Single mode fibres with asymmetrical refractive index pits on both sides of core," Electron. Lett. **17**(5), 191–193 (1981).
85. T. Hosaka, K. Okamoto, T. Miya, Y. Sasaki i T. Edahiro, "Low-loss single polarisation fibres with asymmetrical strain birefringence," Electron. Lett. **17**(15), 530–531 (1981).
86. M. P. Varnham, D. N. Payne, R. D. Birch i E. J. Tarbox, "Single-polarization operation og highly birefringence bow-tie optical fibers," **19**(7), 246–247 (1983).
87. I. P. Kaminow, J. R. Simpson, H. M. Presby i J. B. Macchesney, "Strain birefringence in single-polarisation germanosilicate optical fibres," Electron. Lett. **15**(21), 677–679 (1979).
88. S. C. Rashleigh and M. J. Marrone, "Polarization-holding in a high-birefringence fiber," **18**(8), 326–327 (1982).
89. A. N. Starodumov, L. A. Zenteno, D. Monzon i E. De La Rosa, "Fiber Sagnac interferometer temperature sensor," Appl. Phys. Lett. **70**(1), 19–21 (1997).
90. W. Urbanczyk, T. Martynkien i W. J. Bock, "Dispersion effects in elliptical-core highly birefringent fibers," Appl. Opt. **40**(12), 1911 (2001).
91. K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi, M. Tanaka i M. Fujita, "Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber," Opt. Express **9**(13), 676 (2001).
92. S. Lu, W. Li, H. Guo i M. Lu, "Analysis of birefringent and dispersive properties of photonic crystal fibers," Appl. Opt. **50**(30), 5798–5802 (2011).
93. H. Chen, D. Chen i Z. Hong, "Squeezed lattice elliptical-hole terahertz fiber with high birefringence," Appl. Opt. **48**(20), 3943–3947 (2009).
94. J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, C. Jakobsen i H. R. Simonsen, "Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber," Opt. Express **12**(5), 956 (2004).
95. T. Schreiber, F. Röser, O. Schmidt, J. Limpert, R. Iliew, F. Lederer, A. Petersson, C. Jacobsen, K. P. Hansen, J. Broeng i A. Tünnermann, "Stress-induced single-polarization single-transverse mode photonic crystal fiber with low nonlinearity," Opt. Express **13**(19), 7621 (2005).
96. J. C. Antona, "Key technologies for present and future optical networks," w *Proceedings of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics*, 293–299 (2009).
97. A. D. Ellis, J. Zhao i D. Cotter, "Approaching the Non-Linear Shannon Limit," J. Light. Technol. **28**(4), 423–433 (2010).
98. A. Gulistan, S. Ghosh i B. M. A. Rahman, "Enhancement of modal stability through reduced mode coupling in a few-mode fiber for mode division multiplexing," OSA Contin. **1**(2), 309 (2018).
99. N. Hanzawa, K. Saitoh, T. Sakamoto, T. Matsui, S. Tomita i M. Koshiba, "Demonstration of mode-division multiplexing transmission over 10 km two-mode fiber with mode coupler," in *Optics InfoBase Conference Papers*, 1–3 (2011).
100. M. Salsi, C. Koebele, D. Sperti, P. Tran, P. Brindel, H. Mardoyan, S. Bigo, A. Boutin, F. Verluise, P. Sillard, M. Astruc, L. Provost, F. Cerou i G. Charlet, "Transmission at 2×100Gb/s, over two modes of 40km-long prototype few-mode fiber, using LCOS-based mode multiplexer and demultiplexer," Opt. InfoBase Conf. Pap. **19**, 16593–16600 (2011).
101. P. Sillard, M. Bigot-Astruc i D. Molin, "Few-mode fibers for mode-division-multiplexed systems," J. Light. Technol. **32**(16), 2824–2829 (2014).
102. D. Ge, Y. Gao, Y. Yang, L. Shen, Z. Li, Z. Chen, Y. He i J. Li, "A 6-LP-mode ultralow-modal-crosstalk double-ring-core FMF for weakly-coupled MDM transmission," Opt. Commun. **451**, 97–103 (2019).
