

Załącznik nr 2
do wniosku o przeprowadzenie postępowania habilitacyjnego
w dziedzinie nauk fizycznych w dyscyplinie fizyka

Autoreferat

1. Imię i Nazwisko: **Mariusz Klimczak**

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

a) Stopień doktora nauk technicznych w zakresie elektroniki, specjalność optoelektronika, nadany przez **Radę Wydziału Elektroniki i Technik Informatycznych Politechniki Warszawskiej** w dniu **27 kwietnia 2010 r.**

Tytuł rozprawy doktorskiej: „**Short-wavelength emission in neodymium and holmium doped fluorozirconate fibers**”

b) Tytuł zawodowy magistra uzyskany na kierunku Informatyka, Automatyka i Robotyka, Elektronika i Telekomunikacja w zakresie elektroniki - optoelektroniki, Wydział Elektroniki i Technik Informatycznych Politechniki Warszawskiej, 29 października 2004 r.

Tytuł pracy magisterskiej: „**Zagadnienie emisji UV w szklach ZBLAN aktywowanych jonami Nd³⁺**”

c) Tytuł zawodowy inżyniera uzyskany na kierunku Informatyka, Automatyka i Robotyka, Elektronika i Telekomunikacja w zakresie optoelektroniki,

Wydział Elektroniki i Technik Informatycznych Politechniki Warszawskiej, 11 października 2002 r.

Tytuł pracy inżynierskiej: „**Model laboratoryjny mikrolasera Nd:YAG z generacją drugiej harmonicznej, pompowanego diodą laserową**”

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

2013 – adiunkt, Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie (Zakład Szkielek) postdoc w projekcie TEAM Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej

2010-2013 – asystent, później adiunkt w Instytucie Wysokich Ciśnień Polskiej Akademii Nauk

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. **Wpływ charakterystyk dyspersyjnych ośrodka nieliniowego oraz parametrów impulsu początkowego na właściwości spektralne i koherentne supercontinuum**

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

MK-1. Stepniowski, G., Klimczak, M., Bookey, H., Siwicki, B., Pysz, D., Stepien, R., Kar, A.K., Waddie, A.J., Taghizadeh, M.R., Buczynski, R., Broadband supercontinuum generation in normal dispersion all-solid photonic crystal fiber pumped near 1300 nm, (2014) Laser Physics Letters, 11 (5), art. no. 055103. DOI: 10.1088/1612-2011/11/5/055103, IOP Publishing



- Udział wnioskodawcy: przygotowanie modelu numerycznego i przeprowadzenie symulacji numerycznych, analiza, interpretacja i dyskusja całości wyników eksperymentalnych i teoretycznych, napisanie manuskryptu oraz jego korekta, 35%.
- MK-2. Klimczak, M., Siwicki, B., Skibiński, P., Pysz, D., Stępień, R., Heidt, A., Radzewicz, C., Buczyński, R., Coherent supercontinuum generation up to 2.3 μ m in all-solid soft-glass photonic crystal fibers with flat all-normal dispersion, (2014) Optics Express, 22 (15), pp. 18824-18832. DOI: 10.1364/OE.22.018824, OSA Publishing
Udział wnioskodawcy: symulacje numeryczne, interpretacja i analiza wyników eksperymentalnych, redakcja i korekta manuskryptu, 40%.
- MK-3. Sobon, G., Klimczak, M., Sotor, J., Krzempek, K., Pysz, D., Stepień, R., Martynkien, T., Abramski, K.M., Buczynski, R., Infrared supercontinuum generation in softglass photonic crystal fibers pumped at 1560 nm, (2014) Optical Materials Express, 4 (1), pp. 7-15. DOI: 10.1364/OME.4.000007, OSA Publishing
Udział wnioskodawcy: symulacje numeryczne, interpretacja i analiza wyników eksperymentalnych, redakcja i korekta manuskryptu, 30%.
- MK-4. Klimczak, M., Stepniewski, G., Bookey, H., Szolno, A., Stepień, R., Pysz, D., Kar, A., Waddie, A., Taghizadeh, M.R., Buczynski, R., Broadband infrared supercontinuum generation in hexagonal-lattice tellurite photonic crystal fiber with dispersion optimized for pumping near 1560 nm, (2013) Optics Letters, 38 (22), pp. 4679-4682. DOI: 10.1364/OL.38.004679, OSA Publishing
Udział wnioskodawcy: przygotowanie modelu numerycznego i przeprowadzenie symulacji numerycznych, analiza, interpretacja i dyskusja całości wyników eksperymentalnych i teoretycznych, napisanie manuskryptu oraz jego korekta, 30%.
- MK-5. Klimczak, M., Siwicki, B., Skibinski, P., Pysz, D., Stepień, R., Szolno, A., Pniewski, J., Radzewicz, C., Buczynski, R., Mid-infrared supercontinuum generation in soft-glass suspended core photonic crystal fiber, (2014) Optical and Quantum Electronics, 46 (4), pp. 563-571. DOI: 10.1007/s11082-013-9802-1, Springer US
Udział wnioskodawcy: symulacje numeryczne, interpretacja i analiza wyników eksperymentalnych, redakcja i korekta manuskryptu, 30%.
- MK-6. Klimczak, M., Soboń, G., Abramski, K., Buczyński, R., Spectral coherence in all-normal dispersion supercontinuum in presence of Raman scattering and direct seeding from sub-picosecond pump, (2014) Optics Express, 22 (26), pp. 31635-31645. DOI: 10.1364/OE.22.031635, Springer US
Udział wnioskodawcy: projekt układu pomiarowego, analiza wyników eksperymentalnych, symulacje numeryczne, redakcja i korekta manuskryptu, 40%.
- MK-7. Klimczak, M., Soboń, G., Kasztelaniec, R., Abramski, K.M., Buczyński, R., Direct comparison of shot-to-shot noise performance of all normal dispersion and anomalous dispersion supercontinuum pumped with sub-picosecond pulse fiber-based laser, (2015) Scientific Reports 5, 19284, DOI: 10.1038/srep19284, Nature Publishing Group
Udział wnioskodawcy: koncepcja i plan badań, symulacje nieliniowe, analiza i dyskusja całości wyników, redakcja i korekta manuskryptu, 40%.
- MK-8. Klimczak, M., Komolibus, K., Piwoński, T., Siwicki, B., Pysz, D., Stępień, R., Ochalski, T., Buczyński, R., Impact of steepness of pump temporal pulse profile on spectral flatness and correlation of supercontinuum in all-solid photonic crystal fibers with flattened normal dispersion, (2014) Journal of Optics (United Kingdom), 16 (8), art. no. 085202. DOI: 10.1088/2040-8978/16/8/085202, IOP Publishing
Udział wnioskodawcy: koncepcja pracy, przygotowanie i przeprowadzenie badań w części teoretycznej, interpretacja i analiza wyników, redakcja i korekta manuskryptu, 51%.
- MK-9. Siwicki, B., Klimczak, M., Stępień, R., Buczyński, R., Supercontinuum generation enhancement in all-solid all-normal dispersion soft glass photonic crystal fiber pumped at 1550 nm, (2015) Optical Fiber Technology Vol. 25, pp. 64–71, DOI: 10.1016/j.yofte.2015.08.001, Elsevier

Udział wnioskodawcy: przygotowanie modelu numerycznego, nadzór nad badaniami, dyskusja wyników oraz korekta manuskryptu, 40%.

MK-10. Siwicki, B., Klimczak, M., Soboń, G., Sotor, J., Pysz, D., Stępień, R., Abramski, K., Buczyński, R., Numerical simulations of spectral broadening in all-normal dispersion photonic crystal fiber at various pump pulse conditions,

(2015) Optical Engineering, 54 (1), art. no. 016102, DOI: 10.1117/1.OE.54.1.016102, SPIE

Udział wnioskodawcy: koncepcja pracy, przygotowanie modelu numerycznego i nadzór nad przygotowaniem wyników numerycznych, analiza wyników, 40%.

MK-11. Buczyński R., Klimczak M., Stefaniuk T., Kasztelaniec R., Siwicki B., Stępniewski G., Cimek J., Pysz D., Stępień R., Optical fibers with gradient index nanostructured core,

(2015) Optics Express Vol. 23, Issue 20, pp. 25588-25596, doi: 10.1364/OE.23.025588,

OSA Publishing

Udział wnioskodawcy: wytworzenie światłowodu, pomiary widm supercontinuum, analiza całości wyników i redakcja manuskryptu, 30%.

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

Wprowadzenie

W okresie 3 lat poprzedzającym złożenie niniejszego wniosku, wnioskodawca pracował w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie (ITME), na stanowisku adiunkta. Wnioskodawca realizował badania w ramach projektu TEAM Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej pt. „Novel light sources based on photonic crystal fibers with nanostructured cores” (nr TEAM/2012-9/1) współfinansowanego przez Unię Europejską – Europejski Fundusz Rozwoju Regionalnego w Programie Operacyjnym Innowacyjna Gospodarka 2007-2013. Kierownikiem Projektu był dr hab. Ryszard Buczyński, prof. ITME.

Osią monotematycznego cyklu publikacji wnioskodawcy jest wpływ charakterystyk dyspersyjnych ośrodka nieliniowego oraz parametrów impulsu początkowego na właściwości spektralne i koherentne supercontinuum. Cykl stanowią prace oznaczone [MK-1...MK-11]. Przy wyborze publikacji stanowiących cykl, wnioskodawca kierował się intencją przedstawienia powyższego zagadnienia w możliwie szerokim kontekście prowadzonych przez siebie badań. Otwierają go zatem publikacje, w których wnioskodawca wraz ze współpracownikami zademonstrował po raz pierwszy - w serii całoszklanych światłowodów fotonicznych ze spłaszczonym profilem dyspersji o wartościach normalnych - generację koherentnego supercontinuum w zakresie spektralnym bliskiej podczerwieni, o szerokości pełnej oktawy [MK-1, MK-2]. W kolejnych pracach [MK-3...MK-5] zawarte są wyniki nt. rozwoju technologii szkieł o dużej wartości współczynnika nieliniowego i transmisji w zakresie średniej podczerwieni do około 5 μm . Nie dotyczą one bezpośrednio generacji koherentnego supercontinuum. Znaczenie tych wyników dla cyklu wynika z udanej próby wytworzenia nieliniowych światłowodów fotonicznych z technologicznie wymagających szkieł, o unikalnym wzorze siatki fotonicznej (co demonstruje szerokie możliwości w zakresie inżynierii dyspersji chromatycznej) oraz o progu mocy niszczącej umożliwiającym pompowanie wysokoenergetycznymi impulsami pochodzącymi z nowych, kompaktowych, światłowodowych laserów pikosekundowych pracujących na długości fali ok. 1560 nm. Wyniki te stanowią krok naprzód w kierunku projektowania i wytwarzania światłowodów do generacji stabilnego supercontinuum w atrakcyjnym zakresie długości fal w średniej podczerwieni.

W świetle istniejącego stanu wiedzy, pompowanie impulsami o czasie trwania powyżej około 100 – 300 fs (zależnie od dyspersji ośrodka nieliniowego) uprzywilejowuje efekt wzmocnienia szumu w generacji supercontinuum i dramatyczny spadek spójności fazowej uzyskanego widma [1,2]. Prace [MK-6, MK-7] zawierają wyniki badań teoretycznych i eksperymentalnych nt. nowego sposobu na zachowanie spójności fazowej widma supercontinuum w zakresie dyspersji normalnej. W szczególności, **wnioskodawca wykazał po raz pierwszy, że mod światłowodowy wyższego rzędu, może skutecznie wpływać na redukcję fluktuacji fazy oraz natężenia promieniowania modu podstawowego w światłowodzie nieliniowym o specjalnej konstrukcji siatki fotonicznej.** Ciąg prac [MK-8...MK-10]

zawiera wyniki równolegle prowadzonych badań teoretycznych nt. wpływu parametrów impulsu początkowego na właściwości spektralne i koherentne generowanego widma. Wyniki tych badań były na bieżąco wykorzystywane przez wnioskodawcę i współpracowników w projektowaniu i wytwarzaniu światłowodów nieliniowych w ciągu mijających 3 lat. Praca [MK-11] zawiera natomiast propozycję zupełnie nowego podejścia do projektowania i wytwarzania światłowodów strukturyzowanych o predeterminowanych własnościach modowych i dyspersyjnych, poprzez nanostrukturyzację obszaru rdzenia włókna. Wyniki te otwierają nowe możliwości w kolejnych etapach pracy naukowej wnioskodawcy, które będą skoncentrowane na nowych efektach w optyce nieliniowej, wynikających z właściwości przestrzenno-czasowych falowodowego ośrodka nieliniowego [3].

Ilekoć w dalszej części wniosku jest mowa o grupie bądź zespole wnioskodawcy, chodzi o grupę naukową w Zakładzie Szkieł ITME, którą kieruje pan dr hab. inż. Ryszard Buczyński, prof. ITME. W skład grupy, poza wnioskodawcą i kierownikiem grupy, wchodzi m.in. technolog dr Ryszard Stępień (synteza szkieł) oraz mgr Dariusz Pysz (wytwarzanie światłowodów fotonicznych), technicy oraz doktoranci, w tym Jarosław Cimek (technologia szkieł nieliniowych do wytwarzania strukturyzowanej optyki włóknistej) oraz Grzegorz Stępniewski i Bartłomiej Siwicki (charakteryzacja, projektowanie i wytwarzanie światłowodów fotonicznych, analiza procesów nieliniowych w światłowodach fotonicznych). Promotorem doktorantów jest R. Buczyński. Wnioskodawca jest promotorem pomocniczym panów Stępniewskiego i Siwickiego. Od początku realizacji projektu TEAM w grupie pracowała również studentka, pani Agnieszka Szolno, do czasu Jej tragicznej śmierci we wrześniu 2013 r. Zakres zainteresowań naukowych pani Agnieszki Szolno obejmował projektowanie nieliniowych światłowodów fotonicznych oraz generację supercontinuum.

Stan wiedzy na początkowym etapie badań wnioskodawcy

Tempo prac badawczych w dziedzinach wykorzystujących techniki optycznej tomografii koherentnej (OCT – ang. optical coherence tomography) [4], generacji ultra-stabilnych grzebieni częstości [5], a także innych obszarów badań skoncentrowanych na poznaniu procesów zachodzących w bardzo krótkiej skali czasu lub z bardzo małą powtarzalnością [6], stymuluje prace badawcze nad nowymi źródłami promieniowania. Źródła takie powinny charakteryzować się dużą jasnością, szerokim zakresem spektralnym generowanego promieniowania, a także – co niezmiernie ważne – bardzo dużą spójnością fazową i spektralną. W technikach OCT, dla obrazowania tkanek biologicznych korzystna jest np. zmiana długości fali źródła promieniowania skanującego z 1.3 μm na 1.7 μm , gdzie wiązka skanująca jest słabiej rozpraszana i nie napotyka silnego pasma absorpcji wody [7]. Ponadto, zastosowanie powtarzalnego źródła supercontinuum, generującego widmo zawarte całkowicie w zakresie normalnym dyspersji chromatycznej ośrodka nieliniowego, pozwala na zwiększenie głębokości penetracji obrazowania oraz na poprawę stosunku sygnał-szum (SNR – ang. signal to noise ratio) o 10 dB [8]. Podobne zalety ma zastosowanie źródła szerokopasmowego na zakres około 2 μm i fal dłuższych, w obrazowaniu OCT próbek materii nieożywionej [9]. Spójne supercontinuum jako pompa optyczna w generacji optycznego grzebienia częstości umożliwiło w jednym z pierwszych doniesień na otrzymanie 20 kanałów rozłożonych w paśmie 10 GHz wokół długości fali 1558 nm i w zakresie dynamicznym równym 6 dB. Opublikowano również wyniki, demonstrujące możliwość blisko 20-krotnego zwiększenia ilości kanałów w paśmie ponad 2 razy węższym, również w III oknie telekomunikacyjnym [10]. Zalety stabilności impulsowego źródła szerokopasmowego zademonstrowano także w komunikacji koherentnej wykorzystującej kluczowanie fazy (PSK – ang. phase shift keying) [11]. Porównano tutaj bitową stopę błędów (BER – ang. bit error rate) przy transmisji danych za pomocą grzebienia częstości otrzymanego z dwóch źródeł supercontinuum: źródła generującego widmo w zakresie anomalnym dyspersji oraz źródła, w którym ośrodek nieliniowy charakteryzował się dyspersją normalną w całym zakresie spektralnym pracy. Efektem zastosowania źródła pracującego w zakresie dyspersji normalnej ośrodka nieliniowego był pomijalny wpływ błędów BER na transmisję PSK.

Pokróćce omówione, wybrane zastosowania badawcze spójnych źródeł szerokopasmowych, popularnie nazywanych supercontinuum (inne spotykane, choć sprzeczne lub nieprecyzyjne nazwy to „biały laser” lub „białe światło”) nie wyczerpują bogatych możliwości ich zastosowań. Zostały one tutaj

celowo ograniczone do sytuacji, w których istotna jest minimalizacja fluktuacji fazy i natężenia generowanego widma. Istnieje bowiem wiele zastosowań supercontinuum, gdzie powtarzalność wyniku pomiaru z rozdzielczością do pojedynczych impulsów wiązki skanującej ma znaczenie co najwyżej drugorzędne, a ważny jest wynik uśredniony. Te sytuacje wychodzą jednak poza obszar zainteresowań wnioskodawcy.

Generacja supercontinuum została po raz pierwszy zademonstrowana przez Alfano i Shapiro w objętościowym szkle boro-krzemianowym w 1970 r [12] i od tego czasu zaczęła odgrywać coraz szybciej rosnące znaczenie w optyce nieliniowej [13]. Widmo supercontinuum powstaje na skutek oddziaływania krótkiego impulsu promieniowania pompy – np. lasera z synchronizacją modów – z materią ośrodka optycznego. Dochodzi tu do subtelnej interakcji pomiędzy odpowiedzią liniową ośrodka, tzn. dyspersją chromatyczną oraz odpowiedzią nieliniową, głównie trzeciego rzędu (dotyczy ośrodków szklanych i ogólnie ośrodków wykazujących symetrię inwersyjną). Nieliniowość ośrodka wyraża się poprzez zależność współczynnika załamania światła od natężenia pola elektrycznego padającej fali (optyczny efekt Kerra). W wyniku tej zależności, fragmenty impulsu o różnych częstościach doznają różnych opóźnień podczas propagacji. Związana z tym zmiana fazy w obrębie impulsu, pod wpływem rozkładu jego natężenia jest określana mianem samo-modulacji fazy (SPM – ang. self-phase modulation). Jej następstwem jest poszerzenie impulsu w dziedzinie spektralnej. Można wyobrazić sobie sytuację, w której wpływ dyspersji chromatycznej, odpowiedzialnej za poszerzenie impulsu w dziedzinie czasu, jest całkowicie zbilansowany przez efekt samomodulacji fazy. Powstała w takich warunkach fala, propagująca się bez zmiany w dziedzinie czasu i częstotliwości, jest określana jako soliton [14]. W rzeczywistych ośrodkach nieliniowych (bez szczególnych zabiegów) taki scenariusz najczęściej nie zachodzi. Dyspersja chromatyczna i SPM nie równoważą się. Mało tego, interakcja procesów liniowych i nieliniowych znajduje wyraz również w konwersji częstości w postaci mieszania czterech fal (FWM – ang. four wave mixing) a ponadto propagująca się fala doznaje rozpraszania Ramana, w wyniku którego energia jest przekazywana z komponentów o częstości większej, do tych o częstości mniejszej. Wraz z innymi rodzajami oddziaływań nieliniowych, tj. rozpad solitonu (inna nazwa: cięcie solitonu, od ang. soliton fission) samostromienie fali (ang. self-steepening) [15], optyczne łamanie fali (OWB, ang. optical wave breaking) [16] oraz emisja fali dyspersyjnej (DSW – ang. dispersive wave generation, inna nazwa – promieniowanie Czerenkowa) [17], powyższe procesy składają się na złożony obraz wzajemnych oddziaływań, których opis jest nietrywialny i najczęściej niemożliwy do uzyskania metodami analitycznymi [13]. Metody numeryczne opisu nieliniowej propagacji fali w ośrodku optycznym były intensywnie rozwijane na przestrzeni ostatnich lat [14,18]. W szczególności, rozwiązanie numeryczne uogólnionego nieliniowego równania Schroedingera (GNLSE – ang. generalized nonlinear Schroedinger equation) uznaje się za opis najbardziej zgodny z wynikami eksperymentalnymi – pod warunkiem często niełatwej – poprawnej parametryzacji ośrodka nieliniowego [13].

Wybór ośrodka nieliniowego do generacji supercontinuum ma fundamentalne znaczenie z punktu widzenia własności charakterystyki spektralnej otrzymanego źródła. Najczęściej jest to światłowód optyczny, w szczególności światłowód fotoniczny (inna nazwa polska – światłowód mikrostrukturalny, nazwy ang.: photonic crystal fiber, microstructured fiber). Argumenty wspierające taki wybór to:

- 1) ograniczenie przestrzenne promieniowania w obszarze rdzenia włókna optycznego pozwala na uzyskiwanie znacznie większych natężeń promieniowania, niż w ośrodkach objętościowych i w konsekwencji łagodzi wymagania na poziom mocy pompowania optycznego, niezbędnego do zaobserwowania efektów nieliniowych,
- 2) dzięki zastosowaniu światłowodu fotonicznego możliwe jest kształtowanie dyspersji chromatycznej w bardzo szerokim zakresie, przy czym za kryterium projektowania profilu dyspersji włókna bierze się najczęściej długość fali lasera przewidzianego do roli pompy optycznej,
- 3) promieniowanie pompy jest prowadzone w postaci modu światłowodowego, co umożliwia zachowanie spójności przestrzennej generowanego widma – praktycznie takiej samej, jak spójność przestrzenna lasera pompującego.

