

Centralna Komisja
do Spraw Stopni i Tytułów

Załącznik nr 2

do wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego
w dziedzinie nauk fizycznych w dyscyplinie fizyka

Autoreferat

1. Imię i nazwisko: **Jacek Pniewski**

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej:

a) stopień doktora nauk fizycznych w zakresie fizyki, specjalność: optyka, nadany przez Radę Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w dniu 8-12-2003. Tytuł rozprawy doktorskiej: *Modelowanie i wizualizacja rozkładu pól skalarnych na podstawie izolinii.*

b) tytuł zawodowy magistra na kierunku fizyka w zakresie optyki fourierowskiej i przetwarzania informacji uzyskany na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w 1997 r. Tytuł pracy magisterskiej: *Kompresja obrazów metodą morfologicznego rozkładu na podpasma.*

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych/artystycznych.

2003–2016: adiunkt w Zakładzie Optyki Informacyjnej Instytutu Geofizyki na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (w latach 2005–2016 z-ca Dyrektora Instytutu Geofizyki WF UW).

4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art. 16 ust. 2 Ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.):

a) tytuł osiągnięcia naukowego/artystycznego

Cykl publikacji powiązanych tematycznie pt. „**Modelowanie propagacji światła i właściwości optycznych w materiałach nano- i mikro-strukturyzowanych**”

b) (autor/autorzy, tytuł/tytuły publikacji, rok wydania, nazwa wydawnictwa)

JP-1. **J. Pniewski**, T. Szoplik, “Group front evolution of Gaussian beam refracted from a right- to left-handed medium,” *Opt. Express* **14(18)**, 8232—8239 (2006).

DOI: 10.1364/OE.14.008232 (Liczba cytowań: WoS: 6, Scopus: 6)

Udział Wnioskodawcy: 75%

JP-2. P. Wróbel, **J. Pniewski**, T. J. Antosiewicz, T. Szoplik, “Focusing radially polarized light by a concentrically corrugated silver film without a hole,” (2009) *Physical Review Letters* **102(18)**, 183902.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.183902 (Liczba cytowań: WoS: 50, Scopus: 55)

Udział Wnioskodawcy: 40%

- JP-3. R. Buczynski, **J. Pniewski**, D. Pysz, R. Stepień, R. Kasztelanic, I. Kujawa, A. Filipkowski, A.J. Waddie, M. R. Taghizadeh, “Dispersion management in soft glass all-solid photonic crystal fibres,” (2012) *Opto-electronics Review* **20(3)**, 207—215.
DOI: 10.2478/s11772-012-0033-y (Liczba cytowań: WoS: 11, Scopus: 17)
Udział Wnioskodawcy: 45%
- JP-4. **J. Pniewski**, R. Kasztelanic, D. Pysz, R. Stepień, R. Buczyński, “Supercontinuum generation in all-solid photonic crystal fibers with a low index subwavelength inclusion in the core,” (2013) *Laser Physics* **23(8)**, 085104.
DOI: 10.1088/1054-660X/23/8/085104 (Liczba cytowań: WoS: 4, Scopus: 4)
Udział Wnioskodawcy: 44%
- JP-5. G. Stępniewski, **J. Pniewski**, M. Klimczak, T. Martynkien, D. Pysz, R. Stepień, I. Kujawa, K. Borzycki, R. Buczyński, “Broadband dispersion measurement of photonic crystal fibers with nanostructured core,” (2015) *Optical and Quantum Electronics* **47(3)**, 807—814.
DOI: 10.1007/s11082-014-9979-y (Liczba cytowań: WoS: 1, Scopus: 1)
Udział Wnioskodawcy: 40%
- JP-6. **J. Pniewski**, T. Stefaniuk, G. Stępniewski, D. Pysz, T. Martynkien, R. Stepień, R. Buczynski, “Limits in development of photonic crystal fibers with a subwavelength inclusion in the core,” (2015) *Optical Materials Express* **5(10)**, 2366—2376. (Wyróżnienie Spotlight on optics.)
DOI: 10.1364/OME.5.002366 (Liczba cytowań: WoS: 2, Scopus: 2)
Udział Wnioskodawcy: 40%
- JP-7. **J. Pniewski**, T. Stefaniuk, H. Le Van, V. C. Long, L. C. Van, R. Kasztelanic, G. Stępniewski, A. Ramaniuk, M. Trippenbach, R. Buczyński, “Dispersion engineering in nonlinear soft glass photonic crystal fibers infiltrated with liquids,” (2016) *Applied Optics* **55(19)**, 5033—5040.
DOI: 10.1364/AO.55.005033
Udział Wnioskodawcy: 35%
- JP-8. **J. Pniewski**, R. Kasztelanic, J. M. Nowosielski, A. Filipkowski, B. Piechal, A. J. Waddie, D. Pysz, I. Kujawa, R. Stepień, M. R. Taghizadeh, R. Buczynski, “Diffractive optics development using a modified stack-and-draw technique,” (2016) *Applied Optics* **55(18)**, 4939—4945.
DOI: 10.1364/AO.55.004939
Udział Wnioskodawcy: 30%
- JP-9. **J. Pniewski**, G. Stępniewski, R. Kasztelanic, B. Siwicki, D. Pierscinska, K. Pierscinski, D. Pysz, K. Borzycki, R. Stepień, M. Bugajski, R. Buczynski, “High numerical aperture large-core photonic crystal fiber for a broadband infrared transmission,” (2016) *Infrared Physics & Technology* **79**, 10—16.
DOI: 10.1016/j.infrared.2016.09.002
Udział Wnioskodawcy: 36%

c) omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

Spis treści

1. Wprowadzenie	3
2. Modelowanie numeryczne	4
3. Propagacja światła w materiałach o efektywnym ujemnym współczynniku załamania.....	6
4. Wzmocniona transmisja światła przez podfaloowe struktury w metalowych nanowarstwach	8
5. Zjawiska optyczne i własności światłowodów fonicznych	10
6. Urządzenia optyczne oparte na światłowodach fonicznych	29
7. Podsumowanie osiągnięć naukowych oraz rezultatów otrzymanych przez Wnioskodawcę.....	40

1. Wprowadzenie

Wnioskodawca był zatrudniony na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (WF UW) w latach 2005–2016 na stanowisku adiunkta. W latach 2005–2016 pełnił jednocześnie funkcję zastępcy dyrektora Instytutu Geofizyki na WF UW. Od roku 2011 współpracował także z Zakładem Szkiele Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych (ITME) w Warszawie, w którym był kierownikiem grantu badawczego NCN “*Badanie generacji i propagacji plazmonów-polaritonów w periodycznych podfaloowych metalowo-dielektrycznych strukturach światłowodowych*”.

Cykl publikacji naukowych powiązanych tematycznie, przedstawianych przez Wnioskodawcę, jest cytowany w tekście jako **[JP-1, JP-2, ..., JP-9]**. Głównym tematem cyklu jest możliwość przewidywania na podstawie numerycznego modelowania komputerowego zjawisk związanych z propagacją światła w materiałach nano- i mikrostrukturyzowanych oraz właściwości optycznych struktur światłowodowych, co prowadzi w efekcie do projektów urządzeń optycznych.

Cykl rozpoczyna się od publikacji **[JP-1]**, w której zademonstrowano lokalne wzmocnienie natężenia fali elektromagnetycznej grupowego frontu fali przy przechodzeniu sinusoidalnej wiązki gaussowskiej przez granicę pomiędzy materiałem a metamateriałem. W publikacji **[JP-2]** pokazano zjawisko ogniskowania radialnie spolaryzowanej wiązki światła widzialnego przechodzącej przez cienką warstwę srebra bez otworu na osi optycznej, z dwustronnymi koncentrycznymi wyżłobieniami na powierzchni, która wytwarza ognisko o powierzchni przekroju poprzecznego $0,16\lambda^2$ i długości ogniskowej bliskiej λ .

Kolejne publikacje w cyklu skupiają się na światłowodach fonicznych (*photonic crystal fibers, PCF*) lub strukturach, które można wytwarzać w procesie *stack-and-draw*, powszechnie wykorzystywanym do wytwarzania światłowodów fonicznych. W publikacji **[JP-3]** zaprezentowano możliwość kształtowania dyspersji (*dispersion engineering, dispersion control*) w całoszklanych światłowodach fonicznych (*all-solid PCF, APCF*), wykonanych ze szkiele o dopasowanych charakterystykach termicznych, które można razem przetwarzać. W wyniku uzyskano struktury z szerokopasmową płaską dyspersją normalną oraz ultra-płaską bliską zera dyspersją anomalaną, przeznaczone do generacji supercontinuum za pomocą źródeł laserowych o długości fali 1540 nm. W publikacji **[JP-4]** omówiono światłowody

APCF, które umożliwiają kształtowanie dyspersji oraz wykorzystanie zjawisk nieliniowych, dzięki podfalowej inkluzji o niższym współczynniku załamania znajdującej się w rdzeniu oraz dzięki wykorzystaniu szkieł wieloskładnikowych o wysokim współczynniku nieliniowym n_2 . Otrzymane wyniki numeryczne były dalej badane i zweryfikowane eksperymentalnie, a następnie przedstawione w publikacji [JP-5].

W publikacji [JP-6] omówiono problem rozbieżności pomiędzy wynikami numerycznego modelowania optycznych własności światłowodów a wynikami otrzymanymi eksperymentalnie w światłowodach z nanoskalową inkluzją w rdzeniu. W tej publikacji, korzystając z techniki EDS (*energy-dispersive X-ray spectroscopy*) zademonstrowano bardzo dużą zmianę w profilu inkluzji oraz jej składzie chemicznym, spowodowaną przez niejednorodną dyfuzję molekuł podczas procesu wytwarzania *stack-and-draw*. Zaproponowano też model postulowanego szkła, którego własności odzwierciedlają zmiany wywołane dyfuzją.

Publikacja [JP-7] zawiera analizę numeryczną modyfikacji charakterystyk dyspersji w światłowodach PCF wypełnionych cieczami. Zaprezentowano światłowód, wykonany ze szkła wieloskładnikowego PBG-08, wypełniony 17. różnymi cieczami organicznymi i przeprowadzono symulacje numeryczne dyspersji, pola modowego, tłumienia i generacji supercontinuum, wykazując przydatność takiego postępowania.

Publikacje [JP-8] i [JP-9] koncentrują się na projektowaniu, modelowaniu numerycznym i weryfikacji eksperymentalnej urządzeń optycznych. W publikacji [JP-8] zaprezentowano nową metodę wytwarzania dyfrakcyjnych elementów optycznych, w której przesunięcie fazowe jest wprowadzane poprzez zmianę współczynnika załamania uzyskaną przez użycie różnych szkieł. Elementy optyczne są wytwarzane w procesie *stack-and-draw*. Wykazano eksperymentalnie poprzez funkcjonalny prototyp (*proof-of-concept*), że uzyskany dyfrakcyjny element optyczny może być użyty jako sprzęgacz, który przekazuje światło ze światłowodu o małym rdzeniu do rdzeni światłowodu wielordzeniowego. W publikacji [JP-9] zaprezentowano światłowód foniczny o wielkim polu modowym (*large mode area photonic crystal fiber*, LMA PCF), wykonany ze szkła wieloskładnikowego opartego na tlenkach metali ciężkich, przeznaczony do prowadzenia światła w szerokim zakresie widmowym, od światła widzialnego do średniej podczerwieni. W tej pracy pokazaliśmy funkcjonalny prototyp (*proof-of-concept*) światłowodu fonicznego o wielkim polu modowym, który jest w stanie skutecznie zbierać światło bezpośrednio z kwantowych laserów kaskadowych bez użycia dodatkowej optyki i może być wykorzystany jako tzw. *pigtail* z dołączonym źródłem lub detektorem pracującym w średniej podczerwieni.

2. Modelowanie numeryczne

We wszystkich publikacjach cyklu Wnioskodawcy, za wyjątkiem [JP-8], do symulacji propagacji światła użyto metod numerycznych opartych na schemacie skończonych różnic, rozwiązujących równania Maxwella na regularnych siatkach.

W publikacjach [JP-1] oraz [JP-2] użyto metody skończonych różnic w dziedzinie czasu (*finite-difference time-domain*, FDTD). W tej metodzie zależne od czasu równania Maxwella są poddane dyskretyzacji używając przybliżeń różnic centralnych, dając w wyniku pochodne cząstkowe zależne od czasu i położenia. Równania skończonych różnic są rozwiązywane za pomocą schematu „zabiego skoku” (*leapfrog*), w którym składowe wektora pola elektrycznego są rozwiązywane w danej chwili czasu, zaś przesunięte w przestrzeni składowe wektora pola magnetycznego w następnej chwili czasu. Ten proces powtarza się w pętli aż do osiągnięcia wymaganego stanu pola. Ta metoda jest w ogólności w pełni wektorową metodą obliczeniową [Taflove, 1980].

Metoda FDTD jest bardzo wymagająca w zakresie zasobów obliczeniowych, ze względu na to, iż wszystkie składowe pola elektromagnetycznego muszą być przechowywane we wszystkich punktach przestrzeni określonych przez rozdzielczość siatki obliczeniowej. Symulacje propagacji światła w trójwymiarowej przestrzeni o wielkości kilku mikrometrów w każdym kierunku wymagają dziesiątek gigabajtów pamięci komputerowej oraz oprogramowania i zasobów sprzętowych zdolnych do prowadzenia obliczeń równoległych. Jednakże, metoda jest elastyczna, uwzględnia materiały dyspersyjne i nieliniowe, wykorzystuje symetrie układów, stosuje doskonałe graniczne warstwy absorbujące (*perfectly matched layers*) itp. Podobnie jak wszystkie metody symulacji ta również wymaga właściwego doboru źródeł, materiałów, granic, przestrzeni itd., aby uzyskać wiarygodne wyniki [Schneider, 2010].

W publikacji [JP-1] wykorzystano własne oprogramowanie opracowane w Zakładzie Optyki Informacyjnej (ZOI), WF UW. W publikacji [JP-2] użyto wolnego oprogramowania Meep [Meep] oraz własnego oprogramowania ZOI *body-of-revolution FDTD*.

W publikacjach [JP-3...JP-7, JP-9] wykorzystano komercyjne oprogramowanie do znajdowania rozwiązań zagadnień własnych, firmy Lumerical [Lumerical], w którym z użyciem schematu skończonych różnic znajdują się rozwiązania własne równań Maxwella, obliczany jest rozkład przestrzenny pola i zależności w dziedzinie częstotliwości, na siatce obliczeniowej reprezentującej przekrój światłowodu. W rezultacie otrzymuje się rozkłady pola modowego, efektywne współczynniki załamania oraz tłumienności. Możliwe jest także śledzenie modu w dziedzinie częstotliwości, w celu obliczenia dyspersji modów. Ta metoda bazuje na publikacji Zhu i Browna [Zhu, 2002], z własnościowymi modyfikacjami i rozszerzeniami. Kluczową cechą oprogramowania jest siatka obliczeniowa o zmiennej stałej, która umożliwia zwiększenie gęstości węzłów w obszarze zawierającym relatywnie niewielkie struktury.

W publikacji [JP-8] użyto innego oprogramowania do modelowania propagacji światła, LightTrans VirtualLab, który łączy klasyczną metodę śledzenia promieni z geometrycznym i dyfrakcyjnym śledzeniem pola. Ta metoda jest szybka i skuteczna w przypadku niektórych układów mikrooptycznych.

W publikacjach [JP-3, JP-4, JP-7] modelowano generację supercontinuum za pomocą metody *split-step Fourier* (SSFM). Ta metoda jest używana do modelowania propagacji impulsów w światłowodach. W metodzie numerycznie rozwiązuje się nieliniowe równanie Schrödingera osobno w dziedzinie częstotliwości i czasu. Krok liniowy jest wykonywany w dziedzinie częstotliwości, zaś krok nieliniowy w dziedzinie czasu [Dudley, 2010].

W publikacji [JP-5] użyto komercyjnego oprogramowania bazującego na metodzie elementów skończonych (*finite element method*, FEM), w celu modelowania propagacji światła w światłowodzie. W tej metodzie stosowany jest podział przestrzeni obliczeniowej na trójkąty, a następnie rozwiązuje się lokalnie, w sposób przybliżony, zbiór różniczkowych równań cząstkowych, tak by znaleźć wartości pola elektromagnetycznego w węzłach siatki. Metody tej użyto w celu weryfikacji wyników uzyskanych wcześniej za pomocą oprogramowania Lumerical.

Literatura (bez prac wchodzących do cyklu Wnioskodawcy)

[Taflove, 1980] A. Taflove, "Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady state electromagnetic penetration problems" IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility **22(3)**, 191–202 (1980).

[Schneider, 2010] John B. Schneider, *Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method*, www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd, 2010.

[Meep] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson, "MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method," Computer Physics Communications **181**, 687–702 (2010)

[Lumerical] Lumerical Solutions, Inc. <http://www.lumerical.com/tcad-products/model/>

[Zhu, 2002] Z. Zhu, T. G. Brown, "Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers," *Opt. Express* **10**(17), 853–864 (2002).

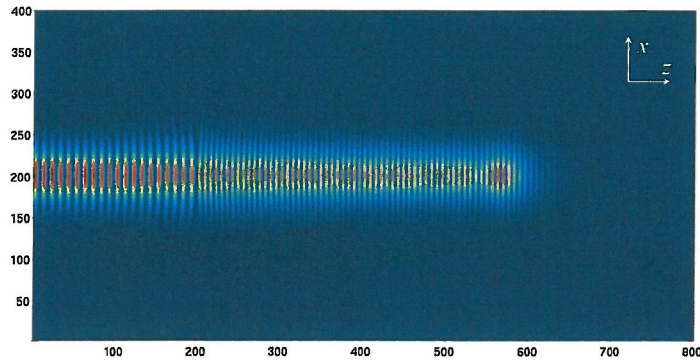
[Dudley, 2010] *Supercontinuum Generation in Optical Fiber*, ed. J.M. Dudley, J.R. Taylor, Cambridge University Press, 2010.

3. Propagacja światła w materiałach o efektywnym ujemnym współczynniku załamania

W latach 2004–2008 Wnioskodawca był zaangażowany w prace w ramach grantów badawczych "Metamateriały dla fal radiowych i milimetrowych oraz inżynieria fotonicznych supersieci" oraz "Metamateriał z dielektryka i sieci nanodrutów: projektowanie, wytwarzanie i charakteryzacja". Wnioskodawca uczestniczył także w 6. Programie Ramowym: Sieć Doskonałości METAMORPHOSE (*Metamaterials Organised for radio, millimeter wave and Photonic Superlattice Engineering*) i był członkiem komitetu naukowego w Akcji EU COST P11: *Physics of linear, non-linear and active photonic crystals, 2003–2007*, a także uczestnikiem Akcji EU COST 288: *Nanoscale and ultrafast photonics*.

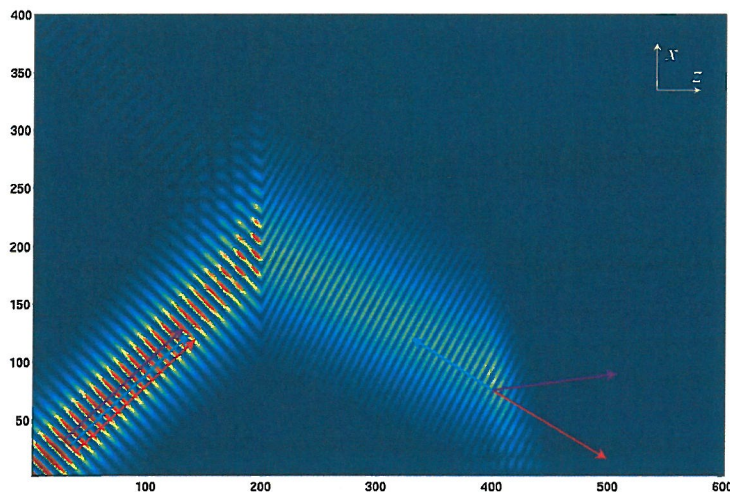
Koncepcja metamateriałów, czyli materiałów o niezwykłych własnościach elektromagnetycznych była w tym czasie intensywnie rozwijana. Istnieje wiele definicji metamateriałów, które uwypuklają różne ich aspekty. Jedną z najbardziej elastycznych definicji stanowi, iż metamateriał to formacja sztucznych elementów strukturalnych, zaprojektowanych aby osiągnąć korzystne i niespotykane wcześniej własności elektromagnetyczne. Pojęcie materiału oznacza jednorodność, a ponieważ metamateriały posiadają strukturę periodyczną, stała sieci powinna być znacznie mniejsza niż użyta długość fali światła.

Poczynając od teoretycznej publikacji Veselago [Veselago, 1968] spodziewano się, że kierunek załamania frontu falowego ciągłej fali lub impulsu na powierzchni metamateriału może być ujemny w niektórych sytuacjach [Smith, 2000; Ziolkowski, 2001; Gupta, 2004], gdy fala elektromagnetyczna pada na granicę pomiędzy materiałem bezdispersyjnym (tzw. prawoskrętnym, *right-handed, RHM*) a silnie dispersyjnym stratnym medium lewoskrętnym (*left-handed, LHM*). Przed naszą publikacją obserwacje niezwyklego zachowania wiązki ciągłej fali gaussowskiej (*continuous wave Gaussian beam*) na granicy pomiędzy materiałem RHM a LHM wskazywały zjawiska załamania i opóźnienia, a także ogniskowania przez płytkę płaskorównoległą wykonaną z materiału LHM – metamateriału. **W publikacji [JP-1] Wnioskodawca wraz ze współpracownikiem prof. Tomaszem Szoplikiem pokazali, że front falowy wiązki gaussowskiej, która pada wzdłuż normalnej na powierzchnię metamateriału ulega lokalnemu wzmocnieniu poprzez zwiększenie gęstości strumienia energii i modyfikacji kształtu obwiedni amplitud grupy interferujących fal o różnych częstotliwościach.** W symulacjach FDTD wiązka gaussowska o długości fali $\lambda = 500$ nm wygenerowana w pustej dwuwymiarowej półprzestrzeni pada na granicę pomiędzy próżnią i metamateriałem. Przenikalność elektryczna $\epsilon(\omega)$ i magnetyczna metamateriału $\mu(\omega)$ zostały opisane modelem Drudego ze stratami, przyjmując takie same elektryczne i magnetyczne częstości kołowe plazmy $\omega_{pe} = \omega_{pm} = \omega_p = 5,96 \times 10^{15}$ rad/s dla częstotliwości $f_0 = 600$ THz i współczynniku załamania $n = -1,5$. Rys. 1 pokazuje propagację wiązki gaussowskiej poprzez granicę między próżnią o $n = 1$ i metamateriałem o $n = -1,5$.