103. D. Pysz, I. Kujawa, R. Stepien, M. Klimczak, A. Filipkowski, M. Franczyk, L. Kociszewski, J. Buzniak, K. Harasny i R. Buczynski, "Stack and draw fabrication of soft glass microstructured fiber optics," Bull. Polish Acad. Sci. Tech. Sci. **62**(4), 667–682 (2014).
104. P. Russell, "Photonic crystal fibers," Science **299**(358), 358–362 (2003).
105. M. Franczyk, D. Pysz, F. Włodarczyk, I. Kujawa i R. Buczyński, "Yb3+ doped single-mode silica fibre laser system for high peak power applications," Photonics Lett. Pol. **12**(4), 118–120 (2020).
106. A. Sihvola, *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications* (The Institution of Engineers, 1999).
107. V. A. Markel, "Introduction to the Maxwell Garnett approximation: tutorial," J. Opt. Soc. Am. A **33**(7), 1244 (2016).
108. J. C. M. Garnett i J. Larmor, "Colours in metal glasses and in metallic films," Proc. R. Soc. London **73**(488–496), 443–445 (1904).
109. J. C. M. Garnett, "Colours in metal glasses, in metallic films, and in metallic solutions II," Proc. R. Soc. A **205**, 237–288 (1906).

110. V. A. Markel, "Introduction to the Maxwell Garnett approximation: tutorial," *J. Opt. Soc. Am. A* **33**(7), 1244 (2016).
111. F. Hudelist, R. Buczynski, A. J. Waddie i M. R. Taghizadeh, "Design and fabrication of nano-structured gradient index microlenses," *Opt. Express* **17**(5), 3255 (2009).
112. A. Filipkowski, H. T. Nguyen, R. Kasztelaniec, T. Stefaniuk, J. Cimek, D. Pysz, R. Stępień, K. Krzyżak, P. Karioja i R. Buczynski, "Development of large diameter nanostructured GRIN microlenses enhanced with temperature-controlled diffusion," *Opt. Express* **27**(24), 35052 (2019).
113. K. Schuster, S. Unger, C. Aichele, F. Lindner, S. Grimm, D. Litzkendorf, J. Kobelke, J. Bierlich, K. Wondraczek i H. Bartelt, "Material and technology trends in fiber optics," *Adv. Opt. Technol.* **3**(4), 447–468 (2014).
114. H. Murata, *Handbook of optical fibers and cables* (2020).
115. M. Fokine, "Thermal stability of chemical composition gratings in fluorine–germanium-doped silica fibers," *Opt. Lett.* **27**(12), 1016–1018 (2002).
116. E. J. Friebele, P. C. Schultz i M. E. Gingerich, "Compositional effects on the radiation response of Ge-doped silica-core optical fiber waveguides," *Appl. Opt.* **19**(17), 2910 (1980).
117. P. K. Bachmann, D. U. Wiechert i T. P. M. Meeuwse, "Thermal expansion coefficients of doped and undoped silica prepared by means of PCVD," *J. Mater. Sci.* **23**(7), 2584–2588 (1988).
118. K. Richardson, D. Krol i K. Hirao, "Glasses for Photonic Applications," *Int. J. Appl. Glas. Sci.* **1**(1), 74–86 (2010).
119. J. Kobelke, K. Schuster, D. Litzkendorf, A. Schwuchow, J. Kirchhof, V. Tombelaine, H. Bartelt, P. Leproux, V. Couderc, A. Labruyere i R. Jamier, "Highly germanium and lanthanum modified silica based glasses in microstructured optical fibers for non-linear applications," *Opt. Mater.* **32**(9), 1002–1006 (2010).
120. J. W. Fleming i D. L. Wood, "Refractive index dispersion and related properties in fluorine doped silica," *Appl. Opt.* **22**(19), 3102 (1983).
121. S. Foley, "Fibers for communication: Fluorine-doped core boosts radiation resistance of single-mode fiber," *Laser Focus World* **45**, 80–83 (2009).
122. M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, S. L. Semenov, V. F. Khopin, M. Y. Sajganskij, A. N. Gur'yanov i E. M. Dianov, "Optical losses in single-mode and multimode fibers heavily doped with GeO₂ and P₂O₅," *Kvantovaya Elektron.* **34**(3), 241–247 (2004).