Spójność fazowa źródła supercontinuum to osobne zagadnienie w obszarze badań związanym z nieliniową optyką światłowodową. Na podstawie dotychczasowego stanu wiedzy można jasno nakreślić

związek spójności fazowej supercontinuum z czasem trwania impulsu pobudzającego [1]. Również znak profilu dyspersji chromatycznej w zakresie spektralnym poszerzenia widma ma znacznie [13]. Badania przeprowadzone przez wnioskodawcę podczas pracy w grupie dr hab. inż. Ryszarda Buczyńskiego w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych, wykazały także, zupełnie pomijany w literaturze, związek pomiędzy strukturą przestrzenną prowadzonego promieniowania a jego spójnością fazową.

W warunkach pobudzania generacji supercontinuum impulsami o czasie trwania 100 fs lub krótszymi, i o długości fali dla której ośrodek nieliniowy charakteryzuje się dyspersją anomalną, na ogół dominują procesy SPM oraz rozpad solitonu i spadek – w miarę propagacji – częstości środkowej powstałych solitonów pierwszego rzędu w skutek rozpraszania Ramana (ang. soliton self frequency shift, SSFS). Wtedy powstałe widmo zachowuje bardzo dużą spójność fazową w paśmie setek THz [1]. W ogólności, każda fala ciągła, przy dostatecznie dużym natężeniu pola elektrycznego, pod wpływem nieliniowości $\chi^{(3)}$ ośrodka rozpadnie się na ciąg impulsów. Ten proces nazywa się niestabilnością modulacyjną (MI, ang. modulation instability). Uważa się, że FWM oraz MI to reprezentacja tego samego zjawiska fizycznego odpowiednio w dziedzinie częstości oraz czasu [19]. Czas trwania impulsu 100 fs przyjęto za umowną granicę, powyżej której MI zaczyna dominować wśród procesów poszerzenia widma supercontinuum. Niestabilność, rozumiana jako niezachowanie związku fazowego komponentów częstotliwościowych powstałych na skutek załamania jednolitej obwiedni czasowej impulsu, pomiędzy kolejnymi impulsami pompy, wynika z udziału szumu jako sygnału zasiewającego w procesie mieszania fal. Supercontinuum zasiewane szumem (ang. noise-driven supercontinuum) z reguły są pompowane laserami piko- lub nano-sekundowymi (np. mikrolaserami Nd:YAG) i wykorzystują światłowody nieliniowe o charakterystyce dyspersji umożliwiającej pompowanie na długości fali, dla której dyspersja chromatyczna jest w zakresie wartości anomalnych, zaś nachylenie charakterystyki dyspersji jest dodatnie (tzn. dyspersja chromatyczna pozostaje anomalna dla fal dłuższych). Połączenie dynamiki solitonów, których propagacja jest możliwa w zakresie dyspersji anomalnej oraz niestabilności modulacyjnej, decyduje o bardzo dużej wydajności, w sensie szerokości generowanego widma takich źródeł, pomimo braku koherencji fazowej [1,13]. W światłowodach z niekonwencjonalnych szkieł, takie podejście do generacji supercontinuum pozwoliło na zademonstrowanie widm rozciągających się od bliskiej podczerwieni – około 1 μm – do średniej podczerwieni około 5 μm (światłowody ze szkieł tellurowych [20] lub fluorocyrykonowych typu ZBLAN [21]), a nawet do około 13 μm w wielomodowych światłowodach ze szkła chalkogenkowego [22]. Wnioskodawca wraz ze współpracownikami również demonstrował widma supercontinuum przy pompowaniu na długości fali odpowiadającej zakresowi dyspersji anomalnej światłowodów nieliniowych. Do wytworzenia tych światłowodów zostały wykorzystane szkła miękkie wieloskładnikowe z tlenków metali ciężkich: szkło ołowiowo-bismutowo-galowe [MK-3, MK-5], wytworzono także światłowody fotoniczne ze szkła tellurowego [MK-4].

Umowna wartość czasu trwania impulsu pompującego 100 fs nie jest jedynym wyznacznikiem granicy pomiędzy spójnym a niespójnym procesem poszerzenia widma w ośrodku nieliniowym. W przypadku widma supercontinuum o szerokości ponad 1 oktawy, pompowanym na długości fali w zakresie anomalnym dyspersji światłowodu nieliniowego, istotny spadek koherencji przewidziano metodami numerycznymi dla impulsów o czasie trwania nawet 50 fs [1]. Różnica wynika z własności dyspersyjnych konkretnego światłowodu i użytej mocy pompy. Przywołajmy następujące definicje charakterystycznych odległości propagacji (ch.o.p.) [14]:

$$L_{fiss} = L_D / N, \text{ zaś } L_D = t_0^2 / |\beta_2| \text{ oraz } N = L_D / L_{NL} \text{ i } L_{NL} = 1 / \gamma P_0 \quad (1)$$

gdzie L_{fiss} – ch.o.p. rozpadu solitonu, L_D – dyspersyjna ch.o.p., L_{NL} – nieliniowa ch.o.p., t_0 – czas trwania impulsu (przyp.: impulsu w postaci zespolonej amplitudy, czas trwania impulsu zmierzonego techniką np. FROG lub autokorelacji jest dłuższy, w zależności od kształtu impulsu), β_2 – dyspersja prędkości grupowej dla środkowej długości fali impulsu pompy, γ – współczynnik nieliniowy, P_0 – moc szczytowa impulsu. Zależności (1) określają minimalne odległości, po przebyciu których dany efekt (rozpad solitonu, zaburzenie dyspersyjne lub odpowiedzią nieliniową ośrodka) może mieć wpływ na dynamikę propagowanej fali. Przyjęto, że charakterystyczną odległością propagacji, po której następuje wzmocnienie szumu w wyniku oddziaływania niestabilności modulacyjnej jest $L_{MI} \sim 16L_{NL}$ [14]. Wynika

stąd kolejny warunek generacji spójnego widma supercontinuum, mówiący o ograniczeniu rzędu solitonu wejściowego (sygnału pompy), tzn. $N \ll 16$.

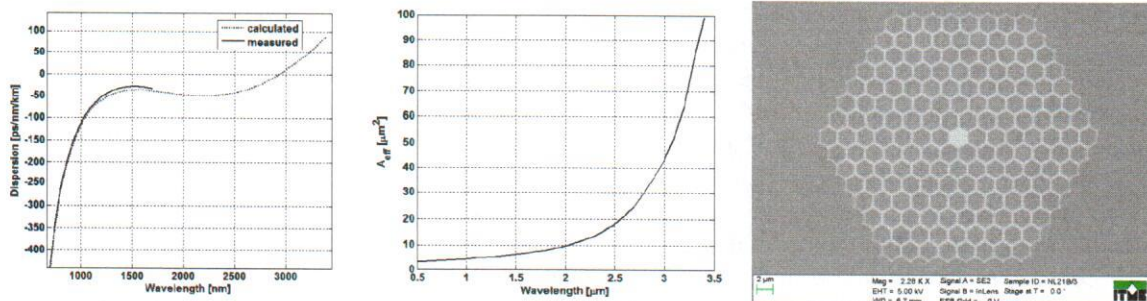
W zakresie dyspersji normalnej, gdzie solitony nie są propagowane, również może dochodzić do niestabilności modulacyjnej i związanej z nią dekoherencji [23]. W tym przypadku, w procesie mieszania fal związanym z MI, oprócz szumu biorą udział komponenty spektralne, będące kolejnymi rzędami rozpraszania Ramana. Próg czasu trwania impulsu, powyżej którego zjawisko zaczyna odgrywać decydującą rolę w poszerzeniu widma został określony nieco wyżej niż dla ośrodków z dyspersją anomalną, tzn. na około 200 fs [2]. Dwójłomność światłowodu również została wskazana jako możliwe źródło niestabilności supercontinuum w zakresie dyspersji normalnej [24,25].

W literaturze istnieją doniesienia o różnych metodach stabilizacji widma supercontinuum. Pompowanie impulsami o czasie trwania kilkudziesięciu femtosekund – ze wspomnianymi zastrzeżeniami dotyczącymi odcinków ośrodka nieliniowego, wynikającymi z analizy charakterystycznych odległości propagacji oraz z rzędu solitonu wejściowego – wydaje się najprostszym rozwiązaniem. Przy rozważaniu wyboru supercontinuum do konkretnej aplikacji, należy mieć jednak na uwadze stopień komplikacji, rozmiar oraz koszt źródeł laserowych, generujących takie impulsy. W innych rozwiązaniach wykorzystuje się interakcje pomiędzy różnymi modami podłużnymi propagowanymi w światłowodzie nieliniowym. Oprócz sygnału pompy, do światłowodu wprzęgany jest również sygnał o małej mocy (często sygnał fali ciągłej) o długości fali odpowiadającej tym obszarom widma supercontinuum, gdzie dochodzi do wzmocnienia szumu poprzez proces MI. Zadaniem sygnału zasiewającego jest dostarczanie komponentu spektralnego o fazie deterministycznej impuls-po-impulsie [26-28]. Alternatywnym sposobem stabilizacji widma może być zastosowanie ośrodka nieliniowego w postaci światłowodu stożkowego (pocienianego) [29]. W takiej strukturze poszerzenie widma rozpoczyna się w części włókna, które ma anomalną dyspersję chromatyczną dla długości fali pompy. Profil dyspersji ewoluuje wzdłuż struktury do dyspersji normalnej, zanim dla przewidzianych na etapie projektowania warunków pobudzenia, dojdzie do wzmocnienia szumu w wyniku interakcji solitonów w zasiewanym szumem procesie FWM. Wyniki badań teoretycznych wskazują ponadto na możliwość znacznego ograniczenia zmienności widma impuls-po-impulsie, gdy światłowód nieliniowy o niewielkiej stożkowatości pompowany jest impulsami wstępnie skompresowanymi w procesie wykorzystującym samopodobieństwo [30]. Rozwiązanie tego typu umożliwiłoby zastosowanie jako pompy względnie prostego konstrukcyjnie lasera pikosekundowego. Kolejną alternatywą może być zawarcie widma supercontinuum całkowicie w zakresie długości fal, dla których światłowód nieliniowy charakteryzuje się dyspersją normalną (ANDi, ang. – all normal dispersion). W połączeniu z pompowaniem impulsami o czasie trwania 200 fs lub krótszymi, spójne supercontinuum o płaskiej charakterystyce spektralnej w paśmie około jednej oktawy zademonstrowało eksperymentalnie kilka grup na świecie [31-34]. W każdym z tych przypadków wykorzystano światłowody ze szkła krzemionkowego, zaś długość fali w zależności od konkretnego włókna, wynosiła 790 nm, 1060 nm oraz 1560 nm. Jedyny wynik generacji supercontinuum ANDi we włóknach ze szkła beztlenowych, według najlepszej wiedzy wnioskodawcy, przedstawiono w pracy [35] (sytuacja ta będzie się w najbliższych latach zmieniać wraz z dynamicznym rozwojem światłowodów ze szkła chalkogenkowych). Wykorzystany został tu innowacyjny światłowód całoszklany ze szkła chalkogenkowych i fluorocyrykonowych a widmo supercontinuum pokrywało zakres długości fal od około 1.2 μm do 2.8 μm . Płaskość charakterystyki spektralnej zarejestrowanego supercontinuum wydaje się jednak pozostawiać wiele do życzenia z charakterystycznym zagłębieniem wokół długości fali pompy (około 2 μm). Problem ten został wcześniej przypisany przez A. Heidta (University of Bern, wcześniej ORC Southampton) nieoptymalizowanemu profilowi dyspersji włókna [36]. W omawianym przypadku należy podkreślić jednak dużą trudność inżynierii dyspersji w światłowodzie zawierającym dwa technologicznie kłopotliwe szkła. Zagadnienie generacji supercontinuum w zakresie dyspersji normalnej w światłowodach o zaprojektowanym profilu dyspersji chromatycznej było intensywnie badane przez wnioskodawcę i współpracowników, a najnowsze wyniki tych badań zostały omówione w dalszej części Autoreferatu.

Omówienie wyników wnioskodawcy

Generacja koherentnego supercontinuum w światłowodach fonicznych z dyspersją normlaną

Pierwszy własny wynik generacji supercontinuum ANDi o szerokości jednej oktawy został przez wnioskodawcę i współpracowników zademonstrowany w 2013 r. [MK-1]. Wykorzystany został tutaj całoszkłany światłowod foniczny o profilu dyspersji i strukturze przedstawionych na Rys. 1. Światłowod foniczny o strukturze całoszkłanej został po raz pierwszy zademonstrowany przez Fenga i innych [37]. Konstrukcja całoszkłana włókna fonicznego wymaga doboru co najmniej dwóch szkieł, o różnych współczynnikach załamania światła, ale o jak najbardziej zbliżonych wartościach parametrów termicznych (ang. thermal matching). W szczególności należy zadbać o podobne wartości współczynnika rozszerzalności termicznej oraz temperatur charakterystycznych. W grupie ITME, do której później dołączył wnioskodawca, takie struktury prezentował R. Buczyński i współpracownicy [38], przy czym wydajna generacja supercontinuum w światłowodzie tego typu została po raz pierwszy zaobserwowana opisana przez wnioskodawcę i współpracowników w grupie R. Buczyńskiego, z wykorzystaniem zoptymalizowanych włókien dopiero w 2013 r.

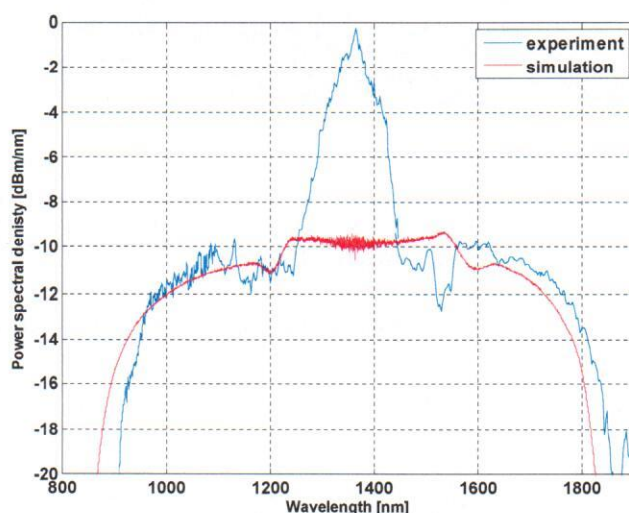


Rys. 1. Od lewej do prawej: charakterystyka dyspersji chromatycznej światłowodu fonicznego o strukturze całoszkłanej, opracowanego w ITME, zależność efektywnego pola modowego światłowodu od długości fali oraz zdjęcie jego struktury, wykonane mikroskopem skaningowym.

Wytworzony światłowod foniczny (Rys. 1) miał rdzeń i sieć foniczną ze szkła komercyjnego F2, produkcji firmy Schott. Wypełnienie sieci (inkluzyje) zostało wykonane ze szkła boro-krzemianowego o składzie opracowanym w grupie wnioskodawcy w Zakładzie Szkła ITME. Skład szkła: mol.%: SiO₂ - 56.84, B₂O₃ - 23.19, Al₂O₃ - 0.61, Li₂O - 6.23, Na₂O - 9.51, K₂O - 3.63. Współczynniki załamania światła zmierzone dla długości fali 1550 nm wynoszą $n_{F2} = 1.594874$ and $n_{NC21A} = 1.511304$ a zatem w światłowodzie tego typu promieniowanie jest propagowane na zasadzie całkowitego wewnętrznego odbicia. Wartości temperatur szklenia dla obydwu szkieł wynoszą $Tg_{F2} = 569^{\circ}C$ oraz $Tg_{NC21A} = 492^{\circ}C$. Nieliniowe współczynniki załamania światła dla szkieł, zmierzone dla długości fali 1240 nm [39] wynoszą $n_2 = 2.9 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ (F2) oraz $n_2 = 1.1 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ (NC21A). W pracy [MK-1] wykorzystano układ pomiarowy oraz źródło pompujące w postaci optycznego wzmacniacza parametrycznego (OPA), który był dostępny w Heriot-Watt University, w Edynburgu (W. Brytania). Długość fali OPA została ustawiona na 1360 nm. Impulsy wyjściowe tego źródła charakteryzowały się czasem trwania poniżej 150 fs. Wybór długości fali był motywowany charakterystyką przestrajania OPA. Była to największa długość fali, przy której wzmacniacz zachowywał dużą sprawność i względnie dobre parametry przestrzenne wiązki. Ponadto, intencją zespołu na tym etapie było również wykorzystanie zakresu długości fal, w którym dysponowany światłowod charakteryzował się powierzchnią efektywnego pola modowego w przedziale około 5-7 μm². Jak widać na Rys. 1, zależność efektywnego pola modowego od długości fali powyżej około 1800 nm w tym włóknie zaczyna silnie rosnać. Oznacza to spadek wartości współczynnika nieliniowego, zgodnie z zależnością $\gamma(\omega) = n_2 \cdot n_0 \cdot \omega_0 / c / n_{\text{eff}}(\omega) / \sqrt{[A_{\text{eff}}(\omega) \cdot A_{\text{eff}}(\omega_0)]}$, czyli w przybliżeniu $\gamma \sim A_{\text{eff}}^{-2}$, tzn. współczynnik nieliniowy maleje wraz ze wzrostem kwadratu efektywnego pola modowego. Wynikiem eksperymentalnym generacji supercontinuum w takim układzie było widmo

pokrywające zakres długości fali 900 nm – 1900 nm, czyli pełną oktawę. Zarejestrowana charakterystyka spektralna oraz wynik numeryczny, są przedstawione na Rys. 2.

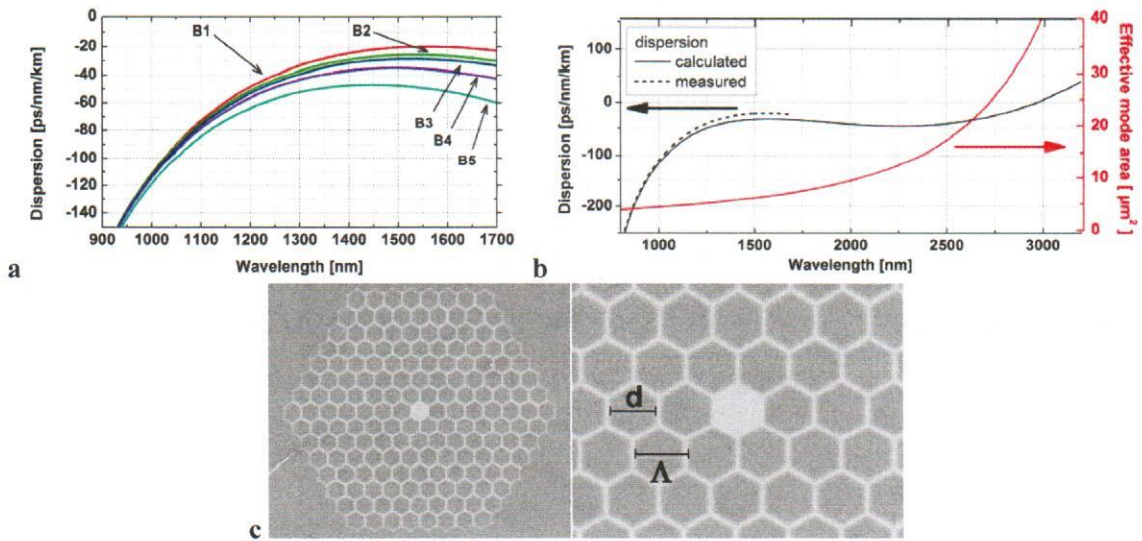
Kształt zarejestrowanego widma oraz jego krótkofalowa i długofalowa krawędź zostały bardzo dobrze odtworzone w symulacji. Na Rys. 2 widać jednak, że duża cecha spektralna wokół centralnej długości fali sygnału pompującego, obecna w danych eksperymentalnych, nie została odtworzona numerycznie. Jest to spowodowane wprowadzeniem części energii lasera pompującego do siatki fotonicznej (płaszczka fotonicznego światłowodu). Obszar ten charakteryzuje się współczynnikiem załamania większym, niż jednolita rura szklana naokoło struktury, i dlatego może prowadzić promieniowanie na zasadzie całkowitego wewnętrznego odbicia. Konsekwencje wynikające z powyższego faktu zostały szczegółowo omówione w dalszej części Autoreferatu. W pracy [MK-1] wnioskodawca przeprowadził analizę oraz dyskusję wyników eksperymentalnych, przygotował model numeryczny (propagacja w światłowodzie modelowana za pomocą GNLSE) z uwzględnieniem zależności częstotliwościowej efektywnego pola modowego, przeprowadził symulacje propagacji nieliniowej i porównał wyniki eksperymentalne i teoretyczne. Była to pierwsza demonstracja generacji supercontinuum całkowicie w zakresie dyspersji normalnej, o szerokości widma równej pełnej oktawie, w światłowodzie fotonicznym typu całoszklanego.



Rys. 2. Generacja supercontinuum w całoszklanym światłowodzie fotonicznym serii NL21 przy pompowaniu impulsami 150 fs, wynik eksperymentalny i rekonstrukcja numeryczna.