Rys. 1. Ciągła wiązka gaussowska pada wzdłuż normalnej na granicę ($z = 200$) pomiędzy próżnią i metamateriałem o $n = -1,5$. Ewolucję modułu wektora Poyntinga $|\mathbf{E} \times \mathbf{H}|$, gdzie \mathbf{H} jest równoległy do płaszczyzny rysunku, pokazano skalą barwną znormalizowaną do maksymalnej wartości w wiązce padającej.

Rysunek 2 pokazuje wiązkę gaussowską o długości fali $\lambda = 500$ nm, która pada na granicę materiałów pod kątem 45° . W przypadku skośnego oświetlenia możemy zaobserwować następujące trzy efekty. Po pierwsze, ujemne załamanie wiązki w metamateriale o $n = -1,5$, demonstrowane wcześniej w kilku publikacjach. Antyrównoległe prędkości fazowa i grupowa, pokazane jako wektory o barwie czerwonej i niebieskiej, odpowiednio, są prostopadłe do frontów fazowych, rozłożonych gęściej niż w próżni. Kierunek transportu energii jest równoległy do prędkości grupowej i prostopadły do frontów fazowych. Po drugie, interferencję modulowanych frontów, co znaczy, że front grupowy przesuwa się ukośnie w stosunku do kierunku propagacji frontów fazowych i jest załamany w kierunku dodatnim, co wykazano w artykule Smitha i in. [Smith, 2002]. **W naszej publikacji wykazaliśmy, po raz pierwszy, trzeci efekt wzmocnienia amplitudy fali przechodzącej w formie obwiedni dodatnio załamanych frontów grupowych wiązki gaussowskiej.** Ten czysto dyspersyjny efekt wynika z różnych kątów załamania i zdywersyfikowanych prędkości fazowych poszczególnych składowych fourierowskich wiązki gaussowskiej w metamateriale o efektywnym ujemnym współczynniku załamania $n = -1,5$. Rozbudowa frontu grupowego trwa około 50 okresów fali i obszar wzmocnienia propaguje się na odległość co najmniej kilku długości fali.



Rys. 2. Ciągła wiązka gaussowska pada pod kątem 45° na granicę ($z = 200$) pomiędzy próżnią i metamateriałem o $n = -1,5$. Ewolucję modułu wektora Poyntinga $|\mathbf{E} \times \mathbf{H}|$, gdzie \mathbf{H} jest równoległy do płaszczyzny rysunku, pokazano skalą barwną znormalizowaną do maksymalnej wartości w wiązce padającej. W wiązce padającej i załamanej wektory o barwie czerwonej, fioletowej i niebieskiej oznaczają prędkości grupową, frontu grupowego i fazową, odpowiednio.

Literatura (bez prac wchodzących do cyklu Wnioskodawcy)

- [Veselago, 1968] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ," *Sov. Phys. Usp.* **10**, 509—514 (1968).
- [Smith, 2000] D. R. Smith, N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials," *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4184—4187 (2000).
- [Ziolkowski, 2001] R. W. Ziolkowski, E. Heyman, "Wave propagation in media having negative permittivity and permeability," *Phys. Rev. E* **64**, 056625-1-15 (2001).
- [Gupta, 2004] S. Dutta Gupta, R. Arun, G. S. Agraval, "Subluminal and superluminal propagation in a left-handed medium," *Phys. Rev. B* **69**, 113104-1-4 (2004).
- [Smith, 2002] D. R. Smith, D. Schurig, J. B. Pendry, "Negative refraction of modulated electromagnetic waves," *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2713—2715 (2002).

4. Wzmocniona transmisja światła przez podfalowe struktury w metalowych nano-warstwach

Zainteresowania naukowe Wnioskodawcy przeniosły się w dziedzinę plazmoniki w latach 2008–2012. W tym czasie Wnioskodawca był wykonawcą w projektach badawczych: "Nanooptyczna supersoczewka z metamateriału w złączu fonicznym" oraz "Superpryzmat plazmacyjny". Wnioskodawca uczestniczył także w Akcji EU COST MP0702: *Towards Functional Sub-Wavelength Photonic Structures, 2008–2012*.

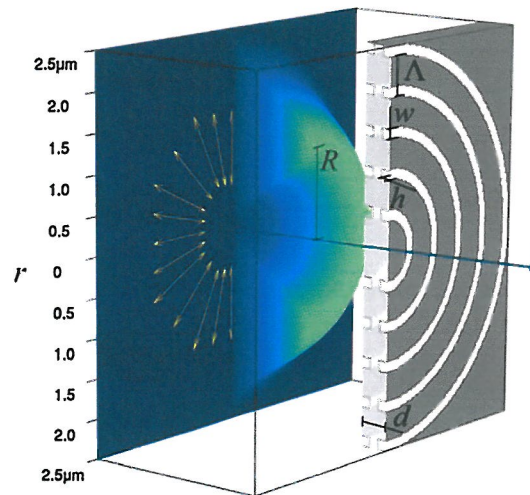
W wyniku prowadzonych badań naukowych ukazał się szereg publikacji, włączając materiały pokonferencyjne (SPIE), których współautorami oprócz Wnioskodawcy byli członkowie Zakładu Optyki Informatycznej na WF UW (P. Wróbel, T. Szoplik, T.J. Antosiewicz, W.M. Saj), a także publikacje wyniki ze współpracy z badaczami z Institute of Condensed Matter Theory and Solid State Optics, Friedrich-Schiller-Universität Jena (C. Rockstuhl, S. Mühlig) oraz Department of Radio Science and Engineering/SMARAD, Helsinki University of Technology (C.R. Simovski, S.A. Tretyakov).

Plazmonika to dziedzina badań i zastosowań oddziaływania oscylacji pola elektromagnetycznego o częstotliwościach optycznych z wolnymi elektronami w metalu. Te elektrony zachowują się jak naładowane cząstki gazu i są nazywane plazmą. Kluczową zaletą urządzeń plazmacyjnych jest możliwość ograniczenia objętości obszaru oscylacji elektromagnetycznych do wielkości mniejszej niż długość fali elektromagnetycznej, jaka byłaby wygenerowana w wolnej przestrzeni przy tej częstotliwości. Możliwe jest także tworzenie ekstremalnie intensywnych, skoncentrowanych pól elektromagnetycznych, użytecznych w takich zastosowaniach jak spektroskopia pojedynczych molekuł (*Surface-Enhanced Raman Spectroscopy, SERS*).

Jednym z interesujących zjawisk jest wzmocniona transmisja światła przez otwory podfalowe w metalowych nano-warstwach, opisywana po raz pierwszy przez Ebbesena i in. [Ebbesen, 1998]. Wzmocnienie oznacza, że stosunek ilości (w sensie energii) transmitowanego światła do ilości padającej na otwory przekracza jeden. Natężenie transmitowanego światła wzrasta jeszcze bardziej, gdy pojedyncza apertura o średnicy $a \ll \lambda$ jest otoczona przez zbiór koncentrycznych periodycznych podfalowych wyżłobień, które umożliwiają wzbudzenie powierzchniowych plazmonów-polarytonów (*surface plasmon-polaritons, SPP*).

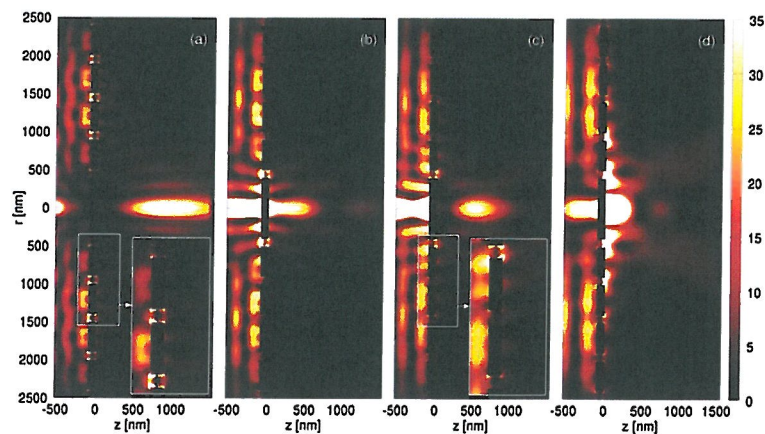
W publikacji [JP-2] zademonstrowaliśmy, po raz pierwszy, w oparciu o symulacje metodą FDTD, zjawisko ogniskowania radialnie spolaryzowanej wiązki Laguerre'a-Gaussa z zakresu widzialnego przez cienką warstwę srebra bez otworu na osi optycznej, z podwójnymi dwustronnymi koncentrycznymi wyżłobieniami. W wyniku powstała nano-soczewka ogniskująca wiązkę światła w objętości, której średnica (liczona jako pełna szerokość w połowie maksimum natężenia) wynosi $0,46\lambda$. Dla długości fali padającego światła $\lambda = 500$ nm soczewka wykazuje ogniskową o długości λ i działa

jak układ refrakcyjny o dużej aperturze numerycznej (*numerical aperture*, NA) równej 0,98. Dla długości fali padającego światła $\lambda = 400$ nm ogniskowa jest równa 2λ , zaś $NA = 0,92$. Na Rys. 3 przedstawiono schemat nano-soczewki. Na Rys. 4 przedstawiono znormalizowany rozkład gęstości energii pola elektrycznego w sąsiedztwie nano-soczewki.



Rys. 3. Wiązka światła o profilu natężenia Laguerre’a-Gausa i czysto radialnej polaryzacji zaznaczonej strzałkami barwy żółtej oświetla cienką warstwę srebra pozbawioną otworu o grubości wzdłuż osi $d = 100$ nm. Głębokość i szerokość periodycznych wyźłobień o stałej sieci $\Lambda = 500$ nm są równe $h = 40$ nm i $w = 100$ nm, odpowiednio. Promień maksymalnego natężenia wiązki jest równy R .

Ogniskowanie radialnie spolaryzowanego światła w małej objętości wynika z dwóch niezależnych czynników. Pierwszy z nich to wydajne sprzężenie foton-plazmon, które jest możliwe dzięki prawie 100% polaryzacji radialnej, osiąganey także w układach eksperymentalnych [Quabis, 2005]. Zatem ilość światła o polaryzacji liniowej lub azymutalnej jest zanedbywalna i w tym przypadku nie ma praktycznie tła, które zmniejszałoby stosunek sygnału do szumu w obszarze ogniska. Drugi czynnik jest związany z ewolucją składowych radialnej i osiowej transmitowanego pola elektrycznego za soczewką. Składowe radialne pola E w kolejnych wyźłobieniach są w fazie i propagują się jako wyższego rzędu wiązki spolaryzowane radialnie. Składowe osiowe pola E wpływają na zbieżność transmitowanej wiązki. Składowe radialne pola E interferują destruktywnie na osi, podczas gdy składowe osiowe pola E są wzmocnione poprzez interferencję konstruktywną. W obszarze ogniska energia jest przekazywana ze składowych radialnie spolaryzowanego pola elektrycznego do składowych osiowych, które stają się około 10 razy większe niż składowe osiowe światła padającego na strukturę. Wzmocnienie składowych osiowych zależy od liczby oświetlonych wyźłobień i zakresu plazmonów. Badania nad nano-soczewką były dalej prowadzone w ZOI i przekazane w publikacji [Wróbel, 2011]. **Przedstawiona soczewka może być użyta w mikro- i nano-optyce, na przykład jako urządzenie wprzęgające światło do układów nano- i mikrooptycznych.**



Rys. 4. Rozkład znormalizowanej gęstości energii elektrycznej $|E|^2$ w sąsiedztwie nano-soczewki $R = 1400$ nm dla długości fali (a) 410 nm, (b) 460 nm, (c) 500 nm, and (d) 600 nm.

Literatura (bez prac wchodzących do cyklu Wnioskodawcy)

- [Ebbesen, 1998] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff, “Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays,” *Nature* **391** (6668), 667—669 (1998).
- [Quabis, 2005] S. Quabis, R. Dorn, G. Leuchs, “Generation of a radially polarized doughnut mode of high quality,” *Applied Physics B* **81**(5), 597-600 (2005).
- [Wróbel, 2011] P. Wróbel, T. J. Antosiewicz, J. Pniewski, T. Szoplik, “Single-layer metal nanolenses with tight foci in far-field,” *Applied Physics A: Materials Science and Processing* **103**(3), 821—825 (2011).

5. Zjawiska optyczne i własności światłowodów fonicznych

W latach 2009–2016 Wnioskodawca dołączył do grupy kierowanej przez Ryszarda Buczyńskiego (Uniwersytet Warszawski/Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych/Uniwersytet Heriota-Watta). Wnioskodawca był wykonawcą w granie badawczym NCN „*Włókna foniczne do generacji supercontinuum w zakresie średniej podczerwieni*” w latach of 2010–2012. Był także kierownikiem grantu badawczego „*Badanie generacji i propagacji plazmonów-polaritonów w periodycznych podfalowych metalowo-dielektrycznych strukturach światłowodowych*” w latach 2012–2014. Jednym z wyników tego grantu było międzynarodowe zgłoszenie patentowe „*A photonic crystal fibre for transferring radially polarised light beam and a method of manufacturing such a fibre*” („*Światłowod foniczny do przenoszenia wiązki światła spolaryzowanej radialnie i sposób wytwarzania takiego światłowodu*”).

Współpraca w ramach grupy zaowocowała kolejnymi publikacjami, w tym [JP-3...JP7], w których za pomocą analizy numerycznej oraz eksperymentalnie zanalizowano różne aspekty działania światłowodów fonicznych wykonanych ze szkiele wieloskładnikowych.

W publikacji [JP-3] zademonstrowano możliwość kształtowania dyspersji oraz generacji supercontinuum w całoszkłanych światłowodach (APCF) wykonanych ze szkiele wieloskładnikowych (*soft glass*). Projektowanie charakterystyki dyspersji prędkości grupowej (*group velocity dispersion, GVD*) światłowodu było i nadal jest kluczowe dla skutecznego wykorzystania nieliniowych własności optycznych w takich aplikacjach jak generacja supercontinuum, generacja wyższych harmonicznych, czy konwersja długości fali poprzez wymuszone rozpraszanie Ramana. Jedną ze struktur optycznych, której można użyć do uzyskania oczekiwanej GVD jest światłowod foniczny (*photonic crystal fiber, PCF*), to jest światłowod mikrostrukturalny z otworami wzdłuż włókna, widocznymi w przekroju poprzecznym. Dzięki wysokiemu kontrastowi współczynnika załamania pomiędzy szkłem a powietrzem, razem z możliwością wyboru parametrów geometrycznych otworów, można precyzyjnie zaprojektować przebieg dyspersji oraz własności nieliniowe światłowodów [Bartelt, 2007]. To podejście, jednakże, ma

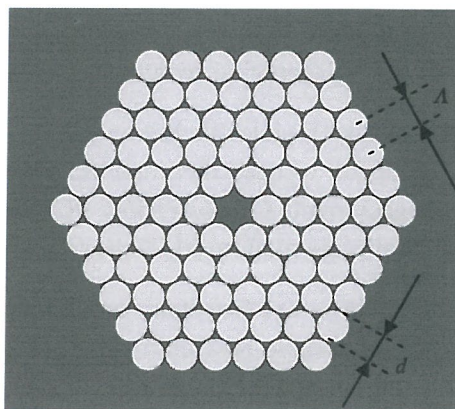
poważne wady technologiczne, w wyniku których często powstają niepożądane zniekształcenia profilu poprzecznego, wpływające na własności dyspersyjne światłowodów [Buczyński, 2011].

Światłowody PCF można wykonać ze szkieł wieloskładnikowych. W ten sposób można połączyć unikatowe własności szkieł tej klasy, takie jak wysoka nieliniowość, wzmocnienie i transmisja w bliskiej podczerwieni z własnościami propagacyjnymi światłowodów PCF, takimi jak niska modowość przy dużych polach modowych i ścisła lokalizacja modów (*tight mode confinement*).

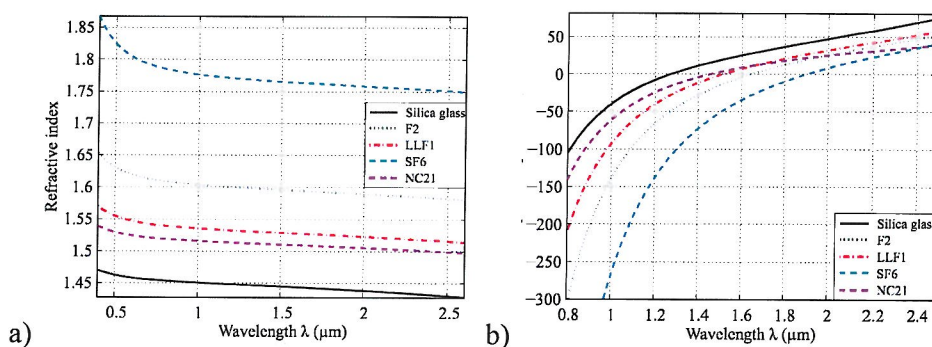
W naszych badaniach zdecydowaliśmy się na wykorzystanie całoszklanych światłowodów fonicznych (APCF), które stanowią alternatywę dla szklano-powietrznych światłowodów PCF o pełnym rdzeniu. W światłowodach APCF zamiast otworów powietrznych stosuje się szklane mikropręty o współczynniku załamania różnym od współczynnika załamania szkła bazowego. W światłowodach APCF może istnieć prowadzenie światła zarówno poprzez mechanizm całkowitego wewnętrznego odbicia, jak i fonicznej przerwy wzbronionej, w zależności od współczynnika załamania rdzenia. Pierwsze światłowody APCF z rdzeniem z wyższym współczynnikiem załamania były zademonstrowane przez Fenga i in. [Feng, 2003] Zalety światłowodów APCF nad światłowodami szklano-powietrznymi PCF to względnie proste wytwarzanie i możliwość klejenia lub łączenia ze standardowymi światłowodami. Co więcej, dobór parametrów sterowania procesem wytwarzania jest znacznie prostszy i łatwiej uzyskać światłowody o zamierzonych parametrach. Dodatkowo, światłowody te mają unikatowe cechy widmowe i dyspersyjne, które są korzystne w nisko-stratnych laserach światłowodowych, optyce nieliniowej, włóknach dwójłomnych.

W publikacji [JP-3], po raz pierwszy zademonstrowano, zanalizowano numerycznie i wytworzono specjalny światłowod APCF, wykonany ze szkieł wieloskładnikowych: SF6/LLF1, SF6/F2, oraz F2/NC21. Szkła SF6, LLF1, oraz F2 są dostępne komercyjnie (Schott). Szkło NC21 zostało wytworzone w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych (ITME), zastępując szkło LLF1, które wykazuje skłonność do krystalizacji. Nowe szkło ma znakomite własności reologiczne w stosunku do popularnego szkła LLF1. Wymienione pary termicznie dopasowanych szkieł zostały zanalizowane numerycznie. Każda para składa się ze szkła o wysokim współczynniku załamania jako materiale bazowym oraz szkła o niższym współczynniku załamania. Rdzeń jest zawsze wykonany ze szkła F2 lub SF6.

Schemat światłowodu APCF pokazano na Rys. 5. Światłowod składa się z inkluzji o niższym współczynniku załamania, które są zatopione w szkłe bazowym o wyższym współczynniku załamania, przy czym nie umieszczono inkluzji w rdzeniu. Zatem rdzeń ma wyższy współczynnik załamania niż płaszcz i wiodącym mechanizmem propagacji światła jest w tym przypadku całkowite wewnętrzne odbicie. Zanalizowaliśmy wpływ struktury światłowodu na dyspersję w zależności od stałej sieci Λ , liniowego współczynnika wypełnienia f oraz wyboru szkieł. Wybór szkieł określa różnicę współczynników załamania w funkcji długości fali światła Δn oraz własności dyspersyjne światłowodu. Na Rys. 6 zaprezentowano współczynniki załamania oraz krzywe dyspersji szkieł, dodając jako odniesienie dane dla szkła kwarcowego. Jasne jest, że szkło NC21 jest dość podobne do szkła LLF1 pod względem dyspersji materiałowej i współczynnika załamania. Długość fali zerowej dyspersji (*zero dispersion wavelength*, ZDW) w przypadku szkła NC21 znajduje się 50 nm od ZDW dla szkła LLF1.

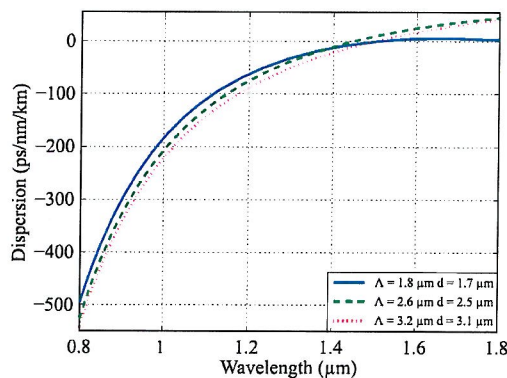


Rys. 5. Geometria analizowanego światłowodu APCF. Liniowy współczynnik wypełnienia f zdefiniowano jako d/Λ .



Rys. 6. (a) Współczynnik załamania oraz (b) dyspersja materiałowa szkła NC21, LLF1, SF6 oraz F2. Jako odniesienie zamieszczono dane dla czystego szkła kwarcowego.

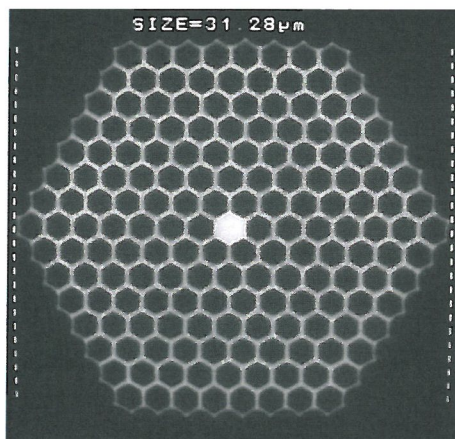
Przeprowadzono symulacje numeryczne, aby zanalizować możliwość kształtowania charakterystyki dyspersji jako wyniku wyboru materiału oraz parametrów geometrycznych przekroju poprzecznego. Na przykład, wykazano, że dla szkła SF6/LLF1 możliwe jest przesunięcie położenia ZDW wraz z uzyskaniem prawie zerowej płaskiej dyspersji anomalnej o wartości poniżej 5 ps/nm/km w zakresie widma o szerokości ponad 300 nm dla następującej struktury światłowodu: stała sieci $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ i średnica inkluzji $d = 1,7 \mu\text{m}$ (zob. Rys. 7).