123. R. Buczyński, M. Klimczak, T. Stefaniuk, R. Kasztelaniec, B. Siwicki, G. Stępniewski, J. Cimek, D. Pysz i R. Stępień, "Optical fibers with gradient index nanostructured core," *Opt. Express* **23**(20), (2015).
124. M. Franczyk, R. Stępień, A. Filipkowski, D. Pysz i R. Buczyński, "Nanostructured Core Active Fiber Based on Ytterbium Doped Phosphate Glass," *J. Light. Technol.* **37**(23), 5885–5891 (2019).
125. <https://www.lumerical.com/products> (dostęp 20.12.2021)
126. <https://www.mathworks.com/> (dostęp 20.12.2021)
127. Z. Zhu i T. Brown, "Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers," *Opt. Express* **10**(17), 853 (2002).
128. K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14**(3), 302–307 (1966).
129. I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica," *J. Opt. Soc. Am.* **55**(10), 1205 (1965).
130. https://www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/SMF-28_UltraFiberBrochure_10-2014.pdf (dostęp 20.12.2021).
131. J. W. Fleming, "Dispersion in GeO₂-SiO₂ glasses," *Appl. Opt.* **23**, 4486–4493 (1984).
132. H. R. Sunak i S. P. Bastien, "Refractive Index and Material Dispersion Interpolation of Doped Silica in the 0.6–1.8 μ m Wavelength Region," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **1**(6), 142–145 (1989).
133. J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.* **114**(2), 185–200 (1994).
134. M. J. Barth, R. R. Mcleod i R. W. Ziolkowski, "A Near and Far-Field Projection Algorithm for Finite-Difference Time-Domain Codes," *J. Electromagn. Waves Appl.* **6**(1–6), 5–18 (1992).
135. A. W. Snyder i J. Love, *Optical Waveguide Theory* (1983).
136. J. Hect, *Understanding Fiber Optics* (Pearson Prentice Hall, 2006).
137. P. Hlubina, M. Kadulová i D. Ciprian, "Spectral interferometry-based chromatic dispersion measurement of fibre including the zero-dispersion wavelength," *J. Eur. Opt. Soc.* **7**, (2012).
138. M. Kadulová, P. Hlubina i R. Buczynski, "Measurement of chromatic dispersion and dispersion slope of fiber using a supercontinuum source," w *Micro-Structured and Specialty Optical Fibres II* **8775**, 87750X (2013).
139. M. G. Shlyagin, A. V. Khomenko i D. Tentori, "Birefringence dispersion measurement in optical fibers by wavelength scanning," *Opt. Lett.* **20**(8), 869 (1995).
140. G. Statkiewicz, T. Martynkien i 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).
141. R. F. Stevens, "Polarisation extinction ratio-measurement requirements for optical communication systems," *NPL Report CETM* **41** (2002).
142. S. R. Nagel, J. B. MacChesney i K. L. Walker, "An Overview of the Modified Chemical Vapor Deposition (MCVD) Process and Performance," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **30**(4), 305–322 (1982).
143. K. Saitoh, N. Florous i M. Koshiba, "Ultra-flattened chromatic dispersion controllability using a defected-core photonic crystal fiber with low confinement losses," *Opt. Express* **13**(21), 8365 (2005).
144. C. Huang, M. Liao, W. Bi, X. Li, L. Hu, L. Zhang, L. Wang, G. Qin, T. Xue, D. Chen i W. Gao, "Ultraflat, broadband, and highly coherent supercontinuum generation in all-solid microstructured optical fibers with all-normal dispersion," *Photonics Res.* **6**(6), 601 (2018).
145. J. A. Buck i I. Jacobs, *Fundamentals of Optical Fibers*, 2nd ed. Ho (Wiley-VCH, 1996).

146. M. Moenster, G. Steinmeyer, R. Iliew, F. Lederer i K. Petermann, "Analytical relation between effective mode field area and waveguide dispersion in microstructure fibers," *Opt. InfoBase Conf. Pap.* **31**, 2006 (2007).
147. K. Abe i Y. Lacroix, "Modal interference in a short fiber section: fiber length, splice loss, cutoff, and wavelength dependences," *J. Light. Technol.* **10**(4), 401-406 (1992).