W ramach kolejnej pracy [MK-2] zespół wnioskodawcy, opracował i wytworzył serię światłowodów całoszklanych, projektu oznaczonego „NL21”. Struktura tych światłowodów jest taka, jak ta przedstawiona na Rys. 1. Poprzez zmianę parametrów geometrycznych, tj. średnica rdzenia i płaszczka fotonicznego, skok i wypełnienie siatki fotonicznej, zaprojektowana została rodzina światłowodów o charakterystykach dyspersji chromatycznej przedstawionych na Rys. 3. Parametry geometryczne wytworzonej serii włókien zostały zebrane w Tab. 1. Wytworzone światłowody charakteryzują się niemalże płaską dyspersją w bardzo szerokim zakresie długości fali. Zmiana wymiarów geometrycznych siatki (zmniejszenie wymiarów) pociąga za sobą zmianę (wzrost) wartości bezwzględnej spłaszczonego obszaru profilu dyspersji, a także przesunięcie lokalnego maksimum w stronę fal dłuższych. Szczegółowe badania powyższych zależności prowadził R. Buczyński oraz T. Martynkien [40]. Rodzina charakterystyk spektralnych, zarejestrowanych w warunkach pompowania impulsami o czasie trwania około 70 fs i o centralnej długości fali 1550 nm, jest przedstawiona na Rys. 4a. Źródłem pompującym w tych eksperymentach był układ OPA w laboratorium prof. dr hab. Czesława Radzewicza w Instytucie Chemii Fizycznej Polskiej Akademii Nauk, gdzie przeprowadzona została część doświadczalna badań. Widmo w najlepszym przypadku (światłowód B1 o parametrach siatki jak w Tab. 1) pokrywało zakres spektralny od 900 nm do 2300 nm. W momencie przyjęcia publikacji do druku w Optics Express, było to najszersze

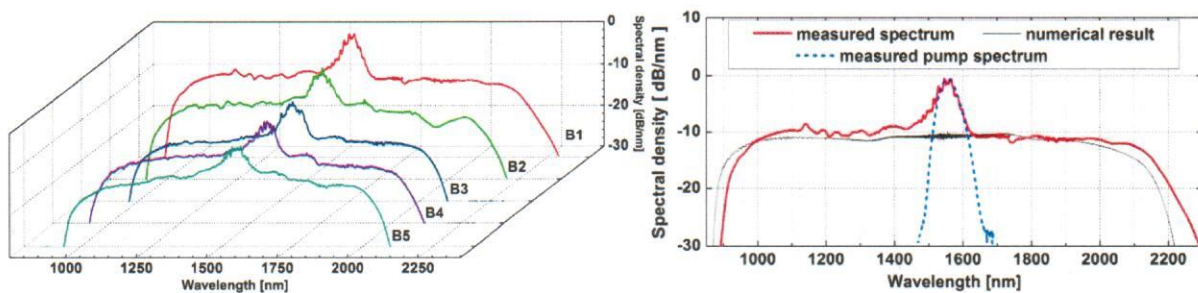
widmo supercontinuum w światłowodzie ANDi pompowane długością fali odpowiadającą istniejącym laserem erbowym (około 1550 nm).



Rys. 3. a: Zmierzone charakterystyki dyspersji chromatycznej wytworzonych włókien, b: dyspersja chromatyczna zmierzona i wyznaczona numerycznie oraz zależność efektywnego pola modowego światłowodu od długości fali, w którym osiągnięto najszersze widmo supercontinuum, c: obrazy SEM struktury tego włókna (oznaczenia wymiarów zgodnie z Tab. 1).

Tabela 1. Parametry serii całoszklanych światłowodów fonicznych ANDi, wykorzystanych w badaniach w pracy [MK-2].

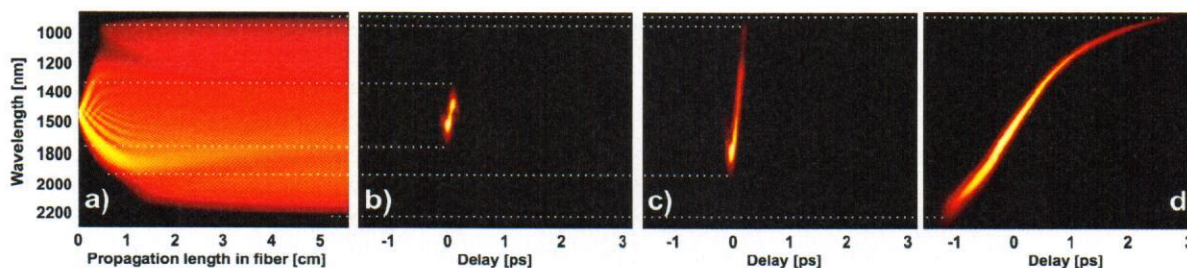
nr	średnica zew. (μm)	przekątna siatki fonicznej (μm)	szerokość rdzenia (μm)	średnica inkluzji (μm)	d/Λ (-)
B1	143.0	35.61	2.43	2.15	0.91
B2	140.3	35.06	2.40	2.13	0.91
B3	136.6	34.65	2.37	2.11	0.91
B4	131.0	33.33	2.25	1.99	0.91
B5	128.8	31.55	2.13	1.93	0.91



Rys. 4. a: Charakterystyki spektralne widma supercontinuum w światłowodach ANDi (Tab. 1), zmierzone przy pompowaniu impulsami o czasie trwania 70 fs i centralnej długości fali 1550 nm, b: najszersze widmo supercontinuum zarejestrowane dla światłowodu NL21B1 (Tab. 1), jego rekonstrukcja numeryczna (GNLSE) oraz zmierzone widmo lasera pompującego.

M. Klu... ..

W pracy [MK-2] wnioskodawca przeprowadził symulacje numeryczne z wykorzystaniem przygotowanego przez siebie modelu GNLSE oraz analizę i dyskusję całości wyników teoretycznych i eksperymentalnych. Wynikiem tej dyskusji była identyfikacja procesów fizycznych powodujących poszerzenie widma lasera pompującego. Wnioskodawca zauważył, że precyzyjnie sparametryzowany model GNLSE dla omawianego przypadku (czas trwania i energia impulsu oraz jego profil czasowy, dyspersja chromatyczna i zależność A_{eff} od długości fali w światłowodzie) pozwala na bardzo dokładną rekonstrukcję numeryczną wyników eksperymentalnych za pomocą symulacji, co pozwala na identyfikację procesu fizycznego w eksperymencie. Porównanie danych eksperymentalnych i numerycznych jest przedstawione na Rys. 4b. Niezgodność pomiędzy widmem zmierzonym i zasymulowanym widać jedynie wokół długości fali pompy. Zarejestrowana cecha spektralna została przypisana części energii impulsu pompy optycznej, która każdorazowo wprzęgając się do siatki fotonicznej, jest propagowana w tym obszarze włókna i nie uczestniczy w procesie nieliniowym generacji supercontinuum. Na proces nieliniowy prowadzący do poszerzenia widma składa się szereg zjawisk fizycznych. Ich sekwencja, którą wnioskodawca opisał w światłowodach ANDi wytworzonych w ITME, była omawiana wcześniej, m.in. w pracy [36]. Jest to proces, który może zachodzić bardzo szybko po długości włókna – Rys. 5a. W początkowym etapie widmo ulega poszerzeniu w wyniku samomodulacji fazy – manifestacją tego jest charakterystyczny kształt litery „S” charakterystyki czasowo-spektralnej (spektrogramu, Rys. 5b, wynik numeryczny). W kolejnym etapie, na wiodącym i podążającym zboczach (w dziedzinie czasu) propagowanego impulsu pojawia się charakterystyczna modulacja związana z procesem optycznego łamania fali, w dziedzinie spektralnej odpowiada to biciu pomiędzy komponentami które już uległy efektowi OWB, a tymi które jeszcze nie uległy OWB, lub odwrotnie (w zależności od kierunku przesunięcia w widmie) – Rys. 5c. W dziedzinie częstości dochodzi do mieszania pomiędzy komponentami widma związanymi z samomodulacją fazy i komponentami powstałymi w wyniku optycznego łamania fal. Skutkiem tego po krótkofalowej i długofalowej stronie widma narastają pasma boczne supercontinuum ANDi – Rys. 5d.



Rys. 5. Sekwencja procesów fizycznych poszerzenia widma ultrakrótkiego impulsu laserowego w światłowodzie ANDi, a: ewolucja widma wzdłuż całego światłowodu nieliniowego, b: etap zdominowany przez samomodulację fazy, c: optyczne łamanie fal na wiodącym i podążającym zboczach impulsu (w dziedzinie czasu), d: mieszanie pomiędzy komponentami SMP i OWB – generacja pasm bocznych.

Należy zwrócić uwagę, że proces poszerzenia ANDi, przedstawiony powyżej, zachodzi bardzo szybko, tzn. w pierwszych centymetrach światłowodu fotonicznego. Analiza wyników symulacji nieliniowych GNLSE pozwala na wniosek, że wynika to z właściwego doboru charakterystyk liniowych włókna. W szczególności, chodzi o taki dobór parametrów siatki fotonicznej, dla której spłaszczony odcinek profilu dyspersji chromatycznej znajduje się na poziomie zapewniającym odpowiednią równowagę pomiędzy zjawiskami liniowymi (dyspersją) a nieliniowymi, tutaj samomodulacją fazy i mieszaniem czterofalowym. Krótki odcinek formownia się widma ma niebagatelne znaczenie dla światłowodów z tlenkowych szkieł wieloskładnikowych, których tłumienie jest typowo znacznie większe niż światłowodów (fotonicznych lub klasycznych) ze szkieł krzemionkowych lub fluorocyrcyonowych. Tłumienie światłowodów serii NL21 wynosi bowiem około 2-3 dB/m.

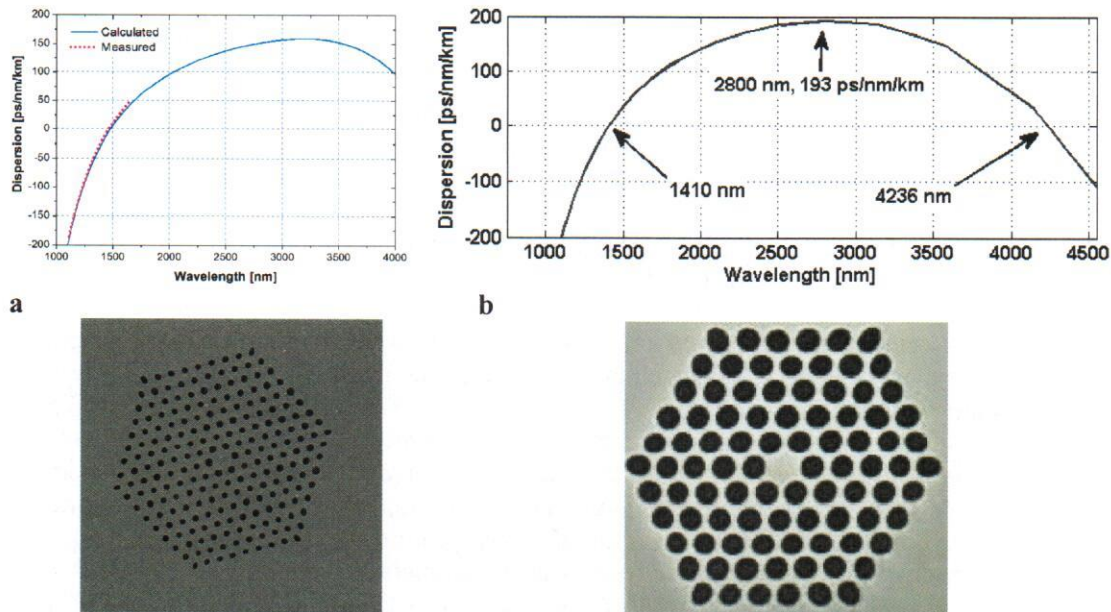
Omówiony proces, w warunkach pobudzenia, które były wykorzystane w eksperymencie w pracach [MK-1, MK-2] zachodzi z zachowaniem dużej spójności fazowej (faza jest zachowywana impuls-po-impulsie), ponieważ dominujące SPM oraz OWB są procesami samozasiewającymi (ang. self-seeded). W szczególności, czas trwania impulsu 70 fs jest na tyle krótki, że odpowiedź ramanowska szkła rdzenia światłowodu, opóźniona względem odpowiedzi związanej z nieliniowością Kerra, nie wpływa w perspektywie czasu trwania impulsu pompy w sposób znaczący na proces nieliniowy. W toku kolejnych badań opisanych dalej, wnioskodawca zauważył i zidentyfikował rolę opóźnionego rozpraszania Ramana oraz rolę części promieniowania pompy propagowaną w siatce fotonicznej włókna, w kształtowaniu własności koherentnych generacji supercontinuum ANDi pompowanego impulsami o czasie trwania około 400 fs.

Opisane w omówionych powyżej pracach [MK-1, MK-2] wyniki generacji supercontinuum wnioskodawca wraz z zespołem ITME uzyskał we włóknach wytworzonych ze szkielek krzemianowych. Wybrane szkielek z tej grupy mogą być przetwarzane we wspólnych procesach termicznych, tj. wyciąganie na wieży do wytwarzania światłowodów, ze względu na zgodność parametrów reologicznych. Badania w tym zakresie były prowadzone przez pracowników Zakładu Szkielek ITME, w tym z udziałem wnioskodawcy [41]. Szkielek krzemianowe charakteryzują się oknem transmisji, które jest ograniczone przez absorpcję wielofononową dla długości fali powyżej 2.6-2.7 μm . Nie pozwala to na projektowanie światłowodów ANDi do generacji koherentnego supercontinuum w bardzo atrakcyjnym zakresie spektralnym średniej podczerwieni. Pewnym problemem są także relatywnie małe wartości nieliniowego współczynnika załamania, co przekłada się na mniejszą wydajność generacji supercontinuum lub wprost stanowi ograniczenie szerokości pasma ze względu na typowy poziom strat światłowodów ze szkielek krzemianowych. Z doświadczeń wnioskodawcy wynika, że jest on na ogół wyższy o rząd wielkości niż w światłowodach tradycyjnych lub fotonicznych, wytworzonych ze szkielek krzemionkowych. Rozwiązanie zaproponowane przez grupę wnioskodawcy polegało na rozwijaniu technologii syntezy szkielek wieloskładnikowych z tlenków metali ciężkich. Szkielek tej grupy charakteryzują się dużymi wartościami nieliniowego współczynnika załamania światła (jeden-dwa rzędy wielkości ponad szkielek krzemionkowe czy krzemianowe), a ich okno transmisji rozciąga się do 5 μm . Szkielek te mogą stanowić atrakcyjną alternatywę dla beztlenowych szkielek chalkogenkowych ze względu na znacznie prostszą technologię i lepsze właściwości chemiczno-mechaniczne. Co więcej, szkielek wieloskładnikowe z tlenków metali ciężkich, opracowywane w ITME, mają okno transmisji, które zaczyna się w zakresie fal widzialnych (około 500 nm), co daje możliwość projektowania światłowodów do generacji supercontinuum zarówno w zakresie fal widzialnych, bliskiej oraz średniej podczerwieni. W przypadku szkielek chalkogenkowych takiej możliwości nie ma, bowiem okno transmisji tych materiałów po stronie krótkofalowej ma krawędź absorpcji w okolicy 1 μm . Podobnie jednak jak szkielek chalkogenkowe, szkielek z tlenków metali ciężkich charakteryzują się często niższym progiem mocy lasera pompującego, przy której dochodzi do zniszczenia czoła światłowodu.

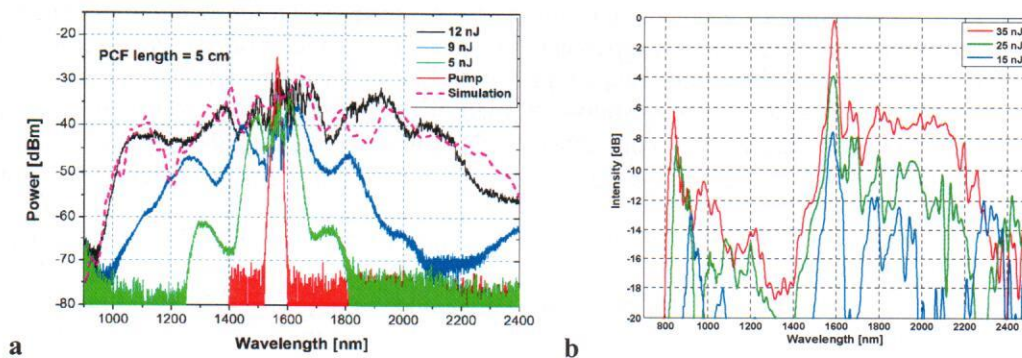
Rozwój światłowodów fotonicznych z alternatywnych szkielek nieliniowych na zakres MIR

W toku badań nad alternatywą dla omówionych wcześniej światłowodów ze szkielek krzemianowych, zespół ITME, do którego należy wnioskodawca, opracował dwa typy szkielek: ołowiowo-bizmutowo-galowe o składzie chemicznym 40SiO_2 , 30PbO , $10\text{Bi}_2\text{O}_3$, $13\text{Ga}_2\text{O}_3$, 7CdO i oznaczeniu PBG08 oraz tellurowe o składzie chemicznym 65TeO_2 , 28WO_3 , $7(\text{Na}_2\text{O}+\text{Nb}_2\text{O}_5)$ i oznaczeniu TWPN/I/6. Każde z tych szkielek posłużyło do wytworzenia światłowodów fotonicznych. Na bieżącym etapie badań, brak szkielek o zbliżonych właściwościach termicznych i dostatecznie dużej różnicy współczynnika załamania światła, uniemożliwił wytworzenie całoszklanych struktur światłowodów fotonicznych. Obydwa typy zaproponowanych światłowodów miały szklany rdzeń i regularną, heksagonalną siatkę fotoniczną złożoną z otworów powietrznych. Charakterystyki dyspersji chromatycznej oraz obrazy SEM rzeczywistych struktur światłowodowych są przedstawione na Rys. 6. Światłowód ze szkielek PBG08 został oznaczony „NL24”, zaś światłowód ze szkielek TWPN/I/6 – „NL20”. Struktura szklano-powietrza nakłada pewne ograniczenia w projektowaniu profilu dyspersji, względem struktury projektowanej z dwóch rodzajów szkielek o różnych profilach dyspersji materiałowej. Stąd żaden z prezentowanych światłowodów nie

umożliwił generacji supercontinuum ANDi. Charakterystyki dyspersji chromatycznej tych włókien mają miejsce zerowe dyspersji w okolicy 1500 nm i mogą być wykorzystane do wydajnej generacji supercontinuum solitonowego. Widma supercontinuum wygenerowane z wykorzystaniem tych światłowodów oraz laserów pompujących na długości fali około 1550-1560 nm rozciągały się w zakresie długości fal około 900-2700 nm. Przykładowe charakterystyki spektralne supercontinuum w światłowodach NL24 i NL20 są przedstawione na Rys. 7. Wyniki te zostały opublikowane w pracach [MK-3,MK-4].



Rys. 6. Charakterystyki dyspersji chromatycznej oraz obrazy SEM rzeczywistych struktur światłowodowych włókien serii a: NL24 i b: NL20.



Rys. 7. Widma supercontinuum w światłowodach serii a: NL24 i b: NL20, otrzymane w warunkach pompowania w zakres dyspersji anomalnej światłowodu. [MK-3,MK-4]

Istotą osiągnięcia w obydwu pracach jest udana próba technologiczna wytwarzania światłowodów fonicznych ze szkieł wieloskładnikowych oraz zademonstrowanie, że obydwa włókna mogą posłużyć do generacji supercontinuum o szerokości przynajmniej jednej oktawy. W pracy [MK-3] zespół wnioskodawcy pokazał światłowod o złożonej mikrostrukturze, w której siatka foniczna zawiera pierścienie otworów o różnej średnicy. Wewnętrzny pierścień otworów bezpośrednio wokół szklanego rdzenia o większej średnicy otworów zapewnia propagację modu podstawowego w rdzeniu. W wyniku

zmiany średnicy otworów w drugim i w dalszych pierścieniach, jednocześnie możliwe było ukształtowanie profilu dyspersji chromatycznej i ograniczenie strat prowadzenia jedynie dla modu podstawowego. Mniejsza średnica otworów siatki w dalszych pierścieniach była źródłem strat prowadzenia dla modów wyższych. W strukturze tego typu zachowanie parametrów geometrycznych (różnicy średnic otworów pomiędzy pierścieniami) jest trudne technologicznie i zademonstrowanie fizycznie wykonanej struktury stanowi o wartości tej pracy. Innym ważnym argumentem przemawiającym za dużą wartością poznawczą pracy [MK-3] było zastosowanie w roli źródła pompującego lasera w konstrukcji światłowodowej z ośrodkiem wzmacniającym w postaci światłowodów erbowych. Laser ten generował impulsy o czasie trwania około 400 fs lub blisko 1 ps, zależnie od wykorzystanej metody synchronizacji modów. Laser wykonany w konfiguracji: oscylator zasiewający – blok wzmacniacza CPA (ang. chirped pulse amplification [42]) pracował również z relatywnie dużą wyjściową mocą średnią (rzędu pojedynczych watów) i średnia moc wyjściowa supercontinuum dochodziła do 1 W. Jest to dosyć istotne osiągnięcie, zważywszy na typ użytego w światłowodzie szkła, które ma znacznie niższy próg zniszczenia niż komercyjne światłowody nieliniowe ze szkieł krzemionkowych. Laser pompujący w tym eksperymencie został zaprojektowany i zbudowany przez członków Grupy Elektroniki Laserowej i Światłowodowej prof. dr. hab. inż. Krzysztofa M. Abramskiego z Politechniki Wrocławskiej.