Rys. 7. Własności dyspersyjne światłowodu APCF wykonanego ze szkła SF6/LLF1 w funkcji stałej sieci oraz o wysokim współczynniku wypełnienia, powyżej 0,94.

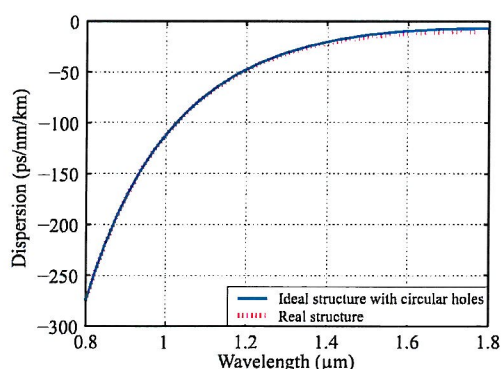
Analizowaną parę szkła F2/NC21 wybrano następnie do wytworzenia światłowodu o kontraście współczynnika załamania $\Delta n = 0,1$. Na podstawie przeprowadzonych symulacji numerycznych wybrano następujące parametry geometryczne struktury: stała sieci $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$, współczynnik wypełnienia $f = d/\Lambda$

$\geq 0,9$. Przygotowano strukturę o symetrii sześciokątnej, z rdzeniem wykonanym ze szkła F2, zawierającą 15 elementów na przekątnej. Podstawowy element struktury ma kształt sześciokąta, wykonanego ze szkła NC21 (niższy współczynnik załamania) i jest otoczony przez pierścień ze szkła F2, tak aby osiągnąć założony wysoki współczynnik wypełnienia. Zewnętrzna średnica światłowodu jest równa $123 \mu\text{m}$, średnica rdzenia $2 \mu\text{m}$, długość przekątnej struktury fotonicznej $31 \mu\text{m}$, zaś stała sieci $\Lambda = 2,1 \mu\text{m}$. Proces wyciągania był bardzo stabilny, zaś końcowy światłowód miał regularną strukturę o wysokiej jakości – nie zaobserwowano błędów, deformacji, ani innych defektów. Przekrój poprzeczny wytworzonego światłowodu (zdjęcie ze skaningowego mikroskopu elektronowego) pokazano na Rys. 8.



Rys. 8. Przekrój poprzeczny wytworzonego światłowodu APCF, wykonanego ze szkła F2/NC21.

Efektywny współczynnik załamania oraz dyspersja wytworzonego światłowodu zostały numerycznie zasymulowane na podstawie rozkładu ze zdjęcia SEM. Efektywny współczynnik załamania modu podstawowego był równy $n_{eff} = 1,5953$ dla długości fali 800 nm , zaś efektywne pole modu wyniosło $4,3 \mu\text{m}^2$. Dwójłomność światłowodu była niższa niż $0,3 \times 10^{-5}$. Obliczona charakterystyka dyspersji pokazuje dyspersję normalną w zakresie $0,8\text{--}1,8 \mu\text{m}$ (zob. Rys. 9).

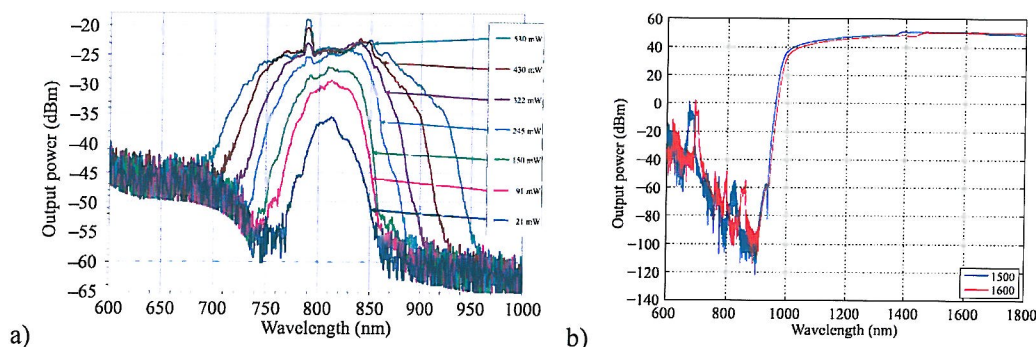


Rys. 9. Obliczona charakterystyka dyspersji dla wytworzonego światłowodu APCF ze szkła F2/NC21.

Zmierzyliśmy tłumienie próbki światłowodu o długości $2,5 \text{ m}$, używając standardowej techniki *cut-back*. Jako źródła użyliśmy diody superluminescencyjnej emitującej światło o centralnej długości fali 825 nm i widmie o pełnej szerokości w połowie maksimum (FWHM) równej 30 nm . Zmierzone tłumienie światłowodu było poniżej $7,5 \text{ dB/m}$.

Otrzymana charakterystyka dyspersji pokazuje, że wytworzony światłowód jest dobrze zoptymalizowany do generacji supercontinuum w zakresie dyspersji normalnej przy pobudzeniu źródłem emitującym światło o długości fali 1540 nm . Jednakże, wstępne testy przeprowadzono używając oscylatora

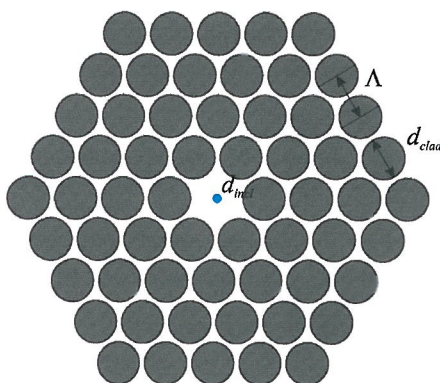
femtosekundowego (Ti:Sapphire) emitującego światło o długości fali 792 nm. Obliczyliśmy także numerycznie efekt poszerzenia dla długości fal 800, 1500 oraz 1600 nm. Przykładowe wyniki pokazano na Rys. 10.



Rys. 10. a) Wynik symulacji numerycznych generacji supercontinuum w wytworzonym światłowodzie a) w funkcji mocy pompującej, b) w funkcji długości fali impulsu pompującego, 1500 nm i 1600 nm.

W wyniku prac przedstawionych w publikacji [JP-3] byliśmy w stanie zaprojektować i zasymulować numerycznie światłowody APCF, przeznaczone do generacji supercontinuum, wykonane ze szkła wieloskładnikowych, a następnie wytworzyć wybrane światłowody APCF w procesie *stack-and-draw*.

Światłowody APCF były dalej analizowane w publikacji [JP-4]. Przedstawiono w niej możliwość sterowania dyspersją i generacji supercontinuum w światłowodach APCF z podfaloną inkluzją o niższym współczynniku załamania w rdzeniu. Inkluzja umożliwia sterowanie charakterystyką dyspersji, przy zachowaniu stałego efektywnego pola modowego. Geometrię tego światłowodu przedstawiono na Rys. 11.



Rys. 11. Podstawowa geometria analizowanego światłowodu APCF.

Przed ukazaniem się naszej publikacji, kilku autorów wskazywało na możliwość generacji supercontinuum w światłowodach APCF, opartych na szklach wieloskładnikowych lub o różnych geometriach rdzenia [Argyros, 2005; Camerlingo, 2010; Ghosh, 2010]. Zademontrowano użycie wysoko nieliniowych światłowodów PCF do szerokopasmowej generacji supercontinuum, impulsami o niskim natężeniu [Domachuk, 2008]. Mimo tych osiągnięć, długość fali dla zerowej dyspersji (ZDW) użytych szkieł znajdowała się nadal w obszarze podczerwieni. W wyniku, własności dyspersyjne klasycznych światłowodów PCF o małych rdzeniach nie pozwalały na użycie wysoko wydajnych i stosunkowo tanich lase-

rów nanosekundowych jako źródeł pompujących. Co więcej, popularne wysoko nieliniowe szkła wieloskładnikowe, takie LLF1, SF6 i SF57 nie nadają się zbyt dobrze do użycia w tanim procesie *stack-and-draw*, bowiem mają tendencję do krystalizacji i raczej wykorzystuje się je w procesach wytwarzania światłowodów bazujących na wytłaczaniu.

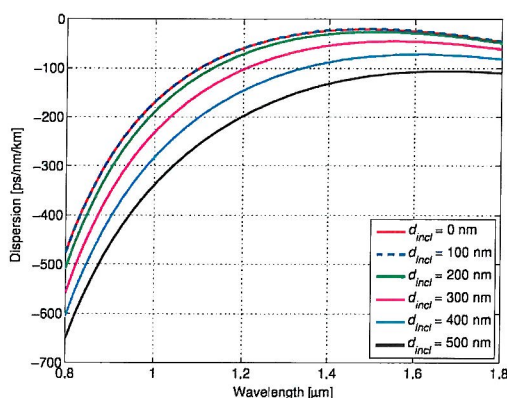
Jak pokazaliśmy wcześniej w publikacji [JP-3] wytwarzanie światłowodów APCF w procesie *stack-and-draw* umożliwia precyzyjne utrzymanie wszystkich parametrów światłowodu w bardzo dobrej zgodności z kryteriami projektu. Na przykład, przesunięcie ZDW modu podstawowego można uzyskać poprzez zmniejszenie średnicy pełnego rdzenia. Jednakże, swoboda kształtowania GVD jest zwykle bardzo ograniczona, a ten aspekt jest istotny dla udanego wykorzystania nieliniowych własności optycznych światłowodu w takich aplikacjach, jak generacja supercontinuum, generacja wyższych harmonicznych i konwersja długości fali poprzez wymuszone rozpraszanie Ramana. Redukując średnicę rdzenia zmniejszamy także pole modu, co skutkuje zwiększeniem współczynnika nieliniowości światłowodu n_2 i zmniejszeniem skuteczności sprzężenia (*coupling efficiency*) wiązki pompującej. Alternatywną metodą kształtowania własności dyspersyjnych jest strukturyzacja rdzenia. Ta metoda pozwala na większą swobodę doboru charakterystyki dyspersyjnej.

W publikacji [JP-4], po raz pierwszy, wykazaliśmy możliwość kształtowania charakterystyki dyspersyjnej i generacji supercontinuum w wysoko kontrastowych światłowodach APCF, wykonanych ze szkła wieloskładnikowych (SF6/NC21) z inkluzją o niższym współczynniku załamania w rdzeniu. Inkluzja umożliwia kształtowanie charakterystyki dyspersyjnej przy zachowaniu stałego efektywnego pola modowego.

Zaproponowany światłowod składał się z inkluzji wykonanych z materiału o niższym współczynniku załamania (własne szkło NC21), osadzonych w szkłe bazowym (Schott SF6) o wyższym współczynniku załamania, przy czym w obszarze rdzenia pozostawiono szkło bazowe. Oba szkła są termicznie dopasowane i mogą być wspólnie przetwarzane w procesie wyciągania światłowodów. Dodatkowo, w środku rdzenia znajduje się nano-inkluzja ze szkła NC21. W symulacjach numerycznych rozważaliśmy średnice inkluzji w płaszczu w zakresie 1,425–4,75 μm , przyjmując stałą siatki w płaszczu w zakresie 1,5–5 μm . Nano-inkluzja w rdzeniu ma średnicę w zakresie od 100 do 500 nm. Średni efektywny współczynnik załamania rdzenia jest wyższy niż płaszczu fotonicznego, zatem dominującym mechanizmem propagacji światła jest całkowite wewnętrzne odbicie. Współczynnik wypełnienia w płaszczu przyjęliśmy równy 0,95. Przykład zmiany charakterystyki dyspersyjnej oraz pola modowego pokazano na Rys. 12 i w Tabeli 1.

Zdecydowaliśmy się na wytworzenie światłowodu APCF z nano-inkluzją o średnicy 200 nm w rdzeniu. Wysoki współczynnik wypełnienia w płaszczu fonicznym prowadził do propagacji dużej liczby modów wyższego rzędu w pierwszych projektach. Aby zminimalizować ich liczbę, struktura modelowanego numerycznie i wytworzonego światłowodu APCF została zmodyfikowana w taki sposób, by w pierwszym rzędzie inkluzji, wokół rdzenia, współczynnik wypełnienia wynosił 0,95, zaś w pozostałych rzędach był równy 0,4. W celu wytworzenia światłowodu wykonano strukturę pre-formy o symetrii heksagonalnej, zawierającą 13 elementów na przekątnej. Zaplanowana stała siatki była równa 1,8 μm zaś średnica nano-inkluzji w końcowym światłowodzie wyniosła 300 nm.

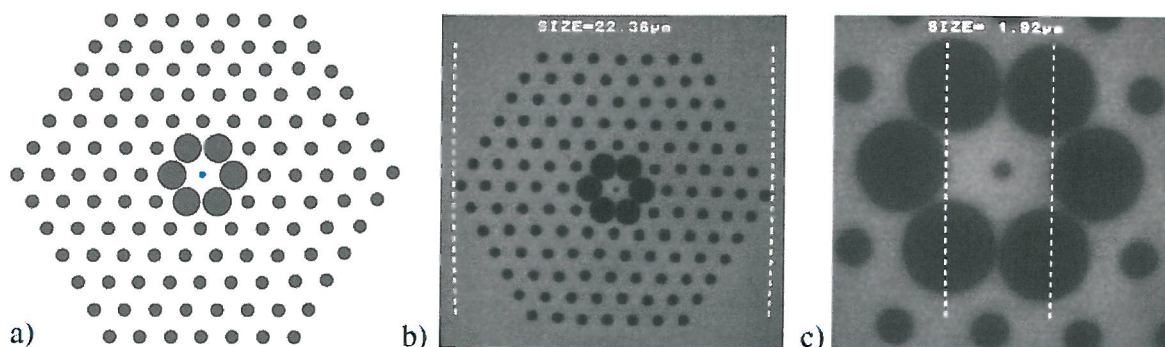
Wytworzono 3 światłowody (ozn. NL26A 1, NL26A 2 and NL26A 3), o różnym rozmiarze płaszczu fonicznego, odpowiednio 32,12 μm ; 27,00 μm and 22,36 μm . Proces wyciągania był bardzo stabilny i końcowy światłowod miał wysokiej jakości regularną strukturę. Na Rys. 13 ukazano obrazy przekroju wytworzonego światłowodu NL26A 3, wykonane za pomocą mikroskopu SEM.



Rys. 12. Obliczona charakterystyka dyspersji światłowodu APCF, wykonanego ze szkła SF6/NC21, w funkcji średnicy nano-inkluzyj w rdzeniu oraz stałej siatki $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$.

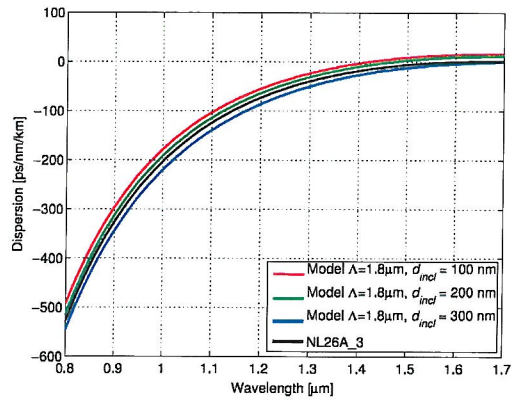
Tabela 1. Obliczone numerycznie efektywne pola modowe dla modu podstawowego, na bazie otrzymanego przekroju i różnych średnic nano-inkluzyj w rdzeniu.

Średnica nano-inkluzyj [nm]	Pole modu podstawowego [μm^2]
0	1,496
100	1,522
200	1,568
300	1,729
400	2,009
500	2,081



Rys. 13. (a) Schemat struktury światłowodu. (b) Zdjęcie z mikroskopu SEM przekroju wytworzonego światłowodu NL26A 3. (c) Zdjęcie z mikroskopu SEM przekroju w obszarze rdzenia wytworzonego światłowodu NL26A 3.

Na bazie zdjęcia z mikroskopu SEM, numerycznie obliczono charakterystyki dyspersji wytworzonego światłowodu NL26A 3. Charakterystyki te są widoczne na Rys. 14. Mimo, że średnicę wytworzonej nano-inkluzyj w rdzeniu, widocznej na zdjęciu SEM, określono na 300 nm, krzywa dyspersji jest blisko teoretycznej krzywej dla nano-inkluzyj w rdzeniu o średnicy 200 nm. Różnica jest głównie spowodowana przez dyfuzję szkła na granicy materiałów. Co więcej, modelowanie numeryczne krzywej dyspersji bierze pod uwagę skokowo współczynnik dyspersji, podczas gdy mieszanie szkieł na granicy powoduje ciągłą zmianę współczynnika załamania i w związku z tym mniejszą efektywną średnicę nano-inkluzyj. Problem ten zostało podjęty w późniejszej naszej publikacji [JP-6].



Rys. 14. Porównanie charakterystyki dyspersji obliczonej na podstawie zdjęcia SEM wytworzonego światłowodu NL26A 3 z charakterystykami teoretycznych struktur, posiadających nano-inkluzyje w różnych średnicach w rdzeniu.

Charakterystyki dyspersji obliczone dla wytworzonego światłowodu NL26A 3 zostały użyte do symulacji generacji supercontinuum, z użyciem metody *split-step Fourier*. W symulacji przyjęliśmy długość fali światła źródła równą 1550 nm oraz maksymalną długość światłowodu 0,3 m. Czas trwania impulsu był równy 100 fs, a energia impulsów zmieniała się w zakresie od 3 do 12 nJ. Nie brano pod uwagę tłumienia światłowodu, ze względu na korzystanie tylko z bardzo krótkich fragmentów światłowodu (kilka centymetrów). Założyliśmy, że w takim przypadku tłumienie nie wpływa znacząco na charakterystykę supercontinuum. Pozostałe parametry istotne dla symulacji omówiono w publikacji. Symulacje ograniczono do zakresu 800–2000 nm, ponieważ skupiliśmy się wyłącznie na ultrapłaskim supercontinuum o fluktuacji natężenia poniżej 3 dB. Wykres widmowej ewolucji supercontinuum pokazano na Rys. 15. **Zaproponowany światłowód o płaskiej szerokopasmowej charakterystyce supercontinuum jest kandydatem na nowe efektywne źródło światła dla optycznej tomografii koherencyjnej oraz wielopasmowych zastosowań telekomunikacyjnych.**

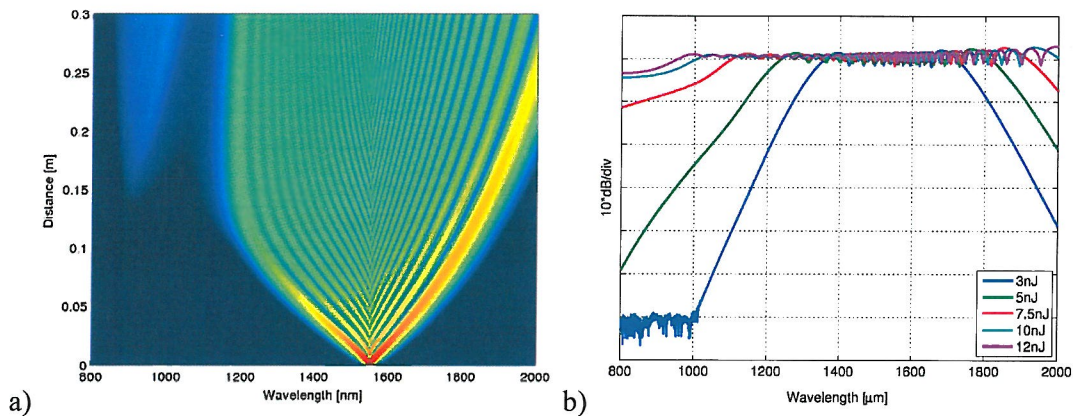


Fig. 15. a) Wykres ewolucji widma supercontinuum wygenerowanego impulsami o długości fali 1550 nm i energii 3 nJ. b) Charakterystyki widmowe dla supercontinuum wygenerowanych impulsami o różnej energii dla wytworzonego światłowodu NL26A 3. Tłumienie obliczono dla światłowodu o długości 5 cm.

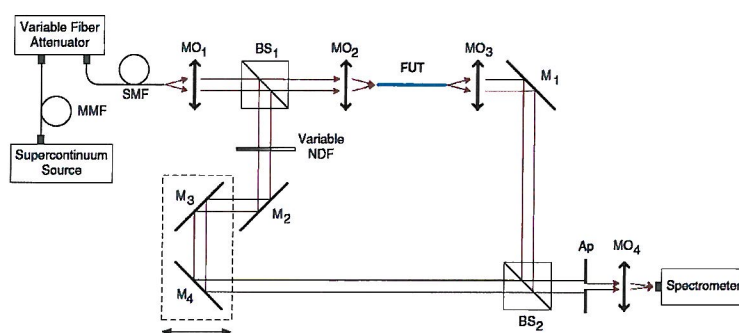
Wynikiem naszej publikacji był światłowód APCF, wykonany ze szkieł wieloskładnikowych, zawierający podfalową nano-inkluzyję o niższym współczynniku załamania w rdzeniu, która umożliwia kształtowanie charakterystyki dyspersyjnej, przy zachowaniu małego pola modowego.

Poza publikacjami naukowymi Wnioskodawcy w obszarze światłowodów APCF, przygotowano także międzynarodowe zgłoszenie patentowe „*A photonic crystal fibre for transferring radially polarised light beam and a method of manufacturing such a fibre*” (R. Buczyński, T. Stefaniuk, J. Pniewski, D. Pysz, G. Stępniewski, R. Stępień).