148. S. S. Aleshkina, Y. P. Yatsenko, M. Y. Salganskii, D. S. Lipatov, A. K. Senatorov, A. V. Tausenev, D. V. Shepelev, M. M. Bubnov, A. N. Guryanov i M. E. Likhachev, "High-Peak-Power Femtosecond Pulse Generation by Nonlinear Compression in a Yb-Doped Hybrid Fiber," *IEEE Photonics J.* **11**(5), 1–11 (2019).
149. G. Stępniewski, I. Kujawa, M. Klimczak, T. Martynkien, R. Kasztelanic, K. Borzycki, D. Pysz, A. Waddie, B. Salski, R. Stępień, M. R. Taghizadeh i R. Buczyński, "Artificially anisotropic core fiber with ultra-flat high birefringence profile," *Opt. Mater. Express* **6**(5), 1464 (2016).
150. <https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/360042798673-SMF-28-fiber-mode-calculation> (dostęp 20.12.2021)
151. <https://www.thelightconnection.com/pdf/CorningUltra.pdf> (dostęp 20.12.2021).
152. A. D. Yablon, *Optical Fiber Fusion Splicing* (Springer, 2005).
153. J. Van Erps, C. Debaes, T. Nasilowski, J. Watté, J. Wojcik i H. Thienpont, "Design and tolerance analysis of a low bending loss hole-assisted fiber using statistical design methodology," *Opt. Express* **16**(7), 5061 (2008).
154. G. S. Glaesemann i R. J. Castillone, "The mechanical reliability of Corning optical fiber in bending," *Corning White Pap.* (2020).
155. M. Tachikura, Y. Kurosawa i Y. Namekawa, "Improved theoretical estimation of mechanical reliability of optical fibers," in *Passive Components and Fiber-Based Devices* (Proc. SPIE, 2005), **5623**, p. 622.
156. K. Tajima, J. Zhou, K. Nakajima i K. Kurokawa, "Ultra low loss and long length photonic crystal fiber," *OSA Trends Opt. Photonics Ser.* **95 A**, 723–725 (2004).
157. <https://studylib.net/doc/18432622/corning-specialty-fiber-product-information-sheets> (dostęp 20.12.2021).
158. A. J. Waddie, R. Buczynski, F. Hudelist, J. Nowosielski, D. Pysz, R. Stepień i M. R. Taghizadeh, "Form birefringence in nanostructured micro-optical devices," *Opt. Mater. Express* **1**(7), 1251 (2011).
159. B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley, 1991).
160. Y. Midilli i B. Ortac, "Demonstration of an All-Fiber Ultra-Low Numerical Aperture Ytterbium-Doped Large Mode Area Fiber in a Master Oscillator Power Amplifier Configuration above 1 kW Power Level," *J. Light. Technol.* **38**(7), 1915–1920 (2020).
161. X. Chen, M. J. Li, J. Koh i D. A. Nolan, "Wide band single polarization and polarization maintaining fibers," *Conf. Opt. Fiber Commun. Fiber Opt. Eng. Conf.* **16**, 12060–12068 (2008).
162. W. Belardi, G. Bouwmans, L. Provino i M. Douay, "Form-induced birefringence in elliptical hollow photonic crystal fiber with large mode area," *IEEE J. Quantum Electron.* **41**(12), 1558–1564 (2005).
163. S. S. Aleshkina, M. E. Likhachev, A. D. Pryamikov, D. A. Gaponov, A. N. Denisov, M. M. Bubnov, M. Y. Salganskii, A. Y. Laptev, A. N. Guryanov, Y. A. Uspenskii, N. L. Popov i S. Février, "Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range," *Opt. Lett.* **36**(18), 3566 (2011).
164. O. Vanvincq, R. Habert, A. Cassez, K. Baudelle, D. Labat, S. Delobel, Y. Quiquempois, G. Bouwmans i L. Bigot, "Polarization-maintaining and single-mode large mode area pixelated Bragg fiber," *Opt. Lett.* **45**(7), 1946 (2020).
165. https://content.coherent.com/pdf/lma_gdf_20_400_m_spec_202011122130.pdf (dostęp 20.12.2021).