Światłowod zaprezentowany w pracy [MK-4] był pompowany ze źródła typu OPA, które generowało impulsy o czasie trwania 120-150 fs na długości fali około 1550 nm. W tym przypadku głównym elementem nowości było zademonstrowanie po raz pierwszy światłowodu nieliniowego do generacji supercontinuum, który był wykonany ze szkła tellurowego i miał regularną sieć otworów. Wszystkie wcześniej prezentowane w literaturze światłowody nieliniowe z tego rodzaju szkła miały strukturę w postaci rdzenia zawieszzonego na kilku (najczęściej trzech) cienkich mostkach. Bardzo wysoki kontrast współczynnika załamania pomiędzy rdzeniem i płaszczem (którego głównym składnikiem jest powietrze) jest zaletą, ponieważ zapewnia dobre prowadzenie i ograniczenie przestrzenne modu światłowodowego oraz związaną z tym silną odpowiedź nieliniową. Z drugiej strony, profil dyspersji chromatycznej takiego włókna jest bardzo wrażliwy na niedokładność zachowania parametrów geometrycznych struktury. Światłowod fotoniczny z siecią regularną pozwala na większą elastyczność w kształtowaniu profilu dyspersji, ale w przypadku szkieł wieloskładnikowych jest trudniejszy do wykonania. Powodem jest konieczność zastosowania większej ilości procesów obróbki termicznej na wieży światłowodowej, w porównaniu do światłowodu z zawieszonym rdzeniem. Większa ilość procesów termicznych zwiększa ryzyko rekrytalizacji szkła, która jest źródłem znacznych strat wtarceniowych lub w ogóle uniemożliwia wyciągnięcie światłowodu o wytrzymałości mechanicznej pozwalającej na jego praktyczne zastosowanie. Zademonstrowanie światłowodu o sieci regularnej z tego typu szkła stanowiło zatem istotny krok naprzód w technologii wytwarzania szkieł i światłowodów z nieliniowych szkieł wykazujących transmisję w zakresie widzialnym, bliskiej oraz średniej podczerwieni. Wymagało bowiem opanowania syntezy szkła oraz techniki wyciągania włókna w takim stopniu, aby możliwe było uniknięcie jego rekrytalizacji na każdym etapie procesu technologicznego.

W cyklu prac poświęconych rozwojowi technologii światłowodów do zastosowań nieliniowych, znajduje się również publikacja [MK-5], w której zespół wnioskodawcy opracował i zbadał właściwości nieliniowe światłowodów z zawieszonym rdzeniem. Wytworzony w ramach pracy [MK-5] światłowod (szkło PBG-08) nie miał satysfakcjonujących parametrów liniowych, niemniej jednak stanowił ważny przyczynek do dalszych badań nad tego typu strukturami w grupie wnioskodawcy. Odpowiednio dobrana geometria struktury umożliwia bowiem – na podstawie wyników symulacji liniowych struktur ze szkła PBG-08 – uzyskiwanie profili normalnej dyspersji, o szerokim spłaszczonym odcinku charakterystyki, dopasowanym do pompowania laserami erbowymi (ok. 1.56 μm) lub tulowymi (ok. 1.9 μm).

Wkładem wnioskodawcy w pracach [MK-3-MK-5] było przygotowanie modeli numerycznych oraz wygenerowanie wyników numerycznych, udział w pracach technologicznych związanych z wyciągnięciem światłowodów fotonicznych, analiza całości wyników eksperymentalnych i teoretycznych, a także ich dyskusja. Ważnym aspektem tych prac dla wnioskodawcy była budowa warsztatu naukowego i narzędzi numerycznych oraz nawiązywanie współpracy z zewnętrznymi grupami naukowymi. Kluczowe w tym kontekście było nawiązanie relacji z grupą prof. Abramskiego

z Politechniki Wrocławskiej, we współpracy z którą wnioskodawca osiągnął niektóre z najistotniejszych wyników omawianego cyklu publikacji.

Nowe metody poprawy własności koherentnych generacji supercontinuum

Zastosowanie lasera sub-pikosekundowego grupy prof. Abramskiego do pompowania światłowodów ANDi typu NL21 początkowo nie wydawało się atrakcyjne. Powodem był istniejący stan wiedzy, z którego wynikało, że gdy długość trwania impulsu pompującego przekracza czas około 200 fs, koherentny proces poszerzenia ANDi jest zaburzony przez spontaniczne rozpraszanie Ramana [2]. Co więcej, rozpraszanie Ramana zwykle zachodzi w towarzystwie mieszania czterofalowego [18] i w ten sposób, pomimo nieobecności solitonów w procesie poszerzenia, dochodzi do bardzo szybkiego przeniesienia energii lasera pompującego do anty-Stokesowskiego i Stokesowskiego pasma ramanowskiego wokół centralnej długości fali pompy. Jednoczesna obecność procesu FWM sprawia, że powstałe w wyniku rozpraszania Ramana nowe komponenty spektralne biorą udział jako sygnał pompujący w procesie FWM zasiewanym szumem. W ten sposób dochodzi do wzmocnienia szumu w zakresie długości fal, gdzie ośrodek nieliniowy ma wyłącznie normalną dyspersję chromatyczną, w sposób analogiczny do procesu niestabilności modulacyjnej z udziałem solitonów w zakresie dyspersji anomalnej.

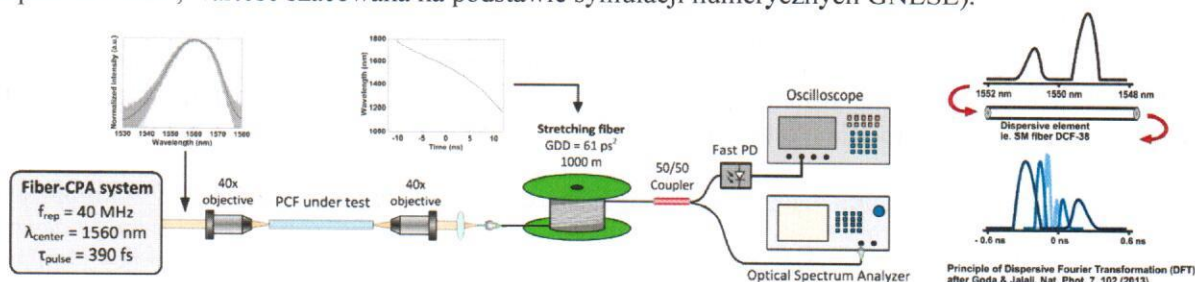
Motywowany głównie zamiarem zbadania progu zniszczenia światłowodów serii NL21 w warunkach wysokoenergetycznego pompowania laserem erbowym ze wzmacniaczem CPA, wnioskodawca przeprowadził taki eksperyment. Naukową ciekawość wzbudziła wyraźnie większa stabilność widma światłowodów NL21 w porównaniu do widm otrzymywanych przy pompowaniu światłowodów serii NL24 z anomalną dyspersją, widoczna nawet w uśredniającym pomiarze z wykorzystaniem optycznych analizatorów widma. Cykl badań związanych bezpośrednio z pomiarami spójności fazowej oraz spójności spektralnej generacji supercontinuum zaowocował powstaniem dwóch publikacji naukowych [MK-6, MK-7]. Badania te zostały przeprowadzone we współpracy z dr. Grzegorzem Soboniem i prof. Krzysztofem M. Abramskim z Politechniki Wrocławskiej. We wszystkich eksperymentach źródłem pompującym był światłowodowy laser erbowy z pasywną synchronizacją modów oraz ze wzmacniaczem zrealizowanym w konfiguracji CPA. Impuls pompujący miał czas trwania wynoszący niecałe 400 fs, centralna długość fali wynosiła 1560 nm, repetycja impulsów 40 MHz. Celem badań była charakteryzacja spójności fazowej i spektralnej oraz korelacji spektralnej procesu generacji supercontinuum w światłowodach fotonicznych ANDi serii NL21. W badaniach wykorzystano również światłowod NL24 pompowany w zakresie dyspersji anomalnej, ze słusznym jak się okazało założeniem, że dynamika procesów nieliniowych będzie w tym przypadku łatwa do przewidzenia i zgodna z istniejącym stanem wiedzy. Badanie włókna serii NL24 miało posłużyć jako swoisty walidator przyjętej metodologii badawczej.

W badaniach postanowiono wykorzystać standardowy interferometr Michelsona z nierównoważonymi drogami optycznymi, do przeprowadzenia pomiaru spójności fazowej, tzn. zbadania fluktuacji fazy w widmie impuls-po-impulsie. Do zbadania fluktuacji natężenia w widmie, tu rozumianej jako spójność spektralna, wykorzystano metodę dyspersyjnej transformacji Fouriera (DFT, ang. dispersive Fourier transformation) [43-45]. Odpowiednio dobrany ośrodek dyspersyjny, np. światłowod jednomodowy, para siatek dyfrakcyjnych lub pryzmatów, może być wykorzystany do rozciągnięcia impulsu w dziedzinie czasu. Przy jednoczesnym ograniczeniu energii w impulsie dostarczonym do elementu rozciągającego, możliwe jest uniknięcie jego odpowiedzi nieliniowej, w wyniku czego nie zmieni się widmo impulsu. Dyspersja chromatyczna tego ośrodka nie może również zmienić znaku w zakresie długości fali równym zakresowi widma rozciąganego impulsu. Jeżeli powyższe warunki są spełnione, to obwiednia czasowa impulsu rozciągniętego odzwierciedli jego widmo. Na potrzeby badań fluktuacji natężenia widma supercontinuum, wnioskodawca zaprojektował układ do pomiaru metodą DFT według powyższego schematu, który został zrealizowany w laboratorium Grupy Elektroniki Laserowej i Światłowodowej na Politechnice Wrocławskiej przez dr. Grzegorza Sobonia. Budowa układu oraz idea pomiaru DFT są przedstawione na Rys. 8.

Główne elementy składowe układu to ośrodek dyspersyjny – 1 m lub 3 m (zależnie od szerokości badanego widma) światłowodu DCF-38 o dyspersji normalnej do około 1900 nm, szybka fotodioda o paśmie 20 GHz oraz szybki oscyloskop o paśmie 13 GHz. Wynikiem pomiaru jest oscylogram przedstawiający obwiednie kolejnych impulsów. Przy zachowanych liniowych warunkach poszerzenia w ośrodku dyspersyjnym (brak perturbacji nieliniowej widma impulsów), skalę częstości (i długości fali) z podstawy czasu oscyloskopu otrzymuje się z zależności (1) [43-45]:

$$T(\omega) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_{m+1} \cdot z}{m!} \cdot (\omega - \omega_0)^m \quad (2).$$

W powyższym układzie wnioskodawca ze współpracownikami zrealizował rozdzielcze w czasie pomiary widm impulsów o czasie trwania 400 fs (charakteryzacja fluktuacji natężenia w widmie lasera pompującego) lub o czasie trwania rzędu kilku-kilkunastu pikosekund (impulsy wyjściowe supercontinuum, wartość szacowana na podstawie symulacji numerycznych GNLSE).



Rys. 8. Budowa układu laboratoryjnego i idea działania pomiaru fluktuacji natężenia widma ultraszybkich impulsów metodą dyspersyjnej transformacji Fouriera [MK-6].

Układ pomiarowy umożliwił bowiem liniowe rozciągnięcie impulsów o czasie trwania znacznie krótszym, niż czasy narastania i opadania dostępnych detektorów (dla fotodiody użytej w eksperymencie to około 140 ps), do czasu trwania około 10 ns. Długość ośrodka dyspersyjnego (rozciągającego impuls) musi być dobrana tak, aby całkowite opóźnienie grupowe umożliwiło zachowanie satysfakcjonującej rozdzielczości spektralnej widma odzyskanego z obwiedni czasowej impulsów rozciągniętych, z drugiej zaś, aby tego opóźnienia nie było na tyle dużo, że impulsy zaczną się przekrywać. Górnym ograniczeniem rozciągnięcia impulsów był okres wynikający z repetycji lasera pompującego: 40 MHz – 25 ns. Należy zaznaczyć, że wadą pomiaru DFT jest utrata informacji o fazie impulsu – możliwy jest jedynie rozdzielczy w czasie pomiar widma. Ten fakt motywował do wykonania jednoczesnych pomiarów interferencji pomiędzy impulsami generowanego supercontinuum, aby ocenić ich spójność fazową.

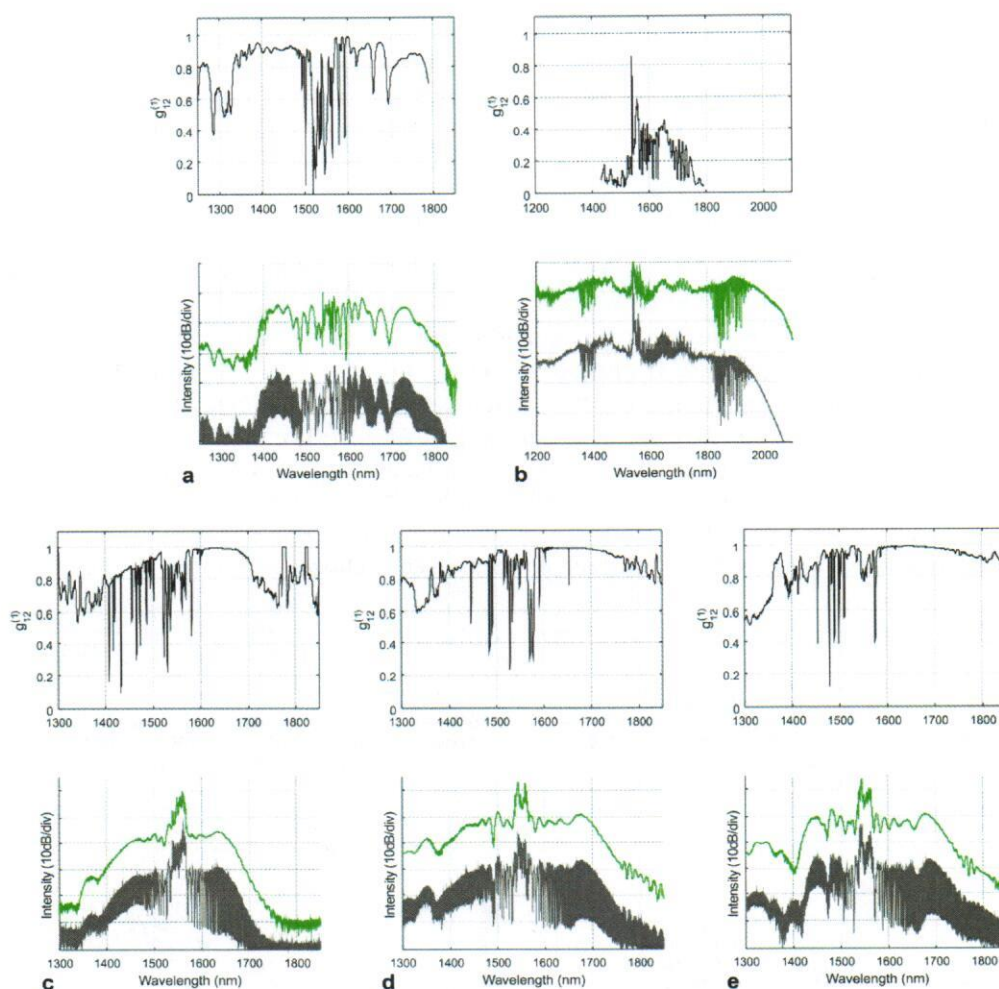
Wyniki pomiarów interferencji impulsów supercontinuum generowanego w światłowodach NL24 i NL21 zestawiono na Rys. 9 dla kilku różnych mocy pompy. Stopień spójności, określający zmienność fazy dla poszczególnych długości fali impuls do impulsu jest wyznaczany z zależności:

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2 = 0)| = \frac{\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle}{\left[\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle \right]^{1/2}} \quad (3)$$

W przypadku danych eksperymentalnych, stopień spójności to po prostu kontrast prążków interferencyjnych. Warunki pompowania we wszystkich pomiarach spójności fazowej (interferometr Michelsona) i spektralnej (DFT) były takie same – laser erbowy z sekcją CPA, $\lambda_0=1560$ nm, $\tau_0=400$ fs. Supercontinuum pompowane w zakresie dyspersji anomalnej (włókno NL24) charakteryzuje się koherencją zgodną z przewidywaniami. Dla mniejszej energii impulsu wejściowego (Rys.9a), na tym samym odcinku światłowodu charakterystyczne odcinki propagacji dla procesów nieliniowych i niestabilności modulacyjnej uprzywilejowują procesy samomodulacji fazy i rozpadu solitonów ponad niestabilność modulacyjną. Dla większej energii impulsu wejściowego, sytuacja odwraca się i do wzmocnienia szumu na drodze MI dochodzi wcześniej – w światłowodzie o tej samej długości proces generacji

supercontinuum jest niekoherentny (Rys.9b). Taka dynamika generacji supercontinuum pompowanego w zakresie dyspersji anomalnej jest zgodna z istniejącym stanem wiedzy [1].

Wyniki pomiarów spójności fazowej w światłowodzie ANDi serii NL21 okazały się zaskakujące. Wnioskodawca spodziewał się silnej degradacji koherencji, gdy tylko w widmie supercontinuum zaczęły pojawiać się pasma boczne, poza zakresem zdominowanym przez samomodulację fazy. W przypadku światłowodu NL21 jest to widmo szersze niż zamknięte w zakresie około 1400-1650 nm. Jednakże, pomimo czasu trwania impulsu umożliwiającego udział opóźnionego rozpraszania Ramana w poszerzeniu, supercontinuum zachowuje koherencję fazową, mimo zwiększania energii impulsu pompującego - Rys.9c,d,e. Jest to sytuacja sprzeczna z istniejącym stanem wiedzy. Pokazano bowiem, że rozpraszanie Ramana zakłóca generację koherentnych parametrycznych pasm bocznych, w ten sposób, że dochodzi do zasiewanego szumem mieszania komponentów ramanowskich [2].



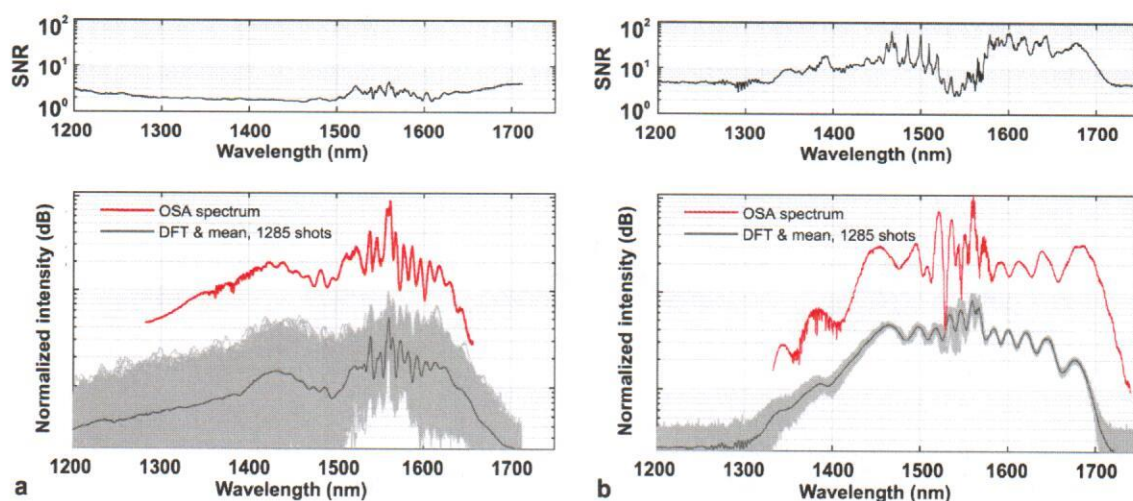
Rys. 9. Stopień spójności, interferogram oraz odpowiadające mu widmo supercontinuum, zmierzone dla światłowodów: a) NL24, energia impulsu pompy 2 nJ, b) NL24, energia impulsu pompy 5 nJ, c) ANDi NL21, energia impulsu pompy 2 nJ, d) ANDi NL21, energia impulsu pompy 4 nJ, e) ANDi NL21, energia impulsu 5 nJ. [MK-7]