W publikacji [JP-5] Wnioskodawca kontynuował badania naukowe w dziedzinie światłowodów APCF z nano-inkluzją w rdzeniu, pokazanych wcześniej na Rys. 13. Badania te koncentrowały się na wiarygodności pomiarów dyspersji w światłowodach APCF, które zwykle używane są w krótkich odcinkach. Zjawiska generacji supercontinuum bazują bezpośrednio na charakterystyce dyspersyjnej, zatem prawidłowe modelowanie, charakteryzacja i weryfikacja wyników symulacji mają szczególne znaczenie dla SC. Powszechnie używane techniki charakteryzacji dyspersji, jak np. metoda *time-of-flight* lub metoda modulacji przesunięcia fazowego (*phase shift method*) [Cohen, 1985], wymagają użycia odcinków od dużej długości. Oprócz wysokiego kosztu, wspomniane techniki są także bezskuteczne w przypadku światłowodów wykonanych ze szkła wieloskładnikowych ze względu na ich wysoką tłumienność. Inne podejście to użycie interferometru połączonego z szerokopasmowym źródłem światła [Didams, 1996]. Wiarygodny pomiar dyspersji w krótkich odcinkach światłowodów umożliwia technika modyfikowanego interferometru Macha–Zehndera [Hlubina, 2007]. **Tej właśnie taniej i stosunkowo łatwiej do przeprowadzenia metody użyliśmy do pomiaru dyspersji całoszklanego światłowodu fotonicznego z nano-inkluzją w rdzeniu. Po raz pierwszy uzyskaliśmy wyniki pomiarów dla światłowodów APCF wykonanych ze szkła wieloskładnikowych SF6/NC21.**

Najpierw zmierzaliśmy tłumienie światłowodu standardową metodą *cut-back*. Zmierzone tłumienie dla długości fali 780 nm sięga 20 dB/m i jest wywołane głównie przez straty materiałowe, które typowo wynoszą kilka dB/m dla szkła na bazie tlenków ciężkich metali, oraz straty w światłowodzie, które są typowe dla włókien o małych średnicach rdzenia. Ze względu na wysokie tłumienie w interferometrze Macha–Zehndera, pokazanym na Rys. 16, zmierzono stosunkowo krótki odcinek światłowodu o długości 65,20 mm. Szczegółowy opis układu pomiarowego jest zawarty w publikacji [JP-5].

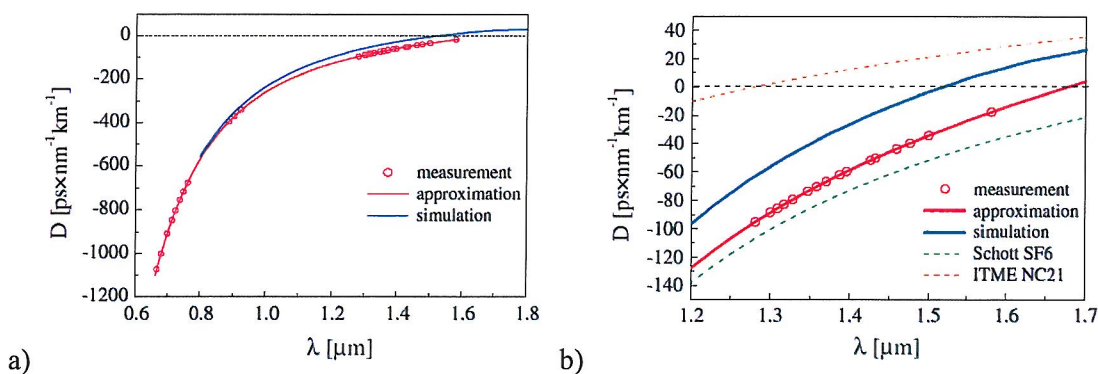
Na Rys. 17 przedstawiono zmierzony przebieg charakterystyki dyspersji w funkcji długości fali światła, w porównaniu do wyniku symulacji numerycznych na bazie zdjęcia SEM światłowodu i do charakterystyki materiałowej szkła.



Rys. 16. Układ zmodyfikowanego interferometru Macha–Zehndera użyty do pomiaru charakterystyki dyspersji.

Ze względu na rozbieżność pomiędzy charakterystykami dyspersji wynikającymi z symulacji numerycznych w publikacji [JP-4] oraz charakterystykami otrzymanymi na drodze eksperymentalnej, zweryfikowaliśmy poprawność wyników numerycznych za pomocą metody elementów skończonych (*finite element method, FEM*), otrzymując wyniki potwierdzające wcześniejsze symulacje metodą FDTD. Uznaliśmy, że różnica jest wynikiem kilku czynników. Po pierwsze, przyjęcia skokowej zmiany współczynnika załamania pomiędzy szkłami SF6 i NC21 w symulacjach numerycznych. W rzeczywistości

między szklami następuje dyfuzja i przejście od współczynnika załamania jednego szkła do współczynnika załamania drugiego jest płynne. Drugim źródłem błędów powstających w symulacji jest niepewność określenia wymiarów geometrycznych na bazie zdjęcia SEM. Dodatkowo, symulacje numeryczne wprowadzają błąd związany z ograniczonym rozmiarem siatki obliczeniowej oraz przyjętej charakterystyki materiałowej. W wyniku, wytworzony światłowód ma przesunięty punkt zera dyspersji (ZDW) o 164 nm w kierunku dłuższych fal w stosunku do zaprojektowanej wartości i nie może być, zatem, użyty do efektywnej generacji supercontinuum femtosekundowymi laserami światłowodowymi jako źródłami pompującymi na długości fali 1550 nm, jak przewidywano w publikacji [JP-4]. Z tego powodu, niezbędna była dalsza optymalizacja struktury światłowodu i procesu wyciągania. Charakterystykę dyspersyjną można przesunąć w kierunku większych wartości oraz w kierunku krótszych fal, stosując większą stałą siatki oraz nano-inkluzyje o większej średnicy w rdzeniu. Wytworzony światłowód może być użyty do generacji supercontinuum w zakresie dyspersji anomalnej z użyciem laserów femtosekundowych opartych na tulu, które pracują na długości fali około 2 μm .



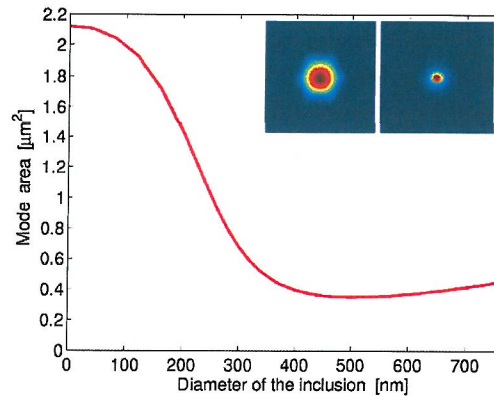
Rys. 17. a) Obliczona i zmierzona dyspersja światłowodu — podsumowanie. b) Obliczona i zmierzona dyspersja światłowodu w obszarze bliskim zerowej dyspersji. Niebieska ciągła linia pokazuje przebieg charakterystyki dyspersyjnej światłowodu uzyskany numerycznie. Linie przerywane ukazują przebieg dyspersji materiałowej szkieł.

W publikacji [JP-6] zbadano problem rozbieżności pomiędzy uzyskanymi numerycznie i zmierzonymi eksperymentalnie charakterystykami dyspersyjnymi światłowodu fotonicznego z nano-inkluzyją w rdzeniu, pokazanego schematycznie na Rys. 11. Problem ten wskazywano wcześniej w publikacjach [JP-4] oraz [JP-5]. Przed naszą publikacją podejmowano już próby strukturyzacji rdzenia światłowodów fotonicznych, na przykład aby wpłynąć na własności nieliniowe światłowodu [Biancalana, 2010], uzyskać efekt widmowego tunelowania solitonów [Kibler, 2007] lub zwiększyć dwójłomność cylindryczną [Euser, 2011]. Przedstawiono też koncepcję i model numeryczny światłowodu z mikrostrukturami pracującego w zakresie średniej podczerwieni, opartego na szklach chalcogenidkowych [Ung, 2010]. Zade-monstrowano też światłowód fotoniczny z inkluzyją w rdzeniu, wykonany ze szkła wieloskładnikowych, z możliwością generacji supercontinuum [Buczyński, 2011].

W publikacji zajęliśmy się wytworzonym wcześniej światłowodem fotonicznym z inkluzyją o wyższym współczynniku załamania w rdzeniu. Światłowód został wykonany ze szkła NC21. Nano-inkluzyja była wykonana ze szkła ołowiowo-krzemianowego SF6 (Schott).

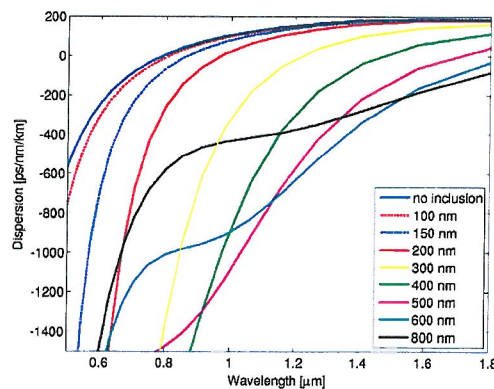
W światłowodzie bez nano-inkluzyji w rdzeniu można wzbudzić efektywnie tylko mod podstawowy, zakładając liniowo spolaryzowaną wiązkę Gaussa o długości fali 800 nm. Mod podstawowy ma wtedy pole 2,12 μm^2 . Spodziewaliśmy się, że osadzenie inkluzyji z materiału o wyższym współczynniku załamania niż szkła bazowego zmniejszy pole modu podstawowego, co z kolei spowoduje zwiększenie współczynnika nieliniowości modu podstawowego. Pole modu podstawowego w funkcji średnicy nano-

inkluzji pokazano na Rys. 18. Dla średnicy inkluzji w zakresie 400–680 nm pole modu jest mniejsze niż $0,4 \mu\text{m}^2$ dla długości fali 800 nm, co umożliwi osiągnięcie pożądanej wysokiej gęstości energii. Jednocześnie pole modów wyższych rzędów ma podobną wielkość, co w przypadku światłowodu bez nano-inkluzji. Pozwala to na przestrzenne rozseparowanie różnych modów przenoszonych przez światłowód.



Rys. 18 Pole modu podstawowego w funkcji średnicy nano-inkluzji w modelowanym numerycznie światłowodzie i długości fali 800 nm; Wewnątrz pokazano znormalizowany rozkład natężenia dla maksymalnego (bez inkluzji) i minimalnego (średnica nano-inkluzji 500 nm) pola modu podstawowego.

Położenie punktu zerowej dyspersji (ZDW) jest zależne w wysokim stopniu od parametrów nano-inkluzji, szczególnie od średnicy oraz materiałowej charakterystyki dyspersyjnej użytego szkła. ZDW jest przesunięte o około $1,8 \mu\text{m}$ w kierunku dłuższych fal, gdy średnica nano-inkluzji zmienia się od 0 (bez nano-inkluzji do 800 nm, jak pokazano na Rys. 19.



Rys. 19. Charakterystyki dyspersyjne dla światłowodów fonicznych ze stałą siatki heksagonalnej $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ i względną wielkością dziur powietrznych $d/\Lambda = 0,91$ z podfaloną nano-inkluzją o wyższym współczynniku załamania w rdzeniu i średnicy w zakresie 0–800 nm.

Dla idealnej struktury teoretycznej płaszcz foniczny składa się z siedmiu rzędów dziur powietrznych w szkłe, ułożonych w strukturze heksagonalnej ze stałą siatki $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ i względną wielkością otworów powietrznych $d/\Lambda = 0,91$, gdzie d jest średnicą otworów. Rzeczywisty światłowód został wykonany w procesie *stack-and-draw*. Końcowy światłowód ma rdzeń o średnicy $1,90 \pm 0,08 \mu\text{m}$. Płaszcz foniczny składa się z 7 rzędów otworów powietrznych, o stałej siatki równej $1,71$ i względnej wielkości otworów powietrznych równej $0,9$. Szacując ze zdjęcia SEM, pokazanego na Rys. 20, całkowita średnica nano-inkluzji była równa 490 nm , przy czym wyznaczona jako pełna szerokość w połowie maksimum (full-width at half maximum, FWHM) wyniosła około 400 nm . Zweryfikowaliśmy jednorodność wyciągniętego światłowodu na dystansie 20 m . W szczególności, nano-inkluzja utrzymuje całkowitą średnicę 490 nm z dokładnością około $\pm 10 \text{ nm}$.

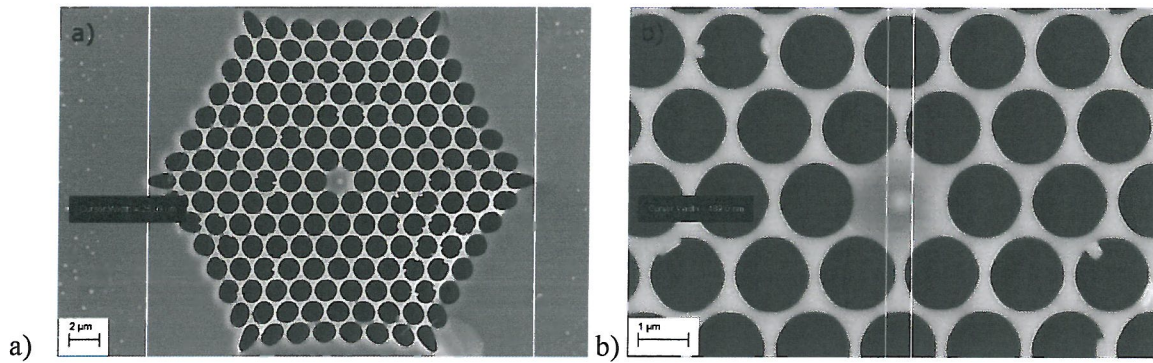
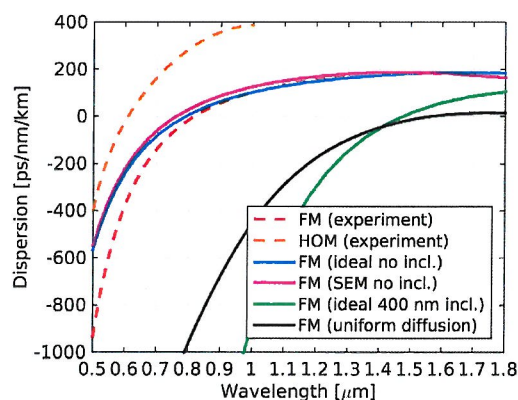


Fig. 20. Zdjęcia SEM końcowego światłowodu z nano-inkluzją o średnicy około 490 nm.

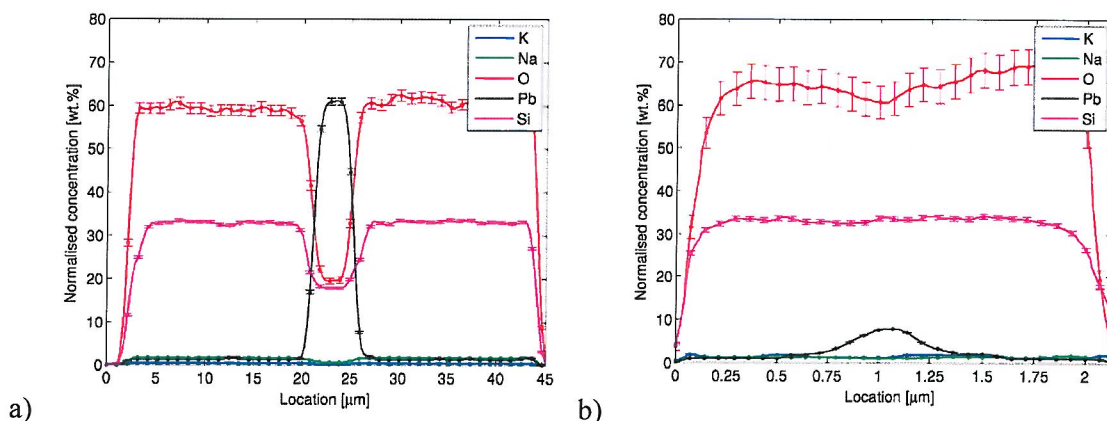
Charakterystyka dyspersyjna modu podstawowego oraz drugiego prowadzonego modu w światłowodzie z nano-inkluzją o średnicy 490 nm została zmierzona metodą niezbalansowanego interferometru Macha-Zehndera pracującego w świetle białym. ZDW modu podstawowego (*fundamental mode, FM*) określono na 817 nm, zaś dla modu wyższego rzędu na 606 nm. Niespodziewanie, wartości te były bliskie wartościom obliczonym numerycznie dla idealnej struktury bez nano-inkluzji (zob. Rys. 21). ZDW modu podstawowego w tym przypadku była równa 790 nm. To znaczy, że w wyniku wpływu nano-inkluzji obserwowaliśmy przesunięcie ZDW w kierunku dłuższych fal tylko o 30 nm zamiast 650 nm.

Mimo iż uzyskane wyniki dowodziły, że płaszcz fotoniczny wytworzonego światłowodu jest bardzo zbliżony do zaprojektowanego, ponieważ obie krzywe dyspersji prawie nakładają się na siebie, to jednak nie wyjaśniają dużej rozbieżności pomiędzy zmierzoną charakterystyką dyspersji a modelowaną charakterystyką dla światłowodu z nano-inkluzją o średnicy 400 nm, przy skokowej zmianie współczynnika załamania, w oparciu o zdjęcie SEM. Rozważyliśmy także gaussowski profil współczynnika załamania nano-inkluzji zamiast zmiany skokowej. W tym przypadku współczynnik załamania zmieniał się od wartości dla czystego szkła SF6 w środku rdzenia do wartości dla szkła NC21 na brzegu inkluzji, w taki sposób, by szerokość w połowie maksimum (FWHM) wynosiła 400 nm. Mimo iż ten model powinien wyjaśnić jednorodną dyfuzję atomów i molekuł z obszaru inkluzji do rdzenia ze szkła NC21, sprawdziliśmy że charakterystyka dyspersyjna jest nadal daleko od charakterystyki zmierzonej.



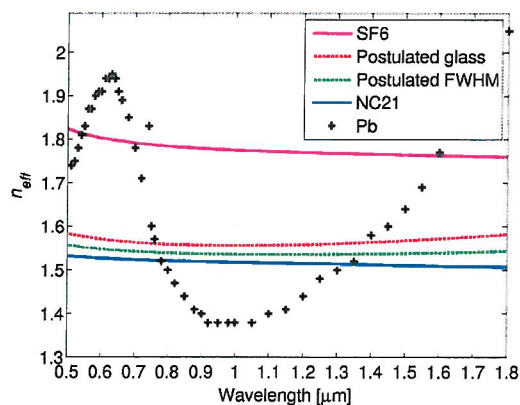
Rys. 21. Charakterystyki dyspersyjne modów wyznaczone eksperymentalnie (linie przerywane) oraz modelowane numerycznie dla światłowodu PCF bez inkluzji (bazujące na strukturze idealnej oraz na bazie zdjęcia SEM), z inkluzją o skokowej zmianie współczynnika załamania i średnicy 400 nm oraz dla modelu dyfuzji jednorodnej. FM – mod podstawowy, HOM – mod wyższego rzędu.

Oba szkła użyte w tej pracy, to jest SF6 oraz NC21, mają różne koncentracje pierwiastków chemicznych O, Si and Pb. Koncentracje zmierzono metodą EDS (*energy dispersive X-ray spectroscopy*) zastosowaną w mikroskopie Zeiss Sigma SEM. Rys. 22(a) oraz 22(b) prezentują profile koncentracji pierwiastków chemicznych wyrażone jako procentowe wartości wagowe, określone wzdłuż średnicy rdzenia sub-pre-formy oraz końcowego światłowodu, odpowiednio. **Zaobserwowaliśmy, że koncentracja ołowiu (Pb) w obszarze nano-inkluzji spada z około 60% do mniej niż 8% w porównaniu ze obszarem środka rdzenia sub-pre-formy.** Co więcej, nano-inkluzja była bardzo rozmyta, zaś jej profil nie był skokowy, tak jak w przypadku sub-pre-formy, ale bliski gaussowskiemu. Stosunek średnicy nano-inkluzji do średnicy rdzenia zwiększył się z około 0,14 to 0,37, co oznacza poszerzenie obszaru, w którym znajdował się ołów. Ten efekt można wyjaśnić różnymi temperaturami topnienia szkieł. Ze względu na to, że lepkość szkła SF6 jest niższa niż szkła NC21 w temperaturze wyciągania, nano-inkluzja ze szkła SF6 jest bardziej miękka niż rdzeń ze szkła SF6. W konsekwencji szkło SF6 łatwiej penetruje sąsiedni obszar. Pomiar metodą EDS pokazał także, że koncentracja tlenu (O₂), krzemu (Si) oraz sodu (Na) w środku sub-pre-formy jest znacznie mniejsza niż w końcowym światłowodzie. W rzeczywistości ilość tego pierwiastka w szklach SF6 i NC21 jest różna. Jednakże po wyciągnięciu światłowodu, różnica w koncentracji pierwiastków pomiędzy szklami zmniejsza się i jest praktycznie niedostrzegalna dla Si i Na.



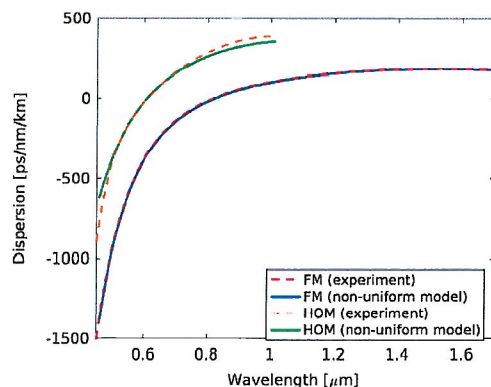
Rys. 22. Charakterystyki koncentracji pierwiastków chemicznych wzdłuż przekątnej światłowodu dla a) sub-pre-formy oraz b) końcowego wytworzonego światłowodu PCF.

Otrzymane wyniki pokazały silny proces dyfuzji w nanoskali. Dowiodły także, że oprócz jednorodnego procesu dyfuzji możemy także oczekiwać niejednorodnej, nieselektywnej dyfuzji poszczególnych pierwiastków chemicznych w sub-mikronowych strukturach światłowodu. Aby oszacować rozkład współczynnika załamania w rdzeniu oraz wpływ jednorodnej i niejednorodnej dyfuzji na własności optyczne światłowodu, opracowaliśmy numeryczną procedurę odtworzenia współczynnika załamania. Założyliśmy, że charakterystyka współczynnika załamania wzdłuż przekątnej zmienia się zgodnie z koncentracją ołowiu zaś jej wartości od postulowanego szkła w środku rdzenia do szkła NC21 na brzegu rdzenia. Następnie, dyspersję materiałową postulowanego szkła obliczono za pomocą procedury optymalizacji, w której numerycznie obliczoną dyspersję porównywano ze zmierzoną dyspersją modu podstawowego w światłowodzie. Na Rys. 23 przedstawiono przebieg współczynnika załamania dla szkieł SF6, NC21, oraz postulowanego szkła nano-inkluzji w rdzeniu.



Rys. 23. Współczynniki załamania szkieł: SF6, NC21, postulowane szkło, ołów.