166. <https://www.nktpotonics.com/products/optical-fibers-and-modules/ytterbium-doped-double-clad-fibers/> (dostęp 20.12.2021)
167. S. Jiang, L. Ma, Z. Zhang, X. Xu, S. Wang, J. Du, C. Yang, W. Tong i Z. He, "Design and Characterization of Ring-Assisted Few-Mode Fibers for Weakly Coupled Mode-Division Multiplexing Transmission," *J. Light. Technol.* **36**(23), 5547–5555 (2018).
168. M. Bigot-Astruc, D. Boivin i P. Sillard, "Design and fabrication of weakly-coupled few-modes fibers," 2012 IEEE Photonics Soc. Summer Top. Meet. Ser. PSST 2012 **1**(978), 189–190 (2012).
169. Y. Xie, L. Pei, J. Zheng, T. Ning, J. Li, B. Ai i R. He, "Design and Characterization of Nanopore-Assisted Weakly-Coupled Few-Mode Fiber for Simpler MIMO Space Division Multiplexing," *IEEE Access* **8**, 76173–76181 (2020).
170. D. Ge, J. Li, J. Zhu, L. Shen, Y. Gao, J. Yu, Z. Wu, Z. Li, Z. Chen i Y. He, "Design of a weakly-coupled ring-core FMF and demonstration of 6-mode 10-km IM/DD transmission," 2018 Opt. Fiber Commun. Conf. Expo. OFC 2018, 1–3 (2018).
171. Z. He, J. Du, X. Chen, W. Shen, Y. Huang, C. Wang, K. Xu i Z. He, "Machine learning aided inverse design for few-mode fiber weak-coupling optimization," *Opt. Express* **28**(15), 21668 (2020).
172. R. Maruyama, N. Kuwaki, S. Matsuo i M. Ohashi, "Relationship between mode-crosstalk and fiber characteristics in few mode fibers," *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition - OFC 2016*, 9–11 (2016).
173. C. Koebele, M. Salsi, G. Charlet i S. Bigo, "Nonlinear effects in long-haul transmission over bimodal optical fibre," *European Conference on Optical Communication - ECOC*, 1–2 (2010).
174. X. Zheng, G. Ren, L. Huang, H. Li, B. Zhu, H. Zheng i M. Cao, "Bending losses of trench-assisted few-mode optical fibers," *Appl. Opt.* **55**(10), 2639 (2016).
175. P. Sillard, M. Bigot-Astruc, D. Boivin, H. Maerten i L. Provost, "Few-mode fiber for uncoupled mode-division multiplexing transmissions," *Opt. InfoBase Conf. Pap.* 38–40 (2011).
176. P. Sillard i D. Molin, "A review of few-mode fibers for space-division multiplexed transmissions," *IET Conf. Publ.* **2013**(622 CP), 1–3 (2013).
177. A. R. May i M. N. Zervas, "Few-mode fibers with improved mode spacing," in *European Conference on Optical Communication - ECOC* (2015).
178. Y. Wakayama, D. Soma, K. Igarashi, H. Taga i T. Tsuritani, "Experimental characterization of step-index few-mode fiber for weakly-coupled 10-mode-multiplexed transmission," *Opto-Electronics and Communications Conference - OECC 2017 and Photonics Global Conference - PGC 2017*, 1–3 (2017).

179. F. Ren, X. Huang, Y. Zhang, J. Yu, X. Fan i J. Wang, "Design of weakly-coupled three-spatial-mode rectangular-ring core fiber for short-reach MDM networks in C + L band," *Opt. Quantum Electron.* **50**(7), 1–10 (2018).
180. Y. Xie, L. Pei, J. Zheng, Q. Zhao, T. Ning i J. Sun, "Design and analysis of a combined-ring core weakly coupled few-mode fiber with six linearly polarized modes and an ultra-large effective index difference," *Appl. Opt.* **58**(16), 4373 (2019).
181. D. Ge, Y. Gao, Y. Yang, L. Shen, Z. Li, Z. Chen, Y. He i J. Li, "A 6-LP-mode ultralow-modal-crosstalk double-ring-core FMF for weakly-coupled MDM transmission," *Opt. Commun.* **451**(March), 97–103 (2019).
182. B. Behera, S. K. Varshney i M. N. Mohanty, "Design of seven-LP-mode compound-index few-mode-fiber for mode-division-multiplexing transmission," *International Conference on Communications and Signal Processing*, 533–537 (2020).