Druga część badań cyklu publikacji [MK-6, MK-7] poświęcona była badaniom spójności spektralnej, którą można odnieść do fluktuacji natężenia w widmie generowanego supercontinuum. Wynikiem pomiaru metodą DFT były zbiory widm ponad 1200 kolejnych impulsów supercontinuum

zarejestrowanego dla światłowodów NL24 i NL21. Na Rys. 10 widać dramatyczną różnicę w stabilności natężenia widma impuls-po-impulsie. Dla światłowodu NL24 fluktuacja natężenia poza obszarem widma w bezpośrednim sąsiedztwie długości fali pompy nie maleje poniżej 7 dB. Widmo ANDi w światłowodzie NL21 również fluktuuje, lecz amplituda zmian jest znacznie mniejsza i prawie w całym zaprezentowanym paśmie supercontinuum zamyka się w 1 dB zakresu dynamicznego. Ciekawie wygląda również charakterystyka sygnał/szum (SNR, ang. signal to noise rate) – Rys. 10, która tutaj jest miarą fluktuacji natężenia widma impuls-po-impulsie. Po pierwsze należy zauważyć, że SNR dla obydwu światłowodów ma podobny poziom wokół długości fali pompy, który w światłowodzie NL24 nie ulega poprawie w miarę zwiększania odstrojenia od pompy. W światłowodzie NL21 natomiast, szum jest silnie tłumiony w miarę rozwoju pasm bocznych supercontinuum, a ponadto uwagę zwracają ciągi charakterystycznych lokalnych maksimum w profilu SNR, zarówno po krótko- jak i długo-falowej stronie widma. Dla pogłębienia analizy obserwowanych zjawisk wnioskodawca zdecydował się na zbadanie korelacji spektralnej pomiędzy składnikami wygenerowanych widm supercontinuum. Analiza korelacji spektralnej w odniesieniu do widm źródeł supercontinuum została zaproponowana niedawno przez grupę badawczą kierowaną przez prof. Johna Dudley'a z Universite de Franche-Comte w Besançon we Francji [44,45]. Korelacja spektralna jest tu prezentowana w postaci mapy wyznaczanej zgodnie z formułą:

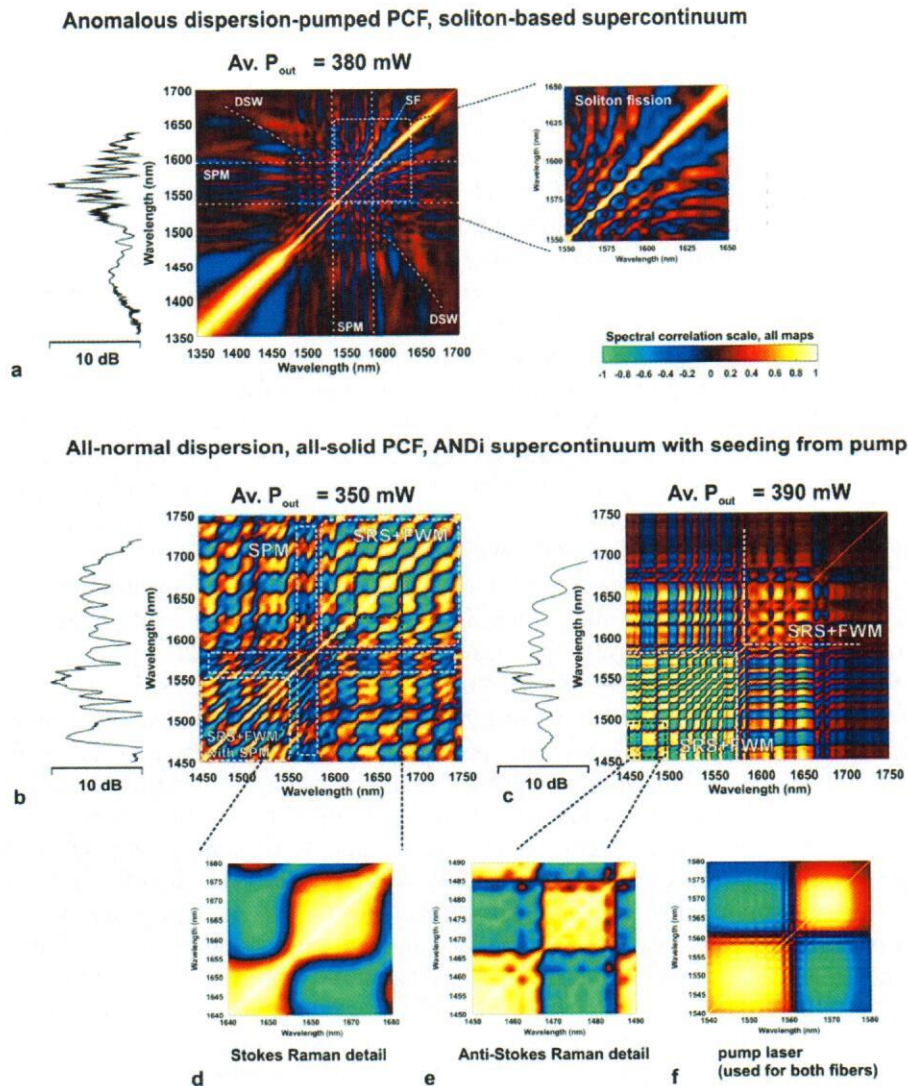
$$\rho(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\langle I(\lambda_1)I(\lambda_2) \rangle - \langle I(\lambda_1) \rangle \langle I(\lambda_2) \rangle}{\sqrt{(\langle I^2(\lambda_1) \rangle - \langle I(\lambda_1) \rangle^2)(\langle I^2(\lambda_2) \rangle - \langle I(\lambda_2) \rangle^2)}} \quad (4)$$

Jest to mapa wartości w zakresie od -1 do 1. Współrzędne kartezjańskie mapy reprezentują każdą parę długości fali w widmie supercontinuum. Wartość 1 oznacza pełną korelację, czyli sytuację w której natężenie na każdej z dwóch skorelowanych długości fali w danej chwili czasu rośnie albo maleje. Wartość -1 oznacza sytuację, gdy dana para długości fal jest przeciw-skorelowana i gdy na jednej z nich natężenie rośnie, to w tym samym momencie na drugiej maleje. Przekątna mapy prowadząca od lewego-dolnego do prawego-górnego rogu na całej długości zawiera wartość 1, co jest oczywiste, ze względu na korelację danej długości fali z samą sobą. Mapa jest ponadto symetryczna względem wspomnianej przekątnej. Zastosowanie map korelacji spektralnej (lub prościej „map korelacyjnych”) w analizie dynamiki generacji supercontinuum często pozwala na dostrzeżenie subtelności niewidocznych w pomiarach uśrednionych, a nawet w pomiarach uśrednionych zachowujących informację o fazie [44].



Rys. 10. SNR oraz nałożone widma kolejnych impulsów supercontinuum, zmierzone metodą DFT oraz widma uśrednione, zmierzone analizatorem widma: a) światłowod NL24 z dyspersją anomalną, b) światłowod ANDi.

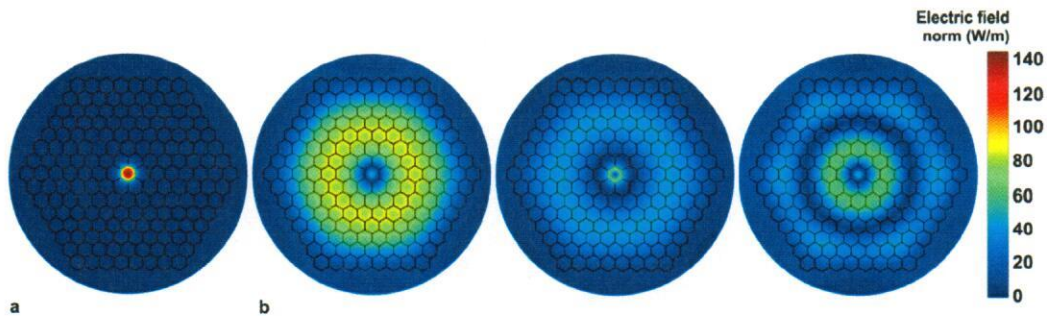
Mapy korelacyjne obliczone zgodnie z zależnością (4) z danych eksperymentalnych dla światłowodów NL24 i NL21 są przedstawione na Rys. 11. Mapa korelacyjna obliczona z danych eksperymentalnych dla włókna NL24 (pompowanie w zakresie dyspersji anomalnej) – Rys. 11a zawiera cechy typowe dla dynamiki solitonów, oraz w zakresie energii impulsu pompującego, dla którego niestabilność modulacyjna nie dominuje nad innymi procesami. Są to zatem: samomodulacja fazy (SPM), rozpad solitonów (SF) – tutaj charakterystyczne wygięcie ciągów wzorów korelacyjnych przypisanych solitonom, ku falom dłuższym jest wyrazem procesu SSFS, widoczna jest także generacja fali dyspersyjnej (DSW).



Rys. 11. Mapy korelacji spektralnej obliczone z danych eksperymentalnych DFT dla generacji supercontinuum w światłowodach NL24 i NL21. Dla włókna NL24 zaznaczone są cechy korelacyjne typowe dla dynamiki solitonów: samomodulacja fazy (SPM), rozpad solitonów (SF) i fala dyspersyjna (DSW). Dla włókna NL21 i supercontinuum ANDi, wzór korelacyjny zawiera cechy zasiewanego laserem pompującym rozpraszania Ramana, najpierw po stronie długofalowej widma dla mniejszej mocy pompy, następnie po stronie krótkofalowej dla większej mocy pompy, SRS – wymuszone rozpraszanie Ramana, FWM – mieszanie czterofalowe; w prawym dolnym rogu przedstawiono mapę korelacyjną widma lasera pompującego. [MK-7]

Dla supercontinuum generowanego w światłowodzie ANDi serii NL21 zostały wyznaczone dwie mapy korelacyjne, przedstawione na Rys. 11b,c. Proces poszerzenia widma można podzielić na dwie fazy rozdzielone pewnym progiem mocy lasera pompującego (moc średnia pomiędzy 350 mW a 390 mW). Cechą charakterystyczną obydwu map jest występowanie wzoru przypominającego jitter falowy [44]. Na Rys. 11b, tzn. dla mocy pompy poniżej wspomnianego progu, wzór ten jest obecny po długofalowej stronie widma [MK-6], zaś powyżej progu pojawia się po stronie krótkofalowej. W obydwu przypadkach wnioskodawca przypisał wskazane wzory korelacyjne oddziaływaniu sprzężonych procesów FWM i rozpraszania Ramana [14]. Występowanie progu związanego z mocą lasera pompującego, w kształcie wzoru korelacyjnego, wspiera taką hipotezę, ponieważ anti-Stokesowskie skrzydło powstałe w wyniku rozpraszania Ramana jest typowo 1-2 rzędy wielkości mniej intensywne niż skrzydło Stokesowskie. Zachodzący jednocześnie proces FWM, w którym komponenty spektralne będące kolejnymi rzędami rozpraszania Ramana sygnału początkowego (tutaj – lasera pompującego) są sygnałami pompy w FWM powoduje, że sygnał anti-Stokesowski związany z rozpraszaniem Ramana jest słabszy od swojego odpowiednika Stokesowskiego zaledwie o 20-30% [18]. Stąd różnica pomiędzy mocą średnią pompy poniżej i powyżej zaobserwowanego progu jest relatywnie niewielka (wnioskodawca używa określenia „próg” niejako umownie i dla ustalenia uwagi, zaobserwowanie ściśle progowej dynamiki w korelacji tego konkretnego widma supercontinuum nie jest kluczowe dla istoty omawianego zagadnienia). Według istniejącego stanu wiedzy, generacja supercontinuum ANDi zdominowana przez rozpraszanie Ramana powinna być fazowo (i natężeniowo) niespójna, ponieważ pompowany komponentami ramanowskimi proces mieszania czterofalowego wzmacnia szum [2]. Wyniki pomiarów spójności fazowej generacji supercontinuum w światłowodzie ANDi NL21 są jednak w sprzeczności z tym stanem wiedzy. Wnioskodawca znalazł wyjaśnienie tego stanu rzeczy, po zbadaniu korelacji spektralnej lasera pompującego, wykorzystanego w eksperymencie. Mapa korelacyjna, obliczona z danych pomiarowych DFT dla tego przyrządu, jest przedstawiona na Rys. 11f. Porównanie mapy korelacyjnej dla lasera ze wzorami widocznymi po długofalowej i krótkofalowej stronie mapy (Rys. 11d,e) sugeruje bezpośredni udział lasera pompującego w dynamice supercontinuum. Wniosek ten może początkowo wydawać się trywialny – wszak laser pompujący jest źródłem energii dla supercontinuum i to widmo tego lasera ulega poszerzeniu. Niemniej jednak, mapa korelacyjna lasera na Rys. 11f została wyznaczona z danych zmierzonych przed wprężnięciem jego wiązki do światłowodu ANDi, zaś mapy korelacyjne supercontinuum w sposób oczywisty były mierzone na wyjściu światłowodu ANDi. Należy zwrócić uwagę, że struktura światłowodu NL21 pozwala na prowadzenie promieniowania w siatce fotonicznej, a nie tylko w rdzeniu, podobnie jak w światłowodach dwupłaszczowych, wykorzystywanych w technice laserów światłowodowych. Z punktu widzenia nieliniowej optyki światłowodowej, ważne jest rozgraniczenie pomiędzy rdzeniem światłowodu NL21, a jego siatką foniczną (płaszczem fonicznym) ze względu na odpowiedź nieliniową obydwu obszarów. W rdzeniu, procesom nieliniowym sprzyja duże ograniczenie przestrzenne promieniowania, tzn. małe pole modowe (rdzeń typowego włókna rodziny NL21 ma średnicę około 2.5-3 μm), podczas gdy siatka foniczna ma średnicę około 35 μm (średnica siatki rozumiana jako średnica okręgu wpisanego w jej heksagonalny obrys). Zatem nieliniowość obszaru siatki fonicznej jest pomijalnie mała. Można bezpiecznie założyć, że propagowane w niej promieniowanie podlega jedynie dyspersji chromatycznej, natomiast nie dochodzi do nieliniowego zaburzenia fazy promieniowania pompy. Założenie takie jest wsparte przez wynik symulacji numerycznych, z którego wynika, że siatka foniczna zapewnia warunki propagacji bardzo dużej ilości modów wyższego rzędu. Pole elektryczne tych modów rozkłada się w różny sposób i na ogół z dala od nieliniowego rdzenia światłowodu, niemniej jednak pewne niepomijalne przekrycie z modem podstawowym w rdzeniu zachodzi. Wyniki tych symulacji – w postaci rozkładów pola elektrycznego – zaprezentowano na Rys. 12 dla modu podstawowego w rdzeniu i kilku wybranych modów wyższego rzędu w siatce fonicznej. Podczas wprężania promieniowania lasera pompującego do rdzenia światłowodu serii NL21, część energii pompy wzbudza wspomniane mody wyższych rzędów w siatce. Fakt propagacji tej części energii do siatki, a nie do rdzenia, ma ważne konsekwencje dla własności koherentnych widma supercontinuum. W przypadku pobudzania impulsami o czasie trwania na tyle

krótkim, że rozpraszanie Ramana praktycznie nie wpływa na poszerzenie widma, wpływ modów z siatki fotonicznej jest faktycznie niezauważalny, ponieważ supercontinuum i tak jest koherentne.



Rys. 12. Rozkłady pola – a: modu podstawowego w rdzeniu oraz b: wybranych modów wyższego rzędu w siatce fotonicznej światłowodu ANDi typu NL21. Wynik symulacji liniowych metodą elementu skończonego.

Całkowicie odmienna sytuacja ma miejsce, gdy impuls jest na tyle długi, że rozpraszanie Ramana przeważa nad OWB (wg. literatury to ok. 200 fs [2], w eksperymencie wnioskodawcy i współpracowników impuls miał czas trwania blisko 400 fs; dokładna wartość czasu trwania impulsu „dopuszczającego” odpowiedź ramanowską zależy od jej profilu czasowego dla danego szkła). Wnioskodawca jako pierwszy zasugerował, że wtedy, niezaburzone nieliniowo (a jedynie rozciągnięte w czasie w wyniku dyspersji) promieniowanie lasera, propagowane siatką wokół rdzenia nieliniowego, dostarcza do rdzenia poprzez sprzężenie modowe, komponent spektralny o deterministycznej fazie. Deterministyczny w tym przypadku oznacza niezmienny - impuls po impulsie. Komponent o deterministycznej fazie na każdym odcinku propagacji jest sygnałem zasiewający dla procesu mieszania czterofalowego, pompowanego komponentami ramanowskimi, które powstają w wyniku rozpraszania Ramana w trakcie poszerzenia widma w rdzeniu światłowodu. Sygnał deterministyczny (o takiej samej fazie impuls-po-impulsie) zastępuje tym samym komponenty związane z szumem. Do wzmocnienia szumu nie dochodzi i widmo zachowuje swoje własności koherentne. Alternatywną hipotezą może być scenariusz, że do wzmocnienia szumu nie dochodzi po prostu dlatego, że część mocy pompy „ucieka” do siatki fotonicznej – energia w rdzeniu maleje i widmo utrzymuje koherencję, analogicznie do supercontinuum pompowanego w zakres dyspersji anomalnej. Omówione wcześniej wyniki pomiarów stopnia spójności, wykonane dla kilku energii impulsu pompującego, nie wspierają jednak tej hipotezy. Wnioskodawca zdecydował się jednak wzmocnić swój wniosek analizą teoretyczną z wykorzystaniem symulacji nieliniowych. Symulacje GNLSE mają zastosowanie do przypadków ograniczonych do propagacji jednomodowej, gdyż nieliniowe równanie Schroedingera jest skalarnie. Dlatego do reprezentacji numerycznej zjawiska koherentnego zasiewania generacji supercontinuum z siatki fotonicznej światłowodu całoszklanego ANDi, wykorzystana została wielomodowa implementacja modelu GNLSE („MM-GNLSE”, ang. multimode GNLSE). Każdy mod brany pod uwagę jest wtedy reprezentowany przez osobne równanie GNLSE oraz zestaw parametrów liniowych – prędkość grupową oraz jej dyspersję, a także przez własny współczynnik nieliniowy γ . Wartość γ jest kształtowana przez powierzchnię efektywnego pola danego modu. W wyniku tego odzwierciedlona zostaje sytuacja, w której mod podstawowy (małe pole modowe) doświadcza silnego wpływu nieliniowości, podczas gdy dany mod wyższego rzędu w siatce fotonicznej jest propagowany liniowo (ze względu na duże pole modu i w konsekwencji bardzo małą wartość γ). Ponadto, równania MM-GNLSE są wzajemnie związane poprzez współczynniki sprzężenia międzymodowego. Wartości parametrów dyspersyjnych modów oraz wartości współczynników sprzężenia można wyznaczyć metodami numerycznymi dla znanej struktury światłowodu oraz parametrów materiałowych szkieł (dyspersji materiałowej szkieł włókna). Postać matematyczna (5) modelu MM-GNLSE została zaproponowana w pracach [46-48]:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_p(z, T)}{\partial z} = & [i(\beta_0^{(p)} - \beta_0) A_p(z, T) - (\beta_1^{(p)} - \beta_1) \frac{\partial A_p(z, T)}{\partial T} + i \sum_{n \geq 2} \frac{1}{n!} \beta_n^{(p)} \frac{i^n \partial^n A_p(z, T)}{\partial T^n}] \\
& + [i \frac{n_2 \omega_0}{c} \sum_{l, m, n} \left\{ \left(1 + i \tau_{plmn}^{(1)} \frac{\partial}{\partial T} \right) Q_{plmn}^{(1)} 2 A_l(z, T) \int R(T') A_m(z, T - T') A_n^*(z, T - T') dT' \right. \\
& \left. + \left(1 + i \tau_{plmn}^{(2)} \frac{\partial}{\partial T} \right) Q_{plmn}^{(2)} 2 A_l^*(z, T) \int R(T') A_m(z, T - T') A_n(z, T - T') e^{2i\omega_0 T'} dT' \right\}]
\end{aligned} \tag{5}$$

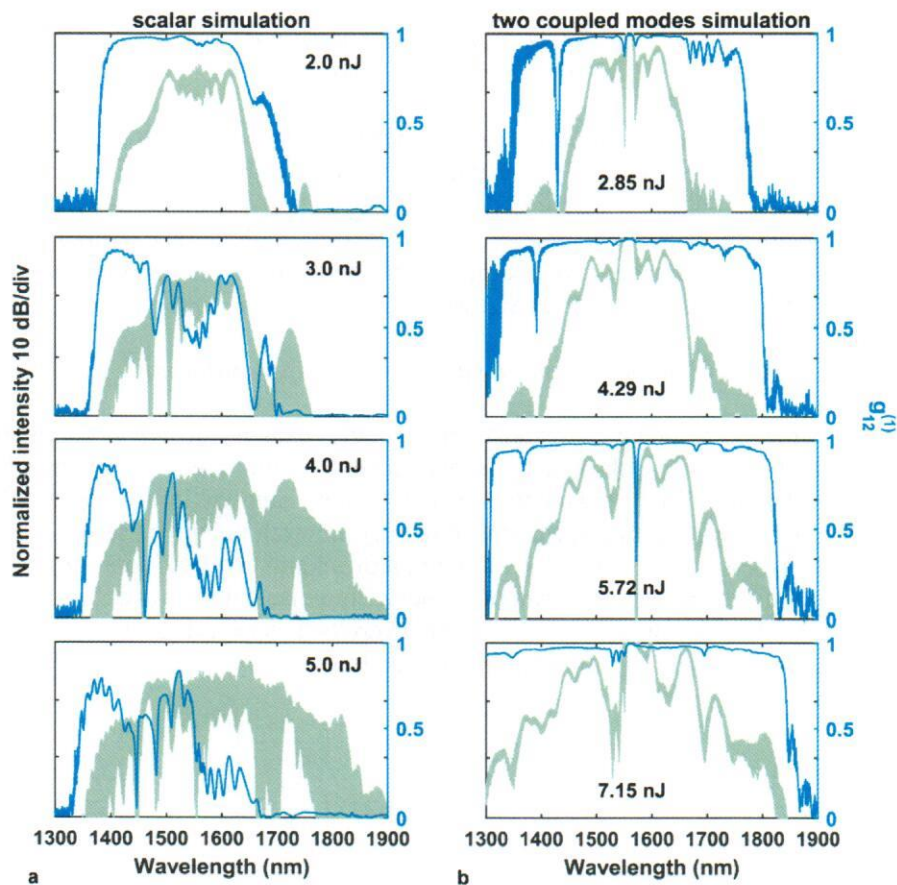
$$\begin{aligned}
Q_{plmn}^{(1)}(\omega) &= \frac{\varepsilon_0^2 n_0^2 c^2}{12} \frac{\iint [E_p^*(\omega) \cdot E_l(\omega)] [E_m(\omega) \cdot E_n^*(\omega)] dS}{N_p(\omega) N_l(\omega) N_m(\omega) N_n(\omega)} \\
Q_{plmn}^{(2)}(\omega) &= \frac{\varepsilon_0^2 n_0^2 c^2}{12} \frac{\iint [E_p^*(\omega) \cdot E_l^*(\omega)] [E_m(\omega) \cdot E_n(\omega)] dS}{N_p(\omega) N_l(\omega) N_m(\omega) N_n(\omega)}
\end{aligned}$$

gdzie $\beta_0, \beta_1, \beta_n$ – parametry dyspersyjne modów (indeks górny „(p)” oznacza mod wyższego rzędu), Q_{plmn} to zespolone współczynniki sprzężenia modowego. Pozostałe oznaczenia są zgodne ze skalarnym GNLSE, gdzie A oznacza zespoloną amplitudę, z – współrzędną propagacji, T – czas, n_2 – nieliniowy współczynnik załamania, c – prędkość światła, ω_0 częstość środkową okna symulacji (najczęściej również częstość środkową impulsu pompującego) R – odpowiedź ramanowską, zaś τ_{plmn} – skalę czasu efektu samostromienia, zależną od efektywnego pola modu.