W efekcie, na Rys. 24 porównaliśmy zmierzone eksperymentalnie charakterystyki dyspersji z charakterystykami otrzymanymi z użyciem dyspersji materiałowej postulowanego szkła w nano-inkluzji. Mimo, iż procedura optymalizacji była przeprowadzona tylko dla modu podstawowego, zaobserwowaliśmy bardzo dobrą zgodność pomiędzy wynikami numerycznymi oraz danymi eksperymentalnymi dla modu wyższego rzędu. **Ten wynik dowodzi poprawności naszego modelu i potwierdza fakt, iż zarówno dyspersja materiałowa, jak i współczynnik załamania elementów nano-skalowych może być różna od danych dla samych materiałów.**



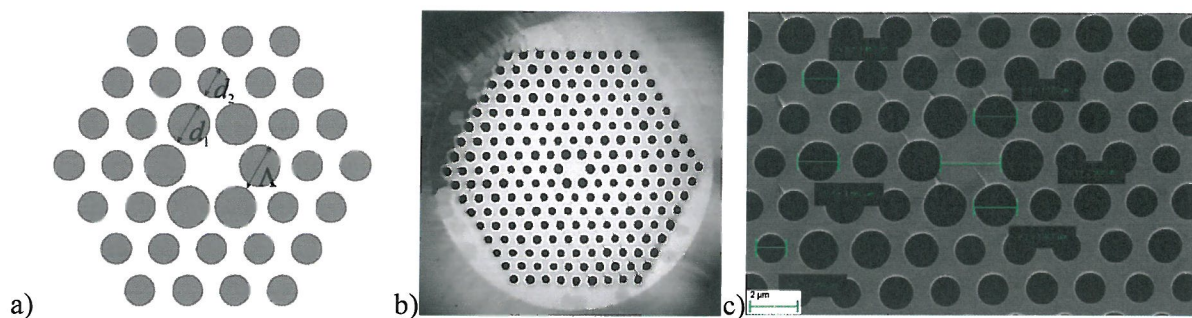
Rys. 24. Dyspersja w funkcji długości fali dla dwóch zmierzonych modów (linie przerywane) i dla modelowanych modów na bazie postulowanego szkła.

Konkludując, zademonstrowaliśmy ograniczenia związane z wytwarzaniem światłowodów z pod-falową nano-inkluzją w rdzeniu. Potwierdziliśmy numerycznie, że struktura światłowodu PCF wykazuje wysoką czułość parametrów dyspersyjnych na parametry nano-inkluzji w rdzeniu i umożliwia projektowanie położenia zera dyspersji w szerokim zakresie, z zachowaniem małego pola modu podstawowego. Wyniki eksperymentalne pokazały, że profil inkluzji w sub-pre-formie nie jest zachowywany w dalszym procesie wyciągania światłowodu. Zaobserwowaliśmy silną migrację molekuł chemicznych w elementach nanoskalowych podczas procesu wytwarzania. **Nasze końcowe wnioski prowadzą do możliwości minimalizacji dyfuzji i odparowania molekuł chemicznych dla danej pary szkieł poprzez właściwy dobór parametrów technologicznych procesu *stack-and-draw*.** Parametry te to przede wszystkim zmniejszenie temperatury wyciągania na wszystkich etapach oraz zwiększenie szybkości wyciągania. Alternatywne rozwiązanie to redukcja liczby etapów wyciągania poprzez optymalizację na etapie składania pre-formy. W tym przypadku należałoby użyć szkła o wysokim współczynniku załamania i wyższej lepkości w temperaturze wyciągania jako nano-inkluzji oraz szkła o niższej lepkości jako szkła bazowego.

Publikacja [JP-6] została wybrana przez redakcję czasopism wydawanych przez Optical Society of America jako tzw. Highlighted Article from OSA Journals we wrześniu 2015. Podkreślono, że *“in this work, the high index inclusion not only permits a tailoring of the fiber’s dispersion but also a direct route to study the diffusion of the inclusion’s glass components during fabrication. As such, the work sheds light – forgive the pun – on both the role of structure and materials on the performance of these interesting fibers.”*

W kolejnej publikacji [JP-7] przedstawiono studium numeryczne modyfikacji charakterystyki dyspersji światłowodów fotonicznych wypełnionych cieczami. Przed naszą publikacją kilka wcześniejszych prac omawiało możliwość użycia cieczy w światłowodach PCF. Było jasne, że trudno jest zwykle zmienić własności optyczne światłowodów PCF, tak by były strojonymi urządzeniami optycznymi. Możliwość wypełnienia światłowodów PCF cieczami daje dodatkowy stopień swobody podczas opracowywania projektu włókna, co pokazano w pracy [Ebnali-Heidari, 2012]. W szczególności modyfikacji mogą podlegać własności dyspersyjne poprzez selektywne wypełnienie otworów [Maji, 2014]. W przypadku niektórych cieczy, jak na przykład ciekłych kryształów można temperaturowo sterować w szerokim zakresie ich współczynnikiem załamania, co pozwala na dalsze modyfikacje własności optycznych w czasie rzeczywistym [Rasmussen, 2006]. Ciecze mają względnie wysoki nieliniowy współczynnik załamania w porównaniu do ciał stałych, co umożliwia łatwiejszą obserwację własności nieliniowych, takich jak np. solitony optyczne. Przykładowo, współczynnik nieliniowy nitrobenzenu wynosi $3,2 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ dla długości fali światła 1032 nm, podczas gdy w przypadku kwarcu jest to $2,74 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ dla długości fali światła 1053 nm [Kedenburg, 2014]. Jednym z najważniejszych nieliniowych zjawisk optycznych jest generacja supercontinuum. W kilku pracach pokazano możliwość generacji supercontinuum w cieczach lub światłowodach PCF wypełnionych cieczami, np. [Vieweg, 2010]. Istniało i nadal istnieje także spore zapotrzebowanie na urządzenia optofluidyczne pracujące w zakresie średniej podczerwieni. W szczególności identyfikacja związków biochemicznych oraz wykrywanie toksycznych molekuł są zwykle prowadzone w tym właśnie zakresie długości fali światła [Barth, 2007]. Więcej, wynalezienie nowych źródeł światła, takich jak kwantowe lasery kaskadowe [Pierściński, 2015], stymuluje rozwój nowych typów światłowodów PCF pracujących w zakresie średniej podczerwieni.

Przed naszą publikacją, wcześniejsze prace koncentrowały się głównie na światłowodach PCF wykonanych ze szkła kwarcowego. **Zaproponowaliśmy światłowód PCF wykonany ze szkła wieloskładnikowego PBG-08, wypełniony cieczami. Nowością w naszej pracy była możliwość kształtowania dyspersji wytworzonego światłowodu wykonanego ze szkieł wieloskładnikowych poprzez infiltrację cieczami organicznymi, biorąc pod uwagę rzeczywiste ciecze wykazujące tłumienie.** Szkło transmituje światło w zakresie od światła widzialnego do średniej podczerwieni $0,4\text{--}5 \mu\text{m}$ i posiada wyższy współczynnik załamania niż kwarc, co daje większy kontrast pomiędzy światłowodem PCF a cieczami. Światłowód został zaprojektowany, a następnie wytworzony w procesie *stack-and-draw*. Schemat włókna oraz zdjęcie SEM wytworzonego światłowodu pokazano na Rys. 25. Światłowód PCF został wykonany ze szkła PBG-08, które wykazuje wysoki współczynnik załamania, wysoki współczynnik nieliniowy oraz dobre własności reologiczne, które umożliwiają przetwarzanie termiczne bez wystąpienia zjawiska krystalizacji. Jest to szkło tlenkowe, ołowiowo-bizmutowo-galowe.



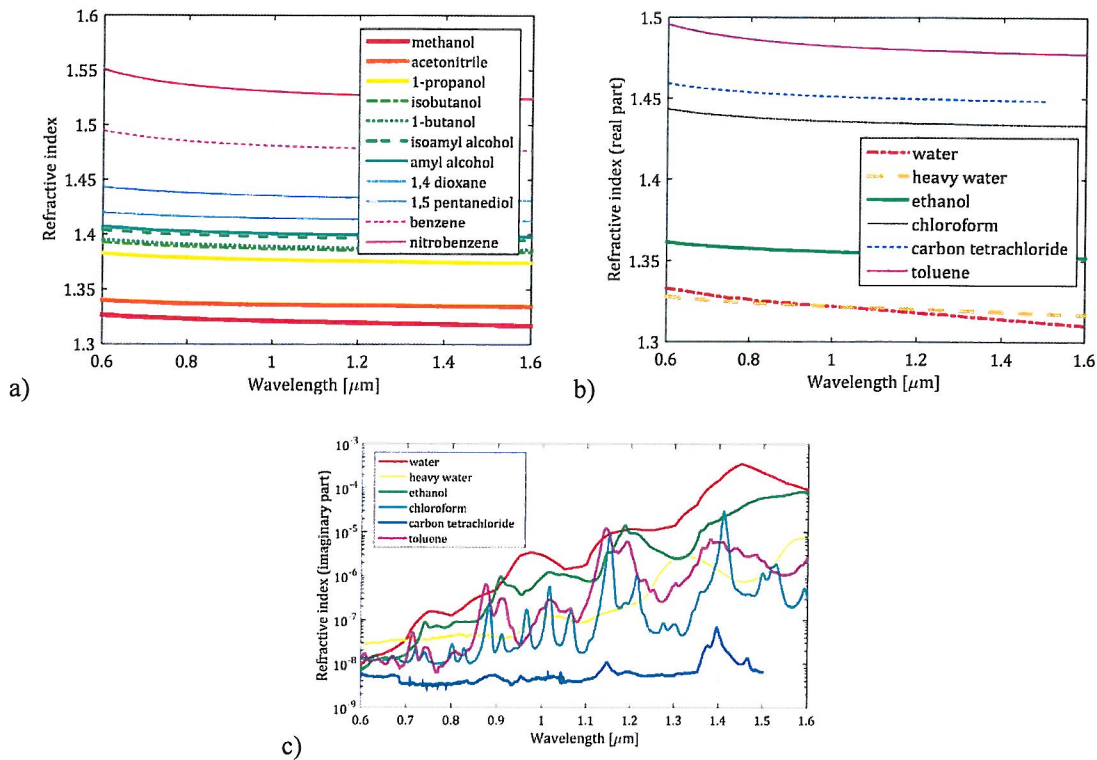
Rys. 25. a) Schemat wytworzonego światłowodu PCF. Pokazano pierwsze trzy rzędy otworów. Średnice otworów oznaczono symbolem d_1 w przypadku pierwszego (wewnętrznego) rzędu oraz d_2 dla kolejnych rzędów; Λ jest stałą siatki. Liniowy współczynnik wypełnienia jest liczony jako d/Λ . b) Zdjęcie SEM wytworzonej sub-pre-formy. (c) Zdjęcie SEM końcowego światłowodu.

Warto zauważyć, że istniały i nadal istnieją ograniczenia w numerycznym modelowaniu światłowodów PCF wypełnionych cieczami, ze względu na fakt, iż rzeczywista i urojona część współczynnika załamania jest dostępna jedynie dla ograniczonego zakresu długości fali, głównie widzialnego. Z drugiej strony straty absorpcyjne w szerokim zakresie, włączając bliską i średnią podczerwień są ważne podczas użycia szkieł wieloskładnikowych. Stąd, przewidywanie własności światłowodów w zakresie średniej podczerwieni jest trudne.

Wytworzony światłowód został zbadany numerycznie, w oparciu o zdjęcia SEM, przy założeniu, że otwory powietrzne są wypełnione różnymi cieczami. Jako odniesienie zanalizowano także puste włókno, bez cieczy. Listę cieczy zamieszczono w Tabeli 2, zaś na Rys. 26 pokazano współczynniki załamania.

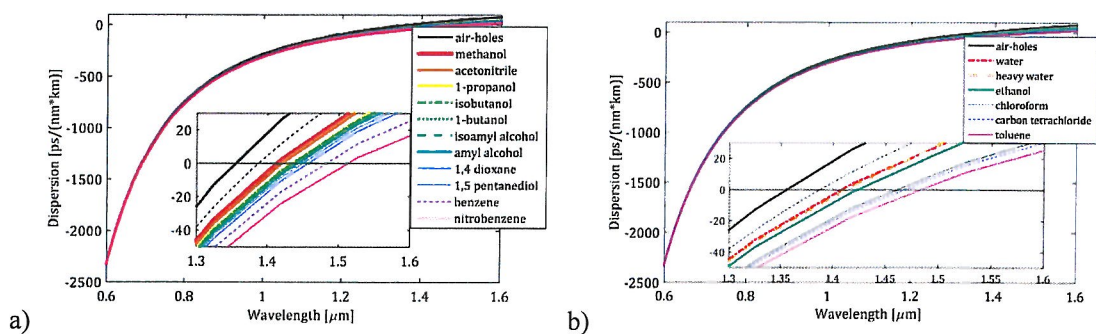
Tabela 2. Lista cieczy użytych w symulacjach numerycznych.

z nieznanymi stratami absorpcyjnymi	ze znanymi stratami absorpcyjnymi
1. metanol	1. woda
2. acetonitryl	2. ciężka woda
3. 1-propanol	3. eanol
4. izobutanol	4. chloroform
5. 1-butanol	5. toluen
6. alkohol izoamylowy	6. czterochlorek węgla
7. alkohol amyłowy	
8. 1,4 dioksan	
9. 1,5 pentanediol	
10. benzen	
11. nitrobenzen	



Rys. 26. a) Współczynnik załamania w funkcji długości fali światła dla cieczy o nieznanach stratach absorpcyjnych. b) Rzeczywista i (c) urojona część współczynnika załamania w funkcji długości fali dla cieczy o znanych stratach absorpcyjnych.

Obliczyliśmy numerycznie dyspersję światłowodu w funkcji długości fali światła w zakresie 0,6–1,6 μm , uwzględniając światłowód wypełniony cieczami o nieznanach stratach absorpcyjnych. Otrzymane charakterystyki pokazano na Rys. 27. Położenie ZDW dla pustego światłowodu z otworami powietrznymi jest równe 1,355 μm , zaś nachylenie charakterystyki w sąsiedztwie ZDW jest równe około 2,43 $\text{ps}\cdot\text{nm}^{-2}\cdot\text{km}^{-1}$. Po wypełnieniu otworów cieczami o nieznanach stratach ZDW jest przesunięta w kierunku dłuższych fal, ze zmniejszającym się nachyleniem charakterystyki dyspersyjnej. Największe przesunięcie ZDW zaobserwowaliśmy dla nitrobenzenu (do 1,512 μm), podczas gdy najmniejsze dla metanolu (do 1,413 μm). W przypadku cieczy ze znanymi stratami absorpcyjnymi, wypełnienie wodą powoduje przesunięcie ZDW do 1,407 μm , zaś wypełnienie toluenem do 1,484 μm . Przesunięcie umożliwia dopasowanie ZDW do dostępnych laserów światłowodowych używanych do generacji superkontinuum. Wiadomo, że najbardziej efektywna generacja superkontinuum pojawia się, gdy długość fali światła pompy znajduje się blisko ZDW po stronie dyspersji anomalnej.



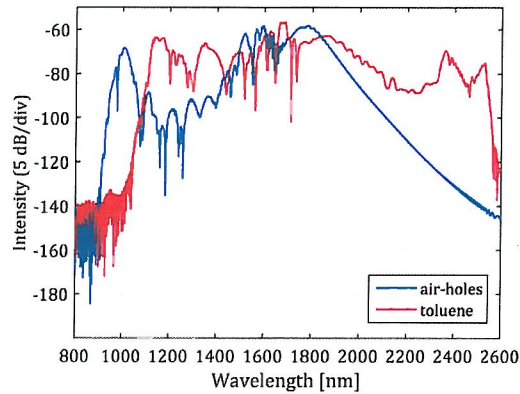
Rys. 27. Dyspersja światłowodu wypełnionego cieczami a) o nieznanach stratach oraz b) znanych stratach. We wstawce powiększono zakres długości fali 1,3–1,6 μm . Czarna przerywana linia oznacza charakterystykę dyspersyjną otrzymaną w pomiarach eksperymentalnych dla światłowodu bez cieczy.

Dispersja nie jest jedynym czynnikiem określającym efektywną nieliniowość umożliwiającą generację supercontinuum. Drugim czynnikiem jest zachowanie małego pola modowego. Wstawienie do światłowodu PCF cieczy o współczynniku załamania bliskiego współczynnikowi załamania materiału struktury powoduje poszerzenie modu i zmniejszenie nieliniowości. Aby ograniczyć pole modu warto użyć szkła wieloskładnikowego o wysokim współczynniku załamania. Dodatkowo, nieliniowość tego szkła jest znacznie wyższa niż szkła kwarcowego. Obliczyliśmy pole modu podstawowego w funkcji długości fali światła w zakresie 0,6–1,6 μm dla symulowanego światłowodu wypełnionego cieczami. Dla długości fali światła równej 0,8 μm , pole modu wyniosło 3,185 μm^2 dla pustego włókna z otworami powietrznymi. Gdy światłowód zostanie wypełniony cieczami pole modu wzrasta. Najmniejszy wzrost zaobserwowaliśmy w przypadku metanolu (3,283 μm^2 , to jest 3,1%), zaś największy dla nitrobenzenu (3,416 μm^2 , to jest 7,3%). Dla długości fali światła równej 1,6 μm , pole modu wzrasta z 3,558 μm^2 dla otworów powietrznych do 3,797 μm^2 dla metanolu (to jest 6,7%) oraz do 4,124 μm^2 dla nitrobenzenu (to jest 15,9%). **Jasne stało się, że wzrost pola modowego jest względnie mały, co jest kluczowe dla aplikacji nieliniowych.**

Obliczyliśmy tłumienie światłowodu w funkcji długości fali dla światłowodu wypełnionego cieczami o znanych stratach absorpcyjnych. Zachowują ogólny trend wzrostowy wraz ze wzrostem długości fali światła. Najwyższe straty zaobserwowaliśmy w przypadku światłowodów wypełnionych wodą, to jest 0,013 dB/m dla długości fali 0,8 μm oraz 37 dB/m dla długości fali 1,6 μm . Najniższe straty zaobserwowaliśmy dla czterochlorku węgla, to jest $5,1 \times 10^{-4}$ dB/m dla długości fali 0,8 μm oraz $1,8 \times 10^{-2}$ dB/m dla długości fali 1,6 μm . **Straty na tym poziomie nie ograniczają generacji supercontinuum, ponieważ wykorzystując szkła wieloskładnikowe supercontinuum można uzyskać w światłowodach o długości kilku centymetrów.**

Ze względu na to, iż straty absorpcyjne w cieczach są znacznie wyższe niż w przypadku szkła, należy rozważyć wypełnienie tylko otworów w płaszczu fotonicznym, a nie w rdzeniu. W ten sposób mod podstawowy nie będzie tłumiony w takim stopniu jak mody wyższych rzędów, co jest zaletą światłowodu, ponieważ mody wyższych rzędów są zwykle prowadzone w światłowodach PCF z małymi rdzeniami.

Aby dalej przeanalizować wpływ wypełnienia światłowodu PCF na jego własności nieliniowe, porównaliśmy skuteczność generacji supercontinuum dla pustego światłowodu z otworami powietrznymi oraz światłowodu wypełnionego toluenem, używając symulacji numerycznych. Przyjęty kształt impulsów pompujących był gaussowski, czas trwania impulsu był równy 100 fs (z zespoloną amplitudą), zaś energia wprowadzanych impulsów 0,5 nJ. Jak pokazano na Rys. 27, różnica w położeniu ZDW pomiędzy pustym światłowodem PCF i wypełnionym toluenem wyniosła około 130 nm. Zatem, nawet przy pompowaniu impulsami 100 fs, gdzie typowo dominuje mechanizm samo-modulacji fazy, różnica w generacji supercontinuum powinna być zauważalna. Wybrane wyniki symulacji numerycznych dla obu rozważanych struktur pokazano na Rys. 28.



Rys. 28. Symulacje numeryczne widma superkontinuum dla pustego światłowodu PCF z otworami powietrznymi i dla światłowodu wypełnionego toluenem.

Dodatkowo, możliwe jest sterowanie położeniem ZDW i kształtem charakterystyki dyspersyjnej wypełnionego cieczą światłowodu PCF poprzez zmiany temperatury cieczy, bowiem zmiana współczynnika załamania wraz z temperaturą jest znacznie większa w przypadku cieczy niż szkła.

Literatura (bez prac wchodzących do cyklu Wnioskodawcy)

- [Bartelt, 2007] H. Bartelt, J. Kirchof, J. Kobelke, K. Schuster, A. Schwuchow, K. Mörl, U. Röpke, J. Leppert, H. Lehmann, S. Smolka, M. Barth, O. Benson, S. Taccheo, C. D'Andrea, "Preparation and application of functionalized photonic crystal fibers," *Physica Status Solidi A* 204(11), 3805–3821 (2007).
- [Buczyński, 2011] R. Buczynski, D. Pysz, R. Stepien, A.J. Waddie, I. Kujawa, R. Kasztelanic, M. Franczyk, and M.R. Taghizadeh, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers with nanoporous core made of soft glass," *Laser Physics Letters* 8(6), 443–448 (2011).
- [Feng, 2003] X. Feng, T. Monro, P. Petropoulos, V. Finazzi, and D. Hewak, "Solid microstructured optical fiber", *Opt. Express* 11(18), 2225–2230 (2003).
- [Argyros, 2005] A. Argyros, T. Birks, S. Leon-Saval, C.M. Cordeiro, F. Luan, P. St. J. Russell, "Photonic bandgap with an index step of one percent," *Optics Express* 13, 309–14 (2005).
- [Camerlingo, 2010] A. Camerlingo, X. Feng, F. Poletti, G. M. Ponzio, F. Parmigiani, P. Horak, M. N. Petrovich, P. Petropoulos, W. H. Loh, D. J. Richardson, "Near-zero dispersion, highly nonlinear lead-silicate W-type fiber for applications at 1.55 μm ," *Optics Express* 18(15), 15747–15756 (2010).
- [Ghosh, 2010] S. Ghosh, R. K. Varshney, B. P. Pal, G. Monnom, "A Bragg-like chirped clad all-solid microstructured optical fiber with ultra-wide bandwidth for short pulse delivery and pulse reshaping," *Optical and Quantum Electronics* 42(1), 1–14 (2010).
- [Domachuk, 2008] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C.M.B. Cordeiro, J.C. Knight, F. G. Omenetto, "Over 4000 nm Bandwidth of Mid-IR Supercontinuum Generation in Sub-Centimeter Segments of Highly Nonlinear Tellurite PCFs," *Optics Express* 16(10), 7161–7168 (2008).
- [Cohen, 1985] L. G. Cohen, "Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques," *Journal of Lightwave Technology* 3(5), 958–966 (1985).
- [Diddams, 1996] S. Diddams, J.-C. Diels, "Dispersion measurements with white-light interferometry," *Journal of the Optical Society of America B* 13(6), 1120–1129 (1996).
- [Hlubina, 2007] P. Hlubina, M. Szpulak, D. Ciprian, T. Martynkien, W. Urbanczyk, "Measurement of the group dispersion of the fundamental mode of holey fiber by white-light spectral interferometry," *Optics Express* 15(18), 11073–11081 (2007).
- [Koshiba, 2003] M. Koshiba, K. Saitoh, "Finite-element analysis of birefringence and dispersion properties in actual and idealized holey-fiber structures," *Applied Optics* 42(31), 6267–6275 (2003).
- [Ebnali-Heidari, 2012] M. Ebnali-Heidari, F. Dehghan, H. Saghaei, F. Koohi-Kamali, and M. K. Moravvej-Farshi, "Dispersion engineering of photonic crystal fibers by means of fluidic infiltration," *Journal of Modern Optics* 59(16), 1384–1390 (2012).
- [Maji, 2014] P. S. Maji and P. R. Chaudhuri, "Design of ultra large negative dispersion PCF with selectively tunable liquid infiltration for dispersion compensation," *Optics Communications* 325, 134–143 (2014).

- [Rasmussen, 2006] P. D. Rasmussen, J. Lægsgaard, and O. Bang, "Chromatic dispersion of liquid-crystal infiltrated capillary tubes and photonic crystal fibers," *Journal of Optical Society of America B* 23(10), 2241–2248 (2006).
- [Kedenburg, 2014] S. Kedenburg, A. Steinmann, R. Hegenbarth, T. Steinle, and H. Giessen, "Nonlinear refractive indices of nonlinear liquids: wavelength dependence and influence of retarded response," *Applied Physics B* 117(3), 803–816 (2014).
- [Vieweg, 2010] M. Vieweg, T. Gissibl, S. Pricking, B. T. Kuhlmeier, D. C. Wu, B. J. Eggleton, H. Giessen, "Ultrafast nonlinear optofluidics in selectively liquid-filled photonic crystal fibers," *Opt. Express* 18(24), 25232–25240 (2010).
- [Barth, 2007] A. Barth, "Infrared spectroscopy of proteins," *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Bioenergetics* 1767(9), 1073–1101 (2007).
- [Pierściński, 2015] K. Pierściński, D. Pierścińska, M. Pluska, P. Gutowski, I. Sankowska, P. Karbownik, A. Czerwiński, M. Bugajski, "Room temperature, single mode emission from two-section coupled cavity InGaAs/AlGaAs/GaAs quantum cascade laser," *Journal of Applied Physics* 118(13), 113103 (2015).
- [Biancalana, 2010] F. Biancalana, T. X. Tran, S. Stark, M. A. Schmidt, and P. St. J. Russell, "Emergence of Geometrical Optical Nonlinearities in Photonic Crystal Fiber Nanowires," *Phys. Rev. Lett.* 105(9), 093904 (2010).
- [Kibler, 2007] B. Kibler, P.-A. Lacourt, F. Courvoisier, and J. M. Dudley, "Soliton spectral tunnelling in photonic crystal fiber with sub-wavelength core defect," *Electron. Lett.* 43(18), 967–968 (2007).
- [Euser, 2011] T. G. Euser, M. A. Schmidt, N. Y. Joly, C. Gabriel, C. Marquardt, L. Y. Zang, M. Förtsch, P. Banzer, A. Brenn, D. Elser, M. Scharrer, G. Leuchs, and P. St. J. Russell, "Birefringence and dispersion of cylindrically polarized modes in nanobore photonic crystal fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* 28(1), 193–198 (2011).
- [Ung, 2010] B. Ung and M. Skorobogatiy, "Chalcogenide microporous fibers for linear and nonlinear applications in the mid-infrared," *Opt. Express* 18(8), 8647–8659 (2010).
- [Buczyński, 2011] R. Buczyński, D. Pysz, R. Stepien, A. J. Waddie, I. Kujawa, R. Kasztelaniec, M. Franczyk, and M. R. Taghizadeh, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers with nanoporous core made of soft glass," *Laser Phys. Lett.* 8(6), 443–448 (2011).

6. Urządzenia optyczne oparte na światłowodach fotonicznych

Publikacje [JP-8] oraz [JP-9] skupiają się na aplikacjach, które stanowią urządzenia optyczne oparte na światłowodach fotonicznych lub wytwarzane w procesie *stack-and-draw*.

W publikacji [JP-8] zaprezentowaliśmy nowatorską metodę wytwarzania optycznych elementów dyfrakcyjnych (*diffractive optical elements, DOE*). Inaczej niż w standardowych metodach modyfikacji profilu powierzchni, przesunięcie fazowe jest wprowadzane poprzez zmianę współczynnika załamania osiągniętą użyciem różnych typów szkła.

Optyka dyfrakcyjna ma całkiem długą historię i oferuje zasadnicze zalety wobec konwencjonalnej optyki refrakcyjnej dzięki wszechstronności, małej wadze i płaskim geometriom [Kress, 2000]. Elementy dyfrakcyjne znalazły zastosowanie w komunikacji optycznej, obrazowaniu i litografii, urządzeniach biomedycznych i sensorach optycznych.

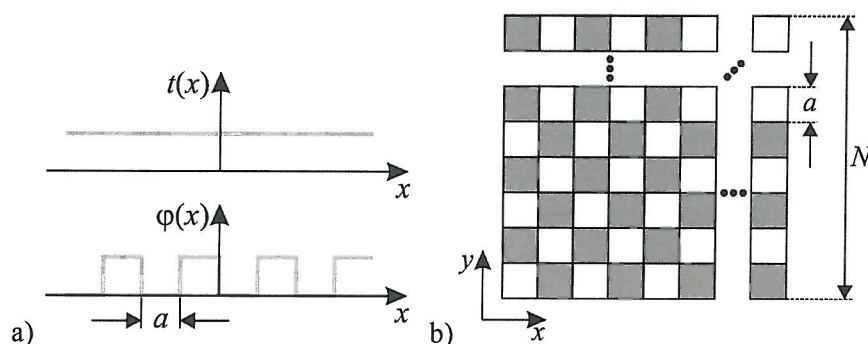
Przed ukazaniem się naszej publikacji większość standardowych elementów dyfrakcyjnych była wytwarzana metodami mikrolitograficznymi [Sinzinger, 1999], tak aby utworzyć powierzchniowy profil fazowy, który ugina światło. Ta technologia jest dobrze opracowana, dostępna komercyjnie i umożliwia fabrykację elementów DOE w szerokim zakresie materiałów, takich jak szkło czy polimery. Takie elementy DOE pracują efektywnie w świetle monochromatycznym. Metoda jest stosunkowo tania przy produkcji masowej, przy czym wymagana jest pojedyncza droga maska. Coraz bardziej popularne były także metody bezpośredniego grawerowania laserowego [Ihlemann, 2002], w których używa się lasera femtosekundowego do kształtowania powierzchni. Ta technika nie wymaga maski fotolitograficznej,

ale jest czasochłonna, bowiem DOE jest grawerowany punkt po punkcie. Inna grupa technik używanych do fabrykacji DOE bazuje na modyfikacji współczynnika załamania przy zachowaniu płaskiej powierzchni materiału optycznego, jak na przykład metoda wymiany jonowej [Salmio, 1997], implantacja jonów [Vasquez, 2016] czy metoda „*glass thermal poling*” [Rusan, 2010], ale gradient współczynnika załamania (kontrast fazowy) i/lub głębokość modyfikacji powierzchni jest ograniczona ($\Delta n \sim 0,01$ dla typowego szkła) i mały jest wybór materiałów ze względu na to, iż metoda wymiany jonowej działa efektywnie tylko dla jonów Na^+ i Ag^+ . Inne wady tych metod to stosunkowo wysoka cena.

W publikacji [JP-8] zaproponowaliśmy nową metodę wytwarzania DOE, w której struktura dyfrakcyjna składa się z „pikseli” wykonanych z różnych typów szkła, a przesunięcie fazowe wynika z różnicy współczynników załamania pomiędzy pikselami. Nasz metoda wykorzystuje niskokosztowy proces *stack-and-draw*. W tym procesie szklane pręty układa się razem, tak aby utworzyć preformę, która jest następnie wyciągana w piecu. Każdy pręt tworzy pojedynczy piksel, a cała struktura tworzy po oświetleniu wzór dyfrakcyjny. We wcześniejszych publikacjach naszej grupy badawczej zademonstrowaliśmy możliwość tworzenia w procesie *stack-and-draw* nanostrukturyzowanych mikrosoczewek gradientowych [Hudelist, 2009] oraz nanostrukturyzowanych elementów dwójłomnych [Waddie, 2011].

Zaprezentowaliśmy funkcjonalny prototyp (*proof-of-concept*), w którym użyto dwóch typów szkła, aczkolwiek możliwe jest użycie teoretycznie dowolnej liczby szkła, jeśli są dopasowane termicznie i mogą być wspólnie przetwarzane. Prezentowana metoda umożliwia tworzenie dowolnych struktur dyfrakcyjnych o rozdzielczości rzędu nanometrów. Dolny limit wielkości elementów strukturalnych jest określony przez dyfuzję molekuł podczas wyciągania włókien [JP-6]. Więcej, nasze DOE mają całkowicie płaskie powierzchnie, można je ciąć i polerować do osiągnięcia zamierzonego kontrastu fazowego. Są łatwe do zastosowania i integracji z innymi elementami optycznymi, takimi jak światłowody. Koszt naszej metody jest porównywalny z kosztem metod wymiany jonowej i może być jeszcze niższy przy masowej produkcji DOE.

Zaprezentowany funkcjonalny prototyp powstał jako wynik sekwencji czynności: projektowania, modelowania numerycznego, wytworzenia i weryfikacji eksperymentalnej. Przedstawiliśmy dwuwymiarową binarną optyczną siatkę fazową w formie kwadratowej szachownicy (zob. Rys. 29). Struktura może być wykorzystana jako dzielnik wiązki w optycznych systemach światłowodowych, na przykład do adresowania macierzy rdzeni światłowodu wielordzeniowego.



Rys. 29. Transmitancja fazowa (a) jednowymiarowej i (b) dwuwymiarowej quasi-nieskończonej binarnej optycznej siatki fazowej.

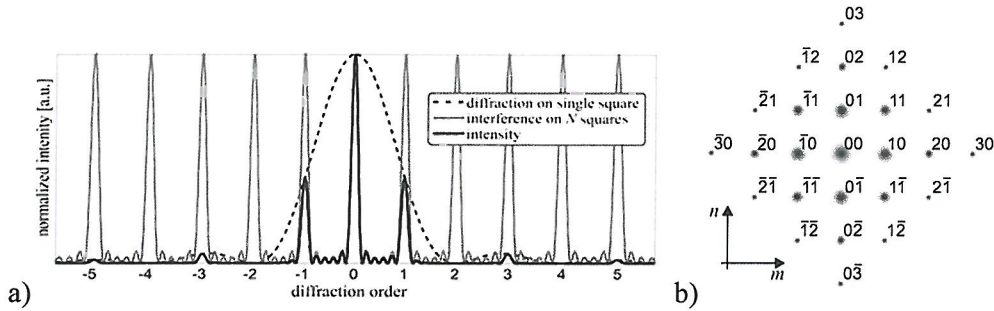
Transmitancja optyczna takiej szachownicy jest opisana równaniem

$$g(x, y) = P \left\{ \left[\text{comb} \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right) \exp[i\varphi(x, y)] \right] \otimes \left[\text{rect} \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right) \right] \right\}$$

gdzie przyjęto transmitancję amplitudową $I(x,y)$ równą 1, a jest stałą siatki i jednocześnie wymiarem pojedynczego kwadratowego elementu, zaś \otimes oznacza operator splotu. W oparciu o teorię splotu i zakładając, że w każdym wymiarze mamy N pól szachownicy w obszarze apertury, rozkład natężenia światła, przy oświetleniu falą płaską w jednym kierunku ($y = 0$), przyjmuje postać poniżej i jest pokazany na Rys. 30,

$$I(x') = \frac{1}{N^2} \left| \frac{\sin(N\Delta\varphi\alpha x')}{\sin(\Delta\varphi\alpha x')} \right|^2 \text{sinc}^2(\Delta\varphi\alpha x').$$

W przypadku binarnej siatki fazowej w formie szachownicy wszystkie parzyste rzędy ugięcia ($m = \pm 2, \pm 4, \dots$) są równe zero, zaś natężenie w nieparzystych rzędach ugięcia ($m = 0, \pm 1, \pm 3, \dots$) zależy od różnicy fazy $\Delta\varphi$. Równania służące do obliczenia pierwszych kilku rzędów ugięcia dla przypadku dwuwymiarowej szachownicy dla dowolnej różnicy faz $\Delta\varphi$ pokazano w Tabeli 3. W przypadku, gdy różnica faz wynosi π , całkowita energia skierowana w cztery maksima znajdujące się w rzędach ugięcia $\bar{1}0,0\bar{1},10,01$ wynosi 81% energii padającej na szachownicę.

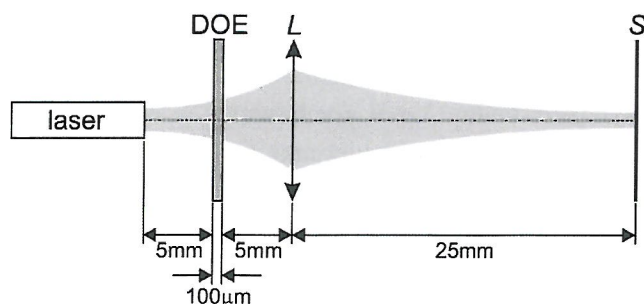


Rys. 30. Schemat rozkładu natężenia w obrazie interferencyjnym dla (a) jednowymiarowej i (b) dwuwymiarowej kwadratowej szachownicy, dla $N = 6$. Linie nadkreślające cyfry oznaczają ujemne rzędy ugięcia.

Tabela 3. Natężenie w rzędach ugięcia (m,n) dla binarnej dwuwymiarowej siatki dyfrakcyjnej przy różnicy fazowej $\Delta\varphi$.

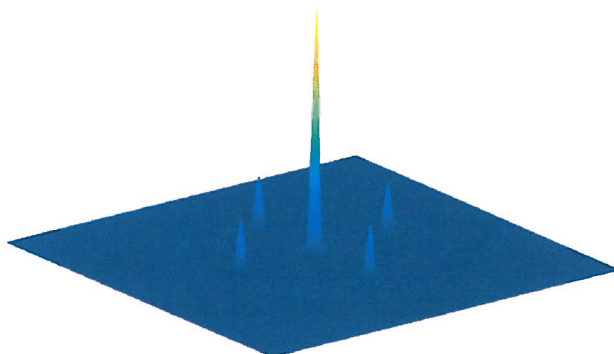
Rząd ugięcia	dowolna $\Delta\varphi$	$\Delta\varphi = \pi$
I_{00}	$\cos^4\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$	0
$I_{\pm m,0}, I_{0,\pm n}$ (nieparzyste m,n)	$\frac{4}{\pi^2 m^2} \sin^2\left(\frac{m\Delta\varphi}{2}\right)$	$\frac{4}{\pi^2 m^2}$
$I_{\pm m,0}, I_{0,\pm n}$ (parzyste m,n)	0	0
$I_{\pm m,\pm n}$ (nieparzyste m,n)	$\frac{16}{\pi^4 m^2 n^2} \sin^2\left(\frac{m\Delta\varphi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{n\Delta\varphi}{2}\right)$	$\frac{16}{\pi^4 m^2 n^2}$
$I_{\pm m,\pm n}$ (parzyste m,n)	0	0

Przedstawioną wyżej analizę teoretyczną można rozszerzyć o modelowanie numeryczne bardziej rzeczywistego układu, gdzie fala oświetlająca jest gaussowska, a nie płaska. Analizowany DOE o grubości $100 \mu\text{m}$ jest wstawiony w układzie pokazanym na Rys. 31 i składa się z dwóch materiałów o różnych współczynnikach załamania: 1,50 oraz 1,51. Rozmiar pojedynczego pola (piksela) jest równy $5 \mu\text{m}$. Użyte źródło gaussowskie ma przewężenie o średnicy $10 \mu\text{m}$ i długość fali światła 1550 nm . Przewężenie znajduje się w odległości 10 mm przed soczewką L (ogniskowa = 25 mm). Ekran obserwacyjny S znajduje się w odległości 25 mm od soczewki.



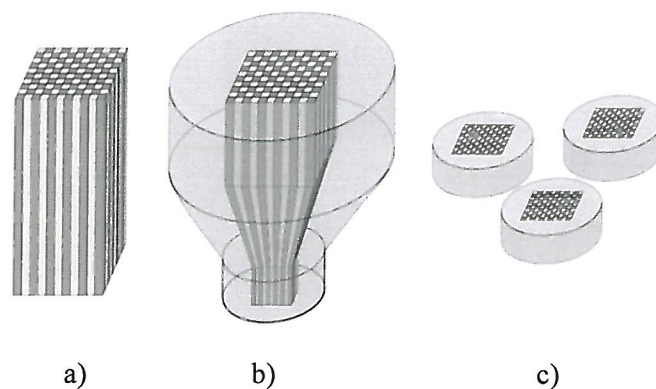
Rys. 31. Schemat układu symulowanego numerycznie.

Rysunek 32 pokazuje rozkłady natężenia w płaszczyźnie ekranu. Jasne jest, że natężenie w parzystych rzędach ugięcia nie jest równe zero, ponieważ DOE jest oświetlony falą rozbieżną. Powoduje to zmianę dróg optycznych w ramach każdego pikseli i powoduje, że współczynnik załamania nie zmienia się w sposób skokowy, lecz płynny, pomiędzy sąsiadującymi pikselami. W symulacjach całkowite natężenie światła obserwowane w czterech maksimach dyfrakcyjnych odpowiada 35% całkowitego natężenia w płaszczyźnie ekranu.



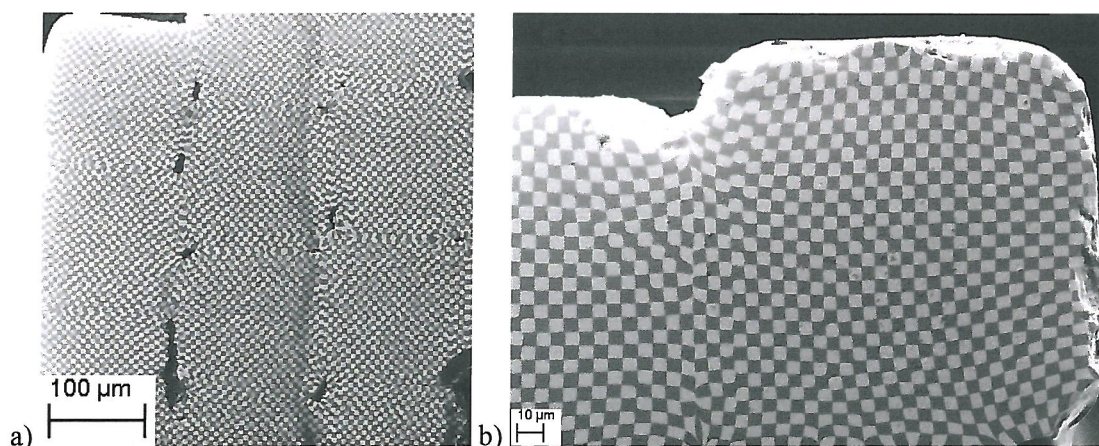
Rys. 32. Rozkład natężenia światła w płaszczyźnie ekranu.

W oparciu o wyniki symulacji numerycznych wytworzono DOE w procesie *stack-and-draw*, który składał się z kolejnych etapów pokazanych na Rys. 33. W pierwszym etapie, z prętów o przekroju kwadratowym lub okrągłym, wykonanych z różnych typów szkła, o średnicy około 1–2 mm, składa się początkową pre-formę, według zaprojektowanego schematu. Każdy pręt może odpowiadać pojedynczemu pikselowi DOE. Wszystkie pręty mają tę samą średnicę, dzięki czemu mogą być przetwarzane jednocześnie bez zniekształceń. Liczba różnych typów szkła jest równa liczbie skoków fazy w końcowym DOE. W następnym etapie pre-forma jest wyciągana, co powoduje zmniejszenie o czynnik liniowy około 10–30 razy. Otrzymana struktura światłowodowa jest cięta na plastry, osadzona na podkładzie i polerowana do wymaganej grubości, zwykle rzędu dziesiątek i setek mikronów. W takim jednoetapowym procesie możemy wytwarzać DOE o wielkości pikseli w zakresie 20–100 μm . W przypadku struktur periodycznych, takich jak szachownica, otrzymane strukturyzowane pręty można ponownie zestawić jako przejściową sub-pre-formę i ponownie wyciągnąć. W rezultacie można otrzymać DOE z pikselami o wielkości pojedynczych mikronów. Czynnikiem ograniczającym rozmiar pikseli jest dyfuzja pomiędzy różnymi szklami [JP-6], aczkolwiek w pewnym stopniu można ten czynnik wziąć pod uwagę przy projektowaniu DOE. **Dzięki proponowanej metodzie możemy wytwarzać dowolne struktury o dużym kontraście współczynnika załamania.**



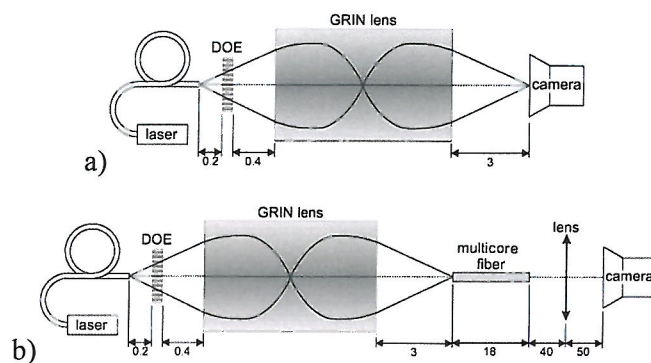
Rys. 33. Schemat zmodyfikowanego procesu *stack-and-draw*. (a) pre-forma, (b) wyciąganie światłowodu w wieży, (c) pocięte i polerowane DOE.