Obciążenie obliczeniowe modelu MM-GNLSE jest bardzo duże i odczuwalne nawet z zastosowaniem nowoczesnych komputerów. Dlatego wnioskodawca zdecydował się na implementację modelu, w którym reprezentowany jest mod podstawowy w rdzeniu oraz jeden, wybrany mod z płaszczki fotonicznej. Symulacje numeryczne generacji supercontinuum zostały wykonane dla dwóch przypadków: a) z użyciem skalarnego modelu GNLSE oraz profilu dyspersji chromatycznej dla modu podstawowego w rdzeniu światłowodu ANDi typu NL21, b) dla tego samego światłowodu wnioskodawca wykonał symulacje nieliniowe modelem MM-GNLSE (modelem wektorowym) z uwzględnieniem modu podstawowego w rdzeniu i jednego modu w siatce fotonicznej. Energia impulsu pompy w rdzeniu światłowodu w obydwu symulacjach była taka sama. Założono ponadto, że podczas wprzęgnięcia promieniowania pompy do włókna NL21, 25% energii impulsu propaguje się w siatce fotonicznej, a 75% w rdzeniu. Mając na uwadze założenie o równości energii w rdzeniu światłowodu w obydwu symulacjach, całkowita energia impulsu w symulacji wektorowej była odpowiednio większa. Wyniki symulacji zebrane są na Rys. 13. Korzystając z każdego modelu, przeprowadzono po 4 symulacje dla energii impulsów 2, 3, 4 i 5 nJ (odpowiednio 2.85, 4.29, 5.72, 7.15 nJ w symulacji wektorowej). Zgodnie z oczekiwaniem, widmo w symulacji skalarnej charakteryzuje się dużym stopniem spójności jedynie dla mniejszych energii impulsu, a konkretnie, gdy jest ono ograniczone do zakresu długości fali, w którym dominującym procesem poszerzenia jest samozasiewająca SPM. Gdy tylko pojawiają się pasma boczne dochodzi do wzmocnienia szumu w całym widmie, a szczególnie w jego długofalowej części, co jest typowe dla rozpraszania Ramana i zostało zaobserwowane wcześniej przez inne grupy badawcze [49]. Jak widać na poszczególnych charakterystykach spektralnych na Rys. 13a, fluktuacjom fazy towarzyszą fluktuacje w natężeniu widma. Widmo wygenerowane w symulacjach wektorowych – Rys. 13b – pozostaje spójne fazowo i spektralnie w całym zakresie i dla wszystkich energii impulsu. W szczególności, tak samo jak w eksperymencie, nie dochodzi do wzmocnienia szumu nawet wtedy, gdy szerokość widma jest większa niż ta wyznaczona przez obszar zdominowany przez samą SPM. Obserwacja ta wspiera tezę wnioskodawcy o stabilizującej roli, jaką odgrywa mod płaszczkowy (z siatki fotonicznej) w dwupłaszczkowym fotonicznym światłowodzie nieliniowym, w generacji supercontinuum w modzie podstawowym, propagowanym przez rdzeń tego światłowodu.

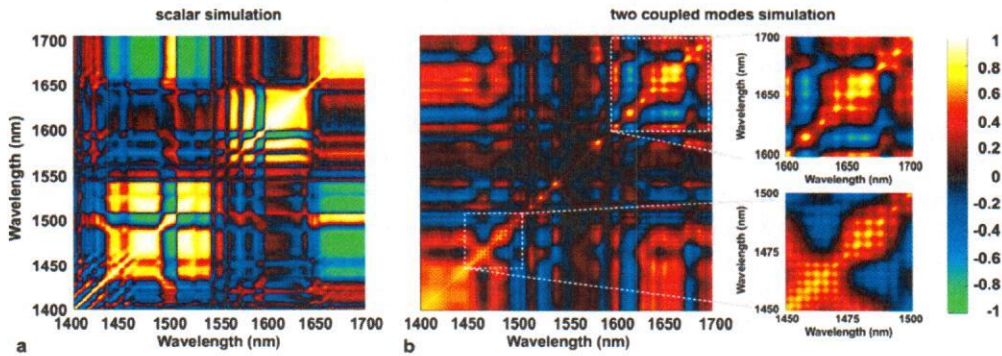
Według najlepszej wiedzy wnioskodawcy, był on pierwszą osobą, która wskazała na możliwość stabilizującego wpływu modu wyższego rzędu na koherencję fazową modu podstawowego.

Mapy korelacji spektralnej, wyznaczone dla widm przy energiach impulsu 4 nJ (symulacja skalarna) i 5.72 nJ (symulacja wektorowa) są przedstawione na Rys. 14. Wyraźnie widoczne obszary skorelowanych długości fal na mapie dla symulacji skalarnej (Rys. 14a) są związane z narastaniem niekoherentnych skrzydeł FWM-Ramana po Stokesowskiej i anti-Stokesowskiej stronie długości fali pompy [MK-6]. Obraz korelacji spektralnej dla symulacji wektorowej jest inny. Korelacja w widmie z symulacji wektorowej (Rys. 14b) zawiera regularną strukturę skorelowanych punktów, zarówno po krótko- jak i długofalowej stronie pompy, chociaż jest wyraźnie gęstsza po stronie krótkofalowej, niż po stronie długofalowej (powiększone fragmenty mapy na Rys. 14b). Wzór mapy na Rys. 14b jest inny niż map wyznaczonych z danych eksperymentalnych DFT (Rys. 11b,c), ale ich punktem wspólnym jest występowanie struktury w postaci prostokątnej sieci skorelowanych obszarów. W symulacji wektorowej uwzględniony był tylko jeden mod w siatce fotonicznej, który był źródłem deterministycznego sygnału zasiewającego. W strukturze rzeczywistej światłowodu NL21, mod podstawowy w rdzeniu znajduje się pod wpływem bardzo wielu modów wyższego rzędu.



Rys.13. Widma supercontinuum otrzymane z symulacji numerycznych za pomocą modelu a) skalarne go GNLSE i b) wektorowego GNLSE. Każdy wykres przedstawia nałożone widma z 500 realizacji ze stochastycznym warunkiem początkowym w impulsie pompującym (szum jeden foton na mod) oraz obliczony na tej podstawie moduł zespolonego stopnia spójności. Energie podane na wykresach są energiami impulsów wprzęgniętych do światłowodu. [MK-7].

Wzór korelacyjny z danych eksperymentalnych (Rys. 11b,c) jest zatem wynikiem uśrednionego przestrzennie i czasowo oddziaływania wielu modów o różnych charakterystykach dyspersji, różnym stopniu niedopasowania prędkości grupowej z modem w rdzeniu, i które oddziałują na ten mod na różnych odcinkach propagacji i z różnym sprzężeniem międzymodowym.



Rys. 14. Mapy korelacyjne wyznaczone dla supercontinuum ANDi z danych numerycznych otrzymanych przy użyciu modelu a) skalarnego GNLSE, b) wektorowego, MM-GNLSE.

Wyniki wnioskodawcy są ważne dla środowiska inżynierów opracowujących nowe szerokopasmowe źródła promieniowania oraz dla środowiska naukowców, korzystających z tego typu przyrządów w badaniach w dziedzinach nauk o życiu czy nauk ścisłych. Wskazują bowiem na możliwość konstruowania ultrastabilnych źródeł supercontinuum, w których źródłem energii nie będzie kosztowny, i trudny w obsłudze laser femtosekundowy o laboratoryjnych gabarytach, ale kompaktowy, względnie tani laser pikosekundowy o dużej średniej mocy wyjściowej.

Badania wpływu parametrów impulsu początkowego na supercontinuum w zakresie dyspersji normalnej

Wnioskodawca wraz z zespołem prowadził równoległe badania wpływu parametrów impulsu początkowego na charakterystyki spektralne generacji supercontinuum w światłowodach z dyspersją normalną. Badania te miały charakter głównie teoretyczny i miały stanowić informację zwrotną dla badań technologicznych w procesie wytwarzania światłowodów nieliniowych kolejnych serii.

W pracy [MK-8] wnioskodawca wraz ze współpracownikami z ITME oraz z Tyndall National Institute w Cork w Irlandii, badał wpływ stromości zbocza impulsu początkowego w dziedzinie czasu, na kształt charakterystyki spektralnej oraz na obraz korelacji spektralnej supercontinuum ANDi. W szczególności, badania objęły przeprowadzenie skalarnych symulacji GNLSE z impulsem początkowym postaci (6) i (7):

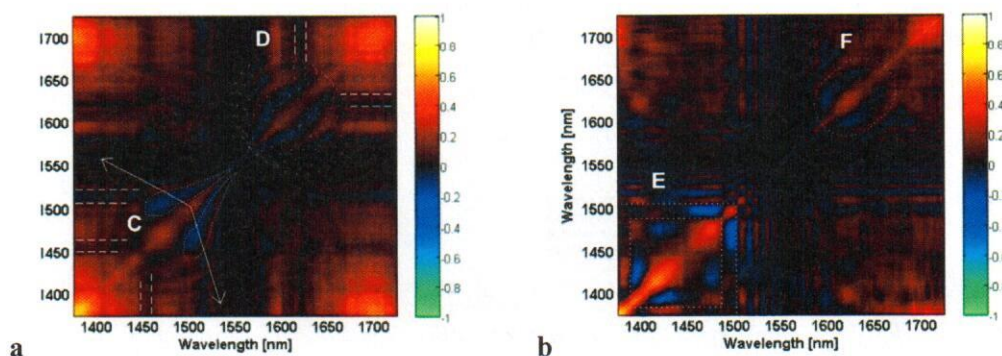
$$\begin{cases} P(T) = P_{peak} \cdot \exp \left[-4 \cdot (\ln 2) \cdot \left(\frac{T}{0.05 \cdot T_0} \right)^2 \right] & T < 0 \\ P(T) = P_{peak} \cdot \exp \left[-4 \cdot (\ln 2) \cdot \left(\frac{T}{1.95 \cdot T_0} \right)^2 \right] & T \geq 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} P(T) = P_{peak} \cdot \operatorname{sech}^2 \left(\frac{T}{0.05 \cdot T_0} \right) & T < 0 \\ P(T) = P_{peak} \cdot \operatorname{sech}^2 \left(\frac{T}{1.95 \cdot T_0} \right) & T \geq 0 \end{cases} \quad (7)$$

Impulsy zbudowano na podstawie regularnych kształtów opisanych profilem Gaussa – impuls opisany zależnością (6) oraz sech^2 – impuls opisany zależnością (7). W obydwu typach impulsów umyślnie wprowadzono stromość na wiodącym zboczu (wiodącym w dziedzinie czasu w zakresie długości fali, gdzie dyspersja włókna jest normalna). Zniekształcenia tego typu mogą występować w rzeczywistych systemach laserowych i celem pracy [MK-8] było zbadanie ich wpływu na różne własności

supercontinuum ANDi, tj. koherencja, płaskość widma czy korelacja spektralna. Czas trwania impulsów nieznieształconych wynosił 180 fs (rozpraszanie Ramana nie miało zatem dominującego wpływu na dynamikę poszerzenia widma).

W pracy wykorzystano analizę map korelacyjnych do wyjaśnienia w jaki sposób profil czasowy impulsu wpływa na interakcję komponentów OWB i SPM podczas powstawania widma ANDi. Wzory na mapach korelacji spektralnej, wyznaczonych dla rozważanych analitycznych profili gaussowskich impulsu początkowego – Rys 15a, zawierały wyraźne owalne obszary, których rozmiar zależał od stromości zbocza impulsu. Mniej strome (wiodące) zbocze impulsu gaussowskiego skutkowało pasmem bocznym (krótkofalowym) widma ANDi, w którym natężenie było mniejsze, niż w centralnej części widma ukształtowanej przez SPM. Jest to spowodowane szerszym pasmem OWB i wytworzeniem pasma bocznego z udziałem komponentów SPM bardziej oddalonych od długości fali pompy. Dla przypadku, w którym impulsem początkowym był profil sech^2 , wnioskodawca wytłumaczył, jak zmniejszone nachylenie w skrzydłach tego impulsu w porównaniu do impulsu gaussowskiego, powoduje, że energia w widmie z zakresu SPM jest przenoszona do pewnego określonego i węższego zakresu długości fali. Dla mniej nachylonego, podążającego zbocza rozważanego impulsu sech^2 , wygenerowana krótkofalowa część widma była oddzielona od centralnej części o charakterze SPM przez zakres długości fali o wyraźnie mniejszym natężeniu. Prostokątny kształt obszarów mapy korelacyjnej związanych z OWB dla tego przypadku (Rys. 15b), odpowiadał sytuacji, w której skrzydła profilu czasowego sech^2 o większym natężeniu (niż skrzydła w profilu gaussowskim) powodowały gradient w zakresie długości fal biorących udział w interakcji parametrycznej w pasmach bocznych widma supercontinuum.



Rys. 15. Mapy korelacyjne dla widma supercontinuum ANDi, uzyskanego numerycznie w światłowodzie typu NL21 przy pompowaniu impulsami o czasie trwania ok. 180 fs i o profilu czasowym z celowo wprowadzoną stromością jednego ze zboczy, a: przypadek impulsu, którego wyjściową postacią był profil Gaussa (6), b: przypadek impulsu o początkowej postaci sech^2 (7).

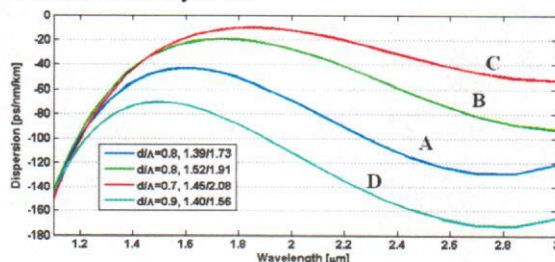
Analiza stopnia spójności oddzielonego pasma bocznego zdradza również właściwość, w której asymetryczny (stromy po jednej stronie) impuls pompujący powoduje przetransferowanie szumu impuls-po-impulsie lasera pompującego do tej części widma ANDi, która jest związana z mniej stromym zboczem profilu czasowego impulsu.

Wnioskodawca przeprowadził w ramach pracy [MK-8] wszechstronną analizę wpływu kształtu czasowego impulsu początkowego na właściwości spektralne i koherentne widma ANDi w światłowodach ze spłaszczonym profilem dyspersji normalnej. Istotnym wnioskiem o charakterze uniwersalnym dla obszaru badań nad generacją i zastosowaniami supercontinuum było wskazanie, że o ile teoretycznie kształt widma supercontinuum ustabilizuje się w podobny (lub wręcz taki sam) sposób, niezależnie od profilu czasowego impulsu (Gaussa czy sech^2), to dla pompowania impulsem sech^2 droga propagacji we włóknie musi być znacznie dłuższa. W fotonicznych światłowodach krzemionkowych, gdzie straty mogą być na poziomie pojedynczych (lub ułamków) dB/km i do generacji supercontinuum stosuje się odcinki kilkumetrowe, ma to znaczenie drugorzędne. Krzemionka nie pozwala jednak na generację widma

w atrakcyjnym zakresie fal w średniej podczerwieni. Transmisję w zakresie średniej podczerwieni umożliwiają światłowody ze szkła fluorkowych. Ich straty mogą być niższe nawet niż w światłowodach telekomunikacyjnych, ale inżynieria dyspersji chromatycznej we włóknach z tych szkła jest bardzo ograniczona ze względu na dużą skłonność do krystalizacji szkła. Szklami miękkimi, wieloskładnikowymi tlenkami metali ciężkich lub szklami beztlenowymi siarczkami, selenkami i tellurkami, mają bardzo szerokie okno transmisji do kilku- (tlenkowe) kilkunastu (beztlenowe) mikrometrów, niemniej jednak światłowody z nich wykonane charakteryzują się tłumieniem na poziomie kilku dB/m. W ośrodkach takich dąży się zatem do skrócenia długości i szybszy rozwój widma ANDi przy pompowaniu impulsem gaussowskim ma w takim przypadku kluczowe znaczenie.

Praca [MK-8] została wkrótce po opublikowaniu wyróżniona przez wydawcę – IOP Publishing – włączeniem do IOP SELECT – kolekcji najlepszych i najważniejszych artykułów naukowych wydanych przez IOP Publishing w ciągu poprzedzających 12 miesięcy. Następnie, edytorzy Journal of Optics zdecydowali o dołączeniu tego artykułu do specjalnego numeru Journal of Optics Highlights 2014. Seria Highlights zawiera najlepsze artykuły opublikowane w danym periodyku danego roku.

W pracy [MK-9], mgr inż. Bartłomiej Siwicki, pod kierunkiem wnioskodawcy, badał własności liniowe struktur całoszklanych światłowodów fotonicznych ANDi, w zależności od pary szkła wykorzystanych do projektowania. Zbadane zostały dwie pary termicznie dopasowanych szkła z grupy: szkło boro-krzemianowe (oznaczenie NC21A) będące wypełnieniem siatki fotonicznej włókien serii NL21, oraz szkła F2 i SF6 firmy Schott. Dotychczas badana para szkła NC21A (wypełnienie siatki) i F2 (rdzeń i siatka) posłużyła jako punkt odniesienia do zbadania dwóch nowych połączeń – NC21A (wypełnienie) i SF6 (rdzeń i siatka) oraz F2 (tym razem wypełnienie) i SF6 (ponownie rdzeń i siatka). Przykładowe wyniki symulacji liniowych (profilu dyspersji chromatycznej w zależności od wymiarów geometrycznych siatki) są przedstawione na Rys. 16.



Rys. 16. Przykładowe wyniki symulacji numerycznych właściwości dyspersyjnych całoszklanych światłowodów fotonicznych ze szkła krzemianowych F2 i SF6 (szklami w ofercie komercyjnej Schott).

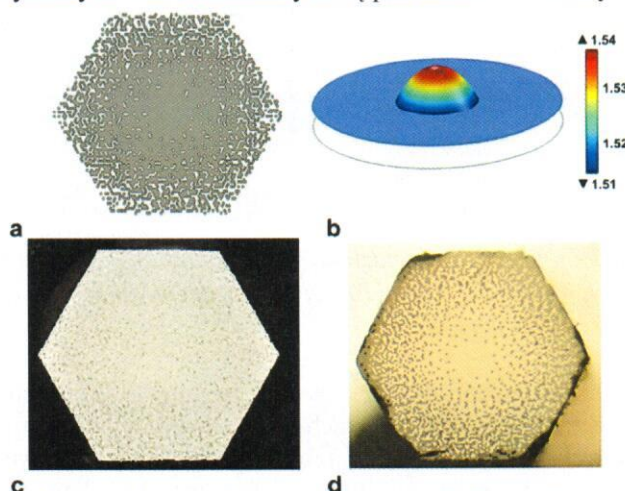
Wynikiem przedstawionych badań było wskazanie najbardziej atrakcyjnej struktury ze względu na nieliniowość rdzenia, kontrast współczynników załamania pomiędzy parą szkła użytych w projektowaniu oraz kształt charakterystyki dyspersji. Struktura ta została wytworzona przez grupę wnioskodawcy w Pracowni Światłowodów ITME i jest obecnie badana przez B. Siwickiego i wnioskodawcę pod kątem wpływu dyspersji chromatycznej oraz zależności efektywnego pola modowego od długości fali na właściwości spektralne i koherentne supercontinuum ANDi. Podejście do wytwarzania światłowodów do wydajnej generacji koherentnego supercontinuum, wykorzystujące projektowanie fotonicznych światłowodów całoszklanych jest praktykowane zaledwie przez kilka grup badawczych na świecie, włączając w to zespół wnioskodawcy. Zagadnienie inżynierii efektywnego pola modowego jest w tym kontekście zupełnie nowe i stanowi jeden z bieżących wątków badawczych wnioskodawcy i współpracowników (omówione szczegółowo dalej). Wyniki powyższych badań mają zostać opracowane w postaci pełnotekstowego artykułu i równolegle znaleźć się w rozprawie doktorskiej B. Siwickiego.