W naszej przykładowej wytworzonej strukturze użyliśmy własnego szkła krzemianowego NC21 o niskim współczynniku załamania oraz komercyjnego szkła F2. Otrzymane końcowe włókna zostały pocięte i spolerowane, tak aby otrzymać struktury o grubości 100 μm przyklejone do płytki szklanej. Cięcie i polerowanie zostały wykonane ręcznie, co ograniczyło dokładność wykonania. Szacujemy dokładność określenia grubości na $\pm 10 \mu\text{m}$. Rysunek 34 przedstawia obrazy DOE, wykonane za pomocą mikroskopu elektronowego (SEM). Rozmiar piksela, czyli rozmiar pojedynczego pola szachownicy jest równy około 5 μm .



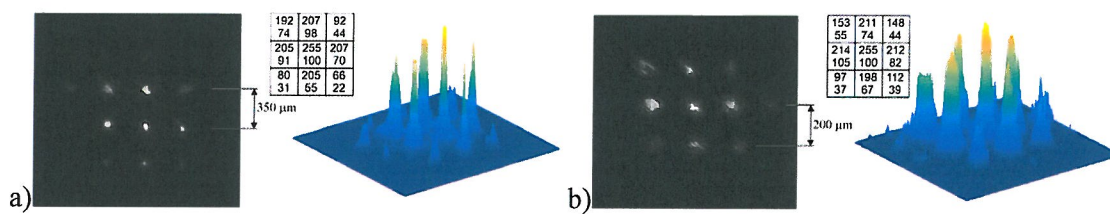
Rys. 34. Zdjęcia SEM wytworzonej szachownicy (DOE) o wielkości piksela równej 5 μm . a) szachownice połączone w jedną strukturę b) powiększenie pojedynczej szachownicy.

Wydajność wytworzonego DOE została sprawdzona poprzez przygotowanie funkcjonalnych prototypów, pokazanych na Rys. 35. Pierwszy to układ dzielnika wiązki w wolnej przestrzeni, zaś drugi to układ sprzęgacza wielordzeniowego. Szczegóły układów zostały omówione w publikacji [JP-8].



Rys. 35. Schemat układu eksperymentalnego do charakteryzacji DOE, a) dzielnik wiązki w wolnej przestrzeni b) światłowodowy sprzęgacz wielordzeniowy. Wszystkie odległości podane są w milimetrach.

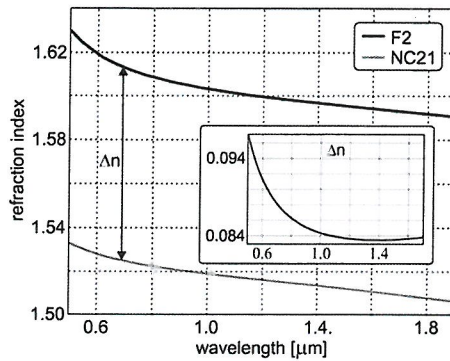
Rozkłady natężenia w płaszczyźnie rejestracji pokazano na Rys. 36. Zaobserwowaliśmy, że pojawiają się zarówno parzyste, jak i nieparzyste rzędy ugięcia, tak jak przewidywaliśmy w symulacjach. Otrzymaliśmy regularny rozkład dyfrakcyjny i dużą jednorodność maksymalnych natężeń w rzędach ugięcia $\bar{1}0,0\bar{1},10,0\bar{1}$. Natężenie światła w tych czterech rzędach ugięcia wyniosło 15% dla układu dzielnika wiązki w wolnej przestrzeni i 17% w układzie światłowodowego sprzęgacza wielordzeniowego w stosunku do całkowitego natężenia światła w płaszczyźnie rejestracji.



Rys. 36. Znormalizowane rozkłady natężenia w płaszczyźnie rejestracji dla a) układu dzielnika wiązki w wolnej przestrzeni oraz b) światłowodowego sprzęgacza wielordzeniowego. Tabele prezentują maksymalne natężenia (górne rzędy w komórkach tabeli) oraz całkowite natężenie światła (dolne rzędy w komórkach tabeli) wewnątrz kołowych obszarów o średnicy 50 μm otaczających każde maksimum, znormalizowane do 100 dla maksimum w zerowym rzędzie ugięcia.

Podsumowując, zademonstrowaliśmy że możliwe jest wytworzenie płaskiego, łatwego w integracji i zastosowaniu dyfrakcyjnego elementu optycznego uzyskanego w zmodyfikowanym procesie *stack-and-draw*. Zweryfikowaliśmy, że wytworzone szachownice dają regularny rozkład interferencyjny i mogą być użyte jako sprzęgacze światłowodowe, które sprzęgają światło z małego rdzenia światłowodu do kilku rdzeni światłowodu wielordzeniowego.

Analiza, modelowanie i pomiary zostały przeprowadzone dla światła monochromatycznego i przestrzennie spójnego. Jednakże, niektóre aplikacje wymagają oświetlenia DOE światłem o szerokim widmie. Zaprojektowanie DOE operującego w tych warunkach jest zwykle znacznie bardziej skomplikowane z powodu aberracji chromatycznej i dyspersji materiałowej, które trzeba kompensować numerycznie. Ze względu na to, że różnica współczynnika załamania pomiędzy dwoma typami szkieł, pokazana na Rys. 37, jest quasi-stała w analizowanym zakresie długości fali światła, efekt aberracji chromatycznej jest znacznie zredukowany. Dodatkowo, nasza metoda oferuje wystarczającą elastyczność projektową i możliwy jest niemal dowolny rozkład współczynnika załamania w DOE, dzięki czemu możliwe jest użycie zaawansowanych metod optymalizacji w celu dalszej minimalizacji aberracji chromatycznej.



Rys. 37. Charakterystyki współczynników załamania i różnica współczynników załamania Δn w funkcji długości fali światła dla szkła NC21 oraz F2.

W publikacji [JP-9] zaprezentowaliśmy światłowód fotoniczny o dużym polu modowym (*large mode area photonic crystal fiber, LMA PCF*), wykonany ze szkła CS-740 na bazie tlenków ciężkich metali, przeznaczony do prowadzenia światła w szerokim zakresie długości fali, od widzialnego do średniej podczerwieni 0,4—4,7 μm . Światłowód jest efektywnie wielomodowy w rozważanym zakresie długości fali światła. Składa się z pierścienia otworów powietrznych otaczającego rdzeń, przy dużym liniowym współczynniku wypełnienia równym 0,97. Zaprezentowaliśmy funkcjonalny prototyp (*proof-of-concept*), który jest w stanie efektywnie zbierać światło bezpośrednio z kwantowego lasera kaskadowego (*quantum cascade laser, QCL*) emitującego w średniej podczerwieni bez użycia dodatkowej optyki i który może być wykorzystany jako tzw. *pigtail* łączący ze źródłami i detektorami MCT w średniej podczerwieni.

Przed naszą publikacją światłowody LMA PCF były badane przez innych autorów ze względu na ich wyjątkowe własności propagacyjne, takie jak jednomodowość w wielkich strukturach, niską nielinowość, możliwość uzyskania dużej dwójłomności i określonej charakterystyki dyspersyjnej [Knight, 1998]. Te unikatowe własności wynikają z mikrostrukturyzowanego płaszczu fotonicznego i właściwego doboru szkła. Możliwość przenoszenia wiązek światła o wysokiej mocy i zbierania światła z dużych obszarów oferowane przez światłowody LMA PCF są pożądane w różnych aplikacjach, takich jak optyczna tomografia spójnościowa, spektroskopia w podczerwieni lub LIDAR (*light detection and ranging*). Zgłoszono szereg udanych projektów i wytworzonych światłowodów LMA PCF [Tan, 2008; Napierała, 2011]. Pokazano światłowody o ultra wielkich polach modowych, sięgających wartości 1454 μm^2 [Matsui, 2011].

Większość światłowodów LMA PCF była w tym czasie wykonywana ze szkła kwarcowego z powietrznym płaszczem fotonicznym, co ograniczało ich zastosowania do zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni. Co więcej, trudno jest zwiększyć efektywne pole modowe w aplikacjach szerokopasmowych, ze względu na konieczność kompromisu pomiędzy długością fali odcięcia a stratami zgięciowymi. Zwiększająca się liczba źródeł emitujących światło w średniej podczerwieni, włączając nowe kwantowe lasery kaskadowe oraz wymagania współczesnej spektroskopii i techniki detekcyjnej tworzą potrzebę rozwoju nowych światłowodów LMA PCF, które będą zdolne do transmisji światła także w zakresie średniej podczerwieni, szczególnie długości fali powyżej 2 μm , przy niskich stratach zgięciowych, o dobrych własnościach mechanicznych i wysokiej odporności na ewentualne uszkodzenia wysokoenergetycznymi wiązkami. Standardowe rozwiązania fotoniczne nie mogą być stosowane w tej sytuacji, ze względu na ograniczoną transmisję w tym zakresie długości fali światła. Nadal istnieje też zapotrzebowanie na źródła i detektory w średniej podczerwieni z dołączonym *pigtailem*, które byłyby łatwe w uży-

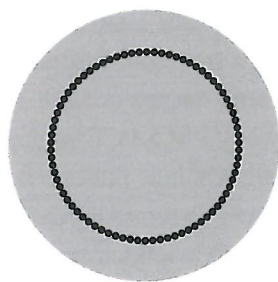
ciu. Oczekiwania te mogą spełnić światłowody LMA PCF posiadające rdzenie o dużej średnicy i wykazujące dużą aperturę numeryczną, umożliwiające zbieranie światła bezpośrednio ze źródeł, w konfiguracji *on-chip*.

Pomimo różnych usprawnień i rozwoju źródeł w średniej podczerwieni, nadal istnieją problemy z dostarczaniem światła do układów eksperymentalnych ze względu na brak efektywnych światłowodów i optyki sprzęgającej. Aby je rozwiązać, można wykorzystać szkła wieloskładnikowe, oparte na przykład na chalkogenidkach, fluorkach, tellurkach lub tlenkach metali ciężkich, jako alternatywę dla kwarcu [France, 1987; Lorenc, 2008].

W naszej publikacji zaprezentowaliśmy, po raz pierwszy, światłowód LMA PCF, wykonany ze szkła CS-740, przeznaczony do prowadzenia światła o szerokim widmie, w zakresie bliskiej i średniej podczerwieni. Światłowód został wykonany w procesie *stack-and-draw*. Użycie szkieł wieloskładnikowych ma zalety nad innymi rozwiązaniami. Światłowody wykonane ze szkieł ZBLAN są trudne w obróbce i wrażliwe mechanicznie, zaś szkła chalkogenidkowe są toksyczne i kosztowne. Szkła oparte na tlenkach metali ciężkich są rozwiązaniem kompromisowym. Są względnie tanie w produkcji, łatwe w obróbce, także w procesie wytłaczania, zaś światłowody z nich wykonane są mechanicznie odporne i mają dobre własności transmisyjne.

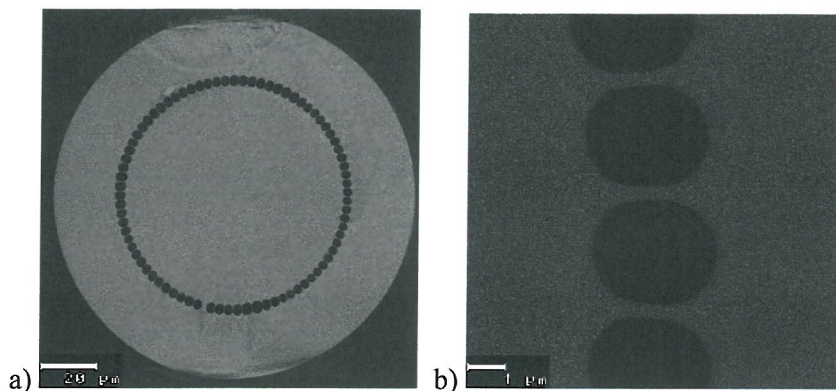
Wytworzony światłowód został zanalizowany numerycznie i scharakteryzowany w zakresie bliskiej i średniej podczerwieni. Dzięki dużemu rdzeniowi i dużej aperturze numerycznej jest przeznaczony do prowadzenia i zbierania światła w szerokim zakresie widma światła, od 0,5 do 5 μm , jako *pigtail* połączony z urządzeniami optycznymi, szczególnie w konfiguracji *on-chip*.

Zaproponowany idealny światłowód ma duży rdzeń otoczony przez pierścień otworów powietrznych o średnicach 3,2 μm , pokazany na Rys. 38. Odległość pomiędzy środkami przylegających do siebie otworów wynosi 3,33 μm , co skutkuje wysokim liniowym współczynnikiem wypełnienia równym około 0,97. Średnica rdzenia wynosi 80 μm .



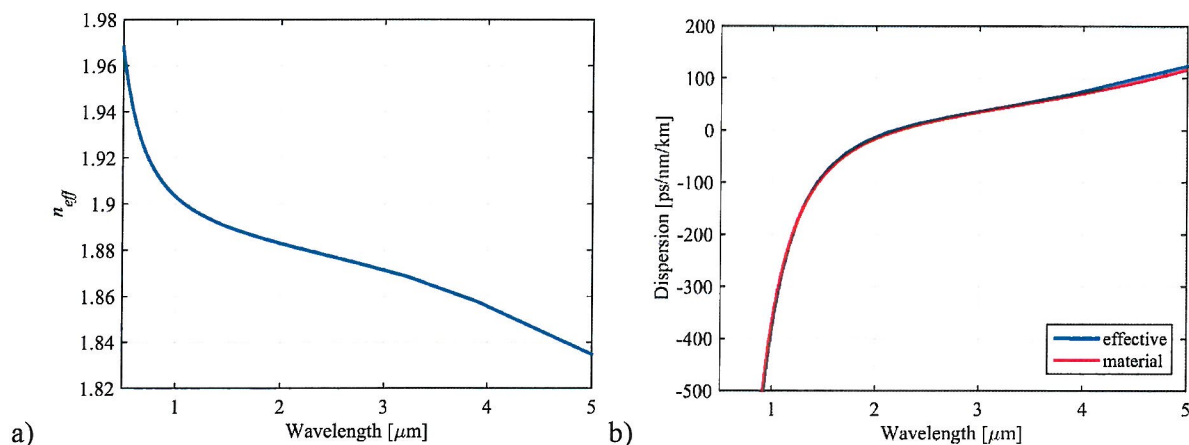
Rys. 38. Schemat proponowanego idealnego światłowodu LMA PCF.

Do wytworzenia światłowodu wykorzystaliśmy standardowy proces *stack-and-draw*. Światłowód został wykonany z własnego szkła CS-740, opartego na tlenkach metali ciężkich [Stępień, 2012]. Szkło oferuje wysoką transmisję światła w szerokim zakresie długości fali światła 0,5–5 μm i nie wykazuje tendencji do ciemnienia z czasem, co jest problemem w popularnych szklach ZBLAN. Rys. 39 pokazuje przekrój wytworzonego światłowodu, wykonany przez SEM. Otwory nie są już kołowe, ale wydłużone w kierunku radialnym. Średnica rdzenia wynosi 72 μm , średnica otworów wynosi około 3 μm w kierunku radialnym i około 2 μm w kierunku azymutalnym. Średnica płaszczki fotonicznej wynosi około 120 μm .



Rys. 39. Zdjęcia SEM wytworzonego światłowodu.

Własności modowe i dyspersyjne tego światłowodu były modelowane numerycznie na podstawie zdjęcia SEM. W ten sposób, użyliśmy w naszych obliczeniach rzeczywistego rozkładu współczynnika załamania bazowego szkła, biorąc pod uwagę wszystkie niedoskonałości w procesie produkcji. Rys. 40a pokazuje efektywny współczynnik załamania modu podstawowego, zaś Rys. 40b pokazuje dyspersję modu podstawowego w zakresie długości fali światła 0,5–5 μm . Pole modu podstawowego naszego światłowodu wyniosło 2407 μm^2 dla długości fali 0,8 μm oraz 2422 μm^2 dla długości fali 1,5 μm . Dyspersja modu podstawowego jest bliska zeru w szerokim zakresie widmowym.



Rys. 40. Charakterystyki światłowodu modelowanego numerycznie na bazie zdjęcia SEM: a) efektywny współczynnik załamania; b) dyspersja modu podstawowego i dyspersja materiałowa szkła. ZDW dla dyspersji światłowodu wynosi 2,223 μm , zaś dla dyspersji materiałowej szkła 2,175 μm .

Wartości tłumienia modów oraz efektywne pola modowe dla kilku modów i długości fali światła 0,8 oraz 4,7 μm pokazano w Tabeli 4.

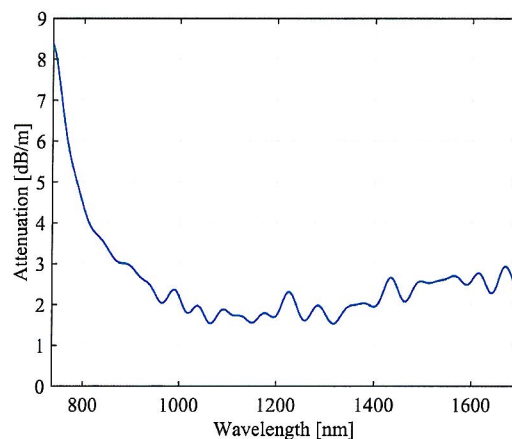
Do charakteryzacji naszego światłowodu LMA PCF użyliśmy różnych układów pomiarowych. Zmierzyliśmy tłumienie dla długości fali w zakresie 0,730–1,7 μm , a także straty zgięciowe i aperturę numeryczną dla długości fali 1,550 μm . Szczegóły dotyczące układów pomiarowych są zawarte w publikacji.

Tłumienie światłowodu zostało zmierzone techniką *cut-back*. Wiązka światła została skolimowana za pomocą obiektywu, wprowadzona do światłowodu SMF (*single mode fiber*) i następnie do światłowodu LMA PCF. Współczynnik sprzężenia pomiędzy światłowodem SMF i testowanym światłowodem LMA PCF wyniósł 68,75%. Wiązka wyjściowa została zmierzona za pomocą optycznego analizatora widma (*optical spectrum analyser, OSA*). Widmowa charakterystyka tłumienia została przedstawiona na Rys.

41. Dla zakresu długości fali 1–1,4 μm , tłumienie było mniejsze niż 2 dB/m. Dla fal dłuższych tłumienie wyniosło około 2,5 dB/m, zaś dla fal krótkich wzrastało do 8 dB/m dla długości fali 0,73 μm .

Tabela 4. Tłumienie i efektywne pole modowe wybranych modów prowadzonych dla długości fali 0,8 i 4,7 μm . Efektywne pole modowe oszacowano z dokładnością 100 μm^2 .

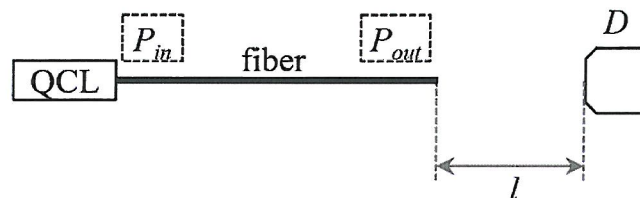
Mod	0,8 μm		4,7 μm	
	Tłumienie [dB/m]	A_{eff} [μm^2]	Tłumienie [dB/m]	A_{eff} [μm^2]
LP ₀₁	2×10^{-11}	2400	6×10^{-8}	2400
LP ₁₁	2×10^{-10}	2500	4×10^{-7}	3300
LP ₂₁	2×10^{-8}	2200	2×10^{-5}	2300
LP ₀₂	2×10^{-5}	1800	2×10^{-4}	1900



Rys. 41. Widmowa charakterystyka tłumienia światłowodu LMA PCF zmierzona dla zakresu długości fali 0,73–1,7 μm .

Testowany światłowód został nawinięty na szpulę o kontrolowanym promieniu R . Maksymalne straty zgięciowe w porównaniu z prostym światłowodem ($R = \infty$) wyniosły 0,45 dB/pętłę. Dla długości fali 1,55 μm zmierzona apertura numeryczna wyniosła 0,53.

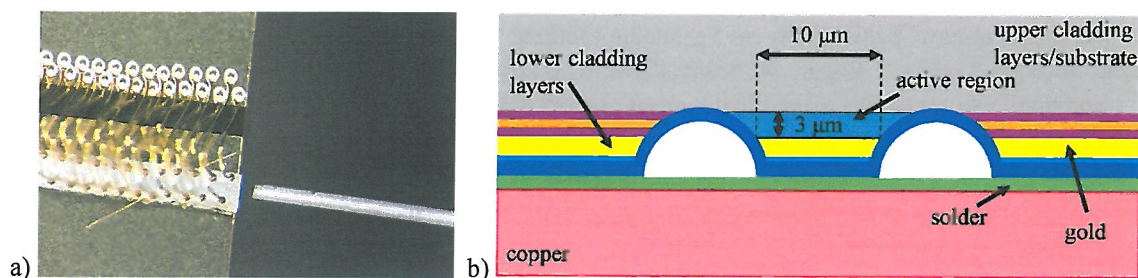
W celu weryfikacji przewidywanych numerycznie możliwości wykorzystania naszego światłowodu LMA PCF jako *pigtaila* w połączeniu z laserem QCL, emitującym światło w zakresie średniej podczerwieni, przygotowaliśmy funkcjonalny prototyp, którego schemat pokazano na Rys. 42.



Rys. 42. Schemat układu eksperymentalnego do pomiaru współczynnika sprężenia w zakresie średniej podczerwieni. Odległość l zmienia się w zakresie 0–100 μm .

Jako źródła światła użyliśmy lasera QCL z kompensacją obciążenia, zaprojektowanego by emitował impulsowo światło na długości fali 4,4 μm . Obszar aktywny źródła wynosił około $10 \times 7 \mu\text{m}$, zaś apertura numeryczna 0,62 w kierunku wzrostu kryształu oraz 0,95 w kierunku prostopadłym. Obraz mikroskopowy dwóch elementów układu przedstawiono na Rys. 43. Moc wejściowa i wyjściowa była mierzona za pomocą chłodzonego detektora MCT. W celu weryfikacji efektywności sprężenia zmierzaliśmy

tylko krótki odcinek światłowodu (2 cm), aby zminimalizować wpływ tłumienia światłowodu na moc wyjściową. Otrzymaliśmy w wyniku pomiaru wartości wyjściowe 270 mW i 550 mW dla mocy wejściowych 467 mW i 933 mW. Odpowiada to wartości efektywności sprzężenia na poziomie 58%.