W pracy [MK-10] B. Siwicki wraz z wnioskodawcą badał wpływ parametrów impulsu początkowego, tj. energia impulsu i moc szczytowa, na płaskość i szerokość charakterystyki spektralnej supercontinuum ANDi w światłowodach serii NL21. Praca stanowi zapis oraz analizę wyników symulacji numerycznych, wykonanych przy pomocy modelu ze skalarnym nieliniowym równaniem Schroedingera.

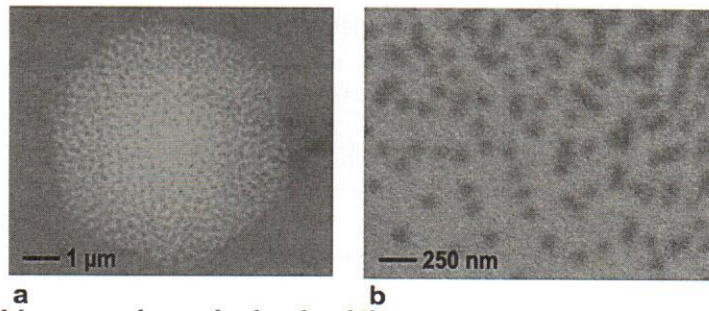
Kryterium doboru parametrów początkowych impulsu była dostępność komercyjna lub dostępność w postaci przyrządu opracowanego w warunkach laboratoryjnych przez współpracowników wnioskodawcy z Grupy Elektroniki Laserowej i Światłowodowej Politechniki Wrocławskiej pana prof. K. M. Abramskiego. Uzyskane wyniki badań w ramach tej pracy były wykorzystywane w trakcie projektowania i budowy układów laserowych, które były przeznaczone do wykorzystania jako pompy optyczne w równoległe prowadzonych eksperymentach generacji supercontinuum przez grupę wnioskodawcy wraz z grupą prof. Abramskiego.

Najnowsze badania wnioskodawcy i współpracowników sugerują duże znaczenie inżynierii zależności efektywnego pola modowego od długości fali, na równi z inżynierią profilu dyspersji chromatycznej. Zmiany w obydwu charakterystykach na skutek zmian geometrii struktury poprzecznej włókna są jednak wzajemnie związane, co może stanowić ograniczenie w projektowaniu światłowodu nieliniowego do generacji supercontinuum ANDi. Ponadto, istnieje ograniczona ilość szkielec o satysfakcjonująco dużym kontraście współczynnika załamania, która może być poddawana wspólnej obróbce termicznej przy wyciąganiu światłowodu.

Grupa wnioskodawcy w niedawnej pracy [MK-11] zademonstrowała po raz pierwszy na świecie światłowód z nanostrukturyzowanym rdzeniem. Rdzeń włókna skonstruowano z około 8000 prętów szklanych z dwóch rodzajów szkielec boro-krzemianowych o współczynnikach załamania $n_D = 1.5273$ oraz $n_D = 1.5581$. Podejście grupy wnioskodawcy wykorzystuje teorię efektywnego ośrodka, w myśl której rozkład współczynnika załamania światła doświadczanego przez falę propagowaną w strukturze, wynika z efektywnego współczynnika załamania światła ukształtowanego przez rozkład poprzeczny elementów składowych struktury, jeśli elementy te mają wymiar podfalowy. Zespół wnioskodawcy zaprojektował rozkład elementów w strukturze odpowiadający parabolicznemu rozkładowi współczynnika załamania światła. Projekt struktury i teoretyczny rozkład współczynnika załamania są przedstawione na Rys. 17a,b. Ułożona preforma przedstawiona jest na Rys. 17c. Ma wymiar około 6 cm po długiej przekątnej, a pojedynczy pręt ma średnicę 0.6 mm. Na długiej przekątnej mieści się dokładnie 100 prętów. Po wyciągnięciu na wieży do wyciągania światłowodów, preforma pośrednia miała średnicę około 2.5 mm (w zależności od egzemplarza i późniejszego przeznaczenia) – Rys. 17d. Przed wyciągnięciem do postaci finalnego światłowodu, preforma pośrednia była umieszczana w rurze ze szkielec o mniejszym współczynniku załamania. Seria wyciągniętych włókien liczyła kilka egzemplarzy o różnej średnicy nanostrukturyzowanego rdzenia od około 3 μm do 7 μm . Średnice zewnętrzne mieściły się w przedziale 74-120 μm (różne pomiędzy egzemplarzami, średnica każdego egzemplarza nie ulegała zmianie wzdłuż włókna!) i zależały od warunków procesu. Różnice średnicy zewnętrznej próbka-do-próbki nie miały wpływu na własności dyspersyjne włókien. Parametry geometryczne światłowodów zebrane zostały w Tab. 2, a obrazy SEM wybranych włókien finalnych są przedstawione na Rys. 18.



Rys. 17. a: Projekt nanostruktury rdzenia, b: teoretyczny rozkład współczynnika załamania, c: ułożona preforma światłowodowa, d: preforma pośrednia wyciągnięta na wieży do wyciągania światłowodów.

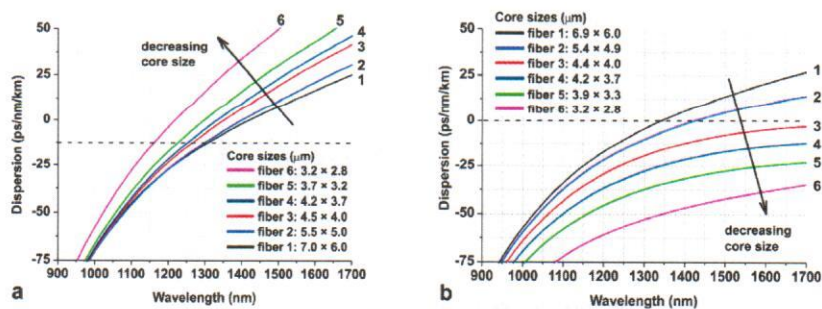


Rys. 18. Obrazy SEM nanostruktury finalnych włókien światłowodowych a: obszar rdzenia, b: detale nanostruktury.

Tabela 2. Parametry geometryczne światłowodów z nanostrukturyzowanym rdzeniem [MK-11].

Nr	Średnica zewnętrzna	Rozmiary rdzenia
1	74.2 μm	6.9 × 6.0 μm
2	58.5 μm	5.4 × 4.9 μm
3	122.2 μm	4.0 × 4.4 μm
4	110.3 μm	3.7 × 4.2 μm
5	100.9 μm	3.3 × 3.9 μm
6	90.16 μm	2.8 × 3.2 μm

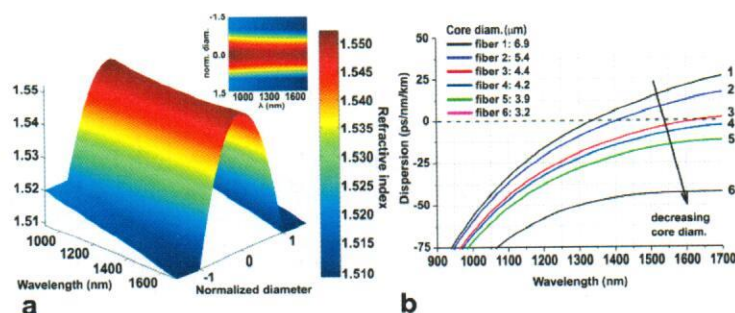
Początkowo, zespół wnioskodawcy zakładał wykonanie próby technologicznej wytworzenia światłowodu o arbitralnie dobranym profilu poprzecznego rozkładu współczynnika załamania światła. Profil współczynnika załamania w wytworzonych światłowodach był co prawda symetryczny wokół osi włókna, ale zademonstrowana platforma technologiczna pozwala na wytworzenie włókien gradientowych o praktycznie dowolnym rozkładzie bez jakiegokolwiek symetrii. W testowej serii światłowodów, grupa wnioskodawcy dostrzegła, że profil dyspersji chromatycznej włókna wykazuje odwrotną tendencję zmiany wraz z wymiarami geometrycznymi struktury, niż przewidziana w projekcie i zgodna z istniejącymi stanem wiedzy. Miejsce zerowe profilu dyspersji chromatycznej wytworzonych światłowodów przesunęło się w stronę fal dłuższych – do całkowitego zaniku i przejścia profilu całkowicie w zakres wartości normalnych – wraz ze zmniejszaniem średnicy rdzenia, Rys. 19.



Rys. 19. a: Dyspersja chromatyczna przewidziana dla światłowodów nanostrukturyzowanych na podstawie symulacji liniowych – wynik zgodny z istniejącym stanem wiedzy; b: zmierzone profile dyspersji chromatycznej wytworzonych światłowodów.

Wyniki badań przy pomocy spektroskopii dyspersji energii promieniowania rentgenowskiego (EDS, ang. energy-dispersive X-ray spectroscopy) na próbkach światłowodów wskazują na proces selektywnej dyfuzji wybranych atomów wchodzących w skład szkieł włókna, jako możliwą przyczynę. W rezultacie zmian w profilach przestrzennych koncentracji atomów baru, krzemu i tlenu szkieł boro-krzemianowych na poziomie nanostruktury rdzenia, dochodzi do zmiany dyspersji materiałowej w jego obrębie. Hipoteza

taka jest potwierdzona przez wyniki symulacji numerycznych, w których zmieniono profil dyspersji materiałowej rdzenia nanostruktury. Okazało się, że wykorzystanie w symulacjach liniowych jednego z hipotetycznie rozważanych profili dyspersji materiałowej daje zgodny ze wstępnie założonym, paraboliczny profil zmian współczynnika załamania światła (kształtowany przez rozkład koncentracji atomów baru) oraz odtworzony teoretycznie trend zmian profilu dyspersji chromatycznej wraz ze zmianą wymiaru geometrycznego nanostrukturyzowanego rdzenia – Rys. 20.



Rys. 20. a: Rozkład przestrzenny i spektralny efektywnego współczynnika załamania w rdzeniu światłowodu nanostrukturyzowanego (zależność od znormalizowanej średnicy rdzenia), b: profile dyspersji chromatycznej obliczone dla światłowodów o różnych średnicach rdzeniach dla zoptymalizowanego profilu dyspersji materiałowej na poziomie nanostruktury rdzenia.

Wyniki w pracy [MK-11] mają wymiar uniwersalny. Wskazują z jednej strony na możliwość innego, niż znany dotąd z literatury, sposobu kształtowania efektywnego pola modowego światłowodu (związanego ze średnicą rdzenia) wobec zmian profilu dyspersji chromatycznej. Z drugiej strony, pokazano eksperymentalnie możliwość kształtowania współczynnika załamania światła we włóknie optycznym, który nie jest ograniczony przez symetrię poosiową lub w inny sposób, wynikający z ograniczeń technologii wytwarzania światłowodów gradientowych. W pracy [MK-11] udziałem wnioskodawcy było wytworzenie światłowodów nanostrukturyzowanych, pomiary generacji superkontinuum, które w tekście pracy wykorzystano do potwierdzenia trendu ewolucji dyspersji chromatycznej, a także analiza i dyskusja całości wyników teoretycznych i eksperymentalnych oraz redakcja i korekta manuskryptu.

Podsumowanie

Monotematyczny cykl publikacji pt. “Wpływ charakterystyk dyspersyjnych ośrodka nieliniowego oraz parametrów impulsu początkowego na właściwości spektralne i koherentne superkontinuum” przedstawiony przez wnioskodawcę, prezentuje nowe wyniki badań nad generacją stabilnego superkontinuum. Objęły one m.in. charakteryzację właściwości koherentnych i spektralnych, rozwój technologii syntezy szkieł oraz wytwarzania nowych struktur światłowodów fotonicznych, pozwalających na pompowanie wysokoenergetycznymi impulsami pikosekundowych laserów światłowodowych. Wnioskodawca zaproponował również nowy sposób na utrzymanie koherencji fazowej widma w warunkach jednoczesnego wzmacniania szumu oraz całkowicie nowe podejście do projektowania światłowodów strukturalnych o predefiniowanych właściwościach propagacyjnych. W prowadzonych przez zespół ITME badaniach, wnioskodawca uczestniczył we wszystkich rodzajach prac: począwszy od badań teoretycznych wykorzystujących symulacje linowe i nieliniowe, poprzez eksperyment, a skończywszy na pracach o charakterze technologicznym, związanych z wytwarzaniem światłowodów nieliniowych i nanostrukturyzowanych.

M. Kink

Literatura (bez prac wchodzących do cyklu wnioskodawcy)

- [1] Dudley J. M. & Coen S. Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers. *Opt. Lett.* 27, 1180-1182 (2002).
- [2] Møller U. & Bang O. Intensity noise in normal-pumped picoseconds supercontinuum generation, where higher-order Raman lines cross into the anomalous dispersion regime. *Electron. Lett.* 49, 63-65 (2013).
- [3] L. G. Wright, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres," *Nature Photon.* 9, 306–310, (2015).
- [4] S. Ishida, N. Nishizawa, Quantitative comparison of contrast and imaging depth of ultrahigh-resolution optical coherence tomography images in 800–1700 nm wavelength region, *Biomedical Optics Express* 3, 282-294 (2012)
- [5] Y. Takushima, K. Kikuchi, 10-GHz Over 20-Channel Multiwavelength Pulse Source by Slicing Super-Continuum Spectrum Generated in Normal-Dispersion Fiber, *IEEE Photonics Technology Letters* 11, 322-324 (1999).
- [6] Sun Y. et al. Characterization of an orange acceptor fluorescent protein for sensitized spectral fluorescence resonance energy transfer microscopy using a white-light laser. *J. Biomed. Opt.* 14, 054009 (2009).
- [7] Utkarsh Sharma, Ernest W. Chang, and Seok H. Yun, Long-wavelength optical coherence tomography at 1.7 μm for enhanced imaging depth, *Opt. Express* 16, 19712-19723 (2008).
- [8] H. Kawagoe, S. Ishida, M. Aramaki, Y. Sakakibara, E. Omoda, H. Kataura, and N. Nishizawa, Development of a high power supercontinuum source in the 1.7 μm wavelength region for highly penetrative ultrahigh-resolution optical coherence tomography, *Biomedical Optics Express* 5, 932-943 (2014).
- [9] Cheung C. S., Daniel J. M. O., Tokurakawa M., Clarkson W. A. & Liang H. High resolution Fourier domain optical coherence tomography in the 2 μm wavelength range using a broadband supercontinuum source. *Opt. Express* 23, 1992-2001 (2015).
- [10] Rui Wu, Victor Torres-Company, Daniel E. Leaird, Andrew M. Weiner, Supercontinuum-based 10-GHz flat-topped optical frequency comb generation, *Opt. Express* 21, 6045-6052 (2013).
- [11] Chen-Bin Huang, Sang-Gyu Park, Daniel E. Leaird, and Andrew M. Weiner, Nonlinearly broadened phase-modulated continuous-wave laser frequency combs characterized using DPSK decoding, *Opt. Express* 16, 2520-2527 (2008).
- [12] R. R. Alfano, S. L. Shapiro, "Emission in the Region 4000 to 7000 \AA Via Four-Photon Coupling in Glass," *Phys. Rev. Lett.* 24(11), 584-587 (1970).
- [13] Dudley J. M., Genty G. & Coen S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.* 78, 1135-1184, (2006).
- [14] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Third Edition, Academic Press 2001.
- [15] M. Trippenbach and Y. B. Band, Effects of self-steepening and self-frequency shifting on short-pulse splitting in dispersive nonlinear media, *Phys. Rev. A* 57, 4791 (1998)
- [16] D. Anderson, M. Desaix, M. Lisak, and M. L. Quiroga-Teixeiro, Wave-breaking in nonlinear optical fibers, *J. Opt. Soc. Am. B* 9, 1358–1361 (1992)
- [17] N. Akhmediev, M. Karlsson, Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers, *Phys. Rev. A* 51, 2602 (1995).
- [18] J. M. Dudley and J. R. Taylor, editors, *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*, (Cambridge 2010).
- [19] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, Raman response function of silica-core fibers, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 1159-1166 (1989)
- [20] 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 (2008), 7161-7168.

- [21] C. Agger, C. Petersen, S. Dupont, H. Steffensen, J. K. Lyngsø, C. L. Thomsen, J. Thøgersen, S. R. Keiding, O. Bang, "Supercontinuum generation in ZBLAN fibers—detailed comparison between measurement and simulation," *J. Opt. Soc. Am. B* 29(4), 635-645 (2012).
- [22] Petersen C. R. et al. Mid-infrared supercontinuum covering the 1.4–13.3 μm molecular fingerprint region using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre. *Nature Photon.* 8, 830-834 (2014).
- [23] T. Godin, Y. Combes, R. Ahmad, M. Rochette, T. Sylvestre, and J. M. Dudley, "Far-detuned mid-infrared frequency conversion via normal dispersion modulation instability in chalcogenide microwires," *Opt. Lett.* 39(7), 1885-1888 (2014).
- [24] Domingue S. R. & Bartels R. A. Overcoming temporal polarization instabilities from the latent birefringence in all-normal dispersion, wave-breaking-extended nonlinear fiber supercontinuum generation. *Opt. Express* 21, 13305-13321 (2013).
- [25] Liu Y. et al. Suppressing short-term polarization noise and related spectral decoherence in all-normal dispersion fiber supercontinuum generation. *J. Lightwave Technology* DOI: 10.1109/JLT.2015.2397276 (2015).
- [26] Sørensen S. T. et al. The role of phase coherence in seeded supercontinuum generation. *Opt. Express* 20, 22886-22894 (2012).
- [27] Nguyen D. M. et al. Incoherent resonant seeding of modulation instability in optical fiber. *Opt. Lett.* 38, 5338-5341 (2013).
- [28] Ren Z., Xu Y., Qiu Y., Wong K. K. Y. & Tsia K. Spectrally-resolved statistical characterization of seeded supercontinuum suppression using optical time-stretch. *Opt. Express* 22, 11849-11860 (2014).
- [29] Falk P., Frosz M. H. & Bang O. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths tapered to normal dispersion at all wavelengths. *Opt. Express* 13, 7535-7540 (2005).
- [30] Li F., Li Q., Yuan J. & Wai P. K. A. Highly coherent supercontinuum generation with picosecond pulses by using self-similar compression. *Opt. Express* 22, 27339-27354 (2014).
- [31] Hooper L. E., Mosley P. J., Muir A. C., Wadsworth W. J. & Knight J. C. Coherent supercontinuum generation in photonic crystal fiber with all-normal group velocity dispersion. *Opt. Express* 19, 4902-4907 (2011).
- [32] Heidt A. M. et al. Coherent octave spanning near-infrared and visible supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers. *Opt. Express* 19 3775-3787 (2011).
- [33] Nishizawa N. & Takayanagi J. Octave spanning high-quality supercontinuum generation in all-fiber system. *J. Opt. Soc. Am. B* 24, 1786-1792 (2007).
- [34] K. Chow, Y. Takushima, C. Lin, C. Shu, and A. Bjarklev, Flat supercontinuum generation based on normal dispersion nonlinear photonic crystal fiber, *Electron. Lett.* 42, 989 (2006).
- [35] Xia Li, Wei Chen, Tianfeng Xue, Juanjuan Gao, Weiqing Gao, Lili Hu, Meisong Liao, Low threshold mid-infrared supercontinuum generation in short fluoride-chalcogenide multimaterial fibers *Opt. Express* 22, 24179-24191 (2014).
- [36] A. M. Heidt, "Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers", *J. Opt. Soc. Am. B* 27(3), pp. 550-559 (2010).
- [37] X. Feng, T.M. Monro, P. Petropoulos, V. Finazzi, D. Hewak, "Solid microstructured optical fiber", *Opt. Express* 11(18), pp. 2225-2230 (2003).
- [38] R. Buczyński, J. Pniewski, D. Pysz, R. Stępień, R. Kasztelaniec, I. Kujawa, A. Filipkowski, A. J. Waddie, M. R. Taghizadeh, Dispersion management in soft glass all-solid photonic crystal fibres, *Optoelectronic Review* 20(3), 207–215 (2012).
- [39] Lorentz D. et al. Nonlinear refractive index of multicomponent glasses designed for fabrication of photonic crystal fibers. *Appl. Phys. B* 93, 531–538 (2008).
- [40] T. Martynkien, D. Pysz, R. Stępień, and R. Buczyński, "All-solid microstructured fiber with flat normal chromatic dispersion," *Opt. Lett.* 39(8), pp. 2342–2345 (2014).
- [41] R. Stępień, J. Cimek, D. Pysz, I. Kujawa, M. Klimczak, and R. Buczyński, Soft glasses for photonic crystal fibers and microstructured optical components, *Opt. Eng.* 53 (7), 071815 (2014).

- [42] G. Sobon, Mode-locking of fiber lasers using novel two-dimensional nanomaterials: graphene and topological insulators [Invited], *Photonics Research* 3, A56-A63 (2015)
- [43] Goda K. & Jalali B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements. *Nature Photon.* 7, 102-112 (2013).
- [44] Wetzel B. et al. Real-time full bandwidth measurement of spectral noise in supercontinuum generation. *Sci. Rep.* 2:882 10.1038/srep00882 (2012).
- [45] Godin T. et al. Real time noise and wavelength correlations in octave-spanning supercontinuum generation. *Opt. Express* 21, 18452-18460 (2013).
- [46] Poletti F. & Horak P. Description of ultrashort pulse propagation in multimode optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B* 25, 1645-1654 (2008).
- [47] Poletti F. & Horak P. Dynamics of femtosecond supercontinuum generation in multimode fibers. *Opt. Express* 17, 6134-6147 (2009).
- [48] Khakimov R., Shavrin I., Novotny S., Kaivola M., Ludvigsen H. Numerical solver for supercontinuum generation in multimode optical fibers. *Opt. Express* 21, 14388- 14398 (2013).
- [49] Aalto A., Genty G. & Toivonen J. Extreme-value statistics in supercontinuum generation by cascaded stimulated Raman scattering. *Opt. Express* 18, 1234-1239 (2010).

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

a) osiągnięcia przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora

W ramach studiów doktoranckich i przygotowania rozprawy doktorskiej wnioskodawca badał mechanizmy konwersji wzbudzenia, prowadzące do emisji w zakresie widzialnym, przy pompowaniu optycznym z zakresu podczerwieni, w tym promieniowania diod laserowych. Opiekunem naukowym i promotorem rozprawy był prof. dr hab. inż. Michał Malinowski. Badania wnioskodawcy objęły poznanie właściwości emisyjnych trójwartościowych jonów neodymu lub holmu w roli domieszek aktywnych w szklach fluorkowych typu ZBLAN, w zakresie długości fal bliskiego ultrafioletu i fioletu. Według najlepszej wiedzy wnioskodawcy, wraz promotorem i współpracownikami, byli pierwszymi, którzy opublikowali wyniki pomiaru czasu fluorescencji poziomów energetycznych, z których zachodzą przejścia optyczne 4f-4f w zakresie UV i fioletu, w szklach ZBLAN domieszkowanych jonami Nd^{3+} [Pir2006, Kli2012]. Wnioskodawca badał również własności emisyjne cienkich warstw YAG/YAG domieszkowanych trójwartościowymi jonami dysprozu [Kli2009] – publikacja ta była później cytowana przez międzynarodowe grupy badawcze w kontekście laserów emitujących promieniowanie koloru żółtego, optycznie aktywnych proszków do elementów oświetlenia lub przyrządów do pomiaru temperatury. Badania wnioskodawcy podczas doktoratu objęły swym zakresem również poznanie własności emisyjnych (krótkofalowych) szkieł i światłowodów ZBLAN domieszkowanych jonami erbu, tulu, dysprozu, a także ko-dmieszkowanych jonami prazeodymu i iterbu. Wnioskodawca uczestniczył także w pomiarach absorpcji ze stanów wzbudzonych w szklach ZBLAN domieszkowanych jonami neodymu lub holmu. Wyniki tych badań były na bieżąco publikowane w periodykach recenzowanych z listy JCR – są to prace wymienione dalej, w p. c) „Artykuły naukowe opublikowane przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora”.

Wraz z promotorem i współpracownikami, wnioskodawca został dwukrotnie nagrodzony Zespołową Nagrodą Rektora Politechniki Warszawskiej za osiągnięcia naukowe (2008, 2010). Wnioskodawca był również laureatem Mazowieckiego Stypendium dla Doktorantów.

Literatura (wybrane pozycje)

- [Pir2006] R. Piramidowicz, P. Witoński, M. Klimczak, M. Malinowski, „Analysis of up-converted UV fluorescence dynamics in Nd^{3+} doped ZBLAN glasses,” *Optical Materials* 28(1), 152-156 (2006).
- [Kli2009] M. Klimczak, M. Malinowski, J. Sarnecki, R. Piramidowicz, „Luminescence properties in the visible of Dy: YAG/YAG planar waveguides,” *Journal of Luminescence* 129(12), 1869-1873 (2009).
- [Kli2012] M. Klimczak and R. Piramidowicz, „UV-violet emission properties of ${}^2F(2)_{5/2}$ energy level of Nd^{3+} ions in ZBLAN glass,” *Applied Physics B* 106(4), 1019-1025 (2012).

b) osiągnięcia po uzyskaniu stopnia naukowego doktora

Po ukończeniu studiów III stopnia i uzyskaniu stopnia naukowego doktora, wnioskodawca zmienił grupę badawczą oraz tematykę pracy naukowej z badań własności optycznych dielektrycznych materiałów laserowych na badania własności optycznych półprzewodnikowych materiałów laserowych. Nowa grupa badawcza była, i jest obecnie, prowadzona przez prof. dr. hab. Witolda A. Trzeciakowskiego. Wnioskodawca zajmował się pracami badawczo-rozwojowymi w obszarze przestrajalnych laserów półprzewodnikowych, w których efekt przestrajania był osiągany za pomocą wysokiego ciśnienia hydrostatycznego. Ta eksperymentalnie trudna metoda manipulacji własnościami optycznymi funkcjonujących laserów półprzewodnikowych jest dostępna zaledwie kilku grupom badawczym na świecie. W trakcie okresu pracy w grupie profesora Trzeciakowskiego, wnioskodawca wraz ze współpracownikami zademonstrował ciągłe przestrajanie laserów półprzewodnikowych z pojedynczym obszarem aktywnym (kostek laserowych, o mocy wyjściowej 1-3 W przy pracy ciągłej), pokrywające zakres długości fali 720-1540 nm [Dyb2013]. Ponadto wnioskodawca uczestniczył w badaniach mechanizmów wyciekania nośników prądu w warunkach wysokiego ciśnienia hydrostatycznego pracujących diod laserowych [Ber2013] oraz w demonstracji zastosowania opracowanych, przestrajalnych źródeł laserowych w spektroskopii materiałów laserowych [Ber2013a]. Grupa z udziałem wnioskodawcy przeprowadziła również obszernie badania niezawodności oraz mechanizmów degradacji diod laserowych pracujących w tych trudnych technicznie warunkach [Ber2014]. Ta praca ukazała się już po odejściu wnioskodawcy z grupy (jakkolwiek był on zaangażowany w przygotowanie pracy, a później uczestniczył także w korektach manuskryptu). Praca w grupie prof. Trzeciakowskiego była dla wnioskodawcy niepowtarzalną okazją do praktyki w pomiarach spektroskopowych w zakresie długości fali w bliskiej podczerwieni, oraz w pracy w roli eksperymentatora, z unikatową aparaturą, która „nie wybaczała” najdrobniejszych błędów. Wnioskodawca nabył również doświadczenie w przygotowywaniu i prowadzeniu dużego projektu badawczego: wraz z kierownikiem grupy, wnioskodawca przygotował wniosek „Dostosowanie strojonych ciśnieniem diod laserowych do wymogów rynkowych” którego realizację sfinansowało Narodowe Centrum Badań i Rozwoju w ramach konkursu Innotech (ok. 1 915 000,00 PLN, 2011-2014).

Wnioskodawca dołączył do grupy prof. R. Buczyńskiego w ITME pod koniec 2012 r.

Literatura

[Dyb2013] F. Dybala, A. Bercha, M. Klimczak, B. Piechal, Y. Ivonyak, W. A. Trzeciakowski, “Pressure tuning of high-power laser diodes in the 720–1540 nm range,” *physica status solidi (b)* 250(4), 703-707 (2013).

[Ber2013] A. Bercha, Y. Ivonyak, M. Klimczak, F. Dybala, B. Piechal, W. A. Trzeciakowski, E. Dabrowska, M. Teodorczyk, A. Malag, “Leakage current in 808 nm laser diodes analyzed using high hydrostatic pressure and temperature,” *physica status solidi (b)* 250(4), 769-772 (2013).

[Ber2013a] A. Bercha, B. Piechal, F. Dybala, M. Klimczak, Y. Ivonyak, W. A. Trzeciakowski, “Photorefectance and photocurrent measurements using pressure tuned laser diodes,” *physica status solidi (b)* 250(4), 708-710 (2013).

[Ber2014] A. Bercha, F. Dybala, B. Piechal, Y. Ivonyak, M. Klimczak, W. A. Trzeciakowski, “Pressure tuning of laser diodes in the near-infrared up to 1850 nm: Operational characteristics and reliability studies,” *Review of Scientific Instruments* 85(6), 063107 (2014).

c) Artykuły naukowe opublikowane przed uzyskaniem stopnia naukowego doktora

Lista zawiera wyłącznie artykuły w czasopismach znajdujących się na liście *Journal Citation Reports*.

1. Klimczak, M., Malinowski, M., Sarnecki, J., Piramidowicz, R., Luminescence properties in the visible of Dy:YAG/YAG planar waveguides (2009) *Journal of Luminescence*, 129 (12), pp. 1869-1873. DOI: 10.1016/j.jlumin.2009.04.073
2. Piramidowicz, R., Bok, A., Klimczak, M., Malinowski, M., UV emission properties of thulium-doped fluorozirconate glasses, (2009) *Journal of Luminescence*, 129 (12), pp. 1874-1877. DOI: 10.1016/j.jlumin.2009.04.090

3. Klimczak, M., Malinowski, M., Piramidowicz, R., Orange and IR to violet up-conversion processes in Nd:ZBLAN glasses, (2009) *Optical Materials*, 31 (12), pp. 1811-1814. DOI: 10.1016/j.optmat.2008.12.039
4. Malinowski, M., Kaczkan, M., Klimczak, M., Piramidowicz, R., Ultraviolet emission excitation in RE3+ activated fluoride fibers, (2009) *Optical Materials*, 31 (3), pp. 484-489. DOI: 10.1016/j.optmat.2007.11.034
5. Piatkowski, D., Wisniewski, K., Koepke, C., Piramidowicz, R., Klimczak, M., Malinowski, M., Initial state-resolved excited state absorption spectroscopy of ZBLAN:Ho3+ glass, (2008) *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 93 (4), pp. 809-816. DOI: 10.1007/s00340-008-3245-6
6. Piatkowski, D., Wisniewski, K., Rozanski, M., Koepke, Cz., Kaczkan, M., Klimczak, M., Piramidowicz, R., Malinowski, M., Excited state absorption spectroscopy of ZBLAN:Ho3+ glass-experiment and simulation, (2008) *Journal of Physics Condensed Matter*, 20 (15), art. no. 155201. DOI: 10.1088/0953-8984/20/15/155201
7. Piramidowicz, R., Klimczak, M., Malinowski, M., Short-wavelength emission analysis in Dy:ZBLAN glasses, (2008) *Optical Materials*, 30 (5), pp. 707-710. DOI: 10.1016/j.optmat.2007.02.010
8. Piramidowicz, R., Witoński, P., Klimczak, M., Malinowski, M., Analysis of up-converted UV fluorescence dynamics in Nd3+ doped ZBLAN glasses, (2006) *Optical Materials*, 28 (1-2), pp. 152-156. DOI: 10.1016/j.optmat.2004.10.037

d) Artykuły naukowe opublikowane po uzyskaniu stopnia naukowego doktora

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

1. Buczyński, R., Klimczak, M., Stefaniuk, T., Kasztelan, R., Siwicki, B., Stępniewski, G., Cimek, J., Pysz, D., Stępień, R., Optical fibers with gradient index nanostructured core, (2015) *Optics Express*, 23 (20), pp. 25588-25596. DOI: 10.1364/OE.23.025588
2. Siwicki, B., Klimczak, M., Soboń, G., Sotor, J., Pysz, D., Stępień, R., Abramski, K., Buczyński, R., Numerical simulations of spectral broadening in all-normal dispersion photonic crystal fiber at various pump pulse conditions (2015) *Optical Engineering*, 54 (1), art. no. 016102. DOI: 10.1117/1.OE.54.1.016102
3. Siwicki, B., Klimczak, M., Stępień, R., Buczyński, R., Supercontinuum generation enhancement in all-solid all-normal dispersion soft glass photonic crystal fiber pumped at 1550 nm, (2015) *Optical Fiber Technology*, 25, pp. 64-71. DOI: 10.1016/j.yofte.2015.08.001
4. Swat, M., Salski, B., Karpisz, T., Stępniewski, G., Kujawa, I., Klimczak, M., Buczyński, R., Numerical analysis of a highly birefringent microstructured optical fiber with an anisotropic core, (2015) *Optical and Quantum Electronics*, 47 (1), pp. 77-88. DOI: 10.1007/s11082-014-9984-1
5. Cimek, J., Stępień, R., Klimczak, M., Kujawa, I., Pysz, D., Buczyński, R., Modification of borosilicate glass composition for joint thermal processing with lead oxide glasses for development of photonic crystal fibers, (2015) *Optical and Quantum Electronics*, 47 (1), pp. 27-35. DOI: 10.1007/s11082-014-0011-3
6. Stępniewski, G., Pniewski, J., Klimczak, M., Martynkien, T., Pysz, D., Stępień, R., Kujawa, I., Borzycki, K., Buczyński, R., Broadband dispersion measurement of photonic crystal fibers with nanostructured core, (2015) *Optical and Quantum Electronics*, 47 (3), pp. 807-814. DOI: 10.1007/s11082-014-9979-y
7. Karpisz, T., Salski, B., Szumska, A., Klimczak, M., Buczyński, R., FDTD analysis of modal dispersive properties of nonlinear photonic crystal fibers, (2015) *Optical and Quantum Electronics*, 47 (1), pp. 99-106. DOI: 10.1007/s11082-014-9987-y
8. Pysz, D., Kujawa, I., Stępień, R., Klimczak, M., Filipkowski, A., Franczyk, M., Kociszewski, L., Buzniak, J., Harasny, K., Buczyński, R., Stack and draw fabrication of soft glass microstructured fiber optics, (2014) *Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical Sciences*, 62 (4), pp. 667-682. DOI: 10.2478/bpasts-2014-0073

9. Klimczak, M., Komolibus, K., Piwoński, T., Siwicki, B., Pysz, D., Stępień, R., Ochalski, T., Buczyński, R., Impact of steepness of pump temporal pulse profile on spectral flatness and correlation of supercontinuum in all-solid photonic crystal fibers with flattened normal dispersion, (2014) *Journal of Optics (United Kingdom)*, 16 (8), art. no. 085202. DOI: 10.1088/2040-8978/16/8/085202
10. Stepień, R., Cimek, J., Pysz, D., Kujawa, I., Klimczak, M., Buczyński, R., Soft glasses for photonic crystal fibers and microstructured optical components, (2014) *Optical Engineering*, 53 (7), art. no. 071815. DOI: 10.1117/1.OE.53.7.071815
11. Stepniewski, G., Klimczak, M., Bookey, H., Siwicki, B., Pysz, D., Stepień, R., Kar, A.K., Waddie, A.J., Taghizadeh, M.R., Buczyński, R., Broadband supercontinuum generation in normal dispersion all-solid photonic crystal fiber pumped near 1300 nm, (2014) *Laser Physics Letters*, 11 (5), art. no. 055103. DOI: 10.1088/1612-2011/11/5/055103
12. Klimczak, M., Stepniewski, G., Bookey, H., Szolno, A., Stepień, R., Pysz, D., Kar, A., Waddie, A., Taghizadeh, M.R., Buczyński, R., Broadband infrared supercontinuum generation in hexagonal-lattice tellurite photonic crystal fiber with dispersion optimized for pumping near 1560 nm: Reply, (2014) *Optics Letters*, 39 (8), p. 2241. DOI: 10.1364/OL.39.002241
13. Klimczak, M., Soboń, G., Abramski, K., Buczyński, R., Spectral coherence in all-normal dispersion supercontinuum in presence of Raman scattering and direct seeding from sub-picosecond pump, (2014) *Optics Express*, 22 (26), pp. 31635-31645. DOI: 10.1364/OE.22.031635
14. Kujawa, I., Kasztelaniec, R., Stępień, R., Klimczak, M., Cimek, J., Waddie, A.J., Taghizadeh, M.R., Buczyński, R., Optimization of hot embossing method for development of soft glass microcomponents for infrared optics, (2014) *Optics and Laser Technology*, 55, pp. 11-17. DOI: 10.1016/j.optlastec.2013.06.036
15. Stepień, R., Franczyk, M., Pysz, D., Kujawa, I., Klimczak, M., Buczyński, R., Ytterbium-phosphate glass for microstructured fiber laser, (2014) *Materials*, 7 (6), pp. 4723-4738. DOI: 10.3390/ma7064723
16. Klimczak, M., Siwicki, B., Skibiński, P., Pysz, D., Stępień, R., Heidt, A., Radzewicz, C., Buczyński, R., Coherent supercontinuum generation up to 2.3 μ m in all-solid soft-glass photonic crystal fibers with flat all-normal dispersion, (2014) *Optics Express*, 22 (15), pp. 18824-18832. DOI: 10.1364/OE.22.018824
17. Buczyński, R., Bookey, H., Klimczak, M., Pysz, D., Stepień, R., Martynkien, T., McCarthy, J.E., Waddie, A.J., Kar, A.K., Taghizadeh, M.R., Two octaves supercontinuum generation in lead-bismuth glass based photonic crystal fiber, (2014) *Materials*, 7 (6), pp. 4658-4668. DOI: 10.3390/ma7064658
18. Sobon, G., Klimczak, M., Sotor, J., Krzempek, K., Pysz, D., Stepień, R., Martynkien, T., Abramski, K.M., Buczyński, R., Infrared supercontinuum generation in softglass photonic crystal fibers pumped at 1560 nm, (2014) *Optical Materials Express*, 4 (1), pp. 7-15. DOI: 10.1364/OME.4.000007
19. Stepień, R., Siwicki, B., Pysz, D., Stepniewski, G., Kujawa, I., Klimczak, M., Buczyński, R., Characterization of a large core photonic crystal fiber made of lead-bismuth-gallium oxide glass for broadband infrared transmission, (2014) *Optical and Quantum Electronics*, 46 (4), pp. 553-561. DOI: 10.1007/s11082-013-9835-5
20. Kasztelaniec, R., Kujawa, I., Stępień, R., Cimek, J., Haraśny, K., Klimczak, M., Waddie, A.J., Taghizadeh, M.R., Buczyński, R., Fabrication and characterization of microlenses made of tellurite and heavy metal oxide glass developed with hot embossing technology, (2014) *Optical and Quantum Electronics*, 46 (4), pp. 541-552. DOI: 10.1007/s11082-013-9811-0
21. Klimczak, M., Siwicki, B., Skibiński, P., Pysz, D., Stepień, R., Szolno, A., Pniewski, J., Radzewicz, C., Buczyński, R., Mid-infrared supercontinuum generation in soft-glass suspended core photonic crystal fiber, (2014) *Optical and Quantum Electronics*, 46 (4), pp. 563-571. DOI: 10.1007/s11082-013-9802-1
22. Bercha, A., Dybala, F., Piechal, B., Ivonyak, Y., Klimczak, M., Trzeciakowski, W.A., Pressure tuning of laser diodes in the near-infrared up to 1850 nm: Operational characteristics and reliability studies, (2014) *Review of Scientific Instruments*, 85 (6), art. no. 063107. DOI: 10.1063/1.4881607

23. Klimczak, M., Stepniewski, G., Bookey, H., Szolno, A., Stepien, R., Pysz, D., Kar, A., Waddie, A., Taghizadeh, M.R., Buczynski, R., Broadband infrared supercontinuum generation in hexagonal-lattice tellurite photonic crystal fiber with dispersion optimized for pumping near 1560 nm, (2013) *Optics Letters*, 38 (22), pp. 4679-4682. DOI: 10.1364/OL.38.004679
24. Buczynski, R., Sobon, G., Sotor, J., Klimczak, M., Stepniewski, G., Pysz, D., Martynkien, T., Kasztelanic, R., Stepien, R., Abramski, K.M., Broadband infrared supercontinuum generation in a soft-glass photonic crystal fiber pumped with a sub-picosecond Er-doped fiber laser mode-locked by a graphene saturable absorber, (2013) *Laser Physics*, 23 (10), art. no. 105106. DOI: 10.1088/1054-660X/23/10/105106
25. Bercha, A., Ivonyak, Y., Klimczak, M., Dybala, F., Piechal, B., Trzeciakowski, W.A., Dabrowska, E., Teodorczyk, M., Malag, A., Leakage current in 808nm laser diodes analyzed using high hydrostatic pressure and temperature, (2013) *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, 250 (4), pp. 769-772. DOI: 10.1002/pssb.201200646
26. Bercha, A., Piechal, B., Dybala, F., Klimczak, M., Ivonyak, Y., Trzeciakowski, W.A., Photoreflectance and photocurrent measurements using pressure tuned laser diodes, (2013) *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, 250 (4), pp. 708-710. DOI: 10.1002/pssb.201200645
27. Dybala, F., Bercha, A., Klimczak, M., Piechal, B., Ivonyak, Y., Trzeciakowski, W.A., Pressure tuning of high-power laser diodes in the 720-1540nm range, (2013) *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, 250 (4), pp. 703-707. DOI: 10.1002/pssb.201200644
28. Klimczak, M., Piramidowicz, R., UV-violet emission properties of $2F(2) 5/2$ energy level of Nd $3+$ ions in ZBLAN glass (2012) *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 106 (4), pp. 1019-1025. DOI: 10.1007/s00340-011-4789-4

e) Wskaźniki bibliometryczne

- Sumaryczny impact factor wg. listy JCR zgodnie z rokiem opublikowania: **71.73**
- Liczba cytowań publikacji według bazy Web of Science (WoS): **159**
- Cytowania bez autocytoowań wg. bazy Web of Science: **112**
- Indeks Hirscha wg. bazy Web of Science: **8**

stan na dzień 18.12.2015, kryterium wyszukiwania WoS

Web of Science: Author Identifiers: 0000-0002-3110-9792

(numer ORCID wnioskodawcy)



Mariusz Klimczak