Rys. 43. a) Obraz mikroskopowy lasera QCL oraz końcówka światłowodu podczas przesuwania w kierunku źródła światła. Zewnętrzna średnica światłowodu wynosi $120\ \mu\text{m}$. b) Struktura użytego lasera QCL.

Demonstracja potwierdziła, że nowy typ światłowodu dobrze nadaje się do wykorzystania jako pigtail dołączony do laserów QCL. Sprzężenie pomiędzy źródłem światła i światłowodem LMA PCF jest możliwe i efektywne. Szkło CS-740 umożliwia użycie tylko kilkucentymetrowych światłowodów w aplikacjach korzystających ze światła o długości fali $4,4\ \mu\text{m}$, ponieważ tłumienie samego szkła wynosi około $5\ \text{dB/cm}$. To szkło działa najefektywniej dla światła o długości fali poniżej około $2,8\ \mu\text{m}$.

Literatura (bez prac wchodzących do cyklu Wnioskodawcy)

- [Kress, 2000] B. Kress and P. Meyrueis, Digital Diffractive Optics: An Introduction to Planar Diffractive Optics and Related Technology (Wiley, 2000).
- [Sinzinger, 1999] S. Sinzinger and J. Jahns, Microoptics (Wiley-VCH, 1999).
- [Ihlemann, 2002] J. Ihlemann and D. Schafer, "Fabrication of diffractive phase elements for the UV-range by laser ablation patterning of dielectric layers," Appl. Surf. Sci. 856, 197–198 (2002).
- [Salmio, 1997] R.-P. Salmio, J. Saarinen, J. Turunen, and A. Tervonen, "Graded-index diffractive structures fabricated by thermal ion exchange," Appl. Opt. 36, 2048–2057 (1997).
- [Vasquez, 2016] G. V. Vázquez, R. Valiente, S. Gómez-Salces, E. Flores-Romero, J. Rickards, and R. Trejo-Luna, "Carbon implanted waveguides in soda lime glass doped with Yb^{3+} and Er^{3+} for visible light emission," Opt. Laser Technol. 79, 132–136 (2016).
- [Rusan, 2010] V. V. Rusan, D. K. Tagantsev, A. A. Lipovskii, and K. Paivasaari, "A new method for recording phase optical structures in glasses," Glass Phys. Chem. 36, 513–516 (2010).
- [Martynkien, 2014] T. Martynkien, D. Pysz, R. Stępień, and R. Buczyński, "All-solid microstructured fiber with flat normal chromatic dispersion," Opt. Lett. 39, 2342–2345 (2014).
- [Hudelist, 2009] F. Hudelist, R. Buczyński, A. J. Waddie, and M. R. Taghizadeh, "Design and fabrication of nanostructured gradient index microlenses," Opt. Express 17, 3255–3263 (2009).
- [Waddie, 2011] A. J. Waddie, R. Buczyński, F. Hudelist, J. M. Nowosielski, D. Pysz, R. Stępień, and M. R. Taghizadeh, "Form birefringence in nanostructured micro-optical devices," Opt. Mater. Express 1, 1251–1261 (2011).
- [Knight, 1998] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russell, and J.-P. de Sandro, "Large mode area photonic crystal fiber," Electronics Letters 34(13), 1347–1348 (1998).
- [Tan, 2008] X. Tan, Y. Geng, E. Li, W. Wang, P. Wang, and J. Yao, "Characterization of bent large-mode-area photonic crystal fiber," Journal of Optics A: Pure and Applied Optics 10(8), 085303 (2008).
- [Napierała, 2011] M. Napierała, T. Nasilowski, E. Bereś-Pawlik, P. Mergo, F. Berghmans, and H. Thienpont, "Large-mode area photonic crystal fiber with double lattice constant structure and low bending loss," Optics Express 19(23), 22628–22636 (2011).

- [Matsui, 2011] T. Matsui, T. Sakamoto, K. Tsujikawa, S. Tomita, and M. Tsubokawa, "Single-mode photonic crystal fiber design with ultralarge effective area and low bending loss for ultrahigh speed WDM transmission," *Journal of Lightwave Technology* 29(4), 511–515 (2011).
- [France, 1987] P. W. France, S. F. Carter, M. W. Moore, and C. R. Day, "Progress in fluoride fibers for optical communications," *British Telecom Technology Journal* 5(2), 28–44 (1987).
- [Lorenc, 2008] D. Lorenc, I. Bugar, M. Aranyosiova, R. Buczynski, D. Pysz, D. Velic, and D. Chorvat, "Linear and nonlinear properties of multicomponent glass photonic crystal fibers," *Laser Physics* 18(3), 270–276 (2008).
- [Stępień, 2012] R. Stepień, D. Pysz, I. Kujawa, J. Pniewski, A. J. Waddie, M. R. Taghizadeh, and R. Buczynski, "Development of large-core photonic crystal fiber for hyperspectral transmission," *Proc. SPIE* 8426, 842614 (2012).

7. Podsumowanie osiągnięć naukowych oraz rezultatów otrzymanych przez Wnioskodawcę

Osiągnięcie w dziedzinie metamateriałów i urządzeń plazmonicznych polega na demonstracji za pomocą symulacji numerycznych następujących zjawisk: wzmocnienia frontu fali padającej na granicę pomiędzy materiałem i metamateriałem, oraz ogniskowania światła za pomocą srebrnej nano-soczewki. Osiągnięcie zostało przedstawione w publikacjach:

[JP-1] Demonstracja, po raz pierwszy, że front falowy wiązki gaussowskiej, która pada wzdłuż normalnej na powierzchnię oddzielającą materiał niedispersyjny od metamateriału ulega lokalnemu wzmocnieniu poprzez zwiększenie gęstości strumienia energii i modyfikacji kształtu obwiedni amplitud grupy interferujących fal o różnych częstotliwościach.

[JP-2] Demonstracja, po raz pierwszy, w oparciu o symulacje metodą FDTD, zjawiska ogniskowania radialnie spolaryzowanej wiązki Laguerre’a-Gaussa z zakresu widzialnego przez cienką warstwę srebra bez otworu na osi optycznej, z podwójnymi dwustronnymi koncentrycznymi wyłobieniami.

Osiągnięcie w dziedzinie światłowodów fotonicznych polega na dowodzie, że możliwe jest kształtowanie charakterystyki dyspersyjnej w światłowodach fotonicznych z otworami powietrznymi, całoszklanych światłowodach fotonicznych oraz światłowodach fotonicznych wypełnionych cieczami, dzięki wybraniu odpowiedniej struktury wewnętrznej płaszcza fotonicznego i rdzenia oraz typu szkła. Osiągnięcie pozwoliło na stworzenie nowej klasy źródeł koherentnego supercontinuum opartych na światłowodach fotonicznych. Osiągnięcie zostało przedstawione w publikacjach:

[JP-3] Po raz pierwszy zaproponowano, zanalizowano numerycznie i wytworzono w procesie *stack-and-draw* całoszklany światłowod fotoniczny (APCF), wykonany ze szkielek wieloskładnikowych: SF6/LLF1, SF6/F2, oraz F2/NC21. W tym procesie dobór parametrów sterowania procesem wytwarzania jest znacznie prostszy i łatwiej uzyskać światłowody o zamierzonych parametrach. Dodatkowo, światłowody te mają unikatowe cechy widmowe i dyspersyjne, które są korzystne w nisko-stratnych laserach światłowodowych, optyce nieliniowej, włóknach dwójłomnych. Wytworzony światłowod jest dobrze zoptymalizowany do generacji supercontinuum w zakresie dyspersji normalnej przy pobudzeniu źródłem emitującym światło o długości fali 1540 nm.

[JP-4] Wykazanie możliwości kształtowania charakterystyki dyspersyjnej i generacji supercontinuum w wysoko kontrastowych światłowodach APCF, wykonanych ze szkielek wieloskładnikowych (SF6/NC21) z nano-inkluzją o niższym współczynniku załamania w rdzeniu. Inkluzja umożliwia kształtowanie charakterystyki dyspersyjnej przy zachowaniu stałego efektywnego pola modowego. Demonstracja światłowodu o płaskiej szerokopasmowej charakterystyce supercontinuum, który jest kandydatem na nowe efektywne źródło światła dla optycznej tomografii koherencyjnej oraz wielopasmowych zastosowań telekomunikacyjnych.

[JP-5] Dyskusja na temat wiarygodności pomiarów parametrów światłowodów fonicznych, które zwykle są wytwarzane w krótkich odcinkach. Prezentacja, po raz pierwszy, wyników pomiarów całoszklanego światłowodu fonicznego z nano-inkluzją w rdzeniu, wykonanego ze szkła SF6 i NC21. Dyskusja na temat przyczyn różnicy pomiędzy charakterystykami dyspersji obliczonymi numerycznie oraz zmierzonymi eksperymentalnie.

[JP-6] Jakościowe i ilościowe wyjaśnienie rozbieżności pomiędzy uzyskanymi numerycznie i zmierzonymi eksperymentalnie charakterystykami dyspersyjnymi światłowodu fonicznego z nano-inkluzją w rdzeniu, po raz pierwszy. Badanie zostało wykonane na bazie wcześniej zaprojektowanego i modelowanego numerycznie światłowodu fonicznego z podfalową nano-inkluzją w rdzeniu. Pokazanie efektu dyfuzji za pomocą techniki *energy dispersive X-ray spectroscopy* i propozycja modelu efektywnego postulowanego szkła, którego własności odpowiadają efektowi dyfuzji. Potwierdziliśmy fakt, iż zarówno dyspersja materiałowa, jak i współczynnik załamania elementów nanoskalowych może być różna od danych dla samych materiałów.

[JP-7] Prezentacja studium numerycznego modyfikacji charakterystyki dyspersji nieliniowego światłowodu fonicznego, wykonanego ze szkła PBG-08, wypełnionego 17. różnymi cieczami. Nowością w naszej pracy była możliwość projektowania dyspersji wytworzonego światłowodu wykonanego ze szkła wieloskładnikowych poprzez infiltrację cieczami organicznymi, biorąc pod uwagę rzeczywiste ciecze wykazujące tłumienie. Porównaliśmy także skuteczność generacji supercontinuum w światłowodach fonicznych z otworami powietrznymi i wypełnionymi cieczami, za pomocą symulacji numerycznych, które potwierdziły możliwość wykorzystania światłowodów wypełnionych cieczami do generacji supercontinuum.

Osiągnięcie w dziedzinie urządzeń optycznych polegało na 1) demonstracji nowej metody wytwarzania dyfrakcyjnych elementów optycznych, wykonywanych w procesie *stack-and-draw*, co doprowadziło do powstania nowej klasy urządzeń optycznych, w których możliwy jest niemal dowolny rozkład współczynnika załamania światła; 2) demonstracji nowej klasy światłowodów fonicznych, które mogą służyć jako *pigtaile* dołączone do nowoczesnych źródeł światła emitujących w średniej podczerwieni, takich jak kwantowe lasery kaskadowe, oraz detektorów. Osiągnięcie zostało przedstawione w publikacjach:

[JP-8] Przedstawienie, po raz pierwszy, nowatorskiej metody wytwarzania optycznych elementów dyfrakcyjnych (*diffractive optical elements, DOE*), w których struktura jest przygotowana z „pikseli” wykonanych ze szkła różnego typu, zaś przesunięcie fazowe jest wprowadzane poprzez różnicę współczynnika załamania pomiędzy pikselami. Metoda wykorzystuje zmodyfikowaną niskokosztową technikę *stack-and-draw*. Demonstracja funkcjonalnego prototypu (*proof-of-concept*), który powstał jako wynik sekwencji czynności: projektowania, modelowania numerycznego, wytworzenia i weryfikacji eksperymentalnej. Była to dwuwymiarowa binarna optyczna siatka fazowa w formie kwadratowej szachownicy. Struktura może być wykorzystana jako dzielnik wiązki w optycznych systemach światłowodowych, na przykład do adresowania macierzy rdzeni światłowodu wielordzeniowego.

[JP-9] Przedstawienie, po raz pierwszy, światłowodu fonicznego o dużym polu modowym (*large mode area photonic crystal fiber, LMA PCF*), wykonanego ze szkła CS-740 na bazie tlenków ciężkich metali, przeznaczonego do prowadzenia światła w szerokim zakresie długości fali, od widzialnego do średniej podczerwieni 0,4—4,7 μm . Demonstracja, po raz pierwszy, funkcjonalnego prototypu (*proof-of-concept*), który jest w stanie efektywnie zbierać światło bezpośrednio z kwantowego lasera kaskadowego emitującego w średniej podczerwieni bez użycia dodatkowej optyki i który może być wykorzystany jako tzw. *pigtail* łączący ze źródłami i detektorami MCT w średniej podczerwieni. Zaproponowany układ bez optyki jest prosty, tani i możliwy do stosowania w konfiguracjach typu *on-chip*. Niska

dyspersja światłowodów umożliwia transmisję krótkich impulsów w podczerwieni, użytecznych w dynamicznej spektroskopii chemicznej.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

a) osiągnięcia przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora

Przed uzyskaniem stopnia doktora zainteresowaniem naukowym Wnioskodawcy było przetwarzanie obrazów. Badania w tej dziedzinie były prowadzone w ramach Zakładu Optyki Informacyjnej (ZOI) na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Jako pierwszy projekt w czasie studiów doktoranckich Wnioskodawca analizował zawartość widmową multispektralnych zdjęć satelitarnych wykonanych przez sensor Landsat TM. Głównym zadaniem była klasyfikacja obszarów leśnych w północno-zachodniej Polsce, na bazie informacji zarówno ze zdjęć Landsata, jak i wzorcowych danych terenowych. Wnioskodawca był także zaangażowany w tworzenie Pracowni Przetwarzania Zdjęć Satelitarnych w ZOI.

W ramach drugiego projektu Wnioskodawca koncentrował się na algorytmach morfologii matematycznej zastosowanych do rozkładu obrazów na podpasma. Algorytmy zostały użyte w metodzie stratnej kompresji, która była rozszerzeniem wyników pracy magisterskiej oraz w metodzie usuwania deformacji kontrastu w obrazach szaro-odcieniowych.

Trzeci projekt Wnioskodawcy obejmował pół-automatyczne przetwarzanie, w tym modelowanie i wizualizację pól skalarnych na bazie izolinii. Izolinie uzyskano ze skanowanych map topograficznych. Projekt ten był częścią rozprawy doktorskiej.

b) osiągnięcia po uzyskaniu stopnia naukowego doktora

Po uzyskaniu stopnia doktora, Wnioskodawca był zaangażowany w kilka projektów naukowych. Pierwsze projekty należały do dziedziny metamateriałów i urządzeń plazmowych i były prowadzone w ramach grupy, którą kierował **prof. dr hab. Tomasz Szoplik** na Wydziale Fizyki UW. Następne projekty były wykonywane w ramach grupy kierowanej przez **dr hab. Ryszarda Buczyńskiego**. Ich wynikiem była seria publikacji oraz udokumentowanych komunikatów konferencyjnych. Wybrane publikacje z tych dwóch grup stanowią cykl publikacji prezentujący osiągnięcia naukowe zgłoszony przez Wnioskodawcę.

Wnioskodawca był także głęboko zaangażowany w przygotowanie i uruchomienie trzyletnich studiów 1. stopnia o profilu praktycznym „*Zastosowania fizyki w biologii i medycynie, specjalność Optyka okularowa i optometria*” na Wydziale Fizyki UW. Pierwsza rekrutacja odbyła się w 2009 roku. Idea i główne przygotowanie należały do **dra hab. Marka Kowalczyka-Hernandeza**. W 2016 roku uruchomiono nowy 4-letni kierunek studiów 1. stopnia o profilu praktycznym „*Europejskie Studia Optyki Okularowej i Optometrii*”. Przygotowaniem i wdrożeniem kierunku zajmował się dr hab. Marek Kowalczyk-Hernández oraz Wnioskodawca. Od 2012 roku Wnioskodawca jest koordynatorem obu kierunków studiów. Wnioskodawca jest także współautorem publikacji na temat wszczepialnych soczewek wewnątrzgałkowych, jest zaangażowany w prace badawcze obejmujące m.in. pomiar profilu powierzchni soczewek kontaktowych za pomocą mikroskopu sił atomowych oraz mikroskopu konfokalnego, we współpracy z Pracownią Obrazowania Struktury i Funkcji Tkankowych w Instytucie Biologii Doświadczalnej im. M. Nenckiego PAN i Laboratorium Bionanostruktur CeNT III UW, oraz tworzy własną grupę badawczą w dziedzinie nauki o widzeniu.

c) Artykuły naukowe opublikowane przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora

Na liście uwzględniono wyłącznie artykuły znajdujące się na liście *Journal Citation Reports*.

- [1] A. Przybyszewska, J. Pniewski, T. Szoplik, "Supervised classification of Łobez forest area in Landsat images," (1999) *Optica Applicata* **29(4)**, 529—542.
- [2] J. Pniewski, T. Szoplik, "Compression of grayscale images based on subband decomposition using morphological filters," (2000) *Optica Applicata* **30(2-3)**, 336—347.
- [3] J. Pniewski, A. Sagan, T. Szoplik, "Contrast control for grey-level deformation removal in images: an algorithm and a computer application," (2003) *Computers & Geosciences* **29(10)**, 1241—1247.

d) Artykuły naukowe opublikowane po uzyskaniu stopnia naukowego doktora

Na liście uwzględniono wyłącznie artykuły znajdujące się na liście *Journal Citation Reports*. Lista zawiera publikacje stanowiące monotematyczny cykl publikacji wnioskodawcy.

- [1] T. J. Antosiewicz, W. M. Saj, J. Pniewski, T. Szoplik, "Optimization of optical transmittance of a layered metamaterial on active pairs of nanowires," (2006) *Opt. Express* **14(8)**, 3389—3395.
- [2] J. Pniewski, T. Szoplik, "Group front evolution of Gaussian beam refracted from a right- to left-handed medium," (2006) *Opt. Express* **14(18)**, 8232—8239.
- [3] W. M. Saj, T. J. Antosiewicz, J. Pniewski, T. Szoplik, "Energy transport in plasmon waveguides on chains of metal nanoplates," (2006) *Opto-Electronics Review* **14(3)**, 167—262.
- [4] P. Wróbel, J. Pniewski, T. J. Antosiewicz, T. Szoplik, "Focusing radially polarized light by a concentrically corrugated silver film without a hole," (2009) *Physical Review Letters* **102(18)**, 183902.
- [5] S. Mühlig, C. Rockstuhl, J. Pniewski, C.R. Simovski, S.A. Tretyakov, F. Lederer, (2010) Three-dimensional metamaterial nanotips, *Physical Review B — Condensed Matter and Materials Physics* **81(7)**, 075317.
- [6] P. Wróbel, T. J. Antosiewicz, J. Pniewski, T. Szoplik, "Single-layer metal nanolenses with tight foci in far-field," (2011) *Applied Physics A: Materials Science and Processing* **103(3)**, 821—825.
- [7] R. Buczynski, J. Pniewski, D. Pysz, R. Stepień, R. Kasztelaniec, I. Kujawa, A. Filipkowski, A.J. Waddie, M. R. Taghizadeh, "Dispersion management in soft glass all-solid photonic crystal fibres," (2012) *Opto-electronics Review* **20(3)**, 207—215.
- [8] J. Pniewski, R. Kasztelaniec, D. Pysz, R. Stepień, R. Buczyński, "Supercontinuum generation in all-solid photonic crystal fibers with a low index subwavelength inclusion in the core," (2013) *Laser Physics* **23(8)**, 085104.
- [9] M. Klimczak, B. Siwicki, P. Skibinski, D. Pysz, R. Stepień, A. Szolno, J. Pniewski, C. Radzewicz, R. Buczynski, "Mid-infrared supercontinuum generation in soft-glass suspended core photonic crystal fiber," (2014) *Optical and Quantum Electronics* **46(4)**, 563—571.
- [10] G. Stępniewski, J. Pniewski, M. Klimczak, T. Martynkien, D. Pysz, R. Stepień, I. Kujawa, K. Borzycki, R. Buczyński, "Broadband dispersion measurement of photonic crystal fibers with nanostructured core," (2015) *Optical and Quantum Electronics* **47(3)**, 807—814.
- [11] M. Sokołowski, J. Pniewski, R. Brygoła, M. Kowalczyk-Hernández, "Hybrid hepta-focal intra-ocular lenses," (2015) *Optica Applicata* **45(3)**, 285-298.

- [12] J. Pniewski, T. Stefaniuk, G. Stepniewski, D. Pysz, T. Martynkien, R. Stepień, R. Buczyński, "Limits in development of photonic crystal fibers with a subwavelength inclusion in the core," (2015) *Optical Materials Express* **5(10)**, 2366—2376. (Wyróżnienie Spotlight on optics.
- [13] J. Pniewski, R. Kasztelaniec, J. M. Nowosielski, A. Filipkowski, B. Piechal, A. J. Waddie, D. Pysz, I. Kujawa, R. Stepień, M. R. Taghizadeh, R. Buczyński, "Diffractive optics development using a modified stack-and-draw technique," (2016) *Applied Optics* **55(18)**, 4939-4945.
- [14] J. Pniewski, T. Stefaniuk, H. Le Van, V. C. Long, L. C. Van, R. Kasztelaniec, G. Stepniewski, A. Ramaniuk, M. Trippenbach, R. Buczyński, "Dispersion engineering in nonlinear soft glass photonic crystal fibers infiltrated with liquids," (2016) *Applied Optics* **55(19)**, 5033-5040.
- [15] J. Pniewski, G. Stepniewski, R. Kasztelaniec, B. Siwicki, D. Pierscinska, K. Pierscinski, D. Pysz, K. Borzycki, R. Stepień, M. Bugajski, R. Buczyński, "High numerical aperture large-core photonic crystal fiber for a broadband infrared transmission," (2016) *Infrared Physics & Technology* **79**, 10—16.

e) Wskaźniki bibliometryczne

- Sumaryczny impact factor wg listy JCR zgodnie z rokiem opublikowania: **34,916**
- Liczba cytowań publikacji według bazy Web of Science (WoS): **136**
- Cytowania bez autocytowań według bazy Web of Science: **120**
- Indeks Hirscha wg bazy Web of Science: **5** (Scopus: 6)

Stan na dzień 15.10.2016

Jacek Pniewski